Digitaliseret af | Digitised by

DET KGL. BIBLIOTEK
Royal Danish Library

Forfatter(e) | Author(s):	Ørsted, H. C.
Titel | Title:	Videnskaben om Naturens almindelige Love.
Udgivet år og sted | Publication time and place:	Kjøbenhavn : Fr. Brummer, 1809
Fysiske størrelse | Physical extent:	xxx, 378 s., 11 tav.

DK

Materialet er fri af ophavsret. Du kan kopiere, ændre, distribuere eller fremføre værket, også til kommercielle formål, uden at bede om tilladelse. Husk altid at kreditere ophavsmanden.

UK

The work is free of copyright. You can copy, change, distribute or present the work, even for commercial purposes, without asking for permission. Always remember to credit the author.

PUBLIC DOMAIN

DET KONGELIGE BIBLIOTEK
130004856733

20. - 47.

Videnskaben

om

Naturens almindelige Love

af

Dr. Hans Christian Ørsted,

Professor i Naturlæren ved Kjøbenhavns Universitet, Medlem af det Kongelige Danske Videnskabers Selskab, det Kongelige Bayerske Videnskabers Selskab, det Kongelige medicinske Selskab, det Skandinaviske Litteraturselskab, Selskabet for Veterinairvidenskabens Fremme, det mineralogiske Selskab i Jena, Société d'émulation i Antwerpen.

Første Bind.

Kjøbenhavn 1809.

Forlagt af Fr. Brummer, og trykt hos J. Breum.

BIBLIOTHECA REGIA HAFNIENSIS

Deres Majestæt

Kong

Frederik den Sjette.

Allernaadigste Konge!

Naturvidenskaben, i det den opløfter Sjælen til en høiere Verden, lærer os tillige at beherske den lavere, hvori vi befinde os. Hvor denne Videnskab med Iver dyrkes, der fremblomstrer Velstand paa hvert Punkt i Landet: Kunster, Haandværker og Fabriker forbedres: nye Gjenstande for Flid og Virksomhed opfindes: Bjergværker og Agerdyrkning stige til større og større Fuldkommenhed: kort, hver Dag erobres nye Rigdomme fra Naturen. Deres Majestet, overbevist herom, har altid yndet og befordret Naturvidenskaben, og understøttet dens Dyrkere. Ogsaa jeg har taget Deel i denne Deres Majestets høie Naade. Jeg

vover derfor i dybeste Underdanighed, at nedlægge for Deres Majestets Throne et Værk, hvis Bestemmelse er at tjene Landets unge Videnskabsdyrkere til Grundvold for deres Studium i Naturvidenskaben.

Allerunderdanigst

Forfatteren.

Fortale.

Da jeg deels ved Indledningen, deels ved den forudskikkede Indholdsangivelse, og de over hver større og mindre Afdelning satte Titler, allerede har sørget for, at Læseren kunde finde en let og hastig Oversigt over nærværende Skrifts Omfang og Plan, saa har jeg, ved at overgive det til mine Landsmænd, ikkun nogle enkelte Bemærkninger at gjøre.

Jeg har ved dette Arbeide maattet tage Hensyn paa mere end een Klasse af Videnskabsdyrkere. For de studerende Ynglinger, som ved Begyndelsen af deres acade-

miske Bane skulle gjøre Bekjendtskab med den almindelige Naturlæres første Grundsætninger, maatte jeg fremsætte disse saa fatteligt som muligt, og med en noget større Udførlighed, end jeg uden dette Hensyn havde vildet; for dem, som vilde gaae videre, maatte jeg afhandle mange vanskeligere Materier, som ikke letteligen kunne fattes af en studerende Yngling i hans første academiske Aar. I de Forelæsninger, jeg holder enten for de unge Studerende, eller for en stor og blandet Forsamling af andre Videnskabsvenner, forbiegaaer jeg Undersøgelser, der enten grunde sig paa høiere Mathematik, eller endog paa en noget forviklet Anvendelse af den lavere, og nøies med at angive deres Resultater. I andre Forelæsninger derimod, hvor Tilhørerne allerede ere bekjendte med Videnskabens første Grunde, og have erhvervet dem nogen Færdighed i Mathematikens Anvendelse, forklarer jeg

ogsaa de vanskeligere Sætninger. Jeg har allerede i Vinter paa denne Maade lagt nærværende Bog til Grund for slige videregaaende Forelæsninger. Mange ville maaskee beklage, at Bogen i Følge denne Plan er blevet vidtløftigere, og derved kostbarere, end ellers vilde været Tilfældet, og ville desaarsag, til Fordeel for de mindre Formuende, ønske, at jeg havde udarbeidet et eget Skrivt for hver Klasse. Hertil svarer jeg, at dette efter vor Litteraturs Beskaffenhed vilde være forbundet med betydeligt Tab, for Forfatteren, men at hin Besparelse derimod vilde være ubetydelig. Desuden troer jeg, at denne Bogens Fuldstændighed endog uden sligt Hensyn burde været vedligeholdt. Jeg anseer det nemlig for meget nyttigt, at den unge Videnskabsdyrker i sin Lærebog finder et videnskabeligt Hele. Derved at det, som mangler ham, stilles ham saa nær for Øie, drives han kraftigt til at gaae videre, og Let-

heden, hvormed man i den samme systematiske Bog gaaer over fra en Sætning til en anden, er ham herved en betydelig Opmuntring. Det er mit Ønske, og tildels mit Haab, at de Studerende, som engang ved dette Skrivt, og ved mit mundtlige Foredrag have forskaffet sig en god Grundvold i Naturlæren, skulde gjennem deres øvrige Liv fortsætte dette Studium, og benytte den Bog, ved hvis Hjelp de havde gjort det første Skridt i Videnskaben, som Ledsager ved deres Banes Fortsættelse. Af denne Aarsag agter jeg, naar Skrivtet er færdigt, hvert Aar at udgive en kort Fremstilling af hvad, der siden er opdaget. Dette aarlige Tillæg skal blandt andre Fortrin for en sædvanlig Journal ogsaa have det, at den ganske indrettes med Hensyn paa de Forkundskaber, som kunne øses af Lærebogen. Jeg troer altsaa, ved mit Arbeides Plan, endog at anledige en betydelig Besparelse for dem, som

ikke agte at henlægge Bogen, saa snart de have lært saa meget deraf, som de ved en Examen behøve. For dem, som blot ønske at forskaffe sig de nødtørftige Kundskaber, som udfordres til i et Embede at fortjene det daglige Brød, tilstaaer jeg gjerne, ei at have arbeidet.

Jeg behøver vel neppe at bemærke, at Bogen vilde blevet alt for uforholdsmessig stor, og formedelst Kobberne kostbar, om jeg havde vildet give en nøie Beskrivelse over Maaden, hvorpaa Forsøgene iværksættes, og de Redskaber, som dertil udfordres. De, som høre Forelæsninger ville af disse faae en tydeligere Forestilling ved selv at see, end de af nogen Beskrivelse kunde faae. For Læserne har jeg angivet, hvor de nærmere Beskrivelser over Forsøgene findes. Jeg maa kun herved beklage, at jeg ikke har kundet henvise til noget nyt og fuldstændigt Værk. Først naar vi erholde Beskrivelsen over Hs. Exellence Hr.

Overhofmarskalk v. Hauchs Instrumentsamling, der uden al Tvivl er en af de fuldkomneste, der er til, vil denne Trang vorde afhjulpet. Hver experimenterende Physiker venter den sikkert med Begjærlighed.

Det har været et blandt mine Øiemeed ved Udarbeidelsen af denne Lærebog, saa vidt jeg formaaede, ogsaa at arbeide for Modersmaalet, især har det været mit Ønske, at sætte Kunstord af Dansk Oprindelse i Stedet for fremmede. Det hele Foredrag vorder herved naturligere, og de fremmede Ordbøininger, der upaatvivleligen langt mere vanfire Sproget end de fremmede Stamord, undgaaes. Desuden erholde Tankerne, ved at udtrykkes ved Ord af Modersmaalets egen Stamme, en langt mere umiddelbar, om jeg saa tør sige, øieblikkelig Klarhed, hvorimod man ved et fremmed Ord først maa lade Tanken svæve hen i andre Egne, for at finde dets Oprindelse og indre

Betydning. Ethvert Ord er et Tanketegn, og det hele Sprog en Samling af saadanne. Er nu Sproget virkelig eet Sprog, og ikke en Sammenblanding af adskillige, saa gribe Ordene paa samme Maade ind i hinanden, som Tankerne i Sjelen, og udgjøre tilsammen et lyst og klart Hele. Ved at danne nye Ord, har jeg ikke vildet nøies med at oversætte fremmede, men meget mere søgt, af Tingens Natur og af Sprogets Grundstamme at finde Tegn for Tankerne. Jeg har tillige søgt at finde Ord, som tillade de nødvendige Bøininger. Saaledes har jeg forkastet Ordene Spændkraft, Fjederkraft for Elasticitet, da man dog ikke kan sige om et Legeme, at det er spændkraftigt, fjederkraftigt; jeg har derfor valgt Ordet Spændighed (foranlediget ved det Svenske Spendstighed), hvoraf letteligen dannes Adjectivet spændig. Jeg har i Almindelighed ikke søgt,

at indføre de nye Ord overalt, men kun benyttet mig af dem der, hvor den Ting, som dermed betegnes, i Særdeleshed afhandledes, da en Mængde Ord, hvortil man ikke anden Steds fra er vant, mere forstyrre end forøge Klarheden. Hvor jeg ikke har kundet udfinde noget Ord, som forekom mig, baade betegnende og bøieligt, har jeg ladet de gamle vedblive. Ligeledes har jeg i de mathematiske Udtryk, sjelden søgt at fordanske, uagtet det der ikke vilde være vanskeligt; men et grundigt dansk mathematisk Kunstsprog kan ikkun ventes, naar vi engang i Modersmaalet erholde en grundig mathematisk Lærebog af sand Originalitet. Et saadant mathematisk Kunstsprog vilde have stor Indflydelse paa Naturlærens. Saa meget jeg har stræbt at holde paa det danske Sprogs Selvstændighed, saa lidet har jeg frygtet for at bruge Ord, som lignede Tydske, naar de kun vare dannede af danske Stamord,

og efter det Danske Sprogs Genius. Jeg er saa langt fra at holde dette for en Synd mod det danske Sprog, at jeg meget mere anseer det Modsatte, nemlig at ville forbyde os nye Ord, blot fordi Tydskerne have tidligere havt lignende, for et sandt Sprogforræderie; thi er det ikke en Fornærmelse mod det danske Sprog, at nægte det lige Arveret med det Tydske til den Rigdom, som ligger i deres fælles Grundstamme? og gjør man ikke dette, naar man tillægger det Tydske udelukkende Ret til visse Ord, blot fordi det tidligere har bemægtiget sig dem, uden Hensyn paa at de ere hentede der, hvor vi ogsaa ere berettigede til at hente vore.

Uagtet jeg har gjort mig megen Umage for at faae Trykken feilfrie, og dertil havt Hjelp af en meget opmærksom og tænkende ung Videnskabsdyrker, saa finder jeg dog, at endnu adskillige ere blevne staaende. En nøiagtig Liste paa disse skal findes ved Enden af næste Bind.

Til Slutningen maa jeg anmærke, at jeg selv besørger en Tydsk Oversættelse af dette Skrivt, med de Forandringer, som ere nødvendige ved en Bogs Omplantning fra en Litteratur i en anden.

Kjøbenhavn i Juni 1809.

Forfatteren.

Indhold.

Indledning.

I. Almindelige Betragtninger.

§ 1. Physik i Ordets vidtløftigere Forstand. § 2 og 3 Storheden af dens Opgave. § 4, 5, 6. Hvorledes den kan opløses. § 7. Naturvidenskabens Inddelning. § 8 og 9. Naturlærens Methode. § 10 og 11. Forberedelse dertil, og Maaden at studere den. § 12. Naturlærens Inddeling. § 13. Dens Historie. § 14. Dens Litteratur. 15. Bevæggrunden til at studere Naturlæren.

II. Legemernes almindelige Egenskaber og Forhold.

§ 16. Hvorledes vi kiende de almindelige Egenskaber. § 17-19. Udstrækning, Figur, Materie, Stof. § 20. Chrystallisation. § 21-23. Delbarhed. § 24-27. Alle Legemer ere allerede af Naturen deelte. § 28. Porositeten. § 29. Udvidekraften. § 30. Tyngden. § 31. Sammenhængskraften. § 32. Det Foranderlige og Bestandige ved Legemerne. § 33. Mechanisk og dynamisk For-

andertighed. § 34=36. Faste, flydende, haarde, bløde o. s. v. Legemer. § 37. Bløbhed. § 38. Haardhed og Skiørhed. § 39. Fasthed. § 40. Flydenhed. § 41. Spændighed. § 42. Virkende Kræfter og Inertie. § 43. Materiens Virkninger giensidig. § 44=46. Om Legemernes empiriske Forhold til vore Sandser.

Første Deel.

Bevægelseslæren.

Første Afsnit.

om

bevægede Legemer i Almindelighed.

I. Bevægelsens Grundlove.

§ 47. Hvad Bevægelse og Hvile er. § 48. Absolut og relativ Bevægelse. § 49. Vi kunne ingen absolut Bevægelse kjende. § 50. Det er ligegyldigt, om Legemet bevæger sig i en Retning eller Rummet i den modsatte. § 51=53. Den jevne Bevægelses Love. § 54=57. En Bevægelse sammensat af flere. § 58=62. Kræfters Opløsning.

II. Om Massens Forhold i Bevægelsen.

§ 63. Hvad Legemets Masse er. § 64=65 Bevægelsens Størrelse. § 66. Al Virkning og Modvirkning er lige.

III. Om den ujevne Bevægelse.

§ 66. Definition. § 68=71. Lovene for den jevntvoxende Bevægelse. § 72. Den jevnt aftagende Bevægelse. § 73. Andre Arter af voxende og aftagende Bevægelse. § 74 og 75 Centralbevægelsen. § 76 og 77. Centrifugalkraften. § 78. Dens Maal. § 79. Forsøg med den. § 80=81. Centrifugalmaskinen.

§ 82. Centrifugalkraftens Anvendelse. § 83-93. Lovene for Centralbevægelsen.

Andet Afsnit

om

Tyngden og dens bevægende Kraft.

I. Grundlovene for Tyngdens Virkning.

§ 94 og 95. Hvad Tyngde er. § 96. Alle Legemer have ligestor Tyngde. § 97. Vægt. § 98. Eiendommelig Vægt. § 99. Tyngden frembringer en jevntvorende Bevægelse. § 100. Forsøg over Tyngdens Love. § 101. Bevægelse mod Tyngden. § 102. Tyngden er en almindelig Tiltrækning. § 103 og 104. Tiltrækningens Forhold mod Afstanden. § 105. Tyngdens Love bekræftede ved Astronomiske Observationer. § 106. Ebbe og Flod. § 107. Tyngden strækker sig giennem hele Universum. § 108. Den tiltrækkende Kraft staaer i Forhold til Massen. § 109. Heraf kan man beregne Verdensklodernes Masse. § 110. Faldhastigheden paa andre Kloder. § 111. Tyngden er ei den samme overalt paa Jorden. § 112. Tyngdens Aarsag ligger udenfor Erfarings Grændse.

II. Tyngden forbunden med et Støb.

§ 113-115. Tyngden forbunden med et Stød frembringer en Parabol.

III. Legemernes Fald og Opstigning ad en Skraaning.

§ 116. Hvad en Skraaplan er. § 117. Legemernes Tyngdekraft paa den. § 118. Deres Vægt paa den. § 119. Faldet paa Skraaplanen er en jevntvorende Bevægelse. §. 120-121. Lovene for Faldet paa den og, § 122 og 123, paa en brudt Skraaning og, §. 124, i en krum Linie. § 125 og 126. Faldet giennem en retvinklet Triangels Sider og giennem Chorderne i en Cirkel. § 127 og 128. Faldet i Cycloiden.

IV. Pendulet.

§ 129. Dets Definition. § 130. Grunden til dets Svingninger. § 131. Enkelte og sammensatte Svingninger. § 132. Hvoraf Svingningstiden er afhængig. § 133 og 134. Lovene for Pendulets Svingning. § 135 og 136. Faldhøidens Bestemmelse ved Pendulet. § 137. Forsøg herover. § 138. Svingningspunktet i et legemligt Pendul. § 139. Pendulet som Tidsmaaler. § 140. Det mathematiske Secundenduls Længde. § 141. Omstændigheder, som forandre Pendulets Gang. § 142 og 143. Pendulet viser, at Tyngdekraften ei overalt paa Jorden er den samme. § 144. Paa samme Sted er Tyngden altid den samme. § 145. Pendulet svinger langsommere paa høiere Steder.

Tredie Afsnit

om

Ligevægten i Almindelighed og faste Legemers Særdeleshed.

I. Ligevægten i Almindelighed.

§ 146 og 147. Hvad Ligevægt er og dens Betingelser. § 148. Man taber i Tid, hvad man vinder i Kraft.

II. Vægtstangen.

§ 149. Dens Definition. § 150. Inddelningen af den. § 151. Grundloven for Kræfternes Virkning paa den. § 152. Den legemlige Vægtstangs Reduction til den mathematiske. § 153. De statiske Momenter. § 154. Vægtstangens Tryk paa Støtningen. § 155 - 157. Vinkelvægtstangen og dens Love.

III. Om Tyngdepunktet.

§. 158. Dets Definition. § 159. Hvorledes det findes. § 160. Legemer, hvori Tyngde- og Midtpunktet falde sammen. § 161.

Maaden at finde Tyngdepunktet i en Triangel, § 162, i en med Vægte betynget mathematisk Vægtstang, og, § 163, i flere Legemer. § 164. Understøtningen behøver ei at være umiddelbar. § 165. Tyngdepunktet søger det nederste Sted. § 166. Understøttelsen over, i eller under Tyngdepunktet. § 167 og 168. Et Legeme ligger fast, naar den lodrette Linie fra Tyngdepunktet falder inden for Understøttelsesstaden. § 169. Jo høiere Tyngdepunktet ligger, jo lettere kan Legemet falde. § 170. Adskillige Taskenspillerkunster. §. 171. Menneskets og Dyrenes Gang. § 172. At ophænge et Legeme saaledes, at Tyngdepunktet altid holder det i samme Stilling.

IV. Om den legemlige Vægtstang og dens Anvendelse.

§ 173. Den legemlige Vægtstangs Beregning. § 174. Vægtskaalen. § 175. Bismeren. § 176. Menneskets Arm er en eenarmet Vægtstang. § 177. Næsten alle Redskaber beroe paa Vægtstangen.

V. Tridsen.

§ 178. Dens Beskrivelse. § 179. Tridsen med ubevægelig Axel. § 180. Tridsens Natur udledt af Vægtstangen. § 181. Den bevægelige Tridse. § 182. Gien. § 183. Fordelene af store Tridser.

VI. Vinden.

§ 184 og 185. Vindens Natur.

VII. Skraaplanen som Maskine og Kilen.

§ 186. Skraaplanens Virkning som Maskine. § 187. Kilen.

VIII. Skruen.

§ 188. Skruens Natur. § 189. Især brugelig til at frembringe Tryk. § 190. Skruen uden Ende.

IX. Almindelige Bemærkninger over de mechaniske Potenser.

§ 191. De mechaniske Potenser. § 192. Virkningen af flere Tandhjuls Forening. § 193. Ogsaa i sammensatte Maskiner taber man i Tid, hvad der vindes i Kraft. § 194. Kræfterne til at sætte Maskiner i Gang.

X. Massens Moment.

§ 195. Hvad Massens Moment er. § 196. Beregningen af det. § 197. Dets Anvendelse paa Pendulet.

Fierde Afsnit.

om

Stødet.

I. Om Stødet i Almindelighed.

§ 198. Spændighedens Virkning i Stødet. § 199 og 200. Overgang.

II. Om uspændige Legemers Sammenstød.

§ 201. Uspændige Legemers Stød. § 202. Forsøg herover.

III. Om spændige Legemers Sammenstød.

§ 203-204. Spændige Legemers Sammenstød. § 205. Det middelbare Stød.

IV. Stød i en skjæv Retning.

§ 206. Spændige Legemers skjæve Stød mod ubevægelige Legemer. § 207. Skjæve Stød mod en bevægelig Gjenstand.

Femte Afsnit.

om

Hindringerne for Bevægelsen og Følgerne af deres Virkning.

§ 208. Hindringerne for Bevægelser.

I. Rivningen.

§ 209. Rivningen beroer paa flere Omstændigheder. § 210. Hvad man ved dens Beregning især maa lægge Mærke til. § 211. Rivningen i strygende og rullende Bevægelse. § 212. Den mindst mulige Rivning. § 213. Beskaffenheden af Legemernes Ujevnhed. § 214. Trykkets Indflydelse. § 215. Berøringsfladers Virkning. § 216. Trykkets Indflydelse kan ei nøje bestemmes. § 217. Hastighedens Indflydelse. § 218. Rivningens Moment. § 219. Rivningens Nytte. § 220. Hvorledes Rivningen kan formindskes.

II. Modstanden formedelst Legemernes Stivhed.

§ 221. Hvad Legemernes Stivhed er. § 222. Lovene for den. Umulighed.

III. Middeltrummets Modstand.

§ 223. Hvad derved forstaaes og dets Love.

IV. Umuligheden af et saa kaldet perpetuum mobile.

§ 224. Hvad et perpetuum Mobile er, og Grunden for dets Umulighed.

Siette Afsnit

om

draabeflydende Materiers Bevægelse og Ligevægt.

I. Draabeflydende Legemers Ligevægt mellem hinanden indbyrdes.

§ 225. Hydraulik og Hydrostatik. § 226. De draabeflydende Legemer ere sammentrykkelige. § 227. Vandet har Spæn-

digheb. § 228. De flydende Legemer stræbe efter en Kugelform. § 229. Den vedligeholdes kun i smaae Masser. § 230 og 231. I store Kar er Overfladen plan. § 232. Hver Deel indtager sin Plads ved sin egen Vægt. § 233-235. Flydende Materier staae ligehøit. i forbundne Rør. 236. Vandsprings Aarsag. § 237. Ligevægt mellem flydende Materier af ulige specifisk Vægt.

II. Om flydende Legemers Tryk mod omgivende Flader.

§ 238. Trykket mod Laaget, 239. paa Bunden. § 240. Forsøg herover. § 241 og 242. Trykket mod Siderne. § 243. Hvorstort det Tryk er, en flydende Masse frembringer paa en Flade. § 244. Trykkets Midtpunkt. § 245. Indflydelse af den specifiske Vægt.

III. Flydende Legemers Tryk mod indsænkede Legemer.

§ 246 og 247. Legemerne tabe af deres Vægt i Vand. § 248-250. Lovene herfor. § 251. Den respective Vægt. § 252. Vandet vinder den Vægt, Legemet taber. § 253. Maaden at finde faste Legemers specifiske Vægt. § 254. At finde den for flydende Materier. § 255. Det almindeligste Areometer. § 256-258. Det Nicolsonske Areometer og dets Anvendelse. § 259. At beregne af den specifiske Vægt Legemets Volumen. § 260. Blandingers specifiske Vægt. § 261. Varmens Indflydelse. § 262 og 263. Activ og passiv Svømmen. § 264. Adskillige Phænomener forklarede heraf.

IV. Adhæsionens Indflydelse paa de hydrostatiske Phænomener.

§ 265. Hvad Adhæsionen er. § 266. Adhæsionens Virkning paa Vandets Overflade. § 267 og 268. Overfladernes Tryk. § 269 og 270. Haarrør og deres Virkning. § 271-275. Forsøg med Overfladernes Tryk. § 276. Vand mellem parallele Glas-

pader. § 277. Vand mellem Glasplader, der danne en Vinkel. § 278–280. Skintiltrækninger. § 281. Adskillige Phænomener forklarede heraf.

V. Om flydende Materiers Bevægelse.

§ 282–283. Forskiellen mellem faste og flydende Legemers Bevægelse. § 284. Udstrømningernes relative Hastighed. § 285. Deres absolute Hastighed. § 286. Aabningens Størrelse forandrer intet. § 287. Den specifiske Vægt ei heller. § 288. Udstrømning af Sideaabning. § 289. Naar Aabningen er opad. § 290. Forsøg herover. § 291. Lovene for Udstrømningernes absolute Hastighed stemme ei altid med Erfaring. § 292 og 293. Nogle Grunde hertil. § 294. Straalens Skikkelse. § 295. Hvad en Bølge er. § 296. Bølgens Forplantning skeer kun ved Tryk. § 297. Bølgens Brede. § 298 og 299. Loven for Bølgesving. § 300. Bølgernes Skjæring. § 301. Bølger, der støde mod faste Gjenstande. § 302. Naar Gjenstanden har en Aabning. § 303. Bølgerne paa Havet og hvorledes Brandinger stilles.

VI. Faste Legemers Bevægelse i flydende.

§ 304–306. Middelrummets Modstand uden Hensyn paa Strømninger. § 307. Med Hensyn herpaa. § 308. Litteratur.

Syvende Afsnit.

om

luftformige Legemers Bevægelse og Ligevægt.

I. Om Luftens Egenskaber i Almindelighed.

§ 309. Hvad luftformige Legemer er. § 310 og 311. Luftens Spændighed. § 312. Trykket paa Luften udbreder sig til alle Sider.

II. Om Atmosphærens Tryk.

§ 313. Vor Luft er sammentrykt af hele Atmosphæren. § 314 og 315. At bestemme Størrelsen af dette Tryk. § 316. Beviis for denne Bestemmelses Rigtighed. § 317. Barometeret. § 318. Hvorledes Barometeret bliver fuldkomment lufttomt. § 319. Det pæreformige Barometer. § 320. Hævert Barometeret. § 321. Varmens Indflydelse paa dem. § 322. Hvorefter man skal regne Qvægsølvets Høide deri. § 323. Forbedringer ved det. § 324. Barometeret som Veirglas. § 325. Reise- og Søe-Barometere.

III. Loven for Luftens Sammentrykning.

§ 326 og 327. Den Mariottiske Lov.

IV. Luftpompen.

§ 328 og 329. Dens Beskrivelse. § 330. Luften kan ei fuldkomment udpompes af noget Rum. § 331. Det skadelige Rum. § 332. Luftpomper med Ventiler og § 333 uden Ventiler. § 334. Den Smeatonske Luftpompe. § 335. Fuldkommenhederne ved Luftpompen. § 336. De fortrinligste Luftpomper. 337. Barometeret forbunden med Pompen. § 338. Pæreprøven. § 339. Forsøg med Luftpompen. § 340. Luftens Sammenpresning. § 341. Vindbøssen.

V. At finde Luftens specifiske Vægt og dens specifiske Elasticitet.

§ 342. At maale Luftens Tyngde. § 343. Manometeret. § 344. Forskiellen mellem Manometeret og Barometeret. § 345-347. Luftens eiendommelige Udvidekraft.

VI. Pompen og hvad dermed staaer i Forbindelse.

§ 348. Pompens Beskrivelse. § 349. Tryk- og Sugpomper. § 350. Vindkiedelen.

VII. Om Hæverten.

§ 351 og 352. Dens Beskrivelse. § 353. Den ligebenede Hævert. § 354. Adskillige Phænomener heraf forklarede. § 355. Brugen af Hæverten. § 356. Stikhæverten. § 357. Den intermitterende Hævert.

VIII. Om Luftseiladsen.

§ 358. Hvorpaa Luftbalonen grunder sig. § 359. Montgolfiere og Aerostater. § 360 og 361. Deres Forfærdigelse. § 362. Gondol. § 363. Sammenligning mellem dem. § 364. Om at styre Luftskibet.

IX. Om Bevægelse i Luften.

§ 365. Legemerne tabe af deres Bevægelse i Luften. § 366. Faldskjærmen.

X. Om Strømninger i Luften.

§ 367. Hvad Luftstrømninger ere. § 368. Luftstrømmenes Virkning. § 369-371. Deres Aarsag. § 372. Passatvinde.

XI. Om at maale Høider ved Luftens Tryk.

§ 373 og 374. Lufttrykket aftager med Høiderne. § 375 og 376. Loven for Lufttrykkets Aftagelse. § 377. Hvorledes Høiden findes ved Barometeret. § 378. Varmens Indflydelse paa Luftlagene, § 379 paa Barometeret. § 380. En anden Maade ved Barometeret at maale Høiden. § 381. Andre Tings Indflydelse herpaa. § 382. Manometerets Brug ved Høidemaalninger. § 383. Denne Høidemaalnings Nytte.

Ottende Afsnit.

om

Spændige Legemers Zittringer og Lyden.

I. Grundlovene for spændige Legemers Zittringer.

§ 384. Hvori Legemernes Zittringer bestaae. § 385. Hvori Strænges Zittringer bestaae. § 386. Lovene herfor i Henseende til Udløbsbuerne. § 387. til Strengens Masse. § 388. Almindelig Formel herfor. § 389. Denne udtrykt med Ord. § 390. Svingninger i en Metalstang, hvis ene Ende er fastgiort. § 391. Hvori Snoeningssvingninger bestaae. § 392. Loven herfor. § 393. Vægtens og, § 394. Længdens Indflydelse. § 395. Loven for Metaltraades Snoening. § 396. Folgesætninger heraf. § 397. Om Længdesvingninger.

II. Om Lyden, som frembringes ved spændige Legemers Zittringer.

§ 398. Hvoraf Lyd opstaaer. § 399. Tonometeret og dets Brug. § 400. Tonernes Høide. § 401. Tonernes Udmaalning.

III. Om Ligevægtspunktet i svingende Legemer.

§ 402. Hvad en Svingningsknude er. § 403. Lovene for disse. § 404. Forsøg herover. § 405 og 406. Lovene herfor ved Stænger.

IV. Om Klangfigurer.

§ 407. Hvad en Knudelinie og en Klangfigur er. § 408-412. De forskiellige Klangfigurers Frembringelser. § 413. Naar to Punkter er understøttet, er og Linien mellem dem. § 414. og 415. Gi alle Punkter behøve at være understøttede til en Figurs Frembringelse. § 416 og 417. Den krumme Linie i Klangfigurer er en

Hyperbol. § 418 og 419. Uregelmæssigheden ved større Klangfigurer. § 420 og 421. Klangfigurer med Heremeel. § 422. Enhver Lydsvingning bestaaer igien af mindre. § 423. Electricitet i Klangfigurerne. § 424 og 425. De Figurer og Lyd, de forskiellige Stød frembringe.

V. Om Luftsvingninger.

§ 426. Hvad en Lydbølge er. § 427-429. Luftzittringernes Natur og Love. § 430. Lydbølgernes Hastighed i meer eller mindre tæt Luft. § 431. Luften i et Rør kan sættes i zittrende Bevægelse. § 432. Loven for disse i et, i den ene Ende lukket, Rør og, § 433, for et aabent Rør. § 434. Loven for Svingningsknuderne i begge Slags Rør. § 435. Jo kortere Røret er, jo høiere Tonen. § 436. Blæseinstrumentets Vidde giør intet.

VI. Om Lydens Udbredelse.

§ 437. Lydens Forplantelse i Luften. § 438 I spændige Legemer. § 439. Fra faste til flydende Legemer og omvendt. § 440. Lydens Hastighed i den atmosphæriske Luft. § 441. Maaden at finde den paa ved Svingninger i Rør. § 442. Lydens Hastighed er jevn og den samme for alle Toner. § 443. Dens Hastighed i forskiellige Luftarter. § 444 I faste Legemer. § 445. At bestemme denne i de sidste ved Tonernes Høide under Længdesvingninger. § 445. b. † Lyden udbreder sig til Siderne. § 446. Lydens Aftagelse i Forhold til Afstanden. § 447. Gienlyd. § 448 og 449. Grunden hertil. § 450. Resonants. § 451. Talerør. § 452. Raaberør. § 453. Hørerør. § 454. Talehvelvingen. § 455. Bygningers Indretning, hvor Taler og Musik skal høres.

VII. Lydens Frembringelser ved Taleredskaber.

§ 456. Lydens Frembringelse ved Luftrøret og Stemmeridsen. § 453. b Dens Modification ved Tungekanalen. § 454. b.

† Ved en Feiltagelse forekommer Paragraftallene 445 og 453 til 456 to Gange, hvor de sidstegang forekomme, ere de derfor betegnede med et b.

Vokaler. § 455. b. Konsonanter. 456. b. Forsøg over Talen ved Maskiner.

VIII. Om Øret.

§ 457. Overgang. § 458. Det ydre Øres Beskrivelse. § 459. Høregangen. § 460. Det indre Øre. § 461. Labyrinthen. § 462. Øret hos andre Dyr. § 463. Bestemmelse af Øres Dele.

IX. De første Naturlove i Tonekunsten.

§ 464. Hvad et Toneforhold er. § 465. De letteste Toneforhold for Øret. § 466. Octav, Over- og Under-Octav. § 467. Tonerne i vort nuværende Musik-System. § 468. Accorder. § 469. Store og lille Treklang. § 470. Dissonantsernes Opløsning. § 471. Takten. § 472. Choralmusiken. § 473. Melodie og Harmonie. § 474. Om medklingende Toner. § 475. Om to Toners Sammenstød og Virkning. § 476. Resonantsbunden. § 477. Grunden til den Fornøielse, vi finde i Musiken.

Tillæg om Maal og Vægt.

Den almindelige Naturlære.

Indledning.

I. Almindelige Betragtninger over Videnskaben.

§. 1.

Vi stræbe, med Fornuften at omfatte og gjennemtrænge hele Naturen, og at fremstille den i sin fulde Sammenhæng. Den Videnskab som har dette til Formaal kalde vi Naturvidenskaben, eller Physiken, i dette Ords vidtløftigere Forstand.

§. 2.

Kaste vi et grandskende Blik over Naturen, saa nødes vi til at studse ved Storheden af det Foretagende, at indslutte dette uendelige Hele i en Videnskab. Hvor overvettes stor er ikke den Mængde af Gjenstande, som findes udbredt paa den Klode vi beboe. Hvilken talrig Skare af Dyr ere

os ikke bekjendte af Navn, og hvor mange ere dog ikke de, som Oceanet skjuler for os, hvor mange opholde sig ikke i Landstrækninger, som aldrig betraadtes af nogen Undersøgers Fod, og hvor mange undrage sig ikke vort Øje, ved deres Skjul i Jorden, i Planter, i andre Dyrs Indvolde; ei at tale om dem som kun ved kunstige Seeredskaber kunne opdages? Ikke mindre beundringsværdig er Mangfoldigheden af Planternes Arter, hvoraf vel 20000 ere beskrevne. Og nu Mineralierne, opgravne af Jordens Skjød, hvorind vi endnu ikke have trængt saa mange Favne, som der er Mile til Jordens Middelpunkt! Hvor forvovent maae ikke det Forsæt synes, at ville erholde Kundskab om alt dette! og dog er dette kun en uendelig liden Deel af Naturen. Opstige vi blot, i Tanken, til vort Solsystem, saa synes Jorden allerede mod dette kun et Punkt; men ikke destomindre er atter Solsystemet ligesaa lidet mod den Deel af Himmelen, vi beregnende kunne overskue; og hvad er dog endeligen alt dette, mod den Uendelighed hvori Indbildningskraften, fremskridende i Beregningens Form, tilsidst taber sig. Vende vi os nu til den modsatte Side, og stræbe med det sønderlemmende Jern at trænge ind i Legemernes Inderste, saa opdage vi der altid Dele, som ved nærmere Undersøgelse findes sammensatte af andre, der atter selv have en kunstig Bygning, bestaaende af mange Deele, og saaledes uden Ophør. Kort vi møde ogsaa her tilsidst noget, som ikke mere kan fattes af vore Sandser. Paa den ene Side tabe vi os i det uendeligt Store, paa den anden i det uendeligt Lille.

Men dette uendeligt Dybe og Høje skal ikke blot fattes saaledes som det nu er, det skal ogsaa skues som det var, og der skal forud beregnes, hvad det skal vorde. Kun naar

alt dette er opdaget og erkjendt, er Naturvidenſkaben udtømt.

§. 3.

Det ſees let, at vi her blot have leveret nogle Hovedtræk af et Ideal. En Videnſkab ſom denne maae altid blive uopnaaelig for menneſkelige Kræfter. Men uden at ſætte os et Formaal, have vi ingen Retning for vore Kræfter, og uden et uopnaaeligt Maal, kan den beſtandige Udvikling, hvortil Menneſkeſlægten er beſtemt, ikke fremmes. Spørgsmaalet er altſaa her: hvorledes er det muligt, at vi i vor snævre Kreds kunne danne os en Videnſkab, der endog kun var et ſvagt Billede af hint Ideal?

§. 4.

Et dybere indtrængende Blik i Naturen viser os i al dens uendelige Mangfoldighed en beundringsværdig Enhed. Saa forſkjellige Gjenſtandene end kunne ſynes mellem hinanden, ſaa opdager dog en nøiere Grandſkning i dem alle et fælles Væsen. Saaledes finde vi, over hele Dyreriget de ſamme Grundlove for Organiſationen, uagtet den største og mangfoldigſte Forſkjellighed, i ydre Form og indre Bygning. Ved beſtandigen mere og mere at henvende vor Opmærkſomhed paa denne Grundeenhed, ere vi komne ſavidt, at vi kun behøve at kjende nogle faa Dyr af hver Klasse, for at erholde en rigtig Indſigt i hele Dyrerigets Væsen. Vi kunne endog derved danne os en temmelig fuldkommen Foreſtilling om Dyr, ſom nu ikke mere ere til, og hvoraf man kun har Reſter dybthentede af Jordens Skjød. Den ſamme Eenhed finde vi igjen i Planteriget, hvor ligeledes en grun-

dig Undersøgelse af nogle faa Organisationer er nok, til at give en dyb Indsigt i hele Plantenaturen. Ved en fortsat Undersøgelse finder man endog et Eenhedspunkt for Dyr- og Planteriget selv; men ogsaa denne Eenhed er atter kun et Leed af en højere, og saa frembeles, indtil Tanken taber sig i en Grundeenhed for hele Naturen. Hvor vi end henvende vort Øje finde vi paa nye den samme Eenhed. De Love, som gjelde for vor Maanes Bevægelse, gjelde ogsaa for dem der ledsage de andre Planeter. Disse Planeters Bevægelse omkring Solen fuldbyrdes atter efter de samme Love, og hver nyopdaget Klode tjener kun til at bekræfte den gamle Lov. Men endnu herved blive vi ikke staaende: vi have endog Grund til at antage, at vor Sol, tillige med mange andre, gjentage i det Store, det som vort Planetsystem kun viser os i det Smaa. Gaae vi omvendt fra hine Verdensklode til Legemerne her paa Jorden, saa finde vi, at de alle uden Undtagelse lyde de samme Bevægelsens og Tyngdens Love, som hine store Verdenslegemer, saa at vi af vore Forsøg over Bevægelserne her paa Jorden formaae, at uddrage Følger, som gjelde for det hele Alt. Kjende vi nu ret disse Bevægelsens Love, saa kunne vi ogsaa beregne, hvorledes Verdensklodernes Stillinger have været, og hvorledes de til enhver given Tid skulle vorde. Stjernekyndigheden frembyder os herpaa mangfoldige Exempler. En lignende Lovmessighed have vi ogsaa fundet, skjøndt langt fra endnu ikke udmaalt med samme Nøyagtighed som i Astronomien, for Tidsfølgen i adskillige andre Naturbegivenheder, saasom regelmessige, skjøndt endnu ikke ved Tidsmaal bestemte Perioder, i Jordklodens Udvikling, i de dynamiske Virkninger, i Magnetnaalens Bevægelse.

Diſſe Exempler oplyſe os, hvad Philoſophien ſtrængt beviſer, at enhver velført Underſøgelſe, af en indſkrænket Gjenſtand, opdager os en Deel af det Heles evige Love.

§. 5.

Underſøge vi endnu nærmere diſſe Love, ſaa finde vi, at de have den fuldkomneſte Overeensſtemmelſe med Fornuften, eller rettere vi finde, at Naturen overalt lyder Fornuftens Love. Det er ogſaa let at indſee, at uden den inderlige og fuldendte Overeensſtemmelſe, ſom udgjør Fornuftens Væſen, heller ikke Naturen kunne beſtaae. Henvende vi altſaa nu atter vort Blik paa Naturens Mangfoldighed, ſaa ſee vi der vel paa nye en Uendelighed af Virkſomhed og Kræfter, men alle i den inderligſte og uadſkilleligſte Forbindelſe med en ligeſaa uendelig Fornuft. I det vi ſaaledes med den dybeſte Andagt ſee det evige Væſens Aabenbaring i Naturen, lære vi, at den Enhed, vi deri opdage, beſtaaer i en det Hele gjennemtrængende, alt beherſkende uendelig Fornuft.

§. 6.

Det er altſaa ved Naturens indre Enhed, og ved den Overensſtemmelſe, ſom herſker mellem den og Fornuften, at en Naturvidenſkab er mulig.

Enhver vil let ſee, at det her givne Billede, af Naturen og Naturvidenſkaben, blot er en ſandſelig Fremſtilling af Philoſophiens Reſultater. Den er heller ikke her givet for deraf at udlede noget i Videnſkaben ſelv; men for at opvække

en klar Idee om det Hele, uden hvilken enhver Deel af Naturvidenskaben ikkun vil behandles eensidigen.

§. 7.

Ved Sandserne skulle vi beskue Naturens Virkninger, ved Fornuften skulle vi erkjende disses Væsen og indbyrdes Forhold. Det første Skridt til Naturvidenskab er, ved Sandserne at bemærke Gjenstandenes Form, Bygning, Sammensætning o. s. v. kort alt det som læres ved at betragte Gjenstandene, saaledes som de i en given Tilstand, og uden at være sat i Virksomhed, frembyde sig for Sandserne. Denne uhyre Mængde ordnes, i Følge Grundsætninger, efter deres Ligheder eller Forskjelligheder. Derved opstaaer Naturbeskrivelsen, som mindre rigtig kaldes Naturhistorie. Til denne henhører ikke blot Beskrivelsen over Dyr, Planter og Mineralier, men ogsaa den physiske Jordbeskrivelse og den Deel af Stjernekyndigheden, som blot beskriver Himmellegemernes Stilling, Form o. s. v. Selv Anatomien og Crystallographien maa henregnes til Naturbeskrivelsen. Dog nærme disse sidste sig mere Naturvidenskabens egentlig undersøgende Deel.

I denne blive vi ikke staaende ved hint første Bekjendtskab med Gjenstandene, men betragte dem i Virksomhed, og stræbe at opdage de Love, hvorefter samme retter sig. Denne Deel fortjener Navn af Naturundersøgelsen, og Indbegrebet af de Indsigter den forskaffer os, kaldes Naturlæren. Den deler sig i den almindelige, som fremstiller Lovene for den indbyrdes Virkning mellem Legemerne, uden at betragte disse som Dele af noget andet Hele end Universum: og den særdeles, som stræber at udvikle og frem-

stille den indvortes Sammenhæng og Væsenet i et for sig betragtet Hele. Til denne henhører: Læren om Verdensklodernes Bevægelseslove, Astronomi i Ordets strængere Betydning: Læren om Jordklodens Udviklingslove, Geologie: Læren om Naturlovene i de organiske Væsener, Physiologie. Egentligen herskér i hele Naturen de samme Love, kun i en høiere eller lavere Orden; men denne Forskjel af Potents, hvori Naturlovene forekomme, gjør allerede en meget betydelig Forskjel i Videnskabens Væsen og Foredrag. Imidlertid ville dog alle Dele af den særdeles Naturlære langt fuldkomnere sammenknytte sig med den almindelige, dersom ikke alle Naturlærens Dele endnu vare saa langt fra Fuldkommenheden. Jo videre vi ere rykkede frem i Indsigt, jo mere have alle Naturlærens Grene nærmet sig til at udgjøre et Hele; men virkeligen at opnaae dette Øiemeed, er paa denne Vei ikke muligt, formedelst Gjenstandenes Mangfoldighed, og fordi det ikke er muligt, blot ved at betragte Delene, at lære det Heles Væsen at kjende. Ligesom derfor Erfaringsnaturvidenskaben begynder med de enkelte Dele, for derfra at opstige til det Hele, saaledes maae omvendt ogsaa Naturgrandskeren søge at bemægtige sig det Heles Idee, for derfra at kaste et større Blik over Delene, og fuldkomnere at skue dem i deres Sammenhæng. Dette skeer i Naturphilosophien. Denne Videnskab søger at udgrunde Verdens Beskaffenhed af Tingenes nødvendige Natur. Den er den høieste Speculation, og laaner intet af Erfaringen, ligesom paa den anden Side Erfaringsnaturvidenskaben ikke bør blandes med speculative Sætninger. Desuagtet ere disse to Undersøgelser ikke uden Indflydelse paa hinanden; thi det Heles Idee er for Erfaringsgrandskeren

at betragte som en lysende Sol, uden hvilken han intet vilde see i de sandselige Bemærkningers uhyre Chaos; og for den speculative Philosoph ere Erfaringerne at betragte som veiledende Stjerner, uden hvilken den endelige Aand let kunde forvilde sig i Fornuftens uendelige Dybhed.

Man har ofte under det Navn almindelig Naturlære blot forstaaet en Deel af det, som her under samme Navn indbefattes. Man ansaae nemlig Bevægelseslovene som almindelige, de chemiske Virkningers Væsen derimod satte man i de Stoffer, hvori Virkningen foregik, ikke i Kræfterne, som frembragde dem. Vi ville i det Følgende faae at see, at de chemiske Naturkræfter ere ligesaa almindelige som de mechaniske, og at altsaa hin Inddeelning ei kan bestaae.

Det som her er kaldet almindelig Naturlære, kaldes sædvanligt ogsaa Physik, og Ordet tages da i sin meest indskrænkede Betydning.

Naturbeskrivelsen kunde ogsaa, med et meget passende Navn, kaldes Naturkyndigheden, ligesom vi kalde den, som besidder samme, en Naturkyndig. Den som arbeider i den undersøgende Deel kaldes en Naturgrandsker, Naturundersøger. Det forstaaer sig, at ingen tænkende Mand er blot Naturkyndig, om end Naturkyndigheden er hans Hovedformaal.

§. 8.

Naturlærens Methode deles i den beskuende eller betragtende, og den experimentale. Hin tager Phænomenerne saaledes, som Naturen selv frembyder dem; dennes Væsen bestaaer i, vilkaarligen at sætte Naturen i Virksomhed, for derved desto lettere at undersøge den. Den har uddannet sig til en egen Kunst, Kunsten at experimentere, at iværksætte Forsøg. Hvor Naturen virker med mangfoldige forenede Kræfter, der

søger Experimentator, at tilbageholde nogle, for at lade andre virke desto friere; ja at tilbageholde alle øvrige, for blot at lade en enkelt yttre sig med Frihed. Hvad Naturen udretter i store Masser, maae han ofte søge at fremstille i det Mindre, for at kunne rykke det Øiet nærmere; og hvad Naturen frembyder saa smaat, at det ville undgaae det skarpeste Øie, det maa han gjøre synligt, ogsaa for det mindre skarpe. Hvad Naturen ved hemmelige Kræfter søger at bevirke, det maae han bringe til at aabenbare sig, og ved Vægt og Maal maae han bestemme deres Gang. Hvad Naturen kun virker for een Sands, det maae han søge, ogsaa at bringe for den andens Domstol, paa det at den klarere Sands kan skue, hvad den mørkere kun fornam. Ikke blot hvad Naturen frembringer, søger han at efterligne; men ogsaa paa andre Veie, dem Naturen i sin frie og aabenbare Virkning ikke har viist ham, maae han ofte søge at frembringe det samme, for desto lettere at opdage dets Aarsag. Kort at tvinge Naturen til at virke for hans Øine, og vise ham sine Love, det er hans Hensigt.

Denne Kunst forudsætter en ved lang Øvelse erhvervet Færdighed; men al Færdighed vilde dog være forgjeves, naar den ikke styredes af en med Naturen fortrolig Aand. At have seet en Mængde af Naturens Særsyn, er endnu ikke at have Indsigt deri; kun ved en rigtig Forbindelse vorde os Forsøgene lærerige. At experimentere er at forelægge Naturen Spørgsmaal, og dette formaaer kun den, som allerede veed, hvorom han skal spørge. Den som experimenterer maae derfor, paa den ene Side, bestandigen have det Hele for Øinene, ellers kunde han ingen klar Forestilling erholde om Delene, paa den anden, maae han ingen

Deel holde sin Opmærksomhed udværdig, fordi den dog er en Deel af det Hele. Aldrig bør han glemme, at de Kræfter, hvorved Liv og Bevægelse vedligeholdes over hele Naturen, findes i de mindste som i de største Legemer. Han vil da altid gaae til sit Arbeyde med den strængeste Alvorlighed og Opmærksomhed, ærbødig erkjendende, at det er Naturen selv, der endog i den ubetydeligste Gjenstand taler til ham. Med denne Aand vorder ham det Enkelte en værdig Gjenstand for hans Undersøgelse, men kun med Hensyn paa det Hele. Naar han altsaa ikke i det Enkelte Forsøg opdager dette, saa stræber han at opdage dets Forbindelse, og udleder af det ene Forsøg det andet, indtil han seer den hele Rekke af Forsøg fremstille en Naturlov. Heller ikke noies han med at see en Virkning i et eneste Legeme, eller i en eneste Klasse af samme, men han vil vide om den ikke finder Sted i alle Legemer, eller da dette ikke er muligt, i alle Klasser af Legemer, og blandt de mest forskjellige i samme. Desforuden fremstiller han det undersøgte Phænomen under saa mange Skikkelser som mueligt, (Forsøget varieres) for derved med desto større Klarhed og Vished, at kunne see alle de Betingelser hvorunder det finder Sted. Kun ved at give Forsøgene denne Sammenhæng, Udstrækning og Mangfoldighed kan hans Arbeide forskaffe ham Indsigt, og vorde mere end en blot Beretning om enkelte Særsyn. Naar han i et, eller flere sammenhængende Forsøg har seet en vis Række af Phænomener, som fulgte hinanden i en bestemt Orden, saa begynder han Forsøget fra den modsatte Side, for at see, om alt nu følger i den modsatte Orden, (har han f. Ex. før sammensat, saa søger han nu

at adſkille); det er: Forſøget maae altid foretages i de to mulige modſatte Retninger (i Chemien ſiger man, at det ſaavel bør foretages analytiſk ſom ſynthetiſk). Kun naar dette er ſkeet, kan man gjøre ſig Haab om, at have truffet den rette Forbindelſe mellem Phænomenerne; dog var det muligt, at man endnu havde bedraget ſig, derſom man ikke havde fremſtillet Forſøgets Betingelſer i deres fulde Renhed. Hertil hører, at man ved Forſøg, hvori det kommer an paa Materialiernes Natur, vælger diſſe rene, frie for fremmede Materier, og hvor det kommer an paa Formen, forſkaffer ſig Redſkaber, ſaa vel bearbeidede, at deres Form kommer den mathematiſke Nøyagtighed meget nær; thi iagttages ikke alt dette, ſaa er Forſøget et andet, end det man tænker ſig, og med Henſyn paa dets Idee, ſiges det da ikke at være reent. Kommer nu hertil en fuldſtændig Iagttagelſe af alle ved Forſøget forekommende Beſtemmelſer, ſaaledes at enhver Forandring bemærkes, dens Størrelſe angives, dens Forbindelſe med andre og gjenſidige Forhold med udvortes Omſtændigheder ikke tabes af Sigte, ſaa er Forſøget nøiagtigt. Endeligen maae Experimentator, for at være ſikker paa, at han ikke har ladet ſig bedrage ved Sandſerne, ofte gjentage Forſøget, og det i ſammes forſkjelligſte Skikkelſer.

§. 9.

I den almindelige Naturlære er iſær den experimentale Methode den herſkende, hvorfor den ogſaa ſædvanlig udelukkelſesviis kaldes den experimentale Phyſik. Vel er den uden Modſigelſe berettiget til ogſaa at benytte Erfaringer af anden Art; men den ſtræber dog altid; ſaa me-

get muligt, at indrage dem i Forsøgningskunstens Kreds, hvor den har Undersøgelsen fuldkomnere i sin Magt. Ogsaa da, naar den af visse Grunderfaringer har udledet Naturlove, og fremstillet dem i deres hele Fornuftsammenhæng, tilføier den endnu Forsøg, deels for at gjøre Naturlovene beskuelige, dees for at bevise, at i Undersøgelsen ingen Vildfarelse er begaaet.

Næsten alle Lovene for Materiens udvortes Forandringer lade sig fremstille mathematisk, og derved er en stor Deel af Naturlæren forvandlet til Mathematik. Den mathematiske Methode i Naturlæren er imidlertid meget forskjellig fra den i den egentlige Mathematik, selv fra den som hersker i de Dele af den anvendte Mathematik, hvor de samme Materier, som i Naturlæren, behandles. Mathematikeren maa, som saadan, især stræbe efter den størst mulige kunstrige Strænghed i Beviserne, og af saa faa og enkelte Grundforestillinger som muligt søge at udvikle sine Sætninger. Naturgrandskeren derimod stræber blot at finde den meest umiddelbare Forbindelse mellem Virkningen af de forskjellige Naturkræfter. For ham ere de Erfaringer, som i den anvendte Mathematik kun maae laanes, Eiendom. Han frygter altsaa ikke for at bruge mange Erfaringer, for derpaa at stytte sig, naar han kun seer en Forbindelse imellem dem; ja for ham er det endog ofte en Pligt, at udvikle Sætninger umiddelbart af en Virknings Natur, som Mathematikeren, ved en Omvei, finder af en anden Sætning, paa hvilken han hellere vil vove at bygge.

Mathematiken giver mange Dele af Naturlæren en høi Grad af Vished og Fuldendthed; men den kan ikkun

anvendes der, hvor Grundbegreberne ere bragte til en høi Grad af Klarhed og Bestemthed. Det er derfor et Tegn paa at vi ere komne meget vidt i en Underſøgelſe, naar vi kunne begynde deri grundigen at anvende Mathematiken. Dog beviſer dette ikke, at vi jo endnu kunne trænge meget dybere ind deri; thi det til Klarhed bragte Begreb kan let desuagtet lade ſig opløſe i høiere.

Vore Erfaringskundſkaber ere i mange Punkter ufuldſtændige, ſaa at vi ofte ikke vide hvilken Sammenhæng vi bør antage mellem Naturbegivenheder, ſom vi dog kunne indſee, ikke at være ganſke uden ſaadan. Deslige Huller i vore Kundſkaber udfyldes undertiden heldigt ved Fornuftſlutninger; men gaaer man herved ikke ſtrængt til Værks, men lader ſig nøie med blotte Sandſynligheder, ſaa er den Forbindelſe man ſætter mellem Begivenhederne kun en Gisning, Hypotheſe. Man danner undertiden ogſaa Hypotheſer over Forbindelſen mellem Naturvirkningerne, og en uden for vor Erfaring liggende Aarſag til ſamme. Derſom Tilværelſen af det ſom udgives for Aarſag virkeligen af Fornuften er beviiſt, og Formodningen altſaa ikkun angaaer Aarſageligheden, ſom ſættes mellem Kraft og Virkning, ſaa er en ſaadan Gisning af ſamme Værdie ſom de af foregaaende Art; men naar man blot med Indbildningskraften ſkaber en Aarſag, ſaa er den Gisning, man frembringer, at anſee ſom et blot Spil, der i Videnſkaben ingen Opmærkſomhed fortjener. I øvrigt bør altid Gisningerne, endog de ſandſynligſte, omhyggeligt ſkjælnes fra de afgjorte Sandheder. Jo mere dette, ſom ikke altid er ſaa let, ſkeer, jo ſikkrere og haſtigere vil Videnſkabens Fremſkriden være. Fra de her omtalte Gisninger, eller rettere, Gisningsſæt-

ninger, maae man vel skjelne Prøvegisninger, som man blot fremsætter sig og andre som Spørgsmaal til Opløsning, og i hvilke endog de dristigste Forudsætninger ere tilladelige.

Alle nye Gisninger kunne man betragte som blotte Prøvegisninger; men naar det hænder, at de finde mere Bifald end Prøvelse hos Tidsalderens Lærde, saa indsnige de sig siden som Gisningsfætninger, og tilsidst faae de ved Alderen et Slags Hellighed, saa at det ansees for en ubeskeden Dristighed, at angribe dem. Man kan derfor med Rette sige, at det egentligen er de gamle og ikke de nye Hypotheser, som ere farlige for Videnskaben. Enhver Naturgrandsker bør sørge for, at de ikke blive gamle, som Hypotheser. Ved et besynderligt Selvbedrag troer derfor nogle, allerede at have gjort Videnskaben en Tjeneste, ved at føre Klager over dem.

§. 10.

Foruden den Forberedelse som udfordres til at studere enhver Videnskab, er Mathematikens Studium især vigtigt for den, som vil gjøre nogen Fremgang i Naturlæren. Den elementare Mathematik kan i Begyndelsen være tilstrækkelig; men vil man gaae videre, maae dermed endnu forbindes den høiere. Mindre nødvendig er, som Forberedelse, den systematiske Naturbeskrivelse, efterdi den daglige Erfaring allerede giver os et saa betydeligt Forraad af Naturkyndighed, og giver os saa megen Oversigt over Naturgjenstandenes Classification, at man allerede med dem kan gjøre store Fremskridt i Naturlæren. For at erhverve sig en fuldendtere Indsigt, er derimod en Oversigt over den systematiske Naturkyndighed uundværlig. Den som ønsker, ret at trænge ind i den almindelige Naturlære, kan det overhovedet ikke noksom anbefales, at henvende sin Opmærksomhed paa alle andre Dele

af Naturvidenſkaben. Dette vil meget bidrage til at udvide hans Blik, og hindre, at han ikke tager en liden Kreds af Erfaringer, for den hele Natur. For at danne dette store og faste Blik, ſom i enhver Videnſkab er ſaa væſentligt, vil et frit og ſelvſtændigt Studium af Philoſophien være af ſtørſte Vigtighed, og ſkjøndt dette med Henſyn paa alle andre Videnſkaber ogſaa er uundværligt, ſaa fortjener dog Nødvendigheden heraf, til en Naturgrandſkers Fuldendelſe, her at bemærkes.

At gjøre ſig bekjendt med Videnſkabens Anvendelſe, har ogſaa en nyttig Tilbagevirkning paa dens eget Studium.

§. 11.

Den almindelige Naturlære er at anſee, baade ſom Kunſt og ſom Videnſkab. Af denne Aarſag ere de Regler, ſom bør iagttages ved Videnſkabernes Studium i Almindelighed, endnu ikke tilſtrækkelige til at gjøre Fremgang i denne. Af yderſte Nødvendighed er det, ſelv at have ſeet de Phænomener ſom Naturlæren afhandler. Vil man gjøre videre Fremgang, maae man endog ſelv gjentage Forſøgene, for ret at betragte alle deri forekommende Omſtændigheder. Hertil behøves ikke altid koſtbare Redſkaber og ſtore Tilberedelſer, thi ofte ere de ubetydeligſte Ting ſikkede, til at fremſtille de vigtigſte Naturlove. Man begynder rettest med at gjentage bekjendte Forſøg, hvis Reſultater anſees ſom afgjorte, og naar man derved har faaet nogen Øvelſe og Sikkerhed, gaaer man over til dem hvis Betydning endnu er omtviſtet, hvorfra endeligen Overgangen til frie og ſelvſtændig Underſøgelſe, er let og naturlig. Overalt bør Naturlærens Dyrker lægge noie Mærke til de Naturbegivenheder, ſom

foregaae daglig omkring ham, søge at forklare dem, eller dog at finde deres Forbindelse med andre. For at faae et ret klart Blik over Videnskabens Forhold til Naturen selv, er det meget nyttigt at studere de forskjellige Tidsalderes Forestillingsmaader, og for ret at forstaae dem, at forsøge en og enden Naturbegivenheds Forklaring i forskjellige Tidsalderes Aand.

§. 12.

Den almindelige Naturlære skal angive Lovene for Legemernes indbyrdes Virkning. Denne kan inddeles efter de Forandringer, som Legemerne derved lide. Disse kunne være af to Slags: udvortes, hvorved et Legeme kun forandrer sit Sted og sin Stilling mod andre Legemer, og indvortes, naar de Egenskaber, hvormed det virker paa andre Legemer, forandres. Den første Art af Forandringer kaldes Bevægelse, den sidste Art Kraftforandring, fordi enhver Egenskab, hvorved en Gjenstand virker, kaldes Kraft. I Følge heraf deler sig altsaa den almindelige Naturlære i to Hovedgrene, Bevægelseslære og Kraftlære. Den første kaldes ogsaa Naturlærens mechanische Deel, den sidste dens dynamiske, og paa samme Maade tale vi om mechanisk og dynamisk Virkning. Man kunde endnu tænke sig en tredie Deel, hvori der handledes om Lovene for Kræfternes Virkning, i Forening med Bevægelsen; men en saadan har endnu ikke faaet den behørige Udarbeidelse; saa at det, som didhørende er bekjendt, bedst anbringes i den dynamiske Deel. Det er imidlertid en Mangel i Naturlæren, at vi ikke ere i Besiddelse af Undersøgelser, der satte os i Stand til, at afhandle denne Deel for sig; thi i Naturen,

iſær i den Deel deraf ſom kaldes den organiſke, ſpores Foreningen af den mechaniſke og dynamiſke Virkning, og ſammes ſtore Følger, paa det tydeligſte.

At der i den mechaniſke Deel handles om bevægende Kræfter, bør ikke give Anledning til at forvexle den med Kraftlæren, ligeſaa lidet, ſom naar der i Kraftlæren handles om Bevægelſer, frembragte ved de indre Kræfter; thi i det ene Tilfælde gaaer dog Alting ud paa at beſtemme Bevægelſens, i det andet derimod Kræfternes Love.

Foran Bevægelſeslæren og Kraftlæren gaaer en Fremſtilling af Legemernes almindelige Egenſkaber og Forhold. Denne er at anſee ſom en Indledning, hvis Sætninger udgjøre den yderſte Abſtraction, hvortil Naturbeſkrivelſen har kunnet hæve ſig.

Det kunne ſynes urigtigt, at lade den mechaniſke Deel gaae foran den dynamiſke, da dog de indre Kræfter ere Aarſag til alle udvortes Phænomener, ſaa at det endog var umuligt, at et Legeme kunde ſætte et andet i Bevægelſe uden diſſe Kræfter; men en ſaadan Indvending bortfalder, naar man betænker, at det altid er den empiriſke Methodes Væſen, at begynde med det Ydre, for derfra at trænge ind i det Indre, med det Betingede og Afhængige, for at komme til Væſenet.

§. 13.

Den almindelige Naturlære, i den Betydning vi her tage den, har ſørſt udviklet ſig til et Syſtem i de nyere Tider. Det har vel ikke manglet de gamle Folkeſlag, ſelv ikke de Ældſte, til hvilke vor Hiſtorie naaer, paa Kundſkab om viſſe Naturlove; men deraf dannede man dog intet Hele. Det ſom vi vide om Ægypternes, Chaldæernes, Jødernes og Phoeniciernes Visdom er meget lidet, naar Aſtronomien undtages, hvilken ſynes at være den Deel af Naturvidenſkaben,

som de bragte til størst Fuldkommenhed. Grækernes Smag førte dem især til Naturphilosophien, i det de hellere umiddelbart vilde omfatte Naturen, som et Hele, end stykkevis sysselsætte sig med det Enkelte. I øvrigt have Thales, Pythagoras, Democritus, Plato, Aristoteles, Epicurus og andre, som have philosopheret over Naturen, ogsaa kjendt meget af det, som vi indslutte i den almindelige Naturlære, og i det, som de have efterladt os, maae derfor mangen Spire til vor Videnskab søges; men selv vare de langt fra at betragte denne Deel af Naturvidenskaben, som en egen Lære. Archimedes, (250 Aar f. Chr.) kan ansees som Skaberen af den mathematiske Naturlære. Saavel over de faste, som flydende Legemers Ligevægt skylde vi ham Opdagelser, som først lagde Grund til en systematisk Mechanik og Hydrostatik. Heron og Ctesibus, af den Alexandrinske Skole, have ogsaa Fortjenester af Mechaniken.

Hos Romerne gjorde Naturvidenskaben ingen betydelige Fremskridt; men af Lucretius, Seneca og Plinius, lære vi for en Deel, hvor vidt man indtil deres Tid havde bragt Naturvidenskaben i den Deel af Verden, som da var den meest dannede. Med det Rommerske Riges Forfald, tabte sig ogsaa alle Videnskaber, og blandt disse især Naturlæren. I en lang Periode, af mere end et Aartusinde, nemlig indtil det sextende Aarhundrede, gjorde Naturlæren en overordentlig ringe Fremgang, og gik i mange Henseender endog tilbage. I den første Deel af denne Periode, nemlig fra det tredie, til det ottende Aarhundrede, herskede et dybt Barbarie, og selv efter den Tid udviklede Europa sig langsomt deraf. To meget forskjellige Klasser af Mennesker bemægtigede sig Naturvidenskaben.

Den ene bestod meest af Aristotelikere, som ved en Mængde af Spidsfindigheder troede at udtømme Naturvidenskaben. Aristoteles's Anseelse var hos dem ubegrendset. Deres qualitates occultæ, hvorved de troede, at have forklaret alt, ere bekjendte nok. En anden Klasse søgte Nøglen til Naturen i det Overnaturlige. I Stedet for den klare Erfaringsundersøgelse eller den dybe Speculation, hvorved man stræbte efter at forstaae Naturen, søgte man nu ved hemmelighedsfulde Midler, at sætte den i Virksomhed. I Stedet for Naturvidenskab, traade nu Magie, og dens Beslægtede, Alchemie og Astrologie. Med mystiske Ord og Tegn, vilde man opdage og beherske Naturens hemmeligste Kræfter, man søgte, at frembringe det ædleste Metal, at tillave en almindelig Medicin; men at lægge en Plan til en udstrakt Undersøgelse, derpaa kunde man ikke tænke, paa en Tid, da man troede ved et Lykkegreb, at kunne bemægtige sig Naturens oprindeligste Kræfter. Desuagtet lader det sig ikke nægte, at mange have omtalt denne Tidsalder med al for megen Ringeagt. Man finder i det, som denne Tidsalder har efterladt os, mange dybsindige Tanker, som kun ofte oversees, for den Maade hvorpaa de ere fremsatte. Over Metallernes Natur, har denne Tidsalder givet os mange Oplysninger, og selv de mystiske Characterer, hvormed man betegnede dem, indeholde ofte herlige Vink. Nogle vigtige practiske Opdagelser, have vi ogsaa fra den Tid. Deriblandt er Compasset, Brillerne, Krudtet.

Under hin lange Tidsalders, for største Delen misforstaaede, Bestræbelser, lærte man dog lidt efter lidt, at sætte Naturen vilkaarligt i Virksomhed, og denne Kundskab behøvede kun at falde i duelige Hænder, for at udvikles til en

fuldstændig Kunst, den Kunst nemlig, at experimentere. Denne Udvikling gik vel først ikkun langsomt frem; men i den sidste Halvdeel af det sextende Aarhundrede begyndte den med stærkere Skridt, at søge Maalet. Johan Baptista Porta (f. 1545 d. 1615), og William Gilbert, (hvis Hovedskrift er trykt 1600) fortjene en udmærket Plads blandt deres Tids Experimentatorer. Ogsaa fortjener at nævnes Theophrastus Paracelsus (f. 1493, d. 1541), som først offentlig lærte Chemien, her at nævnes. Ved mathematisk-mechaniske Undersøgelser udmærker sig især Simon Sterin (død 1633). Denne Periode udmærkedes ogsaa ved Copernicus (f. 1473, d. 1543), som omskabte den theoretiske Astronomie, og Tycho Brahe (f. 1546, d. 1601), som omskabte den practiske. Men en nye Periode, som fortjener Navn af den experimentale, aabnede sig først ret for Naturlæren, da Franz Baco af Verulum, (f. 1560, d. 1626) fremstod som Erfaringsmethodens kraftigste Talsmand, og da Galileo Galilei (f. 1564, d. 1641), som Experimentator og Mathematiker tillige, bestemte Bevægelsens Grundlove. I denne Periode faldt ogsaa Johan Kepler (f. 1571, d. 1630), som opdagede Verdensklodernes sande Bevægelseslove, Peter Gassendi (f. 1592, d. 1655), som søgte at fornye den Epicuriske Physik, René des Cartes (f. 1596, d. 1650), lige udmærket, som den skolastiske Philosophies Omstyrter, og som Opfinder i Mathematiken og dens Anvendelse i Naturlæren. Den Naturphilosophie, som han skabte, herskede næsten gjennem et heelt Aarhundrede. Denne Periode udmærkes tillige ved de vigtigste Opdagelser over Luftens mechaniske Egenskaber. Evangelista Torricelli (f. 1618, d. 1647.) opdagede Barometret, og Otto von Guerike (f. 1602,

d. 1686) Luftpompen. Christian Huygens (f. 1624, d. 1694), Penduluhrets Opfinder, udvidede Mechaniken ved mange vigtige Opdagelser, og Rob Boyle (f. 1626, d. 1691) arbeidede med Held i næsten alle Experimental-physikens Grene, ogsaa i den chemiske Deel. I denne Periode falder ogsaa Johan Joachim Becher (f. 1645, d. 1682), som lagde Grunden til en almindelig chemisk Theorie.

Med Gottfr. Wilhelm Leibnitz, (f. 1646, d. 1716) og Isaak Neuton, (f. 1642, d. 1727) begyndtes en nye Tidsalder. Deres mathematiske Opdagelser gave Mechaniken en nye Retning, især ved Differal- og Integralregningens Opfindelse. Herved opstoed en høiere Mechanik, hvori Neuton vidste, endog at indbefatte Lovene for Verdensklodernes Bevægelse. Hans Opdagelse i Optiken have ligeledes gjort Epoke i denne Deel af Videnskaben. Disse Mænd have i Philosophie, Mathematik og Naturlære, lagt Grunden til det attende Aarhundredes videnskabelige Forfatning. I den mathematiske Deel af Naturlæren, behøvede man nu kun at bygge fort paa den lagte Grund. Dette skede ved Johan, Jacob og Daniel Bernoulli, ved Leonard Euler (f. 1707, d. 1783), Louis Jan le Rond, Dalambert, (f. 1717. d. 1784). La Grange og Pierre Simon La Place (f. 1749) som alle have biedraget betydeligt til den høiere Mechaniks Fuldkommenhed, og derved tillige sat os i Stand til at løse mange vigtige Opgaver i Naturlæren, som før vare os Gaader. Ogsaa den Kunst, at forfærdige mathematiske og physiske Redskaber, er i dette Aarhundrede bragt til en før ukjendt Høide. Dog ere alle det sidste Aarhundredes

Fremskridt i den mechaniske Deel af Naturlæren, neppe i Stand til at maale sig med dem, som imidlertid ere gjorte i den dynamiske. Ved Begyndelsen af det attende Aarhundrede, skabte Georg Ernst Stahl, (f. 1660, d. 1734) et nyt System i Chemien, og gav den derved en forhen ukjendt Grad af videnskabelig Sammenhæng. Stephan Franciscus Geofroy (f. 1672, d. 1731) bragde først Læren om Legemernes chemiske Tiltrækning i System, og gav derover Tabeller. Thorbern Bergmann (f. 1734, d. 1784) udvidede derpaa denne Lære betydeligt, og C. L. Bertholet bragde i vore Dage denne Lære endnu nærmere til de andre bekjendte Naturlove. Imidlertid undersøgde en Række af udmærkede Chemister de mærkværdigste Legemers Bestanddele og Forhold mod hinanden, og opdagede derved mange Legemer, som intet Aarhundrede før har kjendt. Ved deres Bestræbelser er der udbredt Lys over mange Legemernes Sammensætning, hvorom man et Aarhundrede tidligere ingen Ahnelse havde. Den chemiske Undersøgelseskunst er tillige bragt saaledes i System, at vi overalt kunne vente ensformige Resultater af de forskjellige Undersøgere. Desuagtet synes dog denne Kunst endnu at have mange Skridt tilbage, for at naae til Mechanikens Fuldkommenhed. Blandt Undersøgelseskunstens store Erobringer i dette Aarhundrede, er især Luftarternes Undersøgelse. Som det syttende Aarhundrede lærte os Luftens mechaniske Egenskaber at kjende, saaledes har det attende oplyst os dens chemiske. M. E. Hales, Joseph Priestley (f. 1733, d. 1804) og Antoine Laurent Lavoisier, (f. 1743, d. 1794) have heri de største Fortjenester. Den sidste skabte, af de Kundskaber, som hin Undersøgelse havde avlet, et nyt System i Chemien, som med Rette fører Navn af det pneumatiske.

Endnu en anden vigtig Undersøgelse, nærmede sig i dette Tidsrum mere sin Modenhed, nemlig Læren om Electriciteten. Allerede i det forrige Aarhundrede havde Gilbert foretaget nogle Undersøgelser over Electriciteten, og Otto Guerike havde frembragt den første Electrisermaskine; men denne Tidsalder var langt større Opdagelser forbeholdne. Den udmærkes især ved Stephan Grey, som opdagede Legemernes forskjellige Ledeevne, Du Fay (f. 1698, d. 1739.) som opdage, at der gives to forskjellige Electriciteter, Opfindelsen af den electriske Ledning, Benjamin Franklin (f. 1706, d. 1790), som viiste, at de to forskjellige Electriciteter ere at ansee, som modsatte Kræfter, og som lærte os Lynildens Natur at kjende, Aloysius Galvani, som først opdagede berørende Metallers Virkning paa den dyriske Organisation, og Alexander Volta (f. 1737), som, foruden mange andre vigtige Opdagelser, lærte os, at maale electriske Virkninger, som før vare Viet ukjendelige, og viste os først med Evidents, at Legemerne ved deres blotte Berøring kunne vorde electriske. Hans Opdagelse, at forstærke denne Virkning, ved sammensøiede afvexlende sig berørende Legemer, af forskjellige Klasser har gjort Grendsen mellem det attende og nittende Aarhundrede til en Epoke i Videnskaben. Joh. Wilh. Ritter, (f. 1776) havde vel allerede af Galvanis Opdagelser sluttet, at de samme Kræfter, som frembringe Electriciteten, ogsaa frembringe de chemiske Virkninger; men ved Voltas sidste Opdagelse blev denne Sandhed langt klarere fremstillet. Ved denne blev han fuldkommen sat i Stand til at vise, at Electriciteten kun er Phænomenet af de almindelige Naturkræfter, hvorpaa ogsaa alle chemiske Virkninger

beroe. Over Sandsefornemmelserne, og mange andre Virkninger af uorganiske Legemer paa organiske, har han gjort vigtige Opdagelser. I Læren om Lysets Natur har han, tildeels veiledet ved Herschens Opdagelser, ført os et betydeligt Skridt videre frem. At alle Metaller lade sig, ved Electriciteten, forbinde med Vandstof, har han først viist. Desuden skylde vi ham betydelige Opdagelser over Electricitetens og Magnetens Natur. J. Berzelius har viist, at Neutralsaltene decomponeres ved Electriciteters Tiltrækning. Humphy Davy har over denne Materie endnu gjort mange nye og vigtige Bemærkninger, og dermed forenet den vigtige Opdagelse, at Alcalierne ere Metalkalke.

Ogsaa af Philosophiens Fremskridt i det attende Aarhundrede har den almindelige Naturlære vundet meget. Immanuel Kants Skarpsind befriede den fra det atomiske System, der, skjøndt af philosophisk Oprindelse, dog lagdes til Grund, i den experimentale Naturlære F. W. J. Schelling skabte en nye Naturphilosophie, hvis Studium maae vække mangfoldige Ideer, hos den experimentale Naturgransker, og maae foranledige ham til gjentagen Prøvelse af mange Ting, som hidindtil udgaves for afgjorte. Til Naturphilosophiens Fuldkommenhed har ogsaa Henrik Steffens biedraget meget, og hans Undersøgelser over Jordklodens Udvikling, give Anledning til mange Forbedringer i den elementare Naturlære.

Nærmere historiske Efterretninger vil man hyppigen finde indstrøet i det Følgende. Derved ville ogsaa de betydelige Opdagelser, som ikke have havt en saa vigtig Indflydelse paa Videnskabens Gang i det Hele, vorde nævnede.

§. 14.

Efterretninger om de fornemste Skrivter, den experimentale Naturlære angaaende, findes i:

Jul. Bernhard v. Rohr physicalische Bibliothek, mit Zusätzen und Verbesserungen von Abr. Gotth. Kästner. Leipzig, 1754. 8. Denne Bog er ikke blot en tør Fortegnelse over Bøger; men giver tillige bestemtere Efterretning om deres Indhold og Værd.

Hermanni Boerhave methodus studii medici emaculata & accessionibus locupletata ab Alb. Haller, Amstelod. 1751. 4. T. I. II.

Joh. Chr. Polycarp Erxlebens physicalische Bibliothek. Götting, 1775-1779. 8. Handler blot om de i Bogens Periode udkomne Skrivter.

Dr. S. F. Hermbstädt Bibliothek der neusten physicalisch chemischen metallurgischen und pharmaceutischen Litteratur. Berl. 1787-1795. 8. B. 1-4. Ligeledes

J. D. Reusl repertorium commentationum a societatibus literariis editarum. Göttingæ, 1801-1806. 4. Tom. I-III. Denne Bog indeholder en systematisk Fortegnelse paa alle til Naturvidenskaben og dens Anvendelse henhørende Afhandlinger, som findes adspredte i lærde Selskabers Skrivter. Dette Værk fortsættes endnu; men for Physikens Dyrkere er især 3die og 4de Deel, som indeholder Fortegnelsen paa de physiske og chemiske Skrivter, nyttig. Hver Deel kan faaes for sig.

Allgemeines Repertorium der Litteratur für 1785-1790. Weimar. 1793-1794. für das Jahr 1790-1795. Weimar, 1799. 10 Abtheil. Phys. Naturhistorie, er

meget fuldstændig for sin Periode, og har ved Tegn angivet de over Verkerne faldne kritiske Domme.

Meget fuldstændige Litterairnotitser faaes i J. Chr. Pol. Erxlebens Anfangsgründe der Naturlehre, sechste Auflage, mit Verbesserungen und vielen Zusätzen von G. C. Lichtenberg. Gött. 1794. 8. Af denne Bog have vi ogsaa en Dansk Oversættelse, ved Professor Oluffen.

I den berømte Chr. Wolf Elementa matheseos Halæ, 1742. V. 4. og sammes Anfangsgründe der Mathematik 4 B. 8. findes en Efterretninger om mathematiske Skrivter indtil den Tid de udkom. Heriblandt findes naturligvis mange physisk mathematiske. Som Supplement til Wolfs Bibliographie kan benyttes: Joh. Georg Büsch Encyclopädie den mathematischen Wissenschaften, zweite durchaus umgearbeidete, und mit einer mathematischen Bibliographie vermehrte Ausgabe. Hambug, 1795. 8.

Repertorium der chemischen Litteratur, von 494 vor Crist. Geburt bis 1806, in chronologischer Ordnung, von den Verfassern der systematischen Beschreibung aller Gesundbrunen und Bäder in Europa. Erster Band, erste Abth., welche die Litt. von 494 v. Chr. bis 1750 enthält, Jena und Leipzig 1806. 8.

Til den almindelige Naturlæres Historie hører:

De Loys, abregé cronologique pour servir à l'histoire de Physique à Strasbourg, T. I-IV. 1786-1789. 8.

Johan Carl Fischer, Geschichte der Physik, seit der Wiederherstellung der Künsten und Wissenschaften, bis auf die neusten Zeiten. T. I-VII. Gött. 1801-1806. Begge disse Skrivter ere høyst ufuldkomne; bedre er det derfor at raadføre sig med:

Montucla histoire des mathematiques. Paris, an 7-10. IV Tom. 4.

J. C. Wigleb historisch critische Untersuchung der Alchemie, Weimar, 1793.

Dessen Geschichte des Wachsthum und der Erf. in der Chemie, in der neueren Zeit. Berlin, 1790-1791. II. 8.

Gmelins Geschichte der Chemie, er nesten intet uden et Navneregister, og den som Trommesdorf har leveret, som Taschenbuch f. Aerzte, Chemiker ꝛc., er det modsatte, nemlig tom Declamation; mod begge advares.

Til at udvide sine Kundskaber over enkelte Materier, som en Lærebog kun i Korthed kan afhandle, fortjener at anbefales:

Joh. Samuel Traugott Gehlers Physicalisches Wörterbuch, oder Versuch einer Erklärung der vornehmsten Begriffe und Kunstwörter in der Naturlehre, in alphabetischer Ordnung. T. I-IV. Leipzig, 1798. T. V. 1799. T. VI. 1801. 8. Denne Bog udmærker sig ved Klarhed, Orden og Nøiagtighed. Dog taber den aarlig af sin Brugbarhed, derved, at saa mange nye Opdagelser komme til. Noget nyere er:

Johan Carl Fischer physicalisches Wörterbuch, oder Erklärung u. s. v. T. I-VII. Gött. 1798-1806, men den er langt mindre vel udarbeidet.

Blandt de systematiske Skrivter over Naturlæren, kunne Begyndere med Nytte studere:

Michael Hubes vollständiger und faßlicher Unterricht in der Naturlehre, in einer Reiche von Briefen, an einem jungen Herrn von Stande. 3 Th. 1801.

R. J. Haüy traité élémentaire de Physique, Paris. 1806. II. 8. Af den første Udgave haves to tydske Oversættelser, blandt hvilke den af Weiß udmærker sig ved interessante Tillæg.

Tiberio Cavallos ausführliches Handbuch der Experimentalnaturlehre, in ihren reinen und angewandten Theilen. Aus dem Englischen mit Anmerckungen von D. Joh. Barthol. Trommsdorff. Erfurt, 1804-1806. IV. 8. Denne Bog anbefaler sig ved sin praktiske Aand.

Disse Lærebøger udmærke sig især ved deres Popularitet, og derved, at de indeholde enkelte Kapitler af Naturlæren, fortrinligen udarbeidede. Andre Lærebøger, hvori alle Dele ere behandlede med forholdsmæssig lige Udførlighed, men som ikke ere udførligere end nærværende Lærebog, f. Ex. Grens, Hauchs, Mayers o. s. v., kunne derfor her ikke anbefales, uagtet de til Grundvold for et physisk Kursus ere de anførte at foretrække.

Med Hensyn paa den mathematiske Deel ere at anbefale:

s'Gravesande Physices elementa mathematica. Edit. 2da Lugd. Bat. 1742. II. 4.

Mussenbroekii introductio in philosophiam naturalem. Lugd. B. 1762. 4.

Maturin-Iaques Brisson traité élémentaire ou principes de physique, fondés sur les connaissances les plus certaines &c. Paris. an 8. III. 8. Et senere udkomment Tillæg, over Chemien, fortjener ikke megen Opmærksomhed.

Sigaud de la Fond élémens de physique, théorique et expérimentale. Seconde édition revue et augmentée par M. Rouland. Paris, 1787. IV. 8.

Som Anvisning for dem, som selv ville experimentere, kan anbefales:

Nollet Leçons de physique expérimentale. Paris, 1783-1786. VI. 8.

Nollet L'art des expériences. Paris, 1770. III. 8.

Sigaud de la Fond description et usage d'un cabinet de physique exprérimentale. Paris, 1775. II. 8.

Hvo som vil trænge frem til Kilderne, og som er fortrolig med Mathematiken, bør studere:

Js. Neutoni philosophiæ naturalis principia mathematica. Lond. 1687. 4. 1726. 4.

perpetuis commentariis illustrata, communi studio P. P. Jaquier et le Sueur et D. Calandrini. Genev. 1739. III.

commentationibus illustrata potissimum Joannis Tesſanek, et quibusdam in locis veterioribus Th. le Sueur et Fr. Jaquier aliter propositis. T. I. Pragæ, 1780. 4.

Herfra kan man gaae over til at studere de vigtige Arbeider, som Euler, Bernoullierne, la Grange, la Place og andre, have givet over den høiere Mechanik, og hvad dermed staaer i Forbindelse. Disse Skrivter ere, hvad Formen angaaer, vel blot mathematiske; men at deres Undersøgelser ere af Vigtighed for Naturlæren, ja ofte uundværlige for en Experimentator, vil i det følgende vise sig. Da disse Skrivters Læsning forudsætte saa mange mathematiske Kundskaber, at man først maae have læst mange andre, saa vilde det være overflødigt her, i en elementar Lærebog, at

anføre dem. Man vil let kunne forskaffe sig Efterretning om samme, i de ovenanførte bibliographiske Skrivter.

For den chemiske Deel af Naturlæren kan anbefales:

Lavoisier traité élémentaire de chymie, presenté dans un ordre nouveau et d'après les decouvertes modernes. Paris, 1789. II. 8.

Friedr. Albr. Carl Grens systematisches Handbuch der gesammten Chemie. dritte Auflage, durchgesehen und umgearbeitet von Mart. Heinr. Klaproth. Halle 1806. III. 8.

Denne Bog er ogsaa rig paa Litterarnotitser.

Berthollet essai de statique chimique, Paris, II. 8. Læsningen af denne Bog forudsætter, at man allerede er fortrolig med Chemiens almindelige Grundsætninger.

Om Electricitet, Magnetismus, Galvanismus, især om de to første finder man meget udførlige Afhandlinger i Hauys, Hubes, Cavallos, Mussenbroeks, Sigaud de la Fonds, Nollets anførte Bøger. I øvrigt henvises til de bibliographiske Skrivter.

For at holde Skridt med Tiderne, kan man benytte:

Annalen der Physik, herausgegeben von Ludv. Wilh. Gilbert, Halle. Denne Journal begyndte 1799, og er nu over 28 Bind. Uagtet Forfatterens Partiskhed, for visse Nationer og Forfattere, er denne Journal dog ret brugbar.

Journal für die Chemie, Physik und Mineralogie von J. J. Bernhardi, C. F. Buchholz, L. v. Crell, S. F. Hermbstädt, M. H. Klaproth, H. C. Ørsted, J. W. Ritter, J. B. Trommsdorff, A. F. Gehlen, er en Fortsættelse af Scherers allgemeines Journal der Chemie; men i dens nye Form udgjør

den endnu ikke mere end 6 Bind. Den er iſær fortrinlig i den chemiſke Deel.

§. 15.

Den ſande Bevægegrund til at ſtudere en Videnſkab, altſaa og den om Naturens Love, bør være dens egen indvortes Fortæffelighed, ikke dens Nytte; thi naar vi ſpørge om Nytten af en Gjenſtand, ſaa give vi derved tilkjende, at vi ikke tillægge den et Værd i ſig ſelv, men kun med Henſyn paa noget andet, ſom da maae være høiere. Skulle altſaa Videnſkaben dyrkes, blot for dens Nytte, ſaa maatte der gives Noget et fornuftigt Væſen værdigere end Fornuftens Brug, eller en bedre Deel af Menneſket end den aandelige; men er dette umuligt, ſaa er Indſigt noget i ſig ſelv Godt, og ingen fremmed Bevægegrund behøves for at ville erhverve ſig den. I øvrigt har det en umiddelbar Intereſſe for det tænkende Væſen, ogſaa at betragte Videnſkabens Fortreffelighed, ſeet fra en lavere Sphære, og med Henſyn herpaa, kan man ogſaa med Værdighed tale om det, ſom man pleier at kalde Videnſkabens Nytte. Naturvidenſkaben biedrager paa en eiendommelig Maade til at udvikle og ſtyrke vort i Endeligheder indhyllede aandelige Væſen, i det den i en ordnet Rekke af Beſkuelſer fremſtiller os Fornuftens evige Love, ſom beherſkende ogſaa den ſandſelige Natur. Derved renſer den tillige Sjælen, ſaavel fra al overtroiſk Frygt for Naturen, ſom og for den Indbildning, at overnaturlige Kræfter ſkulle gribe ind i Naturens evige Orden. Ved at kjende Naturen lære vi, at beherſke den. Elementerne true, at indvirke ſkadeligt paa os, Naturvidenſkaben lærer, at værne os mod dem. (Lynafledere, Demningerne mod Overſvømmelſer). Syg-

domme true at forstyrre, ikke blot enkelte Individuers Liv, men hele Landets Befolkning; ved Naturvidenskaben lære vi at gaae dem i Møde, og ofte fuldkomment at beseire dem. (Vaccinationen, Syrernes Anøendelse mod Smitter.) Naturen indskrænker Mennesket til en snæver Kreds; hans Tilværelse maae udvides (Skibsfart, Luftseilads, optiske Instrumenter). Mange Mennesker maatte gjøre Slavearbeider; de befries ved Maskiner, som desuden tjene mere regelmæssigt. (Spindemaskiner, Tærskemaskiner) Kort Naturvidenskaben bortrydder utallige Hindringer, som ligger Menneskets frie Tilværelse og aandelige Udvikling i Veien. At den Deel af Naturvidenskaben, som sysselsætter sig med at opdage Naturlovene i Naturens egne Virkningen, især kraftigen maae biedrage hertil, er vel af sig selv klart.

II. Legemernes almindelige Egenskaber og Forhold.

§. 16.

Førend vi gaae over til at undersøge Lovene for Legemernes Forandringer, er det nødvendigt at kjende dens almindelige Egenskaber. Hvad herom i Naturlæren foredrages, er at betragte som Laanesætninger, hentede fra Naturbeskrivelsen; thi denne maae nødvendigviis ende med en Abstraction, af alt det, som er fælles for den Mangfoldighed af Legemer, den har betragtet. Man kunde vel ogsaa øse de samme af Speculationen, og derved vilde man tillige strax føres ind i deres Natur; men det vilde stride mod den empiriske Methode, som just hører til den experimentale Naturlæres Væsen. Bekræftelsen paa disse Egenskabers fuldkomne Almindelighed og Nødvendighed, hvilken man i stræng For-

stand ikkun formaaede at hente af Speculationen, nøies vi her med at øse af den almindelige Sands for Sandhed, hvis Resultater hin retfærdiggjør. Beviset for Fuldstændigheden, i disse Egenskabers Opregning, overlades det enhver, selv at søge i Philosophien.

§. 17.

Ethvert Legeme har en Udstrækning i Rummet, og i denne erkjendes tre Dimensioner, Længde, Brede og Dybde. At denne Udstrækning har en Grendse, og altsaa ethvert Legeme en Figur, er ligesaa nødvendigt. Udstrækning og Figur høre saaledes til Legemernes almindelige Egenskaber.

§. 18.

Rummet er altsaa Legemernes almindelige udvortes Form. Det som, under denne Form, virker paa vore Sandseredskaber, og opfylder Rummet kalde vi Materien.

§. 19.

Materien viser sig ikke eens for os i alle Legemer, men kan forekomme under mange eiendommelige Skikkelser. Indbegrebet af alle disse indvortes Forskjelligheder, kunde kaldes Materiens indvortes Form. Naar Materien betragtes med Hensyn paa sin Eiendommelighed, kaldes den Stof.

§. 20.

Hvert Stof stræber efter en bestemt Figur, og denne kaldes dets Chrystallisation. Vel erkjendes ikke denne Form i ethvert Legeme; men i Naturen finde vi dog, at

ethvert Stof antager den. Selv i den organiske Natur finder en saadan Crystallisation, skjønt af en høiere Art, Sted.

Denne Sætning er vel laant af Naturbeskrivelsen; men dens strænge Almindelighed kan kun godtgjøres i Naturlæren selv; thi, at de flydende, ja endog luftformige, Legemer have en saadan Bestræbelse til Crystallisation, kan ikke i Naturbeskrivelsen vises. Der godtgjøres blot, at alle, som kunne blive faste Legemer, ogsaa antage en Crystallisation. Det er ogsaa kun denne Sætning, hvoraf vi ville gjøre Brug, indtil vi have viist Crystallisationens Love. Her staaer Sætningen, udtrykt i sin Almindelighed, blot for at gjøre det Overblik, som her gives, over Materiens almindelige Egenskaber, muligst fuldstændigt.

§. 21.

I ethvert Legeme kan skjælnes Dele, og disse kunne skilles fra hverandre; Deelbarhed er altsaa en almindelig Egenskab hos Legemerne. Da Rummet, hvori Materien er udstrakt, er deelbart i det uendelige, saa er der heller ingen Grendse for Materiens mathematiske Deelbarhed. Om den physiske Deelning, hvortil det ikke er nok, at Delene skjelnes, men hvortil ogsaa udfordres, at de løsrives fra deres indbyrdes Forbindelse, heller ingen Grendser kjender, derom kan Erfaringen intet afgjøre, men maae nøies med at vise, at vi i alle foretagne Deelninger ikke støder paa nogen Grendse. Om Materiens for vor Erfaring grendseløse Deelbarhed, oplyser os mangfoldig interessante Exempler.

I Vand, hvori en eller anden Plantematerie nogen Tid har ligget indblødet, fremkomme Dyr, som føre Navn af Infusionsdyr, og ere saa smaa, at man kun ved Hjelp af gode Mikroskoper formaaer at see dem. De mindste af disse fandt Lewenhok, kun at have $\frac{1}{1000}$ af et grovt Sands-

korns Gjennemsnit, altsaa kun $\frac{1}{1000000000}$ af dets Cubikindhold. Disse Dyr ere dog forsynede med Organer, hvilke atter bestaae af Dele. Mange af disse Organer ere bestemte til flydende Materiers Omløb, og maae altsaa have Aabninger, svarende til dette Øiemed. Tænker man sig ret tydeligt, i hvilket Forhold de mindre Deele af Organerne i de større Dyr staae til sammes hele Masse, og anstiller nu en Sammenligning, saa taber Indbildningskraften sig let i den overordentlige Lidenhed, man da maae tillægge disse smaa Dyrs Organer. Billioner eller Trillioner ere endnu for smaa Taludtryk for slige Bestemmelser, om man end ikke vil antage en saa sammensat Organisation hos disse smaa Dyr, som hos de større. Et Gran Guld kan udhamres til $36\frac{1}{2}$ Pariser Qvadrattommer. Der gives Steder paa saadanne udhamrede Guldblade, som ikke ere $\frac{1}{30000}$ Linie Tykke. Da Guldet er lige deelbart i alle Retninger, saa følger heraf, at hver Udstrækning deri, af een Linie, maatte kunne deles i 30000, og hver Qvadratlinie i 900000000 Dele. Dette giver for en Qvadrattomme 129600000000, og for hver $36\frac{1}{2}$ Qvadrattomme 4730400000000 Dele. Endnu videre gaaer denne Delning i Guldtrækkeriet. En Sølvstang, af 22 Tommers Længde og 15 Liniers Gjennemsnit, forgyldet med to Lod Guld, kan udtrækkes og udvaltses til en Længde af 111 franske Mile = 1332000 Fod, og til en Brede af $\frac{1}{4}$ Linie. Dette udgjør en Flade af 4625 Qvadratfod (Duodecimalmaal) da nemlig begge Siderne af Fladen ere belagte. Et Gran, eller $\frac{1}{240}$ af et Lod, kan altsaa bedekke en Flade af $9\frac{7}{32}$ Qvadratfod. Denne Guldet bedækkende Hinde er paa mange Steder ingen Millionideel Linie tyk. En Cubiklinie Guld, maae altsaa kunne deles i 1000000 Lameller efter enhver af sine Dimen-

sioner, hvilket da udgjør 1000000^3 eller een Trillion Deele. Efter samme Grundsætning kan hin Flade deles i 191160 Billioner smaa Qvadrater, som hver havde en Sidelinie af $\frac{1}{1000000}$ Linie. Saavidt gaaer altsaa Delningen af et Guldkorn, som ikke har mere end et Bygkorns Vægt, og ikke $\frac{1}{20}$ af dets Omfang. Imidlertid er dette endnu langt fra, at være Grendsen for Guldets Deelning; thi naar det opløses i Kongevand, fordeles de samme Dele paa et endnu større Rum, og ingen Kunst har hidindtil kundet angive hvor denne Delning ophører. De chemiske Virkninger frembyde os herpaa mangfoldige Exempler. Et Gran Kobber opløst i Salmiak, farver 392,5 Cubiktommer Vand kjendeligt blaat. I en Tommes Længde kan man endnu skjelne 100 synlige Dele, altsaa i en Cubiktomme 1000000. Antager man nu blot i hver synlig Vandpartikel een Kobberpartikel, saa gav dette allerede en Deelning i 392500000 Dele, for et Gran Kobber. Dog er dette upaatvivleligen ikke Grendsen for Kobberets Delning. Overalt kan, saavel denne, som enhver anden Opløsning fortyndes, og denne Fortyndelse har ingen Grendser. Saavidt som de fineste Undersøgelser kunne gaae, har man endnu ikke kunnet opdage nogen Deel af en saadan Opløsning, hvori ikke en Deel af den opløste Materie befandt sig. Selv ikke naar man bragte Opløsninger under Mikroskopet, eller endog for Solmikroskopet, kunde noget saadant opdages, uagtet en Gjenstands Diameter derved let kan forstørres 1000 Gange. Heraf følger da, at dersom Legemerne ved den chemiske Opløsning deeltes i Dele, som vare større end $\frac{1}{1000000000}$ af de mindste med blotte Øine synlige Dele, saa maatte de herved være opdagede. Om muligt endnu forunderligere, er de lugtudstødende Legemers

Virkning; thi en liden Mængde af Moskus, eller Campher, er i Stand til, at fylde et heelt stort Værelse, altsaa mange Billioner Cubiklinier med sin Lugt, uden engang at tabe saa meget af sin Vægt, at dette ved Vægtskaalen kan opdages.

Musschenbroek introductio ad philosophiam naturalem. §. 72. Reaumur Memoires de l'acad. royale des sciences de Paris, 1713. S. 203 o. f. Rob. Royle de mira subtititate, effluviorum c. 2. Sigaud de la Fond élémens de physique. T. 1. P. 145-165.

§. 22.

Mellem Philosopherne har der været ført en stor Strid, om Legemernes Deelbarhed gik i det Uendelige, eller om den havde en vis Grendse, og experimenterende Physikere have, ved en Misforstaaelse af deres Videnskabs Formaal, deeltaget i denne Strid. Det er imidlertid klart, at intet Experiment kan afgjøre noget i denne Sag; thi stødte man deri paa Deele, som man ikke mere kunne deele, saa fulgte deraf kun, at vore Midler vare utilstrækkelige, til at iværksætte en videre Delning, hvis derimod ingen Grendse opdagedes, som hidindtil har været Tilfældet, saa fulgte deraf, strængt taget, intet andet, end at Grendsen ikke hidindtil er opdaget, og at overhovedet Grendsen ligger saa langt paa hin Side af vore Sandsekræfters Grendser, at vi for al vor Erfaring kunne betragte Delbarheden, som ubegrendset. Man kunde vel endnu føie hertil, at den Progression, hvori Deelningen gaaer frem, f. Ex. ved Oplosningers Fortyndelse, ikke giver mindste Formodning om en endelig Grendse; men dette er dog ikke at ansee, som noget strængt Bevis.

§. 23.

Den Mening, at Legemernes Deelning har en Grendse, og at man tilsidst, ved en Deelning maatte støde paa Deele, som ingen videre Deelning tilstæde, Atomer, har været herskende i adskillige philosophiske Skoler. Demokritus og Epikurus havde denne Mening, og byggede derpaa en egen Naturphilosophie, som fører Navn af den atomistiske, og som de første Physikere i de senere Aarhundreder have antaget. I Følge denne Lære, skulle Atomernes Form, Størrelse og Afstand, give Legemerne alle deres Egenskaber, og Atomernes Bevægelse frembringe alle Virkninger i Naturen. Dette laae nødvendigt i deres Lære, og de consequenteste blandt dem antoge ganske denne Følge. Saalænge Bevægelseslæren endnu var den næsten ene uddannede Deel af Naturlæren, maatte denne Lære, som tilskrev Bevægelsen alt, finde stort Bifald. Efterhaanden, som man blev mere fortrolig med Legemernes indvortes Kræfter og deres Love, begyndte man mere og mere at modificere den gamle Lære; men, engang befæstet ved Alde og Vane, vedblev dog Læren om Atomerne, at behandles af næsten alle Skoler, som Grundvolden for Physiken, indtil Kant ikke blot viste den svage Side i denne Theorie, thi dette var ogsaa skeet før hans Tid, men ogsaa opstillede et nyt System, som fører Navn af det dynamiske, fordi det antager, at Materien opfylder Rummet ved visse Grundkræfter. Dette System stemmer langt bedre end det atomistiske, med den experimentale Naturlæres nærværende Tilstand, men denne Videnskab, som ikke, uden at gaae uden for sin Grendse, kan laane noget af Metaphysiken, forudsætter intet af disse Systemers Rigtighed.

Hvo som ønsker en noget udførligere Kundskab om disse Systemer og deres Modsætning, kan finde denne Sag videre udført i Grundtrækkene til Naturmetaphysiken, tildeels efter en nye Plan, af H. C. Ørsted, Kjøbenhavn, 1799. En dyberegaaende Undersøgelse over samme Materie, findes i Schellings Ideen zu einer Philosophie der Natur. 1797. For at vorde ret bekjent med de Naturphilosophiske Systemer, studerer man med Nytte: Lucretius de rerum natura. Gassendi Opera, Lugd. 1685. VI. To. Fol. Renati Des-Cartes principia philosophica. Amstel. 1664. 4. Leibnitii philosoph. in opp. p. Lud. Dutens, Genev. 1768. VI. To. T. II. Boscovich Theoria philos. naturalis. Venet. 1763. 8. Gewin Knight Attemt to demonstrate, that all the phænomena in nature may be explained by two simple principles, attraction and repulsion. Lond. 1748. 4. Le Sage Lucrece Neutovien. Im. Kant metaphysische Anfangsgründe der Naturwissenschaft, Riga 1787. Schellings erster Entwürf einer Philosophie, d. Natur 1800. Sammes Zeitschrift f. speculative Physik. Ved blot at læse nogle faa af disse Skrivter, vil man snart see, at det reent atomistiske og reent dynamiske System, langt fra ikke ere de eneste, som Philosopherne have udtænkt, ja man vil endog finde, at Forskjellen mellem adskillige af disse Systemer ligger dybere end oven er angivet; men da intet System har havt en varig, og i vore Tider endnu almindelig Indflydelse paa den experimentale Naturlære, uden det første, saa var det blot nødvendigt, at gjøre opmærksom paa, at dette hverken er det eneste, eller det mest skikkede, til at være Naturlærens Grundvold.

§. 24.

Ligesom alle Stoffer have en Bestræbelse til bestemte Former, saaledes have og alle Legemer en Bequemhed til særdeles og bestemte Arter af Deelninger. Enhver Krystal har visse Retninger, hvori den lettere deles end i andre. Naar

man i at dele en Krystal, følger disse Retninger for den lettere Deelning, saa kommer man derved til en Grundkrystal, eller en Kjærne. Denne er altid den samme, for det samme Stof, ikke blot i Henseende til Classen af geometriske Legemer, hvortil den henføres, men endog i Henseende til Vinklernes Størrelse. Derimod kan vel det samme Stof, ved udvortes Omstændigheder, bringes til, at antage mange forskjellige Former. Disse kaldes afhængige, (formes secondaires), hvorimod Kjærnens Form kaldes uafhængig, (forme primitive). Til Exempel paa de mangfoldige afhængige Former, som kunne opstaae af een Grundform, kan den kulsure Kalk, eller saakaldede Kalkspath, tjene til Exempel. Dette Mineral har man fundet anskudt, i ikke mindre end 47 forskjellige Arter af Crystallisationer, som dog alle kunne tilbageføres til samme Grundform. Den første Figur, paa første Tavle, forestille et regelmessigt sexsidigt Prisma af kulsur Kalk. Man vil finde, at blandt de sex Kanter, som begrendse den øverste Flade, tre med særdeles Lethed kunne fraskilles. Lad in være den første af disse Kanter, saa vil bc og ah være de to andre; de øvrige, cn, ab og ih lade sig derimod ikke skille derfra, uden i andre Henseender, at beskade Krystallen. Deelningen vil skee efter Planer, der liig psut, danne en Vinkel af 135° saavel med Planen abcnih, som med Siden nife. Ved den nederste Grundflade vil alt det samme finde Sted; men i omvendt Orden. Kanterne ke, dr, gk ville her modstaae Deelningen, og gf, de og kr tilstæde den. Planen lqyz forestiller Snittet ved den sidste af disse Kanter. Forsætter man nu Deelningen parallel med disse Snit, saa støder man tilsidst paa en Krystal, som ikke længere kan deles, uden ved Snit, som ere parallele med

en af Siderne, og denne Krystal er Kjærnen eller Grundformen. Denne Kjærne forestilles i Figuren, og har sin største Vinkel = 101°32′13″. Enhver anden Kalkspatkrystal giver en ligesaadan Kjærne, naar man kun finder de sande Retninger for Delningen. Alle andre Krystaller kunne deles paa samme Maade, og hvor Deelningen ikke fuldkommen lader sig foretage, kan dog Grundformen ved Regning udfindes.

§. 25.

De Grundformer man hidindtil har opdaget, ere sex i Tallet, nemlig: Tetraederet, som da altid er regelmessigt. Parallellepipedum, som snart er cubisk, snart rhomboidalsk o. s. v.: Octaederet, hvis Overflade bestaaer af Triangeler, snart regelmessige, snart uregelmessige: det sexsidige Prisma, som altid forefindes regelmessigt: det rhomboidalske Dodekaeder, hvis Sideflader ere lige store og ligedannede Rhomber: det pyramidalske Dodekaeder, som bestaaer af to regelmessige sexsidede Pyramider, som ere sammenføyede i deres Basis.

§. 26.

Grundkrystallen kan endnu videre deles, som oftest kun ved Snit der ere parallele med dens Sider. Ofte fremkommer derved en nye Form. Man tænke sig f. Ex. det sexsidige Prisma, deelt ved Snit, som gaae parallele med dets Sideflader, saa ville disse Gjennemsnit krydse hinanden, og dele den hele Krystal i lutter tresidige Prismer. Man kan herom giøre sig en tydeligere Forestilling, ved Hjelp af Fig. 2, hvor man seer et saadant Prismas Grundflade gjennemskaaret med Linier, parallele med Siderne. Det rhomboidalske Dodekaeder

kan ved slige parallele Snit deles i lutter Tetraederer. Kalkspathens rhomboidalske Kjærne derimod forandrer ikke sin Form ved den fortsatte Deelning, men forbliver, som man let forestiller sig, en Rhomboide. Der gives ogsaa nogle Mineralier, hvis Kjærne tillader en Deelning i en Retning, som ei er parallel med nogen af Sidefladerne. De ved Kjærnens videre Deelning frembragte Dele, kaldes sammes Grunddeele (molecales integrantes). Man kjender hidindtil kun tre saadanne, nemlig den tresidige Pyramide, eller Tetraederet, det tresidige Prisma og Parallelepipedum. Det første indslutter et Rum imellem fire, det andet mellem fem, og det tredie mellem sex Flader, det er: Grunddelene have de tre Former, hvori det mindst mulige Antal af Flader indslutter et Rum.

Den Svenske Naturgrandsker Torb. Bergmann var den, som først fattede Grundideen til den her foredragne Lære, om Krystallisationen. Den Franske Hauy har meget vidtløftigere udført Bergmanns Tanke, og søgt, at gjøre den til Grundvolden for hele Mineralogien. I hans Skrivter maae man søge en udførligere Kundskab, om det hele System af Chrystallographien, nemlig i hans Traité élémentaire de physique, og i Traité de minéralogie. Paris, 4 Bind foruden et Hefte af Kobbere.

§. 27.

Man har hidindtil ligesaa lidet kunnet finde en Grendse for denne de uorganiske Legemers bestemte Deelbarhed, som for den ubestemte. Ligesom de uorganiske Legemer, saaledes ere ogsaa de organiske af Naturen allerede deelte. Ethvert Legeme, det være af Dyr eller af Planteriget, indslutter en Mængde af Organer, som atter indeholde mindre, og saaledes

videre. De fuldkomneste Mikroskoper finde her endnu ingen Grendse. At angive nærmere disse Former, vilde være vidtløftigt, og er unødvendigt med Hensyn paa vort Øiemeed. Men Resultatet af al vor Erfaring er, at alle Legemer ere af Naturen formede, og det indtil deres Dele og Deles Dele, saa vidt, at det neppe vilde synes for dristigt, om vi erklærede, at Naturen stræber, at forme al Materie indtil i det Uendelige, og at alle faste Legemer af den saaledes virkeligen i det Uendelige ere formede.

§. 28.

Af denne Deelning, som Naturen selv har foretaget med Materien, følger, at deri maae gives Mellemrum, (pori). Man pleier derfor at ansee Porositet, som en af Legemernes almindelige Egenskaber. Herved maae dog gjøres den Indskrænkning, at vi ikke kunne bevise denne Egenskab uden for de faste Legemer, og at det ikke engang er sandsynligt, at de Flydende ogsaa have deslige Mellemrum. Den almindelige Formbarhed kunne vi vel tillægge alle Materier, fordi det i det Følgende vil vise sig, at alle Materier stræbe til en vis Form; men Resultatet af den allerede fuldendte Forming kunne vi paa ingen Maade forudsætte, som tilstædeværende i alle Materier. At alle faste Legemer have Porositet, er derimod en umiddelbar Følge af det Foregaaende, og behøver for saa vidt intet Bevis. Exemplerne paa Porositeten derimod ere utallige. Man behøver blot, med Mikroskopet i Haanden, at undersøge de fleste Legemer, for at finde den, eller for dog at opdage Ujevnheder paa det glatteste Afsnit deraf. Men disse Ujevnheder ere Følgen af Mellemrummene i det gjennemskaarne Legeme, og tjene altsaa til

Bevis for Porositeten. At Overfladen af alle faste Legemer er ujevn, er altsaa en almindelig Sandhed, hvoraf vi siden kunne uddrage vigtige Følger.

Læren om Porositeten, som almindelig Egenskab hos alle Legemer, er en Følge af det atomistiske System; thi antog man, at alle Legemer vare sammensatte af Atomer, saa maatte man ogsaa antage Mellemrum i dem alle. Men at man siden har vildet foredrage denne Sætning, som en Erfaringssandhed, er en Misforstaaelse; thi Atomerne maatte være uopdagelige for alle Sandser, selv for det med kunstige Seeredskaber bevæbnede Øie, følgeligen maatte Mellemrummene være ligesaa uopdagelige. Naar man altsaa anførte de mangfoldige Exempler, vi kjende, paa Porositet, som Bevis for hin Sætning, som var laant af Naturphilosophien, saa forverlede man primitiv og secundair Porositet, som i hint System vel maae skjelnes.

§. 29.

Materien har den Egenskab, at opfylde Rummet, det er, at gjøre en anden Materie, som vil trænge ind i samme Rum, Modstand. Denne Modstand viser sig kjendeligen, som en Kraft, der modstaae Sammentrykningen, og altsaa virker i den modsatte Retning af denne. Man kan derfor med Rette kalde den Udvidekraft. Jo mere derfor et Legeme sammentrykkes, jo større er den Udvidekraft, som virker i enhver Deel af det tilbageblevne Rum, og desto vanskeligere vorder en videre Sammentrykning. Intet Legeme kan sammentrykkes til et Punkt; thi derved vilde Modstanden vore i det Uendelige. Denne Materiens Evne, at opfylde Rummet, har man ogsaa kaldet dens Uigjennemtrængelighed. Dersom man vil beholde dette Udtryk, bør man vel skjelne mellem den mechanifke Uigjennemtrængelighed, som vi her

have beskrevet, og den dynamiske, som vilde bestaae deri, at Legemerne ikke med deres indvortes Kræfter skulde være i Stand til at virke gjennem hinanden, forbinde sig inderlig med hverandre, og saaledes frembringe en fuldkommen Gjennemtrængelse. I Følge Erfaringen ere Legemerne vel mechanisk uigjennemtrængelige, men dynamisk gjennemtrængelige. Legemernes mechaniske Uigjennemtrængelighed, eller Virkningen af deres Udvidekraft, viser sig saa almindelig i den daglige Erfaring, at man neppe, ved noget konstigt Experiment, behøver at oplyse den. Meget i Dine faldende viser denne Kraft sig dog i Luften, som tydeligen, just ved den, gjør Modstand mod andre Legemer, der ville trænge ind i dens Rum. Dette sees blandt andet, naar man vil trykke en Klokke, eller et omvendt Drikkeglas, ned under Vandets Overflade.

§. 30.

Alle Legemer have Tyngde. I den daglige Erfaring viser denne Egenskab sig derved, at alle Legemer, som ikke ere understøttede, falde lodret ned mod Jordens Overflade. En mere udstrakt Undersøgelse har vist, at Tyngden bestaaer i en almindelig Tiltrækning, som finder Sted mellem alle Legemer. Ved denne Kraft er det, som Astronomien har bevist, at hvert særskilt Legeme bindes til den Verdensklode, hvoraf den er en Deel, hver Verdensklode atter holdes til sit System, og flere Systemer til et fælles Middelpunkt. Kort, Tyngden er den sammenholdende Kraft for hele Universum, og alle dets Dele. Om den ogsaa er den sammentrækkende Kraft, som holder alle Delene af hvert særskilt Legeme i Ening, kan her endnu ikke undersøges; men saameget

er let at indsee, at ved den blot udvidende Kraft alene kunde intet Legeme bestaae, da denne maatte adsprede det i det uendelige. Om den udvidende og tilsammentrækkende Kraft ere Grundkræfter i Naturen, eller om de ere sammensatte af andre, kan her ligesaa lidet afgjøres.

Kant anseer disse to Kræfter, som Grundkræfter, og stræber tillige, at bevise, at de ere de eneste mulige. For at forebygge Misforstaaelse, vil det være godt, at her anmærkes, at Forfatteren ikke ganske underskriver hin Mening. Her er ikke Stedet udførligen at gjennemgaae den Kantiske Undersøgelse, ved hvilken alene desuden nu ingen Philosoph bliver staaende; men det maae være nok at anmærke, at Kants Demonstration ikke kan bestaae, fordi han søgde, at begribe Materien deelvis, ikke som Bestanddeel af det hele Universum.

§. 31.

Alle Legemer have Sammenhængskraft (Vis cohæsiva), som bestaaer deri, at de gjøre Modstand mod alt det, som stræber at rive Delene fra hinanden. Denne Kraft yttrer sig ikke blot mellem Delene i samme Legemer, men ogsaa mellem forskjellige Legemer. Man finder dette, naar man lægger to glatslebne Glasskiver, Marmorplader el. desl. paa hinanden; der udfodres da ofte en betydelig Kraft til at rive dem fra hinanden. Man finder, at denne Kraft retter sig efter Berøringspunkternes Antal; thi jo større de berørende Flader ere, jo stærkere er ogsaa, alt andet sat lige, Sammenhængen. Desuden finder man, at alt hvad der er den fuldkomne Berøring hinderlig ogsaa formindsker Sammenhængen. Heraf kommer det, at Legemer, som have ujevne Overflader, ingen mærkelig Sammenhæng kunne vise med andre, ligeledes reiser det

sig heraf, at et mellem to glatte Plader anbragt Haar er nok, til næsten ganske at hæve den indbyrdes Sammenhæng, de ellers vilde have. Heraf forklares det ogsaa, hvorfor to Legemer af samme Stof ikke kunne komme til fuldkommen Sammenhæng, og udgjøre et Legeme, uden at have været flydende i det mindste i deres Berøringsflade. To flydende Legemer af samme Art, forbinde sig derimod til et. To faste Legemer, som man har bestrøget med en passende flydende eller blød Materier hænge, formedelst Berøringens større Fuldkommenhed, fastere sammen end før. Ved denne sin Afhængighed af Berøringen, viser Sammenhængskraften sig som meget forskjellig fra Tiltrækningskraften. Desuagtet var det ikke umueligt, at Grunden til deres udvortes Forskjælighed blot laae i visse Betingelser, hvorunder de virkede. Men at undersøge dette, henhører til Naturphilosophien.

Man har Forsøg over mangfoldige Legemers Cosæsion, men det vil i det Følgende vise sig, at disse blot lære os deres Styrke, ikke deres Sammenhængskraft, at kjende. Den Sammenhæng, som finder Sted mellem Materier af forskjellig Art, er egentlig en Bestræbelse mellem to forskjellige Stoffer, at forbinde sig til et, og kan først afhandles i det Følgende.

§. 32.

Alle vore Naturundersøgelser forudsætte i Materien et uforanderligt indvortes Væsen, som evig bestaaer, medens dens Former og Forhold vexle. Vi maae altsaa tillægge Materien med Hensyn paa dens Væsen Bestandighed (Substantialitet), med Hensyn paa dens Form og Forhold derimod Foranderlighed. Alle Tiders Naturgrandskere have enstemmigen antaget hin Væseners Uforanderlighed og

Uforgjengelighed, som en nødvendig Forudsætning paabudet ved et Fornuftinstinct. I Almindelighed har man ikke udtrykkeligen opstilt denne Sandhed, men derfor har man ikke mindre, forudsat den. Da en Videnskab altid bør være sig den Grundvold bevidst, hvorpaa den bygger, saa er det nødvendigt, at man ikke med Taushed forbigaaer denne Forudsætning, der i Øvrigt er saa rodfæstet i Fornuften, at den ingen Retfærdiggjørelse her behøver. At forsvare den mod umodne Tvivl, kan ikke andet end være let, for en rigtig Speculation.

§. 33.

Foranderligheden er enten mechanisk eller dynamisk. Den første angaaer blot Legemernes udvortes Form og deres Stilling, den sidste derimod de paa indvortes Forskjelligheder grundede Virkninger. Da ingen Forandring i den udvortes Form kan foregaae, uden Bevægelse, saa kan ogsaa den hele mechaniske Foranderlighed henføres til det ene Udtryk Bevægelighed. Den indvortes Foranderlighed derimod, yttrer sig under saa mange forskjellige Former, at det ikke vil være let at finde et almindeligt Udtryk derfor i det daglige Sprog. Det var i Øvrigt let af den dynamiske Foranderligheds Arter, at anføre mangfoldige almindelige Egenskaber; men vel at mærke, at alle disse passive Egenskaber forudsætte active Kræfter, og at hine let forstaaes, naar kun disse rigtigt ere opstillede.

Man har hidindtil alt for eensidigen opstillet Bevægeligheden, som en almindelig Egenskab, uden at tage Hensyn paa nogen anden Art af Foranderlighed. Man ansaae de indvortes Forandringer, som mindre almindelige, og hensatte dem

derfor i en egen Afdeling i Naturlæren, som man kaldte den specielle. For nærværende Tid vil vel neppe nogen Naturgrandsker længere nægte, at jo Electriserbarhed, magnetisk Tiltrækkelighed, Opvarmelighed, den Egenskab, at kunne lide chemisk Virkning, ere ligesaa almindelige, som Bevægeligheden. Men hvorfor opregne denne Hær af blotte Muligheder? saa ofte Naturen har en Kraft, saa ofte forefindes sikkert en Mulighed, til at modtage dens Virkning.

§. 34.

Forandringerne ved Bevægelse bestaaer ikke blot deri, at Legemerne, som Hele, men ogsaa deri, at deres Dele forandre deres Sted. Med Hensyn paa Størrelsen af den Kraft, som udfordres til at bevæge Delene, indeles Legemerne i faste (corpora solida) og flydende (corpora fluida). Ved flydende forstaaer man saadanne hvis Dele kunne bevæges, eller flyttes inden Legemets Grendser, ved enhver Kraft, den være nok saa liden; ved faste derimod, saadanne, hvis Dele ikke uden ved en Kraft af angivelig Storhed kunne flyttes. De faste Legemer kaldes i samme Grad haarde, (dura), som den Kraft, der udfordres til at flytte Delene er stor, og derimod i samme Grad bløde (mollia), som det modsatte finder Sted. De flydende Legemer deles i draabeflydende (liquida), og Luftartige (aëriformia). De sidste have en Udvidekraft, hvorved de stræbe, at udbrede sig overalt i Rummet, hvor ingen Modstand gives; i de af første Art derimod har Udvidekraften ikke saadan Overvægt.

§. 35.

Med Hensyn paa den Tilstand hvori et Legeme sættes, ved Delenes Flytning, kan det enten være skjørt (fragile)

eller seigt (ductile). I første Tilfælde tabe Delene, ved deres Flytning, tillige deres Sammenhæng med det Hele; i andet derimod, beholde de Sammenhængen. Et Legeme kan, med Hensyn paa en stærk Bevægelse, vise sig skjørt, og derimod, ved en mindre stærk Bevægelse, vise sig som seigt.

§. 36.

Med Hensyn paa sit Forhold efter Delenes Flytning, kan et Legeme enten være spændstigt (corpus elasticum), naar dets Dele, efter at den Kraft som forandrede deres Stilling har ophørt at virke, tage deres Sted tilbage igjen, eller uspænstigt (non-elasticum), naar dette ikke finder Sted. Intet Legeme er aldeles uden Spændstighed, men de, som kun besidde denne Egenskab i en meget ringe Grad, faae Navn af uspændstige.

§. 37.

Haardhed og Blødhed forekommer under utallige Grader i Naturen. Der gives neppe to Legemer, der fuldkomment havde samme Grad deraf. Demanten er det haardeste blandt de os bekjendte Legemer. Næst efter den udmærke sig adskillige andre Ædelstene ved deres Haardhed. Hos Metallerne forekommer denne Egenskab i mangfoldige Grader, skjøndt i mindre betydelige end blandt Stenene. De største Grader af Blødhed forekomme i den organiske Natur. Nogle af disse, som staae paa Overgangen til Flydenheden, (som Therpentin, Galde) forene dermed en særdeles høi Grad af Seighed. Saabanne kaldes klæbrige (viscosa). De flydende Legemer kunne regnes for Legemer, hvis Haardhed er uendelig liden.

§. 38.

Man finder, som oftest i Naturen, en stor Haardhed forenet med en betydelig Skjørhed. De haardeste Legemer findes blandt Stenene, og ere alle skjøre. Staal vorder, som bekjendt, skjørt ved at hærdes. Dog finder man Haardhed og Skjørhed forenede; thi mange Materier, saasom Arsenik, Zink, Svovel, Harpix o. s. v., ere vel meget blødere end Jernet, men dog tillige meget skjøre. Skjørheden, saa vel som ogsaa tildeels Haardheden, synes at beroe paa Delenes indvortes Sammenføining eller Crystallisation. Denne gjør ofte større Modstand i en Retning end i en anden. Heraf kommer det, at mange Legemer i en Retning ere skjørere end i en anden. Til Exempel herpaa kunne de fleste Stene og Saltcrystaller tjene; men et mærkværdigt Exempel have vi ogsaa af Kunsten i de bekjendte Bologneserflasker, som ved en pludselig Afkjølning have faaet den Egenskab, at springe saasnart en skarp Sten eller lignende Legeme falder ned inden i dem, hvorimod de taale temmelige Stød uden fra. Ligeledes henhører hertil de saakaldede Glastaarer, (lacrymæ vitreæ), der ere Glasdraaber, som man i deres glødende Tilstand har ladet falde i Vand. De taale ret vel, at man banker paa dem, ja afsliber dem, men naar man afbryder den Spids, hvormed de ere forsynede, saa falde de strax til Støv. Legemer, som ellers ere meget skjøre, kunne faae en høi Grad af Bøielighed, ved at adskilles i meget tynde Blade, eller udtrækkes i meget fiine Traade. Saaledes kan endog Glas, ved at udspindes i Traad, sættes i Stand til, at taale en Bøining, hvis Redius ikke er nogen $\frac{1}{4}$ Linie.

See Reaumers ovenanført Afhandling i memoires de l'academi de Paris, 1713.

§. 39.

Ved Haardheden og Seigheden tillige, bestemmes et Legemes Styrke, eller maaskee bedre, dets Fasthed, naar man da i Stedet for dette Ord, til at betegne den blotte Modsætning af Flydenhed, vilde bruge Ordet Stivhed (rigiditas). Den bestaaer deri, at et Legeme under alle Omstændigheder sætter en stor Kraft mod dets Deles Adskillelse. Det kunde vel ved første Øjekast synes, at dette ikke var andet end Sammenhængskraften; men ved en nærmere Undersøgelse opdager man let, at baade Haardheden og Seigheden maae komme meget i Betragtning. Vil man nemlig rive en Deel af et Legeme fra det Hele, saa er det klart, at den Kraft maae overvindes, som Legemet sætter mod sine Deles Flytning, og at denne er en anden, end den hvorved de hænge sammen. Et flydende Legeme kan have megen Sammenhængskraft, men derimod har det slet ingen Styrke. At blandt to Legemer, af lige Haardhed, det skjøreste ogsaa maa være det svageste, er let at indsee. Man har adskillige Forsøg, af Musschenbrock, Sickingen og Buffon, hvorved de have søgt, at bestemme Legemernes Styrke, som de ikke tilstrækkeligt skjelnede fra Cohæsionskraften. Man ophængte nemlig paa en beqvem Maade, Cylindrer og Parallelepipeda, af et bestemt Gjennemsnit, ved den ene Ende, og hængte Vægt ved den anden, indtil de sønderreves. Man har vel ogsaa nogle Forsøg af Musschenbroek, som synes mere umiddelbart, at angaae den egentlige Cohæsionskraft, hvor han nemlig forsøgte, at rive Cylindre, som ved deres glatslebne Grundflader vare sammenføiede, fra hinanden; men ved disse Forsøg anbragte han Talg eller andre saadanne Materier mellem Fladerne, saa at det heller ikke

der var den rene Cosæsionskraft, som maaltes. Det er heller ikke vel muligt, at faae noget sikkert Maal for denne Kraft; thi den finder kun Sted, ved en inderlig og fuldkommen Berøring, saa at man intet bestemt vilde lære om den, hvis man endog forfærdigede Skiver af allehaande Materier, lod disse nøie afslibe, og derpaa forsøgee deres Sammenhæng; thi det var umuligt, at faae dem alle lige glatte, altsaa og til at berøre hinanden lige fuldkomment. Over Legemernes Haardhed og Skjørhed lod sig derimod anstille interessante Forsøg. Ved Læren om Varmen skal en Undersøgelse af dette Slags, men som ikke skeer paa den mechaniske Vei, vorde afhandlet.

Adskillige Philosopher have brugt Ordet Cohæsion i den Betydning, som Musschenbroek og de andre Physikere, efterdi at denne Talebrug hidindtil havde bestaaet uangreben, og de have herpaa bygget Undersøgelser. Disse lide derved intet Afbræk; men de vilde maaske have vundet i Tydelighed, om man havde antaget den her foreslagne Maade, at skjelne Ordene.

§. 40.

Den Bestemmelse (§. 34), at Delene i et Flydende, sættes i Bevægelse, ved enhver, selv den mindst mulige, Kraft giver vel det rette Begreb af Flydenheden; men i Erfaringen træffe vi ofte Materier, hvis Deles Bevægelighed er meget stor, skjøndt ikke uendelig og som vi desaarsag kalde flydende. Flydenheden er da ikke fuldkommen, men der gives Grader deri. I øvrigt maae dog altid den Kraft, som skal udfordres til at sætte et Flydendes Dele i Bevægelse, være meget ringe, og næsten umærkelig, ellers kan det ikke kaldes flydende. Mange antage, at Flydenhedens Væsen skulde bestaae deri, at Sammenhængen mellem Delene var meget rin-

ge; men da vi ikke ere i Stand til, at maale Sammenhængskraften nøiagtigen, og da desuden de Forsøg vi have vise os, at Sammenhængen mellem de flydende Materiers Dele ikke altid er saa ringe, som vi ofte forestille os dem saa er denne Bestemmelsesmaade ubrugbar. At desuden Sammenhængskraften er meget forskjellig fra det, som udgjør Fasthed eller Flydenhed, derom kan man let overbevise sig, blot ved den Bemærkning, at de flydende Legemers Overflade ofte vise en betydelig Sammenhæng, medens Delenes Flytning inden for Overfladen, nesten slet ingen Kraft fordrer; thi naar man lægger paa Overfladen af en flydende Materie, et lidet Stykke af en tung Materie, som ved sin egen Vægt ville synke til Bunds deri, f. Ex. en Syenaal, en meget liden Draabe Qvægsølv, saa vil dette blive liggende paa Overfladen, og blot trykke en liden Fordybning deri, saasnart det derimod har gjennembrudt Overfladen, synker det uden Vanskelighed; thi nu behøver det ikke mere, at skille Delene fra hinanden, altsaa ophæve Sammenhængen, men blot at flytte dem.

Man har i Almindelighed vildet forklare det heranførte Forsøg deraf, at Luften hængte sig fast ved Legemernes Overflade, og dannede derom en Atmosphære, som modstod Synkningen. Rumford har gjendrevet denne Mening ved følgende Forsøg: Han gyder Olie, Naphta eller et andet let Flydende over Vand, saa at de udgjøre to forskjellige Lag, derpaa lader han et lidet Stykke af et tungt Legeme falde ned igjennem det øverste Lag, paa det andet, ved hvis Overflade det da standser, uagtet dets Tyngde vilde have ført det til Bunds, saa snart det først var under Overfladen. Rumford siger derfor, at de flydende Materiers Overflade danne en Hinde. Et andet Udtryk vil maaskee, i det Følgende, lede os til mærkværdigere Resultater, naar vi nemlig sige: at de flydende Legemers Overflader forholde sig som faste.

Uagtet Neuton allerede foran sect. V. L. 11. i hans princ. har givet den rette Definition paa Flydenheden, saa har man dog ikke fulgt den i Almindelighed, men hellere sat Flydenhedens Natur i en ringe Sammenhængskraft. Kant har, metaphys. Anf. d. Naturw. 1787. S. 89-94, vidtløftig forsvaret den her gjorte Bestemmelse, og angivet det rette Princip til Forklaringen af det anførte Forsøg. I mit Skrivt, Grundtrækkene af Naturmetaphysiken 1799. S. 68. har jeg udtrykkeligen forklaret det saaledes, som det nu ved Rumfords Forsøg bekræftes.

§. 41.

Spændstigheden yttrer sig snart ved Sammentrækning, som i en spændt Streng, der drages ud af sin retlinede Stilling, snart ved Udvidelse, som Luft naar den sammentrykkes, snart ved begge tillige, som en Staalfjeder der bøies. I Følge Spændstigheden er det, at mange Legemer, naar de støde an mod hinanden, atter springe tilbage. Man kan gjøre dette ret beskueligt, naar man lader en Elphenbeenskugle falde paa en med fugtig Farve bestrøgen Marmorskive. Kuglen vil springe tilbage, og, til Tegn paa at den har været sammentrykt, have en stor rund Plæt af Farven, da den derimod, ved at berøre Fladen, uden Sammentrykning, blot kunde være mærket af Farven i et Punkt. Spændstigheden er uden al Tvivl en umiddelbar Følge af Materiens Grundkræfter, saa at vi ikke saa meget have, at undersøge Aarsagen til Spændstigheden, saaledes som hidindtil er skeet, men meget mere Aarsagen, hvorfor mange Legemer kun besidde denne Egenskab, i saa ringe Grad, at vi næsten kunne regne den for Intet.

Man har gjort sig megen Umage, for at undgaae Begrebet af Kraft i Naturlæren. Man fandt det begribeligere, at Materien var sammensat af lutter absolut haarde, udeel-

bare Dele, hvis Form og Bevægelse gav Materien alle dens Egenskaber, end at antage, at den bestod ved visse Grundkræfter. Erfaringen har imidlertid bestandigen sat denne Menings Tilhængere i Forlegenhed. Neutons dybsindige Undersøgelser over Tyngden, tvang dem til, at antage en almindelig Tiltrækning. De bekjendteste Erfaringer over Elasticiteten, burde have tvunget dem til, ogsaa at antage en udvidende Kraft. Neuton antog, som bekjendt, blot den almindelige Tiltrækning, som en mathematisk Forudsætning, uden at ville angive den, som en physisk Aarsag. I sin Optik (Quæst. 23, ed. Clartrii, Lond. 1706) viser han sig tilbøielig til, paa samme Maade, at antage en tilbagestødende Kraft. Det var at ønske, at hans Efterfølgere heri ikke havde forladt hans Spor. Man har fundet det, saa let begribeligt, at Materien lod sig sammentrykke, naar man antog, at den havde Mellemrum, hvorind de tilbagevigende Dele kunde begive sig. Man har ikke ladet sig skrække deraf, at mange Materier lade sig sammentrykke til et mange Gange mindre Rum, og at man overhovedet, i Sammenhængen af denne Lære, maatte antage Mellemrummene mangfoldige Gange større end alle de faste Dele tilsammentagne. Den skarpsindige Prieftley siger i sine Disquisitions relating to Matter and Spirit, Lond. 1778. 8. p. 17, at man ikke kunde finde noget Modsigende i at antage, at al den faste Masse i hele Solsystemet, lod sig bringe sammen i en Nødskal, saa stort maatte man antage, endog i de lætteste Materier, det tomme Rum, i Sammenligning med de solide Bestanddele. Prieftley gaaer derfra over til, at nægte al Materialitet; men vi ville deraf slutte, at Materien ikke bestaaer af saadanne Porer, og slige legemlige Dele som Atomisterne antage, en Sandhed, som ogsaa kan øses af andre Kilder. Adskillige andre atomistiske Naturgranskere, hvoriblandt Knigt (i sit §. 23. anførte Skrivt Attemt to demonstrat &c.) og Boscowich (i sin sammesteds anførte Theoria phil. naturalis) have ogsaa tilbageført Atomerne til blotte Punkter, forsynede med tiltrækkende og frastødende Kraft, og deres Forsøg have fundet stort Bifald, hos de skarpsindigere blandt deres Tidsalders Naturgrandskere. Saa meget er i det mindste let at indsee, at om man end nok saa bequemt

kan forklare al Sammentrykning af Prositeten, saa vil man aldrig, uden at antage Udvidekraften, som en ligesaa væsentlig Kraft, som Tyngden, være i Stand til, at forklare hvorfor det sammentrykkede Legeme paa nye indtager sit forrige Rum, naar den sammentrykkende Kraft opherer at virke. At tage sin Tilflugt til en Bevægelse i Atomerne, lade dem gaae i Hvirvler og Skruegange, eller at lade et Varmestof forrette Umuligheder, det har man vel forsøgt, men ikke med det bedste Held. Altsaa vi antage for den experimentale Naturlære, hvad Erfaringen viser os, en Udvidekraft i alle Legemer, paa samme Maade, som Neuton antog en almindelig tiltrækkende Kraft, uden at forsøge at aflede dem af høyere Grunde, hvilket vi med Rette overlade Philosophien.

§. 42.

Intet Legeme er, som saadant, i Stand til, af sig selv, at begynde en Kjæde af Virkninger. Naar det derfor skal forandre sin Tilstand, enten gaae over fra Uvirksomhed eller Hvile, til Virksomhed eller Bevægelse, eller ogsaa omvendt fra denne Tilstand til hin, saa maae en udvortes Aarsag indvirke derpaa. Denne Materiens Evneløshed til selv at virke, kaldes dens Inertie, eller dens Afhængighed, (inertia). I Følge denne, ville Alting forblive i uforandret Tilstand, dersom ikke Legemerne besadde Kræfter, ved hvilke de kunne frembringe Forandringer i hinanden indbyrdes. Disse Kræfter ere enten bevægende, eller indvortes ombannende. Det er klart, at Udvidekraften, Tyngden, Sammenhængskraften, hvilken vi have opstilt, som henhørende til Materiens Bestand, ere bevægende Kræfter; og vi ville i Bevægelseslæren ingen andre bevægende Kræfter lære at kjende. I mechanisk Henseende ere altsaa de Kræfter, ved hvilke Materien bestaaer, ogsaa de hvorved den virker paa andre. Det

samme ville vi ogsaa finde ved den dynamiske Virkning, hvor vi ville lære disse Kræfter nøiere at kjende, ved at sætte dem i frit Spil; thi i den mechaniske Forandring virker kun de Kræfter, som opfylde et Rum, mod dem, som opfylde et andet, som fluttet Hele mod fluttet Hele. I den dynamiske Forandring derimod, virker Kraft mod Kraft umiddelbart, og stræber til fælles Forening og Ligevægt, for enten, at danne et nyt Hele, eller for af et forhen bestaaende Hele, at udvikle to eller flere nye, fra hint forskjellige. Det vil altsaa vise sig, hvad der desuden ikke kunde være Tvivl underkastet, at de samme Kræfter, som udgjøre Materiens Væsen, ogsaa ere de hvorved alle Legemer indbyrdes virke paa hinanden.

Hvad her findes erindret, ville være overflødigt, dersom man ikke pleiede, at opregne Legemernes Hovedegenskaber paa en saadan Maade, at man maatte fristes til, at troe, at de ingen Sammenhæng havde med hinanden. Man finder endnu ikke sjeldent, at det i Skrivter over Erfaringsnaturlæren hedder, at Legemerne ere forsynede med Tyngde, chemisk Affinitet o. s. v., eller og, at det har behaget Skaberen, at meddele Legemerne slige Kræfter; som om det evige Væsen, hvoraf Alt har sit Udspring, havde Luner, eller kunne ville noget, som ikke var et med den evige Fornuft, som ikke bar Præget af den uendelige Harmonie selv. Jeg troer derfor her, at burde gjøre opmærksom paa, at alle de afhandlede almindelige Egenskaber, saavel som alle andre, ikke ere andet end Følgen af et eneste Princip, seet fra forskjellige Sider. Det som sætter os i Stand til, at skjelne et Legeme fra en blot Udstrækning er upaatvivleligen den Egenskab, at hint opfylder Rummet, dette derimod intet andet er, end Rummet selv. Spørger jeg mig nu, hvad er det, som opfylder Rummet inden for? saa er det Udvidekraften, spørger jeg derimod, hvad er det, som gjør denne Rumopfyldning til en bestemt eller begrændset? saa er Svaret: Tiltrækningskraften. Re-

sultatet af begge de foregaaende er Sammenhængskraften, som blot er den Modstand, som Legemerne gjøre mod deres Deles Adskillelse. Det er klart, at med Forestillingen om disse Kræfter hænger Udstrækning, Figur, Deelbarhed, paa det inderligste tilsammen; thi om man end begyndte med hine Kræfter, hvis Tilværelse man havde udledet af andre Grunde, saa vilde man dog komme til Udstrækningen og alt hvad deraf følger. Ogsaa den physiske Deelbarhed vilde let udledes af Sammenhængskraftens Natur, da der nemlig ikke kan tænkes nogen Kraft saa stor, at jo en større var mulig, som da maatte være i Stand til, at overvinde den. At Materiens Bestandighed ogsaa paa det inderligste maae være sammenknyttet med dens Væsen, at Formerne for dens udvortes Forandringer allerede ligger i det Foregaaende, og at Mangel paa Selvbestemmelse er uadskillelig fra Begrebet af Materie, som saadan, det indlyser let ved nogen Eftertanke. Det er undertiden godt, at man forudseer, allerede ved Begyndelsen, det Heles Sammenhæng og Resultat. At sætte Læseren i Stand til dette, er blot Hensigten af det Fremsatte.

§. 43.

Al Materiens Virken er gjensidig. En Materie kan ikke ved sin Udvidekraft trykke mod en anden, uden at denne trykker igjen. Et Legeme kan ikke tiltrække et andet, uden atter af dette, at tiltrækkes. Ingen Cohæsion kan tænkes mellem to Legemer, som ikke skulle være gjensidig. Naar to Legemer, ved deres Bevægelse skulle virke paa hinanden, saa maae de nærme sig hinanden, og dette skeer ligefuldt, enten det ene Legeme, i Forhold til det omgivede Rum, var i Hvile eller ikke. Ligeledes lærer os alle Erfaringer, at al dynamisk Virken er gjensidig.

§. 44.

Ved Hjelp af Materiens Kræfter erkjende vi dens Tilværelse, i det disse virke paa vore Sandseredskaber, og deri frembringer Forandringer. Men ikke ved enhver Sands erholde vi lige Kundskab om en Gjenstands Materialitet. For Smagen og Lugten, ere mange Legemer ukjendelige. For Hørelsen er intet Legeme det, uden først at være sat i en Art af Bevægelse, hvortil ikke engang alle Legemer ere skikkede. Synet giver os vel en langt fuldstændigere Kundskab om de fleste Legemer; men dog er heller ikke denne Sands alene skikket til, at overbevise os om en Gjenstands Materialitet; thi et Billede i et Speil, er under givne Omstændigheder, en ligesaa fuldstændig sandselig Fornemmelse, som Legemet selv. Desuden ere mange Gjenstande, f. Ex. Luften, usynlige, uden derfor at være mindre materielle. Følelsen (tactus) er den af alle Sandser, for hvis Domstol vi rettest og sædvanligst bringe Gjenstandenes Materialitet. Paa denne Sands virker Legemerne umiddelbar, som Rumopfyldning, eller ved den Modstand de gjøre mod fremmede Legemers Indtrængen i deres Rum. Naar vi ved Følelsen have fornummet en Gjenstand, saa kunne vi antage dens materielle Tilværelse, som tilstrækkelig vis; men ellers er det nødvendigt, at tage andre Sandsers Vidnesbyrd til Hjelp, og at henvende sin Opmærksomhed paa andre Egenskaber end Rumopfyldningen. Blandt disse tjener især hertil den almindelige Tiltrækning eller Tyngden; i det vi ofte, blot ved at opdage en Forandring i Legemernes Vægt, maae slutte os til dets materielle Forandringer. Udvidekraften og Tyngden ere derfor hver for sig tilstrækkelig til at overbevise os, om

en Gjenstands materielle Virkelighed; fordi den ene aldrig kan være uden den anden.

§. 45.

At antage en Materie hvori hverken Tyngde eller Rumopfyldning erkjendes af vore Sandser, er at antage en tom Mulighed; men at antage en Materie, som manglede en af disse Kræfter var at antage noget, som staaer i Deshar-monie med alle vore Erfaringer, og som, i Sammenhold med høiere Grunde, maae ansees, som umuligt.

Paa det første har man Exempel i Varmestoffet, Lysstoffet o. s. v.; paa det sidste i den Mening, at der skulde gives et Phlogiston, med negativ Tyngde.

§. 46.

Det, som umiddelbart eller ved faa Mellemled flyder af Materiens Grundegenskaber, antages som nødvendigt. Hvad ikkun ved en vitløftigere Slutningskjede deraf kan udledes, prøves nøie ved Forsøg, ikke som om der var nogen Tvivl om Rigtigheden af Fornuftens Fremgangsmaade i sig selv; men fordi der i enhver Rekke af Virkninger gives mangfoldige Biomstændigheder, som det ikke er let, ved den blotte Eftertænkning, fuldstændigen at finde.

Man seer let, at Forfatteren, ved den her givne Fremstilling af Legemernes almindelige Egenskaber og Forhold, har havt de Kantiske Categorier for Øjne; dog har han ikke kundet give alt den største Strænghed. Især er dette Tilfældet ved Udvidekraft, Tyngde, Cohæsion, om hvis Væsen i det Følgende vil forekomme nærmere Bestemmelse. Han er sig bevidst, ikke at have kunstlet paa Gjenstanden, for at faae den til at passe i denne Form, og han tør vel haabe, at det,

som den her givne Indledning indeholder mere end de sædvanlige, ikke vil findes unødvendigt; men at man ved første Øjekast vil føle, at Physiken altid har forudsat det, uden udtrykkeligen at nævne det. Dersom den her valgte Fremgangsmaade er rigtig, saa vinder man ved den to Ting, først Fuldstændighed i Opregningen af Materiens almindelige Egenskaber og Forhold, og dernæst Visheden om Fuldstændighed; i det man er gaaet ud fra et bestemt Princip. Men denne sidste Art af Vinding er heller ikke af de ubetydelige for en Videnskab.

Første Deel.

Bevægelseslæren.

Første Afsnit,

om

bevægede Legemer i Almindelighed.

I. Bevægelsens Grundlove.

§. 47.

Et Legeme siges at bevæge sig, naar det forandrer sin Stilling mod andre Legemer. Det hviler, naar det i en endelig Tid forbliver paa noget Sted. Et Legeme er i Bevægelse, naar det vel ikke forandrer sin Stilling, men naar dog dets Dele forandre deres, saaledes, som den finder Sted ved en Kugle, som dreier sig om sin Axel, uden at forandre den Stilling, det som helt Legeme har mod andre.

§. 48.

Det Rum, som et Legeme indtager, kaldes dets Sted. Kunne vi bedømme Legemets Sted, uden at tage Hensyn paa noget andet, end det hele uendelige Rum, saa erkjendte vi dets absolute Sted. Naar vi derimod bedømme Legemets

Sted efter dets Stilling mod andre Legemer, saa kjende vi kun dets relative Sted. Et Legeme, som forandrer sit absolute Sted, maatte man tillægge en absolut Bevægelse. En Forandring af det relative Sted, er en relativ Bevægelse.

§. 49.

Vi formaae ikke, at kjende nogen absolut Bevægelse, som saadan. Vi kunne let gjøre os dette beskueligt, ved et Tankeexperiment. Man forestille sig, at en Kugle udskydes af en Kanon, i Retningen fra Østen til Vesten. Imidlertid dreier sig Jorden, som Astronomien lærer, i den modsatte Retning. Har man nu givet Kuglen, og dette er muligt, en Hastighed saa stor, som den hvorved Jorden omdreier sig, saa er det klart, at Kuglen, med Hensyn paa det Rum, som omgiver Jorden, hverken var kommet frem eller tilbage, men var blevet i Hvile, dersom Jorden ikke havde andre Bevægelser end sin Omdreining; men da Jorden ogsaa har en Bevægelse omkring Solen, saa deeltager Kuglen ikke mindre i denne, og i Følge heraf, maatte man tillægge den en absolut Bevægelse, dersom ikke atter hele Solsystemet havde en Bevægelse, hvis Retning og Hastighed vi ikke nøie kjende. Men om vi end kjendte denne, saa maatte den dog ligeledes foregaae i et materielt Rum, hvilket selv atter var bevægeligt, og saaledes i det Uendelige. Vi vide altsaa ikke, hvilken absolut Bevægelse der kunne tilkomme Kuglen.

§. 50.

I det foregaaende Tankeforsøg viste det sig umuligt, at bestemme, om den Bevægelse, hvormed Kuglen nærmede

sig en Gjenstand paa Jorden, som absolut Bevægelse tilkom Kuglen tillige med Jorden, eller, med andre Ord, om Kuglen havde samme absolute Bevægelse, som den erkjendte relative, eller om ikke maaske Jorden tillige med Gjenstanden bevægede sig hen mod den hvilende Kugle. Den samme Umulighed finder Sted i Bestemmelsen over enhver anden Bevægelse. Heraf følger: at det er mathematisk ligegyldigt, enten jeg tillægger et Legeme en Bevægelse i en given Retning, eller jeg tillægger Rummet, hvori det befinder sig, samme Bevægelse, i modsat Retning.

Kants neuer Lehrbegriff der Bewegung und Ruhe. I vermischte Schriften, Kønigsberg, 1807. 4ter Band, S. 8-14.

Kants metaphysische Anfangsgründe der Naturwissenschaft. S. 5-17. Ørsteds Grundtrækkene af Naturmatephysiken. S.

§. 51.

Et Legeme bevæger sig med desto større Hastighed, jo større det Rum er, som det i en given Tid gjennemløber, eller, hvilket kommer ud paa eet, jo kortere Tid det anvender til at gjennemløbe et givet Rum. Med andre Ord, vi kunne fastsætte, som Lov for Legemernes Bevægelse: at ved lige Tider forholde sig deres Hastigheder, som de gjennemløbne Rum, og ved lige Rum, omvendt, som de anvendte Tider. Af disse Forhold udledes et tredie, nemlig: at Hastighederne ere i sammensat Forhold, af Rummene ligefrem og Tiderne omvendt, hvoraf atter følger, at Hastighederne forholde sig som Rummene dividere-

de med Tiderne, og at enhver Hastighed kan ansees, som en Quotient af Rummet, divideret med Tiden.

Dette oplyses let mathematisk. Man kalde to Legemers Hastighed H og h, de Tider, hvori de bevæge sig, T og t, de af dem gjennemløbne Rum, R og r, saa have vi, for $T = t$, $H : h = R : r$, og for $R = r$ $H : h = t : T$. Sætte vi nu et tredie bevæget Legeme, hvis Hastighed er H, hvis Tid T, hvis Rum r, saa have vi $H : H = R : r$. og $H : h. = t : T$, det første for $T = T$, det andet for $r = r$. Deraf følger $H : h = \left(\frac{R : r}{t : T}\right) = Rt : rT = \frac{R}{T} : \frac{r}{t}$. Tages nu h som Enhed for Hastighederne, r som Enhed for Rummene og t for Tiderne, og hertil ere vi berettigede, saa er $H = \frac{R}{T}$ Heraf kan uddrages, at $H.T = R$, og $T = \frac{R}{T}$ det er: Rummet er saa stort, som Hastigheden multipliceret med Tiden, og Tiden saa stor, som Rummet divideret med Hastigheden.

§. 52.

I Følge Inertiens Lov, (§. 42.) kan intet Legems gaae over fra Hvile til Bevægelse eller fra Bevægelse til Hvile, uden en udvortes Anledning. Da den sidste Deel af denne Lov, ved første Øjekast, staaer i Strid med den daglige Erfaring, saa fortjener den her en nøiere Oplysning. Vel er det sandt, at vi i den daglige Erfaring finde, at Bevægelserne efterhaanden ophøre, uden nogen umiddelbart synlig Aarsag, men derfor mangler denne Forandring ikke al Aarsag; thi deels finde vi denne i Luftens Modstand, deels i de Hindringer, som Overfladernes Ujevnheder sætte mod enhver Bevægelse, hvorved et

fast Legeme glider hen ad et andet. Vi finde fremdeles, at jo fuldkomnere det lykkes os, at formindske disse udvortes Hindringer, f. Ex. derved, at Legemerne rulle og ikke glide hen ad hinanden, derved, at vi give deres Overflader den størst mulige Glathed, og derved at vi give dem en Form, hvorved de let kunne gjennemskjære Luften, jo længere vedvare ogsaa Bevægelserne uforstyrrede. Endeligen lærer os Erfaringen, at den Tilvext i Varighed, som Bevægelsen erholder, ved at disse Hindringer for største Delen bortrydes, er saa betydelig, at man har fuldkommen Grund til at troe, at enhver Bevægelse ville være uophørlig, dersom al udvortes Modstand kunne ophæves.

Hvad her er sagt, kan gjøres meget vel synbart, ved Hjelp af et Uhrpendul. Ophænger man dette saaledes, at det maae svinge frem og tilbage i Vand, saa taber det meget hastigere sin Bevægelse end i Luften; og atter i denne taber det meget hastigere sin Bevægelse naar den tunge Lindse vender den brede Flade til Luften, end naar den vender den skarpe Kant til. Ved at see disse Forsøg, vil man overbevises om den overordentlige Indflydelse Modstanden af Medium har paa Bevægelsen. At Frictionen heller ikke er uvirksom, vil man finde, naar man lader Pendulet først gaae paa en rund Træetap, i et Hul der er boret i Træe, og derpaa forsøger det med en kielebannet Staaltap, som hviler paa en blank Pande af Staal eller sleben Ædelsteen. Andre Exempler findes i Nollets Leçons de phys. T. 1. leç 3.

§. 53.

Et Legeme vedbliver ogsaa at bevæge sig i samme rette Linie, hvori den har begyndt sin Bevægelse, med mindre nogen udvortes Aarsag bringer det ud deraf. Dette er atter en An-

vendelse af Inertiens Lov, og er egentligen det samme for Bevægelsens Beskaffenhed, som det Foregaaende for dens Størrelse. I Erfaringen antræffe vi altid en udvortes Indflydelse paa Bevægelsen, naar vi see den forlade sin rette Linie.

Af denne Paragraph og den foregaaende følger, at vi ere berettigede til, at udtrykke Bevægelsen ved rette Linier, hvis Beliggenhed forestille Bevægelsens Retning, og hvis Størrelse forestiller dens Hastighed.

§. 54.

Vi see ofte, i den daglige Erfaring, at to eller flere Bevægelser forbindes med hinanden i et Legeme, og derved enten frembringe en nye, eller ophæve hinanden indbyrdes. Tre Ting komme herved i særdeles Betragtning, nemlig Bevægelsernes Hastighed og Retning, og de bevægede Legemers Masse. Paa den sidste tage vi her ikke Hensyn, men nøies med at betragte, hvad der vil foregaae, naar to Bevægelser forenes i et Punkt. Vi have derfor følgende Love:

Naar to Bevægelser af lige Retning forenes i et Punkt, saa er dets Hastighed lig Summen af de forenede Bevægelsers:

Naar to Bevægelser af modsat Retning forenes i et Punkt, saa er Hastigheden lig Forskjellen mellem begge de forenede Bevægelsers, altsaa naar de ere lige = 0:

Naar to Bevægelser, hvis Retninger gjøre en Vinkel med hinanden, forenes i et Punkt, saa kan dettes Retning og Hastighed forestilles ved Diogonalen af det Parallelogeam, som lader sig construere af de Linier der forestille de to forenede Bevægelser.

Disse Love lade sig, af Bevægelsens Natur, bevise. Det er mathematisk ligegyldigt, om Punkter A (Fig. 3) bevæger sig, i Fladen GH, hen mod B, eller om Fladen med samme Hastighed bevæger sig i den modsatte Retning (§. 50). Skulle vi altsaa tænke os to Hastigheder AC og CB forenede i A, saa kunne vi forestille dette saaledes, at A bevægede sig i den rette Linie hen mod C, med Hastigheden AC, og Fladen GH, med Hastigheden BC i den modsatte Retning. Punktet B vilde da nu komme i C paa samme Tid, som Punktet A, det er: Punktet A vilde falde sammen med B, og havde altsaa, i Fladen GH, tilbagelagt Veien AB = AC + CB. Vil man derimod forestille to modsatte Bevægelser AC og BC, forenede i et Punkt, saa sætte man, at A bevæger sig i Linien AB til C, men at Fladen GH imidlertid gaaer fra C til B. A vil da, ved sin egen Bevægelse, vel nærme sig B, men ved Fladens Bevægelse rykkes derimod dette Punkt derfra, saa at A's Nærmelse til B maa være = AC - BC. altsaa = 0 = naar AC er BC. Naar endeligen A (Fig. 4) skulde have en Bevægelse mod B, og en anden, ved hvilken den i samme Tid kom til C, saa tænke man sig, at i Stedet for den ene Bevægelse, AC, det parallelogrammatiske Rum ABCD bevægede sig med Hastigheden og Retningen CA. Linien CD vilde da falde sammen med AB, og Punktet D med B, paa samme Tid, som A ankom i B. Dette er med andre Ord, at A var ankommet i Parallelogrammets modsatte Hjørne. Det indsees ogsaa let, at A maae forinden have gjennemløbet alle Punkter af AD, og ikke kan være gaaet gjennem nogen anden Linie; thi medens nogen Deel Ab, af Siden AB gjennemløbes, maae altid en forholdsmæssig Deel Ac, af Siden AC tilbagelægges, og derved kommer A til et tilsva-

rende Punkt d i Diagonalen AD, som er Diagonalen for Abcd og alle andre med ABCD ligedannede Paralelleogrammer.

Det er af sig selv klart, at det her førte Bevis egentlig er et Experiment, udført i Tankerne. Man kunde ogsaa let iværksætte det for de udvortes Sanser, ved Hjelp af en Mechanismus, ja man har endog udtænkt Redskaber hertil; men hvo som har forstaaet det Foregaaende, vil neppe forlange en saadan Sandseliggjørelse. Et andet Experiment have vi, som ligeledes fuldkomment kan udføres i Tankerne. Man bruger hertil, nemlig en lodretstaaende Qvadratskive ABCD (Fig. 5) ved hvis ene Hjørnepunkt en Snor AB med et vedhængende Lod, B, er fastgjort. Naar man nu fører denne Snor langs hen med AC, saa forkortes den nedhængende Deel, og B løftes, medens det drages frem. Herved beskriver det da Diagonalen BC. Sætter man for Loddet B et tungt Punkt, og for Snoren en mathematisk Linie, den man kan tænke sig bøyelig, ligesom ved Evolutionstheorien i den høiere Mathematik, saa have vi et reent Tankeexperiment; af samme Betydning, som hint materielle. Men vi kunne gjøre dette endnu mere almindeligt, naar vi lade AB have hvilken som helst Længde, og Vinkel mod AC, dog saaledes, at den bliver uforandret under Experimentet. Slige Forsøg, udførte i Tankerne, ere en Art af mathematiske Bevis, som bedre passer sig for Naturlæren, end de efter den sædvanlige Methode. Man har hidindtil af en besynderlig Egensind foragtet dem; uagtet ingen kan nægte deres Indlysenhed. Næsten alle mechaniske Forsøg lade sig behandle paa denne Maade, og derfor kan ogsaa Bevægelseslæren behjelpe sig med et langt mindre Antal af materielle Forsøg, end den dynamiske Deel. Det vil overhovedet i det Følgende vise sig, at jo dybere vi ere trængte ind i Tingene, jo fuldkomnere kunne vi, i de materielle Forsøgs Sted, sætte Tankeforsøg. Da imidlertid Physiken, som Kunst, har sin Interesse i den materielle Fremstilling, saa ville vi hverken her, eller i det Følgende, lade den mangle.

§. 55.

Foruden det, at den materielle Fremstilling af de nysanførte Tankeforsøg kunde tjene, som et experimentalt Bevis for de fremsatte Bevægelseslove, have vi endnu andre materielle Forsøg, hvilke for det meste atter paa deres Side let lade sig forvandle til Tankeforsøg. De fuldstændigste Forsøg over Forbindelsen af flere Bevægelser, lade sig anstille med et passende indrettet Billiard. Dette maae helst være af Marmor, og bør staae fuldkommen horizontalt. Man anbringer paa den ene Ende to Standere, i hvilke hænge to lige store Hamre, som frit kunne bevæge sig om en Axel, der gaaer igjennem deres Skaft. Disse Standere maae lade sig dreie, saaledes, at Hamrene enten kunne hænge parallele, eller giøre hvilken som helst Vinkel indbyrdes, ja endog ganske kunne virke i modsat Retning. Ved at lade Hamrene falde fra forskjellig Høide, kan man give dem forskjellige Hastigheder, hvilke man let ved Erfaring kan bestemme (I det Følgende vil det ogsaa vise sig, at Hastigheden, som følger af saadanne Fald, theoretisk kan udfindes.) Lader man begge de lige store Hamre falde fra lige Høide, ganske i modsat Retning, paa en Kugle, saa vil denne ikke bevæge sig af Stedet. Lader man dem derimod giøre en Vinkel, saa gjennemløber Kuglen Diagonalen af Kræfternes Parallelogram. Hvilket er ligesidet, naar begge Hamre falde med lige Hastighed, ellers derimod kun har de ligefor hinanden staaende Sider lige. Jo spidsere man giør Vinkelen, io længere vorder Diagonalen. Naar Hamrene stilles parallele, saa vil Kuglen erholde en Hastighed, saa stor, som Summen af dem den vilde have erholdet af hver blandt dem for sig, dersom de begge fuldkomment kunde træffe den paa et Sted; men da dette

ikke er muligt, og selv ikke tilnærmelsesviis kan skee, uden Vanskelighed, saa behøver man blot, at tage en Hammer, saa tung, som de Foregaaende tilsammen, hvorved man da erholder naturligviis samme Resultat, som om man brugte begge Hamrene tillige. Et andet Bevis kan man føre ved Hjelp af et Redskab, der omtrent har Form af en saakaldet Storkesnabel. Man anbringer paa tre Hjørner af et saadant, Tridser, over hvilke der gaaer Snorer med Vægt, saaledes, at Vægten i det mellemste af de besatte Hjørner trækker efter Diagonalen af Parallelogrammet, saa vil man altid finde, at denne Vægt maae staae i samme Forhold til de andre Vægter, som Diagonalen til Siderne. Er Diagonalen Nul, eller det parallelogrammatiske Redskab udtrukket til en ret Linie, saa behøves slet ingen Vægt i Midten; thi de modsatte Kræfter hæve hinanden. Efterhaanden, som Diagonalen fremkommer og voxer, maa ved dets Ende anbringes en Modvægt, alt større og større, indtil Redskabet i den modsatte Retning af den Foregaaende, udgjør en ret Linie, da Diagonalvægten maa være = Summen af begge Sidevægterne; thi hin virker nu mod disse i begges modsate Retning.

Beskrivelse over et Slags Billiard, hvis Hamre ere af den Beskaffenhed, som oven fordres, findes i adskillige Bøger, blandt andet i Nollets Leçons de ph. exp. T. II. leç V, og Sigaud de la Fond description et usage d'un cabinet de physique T. I. S. 87-90. Disse Billarder pleie kun at være smaa, og overdragne med Klæde. Fortrinligere er et Marmorbillard, af samme Størrelse, som de man sædvanligen bruger til at spille paa. Man kan paa samme endnu vise mangfoldige andre Forsøg, som i det Følgende skulle anmærkes. Charles i Paris har et saadant Marmorbilliard i sit physiske Cabinet.

Af de her angivne Love for Bevægelsens Sammensætning forklares mangfoldige Særsyn, vi see f. Ex. at en Person, som staaer paa en Baad der støder mod Land, falder, naar han ei veed at vogte sig. Dette skeer fordi han beholder endnu sin Bevægelse medens Baaden taber sin. En Person, som vil springe ud af en bevæget Vogn eller et Skib, som er i Fart, gjør en falsk Beregning af sin Bevægelse, naar han ikke drager Vognens eller Skibets Bevægelse med i Overvejelse, hvorfor man og ved saadan Leilighed let gjør et Fald. En Baad, som skal gaae over en Strøm, har ogsaa en sammensat Bevægelse. Roeningen af et Skib, saavel som mange af Fiskenes og Fuglenes Bevægelser maae forklares af samme Lære. Ligeledes opløses herved det Spørgsmaal, hvorfor et Legeme, som kastes op ad, af en Person, som rider eller kjører i fuld Fart, ikke falder langt bag ham, som ogsaa, hvorfor Legemer, som kastes lodret op fra Jorden, falde ned paa samme Sted, da dog Jorden har en meget hastig Bevægelse.

§. 56.

Naar AB og AC (Fig. 4), ansees som Maalet for de bevægende Kræfter, eller for de ved dem frembragte Hastigheder, saa er Diagonalen AD Maalet for den ved begge frembragte nye Hastighed. Naar Vinkelen ved A er en ret Vinkel, saa er $AD = \sqrt{(AB^2 + AC^2)}$. Er den derimod skjæv, saa er $AD = \sqrt{(AB^2 + AC^2 + 2\,AB.\ AC.\ \cos BAC)}$; thi naar man i det Skjevvinklede Parallelogram ABCD (Fig. 6.) forlænger AC og BD ud over B og C, og lader derpaa falde de lodrette Linier AF og DE, saa er $AD^2 = AF^2 + BF^2 + BD^2 + 2\,BF.\ BD = AB^2 + BD^2 + 2\,BF.\ BD = AB^2 + BD^2 + 2\cos.\ BAC.\ BD$, naar AB antages som Enhed eller Sinustotns, men ellers $= AB^2 + BD^2 + 2\cos.\ BAC.\ AB.\ BD$. Kalder man nu de to Kræfter, for Kortheds Skyld a og b, deres Vinkel v, og den frembragte Bevægelse d, saa er

$d^2 = a^2 + b^2 + 2ab \cos. v$, og $d = \sqrt{(a^2 + b^2 + 2ab \cos. v)}$. Vinkelen ved A er her antaget, som spids; men naar man ogsaa antager den, som stump, saa gjør dette kun i Beviset en let udfindelig Forskjæl, og i Resultatet bliver da cos. v en negativ Størrelse. Er v en ret Vinkel, saa er cos. v = 0, og Formelen indsvinder da til $\sqrt{(a^2 + b^2)}$, som oven er angivet for den rette Vinkel. Er v = 0, saa er cos. v = 1, og Formelen reduceres da til a + b, hvilket fuldkomment stemmer med den første Lov for Bevægelsens Sammensætning. Er v = 2 rette Vinkler, saa er cos. v = — 1, og Formelen reduceres da til a — b, fuldkomment i Overensstemmelse med anden Lov for Bevægelsens Sammensætning.

I denne og forrige Paragraph seer man et skjønt Exempel paa, hvorledes den conseqvent behandlede mathematiske Formel, og det conseqvent udførte Experiment lære det samme, og indeholde en Utallighed af enkelte Tilfælde.

§. 57.

Naar tre eller flere Kræfter virke paa et Legeme, under forskjellige Vinkler, saa kan man først undersøge, hvilken Diagonal tvende af disse Kræfters Paralleogram vil erholde, og denne betragter man nu, som den ene Side af et nyt Parallelogram, hvori den tredie Kraft bliver at ansee, som den anden Side. Samme Operation kan man fortsætte med saa mange forskjellige Kræfter, som der er givne.

§. 58.

Enhver Bevægelse kan betragtes, som frembragt af to andre, eller som Diagonalen af et Kræfternes Paralleogram. Man kalder dette, at opløse en Kraft i andre. Af denne Kræfternes Opløsning kan gjøres den meest udbredte Anven-

delse, da Legemerne ofte kun virke deelvis paa hinanden, og der altsaa maa bestemmes, hvor meget af Kraften kan komme til at virke. Enhver Kraft kan paa utallige Maader opløses. Alt kommer derved an paa Vinklerne, som de Kræfter, hvori den opløses, gjøre med hinanden. AD (Fig. 7) forestille en Kraft, som skal opløses, AB og AC, forestille de to Sidekræfter hvori de opløses, o og u de Vinkler, som disse gjøre med hinanden. ABCD er da Kræfternes Paralleogram. Hvilken som helst af Trianglerne, hvori Diagonalen deler Paralleogrammet, f. Ex. ADB indeholder allerede begge Kræfterne, fordi de modstaaende Sider i Paralleogrammet ere lige, og ligeledes begge Vinklerne, fordi ADC = u, ADB = o. Man behøver derfor kun i de mathematiske Betragtninger, at tage Hensyn paa den ene Triangel. Ved den Trigonometriske Betragtning, ansees Kraften AD, som Enhed, og altsaa Sinus totus. Er da Paralleogrammet retvinklet, saa er hver af de to andre Sider Sinus til den modstaaende Vinkel. Er derimod en af Sidekræfternes Vinkel med Hovedkraften, f. Ex. o, en ret Vinkel, saa er den hosliggende Side Tangens, og den modstaaende Secans, til den anden Vinkel, altsaa her AC = tang o, CD = sec o. Vil man derimod blot i Almindelighed have Forholdet mellem Sidekræfterne, da er dette omvendt, som Sinus af Vinklerne, AC: AB = sin u: sin o. Ogsaa Forholdet mellem hver af Vinklerne, o og u, til den hele Vinkel CAD, kan let trigonometrisk stemmes; thi sin o: sin ACD = CD: AD, eller, da sin ACD er = sin CAB, og CD = AB, saa er sin. o : sin. CAB = AB: AD, og sin o = $\frac{\text{AB sin. CAD}}{\text{AD.}}$ Og af lignende Grunde sin. u = $\frac{\text{AC sin. BAD}}{\text{AD.}}$

§. 59.

En Kraft kan ikkun da virke fuldstændigt paa et Legeme, naar den Bevægelse den meddeler, kan udbrede sig saaledes til alle Punkter, at deres forskjællige Tendentser holde hinanden Ligevægt. Det Punkt hvorigjennem Kraftens Retning altid maae gaae, naar denne Ligevægt skal finde Sted, kaldes Legemets physiske Midtpunkt, Massens Midtpunkt, (centrum massæ). I Kugler, Parallelepipeda, Cylindrer og andre Legemer, som ikke have uligeformede modstaaende Dele paa hver Side af deres Centrum, falder det physiske og mathematiske Midtpunkt sammen. Saaledes er det f. Ex. af sig selv klart, at naar en lige Stav faaer et lodret Stød paa sin Midte, saa maae ogsaa de ligelangt frastaaende Punkter, paa begge Sider, erholde lige megen Bevægelse, faaer den derimod et Stød paa den ene Ende, saa vil denne faae en større Hastighed end den anden, og Staven vil da mere dreie sig end gaae frem. Det samme kan ogsaa anvendes paa de andre Former af samme Klasse. Hvorledes det physiske Midtpunkt skal findes, hvor det ikke falder sammen med det mathematiske, vil i det Følende vise sig. At en Kraft, som skal virke paa en given Dimension i et Legeme, maae virke lodret paa samme, er af det Foregaaende klart.

§. 60.

En Kraft, som virker lodret paa en Flade, siges at virke lige, (directe), enhver anden derimod skjævt (oblique). En Kraft, hvis Retning gaaer igjennem, Midtpunktet siges,

at virke midtpunktlig, centralt. Af det Foregaaende sees, at det kun er den lige og midtpunktlige Kraft, som fuldkomment meddeler sig det Legeme der modtager Indvirkningen.

§. 61.

Naar et Legemes Bevægelse lider en Modstand, som er den modsat, saa ophæves den enten tildeels eller ganske, i Forhold til Modstanden; men danner denne en Vinkel med Retningen af den bevægende Kraft, saa kan man af Læren om Kræfternes Opløsning let bestemme hvad der vil foregaae. AB (Fig. 8) forestille en bevægelig Flade, som hviler paa et glat Underlag, og CD være Retningen af en bevægende Kraft, som virker derpaa. Det er da klart, at Kraftens Bestræbelse vilde føre Fladen ad DG, i den engang begyndte rette Linie; men da den Grund, hvorpaa den hviler, gjør en Modstand, som er lodret paa AB, og altsaa med Kraften gjør en Vinkel EDG eller CDH, saa tænker man sig Kraften opløst i to andre DF, parallel med AB, og DE, som vilde gaae lodret ned fra AB. DE ophæves aldeles ved Underlagets Modstand; og DF bliver alene tilbage, som den Retning hvori Fladen vil bevæge sig. Enhver indseer let, at det er mathematisk det samme, om man i dets Sted siger, at CD er opløst i Sidekræfterne CJ og JD; thi disse staae i samme Forhold, mellem hinanden, som DE og DF. Af denne Betegningsmaade benytter man sig sædvanlig, for Kortheds Skyld.

§. 62.

Giver man en Kugle et Stød, som falder lodret paa dens Overflade, og altsaa gaaer igjennem dens Midtpunkt,

saa gaaer den ligefrem, i Stødets Retning; giver man den derimod et Stød, som ikke gaaer igjennem Midtpunktet, saa erholder den deels en omdreiende, deels en fremskridende Bevægelse. ABD (Fig. 9) forestille en Kugle, som erholder et Stød i Retningen EF. Denne kan tænkes opløst i to andre BA, som gaaer igjennem Midtpunktet, og CG, som er lodret paa Radius, og Tangent til Kuglen. ABFG, forestiller det derved frembragte Kræfternes Parallelogram. Kuglen erholder da en Bevægelse i Retningen BA, (det er i den Linie som er draget fra det stødte Punkt igjennem Midtpunktet) og en i Retningen BG, eller efter Tangenterne. I Følge denne sidste faaer den en blot rullende Bevægelse.

Efter samme Grundsætninger forklares: hvorfor et Skib kan komme frem med Sidevind, eller Sidestrøm: hvorfor et Skib kan styres ved et Roer: hvorfor Veirmøllerne kunne gaae naar de ere stillede skraa mod Vinden: hvorledes de i Vinduesruderne anbragte Blikventilatorer sættes i Bevægelse: hvorledes Vinden fører Papirsdragerne op fra Jorden. Mere om saadanne Phænomener findes i Musschenbroeks introd. ad phil. nat. T. 1. §. 572. o. f.

En Kugle, som hviler paa et Bord, kan man give et saadant Stød, at den fremskridende og rullende Bevægelse virke i modsat Retning, saa at den ved den første gaaer frem, ved den sidste derimod snart efter tilbage.

II. Om Massens Forhold i Bevægelsen.

§. 63.

Ved et Legemes Masse forstaae vi Mængden af Materien, som deri indeholdes. Det er klart, at naar to Legemer af samme Art ere ulige store, da forholde Masserne sig, som deres Cubikindhold. Det et lige-

ledes klart, at naar et Legeme sammenpresses til et mindre Rum, saa forandres derved Massen ikke. Hvorledes man derimod kan bestemme Størrelsen af Massen i uensartede Legemer, vil først en senere Undersøgelse lære os. For det første handles her kun om Masseforhold mellem ensartede Legemer.

I det Følgende vil det vise sig, at Massen er lig Legemets Vægt.

§. 64.

Den daglige Erfaring lærer os, at Virkningen af en Bevægelse altid er deste større, jo større den Bevægede Masse er. Dette ligger ogsaa ganske i Tingens Natur; thi saa mange Gange, som Massen forstørres, saa mange Gange gjentages den samme Virkning, som den enkelte Masse vilde have tilveiebragt. Dette stemmer ogsaa fuldkomment overens med den Lov, at en Bevægelse, som er frembragt af flere andre, der virke i samme Retning, er = Summen af alle de øvrige tilsammentagne. Det er ligeledes saavel en daglig Erfaring, som en ved Undersøgelser (§. 54) bekræftet Sandhed, at Bevægelsens Virkning voxer, som Hastighederne. Vi kunne altsaa fastsætte, at en Bevægelses Virkning, eller, som vi ogsaa kalde det Bevægelsens Størrelse, er i sammensat Forhold af Masse og Hastighed, og kan altid udtrykkes med MH, naar M betyder Massen, og H Hastigheden.

Denne Naturlov kan dog erholde et noiagtigere Bevis, i følgende Tankeforsøg. A og B (Fig. 10.) forestille to lige store Legemer i Rummet GH. B være, med Hensyn paa

dette Rum, i Hvile, A derimod bevæge sig med Hastigheden og Retningen AB. I Følge det Foregaaende (§.49 og 50) nødes vi til, at tillægge A og B hver den halve Bevægelse, saa at A bevæger sig hen mod B, med Hastigheden AC, B og Rummet GH derimod med Hastigheden og Retningen BC. Det er klart, at begge Legemerne da i samme Tid, eller med samme Hastighed ville støde sammen, som under den Forudsætning, at A alene bevægede sig med Hastigheden AB. I det at A og B møde hinanden i C, tabe de begge al Bevægelse (§. 54. anden Lov), og Rummet GH bevæger sig nu fremdeles med Hastigheden og Retningen CA = BC = $\frac{1}{2}$ BA. Men dette er det samme, som om Legemerne A og B bevægede sig i Rummet med Hastigheden og Retningen $\frac{1}{2}$ AB. Altsaa bevæge begge Legemerne sig efter Stødet med den halve af A's Hastighed. Eller Hastigheden fordeelt paa en dobbelt Masse blev kun halv saa stor, som før. Antage vi nu, at B var dobbelt saa stor, som A, (Fig. 11.) saa tillægge vi den og Rummet kun halv saa megen Hastighed i Retningen BA, som A i Retningen AB, det er: BC = $\frac{1}{2}$ CA. Da det nu nyligen er beviist, at en dobbelt Masse med den halve Hastighed, er det samme, som den enkelte Masse med den hele Hastighed, saa maae ogsaa her A og B, i det de møde hinanden, ophæve hinandens Bevægelse, og Rummet GH bevæge sig med $\frac{1}{3}$ af A's Hastighed, i Retningen BA, hvilket er det samme, som om A og B bevægede sig i GH med samme Hastighed, men med Retningen AB. Det indsees nu, uden at føre Beviset videre, at man paa samme Maade kan skride frem til alle mulige Masseforfald, og at altsaa Bevægelsens Størrelse er = MH, naar M betyder Massen, H Hastigheden.

Man vil saa meget fuldkomnere føle Vægten af dette Bevis, som man fuldkomnere har gjort sig fortrolig med den Sandhed, at al Bevægelse er relativ.

§. 65.

Den Sætning, at en Bevægelses Virkning er i sammensat Forhold af det bevægede Legemes Masse og Hastighed, lader sig ogsaa bevise af Erfaring. Man vil altid finde, at to Bevægelser ere lige, hvori Producterne af Masserne og Hastighederne ere de samme. Man kan bedst herom overbevise sig, ved at tage en lige Stang AB, (Fig. 12) som i Mitten C er forsynet med en Tap, hvorom den frit kan dreie sig. Naar de vedhængte Vægter D og E ere lige, saa ville de altid holde hinanden Ligevægten, naar de ere lige langt borte fra Punktet C, efterdi begge stræbe lige meget ned ad, men ingen af dem kan følge denne Bestræbelse, uden at ophæve den andens. Flytter man nu en af dem, f. Ex. E, nærmere til C, saa maae den gjøres større, og det bestemt i samme Forhold, som den kommer nærmere. Men jo nærmere den kommer til C, jo kortere er den Bue den beskriver, i Forhold til den, der beskrives af D, som ikke forandrer sit Sted; det er med andre Ord: Saa mange Gange, som E er nærmere end D, ved C, saa mange Gange mindre er dens Hastighed. De to Legemers Masse maae altsaa staae i omvendt Forhold til deres Hastigheder, eller Producterne af deres Masser og Hastigheder maae være lige, naar der skal være Ligevægt mellem dem. Forbinder man to lige store Kugler A og B (Fig. 13), som ligge paa et Bord, hvis Gjennemsnit forestilles ved GH, med en tynd Snor, som gaaer ned gjennem en Aabning i Midten, og bærer en Tridse med en Vægt C,

saa vil denne Vægt sætte dem saaledes i Bevægelse, at de mødes i Midtpunktet; er derimod B dobbelt saa stor som A, saa maae den staae Aabningen dobbelt saa nær, naar de der skulle møde hinanden.

See Desuguille course of experim. Phil. T. 1. S. 7.

Af Læren om Bevægelsens Størrelse begribes, hvorfor et lidet, men hastig bevæget Legeme, f. Ex. Kuglen som udskydes af et Gevær, kan frembringe en saa stor Virkning, og hvorfor ogsaa omvendt et meget stort Legeme, som kun støder an med en liden Hastighed kan udrette saa meget. Overalt forstaaes heraf alle Love for Virkningen og Ligevægten mellem bevægede Masser.

I den sidste Deel af det syttende, og den første af det attende Aarhundrede førtes en stor Strid mellem Mathematikerne, over det sande Maal for de bevægende Kræfter. Leibnitz paastod, at de forholdt sig, som Massen multipliceret med Qvadratet af Hastigheden, MH^2, i Stedet for at Cartesius, og alle Mathematikere efter ham, havde blot antaget den, som MH, saaledes som ogsaa her er skeet. Han forudsætter nemlig, at et hvilende Legeme, som stræber at bevæge sig, allerede har en Kraft, som staaer i Forhold til den Hastighed, hvormed det stræber at bevæge sig, og til dets Masse, altsaa = MH. Naar det nu kommer i virkelig Bevægelse, og gjennemløber et vist Rum, saa maae ogsaa Virkningen staae hermed i Forhold, det er være = MHR; men da R altid svarer til H naar Tiderne i Bevægelsen ere lige, saa kan i Stedet derfor sættes MH^2. Dette skulde da være Kræfternes Maal i den fri Bevægelse, ligesom MH i den blotte Bestræbelse dertil. Kræfterne i den frie Bevægelse kaldte man levende, i den blotte Bestræbelse derimod døde. (Commercium epistolicum inter Leibnitzium et Bernullium p. 143.) Det er klart, at denne hele Forestillingsmaade strider mod den oven givne Fremstilling. Det indsees ogsaa let, at et Legeme ikke virker for saa vidt, som det bevæger sig, men for saavidt det meddeler sin Bevægelse til et andet Legeme, altsaa selv taber den. Et Legeme altsaa som stræber, at bevæge sig med

en vis Hastighed, eller et, som har bevæget sig gjennem et vist Rum med en lige saa stor Hastighed, ere derfor i sammenstødningens Øieblik i lige Tilfælde, og kunne ikke virke forskjelligt. Striden over de levende Kræfter er blevet ført med megen Skarpsind paa de modsatte Sider, for den af Daniel og Johan Bernoullie, Hermann, Bülfinger, Wolff, s'Gravesande, Muschenbroek o. s. v. mod den af Mairan, Jurin, Desaguliers, Maclaurin o. s. v. Striden vilde ikke have været saa lang, dersom man ikke havde taget Tilflugt til saa mange kunstige Beviser, og dersom man ikke havde misforstaaet mange Experimenter. Om denne Strid finder man Efterretning i Kästners Anfangsgründe der höheren Mechanik, III Afs. §. 202. Af Kant have vi ogsaa en interessant Afhandling, über die wahre Schätzung der lebendigen Kraft, som ogsaa findes i hans Kleine Schriften, 1ster Theil. Halle. 1799.

§. 66.

Af det nyligen førte Bevis, sees tillige, at i al Bevægelse Virkning og Modvirkning ere lige, da altid det ene Legeme taber saa megen Bevægelse, som det andet vinder.

I det Følgende vil det vise sig, at samme Lighed mellem Virkning og Modvirkning ogsaa finder Sted i det Dynamiske.

III. Om den ujevne Bevægelse.

§. 67.

Vi have hidindtil kun betragtet Bevægelsen saaledes, som den er beskaffen, naar ingen tilstødende Kræfter forandrer den. Vi see, at der da altid gjennemløbes lige Rum i lige Tider. En saadan Bevægelse kaldes jevn (motus uniformis),

Modsætning af den ujevne (motus variatus), som ikke i hver Tidsdeel har den samme Hastighed. Denne kan enten være voxende (m. acceleratus) eller aftagende (m. retardatus). Disse kunne atter igjen være jevnt aftagende eller tiltagende, (m. uniformiter acceleratus, m. unif. retardatus) naar deres Tilvæxt eller Formindskning i hver Tidsdeel er den samme. Hvad ujevnt voxende eller ujevnt aftagende Bevægelse er, indsees let af Ordene selv. Den Hastighed, som et Legeme, ved Enden af en Bevægelse har, kaldes dets Slutnngshastighed (velocitas finalis).

§. 68.

En ujevn Bevægelse kan i en uendelig lille Tidsdeel ansees, som jevn. Man kan altsaa betragte en ujevn Bevægelse, som Summen af utallige uendelig smaa jevne. Dette giver os et Middel i Hænderne, til at bestemme Lovene for den jevntvoxende Hastighed. Lader man r betegne det uendelige lille Rum, som gjennemløbes i den første uendelig lille Tidsdeel, saa kan hele den jevntvoxende Hastighed forestilles ved Rekken r, 2 r, 3 r, - - - - (t -- 2) r, (t -- 1) r, tr naar Ledenes eller Tidsdeelenes Antal kaldes t. Efter Forløbet af en endelig Tid, har det bevægede Legeme altsaa faaet en Hastighed = rt Fortsatte det nu i en paafølgende ligesaa stor endelig Tid sin Bevægelse, uden nogen Tilvæxt saa dannedes derved en Rekke hvori alle Leddene vare rt. Men en saadan er just det dobbelte af den Foregaaende, naar r saaledes som her, kan ansees som uendelig lille. Heraf flyder altsaa, at et Legeme, som ved en jevntvoxende Bevægelse har gjennemløbet et bestemt Rum i en be-

stemt Tid, derved har erholdet en Hastighed, hvormed det, i den næste ligesaa store Tid, uden at faae nogen Tilvext, kan gjennemløbe et dobbelt saa stort Rum. Slutningshastigheden udtrykkes da altid ved rt, hvilket da betegner det Rum, som i hver paafølgende uendelig lille Tid vil gjennemløbes. Summen af den første Rekke er $= \frac{rt^2}{2}$, altsaa det Rum, som ved Slutningshastigheden skal gjennemløbes $= rt^2$. Kalde vi altsaa den Linie, som et Legeme i en endelig Tid, med voxende Hastighed beskriver l, saa vil det i den næste ligesaa lange Tid gjennemløbe 2 l. Kalde vi nu Antallet af disse endelige Tidsdele, f. Ex. Secunder t, saa er Slutningshastigheden, $h', = 2lt$, fordi l altid staaer i Proportion med r, og følgeligen ogsaa kan bruges til Maal. Rummet, som derved i den følgende Tid kunde gjennemløbes blev da $= 2lt^2$, det giennemløbne, $R, = lt^2$. Af alt dette følger 1) $t = \frac{h'}{2l}$ 2) $t^2, = \frac{h'^2}{4l^2}$ 3) $t^2 = \frac{R}{l}$ 4) No. 2 giver med $R = lt^2, R = \frac{h'^2}{4l}$. og $h' = \sqrt{4lR}$.

I den oven givne uendelige Rekke betyder t et uendeligt stort Tal. Deraf følger, at $\frac{rt^2}{2}$ ogsaa var et uendeligt stort, dersom r ikke var en uendelig lille Størrelse af anden Orden. Vi lære altsaa heraf den mærkværdige Sætning, at det Rum, som ved en begyndende voxende Bevægelse, i en uendelig lille Tid gjennemløbes, er et uendeligt Lidet af anden Grad.

§. 69.

Er altsaa det gjennemløbne Rum i en endelig Tidsdeel $= l$, saa vil det bevægede Legeme, uden at nogen nye Kraft behøver at virke i den næste ligesaa store endelige Tids-

deel være = 2 l. Vedbliver derimod den samme Kraft, som frembragte den voxende Bevægelse, endnu at virke derpaa, saa erholder den sin Tilvext, hvilken maae være ligesaa stor, som hele Bevægelsen i forrige Tidsdeel, nemlig saa stor, at derved Rumet l kan gjennemløbes. I saa Fald blev altsaa det hele gjennemløbne Rum i den anden Tidsdeel = 3 l. Den anden Tidsdeels Bevægelse bestaaer altsaa af en jevn og en voxende. Den jevne bliver i den tredie Tidsdeel den samme, som i den anden, nemlig i Stand til at gjennemløbe et Rum = 2 l, men den voxende fordobler sig, saa at ogsaa ved den i den tredie Tidsdeel 2 l vil tilbagelægges. Hertil kommer endnu for Tilvexten Rummet l, saa at i den tredie Tidsdeel gjennemløbes i alt et Rum = 5 l. Man indseer nu let hvorledes det gjennemløbne Rum i den fjerde Tidsdeel maa være = 7 l o. s. v. Herved dannes da Rekkerne l, 3 l, 5 l, 7 l, 9 l o. s. v. Det er: De i en Rekke af lige store endelige Tidsdeele ved en jevntvoxende Hastighed gjennemløbne Rum, voxe som en fremskridende Rekke af de ulige Tal.

§. 70.

I de to første Tidsdele tilsammen er det gjennemløbne Rum = l + 3 l = 4 l, i de tre første = l + 3 l + 5 l = 9 l, i de fire = 9 l, + 7 l = 16 l, og saaledes er Summen af de i en jevntvoxende Bevægelse gjennemløbne Rum altid i Forhold til Quadraterne af de forløbne Tider. Dette indsees endnu almindeligere af den §. 68. angivne Formel, hvorefter det gjennemløbne Rum udtrykkes ved lt^2.

Man kan i de mechaniske Læreboger finde forskjellige andre Beviser for denne Sætning, og man vil maaskee skjænke disse mere Bifald for deres Korthed. Med Hensyn paa Naturlæren, foretrækker jeg det her givne, fordi det klarest fremstiller den vorende Bevægelses hele Natur.

§. 71.

Naar den bevægende Kraft, under hele Bevægelsen virker paa det bevægede Legeme, saa frembringes derved en jeventvorende Hastighed; thi den Hastighed det engang har faaet beholder det, naar ingen udvortes Aarsager hindrer dette, og da nu den bevægende Kraft hvert Øieblik føier en nye Hastighed til, og naturligvis hvert Øieblik tilføier lige meget, saa frembringes derved en Bevægelse, som hvert Øieblik faaer lige megen Tilvext.

Tyngden er en bevægende Kraft, som hvert Øieblik virker paa det bevægede Legeme, derfor falde alle Legemer med en jeventvorende Hastighed. Forsøg med Tyngden, som i det Følgende beskrives, ville derfor fremstille os de her givne Love i Erfaringen.

§. 72.

Ved den jeventaftagende Bevægelse, skeer Hastighedens Formindskning efter de samme Love, hvorefter dens Forstørring skeer i den vorende. En jeventaftagende Bevægelse fremkommer, naar en Kraft, som kunde frembringe en jeventvorende, virker mod et jeventbevæget Legeme. Kaldes den jevne Bevægelse, hvormed Legemet, uden denne Modvirkning, ville gaae frem, h, og den Bestræbelse den jeventvorende Be-

vægelse, ved sin Slutningshastighed sætter derimod 2 lt, saa er Slutningshastigheden h', i den virkelige aftagende Bevægelse = h — 2 lt. Naar h' er = o, saa er h = 2 lt. Heraf følger, naar et Legeme fortsætter sin jevntaftagende Bevægelse, indtil den ophører, saa vil den Kraft, som frembragte Formindskningen nu føre det i modsat Retning, og i lige saa lang Tid, som anvendtes paa den aftagende Bevægelse meddele det en Slutningshastighed, saa stor som hins Begyndelseshastighed var. Har Bevægelsen varet i t Secunder, saa vilde det ved den jevne Hastighed tilbagelagt Veien ht, men ved den jevntvorende Hastighed, Veien lt^2, og saaledes er da den tilbagelagte Vei i en jevntaftagende Bevægelse $= ht - lt^2 = (h - lt)t$.

§. 73.

Foruden den jevntvorende og aftagende Bevægelse, have vi endnu mange andre Bevægelser med regelmessig af- eller tiltagende Hastighed. Herhen hører f. Ex. den Bevægelse hvormed to tiltrækkende Legemer ville nærme sig hinanden, naar Tiltrækningskraften voxede ved Nærmelsen. En saadan Bevægelse vilde et Legeme have, som faldt fra Maanen til Jorden. Andre voxende Bevægelser finde vi i de magnetiske og electriske Tiltrækninger. Enhver oprindelig jevn Bevægelse, som foregaaer i et med Materie opfyldt Rum bliver derved en aftagende, og i dens Hastigheds Formindskning er altid en Regelmessighed, skjøndt denne undertiden ikke er let at opdage. I Almindelighed virke mange forskjellige Kræfter tilsammen paa et bevæget Legeme, og frembringe saaledes Forviklinger, som det ofte er meget vanskelig at løse.

§. 74.

Da enhver Bevægelse fortsættes i samme Retning hvori den begyndte, naar ingen anden Kraft forandrer den, saa følger deraf, at enhver krumliniet Bevægelse maae være frembragt ved mere end een Kraft, eller er en sammensat Bevægelse. En saadan Sammensætning begribes let af det Foregaaende. Man tænke sig f. Ex. at Punktet A (Fig. 14.) har en Bevægelse i Retningen Aa, men at det hvert Øieblik, ved en anden Kraft, drages mod Punktet C, saaledes at det ved denne Kraft i en uendelig lille Tid vilde gjennemløbe Rummet Aα, medens det ved den første gjennemløb Aa. Det maae da beskrive Diagonalen AB, af disse Kræfters Parallelogram. I næste Øieblik vilde det fortsætte sin Bevægelse i Linien Bb, dersom den ikke ved den samme Kraft, som før drog det mod Midtpunktet, paa nye bragdes ud af sin Retning, og nødtes til at gjennemløbe Bβ, saa at det nu maa beskrive Diagonalen Bd. Paa samme Maade beskriver den videre Diagonalen DE, og saa fremdeles, en Rekke af Linier, som egentligen udgjøre een uophørlig brudt Linie. Vi have ikke været i Stand til, at fremstille denne uophørlige Forandring i Retningen, uden paa en endelig Maade; men i Virkeligheden brydes Linien i det Uendelige, det er: den vorder en krum Linie.

§. 75.

Paa denne Maade kan en krum, i sig selv tilbageløbende Linie beskrives. Den Kraft, som drager det bevægede Legeme mod Midtpunktet, kaldes den midtpunktsøgende (vis centripeta). Den anden Kraft derimod, som vil føre

den bort efter den krumme Linies Tangent, naar den midtpunktsøgende Kraft ophørte at virke, kaldes Tangentialkraften. Bevægelsen kaldes en Kredsbevægelse, Centralbevægelse (motus centralis). Punktet hvorom Bevægelsen skeer, Kræfternes Midtpunkt, (centrum virium).

§. 76.

Naar den midtpunktsøgende Kraft et Øieblik ophørte at virke paa Legemet, i Kredsbevægelsen, saa vilde det gaae bort efter Tangenten af den krumme Linie. Lad A (Fig. 16) være et saadant Legeme, som bevæger sig gjennem Cirkelbuen DE hvis Diameter er AH. AB forestille Tangentialbevægelsen, Ab den Bue, som i en given Tid gjennemløbes, saa er det klart, at A, paa samme Tid, som det ved begge Centralkræfternes Virkning beskriver Ab, ved den blotte Tangentialkraft alene vilde have gjennemløbet AB, og derved have fjernet sig gjennem Rummet bB fra Midtpunktet. Har derimod den midtpunktsøgende Kraft virket med, og bragt den ind mod Midtpunktet, saa er vel denne Bortfjerning ophævet; men derved er med det samme en lige saa stor Deel af den midtpunktsøgende Kraft selv tilintetgjort Man kan altsaa antage, at en Deel af Tangentialkraften virker lige mod Centripetalkraften, og følgeligen er en midtpunktflyende, centrifugal Kraft (vis centrifuga). Bevægelsen AB, opløser sig altsaa i de to Ab og bB, af hvilke den ene er en uendelig lille Bue, der uden Feil kan ansees, som en ret Linie, den anden derimod Centrifugalkraften.

§. 77.

Naar Buen Ab er uendelig liden, saa kunne Bb og Aa ansees som parallelle, og da ab er parallel med AB, som modstaaende Sider i et Parallelogram, og da er Bb = Aa. Fremdeles vide vi af Geometrien, at Chorden, Ab er den mellemste proportionale mellem Aa og AH, altsaa $Ab^2 = Aa.AH$, og $Aa = \frac{Ab^2}{AH}$. Da fremdeles meget smaa Buer kunne ansees, som lige med deres Chorder, saa kan Buen Ab her sættes for Chorden Ab, og vi kunne altsaa fastsætte, at Centrifugalkraften er = Qvadratet af den gjennemløbne Bue, divideret med Cirkelens Diameter. Man kan ogsaa betragte den, som sinus versus til den gjennemløbne Bue.

I Cirkelbevægelser er altid Centripetalkraften = Centrifugalkraften, og kan altsaa udtrykkes paa samme Maade. I andre krumliniede Bevægelser, staaer ikke altid Centripetalkraften lodret paa Tangenten; men den kan da opløses i to Kræfter, hvoraf den ene bidrager med, til at danne Banen, den anden derimod gaaer lodret paa samme. Denne sidste fører da Navn af Normalkraft, og er lig Centrifugalkraften.

§. 78.

Naar det bevægede Legeme har lige saa megen Hastighed, som det vilde have erholdt, naar det ved med en jevntvorende Bevægelse, i samme Tid det tilbagelægger Buen, havde gjennemløbet Cirkelens halve Radius, saa er Centrifugalkraften = Kraften, som frembragte den vorende Bevægelse. Det Legeme nemlig, som med vorende Bevægelse havde gjennemløbet

den halve Radius ($\frac{1}{2}r$) vilde derved have erholdt en Slutningshastighed, hvormed den i den næste, ligesaa store Tid, kunde gjennemløbe en heel Radius $= r$. Legemet skal altsaa gjennemløbe en Bue $= r$, medens det med voxende Hastighed kunne gjennemløbet $\frac{1}{2}r$. $\frac{1}{n}$ Forestille en meget liden Deel af den Tid hvori Legemet gjennemløber $\frac{1}{2}r$. I denne Tid vil det da falde igjennem et Rum $= (\frac{1}{n})^2 . \frac{1}{2}r = \frac{r}{2n^2}$ (§. 68). I samme Tid vilde den ved sin jevne Bevægelse gjennemløbe $\frac{1}{n}$ af Buen r, og den deraf følgende Centrifugalkraft vilde efter det Foregaaende være $= \frac{(\frac{1}{n})^2 r^2}{2r} = \frac{r}{2n^2}$ det er: Centrifugalkraften var = Kraften, som frembragte den voxende Bevægelse.

Da Tyngden altid frembringer en jevntvoxende Bevægelse, saa tilstæder denne Sætning vigtige Anvendelser.

§. 79.

De her for Centrifugalkraften anførte Love, bekræftes hel igiennem af Erfaringer. Af mangfoldige Exempler lære vi, at Centralkræfterne virkeligen opløses saaledes, som vi have forestillet det, at nemlig derved en Centrifugalkraft frembringes der er i Stand til, at overvinde andre Kræfter, f. Ex. Tyngden. En Steen, som hæftet ved en Traad svinges om i en Kreds, spænder Traaden, selv i de Stillinger, hvor Tyngden vilde gjøre det Modsatte. Omsvingningen kan endog være saa stærk, at den sønderriver Traaden. Naar man svinger et aabent Glas, som er fyldt med en flydende Materie stærkt om i en Kreds, saa vil Centrifugalkraften hindre den at udløbe. Sætter man et Glas med Vand i et Tendebaand,

og svinger det hurtigt rundt, saa vil hverken Glasset falde fra Tøndebaandet, eller Vandet af Glasset. Det er ved Centrifugalkraften, at de Ildgnister udkastes, som saa meget bidrager til at gjøre Svermerne i Fyrværkerier til et glimrende Skuespil. Paa Centrifugalkraftens Virkning har man ogsaa grundet en Art af Pompe, som bestaaer af Rør, der under en skraa Retning, staae i en Kreds om en bevægelig Axel. Naar denne omdreies, stiger Vandet ved Centrifugalkraften. En langt større Anvendelse af Læren om Centrifugalkraften frembyder os Betragtningen af Jordklodens og de andre Planeters Afvigelse fra Kugelformen, i det deres Æqvator, hvor Centrifugalkraften er størst, har en større Diameter end den er, som forbinder deres Poler, (Axelen).

§. 80.

Til at iværksætte Forsøg, over Centrifugalkraftens bestemte Størrelse, bruges et Redskab, som fører Navn af Centrifugalmaskinen. Det Væsentlige af en saadan, forestilles Fig. 17, hvor AB forestiller en Metaltraad, som er udspændt mellem to Standere, der ere befæstede paa et Bredt DE. Ved F er det saaledes indrettet, at det kan befæstes ved et passende Maskinerie, og sættes i en omdreiende Bevægelse. G og H forestiller to gjennemborede Kugler, som let kunne glide frem og tilbage paa Metaltraaden, og ere forbundne med en let Kjæde eller en Traad. Naar begge Kuglerne ere lige store, saa vil da kun finde Ligevægt Sted, og Kuglerne forblive ubevægelige, naar de begge staae lige langt borte fra Metaltraadens Midtpunkt C. I andet Tilfælde vil den Kugle, som er længst fra C, have den største Centrifugalkraft, og drage den anden med sig. Sættes begge Kuglerne lige langt borte fra

C, men ere ulige store, da vil den største altid drage den mindre efter sig, fordi Massen altsaa ogsaa Bevægelses Størrelse, er betydeligere. Stillede man paa samme Maskine en Staaltraad i Retningen BF, hvorpaa en Kugle kunne glide, eller stillede man et fuldt Glasrør, hvori var noget Flydende, paa samme Maade, saa vil det tunge Legeme stige op ad Skraaningen, naar Centrifugalkraften naaer sin rette Størrelse. Alt behørig beregnet, vilde dette bekræfte Loven §. 78. For nærmere at bestemme Centrifugalkraftens Størrelse paa den horizontale Traad, forestille man sig, at Kuglen G, gjennemløber Buen B, og H Buen b, saa forholde Centrifugalkræfterne sig, som $\frac{B^2}{2CG}$: $\frac{b^2}{2CH}$. Men da Buerne, der hører til lige Vinkler, forholde sig, som deres Radier CG: CH, saa forholde sig Centrifugalkræfterne $= \frac{CG^2}{2CG} : \frac{CH^2}{2CH} = CG : CH$. Det er: Centrifugalkræfterne forholde sig her, som Afstandene fra Bevægelsens Midtpunkt. Hermed forbindes følgende Experiment: Kuglen G gives en 2, 3 eller flere Gange større Afstand end H, hvorimod H tages af en saa mange Gange større Masse; man vil da finde, at der er Ligevægt, og at Kuglerne ikke bevæger sig. Legemer med modsat rettede Centrifugalkræfter ere altsaa i Ligevægt, naar Produkterne af deres Masser og Hastigheder ere lige, fuldkomment i Overensstemmelse med det Beviste, og §. 64.

§. 81.

Tager man i det foregaaende Forsøg to uensartede Legemer, hvis Vægt staae i samme Forhold, som det der fordres for Masserne, saa er Virkningen den samme. Imidlertid er det vidst, at de ikke her virke ved deres Vægt, hvilken

ganske er ophævet derved, at de hvile paa den horizontale Traad, men blot som modsatbevægede Masser. Heraf følger da, at ikke blot i den Bevægelse, som skeer ved Tyngden, men at i al Bevægelse den bevægende Kraft er = Productet af Legemernes Vægt og Hastighed, og at Legemernes Masse og Vægt staaer i bestandigt lige Forhold. Vi bestemme altsaa i det Følgen Legemernes mechaniske Masse ved deres Vægt.

§. 82.

Vi indsee nu, at blandede Legemer af ulige Tunghed, naar de ere i en Kredsbevægelse, maae adskilles saaledes, at det tungere søger Omkredsen, det lettere Midtpunktet. Saaledes kan Korn, ved en Centralbevægelse renses fra Avner. Saaledes vil det ogsaa skee, at naar et Glas, hvori der ere flydende Materie af ulige Tunghed, erholder en Kredsbevægelse, de tungere altid ville fare ud mod Omkredsen. Ved Hjelp af Centrifugalkraften kan man derfor gjøre flydende Legemer, som ere grumsede, eller opfyldte med smaa Legemer, som kun langsom ville falde til Bunds, klare igjen, paa en hastigere Maade end ellers. Man kunde overhovedet drage mere Nytte af Centrifugalkraften end sædvanlig skeer.

Opfinderen af Læren om Centrifugalkraften er Huygens, som har fremsat den i sine Theoremata de vi centrifuga i Horologio oscillatorio. Paris, 1673. Fol., og i en Afhandling de vi centrifuga, i Christ. Hugenii opusc. posth. Lugd. Bat. 1703. 4. Experimenter over Centrifugalkraften findes vidtløftig beskrevne i: Nollet Leçons de phys. Leç. v. Sect. II.: Sigaud de la Fond El. de phys. T. I. 429 o. f.: Samme Forf. Desc. d'un cab. &c. T. I. 198. o. f.

Desaguliers course of experimental philosophy, T. I. 311. o. f. Videre Oplysning over Centrifugalkraften findes i de Skrivter, som handle om Centralbevægelsen i Almindelighed, og som i det Følgende skulle vorde anførte.

§. 83.

De rette Linier CA, CB, CD (Fig. 14), som fra Bevægelsens Midtpunkt drages til det bevægede Legemes Bane kaldes Radii vectores. ABC, BCD, DCE ere de Flader, som det bevægede Legeme med disse Radier siges at beskrive, medens det gjennemløber AB, BD, DE. De Flader, som et bevæget Legeme med sine Radiis vectoribus beskriver, forholde sig, som de derpaa anvendte Tider.

Man tænke sig alt Foregaaende saaledes, som det i §. 74. er beskrevet, saa er AB = Bb, og BC lodret paa Ab, Triangelen CBA altsaa = CBb. Trianglerne CBb og CBD have Grundlinien CB fælles, og staae mellem samme Paralleler CB og Bd ere følgeligen lige store. CBA altsaa = CBD. Paa samme Maade bevises at Triangelen CDE er lige stor med begge de Foregaaende. Hver af disse Triangler forestille uendelig smaa Rum. De i lige Tidsdele gjennemløbne uendelig smaa Rum ere altsaa lige. Rummet vorer saaledes i samme Forhold som Tiden, der anvendes paa Bevægelsen, eller med andre Ord: Rummene staae i Forhold til Tiden.

§. 84.

Hastigheden af det bevægede Punkt forholder sig omvendt, som dets Afstand fra

Bevægelsens Midtpunkt. Naar Tiderne nemlig ere lige, saa forholde Hastighederne sig som Rummene AB, BD, DE o. s. v. det er: som Grundlinierne i de ligestore Triangeler CBA, CBD, CDE. Da nu i Triangler af lige Fladeindhold, Grundlinierne staae i omvendt Forhold til Høiderne, saa er det derved beviist, at de lodrette Linier, som fra C kunne drages til AB, BD, DE, staae i omvendt Forhold til disse, og dette er da med andre Ord, at Hastighederne paa de forskjællige Punkter i Banen staae i omvendt Forhold til sammes Afstand fra Bevægelsens Midtpunkt. Heraf følger, at Hastigheden er jevn, naar den beskrevne krumme Linie er en Cirkel. Det er ligeledes klart, at en Bevægelse nærmer sig desto mere den jevne, jo mere Banen nærmer sig Cirkelen.

§. 85.

Tiden hvori Banen engang gjennemløbes af et Legeme, som er i en Kredsbevægelse, kaldes Omløbstiden. Denne maa være desto kortere jo større Hastigheden, og desto længere jo større Banen er. Omløbstiderne ere altsaa i sammensat Forhold af Banerne ligefrem, og Hastighederne omvendt. Den hele Omløbstid forholder sig til den, hvori en Bue gjennemløbes, som hele Kredsfladen til det af Buen og radiis vectoribus indsluttede Rum (§. 83.).

§. 86.

Naar man om Kræfternes Midtpunkt beskriver en Cirkel, hvis Flade er saa stor, som Banens, og man antager, at Legemet bevæger sig i denne med en Hastighed, som holder

Midten mellem den største og mindste i dets virkelige Bevægelse, saa vil det beskrive denne Cirkel i samme Tid, som sin virkelige Bane (jevnfør §. 85.). Man kan altsaa tilbageføre enhver krumliniet i sig selv tilbagegaaende Bevægelse til en Cirkel, hvis Radius da kaldes Middelafstanden. Omløbstiderne ere i ligefrem Forhold af Middelafstandene, og i omvendt af Hastighederne. Hastighederne derimod staae i ligefremt Forhold til Afstandene, og i omvendt til Omløbstiderne.

§. 87.

Naar to Legemer have lige Omløbstider, i Cirkeler af ulige Størrelse, saa forholde sig Centripetalkræfterne, som deres Afstande fra Kræfternes Midtpunkter. I Fig. 18. gjennemløbes Buerne AD og ad i lige Tider. Centripetalkraften K i den større Cirkel er $= \frac{AD^2}{2AC}$, og Kraften k i den mindre $= \frac{ad^2}{2aC}$. Følgeligen er $K : k. = \frac{AD^2}{2AC} : \frac{ad^2}{2aC}$ $= AC : aC$. (jevnf. §. 80.).

§. 88.

Naar to Punkter i lige Afstand fra Kræfternes Midtpunkt, have ulige Hastighededer, saa forholde Centripetalkræfterne sig som Qvadraterne af Hastighederne, følgeligen omvendt, som Qvadraterne af Omløbstiderne. Lad to Legemer, ved Centralkræfterne K og k, i lige Tider, gjennemløber ulige Buer, den første, Ag, den anden, Ad; saa er $K : k. = \frac{Ag^2}{2AC} : \frac{Ad^2}{2AC} = Ag^2 : Ad^2$, og da Hastig-

hederne H og h forholde sig, som de gjennemløbne Rum, $= H^2 : h^2$. Omløbstiderne T og t, i lige Cirkler, forholde sig omvendt, som Hastighederne $T : t = h : H$, altsaa $T^2 : t^2 = h^2 : H^2$, følgeligen ogsaa $K : k = t^2 : T^2$.

§. 89.

Naar to Punkter bevæge sig med lige Hastighed, i ulige store Cirkler, følgeligen have ulige Omløbstider, saa forholde sig Centralkræfterne omvendt, som deres Afstande fra Midtpunktet. Lad to Legemer med Centralkræfterne K og k, gjennemløbe de ligestore Buer AD og af, saa er $K : k = \frac{AD^2}{2AC} \cdot \frac{af^2}{2aC}$, og da AD er $= af$, $= \frac{1}{2AC} \cdot \frac{1}{2aC} = aC : AC$.

§. 90.

I ethvert Tilfælde forholde Kræfterne sig, som Afstandene fra Midtpunkterne, dividerede med Omløbstidernes Qvadrater. Kalde vi Afstandene A og a, saa er, for $T = t$, $K : k = A : a$, og for $A = a$, $K : k = t^2 : T^2$. Heraf udledes letteligen $K : k = At^2 : aT^2 = \frac{A}{T^2} \cdot \frac{a}{t^2}$.

§. 91.

Naar Qvadraterne af Omløbstiderne forholde sig som Cuberne af Afstandene fra Midtpunkterne, saa forholde sig Centralkræfterne omvendt, som Qvadraterne af Afstan-

dene. Efter forrige §. er $K : k = \frac{A}{T^2} \cdot \frac{a}{t^2}$. I Følge Forudsætningen er $T^2 : t^2 = A^3 : a^3$. Sættes nu i hin Formel det sidste Forhold i Stedet for det første, saa er $K : k = \frac{A}{A^3} \cdot \frac{a}{a^3} = a^2 : A^2$.

§. 92.

For nærmere at bestemme af hvad Beskaffenhed den krumme Linie, som ved Centralbevægelsen beskrives, maae være, er det nødvendigt, at laane nogle Undersøgelser af den højere Mathematik. Vi ville deraf finde det Resultat, at naar Centripetalkraften staaer i omvendt Forhold til Qvadraterne af Afstandene fra Bevægelsens Midtpunkt, saa beskrives derved nødvendigt et Kegelsnit. Aa (Fig. 14) forestille som i §. 74. Tangentialkraften, $A\alpha$ Centripetalkraften. $A\alpha$ forestiller altsaa et Rumelement gjennemløbet ved en jevntvorende Hastighed, hvilken i sin Begyndelse maae være uendelig lille, dersom den ikke ved Slutningen af en endelig Tid, skal være voxet til en uendelig Storhed. Aa derimod forestiller et Rumelement af en jevn Hastighed, hvilken altsaa i sin Begyndelse er saa stor, som ved Enden af nogen som helst forløben Tid. Forestiller Aa altsaa det uendelig lille Rum, som ved Tangentialkraften gjennemløbes i en uendelig lille Tid, saa forestiller $A\alpha$ en uendelig lille Størrelse af anden Orden, som forsvinder mod en af første. Den Kraft, som driver Legemet mod Bevægelsens Midtpunkt, kaldes f, Længden af det Rum, som et Legeme i

eet Secund, ved en given jevntvorende Bevægelse, der tjener som Enhed, gjennemløbes (vi ville finde en saadan i Tyngden) hedde 1, saa er den Hastighed, som Legemet i en uendelig lille Tid (et Tidsdifferential) dt vilde erholde $= 2lfdt$, og Rummet, hvilket det herved allene ville gjennemløbe $2lfdt^2$. Rummet Aa derimod, som ved den jevne Hastighed h' gjennemløbes i Tidselementet dt, er $= h'dt$, altsaa uendelig i Forhold mod $2lfdt^2$, saaledes som oven viistes at den maatte være. Da Siden $A\alpha$ af Parallelogrammet $A\alpha aB$ er uendelig lille mod Aa, saa er Vinkelen BAa ogsaa at betragte som uendelig lille, og man kan ligeledes regne Forskjellen mellem Diagonalen AB og den længste Side for intet, eller antage $AB = Aa$. Anvende vi disse Grundsætninger paa det uendelig lille Parallelogram $A\alpha aB$ (Fig. 15) saa er $AB : A\alpha = \sin aA\alpha : \sin BAa$, og altsaa $\sin BAa = \frac{\sin aA\alpha . A\alpha}{AB} = \frac{\sin aA\alpha . A\alpha}{Aa}$

Fremdeles naar Parallelogrammet ikke er retvinklet, saa forlænges $A\alpha$ og Ba, og BD og AC sættes lodret derpaa, da er, i den retvinklede Triangel ABD, $AB : BD = 1 : \sin BAD$ og $\sin BAD = \frac{BD}{AB} = \frac{AC}{Aa}$. Da Vinkelen BAD desuden kun er uendelig lidet forskjellig fra $aA\alpha$, saa kan $\frac{AC}{Aa}$ sættes i Stedet for $\sin aA\alpha$, og da have vi $\sin BAa = \frac{AC . A\alpha}{Aa^2} = \frac{2lfdt^2}{h'^2dt^2} AC = \frac{2lf}{h'^2} AC$. AC forestiller den Kraft, som altid drager det bevægede Legeme lodret bort fra Radius vector, og forestilles Fig. 19 ved Mr. Ved den højere Geometrie lader det sig let bevise, at Triangelerne CMT og

Mmr ere ligedannede, og deraf udledes, ved Hjelp af Siderne's Proportion $Mr = \frac{CT.Mm}{CM.}$ Kalder man Mm, som det gjennemløbne Rumelement dr, sætter Radius vector $CM = y$, og den Lodrette fra C til MS, nemlig $CT = p$, saa er $Mr = \frac{p.dr}{y.}$ Sinus af BAæ, eller da Vinkelen BAa er uendelig lille denne selv, er følgeligen $= \frac{2lf\ pdr}{h'^2.\ y.}$ Dette er da Banens Afvigning fra Tangenten, ved Punktet M, eller med andre Ord, dens Krumning. Fremdeles bevises i den højere Geometrie, at Krumningens Radius findes, naar man dividerer den krumme Linies Element dr med Krumningen selv. Heraf følger da at den maa være $= \frac{h^2y}{2lfp}$ $= \frac{ydy}{dp,}$ hvilket sidste Udtryk den højere Geometrie ligeledes giver for Krumningsradius. Kalde vi Hastigheden ved Enden af Axen AC, hvorved Buen Ae gjennemløbes, h, og AC, eller Afstanden fra Bevægelsens Midtpunkt, a, Hastigheden ved M derimod, som hidindtil, h' saa have vi (§. 83) $ah = ph'$ og $h' = \frac{ah}{p.}$ Sætte vi dette ind i den ovenstaaende Formel, saa have vi $fdy = \frac{a^2h^2dp}{2lp^3.}$

Antage vi fremdeles, at Centripetalkraften overalt staaer i omvendt Forhold til Afstandenes Qvadrater, (en Forudsætning, som i det Følgende vil erholde en vigtig Anvendelse), og kalde vi det Rum som det bevægede Legeme ved A gjennemløber r, det som det ved M gjennemløber ϱ, saa er $\varrho =$

$\frac{a^2r}{y^2}$, fordi $\rho : r = a^2 : y^2$. Den Kraft, som i samme Tid vilde drive den gjennem Rummet l er = 1, altsaa den, som ville drive den gjennem $\frac{a^2r}{y^2}$, er = fl, følgeligen $f = \frac{a^2r}{ly^2}$. Dette sat i den oven fremsatte Ligning, i Stedet for f, givet $\frac{rdy}{y^2} = \frac{h^2dp}{2p^3}$. Dette integreres nu saaledes, at for y = a ogsaa p er = a, hvilket finder Sted ved A (Fig. 19.), hvor CA = a baade er Radius vector, og lodret paa Tangenten. Vi have da Integralet heraf $= \frac{r}{y} = \frac{h^2}{4p^2} + \text{const.}$ eller $\frac{r}{a} = \frac{h^2}{4a^2} + \text{Const}$, og Const altsaa $= \frac{r}{a} - \frac{h^2}{4a^2}$ følgeliger det fuldstændige Integral $\frac{r}{y} = \frac{h^2}{4p^2} + \frac{r}{a} - \frac{h^2}{4a^2}$ Dette giver $y = \frac{4p^2a^2r}{(4ar - h^2)p^2 + h^2a^2}$, og $(4\,ar - h^2)$ $p^2y + h^2a^2y - 4\,p^2a^2r = 0$, altsaa og $p^2\,y - \frac{4a^2r}{4ar - h^2}$ $p^2 + \frac{h^2a^2}{4ar - h^2}\,y = 0$. Sætte vi nu $\frac{4a^2r}{4ar - h^2} = A$, og $\frac{h^2}{r} = B$, saa er:

$p^2y - Ap^2 + \frac{1}{4}\,ABy = 0$; men dette er den almindelige Ligning for Keglesnittene, naar Axelen kaldes A, Parametenen B, Ordinaterne fra Brændpunktet y, og p den lodrette Linie fra Brændpunktet paa Tangenten.

Kegelsnittet bliver:

naar $4\,ar > h^2$, Aren altsaa positiv, en Ellipse

naar $2\,ar = h^2$, eller Aren = Parameter, en Cirkel

naar $4\,ar = h^2$, eller Aren uendelig, en Parabol

naar $4\,ar < h^2$, eller Aren negativ, en Hyperbol

Omvendt kunne vi ogsaa, ved at forbinde Formelen $fdy = \frac{a^2h^2dp}{2lp^3}$ med Ligningen for Keglesnittene, ved at differentiere bevise af $f = \frac{a^2h^2}{lBy^2}$, eller at den tiltrækkende Kraft i Centralbevægelser, hvorved et Keglesnit beskrives, maae staae i omvendt Forhold til Afstandenes Qvadrater. Af disse Love for Centralbevægelsen, ville vi i det Følgende faae Lejlighed til at gjøre betydelige Anvendelser.

§. 93.

Omløbstiden i en eliptisk Bane, kan nu let bestemmes. Vi have viist, at Rumelementet dr er $= h'dt$, og $h' = \frac{ah}{p}$, dr altsaa $= \frac{ahdt}{p}$, og $dt = \frac{pdr}{ah}$. Men vi have $\frac{1}{2}\,pdr = \frac{1}{2}CT.Mm$ = Triangelen CMm, som er Elementet af den elliptiske Sector CAM, altsaa $\frac{1}{2}\,dt = \frac{d.\,CAM}{ah}$, og $dt = \frac{2d.\,CAM}{ah}$, Integreres dette saaledes, at man for $t = o$ ogsaa sætter $CAM = o$, saa have vi $t = \frac{2CAM}{ah}$, og den hele Omløbstid = Ellipsens hele Flade, dobbelt taget, og divideret med ah. Men Ellipsens Flade for Aren A og Parameter B, er $= \frac{1}{4}\pi A\sqrt{A}\sqrt{B}$, eller (da B

er $= \frac{h^2}{r}) = \frac{\frac{1}{2}\pi A\sqrt{Ah}}{\sqrt{r}}$, hvilket taget dobbelt, og divi-
deret med ah giver $\frac{\pi A\sqrt{A}}{2a\sqrt{r}}$ = Omløbstiden, hvorved den
Tid som udfordres til at gjennemløbe r, antages som Tids-
eenheden.

Naar nu to Legemer bevæge sig i to forskjellige Ellip-
ser af fælles Brændpunkt, saa at det enes Afstand fra
Kræfternes Midtpunkt er a det andet α, og disse i en
given Tidsdeel, s. E. et Secund, ville gjennemløbe Rum-
mene r og ρ, saa vilde disse Rum, efter Forudsætningen
have Forholdet $r : \rho = \alpha^2 : a^2$, eller $\sqrt{r} : \sqrt{\rho} = \alpha : a$,
følgeligen $a.\sqrt{r} = \alpha\sqrt{\rho}$. Kalde vi de to Ellipsers Axer A
og E, Omløbstiderne T og t, saa er $T = \frac{\pi A\sqrt{A}}{2a\sqrt{r}}$, og $t =$
$\frac{\pi E\sqrt{E}}{2\alpha\sqrt{\rho}} = \frac{\pi E\sqrt{E}}{2a\sqrt{r}}$, altsaa: $T : t = A\sqrt{A} : E\sqrt{E}$, alt-
saa $T^2 : t^2 = A^3 : E^3$, det er: Qvadraterne af Om-
løbstiderne forholde sig som Cuberne af de
elliptiske Baners store Axe.

De her foredragne Grundsætninger for Centralbevæ-
gelsen udgjøre Basis i Neutons store Opdagelser over Ver-
densklodernes Bevægelseslove. Jeg har deraf fremsat saa
meget, som jeg kunde, blot ved Hjelp af Elementargeome-
trien. Uagtet jeg derved er blevet vidtløftigere end jeg ellers
havde behøvet, troer jeg dog dermed at have gjort mange
Læsere, der ikke kunne indlade sig i Undersøgelser, som for-
udsætte den højere Mathematik, en Tjeneste. Paa den
anden Side, har jeg heller ikke vildet ganske udelade de vig-
tigste Love for Centralbevægelsen, blot fordi de ikke uden
den højere Mathematik kunne bevises. Hvo som kun er
fortrolig med den elementare Mathematik, og kjender Kunst-

ordene og nogle Grundbegreber af den højere, vil allerede finde Fornøjelse i at overse Gangen i Undersøgelsen, om han end ikke kan følge Beregningen i Detail. Jeg har i Fremstillingen fulgt Gehler i hans Physicalisches Wörterbuch, Art. Centralbewegung, fordi jeg fandt den Maade hvorpaa han har udviklet denne Lære særdeles fattelig. Samme Sted, og i Art. Centralkräfte, findes endnu mange andre interessante Sætninger hvortil jeg vil have Læseren henviist. Mere derom finder man i de Skrivter, som handle om den højere Mechanik. Hovedværket er Neutons principia; men foruden denne fortjener endnu at anføres S'Gravesande elemeta physices, T. I. Keilii introductio ad veram physicam et ad veram astronomiam 1719. 8. Leonardi Euleri mechanica. Petrop. 1736. II. 4. La Caille legons d'astronomie. Paris 1761. 8. Krafts Mechanik, Sorøe 1763. 4. T. I. Kästners Anfangsgründe der höhern Mechanik, Göttingen 1798. 8. De to sidste ere især at anbefale som Overgang til de vanskelige Verker. De la Place mechanique celeste, II. B. 4.; oversat paa Tydsk af Burckhardt, Berlin 1800.

Andet Afsnit,

om

Tyngden og dens bevægende Kraft.

I. Grundlovene for Tyngdens Virkning.

§. 94.

Ethvert Legeme, som er understøttet af et andet, trykker derpaa, og naar det derimod ikke er understøttet, falder det lodret ned mod Jordens Overflade. Denne Legemernes Egenskab kaldes Tyngde (gravitas).

Paa Faldets Retning grunder sig Brugen af et hængende Lod, til at maale om en Gjenstand ikke helder. Ordet Lodret selv grunder sig herpaa.

§. 95.

Alle Linier, som staae lodrette paa Overfladen af en Kugle, maae støde sammen i dens Midtpunkt. Da nu

Faldet er lodret, saa maatte alle faldende Legemers Retningslinier støde sammen i Jordens Midtpunkt, dersom Jorden var en fuldkommen Kugle; men uagtet vi vide, at den afviger noget derfra, saa kunne vi dog, da Afvigelsen er meget liden, og næsten for intet at regne, betragte Tyngden som en Bestræbelse alle Legemer have mod Jordens Midtpunkt. Ligeledes kunne vi, uagtet alle faldende Legemers Retninger løbe sammen, naar der handles om faldende Legemer, som ere meget nær hinanden, ansee deres Retninger som enskløbende (parallele) efterdi den Vinkel, hvorunder de samles ved Jordens Midtpunkt, da er saa liden, at den kan regnes for intet.

See mere herom i Musschenbroecks introd. ad. ph. nat. §. 332.

§. 96.

Det er let at indsee, at et Legemes Masse ikke kan forøge Hastigheden af dets Fald; thi det er af sig selv klart, at to Legemer, ved at falde ned ved Siden af hinanden, derfore ikke ville falde hastigere, end om hver faldt for sig, og at deres Hastighed ligesaalidet vilde formeres om de sammenknyttedes indbyrdes, og tænker man nu denne Sammenknytning fuldkomnere og fuldkomnere, indtil en virkelig Sammensmeltning, saa seer man endnu ikke den mindste Grund til et hurtigere Fald. Erfaringen bekræfter dette og fojer endnu til, at Legemernes eiendommelige Natur ingen Forskjæl gjør i den Hastighed hvormed de falde. Herom overbevises man, naar man, efter at have udpompet

Luften af en høj Cylinder, ved en beqvem Mechanismus, deri lader nedfalde baade lette og tunge Legemer. De ville nemlig lige hastigt naae Bunden. Aarsagen, hvorfor ikke alle Legemer falde med lige Hastighed, er den, at de ikke alle have lige Magt til at overvinde Luftens Modstand. Jo større Overfladen af et Legeme er, i Forhold til Massen, jo mere taber Legemet forholdsvis af sin Faldkraft, ved at meddele Luften noget af sin Bevægelse. Der gives, som bekjendt, endog nogle Legemer saa lette, at de stige op i Luften, som i en flydende Materie, der er tungere end de selv. I et lufttomt Rum falde ogsaa saadanne Legemer ligesom andre. Man kan altsaa antage, som Naturlov, at alle Legemer have lige stor Tyngde, og det uden Hensyn paa deres Masser.

See Neutoni princ L. 3. pr. 6. Redskaber til Forsøg, som det ovenanførte findes beskrevne i Muschenbroeks intr. §. 319, og Sigaud de la Fond descript. d'un cab. de phys. p. 137. o. f. Til videre Bekræftelse paa den samme Lov kan Vandhammeren tjene. Denne er et Lufttomt Glasrør, som indeholder noget Vand. Dette falder deri med en saa stærk Lyd, som om det var Sten. See Gehlers phys. Wörterb. 4 B. 656. S.

§. 96.

Den Bevægelsens Størrelse, hvormed et Legeme, ved sin Tyngde stræber at bevæge sig, eller trykker, kaldes dets Vægt (pondus). Denne staaer da altid i Forhold til Legemernes Masse, i det mindste for saa vidt, som denne mechanisk lader sig erkjende.

§. 98.

To ensartede Legemer, som have lige stort cubisk Indhold, have altsaa lige Vægt; men om uensartede Legemer kunne vi ikke sige det samme. Tvertimod gives der ikke letteligen to uensartede Legemer, som under lige Omfang have lige Vægt. Jo større et Legemes Vægt er, i Forhold til det Rum det indtager, jo større eiendommelig Vægt, Egenvægt (gravitas specifica) tillægge vi det. Den Vægt, som et Legeme har i og for sig selv, kaldes i Modsætning heraf dets absolute Vægt. Kalde vi to Legemers Vægt V og v, de Rum de indtage R og r deres Egenvægter E og e, saa er, for lige Rum (R = r) E : e = V : v, og derimod for lige Vægte (V = v), E : e = r : R. Heraf kan (efter samme Slutningsmaade som er brugt i §. 58) uddrages $E : e = \left(\frac{V : v}{r : R}\right)$ og $E = \frac{V}{R}$.

§. 99.

Da Tyngden hvert Øieblik virker paa et Legeme, og hvert Øieblik lige meget, saa er Bevægelsen ved Tyngden en jevntvorende Bevægelse, og har alle dennes Love (§. 68 til §. 70). Vi have her altsaa blot at tilføje Grundhastigheden, og de Forsøg, hvorved alt det, som vi allerede før, af Grundsætninger, have viist om den jevntvorende Hastighed, fremstilles i Erfaringen.

§. 100.

Ved at lade Legemer falde ned fra forskjellige Høider, har man fundet, at ethvert Legeme, Luftens Modstand fra-

regnet, i det første Secund af sit Fald gjennemløber 15,625 Rhinlandske eller Danske Fod. I det andet Secund gjennemløber det 3. 15,625 = 46,875, i det tredie 5. 15,625 = 78,125 Fod, o. s. v. Det samme kan ogsaa bevises ved Skraaplanen, og ved Pendulet, hvorom i det Følgende skal handles. Et af de interessanteste experimentale Beviser for Tyngdens Love gives ved Hjelp af den Atwoodske Faldmaskine. I denne Maskine udgjør en Tridse, som bevæger sig med den mindst-mulige Friction, et af de væsentligste Stykker. Over denne Tridse gaaer en Snor, som bærer to lige Vægte. Naar man nu til den ene føjer end en liden Vægt, saa vil denne sætte begge Masserne, saavel som Tridsen med tilhørende Hjulværk, i Bevægelse. Men da den Hastighed, hvormed denne Vægt skulde falde, fordeler sig paa en saa stor Masse, saa skeer Faldet meget langsommere, saa at man nu i et lidet Rum kan fremstille den Tilvæxt af Bevægelse, som et faldende Legeme erholder i adskillige paa hinanden følgende Secunder. Man har paa denne Maskine ogsaa en meget simpel Indretning, hvorved den paalagte Vægt under Faldet kan borttages, og derved den jevntvorende Hastighed forvandles i en jevn, med hins Slutnings-hastighed.

Forsøg over Legemernes Fald fra meget høje Taarne, anstilledes først af Galilæis Discipler, Riccioli og Grimaldi (Riccioli Almagestum novum. B. II. Cap. 21. prop. 4). I de nyere Tider have Guglielmini i Bologna (de diurno terræ motu, experimentis confirmato Rom. 1792. 8.) og Benzenberg i Hamburg (Nachricht von Versuchen, welche im Hamburg. St. Michaelisthurme über den Fall der Körper, zum Beweis der Achsenumdrehung der

Erde, angestillt worden. Gilberts Ann. d. Ph. B. XI. S. 169 og 470, og B. XIV. S. 222) iværksat andre meget nøiagtigere. Andre Forsøg har ogsaa B. anstillet i en dyb Schacht. (Glb. Ann. B. XVIII. S. 476.) Faldhøjderne, de have brugt, var fra 235 til 321 Pariser Fod. Da den Modstand, Luften gjør mod Legemernes Fald, voxer i et meget betydeligt Forhold med Hastighederne, saa kunne de kun tilnærmelsevils bekræfte de angivne Faldets Love; men ved disse Forsøg har frembudt sig en anden mærkværdig Iagttagelse, man har nemlig fundet, at Legemerne ikke falde ganske lodret. Guglielmini fandt Afvigelsen 8 Linier paa 241 Fods Høide, Benzenberg derimod kun 3,99 Linier paa 235 Fod. Denne Afvigelse fra den lodrette Linie reiser sig deraf, at Legemet, ved Jordens Omdreining om dens Axel, maae beskrive en desto større Bue, jo større dets Afstand er fra dens Midtpunkt (jevnf. §. 55 Anm.). Gaus har beregnet, hvor stor denne Afvigelse i B's Forsøg burde være, og fundet den = 3,95 Linier, hvilket er en højst mærkelig Overensstemmelse mellem Theorien og Erfaringen. Begge Experimentatorerne have derimod fundet en Afvigelse mod Syden, for hvilken Theorien ikke fuldkomment kan gjøre Rede.

En meget fuldstændig Beskrivelse over den Atwoodske Faldmaskine findes i Sigand de la Fond description et usage d'un cab. de phys. T. I. p. 143 — 170. En noget forandret Indretning af samme, beskriver E. G. Fischer i Gilberts Annal. B. XIV. S. 1.

Galilæi, som først opdagede Faldets Love, viste samme paa Skraaplanen, hvortil Grunden vil sees i det Følgende.

Allernøjest kan Faldhøjden bestemmes ved Pendulet, som ligeledes i det Følgende skal vises.

Endnu et meget skarpsindigt Forsøg for Faldets Love, har Sebastien udtænkt (See Mem. de l'Acad. des Sc. 1699, og Varignons Beregninger over denne Materie, samme Steds 1702).

§. 101.

Naar et Legeme, ved nogen som helst Kraft drives lodret opad, saa betager Tyngden det hvert Øjeblik ligemeget af dets Hastighed. Det maa altsaa stige med en jevnt aftagende Bevægelse, som følger de samme Love som den jevntvorende, kun i omvendt Orden. Ved de os allerede bekjendte Formeler (§. 72) er det let at beregne, hvor højt et Legeme kan stige med en given Hastighed. Har Legemet f. Ex. en Begyndelseshastighed, $H = 31,250$, saa vorder dens Hastighed $= 0$, naar h er $= 2lt$, og altsaa $t = \frac{h}{2l} = \frac{31,250}{31,250} = 1$, Vejen $V = ht - lt^2$ er her $= h - l = 31,250 - 15,625 = 15,625$. Det er: det opadkastede Legeme vil i eet Secund stige 15,625 Fod. Naar det nu har tabt al sin Bevægelse, falder det i eet Secund tilbage igjen, og erholder derved en Hastighed $= 31,250$. Tænke vi os altsaa, at et Legeme kastes opad, med en Hastighed af $93,750 = 6.15,625$ Fod, saa vil det i det første Secund af sin Opstigen tabe $31,250 = 2.15,625$. Men ved denne Kraft vil den stige 15,625 Fod. Lægges hertil de $4.15,625 = 62,5$ Fod, som blive tilbage, saa er den jevnt aftagende Bevægelse i det første Secund $= 5.15,625 = 78,125$. I det andet Secund vil det begynde med Hastigheden $4.15,625$, men taber deraf $2.15,625$ Fod, i Kraft af hvilke det dog stiger 15,625 Fod, som lagt til det øvrigblevne $2.15,625$, udgjør $3.15,625$. I det tredie Secund begynder det med $2.15,625$ Fods Hastighed, og stiger dermed 15,625, hvorpaa al dens Hastighed er forsvunden. Derpaa gjennemløber det de samme $9.15,625$ Fod i de følgende 3 Secunder, før atter at komme til

Jorden, og faaer derved en Slutningshastighed, hvormed det vilde gjennemløbe 18. 15,625 Fod i 3 Secunder, eller 6. 15,625 = 93,75 Fod i et Secund, hvilken Hastighed er den samme, som den, hvormed den aftagende Bevægelse begyndte. Af disse Exempler vil man let see den opstigende Bevægelses Hovedegenskaber. Det er klart, at disse Love, saavel for Faldet, som for den opstigende Bevægelse, kun har ubetinget Gyldighed, naar Luftens Modstand ikke kommer med i Spillet. Bevægelsen mod Tyngden, kan ligesaavel som Faldet fremstilles ved den Atwoodske Faldmaskine.

§. 102.

Tyngden er en gjensidig Virkning mellem Legemerne; thi tænke vi os Jordkloden deelt i to Halvkugler, saa er det vel klart, at man kan betragte, hvilken af dem man vil, som den øverste, og som hvilende, ved sin Tyngde, paa den anden; det er: man maae tillægge dem en gjensidig Bestræbelse til at nærme sig indbyrdes, en gjensidig Tiltrækning. Man kunde kun tvivle om Rigtigheden heraf, naar man, uden dog dertil at have nogen videre Grund, vilde antage et tiltrækkende Midtpunkt i Jorden, hvorved alle dens Dele sammenholdtes. Men en saadan Gisning maa ganske bortfalde, naar det i Almindelighed godtgjøres, at alle Legemer have en indbyrdes Tiltrækning. Vel lader dette sig ikke i den daglige Erfaring vise, fordi Tiltrækningen mellem de fleste Materier paa Jorden er overmaade liden i Sammenligning med den Kraft, hvormed Jorden tiltrækker dem alle; men hos meget store Masser vorder

denne Tiltrækning allerede kjendelig. Saaledes have Bouger og Condamine fundet, at Bjerget Chimboraco afdrog det paa en Qvadrant nedhængende Blylod noget fra den lodrette Linie. Med endnu mere Omhyggelighed har Maskelyne undersøgt, hvormeget Bjerget Schesallien, i Pertschire i Skotland, afdrog Loddet paa de astronomiske Instrumenter fra deres Stilling. Cavendisch har endog, ved Experimenter med den Coulombiske Torsionsbalance (som i det Følgende skal beskrives) viist, at mindre betydelige Masser paa Jordens Overflade tiltrække hinanden indbyrdes (Philosophical transactions 1798. S. 469. o. f.). Astronomien lærer endeligen, som snart skal vises, at alle Verdenskloder indbyrdes tiltrække hinanden, saa at vi vel turde antage: at Tyngden er en almindelig Tiltrækning.

§. 103.

Det følger af Rummets Natur, at Tiltrækningen mellem to Legemer maae staae i omvendt Forhold til deres Afstandes Qvadrater. Forestille vi os nemlig det Punkt, hvorfra Kraften virker, omringet af concentriske Kugelflader, saa er det en mathematisk Sandhed, at disse maa forholde sig som Qvadraterne af Radierne, eller Afstandene fra det fælles Midtpunkt. Den Kraft altsaa, som i Afstanden = 1 udbredte sig paa en given Flade, vil i Afstanden = 2 udbrede sig paa en 4 Gange saa stor Flade, i Afstanden = 3, paa en 9 Gange saa stor o. s. v. D. e. Kraften fra Centrum virker paa 4, 9, 16 o. s. v. Gange saa mange Punkter, og virker altsaa kun $\frac{1}{4}$, $\frac{1}{9}$, $\frac{1}{16}$ o. s. v. saa stærkt paa hver, som i Afstanden = 1.

§. 104.

Denne Lov kan ikke fuldkomment bekræftes ved Experimenter paa Jorden; thi vel have vi fundet ved Forsøg med Penduler (hvorom i det følgende skal tales), at Tyngden aftager, jo længere vi komme fra Jordens Midtpunkt, og, saa vidt som det er muligt ved saa smaa Stedforandringer, fundet denne Aftagelse overensstemmende med den anførte Lov, men fuldkomment kan den kun bekræftes ved astronomiske Observationer. Man forestiller sig herved Verdensklodernes hele Tiltrækningskraft sammentrængt i deres Midtpunkt. Til denne Forudsætning berettiger os Jordens Tiltrækning (§. 94), til den samme berettiger os den Omstændighed, at Beregninger, som forudsætte den, nøje svare til Verdensklodernes iagttagne Bevægelser. Men foruden dette kan det endnu bevises, at ethvert kugelformigt Legeme, hvis Dele alle tiltrække i omvendt Forhold af Afstandenes Qvadrater, virke, som om al deres Tiltrækningskraft havde sit Sæde i Legemets Midtpunkt.

AMDN (Fig. 20) forestiller en huul Kugelflade, og P et Punkt, som af hver af Fladens Dele tiltrækkes med en Kraft, som staaer i omvendt Forhold til Afstandenes Qvadrater. Gjennem P og C, Kuglens Midtpunkt, drager man en ret Linie PACD, og gjennem et vilkaarligt Punkt B, af denne Axe tænke man sig et lodret Gjennemsnit MN, som da er en Cirkel, om Middelpunktet B. Uendelig nær herved tænke man sig endnu et andet Gjennemsnit mbn. Betegne vi nu den Kraft, hvormed Segmentet MAN tiltrækker P med K, saa er den lille Zone Mn dets Differential, og denne Zones

Tiltrækning $= dK$. Hvert Element Mm i denne Zone drager P i Retningen PM med en Kraft $= \frac{Mm}{PM^2}$. Denne Kraft kan opløses i to andre, PB og BM. Den sidste ophæves altid af det ligefor staaende Element Nn, som tiltrækker i Retningen BN, og P vil kun tiltrækkes af hvert Element Mm i Zonen med en Kraft u i Retningen PB, som gaaer gjennem Midtpunktet. Men u : Kraften i PM $=$ PB : PM, og Kraften i PM $= \frac{Mm}{PM^2}$, altsaa $u = \frac{Mm.\ PB}{PM^3}$. Hele Zonen Mn tiltrækker altsaa P med en Kraft $dK = \frac{Mn.\ PB}{PM^3}$. Fladeindholdet af Zonen Mn er $= 2\pi.$ CD. Bb.; altsaa $dK = \frac{2\pi.\ CD.\ Bb.\ PB}{PM^3}$. Man betegne nu Rummet mellem P og C med v, CA $=$ CD med a, AB med x, saa er Bb $= dx$, PB $= v - a + x$, $BM^2 = x.\ (2a - x) = 2ax - x^2$, PM $= \sqrt{(v^2 - 2av + a^2 + 2vx)} = \sqrt{((v-a)^2 + 2vx)}$, følgeligen $dK = \frac{2\pi a\ (v - a + x)\ dx}{(v-a)^2 + 2vx)^{\frac{3}{2}}}$. Sætte vi nu $(v-a)^2 + 2vx = y^2$, saa er $v - a + x = \frac{v^2 - a^2 + y^2}{2v}$, $dx = \frac{ydy}{v}$, $dK = \frac{\pi a\ (v^2 - a^2 + y^2)\ dy}{v^2\ y^2}$, hvoraf Integralet er $K = \frac{\pi a}{v^2}\ (y - \frac{v^2 - a^2}{y} + C)$. Skal dette nu udtrykke Segmentet MAN, saa maa Integralet nødvendigen være o, naar x er $=$ o, eller naar y er $= v - a$, hvoraf følger, at C, eller den bestandige Størrelse er $= 2a$. K er følgeligen i ethvert Tilfælde $= \frac{2\pi a}{v^2}\ (\frac{a^2 + v\,(x - a)}{y} + a)$. Vil man nu have hele Kuglens Tiltrækning, saa maa man

sætte $x = AD = 2a$, og altsaa $y = v + a$, og $K = \frac{4\pi a^2}{v^2}$, det er: Tiltrækningskraften forholder sig som Kuglens Overflade, divideret med Afstandens Qvadrat. Altsaa forholder den samme Kugelflades Tiltrækning i forskjellige Afstande sig omvendt, som disses Qvadrater. En Kugelflade, hvori alle Delene tiltrække i omvendt Forhold til Afstandenes Qvadrater, vil altsaa virke paa et materielt Punkt, som om alle dens Dele vare sammentrængte i dens Midtpunkt. Det overfees nu let, at to Kugelflader ville ogsaa tiltrække hinanden, som om deres Masse var sammentrængt i deres Midtpunkter. Det samme gjelder atter om hele Kugler, hvis Dele alle have denne Tiltrækningskraft; thi man kan tænke sig hver af Kuglerne sammensat af utallige Kugelflader, der alle virke, som om deres hele Tiltrækningskraft befandt sig i deres Midtpunkt. Vi lære heraf, at vi kunne betragte Verdenskloderne, i Beregningen, som blotte tiltrækkende Punkter, hvis Afstande ere de samme, som Klodernes Midtpunkters.

See Schuberts Astronomie, B. III. S. 65-67. Et andet Beviis findes hos Neuton prop. 71-76.

§. 105.

Astronomiske Observationer lære os, 1) at alle Verdenskloder, hvis Baner vi hidindtil have været i Stand til at bestemme, bevæge sig i Ellipser, 2) at de Rum, som radii vectores, der drages til forskjellige Steder, hvor Legemet under sin Bevægelse ankommer, indslutte:

staae i Forhold til de paa Bevægelsen anvendte Tider, 3) at Kloder, som have forskjællig Afstand fra en fælles Centralklode, bevæge sig saaledes, at Qvadraterne af deres Omløbstider forholde sig som Cuberne af Afstandene fra deres Bevægelses Midtpunkt.

Af hver af disse Love kunne vi uddrage en mærkværdig Egenskab hos Tyngden. Det Forhold, som bestandigen finder Sted, mellem de elliptiske Sectorer og Tiderne, hvori de ere beskrevne, viser, at den Kraft, som driver Planeterne og Kometerne mod Solen, eller Drabanterne mod deres Hovedplanet, altid maae være rettet mod Centrallegemet, hvorom Banen beskrives (jevnf. §. 83). Deraf, at Banerne ere elliptiske, slutte vi, at Centripetalkraften i hver Klode, paa de forskjellige Steder i dens Bane, er i omvendt Forhold til Qvadraterne af dens Afstand fra Centrallegemet. (§. 92) Af den tredie Lov, at nemlig Qvadraterne af Omløbstiden forholde sig som Cuberne af Afstandene fra Centrallegemet, see vi, at alle Planeterne have ligemegen Tyngde mod Solen; thi da Ellipserne, hvori Planeterne og deres Drabantere bevæge sig, ere meget lidet forskjællige fra Cirkelen, saa kunne vi ogsaa af denne tredie Lov uddrage den Slutning, at forskjællige Kloders Tiltrækning mod et fælles Midtpunkt er i omvendt Forhold til Qvadraterne af deres Afstande fra samme (§. 91), en nye Bekræftelse for den fuldkomne Almindelighed af den i forrige §. angivne Lov for Tyngden; men af denne Lov flyder umiddelbart, at alle Planeterne stillede i lige Afstand fra Solen, eller alle Drabanterne om en Planet, stillede i lige Afstand fra deres Centrallegeme, ville falde med lige Hastighed derimod.

Neutoni princ. Lib. I. prop. 2-3, og prop. 4. Corr. 6. Lib. III. prop. 6. De la Place Mechanik des Himmels, übersetzt v. Burckhart, Berlin 1800. 2 B. 4. 1ste B. S. 145-159. En populær Udvikling findes i samme Forfatters Exposition du système du monde, seconde édition. Paris 1799. S. 180-190.

Hvad der udledes af den tredie Lov gjelder egentligen ogsaa om de mere eccentriske Ellipser, men for Kortheds Skyld føres ikke Beviset derfor her.

§. 106.

Et andet Bevis for den almindelige Tiltrækning og dens Love er Ebbe og Flod, eller Havets regelmessig afverlende Stigen og Falden. Man forestille sig Jorden som en fast Kugle, omgiven med et tyndt Lag Vand. Jordens Midtpunkt være i A (Fig. 21), Maanen i B. Det er nu klart, at Maanen vil tiltrække dette Vandlag stærkere, end det længere derfra beliggende Midtpunkt. Vandet, som før befandt sig i F, vil altsaa nu drages til F. Midtpunktet A vil derimod tiltrækkes stærkere end Punktet G, altsaa drages noget bort derfra, hvilket er det samme, som om Vandet paa den modsatte Side løftede sig op fra Jordens Midtpunkt. Hver Gang Maanen gaaer igiennem et Steds Zenit, vil den altsaa løfte Vandet op, saavel der, som paa den modsatte Deel af Jordkloden 180° derfra. Lige Virkning har den paa de omliggende Punkter i samme Grad som de ere Stedet nærmere. 90° derfra staaer Vandet lavest. Paa denne Maade hæver og sænker sig Vandet to Gange om Dagen, og staaer nemlig paa det Høieste hver Gang, Maanen enten er i Stedets Zenit eller dets Nadir, men derimod lavest, naar den staaer i Horizonten. En lignende Virkning maa Solen have; men formedelst

dens store Afstand, maae samme være meget svagere end Maanens. Ved nye og fuld Maane forbinde Solens og Maanens Virkninger sig med hinanden, og frembringe derfor en stærkere Flod. I Qvadraturerne derimod formindsker den ene den andens Virkning, og frembringe da en svagere. Jo nærmere Sol og Maane i deres Bane staae Jorden, jo stærkere er deres Virkning. Solens eller Maanens Stilling mod Æqvator bidrager endeligen ogsaa til Ebbe og Flod. Det er nemlig klart, at naar en af disse Kloder stod lige for en af Jordens Poler, den slet ingen Ebbe eller Flod vilde frembringe; stod den derimod i Æqvator, vilde den frembringe sin storst mulige Virkning. Heraf er det da meget let at forklare, hvorfor Ebbe og Flod ved Jevndøgnstiderne er større end ved Solhvervstiderne. Foruden de her angivne, opdage vi endnu andre Afvexlinger i Ebbe og Flod, hvilke beroe paa Solens og Maanens fælles Stilling mod Jorden. Da alle Solens og Maanens gjensidige Stillinger mod Jorden, gjentages i en Periode af omtrent 223 Maaneder, saa vil ogsaa i denne Periode forefalde et Maximum og et Minimum af Ebbe og Flod.

Gandske bestemt indtræffe ikke Havets Forandringer i de Øjeblikke, hvor Solens og Maanens Stillinger synes at fordre det, men sildigere, deels formedelst den Bevægelse, som Havet selv i Følge Jordens Omdreining har, deels formedelst den Modstand Vandets Bevægelse, som enhver anden, lider af udvortes Aarsager. Kun i et Hav af 90° Længde kan hele Virkningen af Ebbe og Flod vise sig, altsaa kun i Oceanet. I ethvert mindre Hav, som enten ganske er indsluttet af Land, eller dog kun staaer i Forbindelse med Verdenshavet ved en snæver Canal, er den svagere. I Øster-

seen, det Caspiske Hav o. s. v. er den aldeles ikke at bemærke. At Stedernes Beliggenhed, Havenes Dybde, Floders Mundinger, Storme o. s. v., kunne forandre Ebbe og Flod paa mange Maader er begribeligt; men dette hindrer os ikke, deri at see de almindelige Love, som ved saa talrige Erfaringer bekræftes. Ved sammenlignende Observationer kan let udfindes, hvor stor Deel Solen og Maanen hver for sig have i Ebbe og Flod. Af andre Betragtninger over samme Materie udledes, hvor stor Forskjellen er mellem Jordens og Maanens Midtpunkters Tiltrækning paa en Partikel af Havet. Ved Hjelp af alt dette er man da i Stand til, at beregne Forholdet mellem Jordens og Maanens totale Tiltrækningskraft. De la Place har saaledes fundet Maanens Tiltrækningskraft $= \frac{1}{58,7}$ af Jordens.

Dybe mathematiske Undersøgelser over denne Materie: i Neutoni princ., i De la Places mech. cel., og i det 4de Bind af det Pariser Academies Priisskrifter. Populær Fremstilling i Mad. Du Chastellets Oversættelse af Neutons Princ. 2det Binds 2den Deel, S. 75-94., Gehlers phys. Wörterb. Art. Ebbe u. Fl., De la Place exposition d. syst. d. monde. p. 248-264.

§. 107.

Vor hele physiske Astronomie frembyder en uafbrudt Bekræftelse paa Tilværelsen af den almindelige Tiltrækning, og paa Rigtigheden af de derfor opstillede Love. Alt, hvad vi i denne Videnskab hidindtil besidde, er kun en Anvendelse af disse. Ikke blot Verdens Klodernes almindelige Bevægelser forklares heraf; men ogsaa enhver Afvigelse fra de al-

mindelige Bevægelsesformer lader sig heraf udlede. Saaledes f. Ex. vide vi af Jagttagelser, at to Kloder, som komme hinanden nær, derved frembringe en gjensidig Forandring, saavel i deres Baners Form, som i den Hastighed, hvormed Bevægelserne foregaae. Cometer, Planeter og disses Drabantere lide alle denne Forstyrring (Perturbation) i deres Bevægelser, og overalt lader denne sig forklare af den almindelige Tiltrækning, og deres Størrelse af dennes Love bestemme. Jordaxens Svingninger, og de deraf følgende Forandringer i Ecliptikens Skraahed, Jevndøgnspunkternes Fremrykken, Maanens Librationer, og en Mængde andre saadanne Bevægelser, forklares og beregnes ligeledes af den almindelige Tiltrækningskraft. Og saaledes lærer os da et større Overblik, at det, som vi paa Jorden kalde Tyngde, er det almindelige Kraftbaand, hvorved hele Universum sammenholdes.

Vor nærværende physiske Astronomie er intet andet, end Læren om den almindelige Tiltrækning, anvendt paa Bevægelserne i vort Solsystem. Den er derfor neppe at ansee for andet end et fortræffeligt udført Capitel af en tilkommende physisk Astronomie. Hvorledes Planeter og Cometer have begyndt deres nu bekjendte Tilværelse og Bevægelse, efter hvilke Love de have udviklet sig, hvilken Indflydelse deres Udvikling kan have havt paa deres Bevægelse, ere Spørgsmaal, som ligge meget nær, men hvis Besvarelse synes langt borte. Skal Astronomien engang naae sit Ideal, saa maa den endnu strække sig ud over vort Solsystem til hele Universum, og der opstille og forklare alle Verdenskloders Udviklings- og Bevægelseslove. Den vilde da, som enhver anden Gren af Videnskaben, naar den skal føres til sin højeste Fuldkommenhed, omfatte den hele, skjøndt fra en bestemt Side betragtet. — Dette anmerkes her, fordi den som først indvies i Videnskabens Helligdom, let af det Nærværendes

Glands saaledes blandes, at han ikke bemærker, hvad der endnu savnes.

§. 108.

Da enhver Deel af Materien besidder den tiltrækkende Kraft, og det i lige Grad med de øvrige, saa følger, at den tiltrækkende Kraft i et Legeme altid maa staae i Forhold til sammes Masse. Naar altsaa to Legemer, A og B, frit kunne tiltrække hinanden, saa vil B nærme sig A med en Hastighed, som staaer i Forhold til dettes Masse, og til B vil ligeledes A nærme sig med en Hastighed, som bestemtes ved hins Masse, det er: de ville nærme sig hinanden med en Hastighed, som stod i omvendt Forhold til deres Masser. Alle andre Legemer ville altsaa ved A's Tiltrækning bevæge sig lige hastig mod dette; men A derimod drages hen mod hvert af disse med en Hastighed, som staaer i Forhold til dets Masse. Naar derfor en af Verdenskloderne synes at dreie sig om en anden, saa er det dog egentlig begge, som dreie sig om det fælles Punkt, hvori de frit tiltrækkende hinanden ville støde sammen. Dette Punkt er det samme, som vi i det Følgende ville komme til at kalde Tyngdepunktet.

§. 109.

I Følge heraf kunne vi beregne en Verdensklodes Masse, naar vi forstaae at beregne Storheden af dens tiltrækkende Kraft. Saaledes maa da Maanens Masse, i Følge § 106. være $= \frac{1}{58,7}$ af Jordens. Hvor langt Jorden, sig selv

overladt, i eet Secund ville falde imod Solen, kunne vi let bestemme, naar vi vide, hvor stor den Bue er, som den i eet Secund gjennemløber i sin Bane; thi Tyngden mod Solen er Sinus versus heraf. Af Legemernes Fald ved Jordens Overflade kunne vi ligeledes let beregne, hvor stor et Legemes Faldkraft i Solens Afstand ville være. Vi have da saaledes Sammenligningspunktet mellem Solens og Jordens Tiltrækningskraft, altsaa tillige for deres Masser. Paa samme Maade kunne vi ogsaa beregne en Planets Masse, af dens Drabanteres Beevægelse. Ved disse og endnu andre Midler, som mere hjemmehøre i Astronomien, ere vi satte i Stand til, at bestemme alle Planeternes Masse i vort Solsystem.

See mere herom i de anførte Skrifter af Neuton og De la Place.

§. 110.

Da Tyngden mod en Klode staaer i ligefrem Forhold til dennes Masse, og i omvendt til Qvadratet af det tiltrukne Legemes Afstand fra dens Midtpunkt, saa kan Tyngden ved Overfladen af en Planet udtrykkes ved $\frac{M}{r^2}$, naar M betyder Massen, r Radius. Paa denne Maade kunne vi altsaa beregne, hvor stor Faldhastigheden ved en Planets Overflade er, og saaledes af Forsøg og Iagttagelser, foretagne paa Jordkloden, bestemme Udfaldet af et Forsøg paa en anden Klode.

En Tabel over Solens, Maanens og Planeternes Masser, og Faldhastighederne ved deres Overflade findes i F. T.

Schuberts theoretische Astronomie, Petersburg 1798. III. 3ter Band, S. 85. Overalt finder man i dette Bind en meget klar og gjennemtænkt Udvikling af Tyngdens Love, og disses Anvendelse paa Verdensklodernes Bevægelse.

§. III.

Tyngden kan ikke være overalt paa Jorden lige stor. Hertil gives to Grunde: Jordens Figur, hvorefter dens Æqvatorial-Diameter er større end den Axel, der forbinder Polerne, og Centrifugalkraften, som frembringes ved Jordens Omdreining om dens Axel, og som ligeledes er ulige paa forskjellige Steder af Jorden. Hvorledes Størrelsen af den første bestemmes, skal ved Pendulet vises. Den sidste lader sig let af Jordens Omkreds under Æqvator beregne. Kalde vi Jordens Æqvatorialdiameter d, og π det Tal, som angiver Forholdet mellem Diameter og Peripherie, saa er Æqvator $= d\pi$. Da ethvert Punkt deri fuldbyrder et heelt Omløb om Jordaxelen i 86164 Secunder, saa er den beskrevne Bue i et Secund $= \frac{d\pi}{86164}$, følgeligen Centrifugalkraften $= \frac{d^2\pi^2}{86164^2} : d$. §. 77. Tage vi nu d, efter Piccards Udmaaling $= 39231600$ Pariser Fod, saa vil det Rum, som et Legeme ved Centrifugalkraften, under Æqvator, i eet Secund stræber at gjennemløbe, være $= 0{,}052153$ Pariser Fod. I Paris falder et Legeme gjennem 15,0957 Pariser Fod i Secundet, hvoraf følger, at under Æqvator Tyngden, blot formedelst Centrifugalkraften, maa være $\frac{1}{289{,}45}$ mindre end i Paris. Paa ethvert an-

det Sted af Jordens Overflade er Centrifugalkraften mindre end under Æqvator. APEQp (Fig. 22) forestille Jordkugelen, hvor Pp er Axelen, AQ Æqvatorialdiameteren, saa vil AQ ved Omdreiningen beskrive en Storcirkel omkring Jorden, ethvert andet Sted, E, vil derimod beskrive en mindre dermed parallel Cirkel, med en Radius DE, som staaer lodret paa Axelen. Ved E vil altsaa Centrifugalkraften forholde sig til den ved Q, som DE : CQ (§. 80). Men denne Centrifugalkraft virker ikke lodret mod Tyngden, men kan opløses i to, hvoraf den ene EF drager Legemet lige fra Midtpunktet, den anden GF derimod staaer lodret derpaa. Forholdet mellem den Deel af Centrifugalkraften, som virker mod Tyngden og den hele, er altsaa = EF : EG = DE : CE (formedelst de ligedannede Triangler EFG og CDE) = sin tot: cos EQ. Den Centrifugalkraft, der virker mod Tyngden, er altsaa i det dobbelte Forhold af DE eller cos EQ, det er: Formindskningen, som Legemernes Tyngde lider ved Centrifugalkraften, forholder sig som Qvadraterne af deres Breders Cosinus.

§. 112.

Over Tyngdens Aarsag har hidindtil Erfaringen intet lært os. Desto flere Gisninger har man derimod vovet desangaaende. Især har man bestræbt sig for, at give en mechanisk Forklaring deraf. Man antog nemlig, snart at Hvirveler, snart at Strømme af bevægede Atomer, ved at støde paa Legemerne, dreve dem sammen mod hinanden. I Følge heraf skulde man vente, at Tyngden rettede sig efter

Legemernes stødte Overflader, ikke efter deres Masse. Man har derfor været nødt til at antage, at de bevægede Atomer trængte ind i Legemerne selv, og der stødte an mod hver enkelt Deel tillige. Man har givet denne Gisning mangfoldige forandrede Former, eftersom de gamle ikke mere ville passe med vore Kundskabers Fremskridt, men alle tabe de sig i en vild Opdigtelse, som ikke allene er blottet for Beviser, men heller ingen kan modtage. Andre have antaget den almindelig Tiltrækningskraft som en almindelig, al Materie iboende Kraft, som ingen videre Forklaring behøvede. Man har herimod indvendt, at det var ubegribeligt, at et Legeme skulde virke i Afstand, hvor det altsaa selv ikke var, uagtet det dog er indlysende, at et Legeme, der virker paa nogensomhelst Maade paa et andet, virker, hvor det ikke selv er. Uigjennemtrængeligheden er paa ingen Maade mere begribelig end Tiltrækningskraften, eller enhver anden Naturkraft, hvortil vi ikke kunne angive en høiere Aarsag. Og ved noget Ubegribeligt maa altid Erfaringens Kjæde hæfte sig, dersom ikke alle Forklaringerne skulle løbe sammen i en Cirkel. I øvrigt skal Erfarings Naturlæren intet afgjøre i denne Sag. Den kan ikkun angive Lovene for Naturkræfterne, og vise os, hvorvidt de af andre høiere ogsaa af Erfaring bekjendte Naturkræfter kunne udledes; men om en Kraft er den høieste muelige, maa den henstille til Philosophien at afgjøre. Denne indrømmer rigtig nok den almindelige Tyngdekraft den høie Plads, som ogsaa et uindtagelig Blik over Naturen, i det Store, blot af et Fornuftinstinct vil tilstaae den.

See Erxlebens Anfangsgr. d. Naturl. §. 108-113 b, som ogsaa angiver en temmelig fuldstændig Litteratur af

denne, nu for største Delen kun historisk mærkværdige Materie. Hertil fortjener endnu at føies: Pauli Frisii Barnabitæ de gravitate universali corporum, Lib. III. Mediol. 1768. 4. L. II. c. 2. &. 4. Dette Skrivt indeholder desuden det Væsentligste af alt hvad man, indtil den Tid det udkom, havde opdaget Tyngden angaaende.

II. Tyngden, forbunden med et Stød.

§. 113.

Naar vi forsøge at kaste et Legeme parallel med Jordens Overflade, saa vil Tyngden dog ikke tillade det, at beholde denne Retning, men vil bestandigen drage det ned mod Jorden, og bevirke, at det beskriver en krum Linie. AB (Fig. 23) forestille den Retning, hvorefter et Legeme i A har erholdt et Stød, parallelt med Horizonten CK. AD, AG, AB forestille de Rum, som Legemet ved sin Bevægelse ad AB i forskjællige Tider stræber at beskrive. Disse forholde sig aabenbart som Tiderne. DH, GI, BK, der forestille de Rum, som Tyngden har ladet Legemet tilbagelægge, forholde sig som Qvadraterne af Tiderne, følgeligen ogsaa som Rummene AD, AG, AB. Drager man Linierne EH, FI, CK parallele med AB, saa ere de indsluttede Rum Parallelogrammer, og AE = DH, AF = GI, AC = BK, AD = EH, AG = FI, AB = CK. Kalde vi nu AC Abscisselinien, og de derpaa staaende Lodrette Ordinater, saa forholde sig Abscisserne indbyrdes som Qvadraterne af Ordinaterne, og den krumme Linie AHIK er altsaa en Parabol.

§. 114.

Naar et Legeme kastes opad, i en skraa Retning AB (Fig. 24), saa kan denne forestilles opløst i Kræfterne AC og AD. Ved den første vil det stræbe at stige lodret opad, men da Tyngden virker derimod, vil dette ske med en jevnt aftagende Bevægelse, hvori alt vil foregaae i den omvendte Orden af det, som foregik ved Faldet nedad, alt regnet fra Linien AD, som forestiller den horizontale Bevægelse. Fra Punktet B af, vil følgeligen alt gjentage sig paa samme Maade og i samme Orden, som i det Foregaaende, det er: en paraboliſk Linie AEB dannes. Ved B vilde Legemet fortsætte sin Bevægelse til F; men ved Tyngden vil den dreges nedad, og der beskrive den paraboliske Linie BHG = AEB. Ved Enden af sit Fald vil det naturligviis have naaet samme Hastighed, som den, hvormed det begyndte at stige.

§. 115.

Alle Legemer altsaa, der i Nærheden af Jorden kastes i en Retning, der ikke er lodret paa dens Overflade, beskrive paraboliske Linier, for saavidt som ikke andre Kræfter virke derimod. Legemer, som kastes med en betydelig Hurtighed, lide en meget stor Modstand af Luften, og bevæge sig derfor ikke fuldkomment i den paraboliske Bane. Af denne Aarsag har det betydelige Vanskeligheder, af Stødets Kraft, og Tyngdens Natur, at beregne, hvor et kastet Legeme maatte falde.

Man har opfundet egne Maskiner, til at bevise de kastede Legemers paraboliske Bane. Muschenbroek intr. in phil. nat. §. 704. Nollet leçons de phys. leç. VI. Desuden erkjende vi den i mangfoldige Erfaringer, f. E. i Springvand, som ikke stiger lodret op, ved Boldspil, Steenkast, Bombekastning o. s. v. Den hele Theorie over Bombekastningen beroer paa de ovenangivne Grundsætninger; thi det er klart, at naar man kjender Kraften hvormed, og Retningen hvori, Legemet er kastet, og dertil Tyngdens Love, saa kan man beregne Parabolen, som derved vil fremkomme, altsaa ogsaa, hvor Legemet vil falde hen. Vanskelighederne ved Anvendelsen af denne Theorie er, foruden de ovenangivne, at man aldrig med mathematisk Noiagtighed kan beregne Krudtets Kraft. Man har derfor til Brug i Udøvelsen beregnet Tabeller, byggede paa Theorie og Erfaringer, hvoraf man nogenlunde kan beregne, hvor en Bombe skal falde. I Følge Tyngden maa ogsaa en Kugle, som udskydes horizontalt, træffe dybt neden for Geværets Axel. Derfor er heller ikke Sigtlinien parallel hermed, men overskjærer den saaledes, at det Punkt, hvarpaa man sigter, falder dybere end Geværets forlængede Axel. Dette forbedrer tildeels Feilen.

Strængt taget ere de Linier, som betegne Tyngdens Retning ikke parallele, men sammenløbende i Jordens Midtpunkt; men dette er saa langt borte, i Forhold til den Bei, et paa Jorden kastet Legeme pleier at beskrive, at Forskjellen ikke er mærkelig, enten man betragter deres Baner som paraboliske, eller som Dele af Ellipser. Ethvert kastet Legeme nemlig stræber at beskrive en Ellipse om Jordens Midtpunkt; men da den allerstørste Deel af deres Bane skulde falde inden for Jordens Overflade, saa stode de an mod denne, og den virkelig fuldbyrdede Bevægelse er ikkun en meget liden Deel af den elliptiske Bane.

III. Legemernes Fald og Opstigen ad en Skraaning.

§. 116.

En jevn Flade AC (Fig. 25), som danner en Vinkel med Horizonten, kaldes en Skraaplan (planum inclinatum). Den lodrette Linie AB, fra Punktet A til Horizonten, er dens Høide. Linien BC kan kaldes dens Grundlinie. ACB er dens Heldningsvinkel.

§. 117.

Et Legeme, der hviler paa Skraaplanen, som det i A, kan ikke følge ganske Tyngdens Lov, da Fladen modstaaer dets lodrette Fald; dens Bestræbelse til at falde mod Jorden maa altsaa tænkes opløst i to andre AD og AF, hvoraf Tyngdens Retning AE er Parallelogrammets Diagonal. AD maa være lodret paa AC; thi den skal forestille den Deel af Tyngden, som ved Skraaplanens lodrette Modstand ophæves. AF forestiller derimod den Deel af Tyngden, som bliver tilbage og hvormed Legemet glider ned parallel med AC. ADEF er altsaa et retvinklet Parallelogram, og AEF en retvinklet Triangel. Denne er ligedannet med ABC, fordi Vinkelen ved F er ret, saavel som den ved B, og Vinkelen ved A er fælles for begge Triangeler, følgeligen Vinkelen ved E = Vinkelen ved C. Altsaa forholder sig AF: AE = AB: AC, det er: Den Kraft, hvormed Legemet glider ned ad en Skraaplan, forholder sig til hele Faldkraften, som Skraaplanens Høide til dens Længde.

Naar AC betragtes som Sinus totus, saa kan AB betragtes som Sinus af Heldningsvinkelen ACB.

§. 118.

I samme Grad som Legemets Tyngdekraft formindskes, formindskes ogsaa dets Vægt, naar Massen bliver uforandret. Et Legemes Vægt paa Skraaplanen forholder sig altsaa til dets absolute Vægt, ligeledes, som Skraaplanens Høide til dens Længde. Vægten paa Skraaplanen kaldes Legemets relative Vægt. Man kan i Følge heraf bekræfte den givne Theorie ved Erfaring; thi naar man ved Hjelp af en Vægt, som med en Snor gaaer over en Tridse, forsøger at tilbageholde et Legeme, som stræber at glide ned ad en Skraaplan, saa vil man altid finde den hertil nødvendige Vægt i Forhold til det nedglidende Legemes absolute Vægt, som Skraaplanens Høide til dens Længde.

§. 119.

Legemernes Fald paa Skraaplanen foregaaer efter samme Love, som det frie Fald; thi den drivende Kraft er i ethvert Punkt af Skraaplanen den samme, kun i et bestemt Forhold mindre end Drivekraften i det frie Fald; Bevægelsen ad Skraaplanen skeer altsaa med en jevntvorende Hastighed, hvori 1 forholder sig til 1 i det frie Fald (jevnf. §. 68=70), som Skraaplanens Høide til dens Længde. Herpaa grunder det sig, at man kan be-

kræfte Faldets Love paa en lang Skraaplan, hvis Høide forholdsviis er ringe. Man anvender hertil enten en meget glat og lang Rende, hvori man lader en glat Kugle nedrulle, eller en lang udspændt Metaltraad, ad hvilken man lader et Blylod, som hænger derved med en Krog, nedglide. Man kan let træffe Indretningen saaledes, at Legemet paa Skraaplanen kun bevæger sig 1 Fod for hver 15,625 det vilde gjennemløbe ved det frie Fald, hvorved man da kan foretage i et lidet Rum Forsøg, hvortil man ellers behøvede en stor Høide. Galilæi har benyttet sig af denne Methode, til at bevise Faldets Love. Den er dog ikke ganske fuldkommen, formedelst Friktionens og Luftens Modstand mod Bevægelsen.

Sigaud de la Fond. Descr. T. I. p. 260.

§. 120.

Et Legeme behøver saa mange Gange mere Tid til at gaae ned ad Skraaplanen end til at falde gjennem dens Høide, som hiin er større end denne. Antage vi nemlig Skraaplanens Længde m Gange dens Høide, saa vil den paa Skraaplanen tilbagelagte Vei i ligesaa lang Tid som Legemet behøvede til at falde lodret ned gjennem dens Høide, være $= \frac{1}{m}$ af denne. I m saadanne Tidsdele ville altsaa det paa Skraaplanen gjennemløbne Rum være $= m^2 . \frac{1}{m} = m$ Gange Høiden, hvilket efter Forudsætningen er = Længden af Skraaplanen.

§. 121.

Ved at gjennemløbe en Skraaplan, vil et Legeme erholde samme Slutninghastighed, som det kunde have erholdet, ved at falde lodret gjennem Høiden; thi naar Længden, som før, sættes = m Gange Høiden, saa vil Legemet, ved at gjennemløbe et Stykke af Skraaplanen = $\frac{1}{m}$ Høiden opnaae en Slutningshastighed, hvormed den kunde gjennemløbe $\frac{2}{m}$ Høiden, i næste lige saa store Tidsdeel; altsaa vil det i m saadanne Tidsdele erholde en Hastighed = $\frac{2m}{m}$ = 2 (§. 68), det er: en Hastighed, hvormed det ville gjennemløbe et dobbelt saa stort Rum som Høiden, hvilket er den samme Slutningshastighed, som Legemet, ved at falde ned gjennem Høiden selv, maatte erholde.

§. 122.

Ogsaa da, naar et Legeme har gjennemløbet en af forskjællige Flader sammensat Skraaning, vil det ved Enden af Banen have erholdet samme Hastighed, som om det var nedfaldet gjennem Skraaningens Høide. ADEC (Fig. 26) forestille en saadan brudt Skraaning. Det er klart, at Legemet ved at gjennemløbe AD opnaaer samme Hastighed, som ved at falde gjennem AF. Med den i D opnaaede Hastighed gjennemløber den med en bestandig jevn Tilvext DE, og maa i E have naaet samme Hastighed, som det kunde have erholdt ved at gjennemløbe AG. Med den i E erholdte Hastighed og den behørige Tilvext gaaer det derpaa til C, hvor det følgeligen maa have naaet samme Hastig-

hed, som om det var faldet gjennem AB, eller den hele Høide.

§. 123.

Naar to brudte Skraaninger ere ligedannede og have lige Stilling mod Horizonten, saa ere de Tider, hvori de gjennemløbes, i Forhold til Qvadratrødderne af Rummene. ADEC og adec (Fig. 26. a og b) forestille to saadanne Skraaninger, saa er det gjennemløbne Rum for AD $= lt^2$ (§. 68). Med den derved erholdte Slutningshastighed vilde det faldende Legeme gjennemløbe et dobbelt saa stort Rum i Tiden t, men sæt, at den Tid, hvori DE gjennemløbes, var $= \frac{n}{m} t$, saa vilde det Rum, som ved Slutningshastigheden gjennemløbes, være $= 2 \frac{n}{m} lt^2$. Var videre Drivekraften i DE $= \frac{p}{q} l$, saa vilde den voxende Bevægelse derpaa være $= \frac{p}{q} l \left(\frac{n}{m}\right)^2 t^2$. Hele det gjennemløbne Rum ADE er altsaa $= lt^2 + 2\frac{n}{m} lt^2 + \frac{p}{q} l \left(\frac{n}{m}\right)^2 t^2$. Betegne vi nu Tiden i det gjennemløbne Rum ad med t', saa er her det gjennemløbne Rum $= lt'^2$; thi l er det samme som i DE. Fremdeles, naar Drivekraften i DE er $= \frac{p}{q} l$, saa er den det ligeledes i de, som har samme Bøiningsvinkel, og da desuden de staaer i samme Forhold til ad, som DE til AD, saa er det gjennemløbne Rum ade her $= lt'^2 + 2 \frac{n}{m} lt'^2 + \frac{p}{q} l \left(\frac{n}{m}\right)^2 t'^2$. Sammenholder man dette Udtryk med det vi have fundet

for ADE, saa sees let ADE : ade $= t^2 : t'^2$, og $t : t' =$ $\sqrt{ADE} : \sqrt{ade}$. Det indsees ligeledes let, at denne Slutningsmaade ogsaa lader sig anvende paa EC og ec, og saaledes paa flere Skraaplaner, som endnu kunne tilføies.

§. 124.

Om end Skraaningen var nok saa ofte bøiet, saa gjelde dog de samme Love; altsaa ogsaa for krumme Linier, hvilke kunne betragtes som rette, der ere uendeligen ofte brudte. Altsaa forholde sig, ogsaa for krumme Linier, Slutningshastighederne som Qvadratrødderne af de lodrette Linier, der drages fra Faldets Begyndelsespunkt til den horizontale Linie, der støder sammen med det Punkt, hvor samme endes. Ligeledes forholde sig i parallele krumme Linier Qvadratrødderne af de gjennemløbne Buer, som de anvendte Tider. Endeligen maa et Legeme ved at gjennemløbe en Cirkelbue, naae samme Hastighed, som ved enten at gjennemløbe Chorden, eller Sinus versus.

§. 125.

I en retvinklet Triangel, hvis Storside er lodret paa Jordens Overflade, vil et tungt Legeme i lige Tid gjennemløbe alle Siderne. Dette sees let af Maaden, hvorpaa Tyngdekraften opløses paa Skraaplanen (§. 117. Fig. 25). Man

kunde nemlig ligesaavel betragte hele AB som den Linie, der forestiller Tyngden, som en Deel deraf AE. Kraften opløstes da i AG og AH, hvoraf AH forestiller den Bane, som Legemet paa Skraaplanen vil gjennemløbe, medens hele AB gjennemløbes ved det lodrette Fald. AG derimod forestiller den Bane, som Legemet i samme Tid ligeledes vilde gjennemløbe, dersom ikke en given Modstand ophævede denne Bestræbelse. Altsaa vilde AB, AH og AG gjennemløbes i lige Tid, dersom intet hindrede det. I Stedet for AG kan sættes BH, som baade i Længde og Retning er den lig. Følgeligen maae alle Siderne af den retvinklede Triangel ABH gjennemløbes i lige Tid, og at samme Bevis kan anvendes paa enhver anden retvinklet Triangel, indsees let. Heraf indsees tillige, at en lodret Linie EF, BH paa AC altid afskjærer saa meget af Høiden AB, som paa samme Tid vilde gjennemløbes som de tilsvarende Stykker AE, AH.

§. 126.

I en Cirkel ville alle Chorder, som stode sammen med et af den lodrette Diameters Endepunkter, gjennemløbes i samme Tid som denne Diameter selv, og altsaa i lige Tid indbyrdes; thi enhver Chorde AD, BE (Fig. 28) danner i Forbindelse med en anden Chorde BD, AE en retvinklet Triangel. Da saaledes alle Chorderne gjennemløbes i lige Tid og efter samme Lov, saa forholde sig de drivende Kræfter som Chordernes Længder.

Sigaud de la Fond. descr. p. 175. Nollet leç. VI.

§. 127.

I Hjullinien (Cycloiden) gjennemløber et faldende Legeme den foreliggende Bue i lige lang Tid, den være lang eller kort. ABD (Fig. 29) forestille en Hjullinie, BEF den Cirkel, hvoraf den er opstaaet, og BF være lodret paa AD, saa bevises i Mathematiken, at den Bue BG, som indsluttes mellem BF, og en Linie GE, draget parallel med AD gjennem Endepunktet E af en Chorde EB, er = det Dobbelte af denne Chorde. Altsaa Buen BG altid i Forhold til Chorden EB. Et Legeme, som befinder sig i G, vil stræbe at falde efter Tangenten IK, og denne er parallel med EB. Faldet skeer altsaa med samme Kraft, som i denne Chorde. Men Hastigheden i Chorden staaer altid i Forhold til dennes Længde. Følgeligen staaer ogsaa Hastigheden i G i Forhold dertil, eller til Buen BG, som har samme Forhold. Men naar Hastighederne staae i Forhold til de gjennemløbne Rum, saa tilbagelægges disse i lige Tider; thi man udtrykke to Bevægelsers Rum ved R og r, deres Tider ved T og t, saa ere deres Hastigheder $= \frac{R}{T}$ og $\frac{r}{t}$. Have vi nu, af vidre Grunde, $\frac{R}{T} : \frac{r}{t} = R : r$, saa maa nødvendigviis T være = t.

Formedelst den her angivne Egenskab kaldes Hjullinien ogsaa Ligetidslinien (den Tautochroniske Linie). Af alle krumme Linier gjennemløbes den ogsaa i den korteste Tid, og kaldes derfor Snarfaldslinien, eller den Brachystochroniske Linie. Hjullinien fører sit Navn deraf, at ethvert Punkt i Omkredsen af et Hjul, der ruller hen ad en lige Linie, beskriver en saadan. Man kan altsaa

let beskrive den, naar man befæster en Blyant i Omkredsen af en cirkelformig Skive, og lader denne rulle hen ad en lige Linie. Mersenne opdagede 1616 denne krumme Linie, hvis Natur han dog først, ved Robervals Hjelp, senere lærte at kjende. Des Cartes og Wren udvidede denne Opdagelse betydeligt. Huygens byggede derpaa, som i det Følgende vil sees, en egen Indretning af Pendulet, og Joh. Bernouilli viste, at den var Linien for det hastigste Fald.

En temmelig fuldstændig Udvikling af Cycloidens Egenskaber findes i Cavallos ausführliches Handbuch der Experimentalnaturlehre, übersetzt von Trommsdorff, 1 B. 172-190 i Anmærkningen.

§. 128.

Man kan let bekræfte Hjulliniens her forklarede Egenskaber ved Erfaringen. Man behøver dertil kun en i Træe indpløiet Rende, af Hjulliniens Figur. Naar man deri lader nedløbe to glatte Metalkugler, fra forskjællig Høide, saa ville de dog lige tidlig komme til Maalet. Har man endnu tilføiet en cirkeldannet og en lige Rende af samme Høide, saa vil man ogsaa let kunne overbevise sig om, at Faldet skeer hurtigere gjennem Hjullinien end gjennem Cirkelbuen, og ligesaa hurtig som i dennes Chorde.

Sigaud de la Fond. descr. T. I. S. 180.

IV. Pendulet.

§. 129.

Et Legeme, som i noget andet Punkt end dets physiske Midtpunkt er saaledes ophængt, at det frit kan bevæge sig

deromkring, kaldes et Pendul (Pendulum). Til Brug for vore Undersøgelser forestille vi os et saadant, som blot bestaaer af en Linie uden Tyngde, i hvis nedhængende Spidse befinder sig et tungt Punkt. Et saadant Pendul kaldes enkelt (Pendulum simplex), eller det mathematiske. Et legemligt Pendul derimod bestaaer af utallige tunge Punkter, som ere ulige nær ved Ophængningspunktet. Det kan desaarsag forestilles som sammensat af utallige enkelte Penduler, og fører derfor Navn af det sammensatte Pendul (Pendulum compositum).

§. 130.

CA (Fig. 30) forestille et enkelt Pendul, hvori A er det tunge Punkt. Det er klart, at dette kun da er i Hvile, naar CA har en lodret Stilling mod Jordens Overflade. Naar den bringes i en anden Stilling CB, er den ikke fuldkomment understøttet, og maa altsaa falde ned mod A. Ved Tyngden vilde det vel stræbe at falde lodret mod Jorden, gjennem BE, men da det tilbageholdes i Retningen CB, saa opløses Tyngden i to andre Kræfter BF og BG. Den første ophæves ganske ved den tilbageholdende Linie, altsaa bliver kun BG tilbage. Denne er egentlig Tangent til Svingningsbuen i Punktet B, men naar Buen BG tages for uendelig lille, saa falder den sammen med sin Tangent. Da BE og CA ere lodrette mod Jorden, og altsaa parallele, saa er Vinkelen BEG = FBE = BCA, og BG, som er Sinus for den første, naar BE betragtes som Sinus totus, kan altsaa siges at forholde sig til hele Tyngden, som Sinus af BCA til Sinus totus. BCA kaldes Pendulets Fjer-

ningsvinkel (Elongationsvinkel), eller ogsaa Svingningsvinkel (Oscillationsvinkel). Vi kunne følgeligen ogsaa sige, at Drivekraften paa hvert Punkt i Buen forholder sig som Sinus til Fjerningsvinkelen. Denne Kraft forbliver altsaa ikke i nogen Deel af Buen den samme, men formindskes med Svingningsbuen. Denne Drivekraftes Foranderlighed forhindrer dog ikke, at jo det tunge Punkt, ved Enden af sin Bane, opnaaer samme Hastighed, som om det var faldet ned fra den tilsvarende lodrette Høide (§. 121), eller gjennem Buens Sinus versus HA. Ved denne Slutningshastighed vil det nu stræbe at bevæge sig videre efter Tangenten til A, men kan, formedelst Linien hvorved det hefter, kun gjennemløbe Buen AD, hvor Hastigheden efterhaanden af Tyngden formindskes, paa samme Maade, som den under Faldet voxede. Ved D er altsaa Hastigheden forsvunden og = o, saa at nu Tyngden bringer det til at falde tilbage til A, ved hvilket Fald det atter opnaaer Kraft nok for at stige til B, og saaledes fremdeles.

§. 131.

En Gang fra B til D kaldes en enkelt Svingning, undertiden ogsaa en halv (oscillatio simplex, dimidiata). En Gang og Tilbagegang tilsammentagne kaldes en sammensat Svingning (oscillatio composita) undertiden ogsaa en heel. Svingninger som fuldbyrdes i lige Tider, kaldes ligetidige (oscillationes isochronæ).

De ældre Physikere talte i Almindelighed efter sammensatte, eller som de kaldte dem, hele Svingninger. De nyere

tælle efter enkelte. Naar derfor i ældre Skrivter Svingningernes Antal angives, maa man vel lægge Mærke til, om det ei ere sammensatte Svingninger, hvorom der tales, og som da maae tages dobbelt, for at jevnfores med nyere Angivelser.

§. 132.

Varigheden af en Svingning, eller Svingningstiden, bestemmes ved Pendulets Længde, Fjerningsvinkelens Størrelse, og Tyngdekraften.

§. 133.

Ved lige Fjerningsvinkel og Tyngdekraft forholde sig Svingningstiderne som Qvadratrødderne af Pendulernes Længder. Ca og CA (Fig. 31) forestille to Penduler, som under Fjerningsvinkelen BCA falder gjennem Buerne ba og BA. Da disse Buer ere parallele, saa forholde sig Tiderne, hvori de gjennemløbes, som Qvadratrødderne af de tilbagelagte Rum, (§. 124) det er: som $\sqrt{BA} : \sqrt{ba}$. Men Buerne BA og ba forholde sig som CA: Ca, altsaa ogsaa $\sqrt{BA} : \sqrt{ba} = \sqrt{CA} : \sqrt{Ca}$; følgeligen forholde sig Svingningstiderne for de halve enkelte Svingninger, altsaa ogsaa for de hele, som Qvadratrødderne af Pendulernes Længde.

§. 134.

Svingningernes Antal i en given Tid er desto større, jo kortere Svingningstiderne ere. Altsaa forholder sig An-

tallet af et Penduls Svingninger omvendt, som Quadratrødderne af Pendulernes Længde.

§. 135.

Tiden, hvori en uendelig liden Pendulsvingning foregaaer, forholder sig til den, hvori et Legeme vilde falde gjennem Pendulets halve Længde, som Cirklens Omkreds til dens Diameter. CA (Fig. 32) forestille et Pendul, som svinger i Buen BAD, hvis Diameter er GA, og i sin Opstigen fra A til D befinder sig i F. $\sqrt{EH}$ udtrykker den Hastighed, som et Legeme vilde erholde ved at falde gjennem BF. BD og FF være parallele Chorder. Ved at falde gjennem $\frac{1}{4}GA$ erholder Legemet en Hastighed $= \sqrt{\frac{1}{4}GA} = \frac{1}{2}\sqrt{GA}$. Da videre den Hastighed, et Legeme erholder, ved at falde gjennem $\frac{1}{4}GA$, sætter det i Stand til, i en lige saa lang Tid at gjennemløbe $\frac{1}{2}GA$, saa er $\frac{\frac{1}{2}GA}{\frac{1}{2}\sqrt{GA}}$, eller $\frac{GA}{\sqrt{GA}} = \sqrt{GA}$ det samme som Rummet divideret med Hastighederne, = Tiden, i hvilken et Legeme falder gjennem $\frac{1}{4}GA$, eller gjennem Pendulets halve Længde (§. 51). Man drage nu ff uendelig nær ved FF, saa at Ff vorder et Differential af Buen. I dette Rumelement er Hastigheden = Slutningshastigheden af et Fald gjennem BF $= \sqrt{EH}$, altsaa $\frac{Ff}{\sqrt{EH}}$ den Tid, i hvilken Ff gjennemløbes (§. 51). Men Ff er $= \frac{\frac{1}{2}GA.\,Hh}{\sqrt{GH.\,HA}}$; thi kalde vi Pendulets Længde eller Radius r, HF, y, HA, x, og

lade Fi falde lodret paa ff, saa er $fi = dy$, $Hh = iF = dx$, følgeligen $Ff = \sqrt{(dx^2 + dy^2)} = (dx^2 + dy^2)^{\frac{1}{2}}$. Men $y^2 = 2rx - x^2$, altsaa $2ydy = 2rdx - 2xdx$, følgeligen $dy = \frac{rdx - xdx}{y}$, og $dy^2 = \frac{r^2dx^2 - 2rxdx^2 + x^2dx^2}{y^2}$ $= \frac{r^2dx^2 - y^2dx^2}{y^2} = \frac{r^2dx^2}{y^2} - dx^2$; altsaa er $dy^2 + dx^2 = \frac{r^2dx^2}{y^2}$, og $(dy^2 + dx^2)^{\frac{1}{2}} = \frac{rdx}{y} = \frac{\frac{1}{2}GA.\ Hh}{\sqrt{(GH.\ HA)}}$ (fordi y er $= \sqrt{(GH.\ AH)}$) $= \frac{\sqrt{GA}}{\sqrt{GH}} \cdot \sqrt{GA.}\ \frac{\frac{1}{2}Hh}{\sqrt{HA}}$ $= Ff$; følgelig $\frac{Ff}{\sqrt{EH}} = \frac{\sqrt{GA}}{\sqrt{GH}} \cdot \sqrt{GA.}\ \frac{\frac{1}{2}Hh}{\sqrt{(HA.\ EH)}}$

Man halvere nu EA i L, og med Radius $LA = LE$ slaaes Cirkelen EkKA. I denne findes, paa samme Maade som for Ff i den større Cirkel, $Kk = \frac{\frac{1}{2}EA.\ Hh}{\sqrt{(EH.HA)}}$, og $\frac{Kk}{EA} = \frac{\frac{1}{2}Hh}{\sqrt{(EH.HA)}}$. Heraf følger da $\frac{Ff}{\sqrt{EH}} = \frac{\sqrt{GA}}{\sqrt{GH}} \cdot \sqrt{GA.}\ \frac{Kk}{EA}$, hvilket da er Tiden, hvori Ff gjennemløbes. Er nu Forskjællen mellem GA og GH uendelig lille, saa kan $\sqrt{\frac{GA}{GH}}$ ansees som 1, og Integralet af $\sqrt{GA.}\ \frac{Kk}{EA}$ er da $= \sqrt{GA.}\ \frac{EKA}{EA}$. Dette er altsaa Tiden, hvori $\frac{1}{2}$ Svingning, nemlig fra A til D, fuldendes, og Tiden for en heel er da $\sqrt{GA.}\ \frac{EKAKE}{EA} = S$, naar vi dermed ville betegne Svingningstiden. Vi have da $S : \sqrt{GA} = EKAKE : EA$, det er: een enkelt Svingningstid forholder sig til den Tid, hvori Legemet falder gjennem Pendulets halve Længde, som Cir-

kelens Omkreds til Diameter. Kaldes nu Forholdseksponenten mellem Omkreds og Diameter π, saa er $S = \pi\sqrt{GA}$ og $\frac{S}{\pi} = \sqrt{GA}$ = Faldtiden gjennem Pendulets halve Længde. Det er klart, at i en dobbelt saa lang Tid vilde Pendulet have gjort 2 Svingninger, men et Legeme i frit Fald have gjennemløbet Pendulets dobbelte Længde, altsaa en sammensat Svingningstid til den Tid, hvori et Legeme kunde falde gjennem Pendulets dobbelte Længde, som Cirkelens Omkreds til Diameter. Dette Udtryk foresindes i de fleste Lærebøger.

Cavallos Handbuch der Experimentalnaturl. B. I. S. 172-189.

Da Forholdet mellem Cirkelens Omkreds og Diameter, eller π altid er det samme, saa kunde ogsaa af den ovengivne Lov udledes, at Svingningstiderne forholde sig som Qvadratrødderne af Pendulernes Længde.

§. 136.

Af den foregaaende Lov flyder den mærkværdige Sætning, at Faldhøiden er saa stor som Pendulets halve Længde, multipliceret med Qvadratet af det Tal, som angiver Forholdet mellem en Cirkels Omkreds og Diameter; thi er $\frac{S}{\pi}$ = Faldtiden gjennem Pendulets halve Længde, som vi ville kalde $\frac{1}{2}L$, saa forholder, efter den jevntvorende Hastigheds Love, det Rum, der i en heel enkelt Svingningstid = S kan gjennemløbes, til $\frac{1}{2}L = S^2 : \frac{S^2}{\pi^2}$, og Faldhøi-

den i en Svingningstid, S, er da $= \frac{1}{2} L\pi^2$. Tallet π er, som Mathematiken lærer $= 3,14159\ldots$, og Qvadratet deraf altsaa $= 9,8695877$, med dette multipliceres da Pendulets halve Længde, for at erfare Faldhøiden i een Svingningstid. Denne Opdagelse skyldes Huygens, og tjener til nøiagtigere at bestemme Faldhøiden, end det paa nogen anden Maade er muligt.

§. 137.

Man kan temmelig nær bekræfte de her angivne Love ved Forsøg med Penduler, der bestaae af en liden Metalklump, som hænger i en overmaade fiin Traad, et Haar, eller endnu bedre i Spindet af en Silkeorm. Man vil med saadanne erholde Resultater, der meget nærme sig de mathematiske, men fuldkomment nøiagtige kunne de dog ikke være, da de tunge Punkter, som ligge Ophængningspunktet nærmere, stræbe at svinge hurtigere.

§. 138.

Et legemligt Pendul svinger saaledes langsommere end et ligesaa langt mathematisk. Man maa altsaa opsøge det kortere mathematiske Pendul, hvortil det legemlige svarer. Man kan nemlig beregne, hvor meget hvert Punkt bidrager, i sin Afstand, til at sætte Pendulet i Bevægelse, og saaledes finde et Punkt, hvori alle Svingningernes Virkninger maa tænkes sammentrængte. Dette Punkt kaldes Svingningspunktet, eller Svingningernes Midtpunkt (centrum oscillationis). Dette Punkts

Afstand fra Ophængningspunktet er det enkelte Penduls sande Længde, hvortil det legemlige Pendul svarer.

De hertil nødvendige Regninger kan eftersees i De la Lande exposition du calcul astronomique, Paris 1762. S. 199, i Kästners Anfangsgründe der höhern Mechanik, Götting. 1793. S. 419. o. f. Her ville vi nøies med følgende Resultater:

1) En Stang, som overalt er lige tyk, har sit Svingningspunkt $\frac{2}{3}$ af sin Længde fra Ophængningspunktet.

2) I en Kugle, som hænger ved en Traad, der ingen mærkelig Tyngde har, finder man, hvor dybt Svingningspunktet ligger under Midtpunktet, naar man dividerer Qvadratet af Kuglens Radius med dens Midtpunkts Afstand fra Ophængningspunktet, og multiplicerer Qvotienten med $\frac{2}{5}$.

3) Naar man maa tage Hensyn paa Traadens eller Stangens Vægt, og man kalder Traadens eller Stangens Vægt u, Kuglens P, Kuglens Radius b, Afstanden mellem Kuglens Midtpunkt og Ophængningspunktet a, saa er Svingningspunktets Afstand fra Kuglens Midtpunkt:

$$\frac{(\frac{1}{3}u + \frac{2}{5}P)\,b^2 - \frac{1}{6}u\,(ab + a^2)}{(\frac{1}{2}u + P)\,a - \frac{1}{2}bu}$$

§. 139.

Vi begribe nu, hvorledes Pendulet kan anvendes som Tidsmaaler. Vi have intet andet Middel til nøiagtigen at bestemme Tiden, end Bevægelse. Naar vi deri kjende Hastigheden og Rummet, saa lader sig Tiden deraf let beregne. Den jevne Bevægelse er naturligviis den meest skikkede hertil, da heri Tiderne forholde sig som de gjennemløbne Rum. Men at frembringe en fuldkommen jevn og varig Bevægelse, er ikke let, fordi Tyngden, Luftens Modstand, Rivningen mellem Legemernes Dele forandre enhver jevn Bevægelse til

en ujevn. Vel tilbyder os Naturen et stort Tidsmaal i Himlens evige Bevægelse; men denne kan ikke altid tilstrækkeligen af os iagttages. Vi have derfor taget vor Tilflugt til Pendulets Svingninger. Hver af disse for sig fuldbyrdes vel ved en ujevn Bevægelse, men da alle disse Svingninger have lige Længde, saa dannes derved en Række, som harmonere med Tidens egen jevne Gang. Men tilstrækkelig varig vilde denne Bevægelse endnu ikke være, fordi Luftens Modstand og Rivningen efterhaanden maatte ophæve den. Man har derfor sat Pendulet i Forbindelse med en, af adskillige Hjul sammensat, Maskine, der enten ved en Fjeder eller ved Lodder sættes i Bevægelse. Et af denne Maskines tandede Hjul staaer nu i en saadan Stilling mod Pendulet, at det under sin Omdreining med en Tand efter den anden maa gribe ind i en med Pendulet forbunden Indretning, og ikke kan indgribe, uden eengang ved hvert Pendulsving. Saaledes holdes da Pendulet i bestandig Svingning, og Maskinens Gang reguleres. En dermed forbunden Viser kan da i en given Tid fuldbyrde et Kredsløb med en jevn Bevægelse. Dette er Hovedindretningen af Penduluhrene.

Sigaud de la Fond. traité de physique, T. I. p. 371-376.

I Lommeuhrene tjener en Spiralfjeder, som afvexlende gaaer ud og ind, og kaldes Uroen, til Regulator.

§. 140.

Ved Sammenligning mellem Uhrets Gang og astronomiske Iagttagelser kan man nu bringe i Erfaring, hvor

meget Pendulet skal forlænges eller forkortes, indtil Pendulet nøiagtigen gjør en enkelt Svingning i et Secund, og af dette legemlige Penduls Længde beregne Længden af det mathematiske Secundependul. Denne er for Paris, med hvis Beliggenhed andre Steders i saa mange Iagttagelser sammenlignes = 0,9939 Metrer = 3 Fod 8,57 Linier gammelt Fransk Maal = 455,89 Rhinlandske eller Danske Linier, eller 3 Fod 1 Tomme 11,89 Linier.

§. 141.

Paa Pendulets Gang have adskillige udvortes Omstændigheder Indflydelse. Disse ere fornemmeligen:

1) Luftens Modstand. Pendulet maae ved sin Bevægelse i Luften nødvendig drive noget af denne ud af dens Plads, og altsaa meddele den Bevægelse, hvilken det da selv taber. Naturligvis er dette Tab desto større, jo større Pendulets Omfang er i Forhold til dets Masse. Heraf følge da, at et Pendul af en større Egenvægt i Luften virkeligen bevæger sig noget hastigere end af en mindre, uagtet Tyngden, eller den egentlige Drivekraft, i begge er den samme. Den Deel af Svingningen, hvori Pendulet falder, fuldbyrdes altsaa lidet langsommere, og den, hvori den stiger, noget hastigere, end det vilde skee i det lufttomme Rum. Da Luften saaledes har en modsat Virkning paa hver Halvdeel af en Svingning, saa ophæver den ene næsten ganske den anden, og man behøver for denne Luftens Indflydelse ingen Rettelse. Men Luften har endnu en anden Virkning paa Legemer, som deri befinde sig, at den nemlig ophæver en Deel af den Kraft, hvor-

med de stræbe mod Jordens Midtpunkt. Denne Formindskning staaer i samme Forhold til Legemets hele Tyngdekraft, som Luftens specifikke Vægt til Legemets. Secundependulet kommer altsaa herved til at gaae langsommere, og maa følgeligen være kortere i Luften end i et lufttomt Rum. Disse Længders Forskjæl forholder sig til det enkelte Penduls Længde, som Luftens specifiske Vægt til Materiens (jevnf. No. 2).

Bouguer Figure de la terre. S. 399 o. f. Van Swinden positiones physicæ Harderovici 1786 & 87. T. I. §. 236.

2) Centrifugalkraften. Hvorledes denne formindsker Tyngden er forhen viist. §. 111) Som Tyngden formindskes, saaledes formindskes Hastighederne, og med disse staae Qvadraterne af Tiderne, hvori de gjennemløbes, i omvendt Forhold. Som Tyngden altsaa voxer, saa formindskes Svingningstidernes Qvadrater. Men disse formindskes ligeledes i samme Forhold, som Pendulet forlænges; altsaa maa Pendulet forlænges i samme Forhold, som Tyngden voxer, dersom dets Gang ikke skal forandres, og paa forskjællige Steder maa Tyngden forholde sig som Secundpendulets Længde.

De la Lande calcul astronomique. Paris 1762 §. 203.

3) Varmen. Det vil i det Følgende bevises at Varmen udvider alle Legemer. I Følge heraf maae altsaa Pendulet gaae langsommere ved formeret, hastigere ved formind-

sket Varme. Denne Feil kan rettes derved, at man giver Pendulet en saadan Indretning, at visse Deles Forlængelse er i Stand til at ophæve den, som finder Sted i andre. Fig. 33 forestiller et saadant Pendul, CA. Naar Varmen forlænger Stangen AB, hvorved Vægten hænger, saa ville naturligvis alle de andre Stænger, hvoraf Pendulet er sammensat, bevæge sig med; men kun ved Forlængelsen af de Linier, som ere betegnede med aa, vorder Pendulet i det Hele længere, ved Forlængelsen af de med bb betegnede, løftes Tverbjelkerne bb, bb op ad, hvorved Pendulet da forkortes. Men da Stængerne aa tillige med BA tilsammen udgjøre en meget større Længde end Stængerne bb, saa maae disse gjøres af et Metal, der ved Varmen stærkere udvider sig, end det hvoraf hine ere dannede. Man opfylder denne Betingelse ved, at gjøre Stængerne bb af Messing og de andre af Staal. Efter Berthouds Forsøg forholder sig det bløde Staals Udvidelse til Messingets = 69 : 121. Da nu i Øvrigt Stængernes Forlængelse retter sig efter deres Længde, saa kan man let beregne, hvilket Forhold man skal give dem, naar deres Forlængelser gjensidigen skulle ophæve hinandens Virkninger. Da Zinken endnu udvider sig meget stærkere ved Varmen end Messing, saa har man i de senere Tider anvendt dette Metal til at sammensætte de ved Varmen uforanderlige Penduler. Arnold, en Engelsk Kunstner har angivet et saadant, hvori kun er 2 Zinkstænger og to Staalstænger. Foruden disse har man endnu adskillige andre Indretninger og Forslag til samme Øjemed, men hvilke det vilde være for vidtløftigt her at anføre.

Berthoud essai d'horlogerie. Paris 1763. 4. Tom. 2. S. 105. Urban Jørgensens Regler for Ti-

dens nøjagtige Afmaalning ved Uhre. Kjøbenhavn 1804. 4. S. 23-40. Den forøgede Oversættelse af samme, under Titel: Principes généraux pour l'exacte mesure du temps &c. Copenhague 1805. S. 37 o. f.

§. 142.

Naar nu alle disse Berigtigelser ere iagttagne, og Pendulet, som det sig bør, svinger i meget smaa Buer, saa er Pendulets Gang dog ikke den samme overalt paa Jordkloden. Man har funden den:

1) Under Æqvator ved Havets Overflade, 439, 21 paris. Linier = 454, 48 danske.

2) I Paris, under 48°50' Polhøide, = 440,57 par. Lin. = 455,89 danske.

3) I Leiden, under 52°9', = 440,718 par. Lin. 456,048 danske.

4) I Pello i Lapland, under 66°48', = 441,27 par. Lin. = 456,61 danske.

Ved disse og mangfoldige andre Iagttagelser har man fundet, at Secundpendulets Længde er mindre under Æqvator, og voxer jo nærmere man kommer Polerne, og det i en større Grad, end den blotte Centrifugalkraft kunde foraarsage. Man kan let overbevise sig herom, ved at beregne Centrifugalkraftens Virkning efter §. 111, og sammenligne den deraf flydende Forkortning med den iagttagne. Den egentlige Tyngdekraft er altsaa ikke lige stor over hele Jordkloden, men voxer i samme Grad, som man kommer videre fra Æqvator mod Polerne. Allerede Neuton viste, at dette hidrører fra Jordens sphæroidiske Form, i det den nemlig er ophøiet under Æqvator og sammentrykt imod Polerne; thi heraf

følger at Legemerne under Æqvator ere længere borte fra det tiltrækkende Midtpunkt, end de ere ved Polerne. At Jordkloden virkelig har denne Form, bekræfte Udmaalninger af Meridiangraderne, foretagne paa forskjellige Steder paa Jorden. Man har derved fundet saa noiagtig Overensstemmelse mellem Theorie og Erfaring som Sagens Natur tillader. Lægge vi nu hertil, at Theorien fra en anden Side lærer at Jordkloden nødvendigen, i Følge Centrifugalkraften maatte antage denne Form, og at Størrelsen af de beregnede Dimensioner ikke afviger meget fra de i Erfaringen fundne, saa kunne vi fastsætte, som en uomstødelig Sandhed: at Tyngden ikke overalt er lige stor paa Jordkloden, men formeres fra Æqvator mod Polerne, og denne Ulighed hidrører fra de forskjellige Afstande, Punkterne i Jordens Overflade have fra Midtpunktet.

Bouguer figure de la terre. Paris 1749. 4.

§. 143.

Da Jordklodens Form ei er aldeles regelmessig sphæroidisk, saa er det ogsaa klart at Tyngden ikke tiltager fuldkommen regelmessigt fra Æqvator til Polerne. I Følge alle Pendulforsøg og Udmaalinger har man Grund til at troe, at Tyngden er større mod Sydpolen end mod Nordpolen.

En meget oplysende Tabel over Pendullængderne findes i Musschenbroeks introd. ad phil. nat. §. 333.

Har Jorden maaskee ikke sit tiltrækkende Punkt i sit Midtpunkt, men nærmere Sydpolen? Wrede über die Excentricität des Schwerpunktes der Erde, i Neue Schrift

der Ges. naturf. Freunde in Berlin. B. 3. Eller er Jorden virkelig fladere mod Sydpolen, som Udmaalningerne ved Cap synes at vise?

§. 144.

Ved Pendulet viser det sig ogsaa, at Tyngden paa samme Sted gjennem hele Aaret forbliver den samme, saa at Jordens Stilling mod Solen og Maanen ikke forandrer den saa meget, at dette kan vorde mærkeligt for Pendulet, skjøndt denne Forandring kan vise sig i Ebbe og Flod, hvor Totalvirkningen er Integralet af Virkningen paa de enkelte Dele. Heller ikke har man fundet, at Tyngdens Retning i mindste Maade leed nogen Forandring

Bouguer figure de la terre pag. 336. Hist. de l'acad. Roy. 1754. p. 1.

§. 145.

Pendulernes Svingninger ere langsommere paa høiere Steder end paa lavere. Bouguer fandt paa Pichincha 2400 Favne over Havfladen, Secundependulets Længde = 438,69 Linier, i Quito 1500 Favne over Havet = 438,82, og samme Sted ved Havets Overflade = 439,10. Beregner man herefter Tyngdekraftens Aftagelse, fra Jordens Midtpunkt regnet, saa giver dette vel en noget mindre Aftagelse end efter Afstandenes Quadrater (§.142), men denne Afvigelse lader sig tildeels forklare af den Virkning, som Bjergets egen Masse maae have paa Pendulets Gang, tildeels maae man tilskrive den Umueligheden af at anstille saa fine Forsøg uden al Feil.

Bouguer figure de la terre. S. 335-337.

Tredie Afsnit

om

Ligevægten i Almindelighed og faste Legemers Ligevægt i Særdeleshed.

I. Ligevægt i Almindelighed.

§. 146.

Legemer siges, at være i Ligevægt, naar de ved deres gjensidige Bestræbelse efter at bevæge sig, holde hinanden i Hvile. Dette forudsætter: 1) at de paa nogen Maade maae være forbundne med hinanden, 2) at deres Bestræbelser til Bevægelse maa have modsatte Retninger, 3) at disse modsatte Bestræbelser maae være lige store.

§. 147.

Bestræbelserne til Bevægelse er lige, naar Masserne som skulle bevæges mul-

tiplicerede med de Hastigheder, hvormed de stræbe at bevæge sig, ere lige (§§. 64, 65). Heraf flyder, at saa mange Gange som Massen paa den ene Side er større end paa den anden, saa mange Gange maa Hastigheden paa den anden være større end paa den modsatte, eller Hastighederne og Masserne maae staae i omvendt Forhold til hinanden.

Dette fremstilles let mathematisk. Skulle nemlig to bevægede Masser m og m', med Hastighederne h og h' have lige stor Virkning, saa maae mh være = m'h', hvilket, i Følge Arithmetiken, kun da finder Sted, naar h : h' = m' : m.

§. 148.

Heraf følger den mærkværdige Lov, at man taber i Tid, hvad man vinder i Kraft, naar man ved Hjelp af nogen som helst Indretning vil sætte et større Legeme i Bevægelse ved Hjelp af et mindre; thi saa mange Gange, som det bevægede Legeme skal være større end det, som sætter det i Bevægelse, saa mange Gange mindre er det Rum, det derved i lige Tid gjennemløber. Er f. Ex. det bevægede Legeme 5 Gange større end det, som forestiller Kraften, saa vil hint kun gjennemløbe $\frac{1}{5}$ Fod, medens dette gjennemløber een. Vare de derimod lige store, saa vilde det første ogsaa gjennemløbe et lige Rum.

Denne Lov, som først er fremsat af Des Cartes, bekræftes ogsaa ved Skraaplanen (§. 120).

II. Vægtstangen.

§. 149.

Det meest eenfolde Tilfælde for Undersøgelsen over Ligevægten er det, naar modsatte Kræfter virke i to eller flere Punkter af en lige Stang, som frit kan bevæge sig om et Punkt. En saadan fører da Navn af en Vægtstang, (vectis). I de mathematiske Undersøgelser begynde vi med at forestille os en saadan uden Tyngde, hvilken derfor kaldes den mathematiske, som vel maa skjælnes fra den legemlige. Punktet, hvorom Vægtstangen bevæger sig, kaldes Bevægelsesmidtpunktet, eller Bevægelsespunktet (centrum motus), fordi al Bevægelsen dreier sig derom; men da det selv er i Hvile, kaldes det ogsaa Hvilepunktet. Det hvorpaa det understøttede Punkt hviler, kaldes Støtningen, (Fulcrum, Hypomochlion). Denne kan efter Omstændighederne være et Underlag, et Overlag, en Tap. Af Kræfterne (Potentiæ), som stræbe at sætte Vægtstangen i Bevægelse, kaldes, med Hensyn paa Anvendelsen, den ene i Særdeleshed Kraften (Vis), den anden Lasten (onus); men den almindelige mathematiske Undersøgelse maa betragte dem begge som Kræfter.

§. 150.

Vi skjælne to Arter af Vægtstangen: den toarmede (vectis heterodromus), som ogsaa kaldes Vægtstangen af første Art, og den eenarmede (vectis homodromus), som ogsaa kaldes Vægtstangen af anden Art.

Ved Anvendelsen lægges endnu Mærke til to Arter af den sidste, nemlig den, hvor Lasten er mellem Kraften og Hvilepunktet, og den, hvor Kraften er mellem Lasten og Hvilepunktet.

§. 151.

Grundloven for Kræfternes Virkning paa den toarmede Vægtstang er allerede i det Foregaaende (§. 65) viist, uagtet Navnet ikke blev nævnet. Den bestod deri: at en bevægende Kraft virker desto stærkere paa et Punkt, jo længere dette er fra Hvilepunktet, og dette skeer, fordi Buen, som de forskjellige Punkter i lige Tider beskrive, altsaa deres Hastigheder, forholde sig som Afstandene fra Hvilepunktet. Samme Lov og samme Aarsag gjelder ogsaa for den eenarmede Vægtstang CA (Fig. 34), hvor C betegner Hvilepunktet, D Underlaget, B det Punkt, hvor en Vægt virker nedad, A et andet Punkt, hvor en Vægt ved Hjelp af en Snor, der gaaer over en Tridse, virker opad. Det er nemlig klart, at de Buer, som Punkterne B og A i lige Tid stræbe at beskrive, maae forholde sig som deres Radier, eller Afstandene fra Hvilepunkterne CB, CA. Hastigheden for de Masser, som jeventidigen stræbe at bevæge sig med hine Punkter, staae altsaa i samme Forhold. Masserne maae følgeligen være i omvendt.

§. 152.

Naar de Love, som her ere opstillede for den mathematiske Vægtstang, i Erfaringen skulle fremstilles, saa maa man naturligviis tage Hensyn paa den legemlige Vægtstangs

egen Vægt. Man gjør bedst i ved et passende Middel forud at ophæve denne. I den toarmede Vægtstang (Fig. 35) er dette let, man lader kun i alle Tilfælde begge Armene blive lige lange, saa ophæver den enes Vægt den andens, og det er, som om den ingen Vægt havde. I Stedet for at forkorte Vægtstangens Arm, skyder man altsaa det vedhængende Legeme nærmere ind mod Hvilepunktet. Ved den eenarmede Vægtstang (Fig. 34) anbringer man paa den frie Ende A en Snor, som gaaer over en Tridse, og hvorved hænges saa megen Vægt, som netop behøves til at bære Stangen. Siden kan ved denne Vægt hænges en anden, som skal bære Vægten i B. Man kan ogsaa tage en toarmet Vægtstang, som den ligearmede Vægtstang DA (Fig. 36), hvor den ene Arm holder den anden Ligevægten, og da benytte een af Armene CA, som om den var en eenarmet Vægtstang.

§. 153.

Produktet af Massernes Afstande fra Bevægelsespunktet kaldes deres statiske Moment. Man kan altsaa ogsaa udtrykke Vægtstangens Lov saaledes: De Legemer, som virke paa en Vægtstang, ere i Ligevægt, naar de statiske Momenter ere lige.

§. 154.

I den toarmede Vægtstang er Trykket, som Støtningen lider = Summen af de Legemers Vægter, som virke derpaa; men i

den eenarmede er den = disses Forskjæl. Loven for den toarmede Vægtstang er af sig selv klar. For dog ret at gjøre den anskuelig, kan man ophænge en toarmet Vægtstang BA (Fig. 37) i sit Midtpunkt C, saaledes, at den bæres af en Vægt F, der hænger i en Snor, som gaaer over en Tridse; man anbringe de Legemer, som skulle holde hinanden Ligevægt, hvor man vil, f. Ex. i B og E, saa vil Vægten D altid bære det Hele, naar den er = Summen af de vedhængende Legemers Vægter. Men i denne Tilstand kunne vi betragte hvilketsomhelst af de tre Punkter i Vægtstangen som Bevægelsespunktet. Vælge vi B eller E, saa er Vægtstangen at betragte som eenarmet, og da Summen af de to yderste Vægter er = den mellemste, saa er det klart, at det Endepunkt, der tages for Bevægelsespunkt, maa holdes ved en Kraft = Vægten ved D — Vægten ved den Ende, som er Bevægelsespunktet modsat.

§. 155.

I en Vægtstang, hvis Arme BC og CA (Fig. 38) gjøre en Vinkel med hinanden, eller en Vinkelvægtstang, virke Kræfterne ligesaavel efter Forholdet til Afstanden fra Hvilepunktet, som i en lige Vægtstang, naar kun Kræfterne virke lodret paa Armene, og ikke ved en skjæv Virkning svækkes. Grunden hertil er let at indsee, den nemlig, at de modvirkende Kræfters Hastigheder ogsaa her staae i Forhold til Armenes Længde. Det er i Øvrigt let at indsee, at Legemerne ikke ved deres Tyngde kunne virke lodret paa en saadan Vægtstang, naar deres Retning ikke ved Tridser ledes.

§. 156.

Naar en Kraft virker under en skraa Retning AD paa en Vægtstang, hvis Hvilepunkt er i C (Fig. 39), saa kan man tænke sig den som sammensat af en, som virker i Retningen AG, en anden i Retningen AF, lodret paa CA. Heraf kan dannes et Kræfternes Parallelogram AGDF, bestaaende af de to retvinklede Triangeler AGD og AFD. AF er da = sinus ADF, naar AD tages for sin. tot. Men det er let at indsee, at Vinkelen CAE er = ADF, Trianglerne ACE og AFD ligedannede, hvoraf følger: at den Deel af Kraften, som virker lodret paa CA i A er = sin. CAE, naar CA antages som Radius. I Stedet for at staae i Forhold til CA, staaer saaledes Legemets Virkning nu i Forhold til CE, der baade kan betegnes som sin. CAE, og som den Lodrette fra Hvilepunktet C, til Kraftens Retning AE. Man kan altsaa forestille sig en skraavirkende Kraft, som om den virkede lodret paa en Vægtstang, hvis Længde var den lodrette Linie fra Bevægelsens Midtpunkt paa Kraftens Retning.

§. 157.

Til samme Lov kan man ogsaa komme ved følgende Betragtning: AE forestilles som en ubøielig Linie, der danner en uforanderlig Vinkel med Vægtstangen; det kan altsaa ikke gjøre nogen Forandring, om vi tænke os CAE som en aldeles ubøielig materiel brudt Linie, ligesaa lidet, som om vi endnu tænke os CE til, som en ligeledes ubøielig materiel Linie. Men det er med andre Ord, at det er ligegyldigt, om Kraften virker paa CA under Vinkelen CAE, eller

paa CE under en ret Vinkel. Det indsees let heraf, at man for alle Tilfælde, endog da naar Vægtstangene have de meest uregelmessige Boininger, kan fastsætte, at Kræfternes Virkninger forholde sig som de lodrette Linier fra Bevægelsespunktet til Kræfternes Retningslinier.

III. Om Tyngdepunktet.

§. 158.

Tænke vi os AB (Fig. 40) som en mathematisk Vægtstang, med to vedhængende Tyngder i A og B, saa er det nu, efter det Foregaaende, let at beregne, hvor Bevægelsespunktet C findes. Naar dette understøttes, f. Ex. bæres ved en Vægt D, der virker over en Tridse, saa holdes derved det Hele; og hertil udfordres en Kraft = dets Vægt. Paa samme Maade kan man tænke sig flere Vægtstange AB, DE, FG (Fig. 41), med forskjellige vedhængende Masser, at have et fælles Bevægelsespunkt i C, ved hvis Understøttelse de alle bæres. Det er ligeledes indlysende, at ogsaa her den Kraft, som udfordres til at bære det Hele, er = Summen af alle Legemernes Vægt. Det er endeligen let at udvide denne Tanke til alle Delene i et heelt Legeme, og at indsee, at i ethvert Legeme maa der gives et Punkt, hvori alle Delenes Tyngder virke som forenede, og ved hvis Understøttelse hele Legemet er understøttet. Dette Punkt kaldes Tyngdepunktet, eller Tyngdens Midtpunkt (centrum gravitatis).

§. 159.

Naar et Legeme lægges over en skarp Kant, og rykkes saa længe frem og tilbage derover, indtil det hviler, saa maa Tyngdepunktet ligge i den lodrette Flade, hvis Grendse den understøttede Linie er. Denne Flade kaldes Tyngdefladen (planum gravitatis). Lægger man nu Legemet i en anden Retning, som skjærer den første, saa har man to Tyngdeflader, som skjære hinanden, og deres Gjennemsnit er Tyngdelinien (diameter gravitatis). Ved et tredie Forsøg endeligen opdager man, i hvilket Punkt af denne Linie Tyngdepunktet er. Man kan ogsaa finde Tyngdelinien, naar man ophænger et Legeme i en Traad; thi denne maa forlænget gaae gjennem Tyngdepunktet, og angiver da en Tyngdelinies Beliggenhed. Hvor to saadanne Tyngdelinier skjære hinanden, er naturligviis Tyngdepunktet.

§. 160.

Ethvert i sin Masse eensartet Legeme, der indeholder et Punkt af den Beskaffenhed, at hvilkensomhelst Deel paa den ene Side deraf har en anden tilsvarende i lige Afstand paa den modsatte Side, har sit Tyngdepunkt i dette Punkt. I en Kugle er altsaa Midtpunktet og Tyngdepunktet det samme: i et Parallelogram er det der, hvor to Diagonaler skjære hinanden: i et Parallelepipedum finder man det, i Midten af den Linie, som drages mellem to modsatte Fladers Tyngdepunkt.

§. 161.

En Linie, som gaaer igjennem Tyngdepunktet af alle de parallele Snit, der i en vis Retning kunne gjøres i et Legeme eller en Flade, maae være en Tyngdelinie. Saaledes er den Linie, som fra et Vinkelpunkt af en Triangel drages til Midtpunktet af den modstaaende Side, en Tyngdelinie, og det Punkt, hvor to saadanne Linier skjære hinanden, Triangelens Tyngdepunkt. I en Kegle eller i en Pyramide er Axelen Tyngdelinie, i en Halvkugle den Linie, som i Midtpunktet staae lodret paa Grundfladen; men paa hvad Sted i Linien Tyngdepunktet er, kan kun ved mathematiske Undersøgelser bestemmes.

§. 162.

I en mathematisk Vægtstang, med vedhængede Vægte, finder man let Tyngdepunktets Afstand fra en af Enderne; man tager nemlig Summen af alle de Producter, som fremkomme, naar man multiplicerer Masserne med deres Afstande fra den givne Ende, og deviderer denne Størrelse med Summen af Masserne. Fg (Fig. 42) være en saadan Vægtstang med Masserne af a, b, d, e. Er C deri Hvilepunktet, saa maa a.AC + b. BC være = d.CD + e.CE, det er a (AG — CG) + b (BG — CG) = d (CG — DG) + e (CG — GE), eller a.AG — a.CG + b.BG — b.CG = d.CG — d.DG + e.CG — e.GE, af hvilken Ligning man let kan udlede $\frac{a.AG + b.BG + d.DG + e.EG}{a + b + d + e} = CG$.

§. 163.

Et Legeme kan betragtes som sammensat af utallige uendelig smaa Vægte. Producterne af disse i deres Afstande skulle altsaa sammenlægges, og Summen divideres med alle Afstandenes Sum. Dette kan ikkun, paa en ligefrem og almindelig Maade, skee ved Differential- og Integralregningen. Fremgangsmaaden herved vil forstaaes af følgende Exempler:

AB (Fig. 43) være en tung Linie. Dens Længde kalder man a. Man tænke sig en uendelig lille Deel i Afstanden x fra en af Enderne; saa kan denne Deel udtrykkes ved dx, og dets Moment for samme Punkt ved xdx. Den førstes Intregral er x, den andens $\frac{1}{2}x^2$. Denne divideret med hin giver $\frac{\frac{1}{2}x^2}{x} = \frac{1}{2}x$. Tages nu $x = a$, saa er Tyngdepunktets Afstand fra en af Enderne $= \frac{1}{2}a$, eller i en tung Linie falder Tyngdepunktet sammen med Midtpunktet, en Sandhed som man ogsaa let paa andre Maader kan opdage.

I en Triangel, ABC, (Fig. 44) drage vi en Tyngdelinie AG, og bestemme, hvor Tyngdepunktet i denne maa falde. Den hele Tyngdelinie, som udgjør en Axel i Triangelen, kalde vi a, Grundlinien b, et vilkaarligt Stykke AF af Axelen x, det derhenhørende med Grundlinien parallele Snit, DE, y, saa vil en uendelig liden Tilvext i Axelen, give en Tilvext i Fladen, som DEde, hvilken kan udtrykkes ved ydx. Men i Følge Triangelens Natur er $a : b = x : y$, altsaa $y = \frac{bx}{a}$, og $ydx = \frac{bxdx}{a}$, hvis Moment da er $\frac{bx^2dx}{a}$. Integralerne heraf er $\frac{bx^2}{2a}$ og $\frac{bx^3}{3a}$, hvilket, naar denne di-

videres med hin, giver $\frac{2}{3}x$, og, naar x sættes $= a$, $\frac{2}{3}a$. Det er: i Triangelen ligger Tyngdepuntet i en Axel, og har en Afstand fra Vinkelpunktet $= \frac{2}{3}$ af dens Længde.

I en Kegle ville vi atter kalde Axelen a, og en vilkaarlig Deel deraf x, Grundfladen ville vi kalde b og et Gjennemsnit parallel dermed y, saa er, i Følge Keglens Natur $y : b = x^2 : a^2$, og $y = \frac{bx^2}{a^2}$, og ved en uendelig lille Tilvext i Axelen maa Massens være $= \frac{bx^2dx}{a^2}$, og Momentet i Forhold til Spidsen $= \frac{bx^3dx}{a^2}$. Integralerne heraf ere $\frac{bx^3}{3a^2}$ og $\frac{bx^4}{4a^2}$, hvilket ved den sidste Storrelses Division med den første giver $\frac{3}{4}x$, eller $\frac{3}{4}a$, naar x sættes $= a$. Det er: en Kegle har sit Tyngdepunkt i Axelen, $\frac{3}{4}$ af dennes Længde fra Spidsen.

I en Halvkugle BAD (Fig. 45) ligger Tyngdepunktet i den Linie, som staaer lodret paa Grundfladen i dens Midtpunkt. Betegne vi AC med a, en vilkaarlig Deel af samme CG med x, EG, eller Radius i det dertilhørende med Grundfladens parallele Gjennemsnit, med y, og drager $EC = AC = a$, saa er EGC en retvinklet Triangel, og $a^2 - x^2 = y^2$. Grundfladen kan udtrykkes ved $a^2\pi$, Gjennemsnitsfladen ved $y^2\pi$, eller med $a^2\pi - x^2\pi$; altsaa er $(a^2 - x^2)\pi . dx = \pi a^2dx - \pi x^2dx$, den Tilvext, som Massen faaer, naar x voxer uendelig lidet. Momentet er følgeligen $\pi a^2xdx - \pi x^3dx$, og Integralerne $\pi a^2x - \frac{1}{3}\pi x^3$ og $\frac{1}{2}\pi a^2x^2 - \frac{1}{4}\pi x^4$. Sætte vi nu $x = a$, saa have vi i Stedet derfor $\pi a^3 - \frac{1}{3}\pi a^3$ og $\frac{1}{2}\pi a^4 - \frac{1}{4}\pi a^4$, eller med andre

Ord $\frac{2}{3}\pi a^3$ og $\frac{1}{4}\pi a^4$, hvilket giver Tyngdepunktets Afstand fra Midtpunktet $= \frac{3}{8}a$. Tyngdepunktets Afstand fra Grundfladens Midtpunkt i en Halvkugle er altsaa saa stor som $\frac{3}{8}$ af Radius.

Mere om at finde Tyngdepunktet i Krafts Mechanik 5te Forelæsning og 4de Tillæg.

§. 164.

Naar Tyngdepunktet ikke er understøttet, saa lyder dette nødvendigviis sin Bestræbelse mod Jordens Middelpunkt og maa altsaa falde; men Understøttelsen behøver ikke at være umiddelbar, derved at et Underlag ligefrem skulde staae i Berøring med Tyngdepunktet, men den er i de fleste Tilfælde kun middelbar, saaledes nemlig, at et eller flere andre Punkter i Legemet ere understøttede, og Tyngdepunktet holdes ved sin Forbindelse med samme.

§. 165.

Naar man understøtter Tyngdepunktet umiddelbart, saa behøver naturligviis intet andet Punkt at være understøttet. Det samme gjelder ogsaa, naar et andet Punkt i Legemet, lodret over eller under Tyngdepunktet er understøttet; thi da finder det en fuldstændig Modstand mod sit Fald. Er Legemet befæstet ved det Punkt, hvori det understøttes, dog saaledes at det kan dreie sig derom, saa vil Tyngdepunktet, i det Øjeblik det kommer i en Stilling, hvori det ikke mere ligger i samme Lodrette som

Understøttelsespunktet, synke ned, og indtage det nederste Sted.

Man forstaaer heraf, hvorledes det er muligt, at en Dobbeltkegle kan rulle op mellem to Skraaplaner, som danne en Vinkel med hinanden, ligeledes hvorfor en Cylinder af en let Materie, i hvis Omkreds en tungere er skjult, kan stige op ad paa en Skraaplan. Krafs Mechanik 5te Forel. Geo. Wolfg. Kraft explicatio experimenti paradoxi, de adscensu coni duplicis in altum spontaneo, i commentat. Petropolit. T. VI. S. 389. Desaguller cours of exp. phil. T. II. §. 48. A. G. Kästner Untersuchung des Cylinders, welcher sich eine schiefe Fläche hinauf zu wälzen scheint, i første Bind af Göttinger Videnskr. Selsk. Skr. S. 113.

§. 166.

Naar et Legeme er understøttet i sit Tyngdepunkt, saa kan det hvile i enhver mulig Stilling. Naar Understøttelsen er lodret over Tyngdepunktet, saa forbliver den i sin Stilling, og indtager den let igjen, naar noget Stød eller anden udvortes Kraft bringer det ud deraf. Ligger Tyngdepunktet derimod over Understøttelsespunktet; saa vil det vel, i sin lodrette Stilling forblive i Hvile, men enhver, endog den allermindste Forandring vil bringe det ud deraf.

En Kugle kan hvile i enhver Stilling, fordi dens Tyngdepunkt i enhver er lodret understøttet. Det er af alle Legemer det bevægeligste, fordi i ethvert Tilfælde Tyngde-

punktet ligger over Understøttelsespunktet. Man indseer nu ogsaa let, hvorfor det næsten er umuligt, at bringe en Kegle eller Pyramide til at hvile paa sin Spidse.

§. 167.

En Understøttelse i tre Punkter er særdeles skikket til at sikkre et Legeme for Fald. Den lodrette Linie fra Tyngdepunktet maa falde mellem disse, det er: i den Triangel, hvoraf de udgjøre Hjørnepunkterne.

§. 168.

Naar et Legeme understøttes i flere Punkter, i hele Linier, eller i Flader, saa kan man dog i ethvert Tilfælde kalde det Rum, som indsluttes mellem de yderste Understøtningspunkter, eller de Linier, som forbinde disse, Understøtningens Grundflade, og det kan da opstilles som en Naturlov, at et Legeme er understøttet, naar den Lodrette fra Tyngdepunktet til Jorden falder i denne Flade.

Herpaa grunder det sig, at de berømte Taarne i Pisa og Bologna, der see ud, som om de skulde falde, dog staae faste. (Casati mechanica L. B. 1684. 4. I. c. 9) I Grunden er dette Særsyn slet ikke forskjellig fra det, at en skraa Kegle staaer fast, naar kun Tyngdepunktet ligger lodret over Grundfladen.

§. 169.

Jo højere Tyngdepunktet ligger over Grundfladen, jo lettere bringes Legemet

til at falde; thi jo højere det ligger, jo større er den Bue, det beskriver, naar det begynder at komme ud af sin Stilling, og desto lettere kommer det saa vidt, at det ikke mere ligger lodret over Grunfladen. Jo dybere altsaa Tyngdepunktet i et Legeme ligger, jo fastere staaer det.

Saaledes finder man, at smaa Kegler eller Dukker af Hyldemarv, Kork, eller en anden let Materie, som neden ved ere forsynede med en liden Blyklump, næsten slet ikke kunne falde, men tvertimod reise sig, naar de ere omkastede.

§. 170.

Ofte holdes et Legeme blot ved sin Bevægelse opret. Saaledes see vi, at en Kegle, som staaer paa sin Spidse, men som bestandigen omdreier sig, ikke falder, hvorimod den strax taber Ligevægten, naar denne Bevægelse ophøre. Exempel herpaa see vi, naar Børn lege Top, naar Balanciers lade en Tintarlerken løbe rundt paa Spidsen af en Kaarde o. s. v. Ogsaa ved de simple Balancerkunster holdes et Legeme opret, ikke ved Tyngdepunktets nøjagtige lodrette Understøttelse, men derved, at man strax forandrer Legemets Stilling til den modsatte, naar det begynder at falde. Disse og mangfoldige andre Kunststykker beroe blot derpaa, at Legemet ikke faaer Tid nok til at falde, forend Tyngdepunktet allerede er kommet til den modsatte Side af den, hvortil det stræbte at synke. Alle dette Slags Kunster ere altsaa en bestandig afbrudt Falden. Af denne Aarsag bære ogsaa Liniedanserne en meget lang Stok med indstøbt Bly i begge Ender; de formaae da, ved en let Be-

vægelse med denne, naar de ville, pludseligen at flytte Tyngdepunktet, fra en Side til en anden.

Gehlers physical. Wörterb. III. S. 933.]

§. 171.

Ogsaa Menneskets og Dyrenes Gang er en bestandig afbrudt Falden, i det man afverlende lader Tyngdepunktet falde frem ad, og ved at bruge den før opløftede Fod som Understøttelse reiser det igjen. Det indsees let, at man paa mangfoldige Maader kan flytte sit Tyngdepunkt, f. Ex. ved at udstrække en Arm eller Fod, ved at bøje sig frem eller tilbage, o. s. v. Naar Mennesker gaae op eller ned ad Bjerge, bære Byrder, eller deslige, saa finder man altid, at man af Instinkt og Øvelse giver Tyngdepunktet en god lodret Understøttelse. At man, ved at udstrække Armene, stræber at holde Ligevægt, grunder sig ligeledes paa Tyngdepunktets betydelige Forflyttelse, hver Gang en Arm løftes op eller sænkes ned.

Petrus Borellus de motu animalium. Hagæ 1743. Desagulliers Cours of experimental philosophy. II. §. 44.

En automatisk Bevægelse, ved Tyngdepunktets Flytning, have vi i den saakaldte chinesiske Purtzelmand. Den har nemlig inden i en Hulhed, omtrent af Form som et S, hvori befinder sig lidet Qvægsølv, der ved sin Bevægelse flytter Tyngdepunktet. Muschenbroeck introd. ad phil. nat. §. 508.

§. 172.

Naar et Legeme hviler paa en Axel i en Ring eller Ramme, og denne atter har en ligesaadan bevægelig Axel,

i en Stilling der staaer lodret derpaa; saa kan den hele Indretning bevæges, uden at Legemet kommer ud af dets Stilling, naar det kun ellers er tungt nok, og har sit Tyngdepunkt dybt nede. Af dette Slags Indretninger er Søecompasset og Cardanslampen. Ogsaa Hodometeret grunder sig herpaa.

Sigaud de la Fond élém. de phys. T. II. §. 281-283. Og Descr. d'un cab. de physique. T. I. p. 217.

IV. Om den legemlige Vægtstang, og dens Anvendelser.

§. 173.

I Følge Læren om Tyngdepunktet kan let Virkningen af enhver legemlig Vægtstang beregnes. Man tænker sig nemlig al dens Vægt forenet i Tyngdepunktet, og forestiller sig den nu som en mathematisk Vægtstang, paa hvilken, foruden de øvrige Kræfter, en Vægt = hele Vægtstangen var anbragt i Tyngdepunktet. Var CA (Fig. 46) f. Ex. en legemlig Vægtstang, hvis Tyngdepunkt var i P, saa maatte man i dette Punkt tænke sig en nedtrykkende Kraft = dens Vægt. Denne multipliceret med dens Afstand fra Hvilepunktet, udgjør altsaa et af de statiske Momenter, som maae bringes med i Beregning.

§. 174.

En af de vigtigste Anvendelser, man har gjort af Vægtstangen, er den almindelige Vægtskaal, som ikke er andet,

end en ligearmet Vægtstang, som i Midten har en lodret Viser, eller, som man ogsaa kalder den, en Tunge, og ved ved hvis Endepunkter Skaaler ere fastgjorte med Snorer. Tyngdepunktet maa ligge under Hvilepunktet, men dog meget nær ved samme. Laae det over samme, saa var det næsten umuligt, at bringe den i Ligevægt; laae det deri, saa vilde Vægtstangen ganske slaae over, ved den mindste Overvægt paa den ene Side, og naar der var Ligevægt, vilde den være i Stand til, lige let at antage enhver mulig Stilling. Er Hvilepunktet derimod over Tyngdepunktet, som i AB (Fig. 47), og de Vægte, som virke paa Enderne, ere lige, saa vil Tyngdepunktet D altid stræbe at være lodret under Hvilepunktet C, og derved holde det hele i en bestemt Stilling. Er derimod den Vægt som virker paa den ene Ende, B, større end den som virker paa den anden, saa forrykkes Tyngdepunktet hen mod B, f. Ex. til E, og da vil Vægtstangen dreie sig, indtil E kommer lodret under C, hvorved tillige Vægtstangens Tunge, som staaer lodret over Hvilepunktet, vil beskrive en Bue, og saaledes give et Udslag. Det er let at indsee, at jo større Overvægten paa den ene Side er, jo større er ogsaa Udslaget; ligeledes at jo mindre Afstanden mellem D og C er, jo større Vægtskaalens Bevægelighed. Det er ligeledes klart, at Hvilepunktet, og de to Punkter, hvorved Vægtskaalene hænges, maae ligge i en ret Linie. Naar Tungen eller Viseren kommer ud af sin lodrette Stilling, og helder til en af Siderne, saa vilde den nedtynge den Arm mod hvilken den heldede, dersom ikke Vægtstangen i Midten, ved H (Fig. 48), var tykkere end ved Enderne, saa at denne Tyngsel, som maae være vel afpasset, falder paa den ene Side af Tyngde-

punktet, medens Tungen falder paa den anden. At Armene maae være lige lange, at Vægtstangen maa være ubøjelig i Forhold til den Vægt, man vil bruge den til, og at den Axel, hvorpaa den hviler, maa staae lodret paa den, samt være ubøjelig, og saaledes beskaffen, at den bevæger sig med den mindst mulige Rivning, forstaaer sig af sig selv.

§. 175.

Bismeren (statera romana) er ligeledes en toarmet Vægtstang, men hvis ene Arm er meget længere end den anden. Den Ende, der er bestemt til at bære Gjenstanden, som skal veies, er sædvanligvis forsynet med en Krog. Den længere Arm bærer en Vægt, som kan flyttes, og altsaa efter sin ulige Afstand fra Hvilepunktet komme til at virke med forskjellig Kraft. Dette Redskab bruges i Almindelighed til at veie Masser af flere Pund eller Lispund; dog har man dem ogsaa indrettede til Brug i det Smaa.

§. 176.

Menneskets Arm er betragtet som en eenarmet Vægtstang. Den henhører til det Slags, hvor Kraften er imellem Lasten og Hvilepunktet. Der behøves saaledes en stor Muskelkraft for at bevæge en liden Masse. Desuagtet er denne Indretning meget fordelagtig; thi vi give derved det, som skal sættes i Bevægelse en desto større Hastighed, hvilket er langt vigtigere. Ligeledes synes det yderst ufordelagtigt, at Musklerne ikke virke lodret, men under en meget skraa Retning paa Benene i Armen; men ogsaa herved er højere

Hjemeder opnaaet, nemlig en beqvem og skjøn Form, hvor alt er indsluttet i et lidet Rum, og derved bedre sikkret mod Tilfælde af udvortes Vold. For at virke med den Kraft, der udfordres til at overvinde de store Hindringer, der ligge dem i Veien, have Musklerne erholdet en stor Styrke. Af denne Musklernes Virkemaade indsees, hvorfor der udfordres saa megen Kraft til at bære noget i en stiv Arm, og hvorfor man kan udrette langt mere ved at udstrække en Arm eller Fod mod en Gjenstand, end ved at forsøge paa sædvanlig Maade at flytte den. Naar man f. Ex. spænder et stærkt dertil indrettet Belte om Livet, fastgjør derved et Toug med den ene Ende, trækker det derpaa igjennem en Ring, som er befæstet i Gulvet, og binder den anden Ende til en Stolpe; saa kan man, naar Touget dertil har den passende Længde, ved at sætte en Fod derpaa, i en lidt bøjet Stilling, og derpaa udstrække den, rive det over, selv naar det er saa stærkt, at to Heste ikke kunde sønderrive det. Paa slige Kunstgreb, hvorved man bruger sine Kræfter paa en usædvanlig og fordelagtig Maade, beroer det Meste i de Forsøg, som de foregivne stærke Folk vise. Mange af disse Kunstgreb kunde man maaskee anvende til noget mere end et blot Skuespil.

Borellus de motu animalium Hagæ 1743. Desaguliers course of exp. phil. S. 158 o. f., S. 265 o. f.

§. 177.

Næsten alle Redskaber, hvoraf vi i det daglige Liv gjøre Brug, beroe paa Vægtstangen; at opregne og forklare dem alle, vilde være for vidtløftigt. Enhver, som er fortro-

lig med Læren om Vægtstangen, vil i de fleste Tilfælde let kunne forklare sig slige Redskabers Natur, og for Begynderen vil dette være en nyttig Øvelse.

V. Tridsen.

§. 178.

En rund Skive, hvis Rand har en Fure, og som er bevægelig om en Axel, der gaaer igjennem dens Midtpunkt, kan anvendes som et Redskab til at frembringe Bevægelse. Man lægger nemlig om dens Rand en Snor, hvilken, naar den trækkes, dreier Skiven ved Rivningen mod sammes Ujevnheder. En saadan Skive kaldes en Tridse (trochlea).

§. 179.

I Fig. 49 forestilles en Tridse, hvis Axel er i C, og DABE er den Snor, som gaaer derover. Det er klart, at her ikke er nogen Grund, hvorfor Snoren paa den ene Side skulde virke mere end paa den anden. Kraft og Last have altsaa her ingen Overvægt over hinanden, og den enkelte Tridse med ubevægelig Axel kan saaledes ikke tjene uden til at forandre Kraftens Retning, men hvilket i mange Tilfælde er af stor Vigtighed.

Et Menneske, som løfter en Byrde med udstrakt Arm, maa anvende en Deel af sin Muskelkraft til at bære Armens egen Vægt, da derimod denne kommer ham til Fordel, naar han skal trække noget op ved Hjelp af en Snor, der gaaer over en Tridse.

§. 180.

Man kan ogsaa udlede Tridsens Theorie af Vægtstangens. Man kan nemlig ansee Axelen som Hvilepunktet, og de Radier, som gaae derfra til Snorens yderste Berøringspunkter, som Vægtstangens Arme. Da Snorene altid gjøre Tangenter til Tridsens Omkreds, saa virke de lodret paa Enderne af Radierne, enten disse ligge i samme rette Linie, eller de med hinanden gjøre en brudt Vægtstang.

§. 181.

En Tridse, BA, (Fig. 50) hvis Axel ikke er befæstet ved nogen ubevægelig Gjenstand, men som bærer sin Byrde ved en Krog, der hænger sammen med Axelen, kaldes en bevægelig Tridse. I denne kan den rette Linie, der drages mellem begge Snorens yderste Berøringspunkter og gjennem Midtpunktet, betragtes som en eenarmet Vægtstang, hvis Hvilepunkt er ved B, og hvor Kraften virker i A. I Følge heraf behøver Kraften ved dette Redskab ikke at være uden halv saa stor som Lasten; men her maa Kraften, foruden Lasten, ogsaa hæve Tridsen.

Naar Snorene ikke ere parallele, er Virkningen ved denne Art af Tridser mindre, end naar de ere parallele.

§. 182.

Man kan ogsaa forbinde flere løse og faste Tridser med hinanden, saaledes som Figur 51 viser dette. Man kalder en saadan Forbindelse en Taille eller Gie. Det er klart, at Snoren e maa forlænge sig ligesaa meget, som alle de

andre a, b, c, d tilsammentagne forkortes. For hver Tomme a, b, c og d vorder kortere, eller Lasten løftes, maa altsaa e vorde fire Tommer længere. Den Kraft, som virker paa Snoren e, gjennemløber altsaa et 4 Gange saa stort Rum som det Legeme, der skal løftes. Man finder paa denne Maade altid, at Kraften forholder sig til Lasten som 1 til Antallet af de Snorer, hvori de løse Tridser bæres. Følgeligen bekræfter sig ogsaa her den Lov: at man taber i Tid, hvad man vinder i Kraft.

§. 183.

Jo mindre Tappen, hvorpaa en Tridse bevæger sig, er i Forhold til dennes Omkreds, jo mindre er ogsaa forholdsvis det Moment, hvormed Rivningen gjør Modstand. Da Tappen ikke taaler at være alt for tynd, saa er det derfor tjenligt at gjøre Tridsen temmelig stor. Derved vindes endnu en anden Fordel. Den nemlig, at Snorerne eller Tougene, der altid gjøre nogen Modstand mod deres Bøjning, nu gjør dette i en mindre Grad; thi man har fundet, at Toug gjøre desto mere Modstand mod deres Bøining, jo mere de skulle krummes.

VI. Vinden.

§. 184.

Naar man tænker sig to Tridser, af ulige Gjennemsnit, sammenføjede med hinanden og bevægelige om et fælles Midtpunkt C (Fig. 52), saa er det klart, at en Vægt, der med en Snor er fastgjort ved den større Omkreds, maa virke mere, end en, som er befæstet ved den mindres; thi man

kan forestille sig dem som to Kræfter, der virke paa de ulige Arme, CA og CD, af en uligearmet Vægtstang ACD, hvis Bevægelsespunkt er i C. For at tilveiebringe Ligevægt, maae altsaa Kraft og Last forholde sig til hinanden, omvendt som Tridsernes Radier.

§. 185.

Tænker man sig fremdeles i Stedet for den mindre Tridse en Cylinder, der er bevægelig om sin Axel, og i Stedet for den større et Hjul, saa har man det Redskab som fører Navn af Vinden, (Fig. 53) og som ganske retter sig efter samme Love, som hine forbundne Tridser. I Stedet for Hjulet kan man blot sætte nogle Radier, ja i Praxis lader man endog ofte disse være borte, og anbringer blot Huller i Cylinderen, hvori man kan anbringe Stænger. Disse Huller ligge ikke altid i en og samme Flade. Spillet, hvormed man opvinder Ankerne paa Skibene, er et Exempel herpaa.

VII. Skraaplanen som Maskine, og Kilen.

§. 186.

Skraaplanen kan i Følge sin Natur anvendes til at løfte Byrder med en mindre Kraftanstrængelse, end der udfordres til at løfte dem lodret op. Naar Kraften virker parallel med Skraaplanen, maa den, for at holde Lasten Ligevægten, forholde sig til denne, som Skraaplanens Højde til dens Længde (§. 117). Naar derimod Kraften virker i en anden Retning, maa den være større. Fig. 54 forestille en Skraaplan, hvorpaa en Byrde ligger i D, og trykker lodret der-

paa. Retningslinien af dette Tryk forlænges, saa at den støder sammen med den Lodrette fra det højeste Punkt, A, i Skraaplanen. Fra Sammenstødningspunktet B drages en Linie parallel med Horizonten, saaledes at denne træffer Skraaplanen i C, saa er AC dennes Længde, AB Højden, og ACB dens Bøiningsvinkel mod Horizonten. Naar nu Kraftens Retningslinie forestilles ved DE, og FD forestille en Linie lødret paa Horizonten, saa holdes Byrden i Ligevægt ved de tre Kræfter DF eller Tyngden, som vil drive Legemet ned ad, og DE og DG, som hindre dette. Dannes nu et Kræfternes Parallelogram DEFG, saa forestille Siderne i en af de Triangeler, hvori den deles, alle tre Kræfterne, og DE forholder sig til DF = sin. y til sin. x, eller (da y af letudfindelige Grunde er = ACB, og EDG er x's Udfyldning til to rette Vinkler) = sin. ACB : sin. EDG. Af dette Udtryk lade sig alle Virkninger paa Skraaplanen udlede og forklare.

§. 187.

Kilen (cuneus) er intet andet end en Anvendelse af Skraaplanen. Den kan ansees som en solid Skraaplan, der bevæger sig mod de Legemer, hvorpaa den skal virke, og trænger ind mellem dem, da derimod den sædvanlige Skraaplan selv hviler. Ved at bestemme Kilens Virkning, maa man tage Hensyn paa Retningen af de Kræfter, den har at overvinde, og paa Riften, den har foraarsaget, naar saadan er tilstede. Da Kilen ikkun sjeldent sættes i Virksomhed ved et Tryk, men som oftest ved en Bevægelse, som et Stød, saa er det, som vi af Ligevægtens Love derom kunne lære, kun af liden Anvendelighed. Det er derfor nok, her i Alminde-

lighed at anmærke, at Kilen virker desto stærkere, jo mindre dens Tykkelse er, i Forhold til dens Længde.

Anvendelsen af Kilen er meget udbredt. Øxer, Knive, Saxe, Sømme, ere at betragte som Kiler. Ogsaa Virkningen af Naale, Syle og andre slige spidse og skarpe Ting, beroer paa samme Grunde.

VIII. Skruen.

§. 188.

Skruen (cochlea) kan forestilles som en Cylinder, hvorom er viklet en Skraaplan. Den bestaaer altid af to Dele, en huul Cylinder, hvori Skruegangene befinde sig, og en ophøjet, hvorom de vikle sig. Den sidste kaldes Yderskruen (cochlea mas), den første Inderskruen (cochlea femina). Jo tættere Skruegangene ligge, jo længere er den omviklede Skraaplan i Forhold til Højden, og altsaa desto større Skruens Virkning. Strængt mathematisk lader dog ikke Skruens Virkninger sig heraf beregne, da den omviklede Skraaplan, ved at forvandles til Skruegang, ophører at være en Plan, og kommer til at gjøre forskjellige Vinkler med Grundfladen, saa at den ene Skruegangslinie ikke kan forestille den hele skraa Flade i Skruen, saaledes som en ret Linie den hele Skraaplan. Imidlertid nærmer sig den her givne Forestilling tilstrækkelig Sandheden, og det vilde være af ringe Nytte her at søge en nøjagtigere, da Rivningen ved Skruen er saa stor, og saa lidet kan beregnes.

§. 189.

Skruen giver en meget betydelig Kraftformerelse, men skytter derfor desto mindre Gjenstanden, hvorpaa den virker.

Af denne Aarsag er den ikkun under saa Omstændigheder skikket til at løfte Byrder, men derimod desto mere brugbar til at frembringe et betydeligt Tryk. Den er derfor af fortræffelig Nytte ved Presser. Den betydelige Rivning, som finder Sted ved dens Bevægelse, og som ellers vilde være en Ufuldkommenhed, kommer til megen Nytte; thi Følgen heraf er, at den ikke igjen gaaer tilbage af sig selv, saaledes som en Vægtstang eller Tridse vilde gjøre. Den kan derfor ogsaa anvendes til varigt at holde noget fast, som dog siden, ved et Par Omdreininger, uden Vanskelighed kan løses, naar man vil. Det er let at indsee, at man kan forbinde en Vægtstang med Skruen, og derved endnu meget formere dens Kraft.

§. 190.

Skruen kan forbindes med et Tandhjul, saaledes at Skruegangene gribe ind i en Tand efter den anden, og derved omdreier Hjulet. En saadan Indretning kaldes en Skrue uden Ende (cochlea infinita). Man anvender den i mange Redskaber, hvor man vil have en Omdreining uden Ryk eller Vaklen, og uden at det omdreiede Legeme skal komme ud af sin Plan.

IX. Almindelige Bemærkninger, over de mechaniske Potentser.

§. 191.

De her afhandlede Redskaber, nemlig Vægtstangen, Teidsen, Vinden, Skraaplanen, Kilen, Skruen kaldes de

mechaniske Potentser, og ere de meest enkelte mechaniske Redskaber, hvorfor allerede Pappus erkjendte dem. Ved at forbinde flere af disse enkelte Redskaber fremkomme de sammensatte, hvis Virkning man kan beregne af de enkelte, hvoraf de bestaae.

§. 192.

En af de mærkværdigste Sammensætninger er den, som skeer med forskjellige Tandhjul, saaledes som Fig. 55 forestiller dette. Om Midtpunktet C, af Hjulet DBE, er fastgjort et mindre, der er forsynet med Tænder. En Kraft, som virker paa B i det store Hjul, vil virke med saameget mere Kraft end den, der virker paa A i det mindre, som CB er større end CA. Virker nu dette mindre Hjul, som kaldes Drevet, paa Omkredsen af det større vedliggende, og dette atter med sit Drev paa Nabohjulet, saa er det klart, at Kraften i hvert Led af denne Forbindelse forstærkes; var for Ex. CB = 4 CA, saa vilde Kraften i B have fire Gange saa stor Virkning som i A, og hvis samme Proportion ogsaa i de følgende Hjul fandt Sted, vilde Kraftens Virkning i hvert vorde 4 Gange større, altsaa den hele 64 Gange saa stor som Virkningen af Kraften i B uden for Maskinen vilde være.

§. 193.

Paa samme Maade, som i det foregaaende Exempel, bestaaer alle sammensatte Maskiners Virkning, af alle de enkeltes. I enhver af de enkelte var det en Lov, at der tabes i Tid, hvad der vindes i Kraft, altsaa er dette ogsaa en

Lov for de sammensatte, ganske i Overensstemmelse med §. 148.

§. 194.

Grunden til alle Maskinernes Virkning maa vel søges i Læren om Ligevægten, men deres Hensigt er dog oftest Bevægelse. De Kræfter, som man bruger, for at sætte en Maskine i Bevægelse, ere mangfoldige. Blandt de simpleste Midler ere Lodder, som ved deres Bestræbelse til at falde, frembringe Bevægelse. En anden mechanisk Kraft er en elastisk Fjeder. Begge bruges, som bekjendt, i Uhre. Luft og Vand ere blandt de fornemste Kræfter, som kunne anvendes i det store, hvortil endnu indsluttede Vanddampes Elasticitet maa føies. Undertiden bruger man ogsaa Menneskers eller Dyrs Kræfter til at sætte Maskiner i Bevægelse; men at dette Slags Kræfter ere af de kostbareste, er let at indsee.

X. Massens Moment.

§. 195.

AC forestille en Vægtstang, hvis Bevægelsespunkt er C (Fig. 56). Ved B virke en Kraft, som vilde bevæge den gjennem Vinkelen BCE; det er da klart, at en drivende Kraft, der skulde virke ved A og skulde bringe Vægtstangen i samme Tid gjennem samme Vinkel, maatte have en større Bue at gjennemløbe, og maatte altsaa være i samme Forhold til den anden, som dens Bue er til den andens, eller som dens Afstand fra Hvilepunktet er til den andens. Betegne vi

Massen i A med M, og den i B med m, Afstandene med A og a, saa ere de to Massers Bevægelsers Størrelse AM og am. Da nu videre Kræfter, som virke paa en Vægtstang, naar deres Virkninger skulle være lige, maae forholde sig omvendt som Afstandene fra Hvilepunktet, saa er AM : am = a : A, og altsaa $A^2M = a^2m$. Dette Product maa altid blive det samme, naar en Vægtstang skal ombreies med samme Vinkelhastighed. Det er et Udtryk for Størrelsen af den Magt, som man bruger for at ombreie en Masse paa Vægtstangen med ens Vinkelhastighed. Heri bestaaer Massens, eller som det ogsaa kaldes Inertiens, eller Ombreiningens, Moment om C.

§. 196.

Naar altsaa flere Masser M, m, m virke i Afstandene A, a, a, saa ville deres Ombreiningsmoment om C være $= A^2M + a^2m, + a^2m$. Naar da Vægtstangen bestaaer af en ensformig Masse, saa er dens Moment = Summen af alle de enkelte. CB forestille et Stykke af Vægtstangen, som vi ville kalde x, Vægtstangens hele Længde være a, saa maa en uendelig lille Tilvext i samme dx give en Tilvext i Masse $= \frac{Mdx}{a}$. Dennes Afstand fra C er = x, dens Ombreiningsmoment altsaa $= \frac{Mx^2dx}{a}$, hvoraf Integralet er $\frac{M}{a} \frac{1}{3}x^3$, og for x = a, $= \frac{1}{3}Ma^2$.

Paa samme Maade finder man Ombreiningsmomentet ved Differentiering og Integrering i andre Legemer. I

Kuglen er det, naar den er ophængt ved en Traad CD uden mærkelig Vægt $= (CD^2 + \frac{2}{5}r^2)$. M, hvor r betyder Radius.

Heraf seer man, hvorledes man kan beregne, hvor megen bevægende Kraft et bevæget Legeme taber, ved at omdreie et Hjul. Et Exempel herpaa frembyder blandt andet den Atwoodske Faldmaskine, hvor man vil finde, at en liden Vægt falder betydeligen langsommere, naar den med en fiin Snor er befæstet til Omkredsen af Tridsen, end naar den falder frit, og heri har Rivningen saa godt som ingen Deel.

Beregningerne over Omdreiningsmomentet findes hos Kåstner, höhere Mechanik, S. 385 o. f.

§. 197.

Paa det som her er viist, grunder sig det physiske Penduls Sammenligning med det mathematiske. Svingningernes Midtpunkt findes nemlig ved at dividere Massens Moment, der er den Kraft, som skal overvindes, med det statiske Moment, som her er den bevægende Kraft. Dette giver i en ensformig Stang $\frac{\frac{1}{3}Ma^2}{\frac{1}{2}Ma} = \frac{2}{3}a$, og for en Kugle, ophængt ved et Pendul af Længden a, $\frac{(a^2 + \frac{2}{5}r^2)}{a.\ M} M = a + \frac{2}{5}r^2 : a$.

Fjerde Afsnit

om

Stødet.

I. Om Stødet i Almindelighed.

§. 198.

Vi have hidindtil seet Legemerne satte i Bevægelse, eller bragte i Hvile ved Tyngden, eller og ved deres Sammenhæng med bevægede Legemer. Herved havde deres eiendommelige Natur ingen Indflydelse, men alle Forhold lade sig beregne af de samvirkende Legemers Masse og Hastighed. Ved deres Sammenstød forholder det sig derimod anderledes. Vare Legemerne uden al Spændighed og aldeles usammentrykkelige, saa at det ene ved Sammenstødningen intet andet gjorde, end at trykke det andet ud af dets Sted, saa vilde her ogsaa det samme finde Sted, og alt hvad vi havde at sige om Stødet, vilde da ikkun være en Udvikling af de Love for Bevægelsens Meddelning, som ovenfor (§. 63-66) ere foredragne; men mange Legemer have en betydelig Grad af Spændighed, og intet er aldeles uden denne Egenskab, det er altsaa nødvendigt at be-

stemme, hvad Indflydelse den har paa Bevægelsens Meddelelse ved Stødet.

§. 199.

Ligesaa lidet som der gives noget aldeles uspændigt Legeme, saaledes gives der heller intet, der i mathematisk Betyning kunde kaldes fuldkommen spændigt, det vil sige, som øjeblikkelig og fuldstændigt tilbagetog sin Form, naar en udvortes Kraft havde forandret samme. Desuagtet forudsætte vi dog, i vor Undersøgelse, Spændigheden, fuldkommen i nogle, og dens Fraværelse ligesaa fuldkommen i andre. Anvendelsen heraf paa de Legemer, som nærme sig en af disse Tilstande, vil siden være let.

§. 200.

Da ingen Virkning fuldstændigt kan meddele sig fra et Legeme til det andet, naar den ikke er midtpunktlig (§. 59 og 60), saa forudsætte vi ogsaa for det første i vor Undersøgelse, at Sammenstødet skeer saaledes, og det med Hensyn paa begge Legemer.

II. Om uspændige Legemers Sammenstød.

§. 201.

Naar to bevægede Legemer ingen anden Virkning havde paa hinanden, ved deres Sammenstød, end blot den, at det ene skjød det andet ud af dets Sted, saa er det klart, at begges Bevægelsers Størrelse MH og mh maatte fordele sig

lige paa begges M og m, saa at Hastigheden, H', efter Stødet maatte være $= \frac{MH + mh.}{M + m}$ Heraf følger:

1) Naar m er hvilende og ubevægelig, saa taber M al sin Bevægelse, og hviler efter Sammenstødet. Intet Legeme er fuldkomment ubevægeligt, men det kan, med Hensyn paa et andet, regnes for ubevægeligt, naar det staaer i Forbindelse med en Masse, der i Sammenligning med hint kan regnes for uendeligt stort. Naar i det foregaaende Udtryk, $\frac{MH + mh}{M + m}$, h er $= 0$, og $m = \infty$, saa er det klart at H' vorder $= \frac{1}{\infty}$, hvilket er det samme som Hvile.

2) Er m hvilende, men bevægeligt, saa giver det almindelige Udtryk at H' maae være $= \frac{MH}{M + m}$, naar man nemlig sætter $h = 0$.

3) Ere begge Legemerne bevægede, i samme Retning, men det forreste langsommere end det som følger efter, paa det at de kunne komme til Sammenstød, saa taber det ene saa megen Hastighed, som det andet vinder. Udtrykket kan da ikke være kortere end det almindelige $H' = \frac{MH + mh}{M + m}$.

4) Møde de to bevægede Legemer hinanden i modsatte Retninger, saa ophæver det ene saa meget af det andets Bevægelse, som det selv havde, og H' er $= \frac{MH - mh}{M + m}$.

5) Have begge de mødende Legemer

lige Bevægelsens Størrelse, saa tabe de begge al deres Bevægelse; thi da er MH — mh = 0.

§. 202.

Det experimentale Bevis for disse Sætninger kan aldrig ganske fuldkomment føres, af Mangel paa fuldkomment uspændige Legemer. Imidlertid gjøre Kugler af blødt Leer, eller af hvidt Vox, som er blandet med omtrent ¼ Fit, god Tjeneste. Man ophænger dem i Snorer, og giver dem den behørige Hastighed, ved at lade dem falde gjennem en større eller mindre Bue, da den erholdte Hastighed forholder sig som Chorderne til de gjennemløbne Buer. Højderne, hvorfra Kuglerne falde, saa vel som de, hvortil de stige, maales ved en Cirkelbue. Man pleier at have alt didhenhørende forenet i et Redskab, som fører Navn af den Mariottiske Maskine.

Cavallo's Handbuch der Experimentalnaturlehre. T. 1. S. 308 o. f. Sigaud de la Fond descr. et us. d'un Cab. de Phys. T. 1, p. 91 o. f.

III. Om spændige Legemers Sammenstød.

§. 203.

Naar to fuldkomment spændige Legemer støde mod hinanden, saa maa hvert tilbagegive saa megen Virkning, som det modtager. Heraf flyde følgende Love:

1) Naar et spændigt Legeme støder mod et andet ligesaa spændigt, men ubevægeligt, saa springer det tilbage med sin hele Hastighed.

2) Naar baade det stødende og det stødte have lige Vægt, og det stødte er bevægeligt, saa erholder dette hele det stødendes Bevægelse, hvilket da hviler efter Stødet.

3) Er derimod det stødende mindre, saa springer det tilbage, og meddeler kun det stødte en Deel af sin Bevægelse. Er det større, beholder det stødende Legeme ogsaa noget af sin Hastighed, men uden at forandre sin Retning.

4) Ganske almindeligt kan siges, at den Hastighed det hvilende Legeme bekommer, forholder sig til den, som bliver tilovers i det Stødende, som begge Massernes Forskjæl, til det stødendes dobbelte Masse. Det stødendes Hastighed efter Stødet forholder sig til den før Stødet, som Massernes Forskjæl til deres Sum. Det stødtes Hastighed forholder sig til det stødendes, før Stødet, som det stødendes dobbelte Masse til Massernes Sum.

5) Naar to spændige Legemer, af lige Vægt, støde mod hinanden i eens Retning, saa ville de vel vedblive at gaae

i denne samme Retning, men med ombyttede Hastigheder.

6) Naar begge Legemerne bevæge sig lige mod hinanden, og deres Bevægelses Størrelser ere lige, saa ville de springe tilbage fra hinanden med samme Hastigheder, hvormed de stødte sammen.

7) Ere derimod Hastighederne ulige, Vægterne lige, saa springe de tilbage, med ombyttede Hastigheder.

§. 204.

Disse Love kunne ikke indsees uden nogle mathematiske Betragtninger. Vi ville, som før, kalde Masserne M og m, Hastighederne H og h. Dersom Legemerne manglede Spændighed, saa vilde Hastighederne efter Stødet være $= \frac{MH + mh}{M + m}$, som oven (§. 201) er viist. Denne Størrelse ville vi ogsaa kalde x. Det er da let at indsee, at den Forandring M lider er $= H - x$; men da Forandringen foregaaer i den modsatte Retning af Stødet, saa maa Tegnene omskiftes, saa at der fremkommer $- H + x$. Den Forandring, som det stødte Legeme m lider, kan udtrykkes ved $x - h$, eller $- h + x$; men Tegnene forandres ikke her, efterdi Forandringen skeer i Stødets Retning. Sættes i Stedet for x Værdien, $\frac{MH + mh}{M + m}$, saa er $- H + x$

$$= - H + \frac{MH + mh}{M + m} = m. \frac{h - H}{M + m}, \text{ og } - h + x$$

$$= - h + \frac{MH + mh}{M + m} = M. \frac{H - h}{M + m}$$

Ere Legemerne nu fuldkommen spændige, saa ville de, saasnart de have modtaget Stødet, og derved forandret deres Form, strax tage den igjen, og derved maa hvert frembringe en lige saa stor Forandring, som den det selv erholdt, i det Legeme, hvormed det støder sammen. Denne Indvirkning er naturligvis gjensidig. Naar altsaa Massen M frembringer en Forandring i m's Hastighed $= -h + x$, saa vil den modtage en ligesaa stor Tilbagevirkning, men i modsatte Retning, altsaa $= h - x$. Paa samme Grund modtager Massen m af M en Forandring $= H - x$. Dette gjelder, naar Masserne ere lige, $M = m$. Ellers er det klart, at disse maae tages med i Betragtning, og at Tilbagevirkningerne skee i sammensat Forhold af Masser og Hastigheder; følgeligen som $m(h - x)$ og $M(H - x)$. Desuden formindskes Hastighederne i Forhold af den modtagende Masse. Forandringerne ere altsaa $\frac{m(h - x)}{M}$ og $\frac{M(H - x)}{m}$. Disse Størrelser maae altsaa lægges til de Forandringer, som et uspændigt Legeme under Stødet lider, for deraf at udlede spændige Legemers Forandring. Kalde vi to spændige Legemers Hastigheder efter Stødet H' og h', saa er $H' = x + m. \frac{h - x}{M} = \frac{MH + mh}{M + m} + \frac{m}{M}. - \frac{M(H - h)}{M + m} = \frac{H(M - m) + 2mh}{M + m}$, og $h' = x + M. \frac{H - x}{m} = \frac{MH + mh}{M + m} + \frac{M}{m}. - \frac{m(h - H)}{M + m} = \frac{h(m - M) + 2MH}{M + m}$.

Antage vi ikke Spændigheden som fuldkommen, saa kan den udtrykkes ved en Brøk $\frac{c}{n}$, hvormed Forandringer-

ne multipliceres, og have vi da $H' = x + \frac{e}{n} m. \frac{h - x}{M}$,

$h' = x + \frac{e}{n} \cdot M. \frac{H - x}{m.}$

Af Formelen for de fuldkommen spændige Legemer lade sig nu alle Tilfældene i forrige §. udlede.

Naar Massen m er hvilende, det er: $h = 0$, saa er $H' = x + m. \frac{-x}{M}$ Sættes dertil $m = M$, saa er $H' = x - x = 0$; h' derimod $= x + H - x = H$ (hvilket var Tilfældet 2) Er $M > m$, saa er H' positiv; er derimod $m > M$, saa er $m. \frac{-x}{M} > x$, H' altsaa negativ (Tilfælde 3). Er m uendelig stor i Forhold til M, saa er $H' = - x. m$, da x og M forsvinde mod det Uendelige. Men x er $= \frac{MH + mh}{M + m}$, og da vi her have $h = 0$, $M = 1$, saa er $x = \frac{H}{m + 1} = \frac{H}{m}$; $- x. m$ altsaa $= - H$ (Tilfælde 1). Tage vi de mere bestemt udtrykte Formeler for os, saa er $H' = \frac{H (M - m) + 2 mh}{M + m} = \frac{H (M - m}{M + m}$, naar h er $= 0$. I dette Tilfælde er ogsaa $h' = \frac{h. (m - M) + 2 MH}{M + m} = \frac{2 MH}{M + m}$. Forholdet imellem H' og h' er altsaa som $M - m : 2 M$. Videre er $H' : H = \frac{H (M - m)}{M + m} : H = M - m : M + m$, og $h' : H = \frac{2 MH}{M + m} : H = 2M : M + m$ (No. 4).

Naar begge Legemerne ere bevægede, men $m = M$, saa er $H' = h$, og $h' = H$. Dette gjelder ikke blot, naar Bevægelsernes Retninger ere lige, men selv da, naar de ere modsatte, efterdi Tegnene derved kun omskiftes, men man altid har et $+ x$ og $- x$, som hæve hinanden. (Tilfælde 5 og 7).

Antager man Bevægelserne som modsatte, h altsaa negativ, og videre $MH = - mh$, saa reducerer Formelen $H' = \frac{H(M - m) + 2mh}{M + m}$ sig til $- H$, og $h' = \frac{h(m - M) + 2MH}{M + m}$ forvandles til h. Det er hver beholder sin Hastighed, men med modsat Retning (No. 6).

Alle disse Love kunne ogsaa bevises med den Mariottiske Maskine, eller med det §. 55 omtalte Marmorbilliard.

§. 205.

Naar et Legeme ikke umiddelbart støder paa et andet, men virker derpaa gjennem andre mellemliggende Legemer, saa kan hver af disse atter betragtes som stødt og stødende, og Følgerne deraf let beregnes. Har man f. Ex. en Rekke af lige store elastiske Kugler, og lader den yderste i den ene Ende støde mod den nærmeste, saa vil denne erholde al den Bevægelse, som hin havde, og meddele den til den tredie, som atter vil meddele den til den følgende, saaledes at tilsidst den Kugle, som er yderst i den anden Ende af Rekken, maa springe fra, med den samme Hastighed, hvormed den første Kugle stødte an. Sattes to Kugler ved den ene Ende i Bevægelse, saa ville ogsaa to Kugler, ved den anden Ende springe fra o. s. v.

Naar Rekken af de elastiske Kugler havde været saaledes beskaffen, at hver af de følgende Kugler altid var selv saa

stor som de foregaaende, saa lader det sig let beregne (af §. 202 No. 4), at den anden Kugles Hastighed vorder $\frac{4}{3}$ H, den tredies $(\frac{4}{3})^2$ H, og saaledes den hundrede $(\frac{4}{3})^{99}$ H, det er, den hundrede Kugle vilde erholde mere end 2 Billioner Gange saa stor Hastighed, som den første.

IV. Stød i en skjæv Retning.

§. 206.

Naar et spændigt Legeme støder skjævt imod et andet haardt og ubevægeligt, eller omvendt et haardt Legeme støder skjævt imod et spændigt ubevægeligt, men fornemmeligen naar et spændigt Legeme støderan mod et andet spændigt men ubevægeligt, saa tilbagekastes det i den modsatte Retning, saaledes at den Vinkel, hvorunder den springer fra, er saa stor som den, hvorunder det stødte an, eller med andre Ord, Indfalds og Tilbagekastningsvinklerne ere lige. Naar AB (Fig. 56) er en Flade, som modtager et Stød i Retningen CD, af et elastisk Legeme, saa kan denne Bevægelse forestilles som frembragt ved to Kræfter CA og CE. Kun med CA = DE kan det stødende Legeme virke i D, og skulde desaarsag springe tilbage i Retningen DE, dersom ikke Kraften CE, som endnu ingen Modstand har lidt, vedblev at virke parallel med AB, saa at Legemet maa gjennemløbe Diagonalen DF af Kræfternes DE og DB Parallelogram. Det er let at indsee, at de retvinklede Triang-

ler CAD og DBF ere lige store, altsaa Vinkelen ADC = BDF.

§. 207.

Hvorledes det skjæve Stød opløser sig i et midtpunktligt og et tangentialt, er allerede foran (§. 62) i Anledning af Bevægelsens Sammensætning viist. At udvikle alle de mangfoldige Tilfælde af skjæve Sammenstød, vilde her være for vidtløftigt; Maaden, hvorpaa Kræfterne deri opløses, kan sees af følgende Exempel. C og D (Fig. 58) være to Kugler, uden Spændighed, som støde sammen, den ene med Retningen og Hastigheden BD, den anden med Retning og Hastighed AC, saa er det klart, at kun en Deel af deres bevægende Kraft er midtpunktlig. Man tænke sig derfor hvert af disse Stød opløst i et centralt og et tangentialt, saaledes at den Kraft, som drev Legemet fra A til C, og siden vilde drevet det fra C til K, tænkes opløst i to andre, FC og GC, og den, som vilde drive det fra B til D, tænkes sammensat af Kræfterne ED og HD. Ved Bevægelserne FC og HD, kommer det til et midtpunktligt Sammenstød, og Legemerne maae følgeligen efter Stødet bevæge dem i Retningen af den største, FC, men med en Bevægelses Quantitet = begge Bevægelsers Forskjæl. Midtpunktet af Kuglen C vil altsaa komme til L, medens D's kommer til N. Men Bevægelsen ad GC bliver og fortsætter sig ad CI, og den ad ED ligeledes, og fortsættes ad DO; C vil altsaa beskrive Diagonalen af Parallelogrammet CIKL, og D Diagonalen af

DOMN. Altsaa ere CK og DM Kuglernes Bevægelse efter Stødet.

For at forebygge en mulig Forvirring hos Begyndere anmærkes, at Proportionen mellem Linierne CL og DN paa den ene Side, og FC og DH paa den anden, ikke i Figuren er angivet rigtig, men i Øvrigt gjør den alt forstaaeligt.

Femte Afsnit

om

Hindringerne for Bevægelsen, og Følgerne af deres Virkning.

§. 208.

Vi have allerede fra Begyndelsen seet, at enhver Bevægelse egentligen, i Følge sin Natur, vilde fortsættes uden Ophør; men at altid en eller anden, den selv fremmet, Virkning griber ind i den, og standser den, enten ved en pludselig Modstand, eller ved en langsom efterhaandens Formindskning. De fornemste af disse Bevægelsens Hindringer ere: 1) den Modstand, som bevægede Legemers Overflader gjøre hinanden; 2) den Modstand, bøielige Legemer sætte imod deres Bøining; 3) det Tab, et Legeme lider i sin Hastighed ved at bevæges i et legemligt Rum, hvor det hvert Øieblik maa sætte nogen fremmet Materie i Bevægelse, for selv at komme videre. Den første af disse Hindringer fører Navn af Rivningen (frictio), den anden af Stivheden

(rigiditas), hvilken vi især have at betragte hos Toug, den tredie kaldes Middelrummets Modstand (resistentia medii).

I. Rivningen.

§. 209.

Naar et Legeme under sin Bevægelse er i Berøring med et andet, saa formindskes dets Hastighed. Hertil gives uden al Tvivl flere end een Aarsag. Den fornemste er Ujevnhederne i Legemernes Overflader, paa hvis Almindelighed vi foran have seet Beviser (§. 28). Disse Ujevnheder gribe under Bevægelsen ind i hinanden, og udgjøre altsaa en betydelig Hindring. Men om ogsaa denne Ujevnhed, hvilken man ofte angiver som den eneste Aarsag til Overfladernes Modstand, fandt Sted, saa vilde dog Berøringen være en Hindring mod Bevægelsen; thi vi vide af det Foregaaende (§. 31), at alle Legemer have en vis Kraft til at hænge sammen i deres Berøringsflader, og denne kan neppe være ganske uden Virkning paa Bevægelsen. Hertil kommer endnu, at ved meget hastige Bevægelser de berørende Legemer letteligen kunne gjøre et lidet, men formedelst Elasticiteten strax forsvindende Indtryk i hinanden, hvorved upaatvivleligen en Modstand maa finde Sted. Endeligen frembringes ved en stærk Bevægelse saavel Electricitet som Varme. Hvilken Indflydelse disse Kræfter kunne have i Rivningen, er ikke let at beregne.

Naar et Legeme meget hastigt bevæger sig hen ad et andet, saa skeer Trykket med en stor Quantitet af Bevægelse.

Heraf er den nødvendige Følge et Indtryk i det Legeme, hvorover Bevægelsen skeer. Nabodelene maae altsaa i Forhold derimod vorde ophøiede, og heraf maa flyde en Modstand.

§. 210.

Da Berøringsfladernes Modstand beroer paa saa mange forskjellige sammenstødende Aarsager, saa indsees let, at det maa være meget vanskeligt, om ikke, med Hensyn paa vore nærværende Kundskaber, umuligt, at give en fuldstændig Theorie deraf. De som man hidindtil har udtænkt, passe kun paa et lidet og indskrænket Antal af Erfaringer. Vi maae altsaa nøies med en Samling af Brudstykker, udledte af adskillige Undersøgeres mangfoldige, og ofte meget møisommelige Forsøg. De Omstændigheder, hvorpaa vi herved have at tage Hensyn, ere: 1) Bevægelsens Natur, om den er rullende eller strygende; 2) Beskaffenheden af Legemernes Ujevnheder; 3) Trykket, som finder Sted mellem dem; 4) Hastigheden, hvormed de bevæges; 5) Legemernes eiendommelige Natur.

§. 211.

Naar et Legeme ruller hen ad et andet, saa er Rivningen meget liden, hvilket let begribes deraf, at de berørende Dele nesten lodret løftes fra hinanden. Naar derimod et Legeme glider hen ad et andet, eller et rundt Legeme dreier sig om i en Aabning, hvori det passer, saa at det bestandigen stryger an mod det andets Flade, saa siges det at have en strygende Rivning (frictio radens). At den rul-

lende Rivning er uden Sammenligning mindre end den strygende, bevises let med Forsøg. Man lægge kun en Terning af Træ, Elfenbeen eller Metal paa en Skraaplan af 15 Graders Bøiningsvinkel, og man vil finde, at den ikke glider ned, uagtet den ifølge Tyngdens Love skulde bevæge sig nesten med $\frac{1}{4}$ af den lodrette Faldkraft. Giver man derpaa Skraaplanen en meget mindre Bøining, f. Ex. 1 Grad, og lægger nu en Kugle derpaa, saa vil den dog glide ned, uagtet dens Faldkraft da langtfra ikke udgjør nogen $\frac{1}{10}$ af den, som Tærningen havde. Man kan ligeledes overbevise sig herom, naar man holder en Valtse, ved Hjelp af en Snor og en Tridse i Ligevægt paa en Skraaplan. Anbringer man nogen Hindring, hvorved Valtsen ikke kan dreies om sin Axel, og sætter den saaledes i Ligevægt, saa vil Valtsen overvinde Modvægten, saasnart Hindringen for dens Omdreining borttages.

Vor Landsmand Rømer har først viist, at naar ihinandengribende Hjul skulle velte sig fra hinanden med den mindst mulige Rivning, saa maae Tænderne have en epicyloidalsk Figur. En meget god Udvikling af denne Lære kan man finde i Urban Jürgensens Bog om Tidens nøiagtige Udmaaling, Kap. 6.

§. 212.

Den mindst mulige Rivning finder Sted, naar et Legeme blot er understøttet af en Tap, der med en skarp Kant hviler paa et glat Underlag, og derpaa vugger sig frem og tilbage. Saaledes pleier man at understøtte Penduler, som skulle være meget bevægelige, og Bjelken i meget fine Vægtskaaler. Rivningen er her nær ved at være Nul.

§. 213.

Ujevnhedernes Natur have en betydelig Indflydelse paa Rivningen. Det er i og for sig selv let at indsee, at dette saaledes maa forholde sig. Muschenbroek har desuagtet beviist det ved bestemte Forsøg, i det at han har ladet Træ glide hen over andet Træ af samme Art, snart saaledes at Fibrerne i begge gik parallele med hinanden og med Bevægelsens Retning, snart saaledes, at de lodret skare hinanden, snart saaledes, at de vel vare parallele, men at Bevægelsens Retning stod lodret paa dem, endeligen ogsaa med Fibrernes Spidser vendte mod hinanden.

Musschenbroek introd. ad phil. nat. §. 513 o. f.

§. 214.

Man har i det Hele taget, fundet: at, alt andet lige, Rivningen staaer i meget nært Forhold til det Tryk, de berørende Legemer frembringe mod hinanden. Man har udtænkt adskillige Maader for at bevise dette, og overalt at maale Rivningens Modstand. Man lægger f. Ex. det Legeme, hvis Rivning skal undersøges, paa et horizontalt Bord, og sætter det ved en Snor, der gaaer over en Tridse, i Forbindelse med en Vægt. Den største Vægt, der kan hænges paa, uden at sætte Legemet i Bevægelse, er Maalet for Rivningen. Et andet Middel er, at lægge Legemet paa en bevægelig Skraaplan, og stille denne saa længe, indtil man har fundet den største Vinkel, hvorunder Skraaplanen kan være stillet, uden at Legemet glider ned. Trykket paa Skraaplanen forholder sig, som bekjendt, til Faldkraften paa samme, som Cosinus af Boiningsvinkelen

til Sinus af samme, og i Forhold til begge er den hele Faldkraft Sinus totus. Til samme Undersøgelse har Musschenbroek udtænkt et eget Redskab, som han gav Navn af Tribometer. Det bestaaer i en Valtse, som kan bevæges om en Tap, der efter Omstændighederne kan tages tykkere eller tyndere. Den kan modtage et større eller mindre Tryk ved Hjelp af Lodder, som hænge ved Enderne af en Snor, der gaaer tvers over den. En Pose eller Skaal, der ved en Snor er heftet til Omkredsen af Valtsen, og hvori man kan lægge Vægt, tjener ved Bestemmelsen af den Kraft, der udfordres til at ophæve Rivningen. Forskjellig fra alle disse er atter Desaguliers Frictionsmaskine, hvori et Svinghjul paa en Axel bevæger sig næsten uden Rivning, og ved sin Bevægelse frembringer et vist Antal af Svingninger i en Spiralfjeder, som staaer i Forbindelse dermed. Ved at forøge Rivningen ved paahængte Vægte, formindskes Antallet af Svingningerne i Staalfjederen.

Musschenbroek introd. ad phil. nat. T. I. §. 517. Desaguliers Course of exper. phil. T. I. p. 261.

§. 215.

Størrelsen af Berøringsfladerne har kun en meget ringe Indflydelse paa Rivningen, nogle have endog ganske nægtet den; men heri ere de gangne videre end Erfaringen. Til Beviis paa, at den i de fleste Tilfælde er meget ringe, kan tjene følgende Forsøg: Man stiller et Parallelepipedum af meget ulige Sider paa en Skraaplan, som man giver den Heldning, at Legemet ved enhver Forstørrelse af Boinings-

vinkelen vilde glide ned. Enten man nu sætter det paa den smale eller den brede Side, vil det ligelidet bevæge sig; men ved den ringeste Forstørring af Vinkelen vil den glide ned, paa hvilken af Siderne man end lader det hvile. Dette saavel som andre Forsøg af samme Natur ere ikke skikkede til at bevise, at Overfladernes Udstrækning er uden al Indflydelse, men vel at denne Indflydelse er meget ringe. Musschenbroek har endog i nogle Forsøg fundet Forskjællen betydeligere.

Musschenbroek a. St. §. 513 og 521.

§. 216.

Adskillige Undersøgere, saasom Amontons, Belidor, de la Hire have angivet $\frac{1}{3}$ af Trykket, som Maalet for Rivningen mellem alle Legemer. Bülfinger har angivet den til $\frac{1}{4}$. Men Erfaringen lærer, at den ikke er lige stor mellem alle Legemer, hverken imellem forskjællige Par af Legemer, der mellem sig ere ensartede, eller mellem et og samme Legeme og forskjællige andre. Staal løber f. Ex. lettere paa Messing end paa Bly, og atter tungere i følgende Orden, paa Kobber, Qvajaktræ, Staal, Tin.

Musschenbroek a. St. §. 519.

§. 217.

Jo større Hastigheden er, jo større er ogsaa Rivningen. Dog voxer denne i et endnu større Forhold end hin. Heraf kommer det, at Maskiner, hvorpaa en bevægende Kraft stadi-

gen virker, ikke erholde en uophørlig voxende Bevægelse, men endeligen opnaae en varig Hastighed. Efter Segners Undersøgelser forholde sig Hastighedernes Forskjæl, som Rivningernes Logarithmer.

Musschenbroek a. St. §. 523. Segner Dissertatio de affrictu solidorum in motu constitutorum. Halæ 1758. 4.

§. 218.

I Maskiner maa man vel lægge Mærke til, i hvilken Afstand fra Bevægelsespunktet Rivningen finder Sted; thi det er let at indsee, at dens Betydning er desto mindre, jo nærmere den er samme. Man kalder Rivningens Virkning, bestemt ved dens Afstand fra Hvilepunktet, dens Moment. Det er altsaa klart, at Rivningens Moment i en Tridse, eller et Hjul, som bevæger sig om en Tap, er desto mindre, jo tyndere Tappen er i Forhold til Maskinen.

§. 219.

Rivningen foraarsager vel mange Uleiligheder i Maskiner; men vi drage ogsaa stor Nytte deraf, og bruge den hver Dag. Hvis Rivningen ikke var, vilde enhver Ting, der laae paa en ikke ganske vandret Flade, glide ned; en Skrue eller et Søm vilde være i Stand til ved sin egen Tyngde at falde ud; en Snor, som var slynget om et Legeme, vilde af sig selv kunne glide af o. s. v.

§. 220.

Ofte er man i Stand til at forvandle den strygende Rivning til en rullende, og derved betydeligen at formindske den. Saaledes kan man, i Stedet for at skyde et fladt Legeme hen over en Flade, sætte det paa Ruller, som man enten selv omdreier ved Hjelp af anbragte Vægtstange, eller som man ved det fremskudte Legemes Rivning derimod omdreier. Herpaa grunder sig ogsaa Vognenes Indretning. Ogsaa den strygende Rivning, som en omdreiet Axel, der sædvanligt gaaer i et Hul, lider, kan forvandles til en rullende, naar man lader den hvile paa to Par Hjul, der selv ere bevægelige, saa at disse dreie sig, naar Axelen sættes i Bevægelse. Man kalder slige Hjul Rivningshjul, Frictionshjul, og naar de ere mindre, Rivningsruller, Frictionsruller.

Ved at gjøre Legemerne slibrige, ved at overstryge dem med Olie, Fit, Sæbe, eller deslige, formindskes, som bekjendt, ogsaa Rivningen.

II. Modstanden formedelst Legemernes Stivhed.

§. 221.

Naar et Legeme, f. Ex. en Snor, skal bøies, gjør det herved en Modstand, selv om det er nok saa bøieligt. Denne Modstand har en betydelig Indflydelse i alle de Maskiner, som drives ved Toug eller Snore, f. Ex. i Tridsen og Vin-

den. Modstanden mod Bøiningen maa upaatvivleligen rette sig efter Materiens eiendommelige Natur; men naar denne sættes lige, og ikke andre Kræfter komme i Spillet med, saa kan derfor gives temmelig almindelige Regler.

§. 222.

Man har ved Forsøg fundet, hvad ogsaa af Tingenes Natur let kunde sluttes, at den Modstand, som Reb af lige Beskaffenhed gjøre, naar de skulle bøies, forholder sig 1) som Krumhederne af de Flader, hvorom de skulle bøies, det er: omvendt som Krumningernes Radius; 2) som de spændende Kræfter, saa at et Toug eller en Snor behøver en saa mange Gange større Kraft til at spændes, som den spændende Vægt er større; 3) i Forhold til Tougenes eller Snorenes Tykkelse. Ved alt dette forudsættes dog, at Tougene ere af lige Natur, hvilket i forskjellige Erfaringer sjeldent finder Sted.

Desaguliers Course of natural. phil. T. I. p. 239. o. f. Krafts Mechanik. B. 2. S. 355. o. f.

III. Middelrummets Modstand.

§. 223.

Vi ere ikke i Stand til at udtømme saaledes al Materie af et Rum, at deri intet skulde blive tilbage. Vi kunne altsaa ingen Bevægelse i et fuldkomment tomt Rum frem-

bringe. Men naar et Legeme bevæger sig i et med Materie opfyldt Rum, saa maa det hvert Øieblik meddele noget af sin Bevægelse til denne, indtil det tilsidst aldeles ophører at bevæge sig. I Læren om de draabeflydende og luftagtige Legemer skal dette udførligere vorde afhandlet; her maa det være nok at bemærke, at den Formindskning, et Legemes Hastighed ved denne Modstand lider, er meget betydelig. Den retter sig naturligviis efter den modstaaende Materies Tæthed. Den voxer ligeledes med Bevægelsens Hastighed, men i et større Forhold end denne. Heraf (jevnført med §. 52. Anm.) sees, at om ingen Rivningsmodstand gaves, vilde dog ingen Maskine kunne fortsætte sin Bevægelse uafbrudt, naar ikke jevnlig nye bevægende Kræfter virkede derpaa.

VI. Umuligheden af et saa kaldet perpetuum mobile.

§. 224.

Uagtet det alt længe har været anseet for en afgjort Sandhed, at en Maskine, der uafbrudt holdt sig selv i Bevægelse, er umulig, saa er det dog endnu ikke sjeldent, at Mennesker, som ikke nøie nok have gjennemtænkt Gjenstanden, anvende deres bedste Tid paa en saadan Opfindelse. Daarligheden af et saadant Foretagende sees af følgende Betragtning. Intet Legeme kan meddele et andet en Bevægelse, uden selv at tabe en lige saa stor; den ene Deel af

en Maskine taber altsaa just saa megen Bevægelse, som den giver den anden, og kan i et Kredsløb af Bevægelser intet deraf faae tilbage, uden at berøve andre Dele af Maskinen det. Bevægelsen i en Maskine kan følgeligen ikke formeres, med mindre udvortes Kræfter gribe ind og forøge Hastigheden; men naar der ingen selvfrembragt Forøgelse i Hastigheden kan finde Sted i Maskinen, saa maa den formedelst Rivningen, Luftens Modstand o. s. v., som berøver den betydeligt af sin Bevægelse, tabe sin Hastighed og tilsidst komme i Hvile. Gaves der ingen saadan Modstand, som den vi her have lært at kjænde, saa vilde alle Maskiner, hvis Bevægelse ikke ved en bestemt Indretning er begrendset, være stedsebevægede; thi den ene Deel vilde da altid erholde, i en følgende Tid, den hele Hastighed tilbage, som det før havde meddeelt.

Sjette Afsnit

om

Draabeflydende Materiers Bevægelse og Ligevægt.

I. Draabeflydende Legemers Ligevægt mellem hinanden indbyrdes.

§. 225.

Den Lethed, hvormed Delene i de flydende Legemer flyttes blandt hinanden, foraarsager at de ikke, saaledes som i faste, have et fælles Tyngdepunkt. Heraf oprinder en betydelig Forskjæl mellem Anvendelsen af de almindelige Bevægelseslove paa de faste og flydende Legemer. Lovene for de flydende Legemers Bevægelse og Ligevægt fordre derfor en særskilt Afhandling, hvilken atter deles i to Dele, hvoraf den ene handler om Bevægelsen, den anden om Ligevægten. Hin fører Navn af Hydraulik, denne af Hydrostatik. Her ville vi i

Foredraget ikke strængt skille disse to Dele, der have saa mange Berøringspunkter, fra hinanden.

§. 226.

Det vil i det Følgende vise sig, at det er af største Vigtighed for Læren om de flydende Legemers Ligevægt, at erkjænde, at deres Sammentrykkelighed er for intet at regne. Man har ført en stor Strid, om de flydende Legemer og Vandet i Særdeleshed, som det vigtigste blandt disse, vare aldeles usammentrykkelige, eller kun vare det i en ringe Grad. Paa den ene Side havde man ved adskillige Forsøg ikke været i Stand til at sammenpresse Vandet, fordi man ikke havde anvendt Kræfter nok; paa den modsatte havde man kun faaet meget smaa Resultater, mod hvilke Tvivlerne havde mange Indvendninger. Men selv de Forsøg, efter hvilket Vandet ikke skulde være sammentrykkeligt, ere tildeels lærerige. Man indsluttede f. Ex. Vandet i Kugler af Metal, som meget nøje bleve tillukkede, og forsøgte derpaa at banke dem flade, men dette skeede aldrig, uden at Vandet trængte ud gjennem Aabninger i Metallet, som man før slet ikke bemærkede. Heller ikke lod Vandet sig paa en kjendelig Maade sammentrykke ved en 7 Fod høj Cylinder af Qvægsølv. Disse og flere Forsøg, hvoraf man sluttede, at Vandet ikke kunde sammentrykkes, vise i det mindste, at det ikke kan skee, uden med en meget stor Kraft. Abicht og Zimmermann derimod lykkedes det, formedelst en meget stærk Compressionsmaskine, med et Stempel at sammenpresse Vand i et Kobberrør, af noget over een Tommes Gjennemsnit, saa at Stemplet sprang tilbage, da den tryk-

kende Kraft ophørte. Med denne Maskine fandt de følgende Sammenpresninger:

	ved et Tryk af 745,181.	ved et Tryk af 2509,591.
Brøndvand	$\frac{1}{142,66}$	$\frac{1}{35,667}$
Kogt Vand	$\frac{1}{93,108}$	$\frac{1}{34,14}$
Mættet Saltopløsning	$\frac{1}{103,45}$	$\frac{1}{33,909}$
Melk	$\frac{1}{215,21}$	$\frac{1}{38,695}$
Brændevin	$\frac{1}{224,76}$	$\frac{1}{45,664}$

Foruden dette Bevis for at Vand og andre flydende Legemer lade sig sammentrykke, kan ogsaa anføres, at Lyden forplanter sig igjennem Vandet, hvilket ikke kunde skee uden afvexlende Sammenpresninger og Udvidelser. Herom mere i det Følgende.

E. A. W. Zimmermann über die Elasticitet des Wassers, theoretisch und historisch entworfen. Leipz. 1779. Indeholder en meget fuldstændig Efterretning om alt, hvad man har sagt for og imod Vandets Elasticitet.

§. 227.

Dersom de draabeflydendende Legemer vare aldeles usammentrykkelige, saa er det klart, at de heller ingen Spændighed kunde besidde; men man har deraf uddraget den falske Slutning, at om de end vare lidet sammentrykkelige, saa kunde de dog heller ikke have uden en meget liden Grad

af Spændighed. Ved nærmere Overlæg nødes man at tilstaae, at et Legeme, som kun har været meget lidet sammentrykt, kan med en meget stor Kraft tage sin, ved udvortes Aarsager forandrede, Form tilbage igjen. Man kan altsaa vel sige, at Vandet hører til de meget lidet sammentrykkelige Legemer, men ikke at det hører til de meget lidet spændige.

§. 228.

Naar et flydende Legeme gandske var sine egne indvortes Kræfter overladt, saa at nemlig ingen udvortes Aarsager formaaede at indvirke derpaa, saa vilde et saadant forme sig til en Kugle; thi enhver Deel i Overfladen vilde ved den al Materie naturlige Tiltrækningskraft drages af alle de indre Dele. Da Delenes Bevægelighed er saa stor, vilde det være umuligt for nogen af dem at forblive i Hvile, før den holdtes tilbage ved de øvriges Tryk, og det uden selv enten at trykke Nabodelene mere eller mindre, end den igjen blev trykket, det er: alle Delene maatte staae i lige Forhold til hinanden, og tillige til det Indre, hvilket ikkun er muligt i en Kugle, hvor alle Delene i Overfladen drages lige meget af Midtpunktet.

§. 229.

I Virkeligheden forandres denne de flydende Legemers Kugleform betydeligt, ja tilintetgjøres som oftest gandske. Ved deres egen Vægt trykkes de nemlig mod de faste Legemer, med hvilke de staae i Berøring og antage, formedelst deres Deles Bevægelighed, disses Form. Kun meget smaa

Masser ere herfra undtagne. Da nemlig de flydende Legemers Overflader kunne betragtes som faste (§. 40), og disse kun aftage i Forhold af Radiernes Qvadrater, Masserne, altsaa ogsaa Vægten, derimod efter disses Cuber, saa er det klart, at en flydende Masse nærmer sig desto mere Fastheden, jo mindre den vorder. De særdeles smaa flydende Masser have derfor ogsaa næsten en fuldkommen Kugelfigur.

§. 230.

Ogsaa den Overflade af et flydende Legeme, der ikke staaer i Berøring med et fast, kan ikke vedligeholde nogen Kugelform, naar Legemets Masse ikke er ganske liden; thi den Kraft, hvormed det stræber selv at give sig en Figur, er meget svag i Sammenligning mod den Bevægelses Qvantitet, hvormed alle dets Dele i Følge deres Tyngde stræbe at forandre den. Dersom denne allene virkede, vilde det flydende Legeme antage en plan Overflade; thi da først var der ingen Grund mere, hvorfor Tyngden ikke skulde forstyrre Ligevægten. Da saaledes Legemets egen tiltrækkende Kraft paa den ene Side stræber at gjøre Overfladen kugelformig, dets Vægt derimod stræber at gjøre samme plan; saa følger, at jo større Gjennemsnittet af et Kar er, jo mere nærmer Overfladen sig Planheden, jo mindre dette derimod er, jo mere hersker Kugelformen. I Kar af en Tommes Gjennemsnit kan man allerede regne Krumheden for intet; og ret betydelig er den ei i Rør, der have over $\frac{1}{2}$ eller i det højeste 1 Linies Tvermaal.

I det Følgende vil det vises, at Adhæsionen ganske kan forandre Overfladens Figur, og gjøre samme indhvelvet, (concav), i Stedet for udhvelvet, (conver).

§. 231.

Man kan derfor i det Følgende uden merkelig Feil antage, for Kar som ikke ere meget snævre, at flydende Legemer altid staae med en plan Overflade.

§. 232.

Af det Flydendes Natur følger, at enhver Deel indtager sit Sted ved sin egen Vægt paa den ene Side, og alle de øvrige Deles Tryk paa den anden. Hver Deel trykkes altsaa lige saa stærkt af de omringende, som den trykker dem.

§. 233.

Begrendser man vilkaarlig i Tanken en Deel abcdef, af en flydende Masse ABCD, (Fig. 59), saa er det, efter det Foregaaende klart, at denne Deel indtager sit Rum ved sit eget Tryk, og alle de øvrige Deles Modtryk. Sættes nu i Stedet for den indbildte Grendse en virkelig af et fast Legeme, saa vil denne modtage alt det Tryk, som ellers den omringende flydende Masse bekom, og tilbagegiver dette Tryk i samme Grad som det modtog det. Det kan ikke trykke mindre, fordi det ellers ikke kunde tilbageholde det indsluttede Flydende; det kan heller ikke trykke mere, efterdi dets Dele ikke forandre deres Sted. Det flydende Legemes

Overflade bliver altsaa den samme, enten en Deel af Massen indsluttes inden en fast Grendse eller ei. Heraf følger, at flydende Materier staae lige højt i to eller flere forbundne Kar eller Rør.

Haarrør gjøre herfra en Undtagelse, hvorom i det Følgende.

§. 234.

Denne vigtige Sætning indsees ogsaa af den almindelige Grundlov for al Bevægelses Størrelse. ABCD (Fig. 60) være to forbundne Rør, og AB's Gjennemsnitsflade være x Gange saa stor som CD's. Det er da klart, at det Flydende i CD maa stige x Linier for hver Linie, det falder i AB, og omvendt kun stige een Linie i AB for hver Linie, det synker i CD. Naturligviis foregaaer Stigningen i det ene og Faldet i det andet Rør i lige Tid, saa at altsaa det Flydende stiger eller falder med x Gange saa megen Hastighed i CD, som i AB. Vandet i AB trykker altsaa det i CD med x Gange saa megen Masse, men det i CD derimod paa det i AB med x Gange saa megen Hastighed. De flydende Masser i begge Rørene virke altsaa mod hinanden med lige Bevægelses Størrelse, og ere følgeligen i Ligevægt.

§. 235.

At den samme Lov ogsaa bekræftes ved Erfaringen, maa Enhver, der giver Agt paa det, som foregaaer omkring ham, have bemærket. Man fylde Rør eller Kar af det meest ulige

Gjennemsnit (naar de kun ikke ere overordentlig snævre) og af den forskjelligste Form med Vand, med Qviksølv, med Olie, eller hvilketsomhelst andet Flydende; man vil altid finde, at det staaer lige højt i dem, naar de kun staae i Samfund med hinanden.

§. 236.

Dersom det ene af de forbundne Rør er kortere end det andet, saa maa Vandet dog stræbe at hæve sig til samme Høide udenfor Røret, som den, hvori det ellers vilde have staaet i Røret. Hindringer herimod ere Luftens Modstand, saavel som den Omstændighed, at de først opstigende Vanddele, som efterhaanden tabe deres Bevægelse, standse de paafølgendes. Heraf lader sig Oprindelsen til de fleste Vandspring forklare; men der gives ogsaa andre Maader, hvorpaa saadanne kunne frembringes, men som først senere kunne afhandles.

§. 237.

Naar de flydende Legemer, som indeholdes i to forbundne Rør, have ulige Tyngde, saa vil det specifisk tungere i samme Forhold staae lavere, som det er tungere; er f. Ex. det ene 14 Gange tungere end det andet, saa udfordres naturligvis kun en Masse, hvis Høide udgjør $\frac{1}{14}$ af den andens, for at holde Ligevægt. Dette er klart af de foregaaende Grundsætninger, og bekræftes desuden let ved Erfaring.

II. Om flydende Legemers Tryk mod omgivende Legemer.

§. 238.

Naar man afskjærer et af de forbundne Rør, og derover lægger et Laag, saa vil dette lide et Tryk nedenfra, saa stort som af en Vandstøtte, hvis Grundflade er Laaget, og hvis Høide er liig Vandets Høide derover i det andet Rør. ABCDE (Fig. 61) forestille et saadant afskaaret Rør, hvor CD er Laaget. Var Røret fuldstændigt, saa at Vandcylinderen CDFG endnu kom til, saa var denne just den Kraft, hvorved Ligevægten mod Vandet i ABCDE vedligeholdtes, ligesom paa den anden Side Vandet i ABCDE bar Vandcylinderen CDFG. Men hiin Masse kan ikke trykke mindre, fordi denne ikke er tilstede; den maa altsaa trykke med samme Kraft opad mod Laaget CD, som Massen CDFG vilde have trykt den ned. Det er, at Trykket er liig det af en Vandstøtte, hvis Grundflade er Laaget, og hvis Høide er liig den, Vandet har i det andet Rør fra den med Laaget horizontale Linie af at regne. Det er klart, at den samme Lov ogsaa gjelder for det opadgaaende Tryk i uregulaire Kar.

Det sees heraf, at man med meget smaa Vandmasser kan frembringe store Virkninger. Blandt andre Exempler herpaa er ogsaa Wolfs anatomiske Hævert, som er et Redskab af Blik, hvis Form kommer overens med ABCDE's. I Stedet for Laaget bindes en Blære tæt over Vandfladen ved CD; denne udspændes da saaledes, at dets Struktur langt fuldkommere erkjendes, end ellers vilde skee.

§. 239.

De flydende Legemers lodrette Tryk paa Bunden af et Kar er altid i sammensat Forhold af Grundfladen, hvorpaa der trykkes, og den trykkende Vandmasses Høide. For Kar, hvis horizontale Gjennemsnit overalt ere lige store, er denne Lov saa let at indsee, at man dertil kun behøver at forstaae Ordene; thi intet er mere ligefrem, end at en Vandmasse, som er dobbelt saa høi, som en anden, maa trykke dobbelt saa stærkt; een, som er tre Gange saa høi, tre Gange saa stærkt og saa fremdeles; ligesaa vist er det, at en Vandmasse, som staaer paa en 2 eller 3 Gange større Grundflade, ved lige Høide maa trykke 2 eller 3 Gange saameget derpaa o. s. v.

For at indsee, at det samme gjelder for uregulaire Kar, behøves nogle nærmere Betragtninger. Har Karret Form af en opreist afstumpet Kegle (Fig. 62), saa er det klart, at kun Cylinderen ACGH trykker umiddelbart mod Bunden. Men Vandet, som indsluttes i Rummet ABG, lider et Tryk af denne Cylinder, hvorved det vilde kunde holde Ligevægt med en Vandmasse, som opfyldte Rummet ABE. I Stedet for at bære en saadan Vandmasse, trykker det mod AB med samme Kraft, som hertil vilde været udforderlig. Sidevæggen AB trykker derimod tilbage med samme Kraft. Heraf følger, at Vandet i ABG lider samme Tryk, som om det bar Vandmassen BAE, hvoraf atter flyder, at det maa trykke ligesaa meget mod Bunden, som om denne Vandmasse virkelig var tilstede. Det samme gjelder naturligvis om Vandet i Rummet CHD. Bunden BD lider altsaa samme Tryk, som om Karret var en regelret Cylinder.

I et Kar, som har Form af en omvendt afkortet Kegle, gjelder atter den samme Lov. ABCD (Fig. 63) forestille et saadant. I dette kan ikkun Massen EFBD trykke paa Bunden. Alt det, som falder nærmere ind mod Sidevæggen AB og CD, f. Ex. eb, trykker paa disse, og kan altsaa ikke virke paa Karrets Grundflade. Enhver, som forstaaer de foregaaende Beviser, indseer ogsaa, at de gjelde for alle Kar af hvilkensomhelst Form.

Da det i Følge den her angivne Naturlov er muligt, at en liden Vandmasse kan trykke ligesaa stærkt paa Bunden af et Kar, som en stor, saa kunde man let forledes til at troe, at en mindre Vandmasse ogsaa maatte kunne trykke ligesaa stærkt paa Vægtskaalen som en stor; men dette bortfalder, naar man tager i Betragtning, at den Deel af Trykket, som tilveiebringes ved en lodret deroverstaaende Vandmasse, tilveiebringes ved et Modtryk, som ikke vilde finde Sted, naar ikke Vandet trykkede ligesaameget opad. Men disse to lige store op- og nedadgaaende Tryk hæve hinanden saaledes, at de intet betyde for de omgivende Gjenstande.

§. 240.

Til at bevise den her angivne Naturlov, tjener et Kar med løs Bund, der dog passer saa nøie til Karrets nederste Rand, at intet Vand kan udflyde. Denne løse Bund hænger ved en Kjæde sammen med den ene Ende af en Vægtstang, hvis anden er forsynet med en Skaal og Modvægt. Man vil da altid finde den Vægt, som behøves til at løfte denne Bund op, saa stor som Vægten af en Vandstøtte, der har Bunden til Grundflade, og den lodrette Linie fra Vandspeilet til denne Bund til Høide. Vandmassens Figur kan derved forandres, at man til Grundfladen af Redskabet skruer

Kar af forskjællige Former. Den hele Indretning kaldes, efter sin Opfinder, de Pascalske Kar.

Nærmere Beskrivelse findes i Sigaud de la Fond. Descr. et usage d'un cab. d. phys. T. I. S. 296.

§. 241.

At de flydende Materier ikke blot trykke opad og nedad, men ogsaa til Siderne, ligger ganske i deres Natur; thi formedelst den Lethed, hvormed deres Dele flyttes, maa enhver Deel, som trykkes, udbrede sig til Siderne, og altsaa meddele Trykket derhen. Dette bekræftes ved de bekjendteste Erfaringer. Af et Kar, som har en Sideaabning, flyder Vandet ud, naar det indeholder Vand; men er det tomt, og bringes i Vand, saa flyder Vandet ind; en meget tynd Flaske med flade Sider trykkes i Stykker ved Vandets Sidetryk o. s. v. Vandets Sidetryk bevises ogsaa paa følgende Maade: BCDE (Fig. 64) forestille et cubisk Kar, hvor Sidetrykket maa være lige stort, paa to lige for hinanden staaende Sider, BC og DE. Da disse Tryk virke i modsatte Retninger, saa kunne de ingen Bevægelse frembringe; men gjør man en Aabning FG i Sidevæggen DE, saa hører det Tryk op, som holdt Ligevægt mod den tilsvarende Deel i BC, og altsaa maa Karret gaae tilbage. Dette finder Sted i Virkeligheden, og Segner har derpaa grundet en egen hydraulisk Maskine.

Gehlers physical. Wörterbuch, Th. 4. S. 8.

§. 242.

I et Kar, som er fyldt med et Flydende, tiltager Sidetrykket i samme Forhold, som Afstanden fra Overfladen.

Man tænke sig nemlig hvilketsomhelst Punkt paa een af Sidevæggene af Karret ABCD (Fig. 65) gjennembrudt og sat i Forbindelse med et opstigende Rør ghik, saa vil Vandet i dette stige saa højt, som det staaer i Karret selv. Naar nu Gjennemsnitsfladen gh ansees som uendelig lille, saa er Trykket derpaa altid i Forhold til det Flydendes Høide i Røret og følgeligen ogsaa i Karret. Det er klart, at dette gjelder om ethvert Punkt i Sidevæggene, og at altsaa Trykket paa disse tiltager i samme Forhold, som Afstanden fra Overfladen. Ved at betragte Figuren, vil man let indsee med mathematisk Vished, at Trykket paa hver af Siderne i en Cubus maa være halvt saa stort, som det paa Bunden; og man kan forestille Trykkene paa de forskjællige Punkter ved Linierne ab, cd, ef o. s. v. Alle fire Sider i et cubisk Kar lide altsaa dobbelt saameget Tryk, som Bunden.

§. 243.

Det Tryk, som en flydende Masse frembringer paa en Flade, kan findes, naar man multiplicerer dens Qvadratindhold med dets Tyngdepunkts Afstand fra Vandspeilet. For at bevise dette, maa først godtgjøres, at naar forskjællige Masser, som A, B, J (Fig. 80. Tab. IX), ved faste Linier staae i Forbindelse med en Flade GH, saa er deres Virkning paa samme = Afstanden af deres fælles Tyngdepunkt fra Fladen, multipliceret med alle Masserne. Imellem A og B drage man nemlig en ret Linie; i denne maa begges fælles Tyngdepunkt C ligge. Fra dette drage man en Lodret, CO, til GH, AO og BO være ligeledes lodrette paa

samme. Fra C drages en Linie lodret paa AO og den forlængede BO, der ere parallele. Nu er Masserne A : B = CB : AC (§. 147) = BE : AD = EO — BO : AO — DO, hvoraf da følger A. AO — A. DO = B. EO — B. BO, hvilket atter giver A. AO + B. BO = A. DO + B. EO. Men DO = EO = CO, altsaa A. AO + B. BO = (A + B). CO. Det er: Summen af A's og B's Momenter = deres Massers Sum, multipliceret med deres fælles Tyngdepunkts Afstand fra Fladen. Gaves her endnu et tredie Punkt J, saa lod det sig atter let bevise, at Afstanden af J's og C's fælles Tyngdepunkt, multipliceret med Massen i J og den i C (hvilken er = A + B), var = alle tre Massers Virkning. Det indsees let, at det samme lader sig anvende paa saa mange Punkter man vil, følgeligen ogsaa paa en heel Flade, hvis Virkning paa den anden da er = dens Masse, multipliceret med dens Tyngdepunkts Afstand fra samme. Alt dette lader sig nu ogsaa anvende paa flydende Legemers Tryk mod faste Flader; thi Trykket mod hvert Punkt voxer her i Forhold til Fladens Afstand fra Vandskorpen, ligesom Momentet med Afstanden fra det Punkt, hvorpaa der virkes. Fremdeles er det ligegyldigt, enten vi foreslille os, at den faste Flade virker paa Vandspeilet, eller Vandspeilet paa den faste Flade, efterdi Tryk og Modtryk ere lige. Man kan da betragte enhver Flade, der befinder sig i Vandet, som om den blev trykket af en Vandmasse, hvis Grundflade var den lig, og hvis Høide = dens Tyngdepunkts Afstand fra Vandspeilet. Saaledes er Vandets Tryk paa en Side af en lodret deri staaende ligebenet Triangel, hvis Grundlinie vender nedad, = $\frac{2}{3}$ af dens Høi-

de, multipliceret med dens Fladeindholt. Vendte Spidsen derimod nedad, saa var Trykket kun $= \frac{1}{3}$ (jevnf. §. 163).

Krafts Mechanik, 2den Deel, S. 413. o. f.

§. 244.

Af §. 242. er det klart, at naar man deler en parallelogrammatisk lodret Flade i to lige Dele ved en horizontal Tverlinie, saa lider den et større Tryk neden for denne Linie, end over samme. Man vilde følgeligen ikke fuldkomment understøtte en Flade, der udgjorde en løs Sideflade i et med Vand fyldt Kar, naar man understøttede den i denne horizontale Linie. Den Linie, hvori dette skulde skee, maa ligge dybere, og i samme maa findes et Punkt, hvori en Understøttelse kan holde Ligevægt mod hele Vandets Sidetryk. Dette Punkt kaldes Trykkets Midtpunkt for denne Overflade. For hver Art af Flade er dette Punkt forskjælligt, og findes ikke uden ved temmelig forviklede Regninger.

§. 245.

Det forstaaer sig af sig selv, at naar forskjællige flydende Legemers Tryk sammenlignes, man da maa tage Hensyn tillige paa deres specifiske Vægt. Trykket er naturligviis, alt øvrigt sat lige, i Forhold til den specifiske Vægt.

III. Flydende Materiers Tryk mod indsænkede Legemer.

§. 246.

Tænker man sig i en flydende Masse BCDE (Fig. 66) en given Deel A indsluttet af en geometrisk Grendse, saa

vide vi (§. 232), at denne Deel bæres af det omringende Flydende med en Kraft, der er liig dens egen Vægt. Sætte vi nu istedet derfor et fast Legeme af samme Omfang og Vægt, saa er det klart, at dette paa samme Maade bæres. Selv, naar det indsænkede fremmede Legeme ikke havde samme Vægt under lige Omfang, maatte det dog, som let indsees, bæres med samme Kraft; saa at det kan fastsættes som en af Tingenes Natur følgende Lov, at ethvert Legeme, som indsænkes i en flydende Masse, taber saa meget af sin Vægt, som det Flydende, det uddrev af sit Rum, veiede.

§. 247.

Til at bevise den her angivne, saavel som de fleste andre Love for de flydende Legemers Ligevægt, bruger man en meget nøiagtig Vægt, hvis Skaaler neden ere forsynede med Kroge, hvorved Legemer, som skulle veies i Vandet, kunne heftes. Man kalder en saadan: en hydrostatisk Vægt, hydrostatisk Balance. Tager man en Terning eller Cylinder af Messing, som nøie passer i et Hylster, og hænger hiin under den ene Skaal, men sætter denne derpaa, og nu bringer alt i Ligevægt ved Lodder, som læg ges paa den modsatte Skaal, saa vil man finde, at saasnart man lader Terningen eller Cylinderen nedsynke i Vand, vil den Vægtskaal, hvorved den hænger, stige; men naar man derimod fylder det paa samme Skaal staaende Hylster med Vand, saa at dette netop indtager samme Plads, som ellers Terningen eller Cylinderen, der passer deri, saa kommer Ligevægten fuldkomment tilbage.

§. 248.

Det er klart, at naar det indsænkede Legeme har samme specifiske Vægt, som det flydende, saa vil det forblive paa hvilket Sted i den flydende Masse det henstilles. Naar det er tungere, bliver en Deel af dets Vægt uophævet, og med denne synker det. Er det lettere, saa kan det ikke trykke saa meget nedad, som det Flydende trykker opad, og det maa altsaa stige, indtil det er kommet saa højt over det Flydendes Overflade, at den indsænkede Deel ikke uddriver mere Flydende af dets Rum, end det indsænkede Legeme veier.

§. 249.

Da et indsænket Legeme taber saa meget af sin Vægt, som et lige Omfang af det Flydende, hvori det sænkes, saa indsees: at det taber desto mere, jo tungere det Flydende er.

§. 250.

Man kan altsaa fastsætte, at det Tab i Vægt, som Legemer, indsænkede i flydende Masser, lide, er i sammensat Forhold af hines geometriske Indhold og disses specifiske Vægt.

Alle disse Love følge med den største Lethed af §. 246.

§. 251.

Man kalder den Vægt, et indsænket Legeme viser i det Flydende, dets respective Vægt (Pondus respectivum). Den er = o, naar det indsænkede og det flydende Legeme have lige specifisk Vægt. Er det Indsænkede tungere, saa er den respective Vægt positiv; er det lettere, er den derimod negativ.

§. 252.

I det et fast Legeme indsænkes i et flydende, maa naturligviis den Vandmasse, som drives ud af sit Sted, og hvis Størrelse er liig det indsænkede Legemes, stige op over den forrige Overflade, følgeligen trykke mere paa Bunden af Karret. Naar derfor et fast Legeme indsænkes i en Vandmasse, som befinder sig paa en Vægtskaal, dog saalødes, at det ikke trykker mod det indsluttende Kars faste Dele, saa vil Vandet nu udfordre saa megen mere Modvægt, som den Vægt er stor, det indsænkede Legeme taber i Vandet. Man kan altsaa paa en vis Maade sige: at Vandet vinder i Vægt, hvad det indsænkede Legeme taber.

§. 253.

Ved Hjelp af de her angivne Love ere vi i Stand til noiagtigen at bestemme Legemernes specifiske Vægt, uden Hensyn paa Uregelmessigheden i deres Figur. Man kan nemlig regne et Legemes Vægt i Luften for dets absolute Vægt, uagtet Luften ogsaa bærer Legemerne lidet. Naar

man altsaa har veiet et Legeme i fri Luft, og derved lært dets absolute Vægt at kjende, veier man det i reent Vand, og slutter sig af den Formindskning, Vægten deri lider, til Legemets specifiske Vægt. Taber Legemet f. Ex. $\frac{1}{7}$ af sin Vægt i Vandet, saa er dets specifiske Vægt 7 Gange større end Vandets. Man har med Rette valgt Vandet til Enhed i denne Sammenligning. Man maa hertil bruge fuldkomment reent Vand, hvilket ikke findes i Naturen, men ved en forsigtig Destillation tilveiebringes. Regnvand er ikke fuldkomment reent, og har derfor en noget større specifisk Vægt end det destillerede Vand. Man kan naturligviis ogsaa veie et Legeme i andet Flydende, hvis specifiske Vægt man derpaa sammenligner med Vandets.

Man kan ved Hjelp af den specifiske Vægt ofte skjælne et Legeme fra et andet. Archimedes siges paa denne Maade at have opdaget en Forfalskning i Kong Hieros Krone.

§. 254.

Et flydende Legemes specifiske Vægt bestemmes let ved at veie et Legeme af en given specifisk og absolut Vægt deri. Vide vi f. Ex. at et Legeme taber $\frac{1}{4}$ af sin Vægt i Vandet og derimod kun $\frac{1}{5}$ i et andet Flydende, f. Ex. i en Spiritus, saa slutte vi deraf, at dettes specifiske Vægt forholder sig til hins som 4 til 5. Man kan ogsaa umiddelbart bestemme et Flydendes specifiske Vægt, ved at veie et bestemt Maal deraf, og sammenligne dette med Vægten af et ligesaa stort Maal Vand. Denne Maade har dog adskillige practiske Vanskeligheder.

§. 255.

Man kan ogsaa finde et flydende Legemes Vægt ved at bestemme, hvor dybt et lettere Legeme synker deri. Seer man f. Ex. at en Trediedeel af et let Legeme staaer over det Flydende, saa slutter man med Rette, at de to Trediedele deraf indtage saa meget Rum, som en Deel af den flydende Masse, hvis Vægt er liig det svømmende Legemes. En sædvanlig Tærning vilde kun være meget lidet skikket til saadanne Jagttagelser. Man har derfor indrettet egne Redskaber til disse Undersøgelser, og givet dem Navn af Areometere. De simpleste, skjøndt ikke almindeligste, bestaae af en huul, i Grader inddeelt Cylinder af Glas, som neden har Bly eller Qvikfølv til at bestemme Tyngdepunktet. De almindeligste Areometere bestaae af en liden Kugle A (Fig. 67), som indeholder Vægt, en noget større B, som er tom, og af et opstigende Rør CD, som er inddeelt i Grader. Man hænger et saadant under en hydrostatisk Vægtskaal, veier den og lader derpaa dens nederste Deel synke i Vand indtil C, hvorpaa man bringer den i Ligevægt. Derpaa lader man den indsænke til D, og bringer den paa nye i Ligevægt. Af de anvendte Vægte sees, af hvor meget Vand Areometeret i hvert af Tilfældene er blevet baaret. Man kan gjøre lignende Bestemmelser ved at sætte det i to forskjellige flydende Materier, hvis Egenvægt af andre Forsøg vides. Formedelst Kuglen vise disse Redskaber hver Grad meget kjendelig.

§. 256.

I mangfoldige Henseender brugbare ere de Areometere, som oven ere forsynede med en Skaal, hvori man kan lægge

Vægt. Hoveddelene af et saadant Redskab ere: en huus Kugle eller Cylinder A (Fig. 68), en Skaal DE, befæstet paa Stilken FG, en Skaal HK, forsynet med en Vægt B. Den nederste Skaal hænger ved to Metaltraader JH og JK. Det hele Instrument maa være saa meget lettere end Vandet, at det kan bære nogle Hundrede Grans Vægt i den øverste Skaal, førend det synker ned til Mærket C. Sæt, at hele Redskabet veiede 700 Gran, og at man maatte lægge 300 Gran til, for at det i destilleret Vand kunde synke til Mærket C, saa slutte vi deraf, at et Flydende, hvori det uden Tillægsvægt sank til Mærket, maatte have en specifisk Vægt = 0,700 af Vandets; havde man derimod maattet lægge 100 Gran til, saa havde dets specifiske Vægt været 0,800 o. s. v.

§. 257.

Dette Redskab kan ogsaa bruges som Vægtskaal. Lægger man nemlig en Masse som er mindre end 300 Gran paa Skaalen, saa kan man af den Vægt, man behøver at lægge til, for at indsænke Redskabet til Mærket, let beregne Massens Vægt.

Kunstneren Fortin i Paris har forfærdiget en meget brugbar Vægtskaal efter denne Grundsætning.

§. 258.

Lægger man derpaa den veiede Masse i den nedre Skaal, som er under Vandet, saa vil dette løfte det op, saa at man maa lægge mere Vægt paa. Denne viser altsaa, hvor me-

get den veiede Masse taber i Vandet, og saaledes finder man ogsaa ved dette Redskab faste Legemers specifiske Vægt.

§. 259.

Naar man kjender et Legemes specifiske og dets absolute Vægt, saa kan man deraf let bestemme det Rum, det indtager. Det er nemlig saa stort som den absolute Vægt, divideret med den specifiske (§. 98).

En dansk Cubikfod Vand veier 64 Pund. Naar vi kjende Legemets Egenvægt, i Forhold til Vandet, og dets absolute Vægt, saa er derved tillige Vægten af et ligesaa stort Cubikrum af Vand givet, og vi kunne af ovenanførte Enhed let beregne dets Volumen i Cubikmaal. Heraf lader atter det andet Legemes Cubikindhold sig let uddrage.

§. 260.

Da Blandinger af forskjellige Substantser have en anden specifisk Vægt end de Bestanddele, hvoraf de ere sammensatte, saa kan man ogsaa ved Hjelp af areometriske Forsøg bestemme Proportionen mellem to Bestanddele i en Blanding. Dog indtræffer heri en betydelig Vanskelighed; at nemlig en chemisk Blanding ikke letteligen finder Sted uden en Sammentrækning eller Udvidelse; man maa altsaa foruden den specifiske Vægt, ogsaa kjende denne. Af denne Aarsag maa man have Tabeller, hvori den specifiske Vægt for hver Proportion i en Blanding, af to givne Bestanddele, i Følge Forsøg og Beregning ere angivne. (Et Par af de interessanteste findes, til Exempel, blandt de flere Tabeller ved Bindets

Ende). Man kan ogsaa indrette Areometere for enkelte givne Blandinger, f. Ex. for Spiritus og Vand, for Saltopløsning, hvor da Graderne ere af ulige Størrelse, i Forhold til Sammentrækning's = Graderne. Brændevinsprøvere, Saltspindeler o. s. v., hvor Graderne alle ere lige, og hvormed ingen Tabeller følge, ere at forkaste.

§. 261.

Ved alle areometriske Forsøg maa man tage Hensyn paa Varmen; thi det skal i det Følgende vorde beviist, at Varmen udvider alle Legemer, men ikke alle i lige Grad.

§. 262.

Af det Foregaaende vide vi, at Legemer, som ere specifisk lettere end et Flydende, svømme derpaa, som og, at det herved ikke kommer an paa den specifiske Vægt, Legemet i Følge sin Natur besidder, men paa dets Omfang, saa at et Legeme vel kan være meget tungt, som et Metal, men dog svømme paa Vandet, naar det er huult. Men for at indsee den rette Anvendelse af denne Naturlov, maa man ogsaa lægge Mærke til Tyngdepunktet, saavel i det svømmende Legeme, som i det af sit Sted uddrevne Flydende. Naar Legemet skal svømme i en given Stilling, saa maae begge disse Punkter befinde sig i samme lodrette Linie. Det gaaer hermed, som med faste Legemers Tyngdepunkt. Det uddrevne Flydendes Tyngdepunkt er her at ansee som Understøttelsespunktet. Ligger det svømmende Legemes Tyngdepunkt over dette, saa bringes det meget let ud af sin Stil-

ling, ligger det derimod derunder, som i et ladet Skib, saa staaer det sikkert.

§. 263.

Den her beskrevne Svømmen er egentlig den passive, og et Legeme, som paa denne Maade svømmer, siges mere egentlig at flyde (innatare fluido, det Franske flotter). Naar derimod et Dyr ved en vis Virksomhed holder sig over Vandet, da siges det i mere egentlig Forstand at svømme (natare, det Franske nager). Forskjellen imellem Vandets og et Menneskes specifiske Vægt er meget liden, hvorfor man ogsaa bemærker, at det er ulige lettere at løfte et Menneske, som er faldet i Vandet, op til dets Overflade, end at løfte det op derover. Menneskets specifiske Vægt er omtrent en Tiendedeel større end Vandets, dog finder man den hos nogle større, hos andre mindre; men i ethvert Tilfælde vil et Menneske ikkun synke med meget ringe Kraft i Vandet. Udvider han nu Brystet, saa formeres derved hans Omfang noget, og han bæres mere af Vandet. Slaaer han dertil endelig mod Vandet, saaledes at han sætter det i Bevægelse nedad og til Siderne, saa erholder han ved Modvirkningen en Bevægelse opad, det er: han bliver over Vandet. At Mennesker ikke kunne udholde at svømme saa længe som de fleste andre Dyr, kommer deraf, at Hovedets Stilling hos Mennesket gjør ham det nødvendigt at anstrænge Nakkemuskelen, for at holde det over Vandet.

Ved at vade i Vand, maa man vel lægge Mærke til, at Menneskets Tyngdepunkt, i den oprette Stilling, falder over det af sit Rum uddrevne Vands, saa at han let kan falde omkuld.

Man har fundet Mennesker lettere end Vandet; dog ere saadanne sjeldne. En Neapolitansk Geistlig, Paolo Moccia, er især blevet bekjendt af sin specifiske Lethed. Han veiede 300 Pund, og en lige Mængde af Vand 330. Robertson beskriver i Philosophical Transactions Vol. I. adskillige Forsøg med Mennesker, der vare lettere end Vandet.

§. 264.

Af de her udviklede Naturlove forklares mangfoldige Særsyn i det daglige Liv, saavel som ogsaa adskillige physikalske Spillerier.

En Spand Vand, som drages op af en Brønd, er lettere, medens den er under Vandet, end naar den kommer derover.

Man kan i lang Tid holde sig over Vandet ved Hjelp af en Svømmetrøie af Kork, ligeledes ved Hjelp af udpustede Blærer.

Fiskene stige og synke i Vandet ved at udvide eller sammentrække deres Svømmeblærer.

De Cartesianske Djevle ere smaa hule Glasdukker, med en Aabning neden i Kroppen. Naar de sættes i et Glas Vand, hvorover er bundet en Blære, og denne Blære trykkes, saa gaaer noget Vand i dem og de synke. Naar Trykket ophører, driver den elastiske Luft Vandet atter ud; de vorde lettere og stige.

Paa en lignende Maade svømmer Vandsneglen. Naar den med sin forreste Deel begiver sig ud af sit Huus, hvorved den bagerste vorder tom, saa formeres det Heles Omfang, og den stiger. Ved den modsatte Operation synker den igjen.

I Hexebægeret synes Vand at forvandle sig til Viin, fordi det har en huul Fod fyldt med den; naar altsaa Bægeret fyldes med Vand, stiger Vinen, som lettere, op, og Vandet synker ned igjen.

Elementarverdenen er ikke andet, end en Blanding af fire flydende Materier, eller af tre flydende og en fast. Naar disse sammenrystes, blandes de vel; men ved deres ulige specifiske Vægt skilles de atter ad.

At døde dyriske Legemer, efter nogen Tid at have været under Vandet, komme op igjen, reiser sig deraf, at de begynde at gaae over i Forraadnelse, hvorved Luft udvikles, hvilken udspænder dem og gjør dem lettere.

IV. Adhæsionens Indflydelse paa de hydrostatiske Phænomener.

§. 265.

Naar man dypper en Finger, et Glasrør, et Stykke Træ i Vand, saa hefter noget derved, og man siger, det bliver vaadt. Dypper man derimod de samme Legemer i Qvægsølv, eller bestryger dem med Olie eller Heremeel, og da dypper dem i Vand, saa forblive de tørre. Det, at et Legeme væder et andet, beroer altsaa paa en Vedhængen (Adhæsion) imellem den flydende og faste Materie. Hvor denne Adhæsion ikke er, eller er meget svag i Forhold til den Kraft, hvormed Legemerne hænge sammen (cohærere), der finder ingen Befugtning Sted.

I Veras hydrauliske Maskine løftes Vandet ved Adhæsionen. Den bestaaer nemlig af en Snor uden Ende, der gaaer om to Tridser. Naar denne sættes i Bevægelse, saa at Touget gaaer rundt og den nederste Tridse befinder sig under Vand, saa vil dette hefte sig til Snoren, og andre Vanddele ville ved Adhæsionen atter hefte sig til de første, og derved danne en liden Vandcylinder omkring Toug. Gehlers physical. Wörterb. B. IV. S. 436.

§. 266.

Denne Adhæsion er Aarsag til, at flydende Legemer i visse Kar hæve sig op ad Sideveggene og staae med en indhvelvet Overflade, da de ellers skulde staae med en udhvelvet. Den Linie, hvoraf disse krumme Overflader begrendses, er den saakaldede elastiske, som fremkommer, naar en bøielig elastisk Stang med en Ende er fastgjort i en lodret Flade, og ved sin Tyngde bøier sig. Denne Krumning kommer til at nærme sig Cirkelen desto mere, jo mindre Overfladerne ere, og naar de ere meget smaa, kan den uden mærkelig Fejl ansees for en Cirkelbue.

§. 267.

Disse Overflader foraarsage et meget forskjælligt Tryk. abcd (Fig. 81. Tab. IX.) forestille en Vandstøtte, hvori kl er en uendelig liden Cylinder. Den Kraft, som yttrer sig i Adhæsionen, kan betragtes som en Tiltrækning, der kun virker i en meget liden Afstand. g være et Punkt saa nær Overfladen ab, at den ligger inden dennes Tiltrækningskreds, og ef være en anden Flade, der er ligesaa langt under g, som ab er over samme. Det er da klart, at g tiltrækkes lige stærkt af ab og ef, og at den følgeligen for saavidt er i Ligevægt. Men den Masse, som ligger under ef, skjøndt indenfor Tiltrækningskredsen, tiltrækker ogsaa g, uden at der gives nogen anden Tiltrækning, der ophæver den; i Følge heraf drages den nedad. Dette er det samme, som om det trykkede den nedenunder liggende Masse, og man kan følgeligen antage: at Overfladen af et Flydende trykker paa hele Massen.

§. 268.

En udhvelvet Overflade trykker mere, en indhvelvet mindre end en plan. Den krumme Linie qol (Fig. 69. Tab. VII.) forestille Gjennemsnittet af en udhvelvet Overflade, aob en Plan, som berører samme. Rummet qabl indslutter da den Masse, som udfylder den krumme Overflade til en plan. Punktet s være nær nok ved o, for at virke tiltrækkende paa samme. Punktet h være saaledes beliggende, at sh er = os. Det er da klart, at o drages ligesaa meget ned af s, som h af samme løftes. Begge disse Virkninger hæve hinanden. Den samme Slutningsmaade lader sig anvende paa ethvert Punkt mellem o og h. Ethvert Punkt k nedenfor dette, skjøndt i Tiltrækningskredsen af s, løftes, uden at nogen Modvirkning finder Sted. Det er da klart, at den flydende Masse, som kunde indsluttes i qaobl, vil bidrage til at formindske det Tryk, Massen indenfor den krumme Overflade vilde foraarsage nedad. Den udhvelvede Overflade trykker altsaa mere end den plane. Tænker man sig endnu Massen kaogb tillagt, saa opstaaer en indhvelvet Overflade. on være parallel og = hs. Det er da klart, at Punktet n trækker Punktet o opad, uden at nogen Modvirkning formindsker denne Virkning. Den indhvelvede Overflade trykker altsaa mindre end den plane.

§. 269.

Rør, som have et meget lidet Tvermaal, kaldes Haarrør (tubi capillares). Af det nyligen Beviste følger, at et flydende Legeme staaer høiere i et Haarrør, end i et videre Kar, naar

det har Adhæsion nok til samme, for at frembringe en indhvelvet Overflade; men at det Flydende, naar det staaer med ophøiet Overflade, maa staae lavere end i et videre Kar.

§. 270.

Jo snævrere Røret er, jo mindre vorder den Cirkelflade, hvormed det indsluttede Flydende begrendses; men i samme Grad vorder den ogsaa krummere, eller Deel af en mindre Cirkel. Heraf er Følgen, at en flydende Materie, som frembyder en ophøiet Overflade, staaer i samme Forhold lavere, og en, som frembyder en huul, i samme Forhold høiere over den omgivende Masse, som Rørene ere snævrere; eller med andre Ord: at Haarrørenes Indflydelse paa det indsluttede Flydendes Stand staaer i omvendt Forhold til Rørenes Gjennemsnit.

De la Place har strængt beviist denne Sætning i sin Afhandling om Haarrørene. Théorie de l'action capillaire, ou Supplement au dixième livre du traité de Méchanique céleste. Paris 1806.

Man seer af denne §., at der ikke kan angives nogen bestemt Grendse, hvor Haarrørs-Kraften aldeles ophører. I Almindelighed kalder man dog kun Rør, af mindre end $\frac{1}{10}$ Tommes Gjennemsnit, Haarrør.

§. 271.

Udførelsen af de Forsøg, hvorved de her angivne Love kunne bevises, frembyder adskillige Vanskeligheder, deels med Hensyn paa Udmaalningen af Haarrørenes Tvermaal, deels fordi enhver neppe mærkelig Ureenhed paa deres indre Overflade foraarsage Uregelmessigheder. Hertil kommer endnu,

at intet Legeme er fuldkomment flydende. Man udmaaler lettest slige Rors Tvermaal, ved at fylde dem med reent Qvægsølv og veie, hvor stor den dertil fornødne Mængde var. Naar man kjender Qvægsølvets specifiske Vægt og Rørets Længde, saa beregnes deraf let Gjennemsnittet. Naar man blot vil sammenligne to Rør, er dette ikke engang nødvendigt. Man behøver kun at tage dem lige lange, fylde dem begge med Qvægsølv, og veie dette; thi aabenbart staae da Rørenes Tvermaal i Forhold til Qvægsølvets Vægt. Af alle flydende Materier vælger man helst reen Viingejst eller Æther, fordi disse have den fuldkomneste Flydenhed.

§. 272.

Sætter man Haarrør af Glas i Vand, saa vil man finde, at dette, som deri antager en indhvelvet Overflade, staaer høiere i samme end i et dermed forbundet videre Kar. Qvægsølv derimod, som antager en udhvelvet Overflade, staaer lavere. Overdrager man Haarrøret inden i med Fit, saa vil Vandet, som nu maa antage en udhvelvet Overflade, deri staae lavere end i et dermed forbundet videre Kar. I et særdeles tørt og fra al Ureenlighed befriet snævert Glasrør vil vel udkogt Qvægsølv staae med en plan Overflade, og hvis det er et Haarrør, dog ei staae lavere deri end i et videre. Af alt dette seer man, at Haarrørsvirkningen altid staaer i den nøieste Sammenhæng med Overfladernes Hvelving.

§. 273.

Naar Rørene ere af ulige Gjennemsnit, vil man altid finde, at Vandet staaer desto høiere i dem, jo snævrere de

ere; og har man fuldkomment udmaalt dem, saa vil man ogsaa finde, at Højderne, hvortil Vandet hæver sig, staae i omvendt Forhold til Rørenes Tvermaal. I samme Forhold, som Vandet staaer høiere i et Rør, vil Qvægsølvet staae lavere i samme.

§. 274.

Gyder man i et krumt Rør med to parallele Been, hvoraf det ene er længere end det andet, saameget Vand, at det i begge staaer lige højt, og derpaa sætter noget til i det længere, at Vandet i det kortere hæver sig til en Hvelving, saa vil man finde, at Vandet kommer til at staae noget høiere i det længere Rør end i det kortere. Denne lille Vandstøtte bæres altsaa ved den krumme Overflades Tryk. Dypper man et Haarrør i Vand, eller bedre i Spiritus, og drager det ud, saa vil let derved hænge en Draabe, og en betydelig høi Støtte af det Flydende vil bæres af Haarrørskraften. Dypper man nu atter Røret i Vand saaledes, at blot Draaben berører det Flydende, saa vil det falde omtrent ned til det halve af den Høide, hvorved det stod. Man seer deraf, at naar det Flydende udenfor Haarrøret staaer med en hvelvet Overflade, vil det i Haarrøret staae dobbelt saa højt, som naar det udenforværende har en plan Overflade.

§. 275.

I to Rør, som CF og GH (Fig. 75. Tab. VIII.), hvoraf det ene er ligesaa vidt heelt igjennem som det andet ovenved, vil det Flydende staae lige højt, saaledes, som ved

Linierne D og G er betegnet. Det samme gjelder ogsaa, hvis det ene Rør, som ON (samme Figur), var videre nedenved, men ovenved ligesaa snævert som AB heelt igjennem; det deriværende Flydendes Højder A og H ville nemlig være ligehøjt over den ydre Vandskorpe. Vi see altsaa ogsaa her, at Overflader af lige Krumhed give det samme Resultat; Rørenes Gjennemsnit være i øvrigt beskaffent som det vil.

§. 276.

Stilles to Plader ligeoverfor hinanden i et Flydende, saa danner dette en enten ud- eller indbøiet cylindrisk Overflade. Denne maa altsaa enten nedtrykke eller løfte det; men da Rundningen her kun finder Sted i een Retning, Krumningens Diameter altsaa kun i een Reening er meget liden, i en anden uendelig, saa stiger det Flydende kun halv saa højt, eller synker halv saa dybt mellem Plader, som i Haarrør af samme Gjennemsnit, som Pladernes Afstand. Det samme gjelder ogsaa om den Ring, som dannes, naar to Rør af lidet forskjællig Vide sættes i hinanden.

§. 277.

Naar to Glasplader, som ACFD og BCED (Fig. 74), danne en Vinkel med hinanden, og med deres nederste Kanter FD og ED staae i Berøring med Vand, saa vil dette stige op mellem Pladerne, og det saaledes, at enhver uendelig liden Vandstøtte staaer desto høiere, jo nærmere den er

Vinkelkanten. Afstanden mellem to ligefor hinanden staaende Punkter i Pladerne nemlig er i samme Forhold større, som den staaer længere fra Vinkelkanten. Højden, hvortil Haarrørsvirkningen paa de forskjællige Punkter hæver Vandet, staaer altsaa i omvendt Forhold til Vandstøtternes Afstand fra D. Betragte vi nu DE som en Abscisselinie, hvis Begyndelsespunkt er D, Vandstøtterne ab, cd, ef som Ordinater, saa viser det Foregaaende, at Ordinaterne staae i omvendt Forhold til Abscisserne. Følgeligen danner Vandskorpen en hyperbolisk Linie, hvortil CD og DE ere Assymptoterne. Dersom man istedet for Vand, dyppede disse to Glasplader i Qvægsølv, saa vilde det staae lavere paa de forskjællige Punkter, i samme Orden som Vandet stod høiere; altsaa vil dets Overflade ligeledes komme til at staae i en hyperbolisk Linie, men som er ophøiet, istedet for at den af Vandet var indadgaaende.

§. 278.

Sætter man en Draabe Vand mellem to Glasplader, som gjøre en liden Vinkel med hinanden, saa vil denne med bestandig voxende Hastighed nærme sig Vinkelspidsen. Dette følger deraf, at Vanddraaben, som paa begge Sider maa have en Indbøining, faaer krummere Hvelving paa den Vinkelspidsen nærmere Side, end paa den anden. Da denne Kraft vedbliver under Bevægelsen at virke, saa var dette allerede nok til at frembringe en voxende Hastighed; men hertil kommer endnu, at som Vanddraaben vorder længere og længere, jo mere den nærmer sig Vinkelspidsen, saa vorder og-

saa Forskjellen paa de to Yderfladers Krumninger større og større, altsaa Grunden til Bevægelsen stærkere. En Qvægsølvdraabe, bragt mellem to saadanne Glasplader, gaaer udad med aftagende Hastighed.

De samme Phænomener finde, og det med dobbelt Styrke, Sted i kegelformige Rør.

Alt dette bekræftes fuldkomment ved Forsøg.

§. 279.

To Glasplader, som ere ophængte parallele og meget nær hinanden, nærme sig indbyrdes ved Mellemkomsten af et Flydende. Dette gjelder saavel om de Legemer, der staae med en ophøiet, som om dem, der staae med en indhvelvet Overflade derimellem. de og cp (Fig. 70) forestille to saadanne Plader, hvorimellem det Flydende staaer med en ophøiet Overflade, og altsaa lavere end det uden for sig befindende. or forestille en meget liden Vandcylinder, som deels ved sit eget Tryk, deels ved Overfladens Virkning staaer i Ligevægt med en Vandcylinder udenfor, hs. iukx forestille en meget tynd horizontal Vandcylinder, hvilken paa den ene Ende trykkes af Vandcylinderen hi, paa den anden af ox. Disse to Tryk maae være lige, da hele Cylinderen hs og or have lige Tryk, og her fra Grundfladen af paa begge Sider afgaaer lige meget. Altsaa lider Punktet u paa den ene Side og k paa den anden ligemeget Tryk, og have for saavidt ingen Grund til at bevæge sig. Det samme gjelder om alle Punkter under q. Alle Punkter over q derimod lide et Sidetryk udenfra, hvorimod intet indenfra svarer; de

maae følgeligen nærme sig hinanden. Naar det Flydende staaer med en indhvelvet Overflade, skulde man formode, at det Modsatte maatte finde Sted; men ved nøiere Undersøgelse viser det sig, at ogsaa her maa frembringes en Nærmelse. Fig. 71 forestiller to saadanne Plader, hvorimellem Vandet staaer med en indhvelvet Overflade. or og hs være atter to Vandcylindre, der holde hinanden Ligevægt. Det er da klart, at u og k, eller hvilkesomhelst to andre Punkter, under Vandfladen MN lide ligemeget Tryk, og altsaa ere i Ligevægt. Over Vandfladen MN tænke man sig en ny Vandcylinder tx. Vandet heri skulde egentligen lide et Tryk = Vægten af ox. Med denne Kraft vilde altsaa Punktet t trykkes udad. Dersom den krumme Overflade blot ophævede Vægten af denne Deel af Cylinderen, saa leed t intet Tryk; men da den ophæver Vægten af hele Cylinderen oy, saa maa den bevirke det Modsatte af et Tryk, det er en Nærmelse.

Det lader sig mathematisk bevise, at den Kraft, hvormed de nærme sig, er = Trykket af en flydende Masse af samme Art, hvis Høide var = den halve Sum af $e\mu$ og $k\mu$, og hvis Grundflade var det Rum, som indsluttes mellem de horizontale Linier, som kunne drages gjennem f og e. Ved den udhvelvede Overflade (Fig. 70) er den flydende Masses Høide = den halve Sum af $e\mu$ og μq, og dens Grundflade = det Rum, som indsluttes mellem de to horizontale Linier gjennem e og q.

§. 280.

Naar to Kugler, eller andre lette Legemer, som a og c (Fig. 72) svømme paa en flydende Materie, saaledes, at de

danne en udhvelvet Overflade om sig, som ved g og d, b og r, saa faaer det Flydende mellem dem en ligesaadan ophøiet Overflade, som om det stod mellem tvende bevægelige Sidevægge. Jo nærmere de komme hinanden, jo mere kjendelig er denne Virkning og foraarsager, at de nærme sig hinanden, og med en meget stærkt voxende Hastighed støde sammen. Ganske det samme vil skee, naar Kuglerne ikke ere af den Natur, at det Flydende hæfter sig ved dem og danner en indhvelvet Overflade. Naar derimod den ene a (Fig. 73) drager et Flydende til sig, den anden b ikke, saa vil det Flydende i Punktet d staae noget høiere end i g, b altsaa lide et større Sidetryk fra den ene Side end fra den anden. Dette vil foraarsage, at b viger bort fra a, og synes at frastødes. Til Forsøgene kan bruges Kugler af Vox og af Glas. Ved disse hefter Vandet sig, ved hine ikke. Til Sidevæggene af et Glas, hvori er Vand, ville Kugler af Glas tiltrækkes, Kugler af Vox derimod stødes derfra. Med to Voxkugler, hvilke ikke befugtes af Vandet, har man samme indbyrdes Tiltrækning. Derimod finder man, at en Glas- og en Voxkugle, svømmende paa Vandet, fjerne sig fra hinanden.

§. 281.

Af Adhæsionens og Haarrørenes Theorie vil nu Enhver let kunne forklare sig mange Phænomener, f. Ex. at man ikke letteligen kan helde Vand udaf et Glas, uden at det løber nedad Siderne; men at derimod Qvægsølv uden nogen stor Uleilighed kan udgydes; at en af et Vandspring opsti-

gende Colonne boies, naar man fra Siden berører den med en Stok; at Vand udbreder sig i en Svamp, trækker op i Sukker, som blot neden dyppes deri; og kort, hvorfor Vand udbreder sig ved den blotte Berøring i de fleste porøse Legemer; hvorfor Olie og smeltet Talg stiger op i Lampevægen; hvorfor Vand ikke trænger gjennem oliet Papir, eller Olie gjennem befugtet o. s. v.

Den her givne Theorie af Haarrørsvirkningen skyldes de la Place. Man finder den udviklet i hans ovenanførte Skrivt. Hauy Traité élémentaire de physique, seconde édition, Paris 1806. T. I. S. 209-247. indeholder en meget fattelig Udvikling heraf. Den forhen sædvanlige Theorie kan man finde udviklet i Gehlers physicalisches Wörterbuch, T. 2. S. 545-552.

V. Om flydende Materiers Bevægelse.

§. 282.

Naar en flydende Masse bevæger sig som et Hele, saa følger den upaatvivleligen de almindelige Bevægelseslove (en faldende eller kastet Draabe Vand eller Qvægsølv vil f. Ex. falde ganske efter de oven angivne almindelige Love for faldende eller kastede Legemer); men da de flydende Materiers Dele have en saa stor af det Hele uafhængig Bevægelighed, saa er det næsten umuligt, at alle Dele af en flydende Masse kan have og beholde lige Hastighed og Retning. Herved opstaaer da indvortes Bevægelse, som Physikerne have fundet vanskelig at udspore ved Forsøg, Mathematikerne endnu vanskeligere at underkaste Beregningen.

§. 283.

Naar en flydende Masse heldes eller løber ud af et Kar saaledes, at den i Begyndelsen danner en sammenhængende Straale, saa vil den dog ved et længere Fald skilles ad, og ved et meget højt ganske adspredes i Draaber; fordi hver Deel for sig, lydende Faldets Love, faaer en voxende Hastighed, hvorved da de tidligere faldende Dele uafbrudt vinde en større Afstand fra de efterfølgende.

§. 284.

Et Flydendes naturlige Bevægelse skeer ved dets egne Deles Tryk, at opdage, hvor stor Virkningen af dette er, udgjør derfor Hydraulikens Grundopgave. Man forestille sig tvende Kar ABCD og EFGH (Fig. 76 og 77) fyldte med et Flydende, hvis Høide ved Tilløb bestandigen vedligeholdes. Bunden i begge være forsynet med smaa Aabninger af lige Gjennemsnit. Den flydende Masse vil nu ved sit eget Tryk udstromme; men da dette under Udstrømningen forbliver det samme, saa er det klart, at denne skeer med en jevn Hastighed, og de udstrømmede Masser kunne ansees som Hastighedernes Maal, eller: Hastighederne H og h forholde sig, som de udstrommede Masser M og m. Da videre Bevægelsernes Størrelser forholde sig som MH til mh, saa forholder den sig her ogsaa som $H^2 : h^2$. Men Bevægelsernes Størrelser forholde sig ogsaa som de bevægende Kræfter K og k, og disse ere her de trykkende Colonner, hvilke maae forholde sig, som deres Høider AB og EF, da Grundfladerne ere lige. Qvadrater af Hastigheden i JK forholder

sig altsaa til Qvadratet af Hastigheden i LM som AB til EF, eller: Hastighederne forholde sig som Qvadratrødderne af de trykkende Colonners Høide.

§. 285.

Den her angivne Lov gaaer kun ud paa en Sammenligning mellem udstrømmende flydende Materier; men vi kunne ogsaa opstille en Lov for den Udstrømningernes Hastighed uden saadan Sammenligning, nemlig: Udstrømningernes Hastighed er, naar ingen anden Kraft end Tyngden derved virker, saa stor som et Legemes Hastighed, der er faldet ned fra det Flydendes Overflade til Udløbsaabningen. Man kan overbevise sig om Rigtigheden af denne Lov ved følgende Betragtninger. Udstrømningens Hastighed, som enhver Hastighed, der har sin Oprindelse fra et Tryk, begynder fra Nul, og voxer, naar Trykket forbliver det samme, jevnt, og maa rette sig efter den jevntvoxende Bevægelses Love. Naar altsaa PQJK (Fig. 76) er den trykkende Vandcolonne, og NOJK en vilkaarligen antaget liden Deel deraf, saa vil denne ikke falde blot ved sin egen Vægt, men tillige med Vægten af den Colonne, som trykker derpaa. Ved sin egen Vægt vilde den, efterat have faldet gjennem NJ, have erholdt en Hastighed $H = \sqrt{4lNJ}$ (§. 68); men ved den hele Colonnes Tryk vorder den drivende Kraft større, saa at den kommer til at forholde sig til l, som PJ til NJ, og følgeligen vorder $= \frac{lPJ}{NJ}$. Sættes denne drivende Kraft

i Formelen, i Stedet for l, saa erholde vi Udstrømningens Hastighed $= \sqrt{4 \frac{lPJ}{NJ} NJ} = \sqrt{4lPJ}$. Men dette er just den Hastighed, som et Legeme ved at falde gjennem PJ vilde have erholdet (§. 68).

§. 286.

En Forandring i Aabningens Størrelse gjør ingen Forandring i Udstrømningens Hastighed; thi med Aabningens Størrelse voxer vel den trykkende Masse; men tillige den Masse, som skal sættes i Bevægelse. Forholdet mellem Aabningen og Karrets Vide har saaledes vel ingen umiddelbar Indflydelse paa Udstrømningens Hastighed; men naar Aabningen forholdsviis er stor, saa frembringer det tilflydende Vand, som nu maa komme i stor Mængde, for at holde Karret fuldt, ved sin Bevægelse en betydelig Tilvext i den bevægende Kraft, og derved maa Udfaldet mærkeligen forandres.

§. 287.

Den specifiske Vægt kan heller ingen Indflydelse have paa Udstrømningens Hastighed; thi vel er Trykket saa mange Gange større, som den specifiske Vægt er det; men paa den anden Side vorder den Masse, som skal sættes i Bevægelse, ligesaa mange Gange større, og altsaa Forholdet uforandret.

§. 288.

Har Karret ikke sin Aabning paa Bunden, men paa Siden, som i EBCD (Fig. 64), saa skeer vel ikke alle Dele-

nes Udstrømning med lige Hastighed; men naar Aabningen ikke er alt for stor, kan man dog uden mærkelig Fejl antage, at Middelhastigheden er saa stor, som den, der kunde frembringes ved en Vandcolonne, hvis Høide er en Linie, draget fra det Flydendes Overflade til Aabningens Midtpunkt.

§. 289.

Naar Aabningen befinder sig opad vendt i en vandret Flade, som i Fig. 78., saa springer det Flydende opad; men den Hastighed, hvormed enhver Deel i Udspringspunktet bevæger sig, maa dog fuldkomment stemme med den fastsatte Grundlov (§. 285).

§. 290.

De angivne Love for de flydende Legemers Bevægelse bekræftes ogsaa ved Forsøg. Man vælger dertil cylindriske eller prismatiske Kar, jo større jo bedre. Bunden og Sidevæggene ere forsynede med Aabninger af forskjællig Figur, og man har dertil cylindriske og coniske, saavel som andre Arter af Rør, hvilke kunne tilskrues. Man holder enten Karret, under Forsøget, fuldt ved Hjelp af tilstrømmende Vand, eller man vælger Karrene saa vide, i Forhold til Aabningen, at det Flydende kun synker umærkeligt ved nogle Minuters Udstrømning.

§. 291.

Loven for Udstrømningernes relative Hastigheder (§. 284) bekræftes altid fuldkomment af Erfaring, naar kun Aabnin-

gerne, hvorigjennem Udstrømningerne skeer, ere lige; derimod stemme Erfaringerne ikke saa fuldkomment med Loven for den absolute Hastighed. I de fleste Tilfælde giver Erfaringen en mindre Hastighed end Beregningen, hvilket dog kunde forklares af hindrende Aarsager; men under visse Omstændigheder giver ogsaa Erfaringen Hastigheden større, end man af Loven kunde beregne. Aabningens Form viser den meest afgjørende Indflydelse paa Udstrømningens Hastighed; thi denne forandrer sig ved hver ny Indretning af Aabningen, enten denne nu bestaaer i et Hul, boret gjennem en tynd Plade, eller gaaer ud i et Rør, længere eller kortere, cylindrisk eller kegledannet o. s. v. Disse Forskjælligheder har man hidindtil ikke været i Stand til at tilbageføre paa enkelte Grundsætninger; dog vise Erfaringerne selv, at disse Bestemmelser ikke hidrøre fra Tyngden, men ene og allene fra Biomstændigheder og fremmede Kræfter. De bevise altsaa intet mod Theorien, men lærer os kun, at vi endnu ikke ere i Stand til her at angive Lovene for de fremmede Kræfters Indflydelse.

§. 292.

Naturligviis maa det udtrængende Flydende overvinde Luftens Modstand, og Udstrømningens Hastighed derved formindskes, og dette udgjør een af de let forudseelige Forandringer, som Udstrømningen maa lide ved fremmede Kræfter.

§. 293.

Blandt de Kræfter, som modificere Udstrømningernes Hastighed, er den indvortes Bevægelse, som finder Sted i

flydende Materier, een af de vigtigste, og tillige af de vanskeligste, saavel at beregne, som at opdage og bemærke ved Sandserne. Naar Vandet skal udstrømme af Karret ABCD (Fig. 79) gjennem Aabningen EF, saa er det naturligviis ikke blot den lodret over EF staaende Colonne, som synker; men alt Vandet i Karret kommer i en synkende Bevægelse, som ikkun da kunde vorde umærkelig, naar Karrets Vidde var meget stor mod Aabningens. Naar Karret er gjennemsigtig, og man strøer smaa Legemer, hvis specifiske Vægt ikke er meget forskjellig fra Vandets, deri, saa kan man bemærke denne Bevægelse. Den hele Masse synker, naar Karret heelt igiennem har samme Vide, oven temmelig ensformigt; men længere nede bliver Bevægelsen hverken retliniet eller ensformig; men Vanddelene tage saadanne Veie, som ved de fine Linier i Figuren er betegnet. Vandet strømmer altsaa fra alle Sider til Aabningen, og da disse Bevægelser tildeels ere hinanden modsatte, saa maa dette frembringe en stor Forsinkelse i Udstrømningen. Har Karret ikke overalt samme Vide, er det overhovedet uregelmæssigt, eller bestaaer det endog af et mange Gange krummet Rør, saa ere de indre Bevægelser endnu mangfoldigere, og Udstrømningen maa skee endnu langsommere.

§. 294.

Særdeles Opmærksomhed fortjener den Skikkelse, som den udflydende Straale antager i Følge denne indvortes Bevægelse. Befinder sig Aabningen i en tynd Plade, saa har Straalen tæt derunder Skikkelse af en omvendt kort Kegle EFGH (Fig. 79), hvis Sider dog ere noget indadbøiede.

Denne Kegles Afmaalinger (Dimensioner) ere under de forudsatte Omstændigheder meget bestandige. Straalens mindste Gjennemsnit er 0,8 af Aabningens EF's, følgeligen er Gjennemsnitsfladen EF = 0,64, eller næsten $\frac{2}{3}$ af Aabningens Flade. Under EF udbreder sig Straalen igjen. Afstanden mellem GH og EF er = $\frac{1}{2}$ EF. Man kalder det her beskrevne Phænomen Straalens Sammentrækning. (Den sammentrukne Straale kaldes i det latinske Kunstsprog vena contracta). Mellem EF og GH tiltager Bevægelsen meget hastigt, i det den maa være endnu en halv Gang saa stor i GH, som i EF; thi da der i lige Tid gaaer lige meget Vand gjennem EF og GH, og dens Flader forholde sig som 3 : 2, saa maa Hastigheden EF forholde sig til den i GH = 2 : 3. Forsøg have viist, at det Flydendes Hastighed i GH kommer den Hastighed meget nær, som hører til Faldhøiden AB. Det synes altsaa at alle Vikræfters Virkning ere forsvundne i GH, og at det Flydende nu virkeligen har erholdt den Hastighed, som det ved den blotte Tyngde skulde erholde. Dette er et vigtigt Erfaringsbevis for Rigtigheden af den foredragne Theorie.

§. 295.

Naar et Punkt i en flydende Materie nedtrykkes, saa oplofte derved alle Nabodelene sig i en Kreds. Denne kredsdannede Ophøining synker snart ved sin egen Vægt. Naar den er kommen saa vidt, at dens Masse er lige med Vandets Overflade, og den nu kunde være i Ligevægt, saa vil dog den Bevægelse, den ved Faldet har erholdt, give den Kraft til at synke lige saa dybt ned under Vandets Overflade, som

den før var hævet derover. Herved vil atter en nye og større Kreds frembringes; og saaledes vil denne Bevægelse fortsætte sig, i større og større Kredse, indtil Ophøiningerne tilsidst vorde umærkelige, eller et fast Legeme sætter dem Grendser. De saaledes frembragte concentriske Kredse kaldes som bekjendt Bølger (undæ).

§. 296.

Det er ved Trykkets og Bevægelsens Fortplantning, ikke ved en Flytning af den første bevægede Deel, at Bølgerne udbredes. Dette følger af Tingenes Natur; men man kan ogsaa let ved et Forsøg overbevise sig derom, naar man nemlig lægger et lidet svømmende Legeme paa Overfladen af et bølgende, men i Øvrigt stille Vand. Det vil da vel gaae op og ned, men ikke forlade sit Sted.

§. 297.

Afstanden mellem Fordybningerne i Vandets Overflade, paa hver Side af Bølgen kaldes dens Brede. Afstanden mellem to Bølgetoppe er ligesaa stor. Naar Bølgningen har fortsat sig igjennem et saa stort Rum, som dens Brede udgjør, saa siges den at have gjennemløbet sin Brede. Hertil udfordres to Bølgeslag. En ophøiet Deel af Vandet maa nemlig først forvandle sig til Fordybning, hvorved det, som forhen var Fordybning, vorder Ophøining. Naar denne Ophøining atter er bleven Fordybning, saa vil en Deel af Vandet, hvis Afstand er = Bølgens Brede, vorde ophøiet, og da først har altsaa Bølgen gjennemløbet sin Brede.

§. 298.

Man kan sammenligne Bølgernes Bevægelse med Svingninger af Vandet i et bøiet Rør. Fig. 83 forestille et saadant. Sæt at Vandet, som ved A og B vilde være i Ligevægt er bragt ud af denne Stilling, og paa den ene Side er sunket til E, paa den anden steget til D, saa er den Høide, som Overfladen D har over E, = 2AD = 2BE. Naar det nu ved sin Vægt synker, saa vil det, naar det er kommet tilbage til Stillingen ved A og B, ved Faldet have faaet en Hastighed hvormed det kunde stige til F, der er ligesaa høit over B, som D er over A. Ankommet hertil vil Vandet have tabt al sin Bevægelse, og falde paa ny, hvorved det faaer Kraft nok til atter at stige til D. Denne Svingning vilde uophørligen fortsættes dersom ikke Luftens Modstand, Rivningen, eller andre Hindringer standsede den. Vægten af Vandstøtter DG er den drivende Kraft, som bevæger Vandet fra E til B. Naar Vandet er ankommet fra E til noget andet Punkt K, saa er det sunket ligesaa meget ved den anden Side. Den drivende Kraft er nu = HA + AI = 2BK. Da BE skulde gjennemløbes, var den drivende Kraft = 2BE, og nu da BK skal gjennemløbes = 2BK. Paa samme Maade er den drivende Kraft heelt igjennem i Forhold til det Rum, der skal gjennemløbes, indtil Ligevægtspunktet, hvori al egentlig Drivekraft ophører, og Vandet med aftagende Bevægelse gjennemløber et ligesaadant Rum, som før med voxende. Man kan altsaa fuldkomment sammenligne Vandets Svingninger i Røret med Svingningerne af et Pendul, der bevæger sig i en Hjullinie; thi her, som der, forholder sig Drivekraften, som de Rum, der skulle gjen-

nemløbes inden dens Ophør. Svingningerne af Vandet i et Rør medtage altsaa lige lang Tid, enten de ere lange eller korte, af samme Grunde, som i Hjullinien. Man kan altsaa sammenligne Vandets Svingningstid i Røret med Pendulsvingningen i en Hjullinie af samme Længde. Men et Pendul, som svinger i en Hjullinie er altid saa langt som det halve af denne, eller halv saa lang, som den hele. Altsaa skeer hver Svingning af Vandcylinderen i Røret i samme Tid, hvori et Pendul af dens halve Længde vilde forrette en Svingning, enten i en uendelig lille Bue eller i en Hjullinie.

§. 299.

Linien CDEFGHI (Fig. 84) forestille Gjennemsnittet af en Rekke af Bølger, AB Overfladen af det hvilende Vand. Det som foregaaer, medens en af disse Bølger, som CDE, jevnes med Overfladen AB, skeer nødvendigt paa samme Maade, som Vandet i Røret (Fig. 83) sank fra D til Stillingen A og B. Den Virkning, hvorved Bølgen videre gaaer frem neden for Fladen AB, kan sammenlignes med Vandets Opstigen i Røret, indtil det kommer til F. Et Bølgesving kan altsaa sammenlignes med den Svingning, en Vandcylinder af samme Længde, som DKE, tilendebringer i et krumt Rør. Bølgeslaget foregaaer altsaa i samme Tid som et Pendul $= DK = \frac{1}{2}DKE = \frac{1}{4}CDKE = \frac{1}{4}DKEF$ vilde fuldbyrde en uendelig liden Svingning. Efter to Sving har Bølgen gjennemløbet sin Brede. Men medens et Pendul-

$= \frac{1}{4}$DKEF $= \frac{1}{4}$CDKE gjør to Sving, vil et andet = DKEF = CDKE gjøre eet. Bølgen gjennemløber altsaa sin Brede i samme Tid, som et Pendul af samme Længde, som denne gjør et Sving.

Naar Bølgernes Høide er meget liden i Forhold til Afstanden mellem deres Toppe, saa kan man ogsaa uden mærkelig Feil antage, at en Bølge gjennemløber sin Brede i lige saa lang Tid, som et Pendul, der har denne Brede til Længde, kan fuldbyrde et Sving.

Neutoni princ. phil. naturalis mathem. Lib. II. Prop. 44.

§. 300.

Naar to Bølger frembringes nær hinanden, saa ville de skjære hinanden, uden derved at forstyrres i deres Bevægelse; thi Trykket udbreder sig lige saa fuldkomment gjennem det til en Bølge opløftede Vand, som gjennem det fuldkomment hvilende.

§. 301.

Naar en Bølge, saaledes som i Fig. 85, træffer en fast Modstand, cd, saa hindres naturligvis en Deel, fah, der ellers vilde fremkomme, i at danne sig. Det Tryk, som vilde foraarsaget Ophøiningen i Punktet a, har først maattet møde cd, og ved et Modtryk maatte fortsætte sig i omvendt Orden, og dannet en Ophøining i b, hvis Afstand bag cd er den samme som a's Afstand vilde være foran cd's Sted. Paa

samme Maade vil det Tryk, som skulde have dannet Ophøiningen i f og h foran cd, nu danne lige saadanne i e og g, ligesaa langt bag cd. Saaledes vil da en Bølge, som støder an mod en fast Modstand, vende tilbage i modsat Retning, men med samme Form, som den hvori den uden Modstand vilde have udbredt sig fremad.

§. 302.

Naar Bølgen møder en fast Modstand, der har en Aabning K (Fig. 85), saa vil dens Virkning deri være den samme, som den af ethvert andet Tryk, nemlig, at paa den anden Side dannes nye Kredse, hvis Midtpunkt er i Aabningen.

§. 303.

Paa Havet formeres Bølgernes Størrelse overordentligt derved, at paa en Bølge atter danner sig en anden. Ved Toppens Krusning faaer desuden Vinden Leilighed til med stor Kraft at gribe ind i dem. De øverste Dele faae derfor en større Hastighed end de øvrige, og en Deel deraf forvandler sig endog til Skum, og sprudes om som Draaber. Man har fundet, at Bølgningen paa en forunderlig virksom Maade formindskes, naar man gyder lidet Olie paa Vandet. Grunden dertil søges i Almindelighed deri, at Oliens Overflade skulde være glattere end Vandets. Det er ikke let at afgjøre, om dette er rigtigt; men saa meget er vist, at en

anden Grund ogsaa maa bidrage noget dertil. De flydende Materiers Overflader virke nemlig som faste Legemer. Naar det tynde Lag af Olien nu kommer til at bedække Vandskorpen, saa have vi to Overflader for dette, og hertil Vandet, som den tredie, hvilke alle virke som een, altsaa betydeligen maae formindske Bevægeligheden.

VI. Faste Legemers Bevægelse i Flydende.

§. 304.

Naar et fast Legeme skal bevæge sig i et Flydende, saa maa det nødvendigen drive en Deel af dette til Side, og meddele det nogen Bevægelse, hvorved det taber lige saa meget af sin. Sæt at en jevn Flade bevæger sig fremad, i et hvilende Flydende, efter en Linie, som staaer lodret paa den. Dens Hastighed være h, det er: den gjennemløbe et Rum = h i en vilkaarligen antagen Tidsdeel, Mængden af den flydende Materie, som skydes af Veien være a. Den Kraft k, hvormed den har skudt den flydende Masse til Side, har altsaa været = ah. Men den flydende Masse staaer i Forhold til dens geometriske Størrelse m, og dets specifiske Vægt v, saa at vi kan sætte mv i Stedet for a, altsaa $k = mvh$. Men den flyttede Masses Størrelse, m, kan ansees som et Prisma, hvis Grundflade er den bevægede Flade, f, og hvis Høide det gjennemløbne Rum, som er lig Hastigheden h. Sættes nu fh i Stedet for m, saa have vi $k = vfh^2$, hvilket altsaa er den Kraft, som det bevægede

Legeme anvender paa at flytte en Deel af den Masse, hvori den bevæger sig, og da den Masse, som sættes i Bevægelse, netop betager den bevægende ligesaa megen Bevægelse, som den selv vinder, saa er Modstanden mod et Legeme, som bevæger sig i et Flydende, ogsaa $= vfh^2$. Det er Modstanden er i sammensat Forhold af den modstaaende Flade, af det Flydendes specifiske Vægt og af Hastighedens Qvadrat. For samme Flydende forholde altsaa Modstandene sig, som Qvadraterne af det Bevægedes Hastigheder. Man kalder denne Hindring for Legemernes Bevægelse det Flydendes Modstand, eller Middelrummets Modstand (resistentia medii).

§. 305.

Naar det bevægede Legeme, som AB, (Fig. 82, Tab. IX) gjør en Vinkel med sin Bevægelses Retning BC, saa er det klart, at det dog ikke i hver given Tid sætter en større Masse i Bevægelse end AC, hvilken er sinus til Boiningsvinkelen ABC. Med Hensyn herpaa forholder da Modstanden, som det lider, sig som Sinus af Boiningsvinkelen. Men da Kraften virker skjævt, saa vil kunne Deel deraf virke. Denne Deel, CD, forholder sig til hele Kraften BC, som AC til AB, som sin. ABC til sin. tot. Altsaa staaer her Kraften, hvormed det Flydende gjør Modstand, i det dobbelte Forhold af sin. ABC, det er: den forholder sig som Qvadratet af sin. ABC.

§. 306.

Modstanden som ethvert bevæget Legeme lider i et Flydende er altsaa i sammensat For-

hold af det Flydendes Egenvægt, den frembudte Flade i det faste Legeme, og Qvadratet af Sinus til den Vinkel, som den frembudte Flade danner med Bevægelsens Retning.

§. 307.

Ved denne Undersøgelse forudsættes, at den bevægede Flade traf de flydende Dele, hvorpaa den stødte, i Hvile; men dette finder ikke Sted i Virkeligheden, fordi de stødte flydende Dele viger ud til Siderne, og en Strøm af det Flydende følger efter Legemet, og befordrer i nogen Grad dets Bevægelse. Man har søgt at opdage, hvor meget denne Formindskelse i Modstanden maatte udgjøre, men man har heri ikke været meget heldig. Denne nye Factor synes at være forskjellig efter Hastighederne. Selv Neuton lykkedes ikke at bestemme den. Efter hans Tid har man gjort mange Forsøg med meget store Hastigheder og fundet, at Modstanden i disse er langt betydeligere end man havde beregnet. Meget langsomme Bevægelser stemme heller ikke med den angivne Lov. Desuden har man ogsaa ved Forsøg fundet, at Modstanden heller ikke staaer i det Forhold til den specifiske Vægt, som oven forudsattes; ja man har endog fundet, at Modstanden ikke stod i Forhold til Overfladens Størrelse. Af denne Aarsag maa man formode, at der i Flydenhedens Natur endnu ligger nogen upaaagtet Egenskab, som vi ikke forstaae at bringe med i Beregningen.

§. 308.

Læren om de flydende Legemers Bevægelse og Ligevægt, finder man vidtløftig udført i: J Krafts Mechanik, anden Deel S. 375 til Enden: Leonard Euler, Die Gesetze des Gleichgewichts und der Bewegung flüßiger Körper, übersezt, mit einigen Anmerkungen und Zusatzen von H. W. Brades. Leipz. 1806. 8.: W. Karstens Lehrbegriff der gesammten Mathematik 5te og 6te Bind: Kåstners mathematische Anfangsgründe IV D. 2 Afd.

Syvende Afsnit

om

luftformige Legemers Bevægelse og Ligevægt.

I. Om Luftens Egenskaber i Almindelighed.

§. 309.

Vi kalde alle de flydende Legemer luftformige, som have den Egenskab, ved en meget liden Kraft, at lade sig sammentrykke, og efter Sammentrykningen atter at udvide sig. Man deler disse atter i to Klasser: dem, som egentligen fortjene Navn af Luft, og saadanne, som mere egentlig kaldes Dampe. Til de første henhøre alle de, som ved ingen os bekjendt Sammentrykningsgrad, og ved ingen af de i vor Luftkreds forekommende Kuldegrader, tabe deres Luftform; til de sidste derimod henregne vi de luftformige Legemer, som ikke have samme Bestandighed.

Grendsen mellem Luft og Damp er aldeles ikke skarp, saaledes som de troe, der ville, at kun de Legemer skulle an-

sees som Luft, der ved ingen Afkjølning eller Sammenpresning tabe deres Form; thi som vi have opnaaet større Fuldkommenhed i at frembringe kunstig Kulde, saa er det ogsaa lykket os ved den at berøve flere Legemer deres Luftform; vi have altsaa den største Grund til at formode, at det samme ved endnu større Kuldegrader vil skee ved de øvrige.

§. 310.

Naar Luften sammenpresses ved nogen udvortes Kraft, saa gjør den Modstand, og det desto mere, jo mere den sammentrykkes. Dette sees af mangfoldige Exempler. Naar man vil drive et Stempel, som passer nøie, ind i et cylindrisk Rør, saa føler man en Modstand, som formeres, alt som man støder den dybere ind. Naar man trykker en Glasklokke lodret ned i Vand eller et andet Flydende, saa stiger dette op deri, og det desto høiere, jo dybere det nedtrykkes. Men i samme Grad, som den trykkes dybere ned, tiltage ogsaa Modstanden. Dersom Luften ikke var sammentrykkelig, saa vilde naturligvis slet intet Vand trænge op deri; gjorde den ingen Modstand, eller vorede denne ikke med Sammentrykningen, saa vilde Vandet, ved det udenfra kommende Tryk, være i Stand til ganske at opfylde Klokken.

Paa Luftens her anførte Egenskaber beroer Dykkerklokkens Brug. Som bekjendt har den Figur af en Klokke, som Navnet alt antyder, og bruges til, deri at lade en Person, som skal udrette noget dybt under Vandet, nedsænkes. Formedelst Luftens Modstand kan Vandet ikke trænge op, og fylde Klokken. Brugen af dette vigtige Redskab indskrænkes meget derved, at den indsluttede Luft efterhaanden ved Aandedrættet fordærves. De Forsøg man har gjort paa at have disse Feil, lede til en Omstændelighed, som sieldent tør finde Sted i Udøvelsen.

§. 311.

Den sammenpressede Luft stræber igjen at udvide sig, og yttrer denne Udvidekraft desto stærkere, jo mere den blev sammenpresset. Har man ved et Stempel sammenpresset Luften i et cylindrisk Rør, saa drives dette af Luften selv tilbage, naar den trykkende Kraft ophører at virke; og man bemærker let at Kraften, hvormed Stempelet stødes tilbage, altid er desto større, jo større Sammentrykningen var. Paa samme Maade stræber Luften ogsaa i alle andre Tilfælde, hvor den har været sammentrykt, at indtage igjen sit forrige Rum.

De saakaldede Cartesianske Djevle vise baade Luftens Sammentrykkelighed, og dens Udvidekraft (§ 246).

§. 312.

Det er af Flydenhedens og Udvidekraftens Natur klart, at naar nogen Deel af en indsluttet Luft trykkes af en udvortes Kraft, saa udbreder sig dette Tryk til alle Sider, saa at hver Deel af Luften lider det samme Tryk, og atter med samme Kraft giver det tilbage.

II. Om Atmosphærens Tryk.

§. 313.

Den hele Klode vi beboe omringes af en Luftkreds, hvis nedre Dele sammentrykkes ved Vægten af alle de høiere. Den Luft, vi bringe i vore Forsøg, er altsaa at ansee, som sammenpresset ved Vægten af hele vor Luftkreds.

§. 314.

Man kan bestemme Størrelsen af dette Tryk, ved at undersøge, hvor høi en Støtte af nogen flydende Materie det formaaer at bære. Man vælger hertil Qvægsølv. Med dette fylder man et i den ene Ende tilsmeltet Glasrør af mere end 28 Tommers Længde. Holder man nu for Mundingen af Røret, vender det om og bringer det derpaa under Overfladen af Qvægsølvet i en Skaal, og nu aabner det, saa vil Qvægsølvet i Røret synke, indtil det inden i ikkun staaer 28 Pariser Tommer højere, end Overfladen af Qvægsølvet udenfor. Naar dette er skeet, vil det ikke synke dybere. Herved er dog at mærke, at Luftens Tryk ei altid forbliver det samme; men snart er lidet større snart lidet mindre end 28 Tommer. Dette Maal angiver derfor egentligen Middeltrykket.

§. 315.

Udfaldet af Forsøget bliver det samme, enten Røret er vidt eller snævert, enten det er meget eller lidet længere end 28 Tommer. Vi kunne altsaa antage at Luftens Middeltryk paa en given Overflade er saa stort, som Trykket af en 28 Tommer høi Qvægsølvstøtte paa samme Overflade. Da en Cubikfod Qvægsølv veier 950 Pund Paris. Vægt, saa maa Luftens Tryk paa en Qvadratfod være $= 2216\frac{2}{3}$ Pund Paris.

Paa een Qvadrattomme er altsaa Trykket af Luften $=$ 15 Pund $12\frac{16}{27}$ Lod. For hver Linie Qvægsølvets Høide forandres, forandres Trykket $6\frac{43}{72}$ Pund.

§. 316.

At det virkeligen er Luftens Tryk, som bærer Qvægsølvet i Røret følger allerede umiddelbart deraf, at der ingen anden Omstændighed fordres til at Qvægsølvet skal staae saa høit i Røret end just den, at ingen Luft deri skal befinde sig over Qvægsølvet Overflade. Imidlertid kan man dog ogsaa ved videre Forsøg, udførligen godtgiøre dette. Man lade f. E. den tillukkede Ende af Røret ende sig i et Haarrør, og naar det har viist sig, at Qvægsølvet staaer 28 Tommer høiere inden end uden, bryde man Spidsen af, Luften vil da naturligviis trænge ind uden fra, og Qvægsølvet vil nu synke ned til samme horizontal Overflade, som den der er uden for. Tager man et Rør, som i begge Ender er aabent, og skruer det ene fast til et Cylindrisk Rør, hvori et Stempel kan gaae frem og tilbage, sætter nu den aabne Ende i Qvægsølv, Vand eller noget andet Flydende, saa vil dette stige i Røret hvergang Stemplet trækkes op, og Luften derved fortyndes, altsaa taber af sin Kraft til at modstaae det ydre Tryk. Det vil derimod atter falde, hvergang Stemplet gaaer tilbage.

§. 317.

Man bruger et saadant med Qvægsølv fyldt, og oven tillukket Rør, til dermed at maale Luftens Tryk paa forskjællige Tider og Steder. Det fører i Almindelighed Navn af Barometer. Med et mere passende og tillige Dansk Navn kunde det kaldes Lufttrykmaaleren. Det kaldes ogsaa, efter sin Opfinder, det Torricellske Rør (tubus torricellianus).

§. 318.

Naar Lufttrykmaaleren skal være god og paalidelig, saa maa dens Rør fuldkomment være befriet for Luft. Saadant skeer ikke, naar man, uden videre Forsigtighed, gyder Qvægsølvet i Røret. Dette Flydende indeholder altid noget Luft, som kun ved en meget omhyggelig Udkogning kan skilles derfra. Er Røret koldt, i det Qvægsølvet gydes deri, saa har altid lidet Fugtighed heftet sig til dets Sidevægge. Denne kan siden forvandle sig til Damp, og opfylde det Lufttomme Rum. Man maa derfor i det mindste udkoge Qvægsølvet, og stærkt ophede Røret, hvori det skal gydes. Men selv dette giver endnu ikke den fuldkomneste Røiagtighed; thi medens Qvægsølvet indgydes kan dog atter lidet Luft blandes dermed. Man gjør derfor bedst i, at udkoge Qvægsølvet meget stærkt i Røret. Rummet over Qvægsølvet er da fuldkomment lufttomt.

§. 319.

I Stedet for at sætte Barometerrøret i en liden Skaal med Qvægsølv, hvilket er meget ubeqvemt, naar Redskabet skal bringes fra Sted til andet, ombøier man den nederste Ende af Røret, og forbinder dermed en nogenlunde viid Kugle, eller et pæreformigt Kar. Man indseer let, at Qvægsølvet ikke kan synke i Røret, uden at stige i det dermed forbundne Kar, og omvendt ikke stige, uden at Qvægsølvet uden for maa falde. Men heraf følger, at den Linie, hvorfra man skal maale Qvægsølvets Høide, ikke bestandigen forbliver den samme, og at det altsaa er urigtigt, at man har en fast Scala paa de sædvanlige Barometere, hvorved man har lagt Qvægsølvoverfladen ved et Middeltryk til

Grund. Imidlertid kan Feilen gjøres meget liden, naar Karret, som optager Qvægsølvet, har et meget stort Gjennemsnit i Forhold til Røret.

Da de sædvanlige pæreformige Kar ved Barometerne ikke have alle Gjennemsnit lige, saa er heller ikke Overfladens Krumning ved enhver Stand den samme, følgeligen Overfladens Tryk, ved forskjellige Barometerhøider, ulige. Prinz, en hollandsk Kunstner, har gjort det Forslag, at lade Aabningen af det lige Barometerrør gaae lige ned, i en snæver Fordybning, hvis Rand laae i en horizontal Plan. Fordybningen skulde, naar Qvægsølvet i Barometeret stod høiest, være saa fuldt, at det drivende Qvægsølv med sin hvelvede Overflade netop udbredte sig over Randen af den horizontale Plan. Naar Qvægsølvet i et saadant Barometer synker, saa udbreder det fra Fordybningen sig mere over den horizontale Flade, uden at komme til at staae høiere. Denne sindrige Tanke har vundet meget Bifald; men jeg troer dog neppe, at den kan give fuldkommen Nøiagtighed, efterdi Krumningen af Overfladen, altsaa og den Kraft, hvormed den trykker mod Qvægsølvet i Barometeret, herved ikke kan blive den samme.

§. 320.

Til ret nøiagtige Undersøgelser er det derfor tjenligst at bruge et krumt Rør ABCD, (Fig. 86), hvis Been AB og CD ere parallele, og som heelt igjennem har den samme Vidde. Som Qvægsølvet falder i det lukkede Rør AB, maa det naturligvis stige i det aabne, og omvendt falde i det aabne, naar det stiger i det lukte. Naar Qvægsølvet f. E. skulde falde een Tomme i det lufttomme Rør, saa vil den første halve Tommes Fald tilveiebringe en lige saa stor Stigen i det aabne Rør, hvorved altsaa den anden halve Tommes

Fald forhindres. Hver Forandring viser sig følgeligen ikkun halv saa stor, som den skulde. Altsaa naar Barometeret skal stige, kommer det til at staae for lavt, naar det skal falde, staaer det for høit. For at være sikker paa, at ikke en liden Ujevnhed i Rørets Vidde skulde give Anledning til alt for betydelige Feil, anbringer man en Maalestok ved hvert af Rørene, sætter o ved den Linie, hvori Qvægsølvet staaer lige høit i begge Rørene, og lægger til de Grader Qvægsølvet er steget over o i AB dem, som det er faldet under o i CD. Man har da Qvægsølvets Høide i det lukte Rør over det i det aabne. Ogsaa ved en bevægelig Skala kan den her angivne Uleilighed hæves. Man giver dette Barometer Navn af Høverbarometeret.

De Luc er den som først har sat Fordelene ved dette Barometer i sit rette Lys. See hans Untersuchungen über die Atmosphære aus dem Französischen. Leipzig 1776. 2 Vol. 8. § 381 o. f.

§. 321.

Varmen udvider Qvægsølvet, saavel som alle andre Legemer, og formindsker altsaa dets specifiske Vægt. De Luc har fundet at denne Udvidelse, fra Frysepunktet til Kogepunktet beløber sig til $\frac{1}{54}$ af hele Qvægsølvstøttens Længde. Dette giver for hver Grad paa et Thermometer, som har n Grader mellem Frysepunkt og Kogepunkt $\frac{1}{54 \cdot n}$, og altsaa for m Grader $\frac{m}{54 \cdot n}$, eller $\frac{m}{n} \cdot \frac{1}{54}$.

De Luc Untersuchungen über die Atmosphäre, aus dem Französischen. Leipzig 1776. § 352-365. Roy (Philosophical transactions Vol. LXVII S. 635 f.) fandt, at en

Qvægsølvstøtte af 27 Tommers Længde skulde udvide sig 5,7617 Linier fra Frysepunktet til Kogepunktet. Rosenthal fandt den 5,56, og Lutz 5,64, følgeligen alle mindre end de Luc, som angav den til 6. Ogsaa Lavoisier og De la Place have fundet den mindre, nemlig i Stedet for De Lucs $\frac{1}{54}$, kun $= \frac{1}{34,12}$, eller 5,8019 Linier, paa 27 Tommer.

§. 322.

Det er klart, at kun den sande Barometerhøide findes, naar Barometeret hænger fuldkommen lodret, at man under Jagttagelsen maa holde Øiet i samme horizontale Linie, som Qvægsølvets Overflade, og at man maa regne Høiden efter Toppen af Qvægsølvstøttens Ophøining.

§. 323.

Man har paa mangfoldige Maader søgt at gjøre Barometerets Forandringer mere kjændelige; men ved alle disse Forsøg har man kun bragt nye Ufuldkommenheder ind i dette Redskab. Man har forsøgt at lade Qvægsølvet stige op i en skraa Retning, hvorved ethvert Lufttryk kunde sætte en længere Qvægsølvcylinder i Bevægelse; men derved er Rivningen mellem Qvægsølvet og Røret bleven formeret. Man har sat lettere flydende Materier over Qvægsølvet, og ladet disse, ved dette Flydendes Bevægelse trykke op eller sænkes ned i snævrere Rør; men derved fremkommer mangfoldige Uleiligheder, at f. E. den lettere flydende Materie i forskjællige Høider trykker ulige, at den bortdunster, at den lidt efter lidt befugter Qvægsølvet selv, o. s. v. Et af de sindrigste Indfald er det af Amontons, at lade en Qvægsølvkolonne ved Luftens Tryk holde sig i et kegelformigt Rør, hvori den ved hver Bevægelse forlængede eller forkortede sig;

men her har blandt andet Haarrørsvirkningen Indflydelse, saaledes at det lettere vil falde end stige. For ikke at være for vidtloftig maa det være nok her at anføre Navnene paa de fornemste blandt disse kunstlede Indretninger. Herhen hører nemlig Huygens Dobbeltbarometer, det Hooksk e eller de la Hireske, Hooks Hjulbarometer, Morlands skjævtliggende Barometer, Bernoulli's retvinklede, Amontons kegelformige.

Man finder en tilstrækkelig Beskrivelse over samme, med Henvisninger til Kilderne, i Gehlers physicalisches Wörterbuch B. I. S. 241 o. f. Hvad siden den Tid er foreslaaet findes anført i Fischers phys. Wörterbuch B. VI S. 50. Et Forsvar for Dobbeltbarometeret, med mange gode Bemærkninger over samme, af Schmidt i Giessen, findes i Gilberts Annalen der Physik, B. XIV S. 199 o. f. Af alle mere sammensatte Barometere fortjener det Huygenske Dobbeltbarometer sikkert Fortrinet, og kan maaskee med Nytte bruges ved Observationer, hvor Instrumentet ei behøver at flyttes.

§. 324.

Man har bemærket, at paa betydelige Forandringer i Qvægsølvets Høide i Barometeret sædvanligen følger Forandringer i Veiret, og derfor anvender man det til Veierglas. Man finder dog hyppigen, at det forandrer sig, uden at nogen kjændelig Forandring i Veiret foregaaer paa samme Sted. Desuagtet er dog Barometeret et vigtig meteorologisk Redskab; og vil vorde endnu vigtigere, naar vi først bestemtere lære Aarsagerne til Lufttrykkets Forandringer at kjende; thi heri ere vi endnu langt tilbage.

§. 325.

Da man kan anvende Barometeret til at maale Bjerges Høide, og til mange andre Jagttagelser, hvorved fordres, at det skal bringes fra Sted til andet, saa har man udtænkt egne Indretninger, som skulle gjøre dem begvemmere til at udholde Bevægelse. Det Væsentligste i dem alle er, at man hindrer, at Qvægsølvet ikke bevæger sig deri. Qvægsølvet maa altsaa fylde det lufttomme Rum selv, og ved et mechanisk Tryk hindres fra at forlade sit Sted. For at bruge Barometre paa Skibe har man givet dem en saadan Indretning, at Qvægsølvet ikke ved Slingringen skulde sættes i for stærk Bevægelse. Man har udrettet dette, enten ved at give Barometerroret en Boining, eller ved at gjøre det meget snævrere et Sted oven, hvor Qvægsølvet altid maa gaae igjennem, naar det stiger og falder. Ved disse Midler opnaaes vel Hensigten; men at Redskabet taber af sin Nøiagtighed er klart.

Beskrivelser over dette Slags Indretninger findes i Gehlers phys. Wörterb. B. I. S. 268 o. f. B. V S. 122-126 og Fischers phys. Wörterb. B. I. S. 281 o. f. B. VI, S. 61 o. f. Vidtløftig Beskrivelse over Barometerne, deres Arter, Forfærdigelse og Brug give følgende to Skrivter: Fr. Luz vollständige und auf Erfarung gegründete Beschreibung von allen sowohl bisher bekannten, als einigen neuen Barometern rc. Nürrenberg und Leipzig 1784. 8. G. E. Rosenthal Beiträge zu der Verfertigung, der wissenschaftlichen Kenntniß und dem Gebrauche meteorologischer Werkzeuge II Bind, Gotha 1782-84. 8.

III. Loven for Luftens Sammentrykning.

§. 326.

Enhver Luftmasse, som staaer i middelbar eller umiddelbar Sammenhæng med Atmosphæren, sammentrykkes af dennes hele Vægt, altsaa af en Kraft saa stor som Trykket af en 28 Tommer høi Qvægsølvstøtte, og med samme Kraft trykker denne Luftmasse igjen. Efter hvilken Lov Luften ved sin Sammentrykning fortætter sig, kan nu paa følgende Maade undersøges. Man tage et bøiet, heelt igjennem lige vidt Glasrør, hvis ene Rør er kort, og oven tilsmeltet, det andet meget langt og aabent. Man helde deri nogle Draaber Qvægsølv. Herved sperres den Luft, som befinder sig i det lukkede Rør; men er som før sammentrykket ved hele Atmosphærens Vægt. Man helde nu saa meget Qvægsølv i det aabne Rør, at det deri staaer saa meget høiere end i det lukkede, som Qvægsølvet i Barometeret paa samme Tid staaer over Qvægsølvet uden for. Nu er Luften da sammentrykket med en dobbelt saa stor Kraft som Atmosphærens, og man vil finde, at den nu kun indtager halv saa meget Rum som før. Sætter man atter saa meget Qvægsølv til, at det i det aabne Rør staaer dobbelt saa høit, som før over det i det lukkede, saa vil den sammentrykkede Luft kun indtage een Trediedeel af sit forrige Rum. Paa denne Maade bevises, at Luftens Sammentrykning staaer i Forhold til den sammentrykkende Kraft. Og da paa den anden Side, Luftens Udvidekraft i samme Forhold bærer en større Vægt, som den er mere sammentrykket, saa kan ogsaa fastsættes, at Udvidekraften forholder sig som Sammentrykningen, eller omvendt

som de Rum, hvori den udbreder sig. Denne Lov fører Navn af den Mariottiske, uagtet Boyle allerede havde opdaget den noget tidligere.

Boile defensio doctrinæ de elatere aëris P II. c. V. Mariotte essai sur la nature de l'air. Paris 1676. 8. og sammes Du mouvement des eaux P II. Disc 2.

§. 327.

Man kan ved et Forsøg af omvendt Natur end videre bekræfte denne Lov. Man tage nemlig et langt Glasrør, som oven er tilsmeltet, fylde det paa lidet, f. E. $12\frac{1}{2}$ Tommer, nær med Qvægsølv, vende det om, med tilholdt Aabning, og sætte det ned i et dybt Rør, der ligeledes er fyldt med Qvægsølv. Naar Qvægsølvet staaer lige høit i og uden for det luftholdende Rør, saa indtager det endnu deri det samme Rum, $12\frac{1}{2}$ Tomme, som før; men naar man løfter det saa høit op, at Qvægsølvet inden i staaer 14 Tommer høiere end uden for, saa vil Luften indtage dobbelt saa stort Rum 25 Tommer. Og saaledes videre finder man, at jo høiere man løfter Røret, altsaa jo høiere den Qvægsølvstøtte er, som hjelper den indsluttede Luft at bære Atmosphærens Tryk, jo større Rum indtager den. Boyle fandt paa denne Maade Overeensstemmelsen mellem Udvidekraften og den trykkende Kraft bekræftet ved Luft, som kun havde $\frac{1}{32}$ af den atmosphæriskes Tæthed.

§. 328.

IV. Luftpompen.

ABCD (Fig. 87) være en Cylinder, hvori et Stempe LM lufttæt kan bevæge sig frem og tilbage. HIK være en

Klokke, som er hvelvet over en glat Skive FG, saaledes at ingen Luft kan trænge mellem Berøringspunkterne. Begge disse to Stykker være indbyrdes forbundne ved et Rør NO. E være en Hane, som i to Retninger er gjennemboret, saaledes at den i en Stilling sætter Cylinderen og Klokken i Forbindelse, i en anden derimod afskjærer denne Forbindelse, og aabner en nye mellem Cylinderen og den omringende Luft. Man forestille sig nu Hanen i den første af disse Stillinger, og Stemplet, LM, som har berørt Bunden, CD, at løftes op, indtil det berører AB, saa er det klart, at herved vilde frembringes et lufttomt Rum i Cylinderen, dersom ikke den i Klokken sig befindende Luft, ved sin Udvidekraft, udbredte sig i det hele den aabenstaaende Rum. Hanen bringes nu i sin anden Stilling, og Stempelet stødes ned igjen. Det driver da Luften foran sig ud af Cylinderen og i den frie Luft. Hanen bringes derpaa atter i den første Stilling, og Stemplet drages op igjen. Herved vil Luften af Klokken atter udbrede sig gjennem Redskabets hele indre Rum. Den Luft, som herved er trængt ind i Cylinderen, kan nu atter uddrives paa samme Maade som før, og denne afvexlende Fortyndning og Uddrivelse af Luften gjentages saa ofte, man vil. Sætte vi Klokkens Kubikindhold $= a$, Luftens oprindelige Mængde deri ligeledes, saa betragtes dens Tæthed $\frac{a}{a}$, som Eenheden. Er nu Cylinderens Indhold $= b$, saa udbredes Luften ved første Drag af Stempelet i et Rum $= a + b$, og erholder følgeligen en Tæthed $= \frac{a}{a+b}$. Ved næste Drag vorder Tætheden atter $\frac{a}{a+b}$ af den forrige, det er $= \left(\frac{a}{a+b}\right)^2$ Ved tredie $= \left(\frac{a}{a+b}\right)^3$ o. s. v.

§. 329.

Et Redskab, der virker som det her beskrevne, kaldes en Luftpompe (antlia pneumatica). Den Skive, hvorpaa Klokken staaer kaldes, Talerkenen. Cylinderen fører ogsaa Navn af Støvlen.

§. 330.

Man indseer let, at Luften ved dette Redskab i en meget høi Grad kan fortyndes; men at den aldrig fuldkomment kan udtommes af noget Kar, efterdi $\frac{a}{a+b}$ i ingen endelig Potents kan vorde $= 0$. Man kalder ikke desto mindre det Rum, hvori Luften ved den her beskrevne Fremgangsmaade stærkt er bleven fortyndet, et lufttomt Rum; men til Forskjæl fra det i Barometeret, som er fuldkomment og fører Navn af det Torricelliske (vacuum Torricellianum) benævner man det det Boyliske (vacuum Boyleanum).

Uagtet Otto von Guerike, Borgemester i Magdeburg, opfandt Luftpompen 1650, saa har dog det derved frembragte lufttomme Rum faaet Navn efter Englænderen Boyle, som meget tidlig forbedrede Luftpompen og udvidede Forsøgene dermed. Otto Guerikes Skrivt over hans Opdagelser er: Experimenta nova (ut vocantur) magdeburgica de vacuo spatio. Amstelodami 1672.

§. 331.

Mellem Hanen og Stempelet maa nødvendigvis altid blive et lidet Rum, hvoraf det nedtrykte Stempel ikke kan uddrive Luften. Heri bliver den da tilbage, og det i samme

Tæthed, som den Atmosphærens Luft selv har. Naar Stempelet loftes op igjen, udvider denne Luft sig, og opfylder Støvlen, hvorved Klokkens Luft hindres i at fortynde sig videre end til samme Grad, hvortil denne har udvidet sig. Af denne Aarsag fører Rummet, som befinder sig mellem Stempelet i sin laveste Stilling og Hanen, Navn af det skadelige Rum.

§. 332.

For at undgaae dette skadelige Rum, saavel som den Uleilighed saa ofte at dreie Hanen, eller at lade den dreies ved en temmelig sammensat Mechanismus, har man indrettet Luftpomper, hvori Ventiler træde i Stedet for Hanen. Disse kunne enten gjøres af Voxtaft, eller af Blære, som befæstes saaledes ved en Gjennemgang, at et eller flere Afsnit af Randen vel kunne aabnes i en Retning, men ikke i den modsatte. Man anbringer da ved Mundingen O af Røret NO en Ventil, som vel kan aabne sig ind ad i Cylinderen, men ikke omvendt ind mod Klokken. I Stempelet selv er en anden Ventil, som kan aabne sig opad, men ikke i modsat Retning. Hvergang Stempelet trækkes op, vil naturligvis Luften fra Klokken trænge ind i Cylinderen. Naar Stempelet stødes ned igjen, vil den deri sig befindende Ventil aabne sig, den derimod paa Bunden strax lukkes. Luften, som var trængt ind i Cylinderen, gaaer saaledes ud gjennem Stempelets Ventil, og Fortyndningen kan gaae for sig paa nye.

§. 333.

Ventilerne have den Feil, at de ikke mere sættes i Bevægelse af Luften, naar den er bleven ret meget fortyndet.

Man har derfor udtænkt Maskiner, hvori Ventilerne aabnes ved en Mechanismus. Ja Cutberson, en Englænder, har endog udtænkt en, hvori han ganske vilde undgaae Ventiler og Hanen. Men de Indretninger, man i denne Henseende hidindtil har udtænkt, ere saa sammensatte, at de let bringes i Uorden, ligesom de ogsaa ved Slid tabe deres Nøiagtighed. Dog udmærker sig blandt de Luftpomper, hvor Ventilerne bevæges ved en Mechanismus, en Fransk Opfindelse af Kunstneren Fortin, hvori en tynd Metalstang, som gaaer igjennem Stemplerne, og staaer i Forbindelse med Ventilerne, ved Frictionen afvexlende hæves og nedtrykkes. Swedenborg, Joseph Baader og Hindenburg have udtænkt Luftpomper, hvori Qvægsølvet traade i Stempelets Sted.

§. 334.

Luftpomperne med Hanen have den Fordeel, at man ved dem ogsaa kan pompe Luft ind i en Klokke, som staaer paa Tallerkenen, blot naar man bevæger Hanen paa den modsatte Maade af den hvorpaa den før bevægedes. I de andre Luftpomper maae derimod Ventilerne aabnes i omvendt Orden, hvilket ikke er muligt uden ved en anden Mechanismus. Man behøvede saaledes en egen Pompe til Luftens Fortyndelse, en anden til dens Fortætning, indtil Smeaton udfandt en ganske nye Indretning for Ventilmaskinerne, hvilken bestaaer deri, at den Stang, hvormed Stempelet drives, kan gaae lufttæt ned i Støvlen, saaledes at Luften, som befinder sig over Stempelet, naar dette løftes i Støvlen, ikke kan gaae ud undtagen gjennem en Aabning, der fører

til et Rør, som kan ved en Hane fættes i Forbindelse enten med Talerkenen eller med den omgivende Luft, som man finder for godt. Den nederste Deel af Støvlen staaer ligeledes i Forbindelse med et Rør, der baade kan tillede Luften fra Talerkenen eller fra den omgivende Luft, alt efter som man dreier en sig deri befindende Hane. Denne Luftpompe er en af de fortrinligste der gives. Nairne og Blundt have i de nyere Tider, saa vel som ogsaa adskillige andre Kunstnere, givet den nogle Forbedringer.

En Beskrivelse over denne forbedrede Smeatonske Luftpompe, findes efter Fortalen i den 6te Udgave af Erxlebens Physik, ved Lichtenberg.

§. 335.

De vigtigste Fuldkommenheder ved en Luftpompe ere:

1) At den fortynder Luften saa fuldkomment som muligt. Ved Luftpomper med Haner maa man stræbe, at faae det skadelige Rum saa lidet som muligt, i Forhold til Pompecylinderen; ved dem med Ventiler maa disses Bevægelighed være saa fuldkommen muligt. At alt, som skal slutte, passer meget nøie i hinanden, er af yderste Vigtighed.

2) At Udpompningen kan skee saa hastigt muligt. Om da end Stemplerne og Ventilerne skulde slutte noget mindre fuldkomment end de burde, kan dog en stor Virkning frembringes. Til denne Hastigheds Opnaaelse bidrage to Omstændigheder lige meget, nemlig at Pompecylinderen er saa stor, som Omstændighederne tillade, og at Stempelet kan bevæges saa let som muligt. Man kan for at befordre Udpompningens Hastighed

bruge to Cylindre i Stedet for een. Een stor Cylinder udretter dog det samme, og giver det Hele mere Enkelthed.

3) At man ved en Hane kan sperre det lufttomme Rum. Om end Maskinen hørte til de mindre fuldkomment udarbeidede, naar den kun virkede hastigt, kunde man dog herved beholde den engang frembragte Fortyndning.

4) At den ikke ved Slid skal tabe for meget af sin Nøiagtighed. Hertil hører, at Mechanismen ei er for sammensat, og at Stemplets og andre bevægede Deles Spil er saa frit som muligt. At gjøre Støvlerne af slebent Glas er derfor ogsaa meget at anbefale, da de baade mindre slides end Metal, og ikke angribes af den Olie, hvormed Stempelet nødvendigen maae være smurt. Til chemiske Forsøg ere Pomper med Glasstøvler i høieste Grad at anbefale. At Talerkenen er af mat slebent Glas, ikke af Metal, er ligeledes godt.

§. 336.

Efter de her angivne Grundsætninger maa enhver Luftpompe bedømmes. At opregne alle de Forskjelligheder, man har udtænkt i denne Maskines Indretning, vilde være for vidtløftigt. Blandt de fortrinligste ere den Smeatonske, den Fortinske med Ventiler, som aabnes ved en Mechanismus, Glasstøvler og Glastarlerken, og den van Marumske, som udmærker sig ved sin høist enfolde Bygning, ved sin store lodrette Pompecylinder, og derved at den ingen Ventiler har, som de fleste nyere, men en Hane, der med

Foden beqvemt kan dreies. Den første og den sidste blandt disse kan ogsaa bruges som Compressionspompe.

En meget god Efterretning om de vigtigste Opfindelser Luftpomperne angaaende findes i Gehlers physicalisches Wörterbuch T. III. S 59. Omtrent den samme, med Tillæg af de senere Opfindelser læses i Fischers physical. Wörterb. T III. S. 368. o. f.

Marum description.

Over den Fortinske er mig ingen Beskrivelse bekjendt; men jeg bruger den selv med Nytte.

§. 337.

Man pleier med Luftpompen at forbinde et Barometer, for derved at bestemme, hvor meget Luften fortyndes. Dette kan nu enten bestaae i et langt Rør, som oven er forbundet med det Rum, hvoraf Luften skal udpompes, og som neden staaer i Qvægsølv, eller det kan bestaae i et Barometer, hvis aabne Rør staaer i Forbindelse med det Rum, som skal tømmes. I første Tilfælde stiger, i andet falder Qvægsølvet ved Luftens Fortyndning. Ved Anvendelsen af det egentlige Barometer er det bedst, at vælge et kort Hæverbarometer. Man bemærker da vel ingen Falden før Fortyndningen er kommet nær sit Høieste; men dette er i Almindelighed tilstrækkeligt, og man er nu ikke saa meget udsat for at Qvægsølvet lidt efter lidt, ved alt for store Bevægelser skulde blande sig med Luft, Redskabet altsaa vorde ubrugbart.

§. 338.

Ved Barometeret maaler man dog ikke Luftens egentlige Fortyndning; thi under Udpompningen gaaer altid en Mængde Fugtighed, der ikke let kan være ganske borte fra

denne Indretning, over i Damp, og denne trykker ligesaa vel, som Luften. For derfor at erfare den egentlige Fortyndning, har man udtænkt et andet Redskab, som man efter dets Figur har givet Navn af Pæreprøven. Det bestaaer af et pæreformigt neden aabent Kar, som for oven staaer i Forbindelse med et cylindrisk, nøie inddeelt, Rør. Det bæres af en Metalstang, som gaaer lufttet gjennem den øverste Deel af den Klokke, som skal udpompes. Under den staaer en liden Skaal med Qvægsølv. Naar Luften saa meget muligt er udpompet, trykkes Pæreprøvens Munding ind i Qvægsølvet, og Luften indlades. Qvægsølvet vil da trænge ind i Glasset, og stige op i det inddeelte Rør. Den Luft, som var bleven tilbage, sammentrykkes nu indtil den naaer en Tæthed, hvorved den kan holde Ligevægt med Atmosphærens Tryk. Tager man nu Prøven ud, og dypper den saa dybt ned i Qvægsølv, at dette staaer lige høit uden og inden, saa seer man ved Hjelp af Inddeelningen, hvor megen Luft der efter Udpompningen er bleven tilbage. Qvægsølvet, som bruges til Forsøget, bør være udkogt, paa det at ingen Luft deraf skal udvikle sig, medens Prøven fyldes. Paa den ulige Udvidelse, som forskjellige Varmegrader kunne foraarsage, maa ogsaa tages Hensyn.

Indvendninger mod denne Prøve findes i Joh. Brooks vermischte Erfahrungen über die Electricitet, die Luftpompe, und das Barometer, a. d. Engl. mit Zusätzen und Anmerkungen von D. Kühn. Leipz. 1790. 8. Disse besvares i en Afhandling: Ueber die von Hrn. Brook endeckte Trüglichkeit der Smeatonschenschen Birnprobe, und die Mittel sie zu vermeiden, von Prof. Schmidt i Grens neues Journal d. Phys. B III. S. 150. o. f. Forskjellen mellem det Resultat, man erholder ved Barometeret, og det af Pæreprøven er ofte meget betydelig, formedelst de Vanddampe, som ind-

tage Luftens Sted. Saaledes fandt Nairne (Philosophical transactions Vol. LXVII No. 22) ved den sidste en Fortyndning af 1000, medens den første kun angav 70 til 80. Ved at sammenligne begge Redskabernes Udsagn, kan man altsaa udfinde, hvor megen Luft og hvor megen Damp, der bliver tilbage.

§. 339.

Med Luftpompen kan nu en Mængde af Forsøg udføres, hvorved Luftens Tryk og andre Egenskaber fuldkomnere vises. Naar man udpomper Luften af to Halvkugler, som med saadan Nøiagtighed slutte sammen, at de udgiøre en fuldstændig huul Kugle, saa ville de hænge overordentligt fast sammen, blot fordi der inden fra ikke er nogen Modvirkning mod den udvortes Lufts Tryk. De ere berømte under Navn af de Magdeburgiske Halvkugler. En Blære, som er spændt over Aabningen af et Kar, hvoraf Luften udpompes, sønderrives ved den udvortes Lufts Tryk. En Glasplade, som lufttæt tillukker Aabningen af et saadant Kar, sønderknuses ligeledes. En firkantet Flaske, hvoraf Luften udpompes, sønderbrydes. Runde og hvelvede Kar derimod udholde Trykket. En slap Blære udvides, naar den bringes under en Klokke, og Luften af denne udpompes. Den er endog ved Udvidektaften af den liden Mængde Luft, den indeholder, i Stand til at løfte en betydelig Vægt. En Heronskugle kommer til at springe under Luftpompens Klokke. En Flaske, som med sin Munding staaer i Vand, giver en stor Mængde Luftbobler fra sig, naar Luften derom udpompes; men naar Luften atter trænger ind i Klokken, saa drives Vandet op i Flasken, hvor den fortyndede Luft

ikke kan gjøre tilstrækkelig Modstand. Cartesianske Dukker, (§ 264) som ved det sædvanlige Lufttryk vilde synke, stige, naar Luften over Vandet, hvori de befinde dem, fortyndes.

§. 340.

Naar man, ved en dertil passende Maskine vil sammenpresse Luften, saa maa Klokken, ved en Skrue, trykkes fast mod Talerkenen. Man kan da ved Luftens Tryk drive flydende Materier op i et Kar, hvori der er Luft. Sætter man f. E. et oven tillukt Glasrør lodret og ubevægeligt i Qvægsølv under Klokken, saa vil dette ved den omgivende Lufts Sammentrykning stige op, og sammentrykke den indsluttede Luft. Af den Formindskning, denne lider i sit Omfang, seer man da ogsaa Luftens Sammentrykningsgrad i Klokken.

§. 341.

En egen Anvendelse af Sammentrykningspompen er Vindbøssen. Den har Form af en sædvanlig Flint, men Kolben deraf er huul, og forsynet med en Ventil, der ikkun kan aabne sig ind ad. Til Kolben kan skrues en Pompecylinder, ved hvis Hjelp Luften kan trykkes ind i Kolben. Naar dette er skeet, skrues Løbet til. Ved en Mechanismus kan Kolbens Ventil aabnes efter Godtbefindende. Hvergang dette skeer, udstrømmer en Deel Luft, som formedelst den forhenværende stærke Sammentrykning farer ud med en betydelig Hastighed, og kan drive en Kugle eller en anden Ladning foran sig.

Musshenbroek introd ad phil. nat. § 2111.

V At finde Luftens specifiske Vægt, og dens specifiske Elastisitet.

§. 342.

Luftpompen sætter os i Stand til at veie Luften. Man bruger dertil en stor Glaskugle, som er forsynet med en Hane, og som lader sig lufttæt skrue til Pompen. Man veier den først paa en meget nøiagtig Vægtskaal, pomper derpaa Luften ud, og veier den atter. Tabet, den har lidt i Vægt, er ogsaa Luftens Vægt. Men da der altid maa blive nogen Luft tilbage i Kuglen gjør man vel i, efter den sidste Afveining, at aabne Hanen under vel udkogt Vand. Dette vil nu stige op og sammentrykke den meget fortyndede Luft, som før befandt sig i Kuglen, til samme Grad, som den har i Atmosphæren selv. Udmaaler man da nøie denne lille Luftmasse, og drager den fra Kuglens forud bekjendte Indhold, saa har man Vægten af et givet Kubikmaal Luft saa nøiagtig, som de Dampe, hvilke altid danne sig i det luft-tomme Rum, ville tillade det.

§. 343.

Naar man veed Luftens Egenvægt i et givet Tilfælde, saa kan man let, ved et beqvemt Redskab bestemme de Forandringer, den til forskjællige Tider og paa forskjællige Steder er underkastet. Hertil tjener det af Otto Guericke allerede opfundne Manometer (Lufttæthedsmaaler). Dette bestaaer af to lige vægtige, men ulige store Kugler, hvoraf hver er befæstet paa sin Ende af en meget bevægelig Vægtstang, og der ere

i Ligevægt. Naar Luften fortættes, saa bæres den store Kugle af en større Luftmasse, og den liden Kugle maa altsaa faae Overhaand. Ved Luftens Fortyndning vinder altsaa den store Overvægten. Man bestemmer nu Størrelsen af det Rum hver af Kuglerne indtager, hvilket bedst skeer efter § 259. For den større Kugle hedde dette R, for den mindre r, saa er den Luftmasse, hvis forandrede Tryk virker paa Manometeret $= R - r$. Denne Størrelse ville vi betegne med a. Vægten, V, af denne Luftmasse beregnes af Luftens bekjendte, efter § 342 undersøgte, Egenvægt. Naar Luften fortætter sig, maa til den større Kugle lægges en Vægt, v, og Luften, som indtager Rummet a, har nu en Vægt $= V + v$. Hvis Luften, havde ligesaa meget fortyndet sig, saa havde man maattet lægge Vægten v til den lille Kugle, og Vægten af a var da $= V - v$. I første Tilfælde var altsaa Luftens Egenvægt $= \frac{V + v}{a}$, i andet $= \frac{V - a}{a}$. I øvrigt er det ikke nødvendigt, at der virkeligen skal lægges Vægter til nogen af Vægtstangens Ender. Da her i Almindelighed kun handles om meget smaae Forandringer, saa er det nok, at man har forsynet Vægtstangen med en Tunge, som paa en inddeelt Bue viser Udslaget. Til hvilken Vægt Udslaget svarer, maa da engang for alle ved Forsøg afgiøres. Naar man vil bestemme større Forandringer, er en Løbevægt paa Stangen dertil meget skikket.

Otto Guerikes Manometer findes beskrevet i hans exper. nova magdeburg. S. 114. De Fonchy og Gerstner have hver angivet en forbedret Indretning af dette Redskab, den første i description d'un dasymetre i memoir. de l'Ac. roy. des sciences, (Paris 1780, S. 73),

oversat i Lichtenbergs Magazin f. das Neuste aus d. Phys. B III, St. 4. S. 93, den anden i Beobachtungen auf einer Reise in dem Riesengebürge, (Dresden 1791. 8. S. 27), og i Grens Journ. d. Phys. B IV, S. 172.

§. 344.

I en Luft, som slet ikke lider nogen anden Forandring, end i Henseende til sin Tæthed, vil Barometerets og Manometerets Gang fuldkomment stemme overens; thi da staaer Forandringerne i Luftens Udvidekraft og Egenvægt i det nøieste indbyrdes Forhold (§ 326). Men naar Varmen, Vanddampe, eller deslige, forandre Udvidekraften, eller naar begge Redskaber bringes i Luftarter af ulige Natur, saa ophører denne Overensstemmelse; thi det er klart, at naar Lufttrykket ikke forandres, saa beholder Qvægsølvet sin Stilling i Barometeret, om end Luftens Tæthed forandres. Dette skeer derimod ikke ved Manometeret, hvilket just forandrer sin Stilling, som Tæthederne forandres, og ved forskjellige Lufttryk beholder sin Stilling, naar kun Tætheden bliver uforandret.

§. 345.

Dette fører os til at betragte den eiendommelige Udvidekraft (specifiske Elasticitet), som finder Sted i en og samme Luftart, under forskjellige Omstændigheder, eller som viser sig i forskjellige Luftarter, ogsaa under lige Omstændigheder. Den en Luftmasse tilhørende eiendommelige Udvidekraft er upaatvivleligen desto større, jo mindre Masse deraf fordres til, i et givet Rum at holde Ligevægt mod et vist Tryk. For-

skjellige Luftmassers eiendommelige Udvidekraft forholder sig altsaa, ved lige Tryk, omvendt som deres eiendommelige Vægt. Det er ligeledes klart, at den eiendommelige Udvidekraft maa være desto større, jo større Tryk der udfordres for at bringe Luften til en vis Tæthed, eller at den eiendommelige Udvidekraft, for lige Tætheder, forholder sig som Trykket. Heraf udledes da let, at en Luftmasses eiendommelige Udvidekraft er = Trykket, divideret med dens eiendommelige Vægt.

§. 346.

Ved Varmen stiger en Luftmasses Udvidekraft, og denne Tilvext kan maales paa et Luftthermometer. Ved lige Tryk forholder sig altsaa Udvidekraften i to Luftmasser omvendt som Varmegraderne efter et Luftthermometer, hvori nemlig Luftens Udvidekraft tjener til Maal for Varmen.

§. 347.

For tør Luft finder man altsaa den eiendommelige Udvidekraft, naar man dividerer Trykket med Productet af den eiendommelige Vægt og Varmegraden. Fugtighedens Indflydelse kan man endnu ikke fuldkomment beregne.

Om den eiendommelige Udvidekraft handler udførligt den anden Afdelning af Kramps Anhang zu einer Geschichte der Aerostatik. Strasburg 1786. 8.

VI Pompen og hvad dermed staaer i Forbindelse.

§. 348.

Naar en Cylinder ABCD (Fig. 88) med sin ene Ende, eller ved en Tilsætning EL, staaer under Overfladen IK af en Vandmasse, og man fortynder Luften deri, saa maa Vandet stige op i samme, efterdi der nu intet tilstrækkeligt Modtryk er mod Atmosphærens Tryk uden fra. Bunden BD, forsynes med en Klap, E, som aabner sig op, men ikke ned ad. Det Vand, som stiger op derover, kan altsaa ikke falde tilbage. Stempelet GH er forsynet med en lignende Klap, F, som baade tjener til at give Luften Udgang, medens denne bortskaffes, og til at frembyde Vandet en Vei, hvorad det kan komme frem, men ikke tilbage. Er Pompen forsynet med en Tud, saa vil Vandet deraf udstrømme, som af vore sædvanlige Pomper.

Det indsees let, at det Hele er bragt i Ligevægt, naar man har løftet Vandet saa høit op, at Vandcylinderens Vægt er lig Atmosphærens, og at Pompens Virksomhed da maa ophøre. Denne Høide udgjør omtrent 16 Alen.

Naar man sætter adskillige parallele Rør i Forbindelse med en Pompecylinder, og stiller hvert i et særskilt Flydende, saa ville de, naar Stempelet i Pompen løftes, stige i Forhold til deres specifiske Lethed. Man kan paa denne Maade nogenlunde bestemme flydende Materiers specifiske Vægt, skjøndt, formedelst Haarrørsvirkningen, ei fuldkomment.

§. 349.

Det indsees let, at man ogsaa kunde anbringe Stempelet under Vandets Overflade, og at da Vandets eget Tryk

vilde udrette det som i forrige Tilfælde Luftens. Man kan ogsaa forsyne slige Pomper med et fra Siden opstigende Rør, som har en Klap, der ikkun aabnes ind ad i dette. Naar Stempelet da er heelt, og uden Klap, saa vil det hver Gang det stødes ned, drive Vand op i Siderøret. Pomper af den her beskrevne Art kaldes Trykpomper, de derimod, som hæve Vandet ved Luftens Fortyndning Sugepomper. Begge kunne forbindes sammen, naar man nemlig giver en Sugepompe, hvis Stempel er heelt, et Siderør, som det nysbeskrevne.

§. 350.

Ved Hjelp af Trykpompen kan man ogsaa drive Vandet ud med en betydelig Hastighed. Naar man forbinder to saadanne med hinanden, saaledes at Stempelet i den ene stiger op, medens det i den anden gaaer ned, saa erholdes derved en næsten uafbrudt Vandstrøm. Man kan benytte en saadan Indretning til Ildsprøiter. Men da der dog gives et lidet Mellemrum, ved Stempelskiftet, hvori intet Vand uddrives, saa har man med Trykpompen forbundet en Vindkjeldel. Denne er intet andet end et lufttæt og stærkt Kar, hvori man ved Trykpompen driver Vandet ind, saaledes at Luften deri fortættes. Nær ved Bunden af denne Vindkjedel er en Aabning, hvoraf Luften ved sit Tryk driver Vandet ud i Sprøitens Slange. Da Lufttrykket ikke ophører, fordi Vandstrømmen fra Pompen et Øieblik standser, saa erholdes ved denne Indretning en uafbrudt Vandstrøm.

Over Pomper og Sprøiter, see Gehlers physical. Wörterb. Artik. Druckwerk, Pumpe, Saugwerk.

VII Om Hæverten.

§. 351.

Naar et krumt Rør, ACB, (Fig. 89), hvis begge Been, AC og CB, ere lige lange, er fyldt med en flydende Materie, og stilles saaledes, at Aabningerne A og B vende ned ad, saa kan intet løbe ud deraf, uden at derved et Rum ved C vorder lufttomt. Naar altsaa den flydende Materie ikke danner en høiere Cylinder i noget af Rørene end Luften kan bære, saa kan intet løbe ud, med mindre Luften kan stige op gjennem den flydende Masse. Tager man altsaa et saadant krumt Glasrør, hvis Been have $2\frac{1}{2}$ til 3 Fods Længde, fylder det med Vand, vender det om, og sætter det saaledes i et Kar med Vand, at Mundingerne staaer under Vandets Overflade, saa vil intet Vand udløbe. Iværksætter man derimod samme Forsøg med Qvægsølv, saa vil det oven ved C skille sig ad, og synke, indtil det i begge Rørene staaer omtrent 28 Tommer over den ydre Qvægsølvoverflade.

§. 352.

Naar Røret ikke er længere end at Luftens Tryk kan bære det indslutte Flydende, og det ene Been af Røret er længere end det andet, saa vil det Flydende deri med større Kraft stræbe at løbe ud. Denne Mangel af Ligevægt tilintetgiores ikke ved Luftens Tryk, som er lige stort mod begge Aabningerne. Det Flydende vil altsaa løbe ud af det længste Rør, og det, som befandt sig i det kortere, vil følge efter. Man kan derfor, ved et

saadant krumt Rør bringe et flydende Legeme til at stige op fra et Kar og løbe over i et andet. Man giver det, med Hensyn herpaa, Navn af Hæverten (Sipho).

§. 353.

Den Deel af et Hævertrør, som befinder sig under Overfladen af en flydende Masse, kan ikke tage Deel med i Hævertens Virksomhed; thi den flydende Masse, som befinder sig i denne Deel, holdes i fuldkommen Ligevægt af det omstaaende Vand. Altsaa kan man ogsaa gjøre en ligebenet Hævert virksom, naar man bringer den saaledes i to Kar med flydende Materie, at det ene Been staaer dybere under Overfladen end det andet, eller naar man blot indsænker det ene Been i et Flydende, og lader det andet blive frit i Luften. Man seer ogsaa let heraf, under hvilke Betingelser en uligebenet Hævert kan ophøre at virke.

At det er ligegyldigt, enten man fylder Hæverten med det Flydende, før man vil anvende den, eller man suger det fuldt af Flydende, forstaaes af sig selv.

§. 354.

Paa Hævertens Natur beroer Virkningen af adskillige naturlige Brønde, som udtømme sig, naar Vandet deri er steget til en vis Høide. En af Naturen dannet hæverformig Kanal staaer nemlig i Forbindelse med dem, og begynder først sin Virkning naar den er fyldt. Man har ogsaa indrettet Fixerbægere, under Navn af Tantalus eller Diabetes, hvoraf Vand eller Vine, som deri gydes, forme-

delst en skjult Hævert, af sig selv udtømmer sig, saa snart det er kommet til et vist Punkt. Det indsees ligeledes let af Hævertens Natur, hvorfor en Hævert, som har 3 eller flere lige lange Been (fraterna caritas), hvoraf hvert staaer i sit Kar, maa bringe det deri sig befindende Vand til at staae lige høit i alle Karrene. Naar det ene Been af en Hævert er betydeligt længere end det andet, og det da bøies op ad, saa giver dette et Vandspring.

355.

Brugen af Hæverten er mangfoldig. Man anvender den i det daglige Liv, for at bringe en flydende Materie af et Kar i et andet. Ved chemiske Forsøg er det meget beqvemt til at skille en flydende Materie fra et Bundfald. Man kan gjøre dette Redskab endnu beqvemmere til Brug, naar man forsyner den ene Ende med en Ventil, som ikkun kan aabnes ind ad, og den anden med en Hane.

356.

Stikhæverten er i sin Natur meget forskjellig fra de andre Hæverter. Ethvert Rør med snævre Aabninger, hvori man opsuger det Flydende, er en Stikhævert. Den videre Deel kan være en Cylinder, en Kugle, eller have hvilken som helst anden Form man vil. Naar man dypper dette Redskab dybt ned i det Flydende, holder dens øvre Aabning til og derpaa løfter det op, saa kan heller ikke det Flydende løbe ud, og man kan paa denne Maade hæve det.

357.

Den intermitterende Hævert sees forestillet i Fig. 90. A er et aabent Kar, B og C lukkede. Forbindelsesrørene forstaaes af Figuren. Ved a, b og c ere Haner. Naar A bestandigen holdes fuld ved tilstrømmende Vand, og Hanerne a og c aabnes, saa strømmer Vand fra A ind i B, og den Luft, som derved uddrives, gaaer bort igjennem c. Naar derpaa a og c lukkes, men b aabnes, saa flyder Vandet ud gjennem denne, og da Luften i C og B, og de dermed forbundne Rør, fortyndes, saa trykker den udvortes Luft Vandet fra A op i C. Naar B er tom, kan man atter aabne Hanerne a og c, og lukke Hanen b, hvorved Vandet flyder ud af C, og B paa nye fyldes fra A. Ved denne Fremgangsmaade kan man altsaa løfte Vand adskillige Fod høit, men dog ikke saa høit som ved en sædvanlig Hævert, efterdi C er langt fra at være lufttomt.

VIII Om Luftseiladsen.

§. 358.

Et Legeme, hvis specifiske Vægter mindre end Luftens, vil stræbe at stige op deri, ligesom et Legeme, der er lettere end Vandet, vil stige i dette. Herpaa grunder det sig, at vi kunne hæve os i Luften. Man bruger nemlig dertil et huult Legeme af en meget let Materie, som indeholder en Luft, der er lettere end Atmosphærens. En saadan Luftballon vil nødvendigviis stige med en Kraft, der staaer i

Forhold til dens større specifiske Lethed, og til Størrelsen af dens Masse.

§. 359.

Man kan forskaffe sig en Luftballon paa to meget forskjellige Veie. Den første bestaaer i at fylde Ballonen med athmosphærisk Luft, og opvarme denne, den anden derimod i at fylde Kuglen med en Luft, der i sig selv er lettere end den atmosphæriske. Det første Slags kalder man efter deres Opfindere (Joseph og Stephan Montgolfier) Montgolfierer. Det andet Slags fører Navn af Aerostater.

§. 360.

Montgolfieren kan forfærdiges af tyndt Lerret, som er beklædt med Papir, for derved at give den Tæthed. Smaa Montgolfierer kunne endog være blot af Papir. I den nederste Deel anbringes en Aabning, hvorunder en passende Ildkurv befæstes. Naar Ilden antændes, udvides Luften i Kuglen, en Deel af den strømmer ud, og den tilbageblevne nu lettere Luft udfylder det Hele. Overgaaer altsaa den af Kuglen uddrevne Luft Vægten af Maskinen, maa den stige.

Den første Luftballon, hvormed Mennesker hævede sig fra Jorden var en Montgolfiere af 74 Fods Høide, og 48 Fods Gjennemsnit. Den veiede 1600 Pund. Pilatre de Rozier steg op med samme, den 15 October 1783. Cavallos Geschichte und Praxis der Aerostatik, aus d. Engl. Leipzig 1786. 8. S. 52.

§. 361.

Til Aerostater bruger man en Kugle af fernisseret Silketøi. I det Smaa kan ogsaa anvendes Guldslagerhud, som vel er mindre stærk, men ogsaa meget lettere. Man fylder den med en Luftart, som fører Navn af Vandstofluft, eller brændbar Luft. Denne er betydeligt lettere end den atmosphæriske, og tjener altsaa til at hæve Ballonen.

§. 362.

Til at optage Personerne, der stige op med Ballonen, tjener enten et Gallerie, som anbringes om dens nederste Deel, eller en Gondol, som ved en Mængde Snorer er heftet til et Net, hvormed Ballonens øverste Segment er omgivet.

§. 363.

Aerostatens Fortrin bestaaer deri, at man ikke behøver at føre Ild med, hvoraf farlige Følger ere at befrygte, og et Par Gange virkeligen ere indtrufne. Desuden kan Ballonen taale at være meget mindre. Montgolfieren har derimod andre, og overveiende, Fordele. Man kan blot ved Ildens Forstærkning hæve eller synke sig, som man finder for godt, hvilket derimod ved Aerostaten ikke kan skee, uden enten i sidste Hensigt, at udlade Luft, som ikke under Farten kan erstattes, eller i første at udkaste Baglast. Med Montgolfieren kan man derfor holde sig i hvilket Luftlag man vil, og da disse gemenligen i forskjellige Høider have Bevægelser i forskjellige Ret-

ninger, saa kan man, i Følge heraf, tildels bestemme sin Vei; thi man kan ikke blot følge den lige Retning af en af disse Luftstrømme, men man er endog i Stand til, ved snart at følge den ene snart den anden, at naae et Punkt, som ligger mellem tvende Strømmes Retning. Den Fare som Ilden medfører er langt fra ikke saa stor, som man ofte forestiller sig, og med nogen Forsigtighed og Øvelse maatte den undgaaes. Den brændbare Luft, som behøves til Aerostaten er desuden meget kostbar, hvorfor man ogsaa maa anvende det dyrere Silketøi, formedelst dets mindre Tyngde til dette Slags Balloner. Montgolfiererne derimod kunne forfærdiges af et mindre kostbart Stof, og med ringe Bekostning fyldes.

§. 364.

De Forsøg, man hidindtil har gjort paa at styre Luftskibet, have vel ikkun havt liden Fremgang; men man har heller ikke endnu tilstrækkeligen forsøgt alle Midler. De fleste, som have prøvet deres Lykke i at opløse dette Problem, have enten været Folk af alt for ringe theoretisk Indsigt, eller af alt for liden Øvelse i dette nye Fag. Forsøgenes Kostbarhed, og den ringe Deeltagelse, Jordens Rige og Mægtige have viist mod dette store Foretagende, har gjort at ikkun sieldent andre, end Markskrigere have kunnet anstille Luftfarter. Det er let at indsee, at Problemet ikke uden mange Forsøg kan løses, og at vor Kundskab om Seiladsen paa Havet just ikke herved vil komme os til megen Nytte; men det var ogsaa muligt, at Opløsningen, i det mindste en Deel deraf, laae os nærmere, end vi formodede. Kunde man nemlig finde, at i forskjellige Høider næsten altid herskede

forskjellige Luftstrømme, og at disse som oftest gjøre en Vinkel med hinanden, saa vilde derved allerede saare meget være udrettet. Har Luftskipperen ikke den Fordeel at kunne benytte to Elementers Virksomhed, saa har han derimod den, at kunne stige og synke i sit Element, hvilket er Søemanden nægtet. Man maa ved de første Forsøg i en saa stor Kunst være beskeden i sine Fordringer. At ville alt, fører ofte til intet. Ved at benytte de forskjellige Luftstrømme vilde man sikkert snart naae samme Punkt i Forhold til Luftseiladsen, som de Gamle, medens de endnu maatte følge Kysterne, havde i Søefarten.

Over Luftseiladsen besidde vi, foruden Cavallos oven (§ 360) anførte Skrivt, Faujas de St. Fond description des experiences de la machine aërostatique. Paris 1783. 8. Premiére suite de la description des exp. &c. Paris. 1784. 8. C. G. Kratzenstein l'art de naviguer dans l'air. Copenhague 1784. Description de l'aérostate, l'academie de Dijon, par M. M. de Morveau, Chaussier et Bertrand. Dijon 1786. 8. Kramp Geschichte der Aerostatik, historisch, physisch und mathematisch ausgeführt. Strasburg 1784 u. 1785. II. 8.

IX Om Bevægelse i Luften.

§. 365.

Bevægede Legemer tabe ved Luftens Modstand af deres Bevægelse. De Grundsætninger, hvorefter dette Tab skulde beregnes, ere de samme, som de vi have fundet for draal eslydende Legemer (§304-306). Men den samme Uoverensstemmelse mellem den almindelige Theorie og Erfaringen, som vi hist have fundet, træffe vi ogsaa her igjen. Denne Materie maa

altsaa betragtes som Gjenstand for tilkommende Undersøgelser.

§. 366.

Af Luftens Modstand mod bevægede Legemer har man gjort en fortræffelig Anvendelse ved Faldskjærmen (Parachute). Den bestaaer i et Stykke fiint Lerret, eller en anden let Materie, der enten er rundt, eller har Form af en Polygon, eller endog kun af et Qvadrat. Fra forskjellige Punkter i Omkredsen drager man Snore til det Punkt, hvor et Legeme, som Skjærmen under Faldet skal beskytte, kommer til at befinde sig. Naar nu altsaa et tungt Legeme, i behørig Forbindelse med Faldskjermen, begynder at falde, saa vil Luften udfolde den, og, formedelst den betydelige Flade, den derved møder, formindske Faldets Hastighed betydeligt. Ved Hjelp af Faldskjermen kan derfor et levende Væsen uden Fare, falde fra en Høide af flere hundrede Fod.

X Om Strømninger i Luften.

§. 367.

Ligevægten i Luften forstyrres bestandigen paa mange Maader. Herved opstaaer Luftstrømninger. Disse giver man i de fleste Tilfælde Navn af Vinde, (venti). Naar disse ere saa stærke, at de tilbagelægge 40 til 60 Fod i Secundet, kaldes de Storme (procellæ), og, naar de naae en endnu større Hastighed, Orkaner. Man har observeret dem, som have gjennemløbet 123 Fod i et Secund.

Kraft i Comment. Petropole. Vol. XIII. p. 380.

§. 368.

Virkningen af Luftens Bevægelse er undertiden overordentlig stor. Muschenbroeck fandt, at en Luftstrøm virkede ligesaa meget paa en given Flade, som en bevæget Vandmasse, der har $\frac{1}{24}$ af dens Hastighed. Ved Sammenligningen mellem forskjellige Luftstrømme maa naturligvis den samme Regel gjelde, som for faste og flydende Legemers gjensidige Modvirkning (§ 341), at nemlig Virkningen forholder sig, som Qvadraterne af Hastighederne.

Muschenbroek introd. ad phil. nat. § 2619 o. f. Han beregner heraf, at en Orkan, som gjennemløber 123 Fod i Secundet, maa trykke med en Kraft = 5 Millioner Pund paa et Taarn af 150 Fods Høide og 30 Fods Sideflade. Naar Luften i et Tilfælde bevæger sig 24 Gange saa stærkt, som i et andet, saa virker den 24. 24 = 576 Gange saa stærkt. Men blev den Luftmasse, hvis Hastighed var = 1, derimod 576 Gange saa tæt, saa maatte den virke ligesaa meget. Da Vandet nu er næsten 800 Gange saa tungt, som Luften, saa indsees, at Luften i sin Bevægelse virker stærkere, end man af den almindelige Grundsætning kunde beregnet. Til at maale Vindene har man angivet egne Vindmaalere (Anemometere), hvoraf dog ingen fuldkomment svarer til sin Hensigt; Gehlers phys. Wörterb. B. 4. S. 773 o. f.

§. 369.

Alt, hvad der forandrer Luftens eiendommelige Udvidekraft, foranlediger Luftstrømme. De bekjendteste af dette Slags Forandringer ere de, som komme af Vanddampes Udvikling eller Fortætning, og de, som hidrøre fra dens Ud-

videlse ved Varmen og Sammentrækning ved Kulden. Over begge Dele udbreder først den dynamiske Deel af Naturlæren det rette Lys. Her maae vi noies med at forklare Aarsagerne til nogle faa mærkværdige Luftstrømninger.

§. 370.

At Varmen, som udvider alle Legemer, maa være i Stand til at frembringe Luftstrømninger, indsees af Tingens Natur. Vi finde ogsaa herpaa mange Exempler i Erfaringen. Saaledes strømmer Luften til Ilden i en Skorsten, hvor den opvarmede Luft stiger, og den kolde Luft udenfra strømmer til. Det samme sees, naar Døren mellem et varmt og et koldt Værelse aabnes; Luen af et Lys, som holdes i den øverste Deel, drives ud ad, medens samme, holdt i den nederste Deel, ved den tilstrømmende koldere Luft drives ind ad. Paa Varmens Virkning grunder sig blandt andet de Land- og Søevinde, som man især i varmere Lande bemærker. Om Dagen nemlig opvarmes Luften stærkere over Landet end Vandet, Luften maa altsaa strømme derfra ud mod Havet. Om Natten ophører denne Solens Virkning, og nu kan den mindre varme Luft ikke modstaae Sidetrykket af den øvrige, som altsaa maa strømme til. Landvinden hersker altsaa om Dagen, Søevinden om Natten.

§. 371.

Under Æqvator, og i Nærheden af samme opvarmer Solen Luften meest. Den opvarmede Luft vil hæve sig,

og i de øvre Luftegne foraarsage en Strom mod Polerne. Den afkjølede Luft vil derimod ved Jorden strømme fra Polerne til Æqvator. Men formedelst Jordens Omdreining har Luften en mindre Bevægelse fra Vest til Øst mod Polerne, end nærmere Æqvator. Den til Æqvator strømmende Luft har altsaa ikke saa megen Hastighed, som Legemerne paa Jordens Overflade. Disse ville altsaa indhente Luften, og derved lide en Modstand, der i alle Maader er saaledes beskaffen, som om en Vind blæste fra Øst til Vest. Dette er Aarsagen til den Erfaring, at en bestandig Østen-Vind hersker mellem Vendekredsene, og det saaledes, at Vinden mod Norden er Nordøst, mod Syden, Sydøst.

§. 372.

Ved Passatvinde forstaaer man periodiske Vinde, som til visse Aarets Tider bestemt, og med en bestemt Varighed, indfinde sig paa forskjellige Steder.

XI. Om at maale Høider ved Luftens Tryk.

§. 373.

Enhver Deel af Luften sammentrykkes af den Luftmasse, som befinder sig over den. Jo høiere vi stige op fra Jordens Overflade, jo tyndere maae vi altsaa finde Luften, og i samme Forhold maa da Qvægsølvet staae lavere i Luftrykmaaleren.

§. 374.

Dette bekræftes ogsaa fuldkomment ved Erfaringen. Naar man bringer Lufttrykmaaleren 77,67 Pariser Fod over Jordens Overflade, saa falder Qvægsølvet deri een Linie.

§. 375.

Lufttrykket, altsaa ogsaa Luftens Tæthed, (§ 326) aftager i en geometrisk Proportion, medens Høiderne aftage i en arithmetisk. Man forestille sig en Luftstøtte, ABCD (Fig. 91), deelt i uendelig mange, uendelige tynde Lag ABEF, EFGH, GHIK o. s. v. I hvert af disse kan Luftens Tæthed uden Feil ansees som ensformig gjennem hele Tykkelsen. Luftens Tæthed i ABEF forholder sig til den i EFGH, som de trykkende Luftmasser CDEF og CDGH (§ 326). Paa samme Maade forholder sig Tætheden i GHIK til den i EFGH, som CDIK til CDGH. Forskjellen mellem Trykkene, som disse paa hinanden følgende Luftlag lide, er = Luftmængderne EFGH, GHIK o. s. v. Men Luftmængderne i lige Rum forholde sig som Tæthederne. Tæthederne forholde sig altsaa som Lufttrykkene, og ere = disses Forskjæl. Luftlagenes Tæthed i A, E, G, I, L o. s. v. være a, e, g, i, l, o. s. v. Naar en saadan Række af Størrelser, a, e, g, i, l, o. s. v. staae i Forhold til deres egne Forskjæller, a — e, e — g, g — i, o. s. v. saa danne de en geometrisk Progression; thi er a : a — e = e : e — g, saa er ogsaa a — (a — e) : a = e — (e — g) : e, det er e : a = g : e eller a : e = e : g, og paa samme Maade findes e : g = g : i, hvoraf flyder, at

a, e, g, i o. s. v. udgjøre en geometrisk Rekke. At Høiderne AE, AG, AI udgjøre en arithmetisk Rekke er af sig selv klart.

§. 376.

Af Forholdet $a : e = e : g$ følger $\frac{a}{g} = \frac{a^2}{e^2}$. Forbindes hermed Proportionen $e : g = g : i$, saa erholdes $\frac{a}{i} = \frac{a^3}{e^3}$. Føies hertil den tredie Proportion $g : i = i : l$, saa er $\frac{a}{l} = \frac{a^4}{e^4}$. Altsaa kan for Rekken $\frac{a}{e}, \frac{a}{g}, \frac{a}{i}, \frac{a}{l}$ sættes $\frac{a}{e}, \frac{a^2}{e^2}, \frac{a^3}{e^3}, \frac{a^4}{e^4}$ o. s. v. Forstaaes nu ved a, e, g, i, l Lufttæthederne, eller Barometerhøiderne ved A, E, G, J, L' saa sees, at Barometerhøiderne, dividerede i en fundamental Barometerhøide, danne en stigende Række af Potenzer, hvortil den i arithmetisk Orden fremskridende Række af Høiderne AE, AG, AI, AL, svarer. Af Logarithmernes Grundbegreb sees det da, at vi her have et logarithmisk System, hvori Høiderne over Jorden udgjøre Logarithmerne til Barometerhøiderne.

§. 377.

Er AE = 77,67 Par. Fod, eller den Høide, hvortil Barometeret skal bringes, for at Qvægsølvet deri kan falde een Linie, og er AL en anden Høide, som ved Barometeret skal udmaales, saa er

$AL : AE = \log. \frac{a}{l} : \log. \frac{a}{e}$. Men e er $= (a - 1)$ Linier, altsaa er $AL : AE = \log. \frac{a}{l} : \log. \frac{a}{a-1}$. Er Qvægsølvets Høide, a, ved A, = 28 Tommer = 336 Linier, saa er den ved E, efter Forudsætningen = 335, og i Stedet for $\log. \frac{a}{a-1}$, sættes da $\log. \frac{336}{335} = 0,0012945$. AE, eller 77,67 Par. Fod = 12,945 Toiser. Det omhandlede Forhold er altsaa nu $AL : 12,945$ Toiser $= \log. \frac{336}{l} : 0,0012945$. AL er da $12,945 . \log. \frac{336}{l} : 0,0012945 = 10000 . \log. \frac{336}{l}$. Tages nu en anden Høide AG, hvor Qvægsølvets Høide er g, saa er denne $AG = 10000 . \log. \frac{336}{g}$, og Forskjellen, GL, mellem disse Høider $= 10000 . (\log. \frac{336}{l} - \log. \frac{336}{g}) = 10000 . \log \frac{g}{l} = 10000 (\log. g - l)$. Reglen for at finde, hvormeget et Sted ligger høiere, end et andet, er altsaa denne: **Man tager Logarithmen af det enes Barometerhøide fra Logarithmen af den andens, og rykker Decimalcommaet 4 Ziffre tilbage, saa har man Forskjellen mellem Stedernes Høider, i Franske Toiser.**

Hvor stor eller liden end Barometerhøiden er ved Havets Overflade, kan man dog efter den her angivne Regel bestemme, hvormeget ethvert andet Sted ligger høiere. Man kan

ogsaa ved Hjelp af denne Regel forskaffe sig en Forestilling om Atmosphærens Høide. Man kan f. E. beregne, at et Punkt, hvor Qvægsølvets Høide kun var een Linie, maatte ligge omtrent $6\frac{3}{4}$ geographiske Mile over Havets Overflade. Ved denne Høide er Luften følgeligen saa fortyndet, som den ved en temmelig god Luftpompe kan vorde. En fuldkommen bestemt Grendse for vor Atmosphære vide vi ikke at angive. Efter den Mariottiske Lov maa den strække sig uendelig vidt, elle rettere til det Punkt, hvor Centrifugalkraften begynder at overvinde Tyngden; men det er sandsynligt, at Luftens Udvidelighed ikke strækker sig i det Uendelige, eller at den Mariottiske Lov ikke er fuldkommen nøiagtig for betydelige Fortyndninger. Loven for Varmens Formindskning i de større Høider kjende vi heller ikke, og dennes Indflydelse maa dog ved denne Bestemmelse, være stor. Astronomerne have søgt, af Tusmørket at beregne Atmosphærens Høide, og angivet den noget ulige, dog omtrent til 10 Mile; men ogsaa i deres Bestemmelser er noget vilkaarligt. Efter adskillige Iagttagelser har man Grund til at antage Meteorer i langt større Høide over Jorden.

§. 378.

Denne Maade at beregne Høider paa forudsætter, at Luftens Tæthed ene staaer i Forhold til Trykket, og at ingen anden Kraft derpaa har Indflydelse; men vi vide, at Luften ved Varmen udvides, ved Kulden sammentrykkes. De her givne Regler gjelde, efter De Luc, for en Varme af $16\frac{3}{4}$ Grader efter det Reaumurske Thermometer. Stiger Varmen i et Luftlag, saa vorder det høiere end efter Forudsætningen, og ved Afkjølning omvendt lavere. De Luc har af sine Forsøg udbraget, at man for hver Grad, Thermometeret staaer over $16\frac{3}{4}$, skal lægge $\frac{1}{215}$ til det ovenangivne Resultat, og for hver Grad, det staaer lavere, fradrage ligesaa meget. Paa høiere

Steder staaer Thermometeret lavere, og stiger alt, som man nærmer sig Jorden. Man kan derfor i Almindelighed ansee Varmens Aftagelse med Høiderne fra Jorden, som fremskridende i en arithmetisk Proportion, og altsaa betragte den halve Sum af den høieste og laveste Varmegrad som gjeldende for det hele Luftlag, hvori Undersøgelsen skeer.

§. 379.

Ved Varmen udvider sig ogsaa Qvægsølvet i Barometeret. De Luc finder, at den ovenangivne Formel kun er streng rigtig ved 10 Grad paa Reaumurs Thermometer. Ellers forlænger Varmen en Qvægsølvlængde af 27 Tommer 0,075 Linier for hver Grads Tilvæxt, og ved hver Grads Formindskning aftager den naturligvis. Naar Qvægsølvet i Barometeret ikke staaer paa 27 Tommer, og man vil have den høieste mulige Grad af Nøiagtighed, maa man beregne, hvormeget den ovenangivne Forlængelse udgjør for den iagttagne Høide. Denne hele Berigtigelse maa foretages før man søger Logarithmerne til de fundne Barometerhøider. Kortere er det, (efter § 321) for m Graders Afvigelse, at tillæge eller fradrage $\frac{m}{n} \cdot \frac{1}{54}$, eller efter den Lavoisierske Bestemmelse $\frac{m}{n} \cdot \frac{1}{5412}$. Anvender man det hundredegradige Thermometer eller sætter $n = 100$, saa er Forandringen, for hver Grad, efter De Luc $\frac{1}{5400}$, efter Lavoisier og De la Place $\frac{1}{5412}$.

Det Thermometer, som skal angive Qvægsølvets Udvidelse, bør være fastgjort ved Barometeret selv, da dette ikke saa snart antager samme Varmegrad som Luften.

§. 380.

Høidemaalningen ved Barometere kan ogsaa udfindes paa en anden Vei, der i mange Henseender er læreriig. AD = x (Fig. 92) forestille en Høide. Qvægsølvets Høide ved A være = a, og ved D = y. Luftens Tæthed ved A forholde sig til Qvægsølvets, som m : 1. Luftens Tæthed ved D maa da forholde sig til den ved A, det er til m, som y til a. Tætheden ved D er altsaa $= \frac{my}{a}$. Lad Høiden nu voxe uendelig lidet Dd = dx, saa maa Vægten af Luften over Barometeret aftage uendelig lidet, eller erholde et Differential = — dy. I det uendelig lidet høie Luftlag, Dd, kan Tætheden ansees som ensformig, Trykket er altsaa = Tætheden, $\frac{my}{a}$, multlipiceret med Rummet, dx, det er = $\frac{my}{a} \cdot dx$. Vi have da $-dy = \frac{my}{a} \cdot dx$, og $-\frac{a}{m} \cdot \frac{dy}{y} = dx$. Dette integreret, saaledes at for x = o, y sættes = a, giver $x = -\frac{a}{m} \cdot \log. \text{nat. } y + \text{Const.} = \frac{a}{m}$ $(\log. \text{nat. } a - \log. \text{nat. } y) = \frac{a}{m} \log. \text{nat. } \frac{a}{y}$. Man kan let forvandle disse naturlige Logarithmer til Briggiske, ved at multiplicere dem med Tallet 2,302585, hvilket vi ville kalde e, saa at Formelen da forvandles til $\frac{a}{m} \cdot e. \log. \frac{a}{y}$. I en anden Høide AB være Barometerhøiden = Y, saa er Høiden over A $= \frac{a}{m}. e. \log. \frac{a}{Y}$ og Forskjellen mellem Hoi-

derne $AB - AD = BD = \frac{a}{m} \cdot e \left(\log. \frac{a}{Y} - \frac{a}{y}\right) =$

$\frac{a}{m} \cdot e. \log. \left(\frac{a}{Y} : \frac{a}{y}\right) = \frac{a}{m} \cdot e. (\log. y - \log. Y).$

Naar man altsaa kjænder Luftens specifiske Vægt i Sammenligning med Qvægsølvets, saa kan man deraf beregne den Coefficient, hvormed Forskjellen mellem tvende Qvægsølvhøiders Logarithmer skal multipliceres, for deraf at finde de tilsvarede Stæders Forskjel i Høide. Vanskeligheden i denne Bestemmelse ligger kun deri, at det ikke er let, fuldkomment at bestemme Luftens og Qvægsølvets specifiske Vægt. Først i de nyeste Tider have vi erholdt en Bestemmelse af Biot og Arrago, som fortjener mere Tillid. Efter denne er Luftens specifiske Vægt, ved Frysepunktet, og under et Luftstryk af 76 Centimetere, $= \frac{1}{10473,08}$ af Qvægsølvets. Den Udvidelse, som Luften, naar der ogsaa tages Hensyn paa dens Fugtighed, ved Varmen lider, er $= \frac{1}{250}$ af Luftens Volumen, for hver Grad paa det hundredegradige Thermometer. Herved faaer man da Coefficienten, hvormed Logarithmernes Forskjæl skal multipliceres $= 18332$ Metrer. Ved at sammenligne Bjerges Høide, efter geometrisk Udmaalning og Barometeriagttagelser har Ramond fundet den $= 18336$, under 45° Brede, altsaa meget nær i Overensstemmelse hermed. Ved Anvendelsen af dette Maal har man vel ikke samme Bequemhed i at multiplicere Logarithmerne, som hos De Luc, men naar man betragter, at man dog altid maa foretage Correctioner, saa er dette ikke saa vigtigt, som det ved første Øiekast kunde synes. Vilde man endnu anvende De Luc's Methode, saa maatte den rettes. Luftstrykket, hvorfra han gaaer ud 336 Linier, er =

75,58 Centimetere Qvægsølv. Ved dette er Tætheden = $\frac{1}{10417,79}$ af Qvægsølvets. 336 Linier = $2\frac{1}{3}$ Fod, divideret hermed, og multipliceret med Modulus = 2,302585, giver, forvandlet til Toiser (= 6 Fod) 9328,577. Dette gjelder for Nul Grad. Ved 18 Grader, efter det hundredegradige Thermometer, = 14,4 efter Reaumurs, vilde denne Coefficient omtrent være = 10000, Qvægsølvets Temperatur herved regnet for 0. Heraf sees, at De Luc's ovenangivne Formel giver for smaa Resultater, hvilket ogsaa stemmer med geometriske Umaalninger.

Den Rettelse, som behøves for Luftens Udvidelse ved Varmen, kan efter det hundredegradige Thermometer, hvor den er = $\frac{1}{250}$ for hver Grad, gjøres meget let, i det nemlig $\frac{1}{250}$ er = 0,004. Dersom man betragtede Luften som fuldkommen tør, saa vilde Berigtigelsen ikke være 0,004, men 0,00375, altsaa 0,00025 mindre. Den her gjorte Forandring er ikke bestemt efter fuldkomment afgjørende Forsøg, men efter en Forudsætning, hvormed man sammenholdt Resultatet af Udmaalningerne. Selv det Forhold mellem Qvægsølvet og Luftens Egenvægt, som er bleven lagt til Grund ved Beregningen, er noget forandret herefter. For fuldkommen tør Luft er Forholdet efter Biots og Arago's Forsøg, og De la Places Beregning = 10463: 1, men efter Gilberts Beregning over samme Forsøg = 10394: 1. Denne Uenighed grunder sig derpaa, at Luften, hvis Vægt man har bestemt, var noget fugtig, og man endnu ikke har noget sikkert Princip, hvorefter man kunde reducere den fundne Værdie til den, som maatte finde Sted ved fuldkommen Tørhed. (Nogle finere Correctioner, hvorom oven ikke er bleven talt, ere derfor som om de ikke vare skeete). See Gilberts Annalen d. Phys. B. 26. S. 153 — 213.

§. 381.

Foruden de her angivne Rettelser synes Høidemaalningen ved Barometerne at fordre adskillige andre. Atmos-

phærens Figur maa i Følge Centrifugalkraften være sphæroidisk, den trykkende Luftcolonne altsaa desto høiere, jo nærmere Æqvator. Paa den anden Side er Centrifugalkraftens Virkning paa Luften til Tyngdens Formindskning ogsaa desto større, jo nærmere Stedet er Æqvator. Den Rettelse, som i disse to Henseender behøvedes, hæver sig indtil den Grad selv, at man kan regne den for intet. Formedelst Tyngdens Formindskning i en større Høide over Jorden burde vel ogsaa en Rettelse finde Sted; men denne er ligeledes meget ringe. Man vil overalt neppe nogensinde komme til nogen saa fuldkommen mathematisk Nøiagtighed, ved dette Slags Opmaalninger, at deslige Rettelser kunne komme i Betragtning, da dog Strømningerne i Luften altid maae have nogen Indflydelse paa Barometeret. Ved Middagstider, i klart og stille Veir, er denne Indflydelse mindst.

De la Place von der Messung der Höhen vermittelst des Barometers, i Gilberts Annal. d. Phys. B. 26. S. 152 o. f. Leonard Euler die Gesetze des Gleichgewichts und der Bewegung flüßiger Körper, übersetzt mit einigen Anmerkungen und Zusätzen von H. W. Brandes. Leipzig 1806. 8. S. 80—86.

§ 382.

Da Luftens eiendommelige Udvidekraft, som har saa betydelig Indflydelse paa Høidemaalningen ved Barometere, ikke blot bestemmes ved Varmen, men ved Fugtigheden, og maaskee endnu ved andre os ubekjendte Aarsager, saa fortjener Gerstners Forslag, at maale Luftens specifiske Vægt, ved Manometeret, paa samme Steder, hvor man maaler Barometerhøiderne, meget Bifald. Ved Høider, som ikke ere alt for store, kan man antage, at Luftens specifiske

Vægt aftager i en geometrisk Progression. Kaldes Tæthederne af Luften ved A og B, a' og b', Barometerhøiderne a og b, saa er Middeltætheden i det undersøgte Luftlag $= \frac{1}{2}(a' + b')$, og Vægten af den Qvægsølvcolonne, som bærer den, eller $(a - b) = \frac{1}{2}(a' + b')$ multipliceret med Afstanden mellem de to Punkter A og B. Afstanden er altsaa $= \frac{1}{2}\frac{a - b}{(a' + b')}$. Tæthederne a' og b' kunne udtrykkes ved Vægten af en Cubictomme Luft fra hvert Sted l og l', divideret med Vægten af en Cubictomme Qvægsølv q. $\frac{1}{2}(a' + b')$ er altsaa $= \frac{l + l'}{2q}$, og AB altsaa $= \frac{a - b}{l + l'} \cdot 2q$. Vægten af en Cubictomme Luft kan paa hvert Sted ved et dertil indrettet Manometer bestemmes. Vægten af en Cubictomme Qvægsølv er af det foregaaende bekjendt; men fortjente dog en noget noiere Bestemmelse. Ved Høider, som ikke overstige 350 Favne, har Gerstner fundet denne Methode meget noiagtig og ved Høider af 600 Favne endnu uden betydelig Feil. For større Høider troer han, at man maatte antage, at Tæthedernes Forskjel stod i Forhold til Barometerhøidernes Forskjel. Han finder da $\frac{a - b}{a' - b'} \cdot \text{nat.} \frac{a'}{b'}$.

Jirasek, Haenke, Gruber u. Gerstner Beobachtungen auf Reisen nach dem Riesengebürge. Dresden 1791. 4.

§ 383.

Høidemaalningen ved Barometeret kunde med stor Nytte anvendes til at bestemme, hvor høit alle vigtige Punk-

ter i et Land ligger over Havets Overflade. Man vilde derved erholde Resultater over Figuren af Jordens Overflade, som intet Nivellement kunde give.

De fornemste Skrivter over Høidemaalningen ved Barometere ere: Jean André de Luc recherches sur les modifications de l'atmosphère. Genève 1772. II Dele. 4. A. G. Kåstners Afhandling om Høidemaalninger ved Barometeret, i hans Anmerkungen zur Marktscheidekunst. Göttingen 1775. 8. S. 215 o. f. Damen dissertatio phys. et mathem. de montium altitudine barometro metiendo. Hagæ Com. 1783. 8.

Ottende Afsnit

om

spændige Legemers Zittringer, og om Lyden.

I Grundlovene for spændige Legemers Zittringer.

§. 384.

Naar den Kraft, som har bragt et spændigt Legeme ud af dets naturlige Form, ophører at virke, saa vil ikke blot dets Dele gaae tilbage til denne Form, men den Bevægelse, de herved have erholdt, vil endnu føre dem videre, saa at Legemet nu i den modsatte Retning forandrer sin Form. I denne nye Stilling kunne de ligesaa lidet blive, men ville atter gaae tilbage, og det ikke blot til deres naturlige Stilling, men atter videre, indtil de erholde samme Stilling, hvortil de vare bragte ved den udvortes Kraft, og nu begynder den forrige Virkning paa ny. Naar altsaa et spændigt Legeme har lidt en Forandring i dets

Form, saa ville Delene sættes i en svingende Bevægelse, som ikke vilde ophøre, dersom Elasticiteten var fuldkommen, og udvortes Modstand ei efterhaanden standsede Bevægelsen. I denne Delenes Hen- og Hidgang bestaaer nu de spændige Legemers Zittringer.

Det sees let, at de spændige Legemers Zittringer kunne sammenlignes med Pendulets Svingninger.

§. 385.

Naar en Streng, som besidder Sammentrækningskraft, udspændes mellem to Punkter, og derpaa bøies ud af den rette Linie, saa lider den en Forlængelse, og vil tage sin forrige Stilling igjen, men af samme Grunde som i det Foregaaende (forr. §) vil den herved komme i en svingende Bevægelse.

§. 386.

Man forestille sig, at en Streng, AB (Fig. 93), hvis hele Spændighed bestaaer i dens Sammentrækningskraft, er spændt mellem Punkterne A og B ved de to lige Vægte V, og bøies saaledes, at den antager Stillingen ACB, saa kan den Kraft, hvormed den ene Vægt drager ad BC, tænkes opløst i de to Kræfter CD og CE. Man forestille sig herved, at Udløbet CD, fra ADB til ACB, er saa lidet, at Forskjellen mellem AD og AC kan regnes for intet. Man betegne CD med a, BC med b. Det er nu klart, at

Kraften, hvormed Strængen vil søge sin forrige Stilling, forholder sig til den spændende Vægt $v = a : b$, og altsaa er $= \frac{va}{b}$. Men da Kraften v virker paa begge Sider, saa fordobbles denne Størrelse, og vorder altsaa $= \frac{2va}{b}$. I denne Størrelse er ikkun a foranderlig; den hele Størrelse forholder sig, altsaa som den. Det er: Den drivende Kraft i C forholder sig, som Veien a, der skal tilbagelægges, Heraf følger, at en spændt Stræng vil fuldbyrde alle sine smaa Svingninger i lige lang Tid, enten Bøiningen er noget større eller mindre.

Naar man fra Punktet B, med Radius BD, beskriver en Bue, DF, saa er $CF = \frac{CD^2}{2BF + CF}$. Naar altsaa CD er uendelig liden, saa er CF en uendelig liden Størrelse af anden Orden, og naar CD er meget liden, i Sammenligning med BD eller BF, saa er CF, eller Forskjellen mellem BD og BC høist ubetydelig. Er CD f. E. $= \frac{1}{100}$ BD, saa er CF mindre end $\frac{1}{10000}$ BD.

§. 387.

Forandres Strængens Masse, saa forandres derved ogsaa den drivende Kraft. Det er nemlig klart, at Hastigheden, hvormed Strængen drives frem og tilbage, maa formindskes i samme Grad, som Massen voxer. $\frac{2va}{b}$ forvandles altsaa til $\frac{2va}{bm}$, naar Massen kaldes m.

§. 388.

Paa samme Maade som ved Pendulet (§ 141. No. 2) indsees, at de drivende Kræfter ved spændte Strænge maae forholde sig omvendt, som Qvadraterne af Svingningstiderne. Kaldes altsaa Tiden t, saa er $t^2 = \frac{bm}{2va}$. Men ved Pendulet forholde sig ogsaa t^2 som Pendulets Længde (§ 133). Altsaa er, for Strænge af ulige Længde $t^2 = \frac{bm}{2va} \cdot b = \frac{b^2m}{2va}$. Størrelsen 2a gjør intet til Tiden (§ 386), kan altsaa her udelades, og t^2 er da $= \frac{b^2m}{v}$. Kaldes Strængens Diameter d, saa forholder Massen, m, sig som d^2, hvoraf flyder $t^2 = \frac{b^2d^2}{v}$, følgeligen $t = \frac{bd}{\sqrt{v}}$. Svingningernes Antal, der staae i omvendt Forhold til t, er da $= \frac{\sqrt{v}}{bd}$.

§. 389.

Af dette Udtryk for Svingningernes Antal lære vi, at disse, ved lige Spænding og Gjennemsnit, forholde sig omvendt, som Strængenes Længde, og ved lige Spænding og Længde, omvendt som Gjennemsnittene; men ved samme Længde og Gjennemsnit ligefrem som Qvadratrødderne af de spændende Vægte. Naar ingen af

disse Ting ere lige, tages naturligvis disse Forhold sammen til et eneste sammensat.

Krafts Mechanik B. I S. 626. o. f.

§. 390.

I en spændig Fjeder, eller Stang, træder Materiens eiendommelige Spændighed i Stedet for de spændende Vægte. Jo kortere den bøiede Stang er, jo mere Modstand foraarsager den mod sin Bøining, og med desto større Kraft springer den altsaa tilbage. Erfaringen lærer ogsaa, at Svingningernes Antal i en Metalstang, hvis ene Ende er fastgjort, forholder sig omvendt som Qvadraterne af Længderne.

Man anvender beqvemmeligen til dette Slags Forsøg en overalt lige tyk Jernstang, som fastspændes i en Skrue. Man bemærker paa et Secunduhr, hvor lang Tid udfordres til 50 Svingninger, forkorter derpaa Stangen og lægger atter Mærke til, hvor lang Tid 50 Svingninger fordrer. Man vil da finde det oven angivne Forhold.

§. 391.

Naar en Traad af Metal eller en anden spændig Materie dreies om sin Axel, saa springer den tilbage naar den dreiende Kraft ophører, men gaaer i denne Tilbagegang ud over sin første Stilling, saa at den kommer til at gjøre en Række af Svingninger frem og tilbage, og hver af disse Svingninger, den gjennemløbe en stor eller liden Vinkel, udfordrer lige lang Tid. For at iværksætte

Forsøg herover, hæfter man en Cylinder af Metal ved den nedhængende Traad, saaledes at Cylinderens Axel og Traaden udgjøre en ret Linie. Man dreier nu denne Cylinder om sin Axel, hvorved Traaden bøies med, og bemærker med et Secunduhr, hvor mange Svingninger i en given Tid tilendebringes. Naturligvis kan man ogsaa anvende et simpelt svingende Pendul som Tidsmaaler.

§. 392.

Heraf følger, at den bevægende Kraft, i en saadan snoet Traad, paa enhver Tid staaer i Forhold til det Rum, som skal gjennemløbes; thi kun under denne Betingelse kunne Svingninger af ulige Længde fuldbyrdes i lige Tid (jevnf. § 127). Man kan derfor anvende en saadan Traad, naar den neden er forsynet med en horizontal Viser, som Kraftmaaler, hvor Reglen naturligvis er den, at den snoende Kraft forholder sig, som Snoeningsvinkelen.

Man anvender især dette Middel til at bestemme Størrelsen af meget svage tiltrækkende og frastødende Kræfter, som de i den almindelige Tiltrækning, i Magnetismen og Electriciteten. Coulomb har derpaa bygget Indretningen af sin Snoeningsvægtstang (Torsionsbalance). De følgende Snoeningslove tjene endnu til nærmere Bestemmelse ved disse Udmaalninger.

§. 393.

Jo større den Vægt er, hvormed en Traad spændes, paa en desto større Masse fordeles den Hastighed som Snoekraf-

ten meddeler. I slige Svingninger forholde sig Qvadraterne af Tiderne, som de gjennemløbne Rum, eller som Svingningernes Antal. Da nu her det gjennemløbne Rum skal formindskes i samme Forhold, som Vægten voxer, saa maae Qvadraterne af Svingningstiderne for lige Rum, tiltage i samme Forhold, som Vægten tiltager. Skulde derimod den egentlige Snoekraft formeres ved Spændningen, saa maatte dette Forhold atter derved forandres; men nu finder man ved Erfaring, at Qvadraterne af Svingningstiderne virkeligen vore i samme Forhold, som den paahængte Vægt, altsaa forandres Snoekraften ikke med de spændende Vægter.

Naar de spændende Vægte have ulige Gjennemsnit, maae naturligvis det forskjællige Moment bringes med i Beregningen.

§. 394.

I samme Grad som den snoede Traad forlænges, vil ethvert Punkt lide mindre Tryk ved Snoeningen, følgeligen ogsaa virke mindre tilbage. Snoekraften forholder sig derfor omvendt, som Traadens Længde, alt ellers sat lige. Dette bekræftes ogsaa ved Forsøg; thi man finder, at Qvadraterne af Svingningstiderne for ulige Længder af samme Traad, der snoes under lige Vinkel, forholde sig som Længderne.

§. 395.

Ved Metaltraader, hvor alt er lige uden Tykkelsen, forholder sig Snoekraften som den fjerde Potents

af Diameteren. Dette viser sig ved Forsøg af samme Art, som de foregaaende. Det lod sig ogsaa let forudsee af Tingens Natur; thi Antallet af de spændte Dele voxer, som Qvadratet af Traadens Diameter, Spændingen, som hver Deel af Traaden lider, maa forholde sig som Diameteren, og ligesaadan maa Middellængden af den Vægtstang, hvorpaa Virkningen skeer, forholde sig.

§. 396.

Kalde vi altsaa Vinkelen, hvorunder en Traad er snoet, n, dens Længde l, dens Diameter d, og k et Tal, som udtrykker dens eiendommelige Stivhed i Forhold til andre, saa er Snoekraften $= \frac{knd^4}{l}$. Ved en Sammenligning mellem disse Svingninger og Svingningerne af et Pendul, kan man ogsaa udfinde den absolute Størrelse af k udtrykt i Vægt.

Coulomb recherches sur les aiguilles aimantées i memoires de mathem. et de phys. presentés á l'acad. roy. des sciences, (á Paris) par divers savans. T. IX. p. 200. o. f. og sammes recherches sur la force de torsion, et sur l'élasticité des fils de métal i Mem. de l'acad. roy. des sciences (á Paris) 1784. S. 229 o. f.

§. 397.

Naar en Streng eller en elastisk Stang udvider og sammentrækker sig efter sin Længde, saa forholde sig Svingningstiderne som Længderne, og Svingningernes Antal omvendt som disse. Nødvendigheden heraf

indsees let; men Beviserne ved Forsøg kunne ei beqvemmeligen angives før i det Følgende. Man frembringer Længdesvingningerne ved at stryge elastiske Stænger efter Længden, Glasstænger med befugtede Fingre eller en befugtet Klud, Metalstænger med Klude, som ere bestøvede med Harpix. Vi kiende altsaa nu Tværsvingninger (Transversalsvingninger), Snoeningssvingninger (Torsionssvingninger) og Længdesvingninger (Longitudinalsvingninger). Den første og sidste Art skal især i det følgende vorde undersøgt.

II. Om Lyden, som frembringes ved spændige Legemers Zittringer.

§. 398.

Naar et spændigt Legeme sættes i en tilstrækkelig hastig Zittring, saa frembringes derved en Lyd. Naar Øret i en saadan føler en vis Bestemthed og Enhed, kaldes den en Tone. Ellers fører den Navn af Larm, Skrald, Bulder o. s. v. efter dens forskjellige Modificationer.

§. 399.

Man har fundet, at et Legeme i det mindste maa fuldbyrde 30 Zittringer i Secundet, naar en Lyd skal frembringes. En lang, overalt lige tyk Jernstang, som fastspændes i en Skrue, er meget skikket til dette Slags Forsøg. Man sætter først en saa stor Længde af denne Stang i Zittring, at man beqvemt kan tælle Svingningerne, og stiller den derpaa saa længe i Skruen, indtil den svingende Deel er bleven saa

kort, at en Lyd frembringes. Man sammenligner nu denne svingende Deels Længde med den forriges, hvis Svingninger man endnu kunde tælle, og beregner da let, (efter § 390) hvor mange Svingninger fordres til en given Lyd. Dette Redskab kaldes en Tonemaaler (Tonometer).

Chladnis Akustik Leipzig 1802. S. 35.

§. 400.

Som Svingningernes Antal vore, vinde Tonerne skjendeligen mere og mere en vis indvortes Kraft, og vi sige, at de vorde høiere. Svingninger af lige Hastighed give altid lige høie Toner, om end dens øvrige Klang og Styrke er meget forskjellig.

§ 401.

Man kan altsaa beregne hvor mange Svingninger, der høre til enhver Tone. Og omvendt naar man bemærker, hvilken Tone et Legeme giver, kan man deraf let beregne dets Svingningers Hastighed. Dette giver os et Middel til at bekræfte Loven for Længdesvingningerne (§ 397).

III. Om Ligevægtspunkterne i svingende Legemer.

§. 402.

Naar en Streng AB (Fig. 94), hvis begge Endepunkter, A og B, ere faste, understottes i sin Midte, i Punk-

tet C, og AC drages mod D ud af sin retliniede Stilling, saa vil CB ogsaa sættes i Bevægelse, og imidlertid danne Krumningen CEB. Medens AC nemlig er i Stillingen ADC, er dens udhvelvede Side meest strammet. Denne Stramning udbreder sig ogsaa til den nederste Side af CB, der altsaa vil virke, som om den blev sammentrukket, hvoraf naturligvis følger, at den maa bøie sig i modsat Retning, og indtage Stilningen CEB. Medens ADC gaaer tilbage til den retliniede Stilling, gjør CEB det samme. Men, ved den Bevægelse hver af dem har, vil den ene søge Stillingen AFC, den anden CGB, og saaledes ville de afverlende svinge i modsatte Retninger. Punktet C, som ligger mellem begge disse, kunde, om det end ikke var understøttet, dog ikke deeltage i nogen af disse Bevægelser, men maatte blive i Hvile mellem de to modsatbevægede Dele. Det fortjener derfor Navn af et Ligevægtspunkt, eller en Svingningsknude.

§. 403.

Ligger det understøttede Punkt, C (Fig. 95) to, tre eller flere Gange nærmere ved A end ved B, saa vil kun en Deel CD, af samme Størrelse som AC, fuldbyrde en ligesaadan Svingning, i omvendt Orden, saaledes at den indtager Stillingen CHD, medens AC staaer i AGC. En paafølgende lige saa stor Deel DE maa atter svinge i modsat Retning af Nabodelen, altsaa indtage Stillingen DIE, og endeligen vil den sidste Deel EB indtage Stillingen EKB. Strængens Form er altsaa et Øieblik AGCHDIEKB. Alle Delene gaae derpaa tilbage til den rette Linie, og fortsætte

nu deres Vei, indtil de naae Stillingen AgChDiEkB. Saaledes ville de altsaa fuldbyrde Svingninger i modsat Retning, indtil Bevægelsens Hindringer have standset dem. Man kan altsaa fastsætte, at naar en spændt Streng deles i aliqvote Dele, og en af disse, ved en Understøttelse, afskjæres fra de øvrige, og sættes i Svingning, saa ville de andre Dele svinge med, og det saaledes, at hver af dem svinger i modsat Retning af sine Nabodele; følgeligen har Strængen saa mange Svingningsknuder, som der er Delningspunkter mellem de aliqvote Dele.

§. 404.

Dette bekræftes letteligen ved Forsøg. Man hænger nemlig meget smaa bøiede Papirstrimler paa en saadan inddelt Streng; man vil da finde, at naar den, ved Understøtningen afskaarne, Deel sættes i Svingning, saa falde Papirstrimlerne af de Dele, som efter det Foregaaende ere i Svingning, og forblive derimod rolige paa de Stæder, som skulle være Svingningsknuder.

§. 405.

Naar en elastisk Stang støttes med begge sine Ender mod faste Gjenstande, og man, efter at have dæmpet et Punkt, som skal vorde Svingningknude, frembringer en Tone paa den afskaarne Deel, saa vil Stangen svinge, og erholde Svingningsknuder, ganske som ved en Streng.

Svingningstiderne derimod forholde sig deri som Qvadraterne af de svingende Deles Antal (jevnfør § 390). Støtter man ikke den ene Ende af Stangen; men kun et Punkt nær derved, saa er den frie Deel at betragte som det halve af en svingende Deel mellem to Svingningsknuder, og man erholder, naar denne Deel sættes i Zittring, halv saa mange svingende Deele, som den frie Ende indeholdes i Resten. Lader man begge Enderne være frie, og stryger ved en af disse, saa vil altid en Svingningsknude frembringes i samme Afstand fra den ene Ende som fra den anden, og Antallet af de svingende Dele mellem disse to yderste Svingningsknuder vil være saa stor, som Afstanden mellem disse to Punkter divideret med den frie Endes dobbelte Længde. I en elastisk Stang kan altsaa Understøttelsen af et eneste Punkt undertiden være nok til at frembringe mangfoldige Svingningsknuder. Reglen er den, at naar en Stang inddeles i et vist Antal lige store Dele, og en af disse, ved Understøtningen, afskaaret fra de øvrige, sættes i Svingning, saa ville alle de øvrige ligestore Dele svinge med, saaledes at Grendsepunkterne mellem dem vorde Svingningsknuder. Ved en fri Ende gjelder den halve Længde af en af de svingende Dele for en Heel.

Den beqvemmeste Maade at frembringe disse Svingninger er, at stryge Stangen paa behørigt Sted med en Violinbue.

§. 406.

Det er just ikke nødvendigt, at sætte en Deel, som ved sin Understøtning er adskilt fra alle de øvrige, i svingende

Bevægelse, for at faae en Stang inddelt i et vist Antal af Svingningsdele. Ofte kan man ogsaa derved naae sit Maal, at man understøtter et Par langt fra hinanden liggende Punkter, som i den forlangte Svingningsart skulle være Ligevægtspunkter, og i en passende Afstand fra dem, saaledes nemlig, at en af de begjærte Svingningsdele faaer en regelmæssig, til Inddeelningen passende Bøining, stryger Stangen med en Bue, eller paa andre Maader sætter den i zittrende Bevægelse.

Chladnis Akustik S. 94-103.

IV. Om Klangfigurerne.

§ 407.

Hver Gang en Skive inddeles og stryges saaledes, at dens ensbeliggende Dele komme i Zittringer, og zittre med lige Hastighed, dannes naturligvis regelmessige Knudelinier, og er den bestrøet med Støv, saa kastes dette fra begge Sider hen mod Knudelinierne, og danner en bestemt Figur. Slige Figurer kaldes Klangfigurer.

§ 408.

Naar en elastisk Skive AB (Fig. 96) understøttes i Punkterne D, E, F, G, eller i Midtpunkterne af Linierne DE og FG, og en af Enderne, A eller B, stryges med en Violinbue, saa ville alle Punkter i de to Linier DE

og FG være Ligevægtspunkter, hele Linierne altsaa Ligevægtslinier, eller Knudelinier. Har man bestrøet Skiven med Sand, saa vil dette kastes af de bevægede Steder hen paa de i Ligevægt sig befindende. To parallele, næsten med hinanden sammenfaldende, Sandlinier ville altsaa lægge sig om hver af Knudelinierne. Ganske sammen ville de ikke falde med disse Linier, fordi allerede de Dele, som ligge nærmest Knudelinierne, have saa liden Svingningsbue, at de ei formaae at afkaste Sandet.

§ 409.

Svingningsmaaden af en saaban Rectangelskive er ganske af samme Natur, som den af en svingende Stang. Jo kortere altsaa den frie Ende er, jo flere Knudelinier vil man erholde. Hvor det er muligt at sætte Skiven i den zittrende Bevægelse, uden at mere end Endepunkterne af een Linie ere understøttede, der erholdes kun een Knudelinie. Ere A og B (Fig. 97) understøttede saa erholdes, f. E. kun Knudelinien AB. Herved er det dog at mærke, at de Dele, som umiddelbart modtage Strøgets Indtryk, sættes i den stærkeste Bevægelse, og at denne aftager betydeligt med Afstanden. Efter Strøgets Beskaffenhed, kan det derfor hænde, at der i en Afstand danne sig Knudelinier, som DE og FG, saaledes som i Fig. 98 er antydet.

§ 410.

Knudelinier, som disse, (Fig. 98) frembringes ogsaa regelmæssigt, naar man holder i Skjæringspunkterne H og

K, og da stryger i C. Stryges meget nærmere ved E eller G, saa erholdes flere Knudelinier. Alt kommer her an paa Muligheden af, at Strøget kan inddele Strængen i aliqvote Dele, og derpaa om Strøget ved sin Styrke skal gjøre et saa stærkt Indtryk paa det strøgne Sted, at derved desto flere Afdelninger maae fremkomme; thi jo stærkere Strøget er, jo mere vil det Sted, som modtager det, og de derved nærmere Dele bøies, uden at de fjernere paa samme Tid kunne modtage samme Virkning; disse ville altsaa forholde sig mod hine, som dæmpede Punkter.

§ 411.

Understøttes en Qvadratskive i alle Midtpunkterne af dens Sidelinier, som i a, b, c, d (Fig. 99), saa ville Linierne ab og cd vorde Knudelinier, og Støvet fra de bevægede Dele kastes hen imod disse. Herved erholdes en stjerneformig Figur, hvis Spidser vender mod Punkterne a, b, c, d. Understøttes Punkterne af samme Navn i Fig. 100., saa erholdes ligeledes en stjerneformig Figur, men hvis Spidser vender mod Hjørnerne, som her ere de understøttede Punkter. Understøttes baade Hjørne- og Midtpunkterne, som i Fig. 101, saa erholdes Knudelinierne ah, cf, bg, de, og Støvlinierne saaledes, som Figuren viser dem. I Fig. 102 sees atter en anden Understøttelsesmaade, med de deraf flydende Knudelinier samt Støvfiguren.

§ 412.

Understøtter man en kredsformig Skive (Fig. 103) i fire Punkter a, b, c, d, saa erholder man en ligesaadan stjer-

neformig Figur, som paa Qvadratskiven. Ved at understøtte flere Punkter, erholder man ogsaa flere Radier, ligesom paa de kantede Skiver.

§ 413.

I alle disse Forsøg viser det sig, at naar to Punkter i en Flade ere dæmpede, saa ere de rette Linier mellem samme dæmpede med, for saa vidt ikke den Kraft, hvormed Klangen opvækkes, alt for mægtigt griber ind i dem.

§ 414.

Det er aldeles unødvendigt at understøtte alle de dæmpende Liniers Endepunkter. Naar kun saa mange Punkter i en Skive ere dæmpede, at en Afdelning ved en bestemt Indtryk ikke kan svinge paa mere end en Maade, saa inddeler derved Skiven sig saaledes af sig selv, at alle Klangfigurens øvrige Dele komme frem. Saaledes er det nok i Fig. 99 og 100 at understøtte 3 af Punkterne. Man kan ogsaa nøies med at understøtte Knudeliniernes Skjæringspunkter. I Fig. 99 og 100 ere disse de samme, men Strygningen gjør da deres Forskjælligheb; thi stryges den midterste Deel af Kanten, saa udgjøre Hjørnepunkterne Grendserne for de zittrende Dele, ere altsaa at betragte som dæmpede Punkter, og da ere ch og bh Knudelinier, og deres Fortsættelser med; stryges derimod Kanten meget nær Hjørnet, saa sættes de omliggende Dele i Zittringer, som

først finde deres Hvilepunkter i Midtpunkterne af Kanten. Paa samme Maade kan man frembringe Fig. 101 ved blot at understøtte 3 Punkter, som a, g, h, og Fig. 102 ved blot at understøtte et af Skæringspunkterne.

§. 415.

Holdes den kredsformige Skive i Midtpunktet, saa frembringes ogsaa Fig. 103, i det Cirklen deler sig i 4 Qvadranter. Holder man et Sted i Omkredsen, og stryger 45° derfra, saa skeer det samme. Stryger man kun 30° derfra, saa inddeles hele Skiven i Sectorer til 60°, og man erholder en stjerneformig Figur med 6 Straaler (Fig. 140). Afstanden fra Midtpunktet til de krumme Liniers Toppunkter er her større end i Fig. 103. Jo nærmere man stryger ved det Punkt ved Omkredsen man holder paa, i jo flere Sectorer deles Cirkelen, og desto længere komme de krumme Liniers Toppunkter fra Midtpunktet. Holder man Skiven i a (Fig. 105), og stryger i b, lige derfor, saa er Antallet af disse Toppunkter uendeligt, eller de danne en fuldkommen Kreds. Med andre Ord: man erholder herved en cirkelformig Knudelinie, concentrisk med Skivens Omkreds. Fra begge Sider kastes Støvet derhen imod; altsaa er heller ikke Midtpunktet hvilende som i det foregaaende Tilfælde.

§. 416.

Fig. 106 forestille Fjerdedelen af en Qvadratskive, med det dertilhørende Stykke af Klangfiguren i Fig. 99. Fra den krumme Linie ehkmaf, som betegne Støvlinien, dra-

ges Linier gh, ik, em, no o. s. v. parallele med ac, hvilke her ere lodrette paa ab. Maaler man disse Linier, saa vil man finde, at de staae i omvendt Forhold til deres Afstande fra a. Betragter man ab som en Abscisselinie, gh, ik, lm, o. s. v. som Ordinater, saa have vi her en krum Linie, hvori Ordinaterne forholde sig omvendt, som Ascisserne. Denne Støvlinie er altsaa hyperbolisk. Ved enhver Udmaalning i de andre Klangfigurer finder man ligeledes, at de krumme Linier, som falde mellem to skjærende Knudelinier, ere hyperboliske, og at Knudelinierne selv ere Assymptoter til disse Hyperboler. To saadanne med Toppunkterne mod hinanden vendte krumme Linier udgjøre en heel Hyperbol.

Til disse Udmaalninger benytter jeg mig af en Metalskive, der ved Linier, parallele med Kanterne, er deelt i 1600 smaa Qvadrater, hver til een Linie. Figurer paa Glas kan lægges oven paa denne, og formedelst dettes Gjennemsigtighed herved maales. Mere herom i min Afhandling: Forsøg over Klangfigurerne, i det Kgl. Danske Videnskabers-selskabs nye Skrivter, B. 5. Hefte 2.

§. 417.

Heraf sees da, at de Dele af en tonende Skive, som ikke have Svingningskraft nok til at afkaste Støvet, strække sig længere og længere ud, jo nærmere man kommer til Knudeliniernes Skjæringspunkt. Dette ligger ogsaa i Tingenes Natur. Man forestille sig det triangelformige Rum alb (Fig. 107) i Fjerdedelen af en zittrende Skive sammensat af parallele Strænge ab, cd, ef, o. s. v. Linien lm være

lodret paa ab. Det er klart, at naar Skiven sættes i den zittrende Bevægelse, saa vil ethvert Punkt i denne Linie gjøre en saa meget mindre Svingningsbue, som det er nærmere ved l, følgeligen gjøre ogsaa Strængenes Midtpunkter, som falde sammen med disse, desto mindre Svingningsbuer, jo nærmere de ligge l. De Punkter p, q, r, s, i Strængene, som have lige Svingningsbuer, ligge altsaa desto længere fra lb, jo nærmere Strængene ligge l. Det er: pk, qh, rf, sd staae i omvendt Forhold til deres Afstande fra l; men, formedelst Liniernes Parallelisme og Proportion, kan man deraf slutte, at de Lodrette fra Punkterne p, q, r, s til lb forholde sig omvendt, som deres Afstand fra l. Herved reduceres da Fig. 107 til Fig. 106.

§. 418.

I denne Forklaring forudsattes, at Linien lm ikke bøiedes, men blot, som et Pendul, svingede frem og tilbage om l. Ligeledes forudsattes, at Tværlinierne blot brødes i Midten, og ikke bøiedes. Ingen af disse Forudsætninger er fuldkommen rigtig, men for saa vidt Krumningen er meget liden, kan den give Resultater, som indtil en vis Grad stemme med Erfaringen. Egentligen afvige de ved l nærmere Dele af lm ikke saa meget fra deres Sted, som her forudsættes. De fjernere Dele afvige altsaa mere. Det samme lader sig anvende paa Tværlinierne. Af denne Aarsag maa der gives et Sted mellem Hyperbolens Been, hvor Afvexlingen mellem Forhøiningerne og Fordybningerne er størst. Dette Modvirkningspunkt viser sig ogsaa i Forsøgene, naar man nemlig har bestrøet Skiven med et finere Støv, da nemlig dette da hvirvles frem og tilbage paa dette Sted, og

en begyndende Svingningsknude derved antydes. Ved meget store Tavler gaaer denne over til en virkelig Knudelinie, og Støvet ordner sig i en nogenlunde elliptisk Form. Ved Tavler af 6 Tommers Sidelinie begynder dette alt at vise sig, dog ikke uden ved stærke Strøg.

§ 419.

Ligeover for de her beskrevne Modvirkningspunkter vise Hyperbolernes Been en liden Krumning. Paa Tavler af 3 eller 4 Tommers Sidelinie er denne Bøining neppe kjendelig; men ved 6 til 8 Tommer er den betydelig, især naar hin elliptiske Figur ogsaa viser sig.

§. 420.

Bestrøer man den elastiske Skive med meget fiint Pulver, Heremelet er hertil særdeles beqvemt, saa opdages endnu langt mere indre Bevægelse en ved det blotte Sand. Ved det første Strøg reise sig strax en Mængde af Støvhøie, saa at f. E. Fig. 100 begynder saaledes, som sees afbildet Fig. 108. Det bemærkes meget tydeligt, at der i hver af disse Støvhøie eller Støvhølger atter er en indre Bevægelse, som fra deres Midtpunkt gaaer op og udad. Ved hvert nyt Buestrøg sættes de atter i Bevægelse, og gaae i Buer, hvis Ophøining vender mod Hyperbolens Axel, hen mod Knudelinien. For at vise dette, lægge man kun nogle smaa Støvdynger paa Tavlen; man vil da see disse at ordne sig i halvkugelformige Ophøininger, som bevæge sig i de beskrevne Buer, og fra hvert Sted, de have været i Hvile, efterlade et

Spor, nemlig den halve Bue af deres Omkreds. Jo nærmere de komme Klangfigurens Hovedlinie, jo nærmere ligge disse Krumninger hinanden, og jo krummere og kortere ere de, saa at de tilsidst næsten falde sammen. Fig. 109 forestiller Fjerdedelen af en Tavle, hvorpaa et saadant Forsøg er anstillet.

§. 421.

Naar Figuren er fuldendt, ligner den dem, som ere frembragte med Sand, kun med den Forskjæl, at her altid findes nogle regelmæssige Støvophøininger paa de Steder, som i Fig. 99, 100 og 103 ere betegnede med o, ligeledes efterlader Støvet sig altid nogle Spor. De hyperboliske Støvlinier vise sig tydeligen sammensatte af meget smaa sammenføiede Støvbølger. I det Rum, som indsluttes mellem Hyperbolerne, forandrer Støvet ikke sin Stilling.

§. 422.

Heraf sees, at hver Lydsvingning indeholder utallige mindre, hvilke atter indeholde mindre, som vi ikke mere formaae at efterspore.

§. 423.

Paa de Steder, hvor Støvet har samlet sig, hænger det udmærket fast. Dette kan neppe uden Hjelp af Electriciteten forklares.

§. 424.

Naar man slaaer lodret paa Kanten af en Qvadratskive, saaledes at ikkun et Punkt modtager et Stød, og det parallelt med Skivens Overflade, saa vil paastrøet Hexemel ordne sig i Linier, som næsten ere lige og parallele med Stødets Retning. Slaaes hele Kanten med en Flade, saa erholdes Linier parallele med denne, skjøndt endnu mindre fuldkommen rette, formedelst Kantens Ujevnheder. Lader man Stødet falde paa Skivens Overflade, men dog holder den saaledes, at den ei kan zittre symetrisk, saa fremkomme de smaa Støvhøie. Naar endeligen Skiven understøttes saaledes, at dens ensbeliggende Dele kunne komme i regelmessige Zittringer, og man da slaaer paa Skiven, saa erholdes en Klangfigur.

§. 425.

Det Stød, som blot virker paa Legemet i een Dimension, frembringer en sløv Lyd, omtrent som Slaget af en Hammer. Det, som virker paa to Dimensioner af Legemet tillige, giver en klapprende Lyd. Det, som virker paa alle Dimensioner tillige, giver en Klang. Kun naar den Virkning, som er i Stand til at frembringe en Klang, er symmetrisk, giver den en Tone.

Denne hele Materie findes vidtløftigen udført i min Afhandling over Klangfigurerne, i det Kongel. Danske Videnskabsselskabs Skrivter B. 5. Hefte 2.

V Om Luftsvingninger.

§ 426.

Ligesom de faste elastiske Legemer, kan ogsaa Luften sættes i en zittrende Bevægelse. Man tænke sig en liden Deel af Luften et Øieblik sammentrykt; den vil da, saa snart den sammentrykkende Kraft har ophørt at virke, igjen udvide sig. I samme Grad som dens Tæthed ved denne Udvidelse formindskes, vil ogsaa Udvidekraften, hvorved denne Bevægelse frembringes, aftage med. Naar Luften er kommet tilbage til den Tæthed, hvorved den før var i Ligevægt, vilde den altsaa hvile, dersom dens Dele nu ikke allerede besadde en Bevægelse, hvorved de maatte gaae videre. Herved fortyndes Luften. Men dette er en Virkning, der strider ligesaa meget mod Ligevægten, som før Fortætningen; den vil altsaa atter sammentrække sig. Denne Sammentrækning skeer fra begge Sider mod Midten af den zittrende Luftdeel, og altsaa ville de to, herved frembragte, modsatte Bevægelser standse hinanden i Midten. Man kalder en saadan zittrende Luftdeel en Lydbølge. I det den sammentrykkede Deel udvider sig, sammentrykker den atter en anden, og saaledes udbredes Lyden fra Sted til andet.

§ 427.

Heraf sees, at Luftzittringerne efter en Udvidelse og en Sammentrækning ophøre, med mindre den Kraft, som begyndte dem, vedbliver at virke, eller en udvortes Modstand, ophæver Overensstemmelsen mellem Udvidekraften og den bevægende Kraft.

§ 428.

Jo mere en sammenpresset Luftdeel udvides, jo mere taber den af sin Udvidekraft, men desto mindre Rum har ogsaa dens forskjellige Punkter at gjennemløbe, for at komme til den forrige Tæthedsgrad. Den drivende Kraft forholder sig altsaa her, som det Rum, der skal gjennemløbes. Ved den Udvidelse, hvorved den gaaer ud over den forrige Tæthed, aftager Drivekraften i samme Forhold, som den før tiltog. Disse Zittringer forholde sig altsaa fuldkomment, som Svingningerne af et Pendul, der bevæger sig i en Hjullinie, (§ 127) eller som Bølgerne paa et draabeflydende Legeme (§ 298).

§ 429.

Luftens Udvidekraft kan altsaa sammenlignes med Tyngden i et Pendul, og heraf følger, at Zittringstiderne forholde sig, ved lige Tætheder, omvendt som Qvadratroden af Udvidekraften, ved lige Udvidekraft, ligefrem som Qvadratroden af Tætheden. (141 N. 2).

§ 430.

Da Luftens Tæthed og Udvidekraft aftage i lige Forhold, (§ 326), saa er det klart, at Lydbølgernes Hastighed, alt andet sat lige, er den samme i en mere eller mindre tæt Luft. Naar derimod Varme, Dampe, andre iblandede Luftarter, eller deslige, forandre Luftens Udvidekraft eller Tæthed, saa forandres Hastigheden

Saaledes have Lydbølgerne en større Hastighed om Vinteren end om Sommeren. I Luftarter af ulige specifisk Vægt maae altsaa Svingningstiderne forholde ligefrem, eller Svingningernes Antal omvendt, som Qvadratrødderne af de specifiske Vægte.

§ 431.

Ved en passende Anblæsning kan man sætte Luften i et Rør i zittrende Bevægelse. Dette skeer ikke ved at blæse lige ind deri; thi dette vilde ikkun frembringe en Luftstrømning. Men naar man med behørig Hastighed blæser en Luftstrøm forbi Aabningen af et saadant Rør, saa sættes derved hele den deri sig befindende Luftstøtte i en zittrende Bevægelse. At Luften virkelig selv herved kommer i Tonezittringer, og at den Materie, hvoraf Røret er, ingen Indflydelse har derpaa, seer man tydeligen deraf, at Materiens Spændighed, hvoraf Røret bestaaer, Stederne, hvorpaa man holder det, ja en heel Omvikling med lyddæmpende Ting, ikke dæmpe Tonerne.

§ 432.

Naar et Rør, hvis ene Ende er tillukket, anblæses, saa vil Luftens Sammentrykning begynde fra den aabne Ende, og vorde stærkere og stærkere, jo nærmere den kommer til den lukkede. Ved denne har Sammentrykningen naaet sit Høieste. Nu begynder Udvidelsen, i modsat Retning, og Luften svinger i samme Orden tilbage, som den før svingede

frem. I et Rør, som i den ene Ende er lukket, falder altsaa Svingningsknuden ved denne.

§ 433.

Tager man et ved begge Ender aabent Rør, af dobbelt saa stor Længde som et givet, hvis ene Ende er lukket, og anblæser hint paa samme Maade som dette, saa falder naturligvis Svingningsknuden i Midten. Og dette er den dybeste Tone, et i begge Ender aabent Rør kan have. Rørene AC og ACB (Fig. 110) vise to saadanne Rør, og Pilenes Retning viser Luftsvingningerne i deres første Tidsdeel.

§ 434.

Naar Anblæsningen er betydeligen stærkere, saa fremkomme Svinguingsknuderne ved D og E (Fig. 111). De zittrende Dele, AD og BE, ved Aabningerne ere halv saa lange, som de mellem to Svingningsknuder. Disse maae derfor betragtes som sammensatte af to af hine. Svingningernes Antal i Fig. 111 er altsaa 3 Gange saa stort, som i Fig. 110, saavel for AC som for AB. I det aabne Rør kan frembringes en Zittring med to Svingningsknuder (Fig. 112), eller 4 Svingningsdele. Ved at forfølge dette viser det sig, at i Rør, som ere tillukkede i den ene Ende, de Svingninger, som ved forskjellig Anblæsning kunne frembringes, maae gaae frem efter Rækken 1, 3, 5, 7, o. s. v.; men at derimod Svingningernes Antal i de ikke lukkede Rør

gaae frem efter Tallene 2, 4, 6, 8 o. s. v., hvilket er det samme som efter Tallene 1, 2, 3, 4 o. s. v.

§ 435.

I Luftsvingningerne er Svingningsknuderne det samme, som Lydbølger. Jo flere Lydbølger der komme paa et givet Rum, jo flere komme i lige Tid til Øret, og jo høiere er Tonen. Altsaa kan man fastsætte, at en Pibe, Fløite, eller andet Blæseinstrument, giver, ved lige Svingningsart, desto høiere Toner, jo kortere det er.

Naar man derfor holder alle Aabningerne paa en Fløite til, saa giver den sin dybeste Tone. Hvor Fløiten har en Sideaabning, maa den betragtes som endt.

§ 436.

Et Blæseinstruments Vidde forandrer ikke dets Tones Høide, Figuren heller ikke. Dog have disse Ting Indflydelse paa Tonens Styrke og Form.

VI Om Lydens Udbredelse.

§ 437.

Et Legeme, som frembringer en Lyd, udbreder rundt om sig Lydbølger, saa at det kan betragtes, som om det var omringet af concentriske Kugelflader, af udvidet og sammentrykt Luft. Udbredelsen af Lyden i Luften er af samme Beskaffenhed, som Bølgernes Udbredelse i draabeflydende Legemer, med den Forskjel, at i det ene Tilfælde bestaae de i

Ophøininger, som ved deres Tryk sænkes, i det andet af sammentrykkede Dele, som ved deres Udvidekraft søge deres forrige Sted.

§ 438.

Alle spændige Legemer ere i Stand til at modtage Lydzittringerne og udbrede dem. Luften er vel det Legeme, hvorigjennem Lyden almindeligvis udbreder sig, men ogsaa gjennem de faste og draabeflydende Legemer finder denne Udbredelse Sted. Naar man sætter Tænderne ved en elastisk Stang i Forbindelse med Sangbunden af et Claver, saa vil man med tilstoppede Øren høre de Toner, som derpaa frembringes. Naar man holder mellem Tænderne en Traad, hvorved hænger en Sølvskee, saa vil man ligeledes med tilstoppede Øren høre en Lyd, som frembringes ved at slaae paa denne. Naar man lægger Øret til den ene Ende af en lang Tømmerstok, og lader paa den anden Ende slaae med et Straahalm, vil man høre det bedre end gjennem Luften. Naar man slaaer to Stene sammen under Vand, saa hører man det uden for. Ophænger man et vel tillukket Uhr i Vand, Olie, Spiritus o. s v., saa hører man det langt fra, ja endogsaa længere borte, end hvis Lyden blot udbredtes gjennem Luften.

§ 439.

Jo mindre et Legemes Masse er i Sammenligning med dets Cubikindhold, eller jo mindre dets Egenvægt er, jo mindre vil den Kraft være, hvormed Lydbølgerne deri meddele

deres Bevægelse til Delene af et andet Legeme, og dette andet vil paa sin Side modtage Virkningen desto svagere, jo større Masse det selv indslutter i sit Rum. Derfor gaaer Lyden lettere over fra faste og draabeflydende Legemer til Luft, end omvendt fra denne til hine. Derfor er Lyden altid desto svagere, jo mindre Egenvægt det Legeme har, hvori den opvækkes. En Klokke vil f. E. i fortyndet Luft give en meget svagere Tone end i tættere. Ja ved en vis Fortyndning vil man ingen Lyd mere høre.

§ 440.

I den atmosphæriske Luft udbreder Lyden sig 1038 Pariser Fod i hvert Secund. Man kan overbevise sig herom ved at lade affyre Skydegeværer i en betydelig og udmaalt Afstand, og tælle Secunderne mellem Lysglimtet ved Antændelsen og Knaldet. Vinden er i Stand til noget at formere eller formindske Lydens Hastighed.

Man kan ogsaa ved Hjelp af den Tid, som forløber mellem Glimt og Knald af et Skydegevær, bestemme, hvorlangt Stedet, hvor Skudet falder, er borte. Martin philosophia britannica. London. 1747. Vol. II. p. 104. I stille Veir er denne Bestemmelse ret brugbar til dermed at maale Afstanden mellem to Steder. At vi af Tiden mellem Lynet og Tordenskraldet kunne bestemme Afstanden af et Tordenveir, er bekjendt nok.

§ 441.

Man kunde ogsaa udfinde dette ved Betragtningen af de Toner, som frembringes ved en Pibe. En i sin ene Ende

tillukt Pibe af 5 Fods Længde giver en Tone, hvis Høide er den samme, som de, der frembringes ved en Streng, der fuldbyrder 200 Svingninger i Secundet. Altsaa bevæger Luften sig 200 Gange frem eller tilbage i et Rør, hvori det hvergang tilbagelægger 5 Fod. Dette udgjør en Vei af 1000 Fod i Secundet. Dette stemmer meget nær med Erfaringen, men vilde stemme endnu nærmere, dersom ikke den zittrende Luftmasse var lidet længere, end Piben.

Newton har søgt, af Bølgesvingningernes Natur, at udlede Længden af den Vei, som Lyden tilbagelægger hvert Secund i Luften; (Princ. Lib. II. prop. XLVII — L). Men hans Beregning giver Lydens Hastighed meget for ringe. De Forsøg, man har gjort til at forklare Beregningens Afvigelse fra Erfaringen, ere alle mislykkede, (den nyeste af Biot ikke undtagen). Naar man anvender den Newtonianske Beregning paa Lydens Hastighed i forskjellige Luftarter, saa findes Resultatet i nogle større i andre mindre, end det Erfaringen giver os. Chladnis Akustik §§. 200, 203, 204.

§ 442.

Lydens Hastighed er jevn, og den samme for alle Toner. Erfaringen lærer begge Dele; thi vi finde, at den Tid, som Lyden behøver til sin Udbredelse, altid staaer i Forhold til den Vei, som tilbagelægges, og ligeledes bemærker man, at Tonerne af en fjern Musik alle komme lige hastigt til Øret. I Theorien viser sig heller ingen Grund til nogen Foranderlighed i Lydens Hastighed, og man seer ligeledes let, at Lydbølgernes større Hastighed ved høiere Toner ikke beroer paa hurtigere Zittringer, men derpaa at flere Lydbølger dannes i et lige Rum (§ 435).

§ 443.

Chladni har undersøgt Fløitetonerne i forskjellige Luftarter og fundet, at Lydens Hastighed i

Surstofluft	var = 950	til 960	Fod	i Secundet,
Qvælstofluft	= 990	—	—	—
Vandstofluft	= 2100	til 2500	—	—
Kulsyreluft	= 840	—	—	—
Salpeterluft	= 980	—	—	—

Hastigheden er altsaa større i atmosphærisk Luft end i nogen af dens Bestanddele. Hastigheden retter sig ikke fuldkomment efter den Lov, som (§ 430) af theoretiske Grunde er givet for Forholdet mellem Hastighederne i Luftarter af forskjællig specifisk Vægt.

Chladni Akustik §. 204.

§ 444.

Gjennem faste Legemer skeer Lydens Udbredelse i Almindelighed med langt større Hastighed, end gjennem de luftformige. Hatzenfrats fandt, at naar der bankes paa en lang Muur, vil en Person, som befinder sig i en nogenlunde betydelig Afstand derfra høre to Lyd: en nemlig, som kommer gjennem det faste Legeme først, den anden, som kommer gjennem Luften, sildigere. Biot fandt, ved meget nøiagtige Forsøg, med et Vandledningsrør af støbt Jern, som havde 951 Metrer, eller 2928 gamle Franske Fod, at Lyden udbredte sig omtrent 10 Gange hurtigere gjennem Metallet end gjennem Luften. Ved samme Leilighed bekræftede han ogsaa det allerede angivne Maal for Lydens Hastighed i Luften. Dette skeede derved, at en Jagttager

stillede sig ved hver Ende af Røret, hver forsynet med et meget nøiagtigt Uhr, og ved bestemte Secunder bankede de og svarede hinanden.

Journal für die Chemie, Physik und Min. Band 7, Heft 4. S. 710 o. f.

§ 445.

Man kan ogsaa bestemme Lydens Hastighed i faste Legemer ved Høiden af den Tone, de under Længdesvingningerne give. Chladni fandt at en Stang af 2 Rhinlandske Fods Længde af Tin gav $\overline{\overline{\overline{h}}}$, af Sølv, $\overline{\overline{\overline{d}}}$, af Kobber $\overline{\overline{\overline{g}}}$, af Jern eller Glas $\overline{\overline{\overline{cis}}}$. Heraf kan beregnes, at Lyden vil i Tin tilbagelægge 7680 Rhinlandske Fod i Secundet, i Sølv 9102, i Kobber 12288, i Jern eller Glas 17066. Hastigheden i Jernet er her altsaa større, end efter Biots Angivelse; men dette er ingen Modsigelse, da han gjorde sit Forsøg med støbt Jern, Chladni derimod med smedet. Efter Biot maa Hastigheden i det støbte Jern staae mellem der hamrede Kobbers og Sølvs, og dette Resultat stemmer ret godt overens med det, vi ellers vide om disse Materiers Spændighed.

Det kunde synes, at man ved at kjænde Svingningernes Antal, Længden og den eiendommelige Vægt af en fast Materie letteligen vilde være i Stand til at beregne dens Spændighed; men da vi ikke engang i Luftarter, som ere bragte til lige Spændighedsgrad, finde en nogenlunde Overensstemmelse mellem det Svingningstal, man af den eiendommelige Vægt beregner, og det, man ved Erfaring erholder, saa tør man vel ikke bygge meget paa lignende Beregninger ved faste Legemer.

§. 445.

Da Lyden udbredes efter den bølgeformige Bevægelses Love, saa er det klart, at den ikke blot gaaer frem i rette Linier, men ogsaa udbreder sig til Siderne (§. 302). Herved viser Lyden en stor Forskjælligheid fra Lyset, hvilket, som siden skal forklares, blot udbreder sig i den lige Retning. Dette hindrer os dog ikke fra at betragte Virkningens Retningslinier i Lyden som rette Linier, og i denne Betydning at tale om Lydstraaler; man maa kun herved ikke glemme, at hvert Punkt i disse Retningslinier atter virker ud til Siderne.

§ 446.

Den samme bevægende Kraft, som ved Lydens Udspring virker i et meget lidet Rum, virker i de fjernere Punkter paa større og større. Lyden maae derfor aftage, og det i et meget betydeligt Forhold, medens Afstandene voxe. Hvor stor denne Aftagen er, er ikke nøie bestemt.

§. 447.

Under visse Omstændigheder gjentages en Lyd een eller flere Gange, uden at det lydfrembringende Legeme behøver at fornye sin Virkning. Dette kaldes Gjenlyd (Echo). Man tilskriver i Almindelighed Lydens Tilbagekastning fra faste Gjenstande dette Særsyn; men ved nærmere Undersøgelse findes, at denne Aarsag vilde være utilstrækkelig til at forklare alt det, som herved forekommer.

§. 448.

Paa den Omstændighed, at den bevægende Kraft i Lydbølgerne stod i ligefremt Forhold til Luftens Sammentrykning eller Udvidelse, (§ 426), beroede det, at Lyden, som meddeles Luften, ikke vedvarer, som den af en Streng. Dersom altsaa nogen Omstændighed hindrede den herved frembragte Overensstemmelse mellem Hastighederne og Tætheds-forandringerne, saa vilde Bølgegangen fortsættes, og hver Bølge saa ofte gjentages, indtil alt var i Ligevægt. Dette skeer overalt, hvor der opstaaer Svingningsknuder, som beroe paa Rummets Form, hvori Lyden opvækkes. Kun i et Rør af uendelig Længde kan ingen slige Svingningsknuder finde Sted; men i ethvert Rør, hvis ene Ende i det mindste er begrendset, gjentages Lyden, det være lukket eller ei. Naar det ved begge Ender er begrendset, gjentages en Lyd, som deri frembringes fra begge Ender, og frembringer desuden ved Sammenstød af flere Gjenlyd enkelte stærkere. Da det ingen Forandring gjør, enten Røret ved Enderne er lukket eller aabent, kan man ikke tilskrive nogen fast Gjenstands Modstand denne Virkning.

§. 449.

Rørets Vidde har ingen Indflydelse herpaa (§ 436). Naar altsaa en Lyd tilbagekastes af en fast Gjenstand i fri Luft, saa kan en saadan betragtes som den lukkede Ende af et uendelig vidt Rør.

§. 450.

Jo længere den Svingningsknude er borte, hvorfra Lyden kommer tilbage, jo længere er ogsaa den Tid, som

forløber mellem den oprindelige Lyd og den tilbagekastede. Forløber derved mindre end $\frac{1}{9}$ Secund, saa kan Øret ikke skjelne den tilbagekommende Lyd fra den oprindelige. Den bemærkes da kun som en enten forvirrende eller forstærkende Tilklang. (Resonants). I det daglige Liv tillægger man ofte Værelser og Steder Gjenlyd, som egentligen ikkun give Tilklang.

Chladni har temmelig udførligt afhandlet Gjenlyden i sin Acustik §. 211-213.

§. 451.

Naar man taler ind i den ene Ende af et langt, heelt igjennem lige vidt Rør, saa vil Lyden ved den anden Ende høres med samme Tydelighed, som om den Hørende befandt sig tæt ved den Talende. Slige Rør kaldes Talerør Deres Virkning beroer derpaa, at alle Retningslinierne for de bevægende Kræfter i Lydbølgerne kastes tilbage under samme Vinkel, hvorunder de falde ind. Saadant forestilles i Fig. 113, hvor den Hørende ved B vil modtage ligesaa mange Lydstraaler, som om han befandt sig ved A. Biot fandt, at i det § 444 omtalte Jernrør, som næsten havde $\frac{1}{2}$ Dansk Mils Længde kunde intet ved den ene Ende udtales saa sagte, at det jo ved den anden hørtes.

§. 452.

Raaberøret (tuba stentorea) er en afkortet Kegle, forsynet med et Mundstykke, gjennem hvis snævrere Ende man taler.

Fig. 114 forestiller, hvorledes de Lydstraaler, som komme i adspredende Retninger derind, i ensløbende Retning komme ud. Heraf reiser det sig, at det, som raabes gjennem dette Rør, kan udbrede sig i lang Afstand, uden at svækkes betydeligt i sin Udbredelse; dog vilde dette ikke finde Sted, dersom Lyden ei udbredte sig langt stærkere i Stødets Retning, end til Siderne.

Man kan bruge Pistoler, hvis Munding ender sig i et Raaberør, til at give Signaler, paa betydelig Afstand. Skulde ikke en Telephonie være at foretrække Telegraphien? Til at udbrede vigtige Bekjendtgjørelser hastigt i Landet vilde Talerøret især være tjenligt.

§. 453.

Hørerøret (tuba acustica) er det omvendt Raaberør. Et Rør, som ved den ene Ende er videre end ved den anden, og hvis snævre Ende er forsynet med et endnu snævrere Rør, sættes ved dette i Forbindelse med Øret. Her samles Straalerne i den snævre Aabning. Man har anbefalet adskillige Former for dette Redskab. Parabolen, den afkortede Kegle, Ellipsen have været i Forslag. Man har ogsaa givet det en Snegleform, sammensat det af to ihinandengaaende Tragter o. s. v. Alle gjøre de nogen Virkning; men det er ikke ved Forsøg fuldkomment afgjort, hvilket virker meest.

§. 454.

Man har ogsaa indrettet egne Talehvelvinger, hvor de Lydstraaler, som udsendes fra et bestemt Punkt, kastes tilbage til et andet langt derfra beliggende. To Personer, som befinde sig i disse Punkter, kunne tale sammen,

uden at de mellemværende kunne forstaae dem. Figuren af disse Hvelvinger er en Ellipse, saa at alle de Lydstraaler, som komme fra dennes ene Brændpunkt, tilbagekastes til dens andet. I Hvelvinger af Cirkelform synes Lyden at løbe rundt om ved Væggen. Ogsaa dette begribes af Reflexionens Natur.

§. 455.

I Bygninger, hvor Taler, Musik, eller deslige skal høres, har man ikke saa meget at sørge for en kunstig Forstærkning af Lyden, som mere for en fri og uforstyrret Udbredelse. At lade Tilhørerne sidde i en Halvkreds, som lidt efter lidt hæver sig, er et af de hensigtsmæssigste Midler hertil. Gallerier, Loger, Coulisser og deslige ere betydelige Hindringer for Lyden.

Chladni Akustik § 214 o. f.

VII. Lydens Frembringelse ved Talereds-skaberne.

§. 456.

Naar vi sammentrække Brystet, saa uddrive vi Luft af vore Lunger. Den søger altsaa den aabne Vei gjennem Luftrøret og trænger ud gjennem Stemmeridsen, (rima glottidis). Denne er forsynet med to halvcirkelformige Hinder, som slutte tæt til hinanden, og udgjøre en heel Cirkelflade, naar Luftrørets øverste Deel har den Figur, hvorved de ere meest spændte. Naar den derimod sammen-

trækker sig i denne Ridses Retning, saa gaae Randene af disse Hinder mere eller mindre fra hinanden, og Luften kan trænge ud, og derved frembringe en Lyd. Denne kan have to Aarsager, nemlig enten de Zittringer, hvori Hinderne ved Luftens Udstrømning geraade, eller Aabningens Snæverhed, hvorigjennem Luftmassen maa udtrænge, og hvorved den ikke kan andet, end komme i Zittringer. Sandsynligvis virke begge Aarsager i Samfund; thi Aabningen formindskes i samme Forhold, som hine Hinders Spændning voxer.

§. 453.

Den udstødte Lyd faaer nu sin nærmere Bestemmelse ved den Figur, man ved Tungen giver den Vei, den fremdeles har at gjennemløbe. Alt ligesom Tungen mere hæves eller sænkes nær sin Rod, dannes af Mundens bagerste Deel en videre eller snævrere Kanal, Ved at udtale Vocalen U har denne Kanal sin største Vidde, ved O er denne Vidde noget mindre, ved Aa atter mindre, og endeligen ved A mindst blandt disse, men derimod større, end den er ved nogen anden Vocals Udtalning. I samme Forhold som Tungekanalen i disse Tilfælde er videre, i samme Forhold er derimod Mundens Aabning mindre, saa at Ordenen her er A, Aa, O, U. Ved Udtalningen af Æ, E, Ø er Tungekanalen snævrere end for den foregaaende Klasse, og det i den anførte Orden. Mundvidderne gaae frem i samme Orden. Det Franske stumme e udgjør et Mellemleed mellem E og Ø. Ved I og Y er Tungekanalen allersnævrest, men Mundens Aabning er større ved I end ved Y.

§. 454.

Hver Vocal kan endnu have utallige Modificationer. Af saadanne bemærker man allerede mange i den daglige Udtale af ethvert Sprog, endnu langt flere, naar man sammenligner forskjellige Dialecter af et Sprog mellem hinanden; men en utællelig Mængde, naar man sammenligner mange Sprog og deres Dialecter. Imidlertid tilbageføres de dog almindeligen til de anførte, skjøndt ikke med fuldkommen almindelig Overenstemmelse. Det, som udmærker alle Vocaler, er, at de udtales med fuldkomment aaben Tungecanal. Saasnart den mindste Standsning for Lydens frie Udgang kommer til, saa at den ligesom maa gjennembryde Aabningen, saa erholder Vocalen en Modification, og er ikke længere en reen Vocal.

§. 455.

Den Tilsætningslyd, som herved fremkommer, kan ikke frembringes for sig, som selvstændig Lyd; thi den blotte tillukte Tungekanal kan ikke give nogen Lyd, og ved enhver Aabning, der er ledsaget med Stemme, frembringes en Vocal. Vocalerne kaldes derfor med Rette Selvlydene, hine Tilsætningslyd derimod Medlydene (Consonanter). Til Exempel kan tjene Bogstavet B, som frembringes, naar man for eller efter Udtalningen af en Selvlyder lukker Læberne sammen, og derpaa ved den indspærrede Luft driver dem fra hinanden. D'et frembringes, naar man foretager det samme, kun med den Forskjæl, at man lukker Tungekanalen, ved at lægge Tungen op mod de øverste Fortænder. F'et frembringes ved at lade de øverste Fortænder slutte sig til den ind-

vendige Rand af den nederste Læbe, og da udstøde Luften. At ingen af alle disse Medlydere for sig kan høres, som en selvstændig Stemlyd, er let at indsee.

§. 456.

Om Rigtigheden af det her Foredragne kan man deels overbevise sig ved umiddelbare Iagttagelser, deels har man udtænkt egne Maskiner, som enten kunne frembringe Selvlyderne, eller endog alle Bogstaverne, ja hele Ord, som v. Kempelens Talemaskine.

Wolfgang von Kempelen Mechanismus des menschlichen Sprache, nebst der Beschreibung einer sprechenden Maschine. Wien 1791. 8.

VIII. Om Øret.

§ 457.

Menneskets Øre har en særdeles kunstrig Indretning, saa at en fuldstændig Beskrivelse derover vilde være meget vidtloftig. Vi kjende desuden endnu saa lidet til Nytten af enhver enkelt Deel deraf, at vi ikkun af Sammenligninger og Formodninger kunne danne os en Forestilling om Hoveddelenes Hensigt.

§ 458.

Det ydre Øre (cartilago conchæformis) bestaaer af en Bruske, hvis Bøielighed sikkrer det for at beskadiges ved udvortes Vold, og hvis Spændighed bestandig giver det

den rette Form igjen, naar nogen udvortes Vold har forandret den. Det har adskillige Ophøininger og Fordybninger, som gjør det til en meget kunstig bøiet Flade. Den bestemte Nytte af disse Krumninger er os ikke bekjendt; men om hele det ydre Øre kunne vi med Bestemthed sige, at det udgjør en naturlig Høretragt, der tjener til at føre en Mængde Lydstraaler ind i Øret.

§ 459.

Fra det ydre Øre gaaer Høregangen (meatus auditorius) ind i Hovedet. Den gaaer noget skraat op ad, hvorved det forhindres, at intet falder derind, og endnu mindre der bliver liggende. Ved Øretittet holdes dette Ledningsrør glat, og hindres Insecter fra at trænge derind.

§ 460.

Ved Enden af Høregangen støde vi paa en Hinde, som fører Navn af Trommehinden (tympanum), bag hvilken Trommehulheden (cavitas tympani) befinder sig. I denne opdager man 3 Been, som, formedelst deres Figur og formodede Brug, føre Navn af Hammeren (malleus), Amholten (incus) og Stigbøilen (stapes). Hammeren har en Figur, som nogenledes svarer til dens Navn. Skaftet deraf er forbundet med Trommehinden, den tykke Deel med Amholten. Amholtens Figur sammenlignes med en Tand, der har to Rødder. Paa den kortere Rod støtter den sig mod Hovedets Beenmasse, med den længere staaer den i Forbindelse med Stigbøilen, hvis Grundflade slutter i det ægfor-

mige Vindue (fenestra ovalis), som ligger i Skillerummet mellem Trommehulheden og Øres inderste Hulhed. Naar Trommehinden kommer i Zittring, saa maa Hamren bevæge sig med. Denne virker nu paa Ambolten, og denne, ved at vugge sig paa sit kortere Been, løfter og nedtrykker afverlende Stigbøilen i det ægdannede Vindue. Foruden dette findes endnu, mellem Trommehulheden og den inderste Deel af Øret, et rundt Vindue (Fenestra rotunda cochleæ), som ligeledes er bespændt med en Membran. Ved Hjelp af det Eustachiske Rør (tuba Eustachii) staaer Trommehulheden i Forbindelse med Munden, saa at Luften deri baade kan fornyes, og holde Ligevægt mod den ydre Lufts Tryk.

§. 461.

Den inderste Deel af Øret kaldes Labyrinthen. Den er fyldt med en vandagtig Materie (aquula labyrinthi), som ved afgivende og indsugende Organer bestandigen fornyes. Labyrinthen inddeles i Forgaarden, (vestibulum), de halvcirkelformige Canaler (canales semicirculares) og Sneglehuset (cochlea). Forgaarden har en uregelmessig Form, i det Hele næsten ægdannet. I de halvcirkelformige Canaler befinde sig hudagtige Rør (tubuli semicirculares membranacei). Hvert af dem udvides i Canalernes tykkere Ende til en ægdannet Blære (ampulla ovalis), og forene sig i Forgaarden i en fælles Sæk (saccus communis). Alle disse Dele ere fyldte med Vand. Desforuden findes endnu i Forgaarden en anden rund Sæk (saccus proprius ve-

stibuli), som paa alle Sider er tillukt, men dog hænger sammen med den foregaaende, og ligeledes er fyldt med Vand. Sneglehuset har Form efter sit Navn; men dets Bøininger og kunstrige Indretning forstaaes saa lidet af os, at Beskrivelsen derover her kan forbigaaes. Hele Labyrinthens indre Flader, saavel som de omtalte Blærer og Sække beklædes af Høreneerven, som her har aflagt sin Skede, og her er det egentlige Sæde for Høreforneemmelsen.

§. 462.

Hos Orme og Insecter, for saa vidt vi have undersøgt disse, findes intet af Øret uden Labyrinthen, og af denne ikkun en Deel, nemlig Forgaarden. Hos Fiskene kommer hertil endnu de halvcirkelformige Canaler. Nogle blandt disse have det ægdannede Vindue, andre have ikke engang dette, men Vandet i Labyrinthen maa sættes i Bevægelse derved, at Hovedets Bedækning modtager Stødet. I de hudagtige Sække, som disse Dyrs Høreredskaber indeholder, befinder sig foruden Vand smaa Stene, som synes at kunne bidrage meget til at gjøre hver Zittring mærkeligere. Hos mange Amphibier ligner Høreredskabet Fiskenes; men hos de, som krybe paa Fødder, f. E. Frøer, Skildpadder, findes tillige en Trommehulheb. Ogsaa disse have Stensække. Fuglene udmærke dem fra Amphibierne derved, at Labyrinthen hos dem har en Deel, som ligner Sneglegangen hos Mennesket, og at de, foruden det ægdannede Vindue, have det runde, hvoraf flyder, at Vandet i Labyrinthen hos dem, som hos Mennesket, ikke blot sættes i Bevægelse ved Stigbøilens Tryk, men ogsaa ved Luftzittringerne i Trommehinden. Hos Pat-

tedyrene findes den egentlige Sneglegang først ret udviklet, og det ydre Øre kommer til.

§ 463.

Hvad vi vide om Hørelsen, er altsaa Følgende: I de sædvanlige Tilfælde modtager Luften Zittringerne af det lydgivende Legeme, og udbreder disse til Øret. Her opfanger det ydre Øre en Mængde af dem, og leder dem til Høregangen. Ved Enden af denne støde de paa Trommehinden, som sættes i Bevægelse, og meddeler denne til Hammeren, saavel som til den i Trommehulheden værende Luft. Af Hamren meddeles den Ambolten, af denne Stigbøilen, som gjennem det ægdannede Vindue atter meddeler dem til Vandet i Labyrinthens Forgaard. Zittringerne gjennem Luften i Trommehulheden meddeles til Hinden i det runde Vindue, og gaaer derfra over til Vandet, i Sneglegangen. De Zittringer, som opvækkes i Vandet, virke endeligen paa Nerverne, og i disse opstaaer Fornemmelsen. Foruden denne Meddelelsesmaade, kan Lyden ogsaa ledes gjennem faste Legemer, og derfra enten gaae over til Luften igjen, eller ogsaa, uden saadan Mellemkomst, meddeles til Hovedets faste Masse, som udbreder den til Vandet i Labyrinthen. Hos de andre Dyr foregaaer mere eller mindre af alt dette, alt efter deres mere eller mindre udviklede Organisation.

Over Ørets Bygning og Brug see Chladnis Akustik § 231 — 242, og 251 — 259.

Skulde ikke Hinden i det runde Vindue, for at komme i Bevægelse ved Luftzittringerne i Trommehulheden, fordre, at hver Zittring medtog lige megen Tid, da ellers den efterfølgende Zittring vilde ophæve noget af den foregaaendes Virkning? I saa Fald var denne Deel, med den dermed

forbundne Labyrinth, især bestemt til at optage regelmessige Lyd. Det er ogsaa vidst, at man ikke finder noget Analogon af Labyrinthen før hos Fuglene.

IX. De første Naturlove i Tonekunsten.

§ 464.

Naar to Toner frembringes strax efter hinanden, saa kan Øret ikke blot bestemme, hvilken af dem er den høiere eller dybere; men det kan endog, ved nogen Øvelse, bestemme, hvor meget en Tone er høiere end den anden, eller hvilken Afstanden er mellem dem. Denne Afstand kaldes en Toneafstand, (Intervall). Det, som udgjør Tonernes Afstand paa et musicalsk Redskab, eller i en Noderekke, er ikke det arithmetiske Forhold mellem Antallet af Svingningerne, hvorved de frembringes, men det geometriske. Det kommer nemlig an paa, om Svingningernes Antal forholder sig som 1 til 2, 1 til 3, 2 til 3, eller deslige. Man kalder med Hensyn herpaa Toneafstanden et Toneforhold.

§ 465.

De Toneforhold, som kunne udtrykkes ved meget smaa Tal, fattes lettest af Øret, og ere tillige de behageligste. De Toneforhold, som kunne udtrykkes ved Tallene fra 1 til 6, høre til denne Klasse. De Forhold, som bestaae af Potentser eller Producter af disse Tal, f. E. $1:8 = 1:2^3$, $1:10 = 1:5 \cdot 2$, ere ligeledes letfattelige og behagelige. Dog maa herved bemærkes, at jo høiere Tallene ere, jo lavere er den Potents, hvori Øret taaler, at de forekomme.

§ 466.

Naar Svingningernes Antal i en Tonerekke fordobbles, saa beholde de alle paa det kjendeligste den samme Charakter, som de før havde, saa at man ikke kan regne en saadan Fordobling af en Tone for en væsentlig Forandring i den. Alle muelige væsentlig forskjellige Toner maae derfor indeholdes mellem tvende Toner, hvoraf den ene frembringes ved dobbelt saa mange Zittringer som den anden. Ethvert Skridt over eller under disse to yderste Toner giver blot en Gjentagelse af en eller anden, som indeholdes mellem dem, kun enten dybere eller høiere. I det Tonesystem, som ligger til Grund for det nu brugelige, antager man 7 Tonetrin mellem den dybeste og den høieste Tone, der indsluttes mellem tvende saadanne Toner, hvoraf den ene er en Fordobling af den anden. Den dobbelt saa høie Tone er altsaa den ottende i Rekken, og kaldes derfor Octaven, og en Tone, der er dobbelt saa høi som en anden, siges at være Octaven dertil, eller rettere dens Overoctav; den dobbelt saa lave kaldes derimod Underoctaven til den høiere.

§ 467.

I vort nuværende Musiksystem have vi flere Tonetrin; de andre, hvoriblandt 12 især mærkes. De ovennævnte 7 betragtes som oprindelige, de andre som Bitoner. Tallene 2, 3, 5 udgjøre Roden i alle deri forekommende Toneforhold, saaledes nemlig at 2 kan forekomme i hvilken som helst Potents, men 3 og 5 ikke uden i de lavere. Følgende Tavle forestiller Forholdene i alle

disse 12 hele og halve Tonetrin. Tallet $384 = 2^7 . 3$ er taget til Grundtal. Hver Tone er betegnet med det Bogstav, hvormed man pleier at betegne Noderne i Musiken.

			Forholds-exponenten mod Grundtonen.
C	$2^7 . 3 =$	384	1
Cis	$2^4 . 5^2 =$	400	$\frac{25}{24}$
D	$2^4 . 3^3 =$	432	$\frac{9}{8}$
Dis	$2 . 3^2 5^2 =$	450	$\frac{75}{64}$
E	$2^5 . 3 . 5 =$	480	$\frac{5}{4}$
F	$2^9 =$	512	$\frac{4}{3}$
Fis	$2^2 . 3^3 . 5 =$	540	$\frac{45}{32}$
G	$2^6 3^2 =$	576	$\frac{3}{2}$
Gis	$2^3 . 3 . 5^2 =$	600	$\frac{25}{16}$
A	$2^7 . 5 =$	640	$\frac{5}{3}$
B	$3^3 . 5^2 =$	675	$\frac{225}{128}$
H	$2^4 . 3^2 . 5 =$	720	$\frac{15}{8}$
c	$2^8 . 3 =$	768	2

Dividerer man alle Tallene her med 3, saa erholder man Svingningernes Antal for alle Tonerne i den laveste Octav paa Claveret. Ved at tage et endnu større Tal til Grundtal, vilde man endnu faae flere Toner ind. Blandt disse er een, som man fortrinligen bruger, og som fører Navn af Es, hvis Forholdsexponent er $\frac{6}{5}$. Denne findes paa Claveret i Stedet for Dis, som ikke har et saa let Forhold til Grundtone.

§ 468.

Et letfatteligt, og velklingende Toneforhold kaldes consonerende, et af modsat Art derimod dissone-

rende. En Forbindelse af flere Toner, som paa samme Tid klinge, kaldes en Accord. Naar alle de Toneforhold, hvoraf den bestaaer, ere consonerende ikke blot med Grundtonen, men mellem hinanden indbyrdes, saa kaldes den en consonerende Accord. Finder dette ikke Sted, er den dissonerende.

§. 469.

Den Accord, som bestaaer af C, E og G, kaldes den store Treklang, eller Dur-Treklangen. Forholdene er der som 1, $\frac{5}{4}$, $\frac{3}{2}$, eller som 4, 5, 6, den meest enkelte Progression man kan tænke. Forholdene 4 : 5, 5 : 6 vilde ogsaa, hvert for sig, være fuldkommænt consonerende. Tager man C, Es og G, saa er Forholdet 1, $\frac{6}{5}$, $\frac{3}{2}$, eller 10, 12, 15. Forholdet af den første til den anden er 5 : 6, af anden og tredie 4 : 5. Dette Forhold er ikke saa let og klangfuldt som det Foregaaende, men dog endnu meget skjønt. Det fører Navn af den lille Treklang eller Mol-Treklangen. Disse to Accorder udgjøre Grundvolden for hele Musiken.

§ 470.

Dissonerende Toneforhold kunne ved Forbindelse med andre vorde Øret behagelige. Man siger da, at Dissonantserne opløses. Det synes altsaa, at slige Forhold maae betragtes som Dele af noget større Heele, og kun som saadanne ere forstaaelige. Maaskee kunde man sammenligne en Tonesammensætning, hvori Dissonantserne ere opløste, med

en heel Klangfigur, der i sig er regelmessig, skjøndt et derfra afrevet Stykke ikke er det.

§. 471.

Forholdet mellem Tonernes Varighed i en Tonerekke kaldes Takten. Man kan allerede ved at gjentage den samme Tone i afverlende Takter frembringe en Musik, saaledes som paa Trommen. Forskjellen mellem de korte og lange Stavelser i Vers maa ogsaa henføres til saadant Tidmaal. Hexameteret bestaaer f. E. af 6 Tacter, hver til $\frac{4}{4}$. Spondæen er at ansee som to Gange $\frac{2}{4}$, Dactylen som $\frac{2}{4}$ og to Gange $\frac{1}{4}$.

§ 472.

Man kan ogsaa have Musik, hvori Takten forbliver uforandret, saa at Tonernes Afverlinger i Høide og Dybde udgjøre dets hele Væsen. Saadan er Choralmusiken.

§. 473.

Maaden, hvorpaa flere Toner følge efter hinanden, udgjør et Tonestykkes Melodie. Flere Melodiers Forening i en Tid, saaledes at de forskjellige Toner i hver udgjøre Accorder med hinanden, kaldes en Harmonie.

§. 474.

Naar en Stræng sættes i Zittring, saa er det meget lit muligt, at den, medens den fuldbyrder sine hele Sving-

ninger, tillige inddeler sig i aliqvote Dele, og derved frembringer høiere Toner, som dog ikke kunne være saa stærke som Grundtonen. Det er klart, at alle de herved medklingende Toner maae til Grundtonen staae i Forhold af de naturlige Tal, 2, 3, 4, 5 o. s. v. Naar derimod det klingende Legeme hører til dem, som have deres Spændighed af dem selv, saa forholde sig de medklingende Toner, som Qvadraterne af de zittrende Deles Antal (§ 390). Heraf sees, hvor aldeles de have feilet, som troede, at Consonantsernes Natur beroede paa visse Toners Medklingen; da det her tydeligen viser sig, at ikke de samme Toner kunne medklinge i de samme Toneforhold, frembragte paa forskjællige Legemer.

Naar man paa en Streng vil frembringe en af de Toner, hvorved den inddeles i aliqvote Dele, saa kan man let hindre andre Toners Medklingen; thi man kan da med en let Berøring i en eller flere af Svingningsknuderne udrette, at de ikke kunne deeltage i nogen anden Svingningsart. Herpaa grunde sig Flageolettonerne paa Violinen.

§. 475.

Naar tvende Toner paa engang frembringes, saa vil et vist Antal af de Zittringer, hvorved de frembringes, falde sammen; naar f. E. den ene Tone har 300 Svingninger, medens den anden har 400, saa vil hver tredie Svingning i den ene falde sammen med hver fjerde i den anden, altsaa vil derved frembringes 100 Sammenstød. Er Antallet af disse Sammenstød stort nok, saa frembringes herved en nye Tone, saa at to høiere Toner frembringe en Lavere. Dette har Vogler anvendt paa Orgelet.

§. 476.

Paa de musikalske Instrumenter søger man at forstærke Tonerne ved Medzittringen af en meget tynd og spændig Bund, som kunde kaldes Klangbunden (Resonantsbunden). Den maa være saaledes beskaffen, at den kan medzittre ved alle Svingningsarter. En enkelt Streng kan ikke komme i Medzittring uden ved Toner, der ere saaledes beskafne, at Enden af hver Svingning, den fuldbyrder, kan falde sammen med Enden af en af de Svingninger, den anden er i Stand til at frembringe; thi hver Svingning af den ene Streng frembringer kun en umærkelig Bevægelse i den anden, saa at først en Mængde Stød tilsammen formaae fuldstændigt at sætte den i Zittring; derfor maae Svingningerne falde saaledes, at den følgende altid kan tjene til at forstærke den foregaaende. Man kan overbevise sig om dette ved at spænde to Strænge saaledes, at de fuldkomment give samme Klang, og hænge Papirsstrimler paa den ene. Disse ville da falde af den ene, naar den anden bringes i zittrende Bevægelse. Ved at afvexle dette Forsøg paa forskjellige Maader kan alt det Øvrige, Medzittringer angaaende, ogsaa bevises.

§ 477.

Man har søgt paa forskjellige Maader at forklare den Fornøielse, som en skjøn Musik opvækker hos os. Nogle have gaaet til den Yderlighed at antage, at al den aandelige Nydelse, vi have af Tonekunstens Frembringelser, ikke skulde være andet end Følgen af en Sandsepirning: andre ere forfaldne til den modsatte, og have troet, at vor Fornøielse

beroede paa Indsigten i Tonestykkets Plan og Gang. Et Blik paa Tingenes Natur viser os et høiere Foreningspunkt for begge disse eensidige Forestillingsmaader. Allerede i en enkelt Tone ere mangfoldige Virksomheder forenede. Skal en Lyd virkelig være en Tone, saa maae disse Virksomheder staae i den regelmessigste Symmetrie med hinanden. Følgeligen er Regelmessighed og Symmetrie allerede Betingelsen for et behageligt Indtryk af en tilsyneladende enkelt Lyd. Paa den ene Side er her altsaa noget mere end Sandsepirning, paa den anden dog intet, som af Forstanden begribes under Indtrykket. Det samme maa enhver Uindtaget tilstaae om de consonerende Accorder, at nemlig Øret føler en vis Regelmessighed og Enhed deri; men at Forstanden aldeles ikke tænker sig denne under Indtrykkets Modtagelse. Selv i et heelt Tonestykke gjælder dette endnu for en stor Deel, uagtet her de større Toneforbindelser, og især det Heles Sammensætning, indtil en vis Grad, ogsaa tale til Bevistheden. Det gaaer altsaa med Tonerne, som med det, der er skjønt for Øiet; det opvækker Fornøielse, før vi kunne gjøre os Regnskab for dets Grund. Ved nærmere Undersøgelse finde vi dog altid, at det, som er skjønt enten for Øiet eller Øret, maa have en vis Regelmessighed, Symmetrie, Enhed. Men alt dette er Fornuftens Præg. I de meest enkelte skjønne Former f. E. Cirkelens er det let at vise, at denne Regelmessighed er Udtrykket for en dybere Fornuftenhed. Med Grund tør man antage, at denne Enhed, kun skjult under en langt større Mangfoldighed, ogsaa finder Sted i de mere sammensatte skjønne Former. Det samme maa anvendes paa Tonekunstens Skjønhed, hvor de skjønne Former, som med Tonerne frembringes, ikke bør undgaae

vor Opmærksomhed. Skjønheden i Tonerne, som i Formerne, er altsaa Udtrykket for en skjult Fornuft. De Virkninger, som bære dennes Præg, finde noget Tilsvarende i vor Organisation, deres indre Harmonie gaaer over i vort Væsen, og vi føle den, uden at indsee dens Grund. En Uendelighed af Ideer gjennemstrømmer os, men skjult i et majestætisk Mørke, ind i hvis Helligdom ingen Forstand formaaer at trænge.

Man see min Samtale om Grunden til den Fornøjelse, Tonerne frembringe, i det Skandinaviske Litteraturselskabs Skrivter 1808, første Qvartal.

Tillæg.

Om Maal og Vægt.

Maal og Vægt har hidindtil ikke blot været forskjellig hos forskjellige Nationer, men endog i de fleste Lande i hver Provinds; ja hist og her have de enkelte Steder i hver Provinds deres eget Maal. Disse Maal ere i Almindelighed meget vilkaarlige. Vel ere de ofte hentede af Naturen, som Fod, Tomme, Straabred, o. s. v.; men de Gjenstande, hvoraf de ere tagne, have saa lidet en bestandig Størrelse, at intet Nøiagtigt deraf kan udbringes. Huygens foreslog med god Grund, at bruge Pendulets Længde til et almindeligt Maal. Den Indvending, at det ikke er lige langt overalt, hæves, som vor Bugge (i sin Reise til Paris, S. 503), bemærker, meget let ved en Overenskomst, om at tage Pendulets Længde ved 45 Grader til Grundlængde. At Dagens Indeelning, og altsaa Secundets Længde er vilkaarligt, siger intet, da jo enhver anden Talinddeling i lige Dele er det samme. Overenskomst maa herved altid gjøre noget; thi intet Maal er absolut naturligt. De Franske have

gaaet en anden Vei, for at finde et naturligt Maal. De have nemlig, med saa stor Nøiagtighed som muligt, søgt at bestemme Middellængden af en Meridiangrad, og deraf den hele Længde af en Bue fra Æqvator og til Nordpolen. En Timillionddeel af denne er deres Metre. Ti Metrer kaldes et Decametre, ti Decametrer eller hundrede Metrer et Hectometre, ti saadanne, eller tusinde Metrer et Kilometre, hvoraf endeligen ti, udgjøre et Myriametre. Det sees let, at disse Navne ere tagne af de græske Talord, som fæstes foran Ordet Metre. Med at fæste de Latinske foran tilkjendegive de Delninger i mindre Dele, nemlig Decimetre = $\frac{1}{10}$ Metre, Centimetre $\frac{1}{100}$ Metre, Millimetre = $\frac{1}{1000}$ Metre. For Flademaal antages nu et Qvadratdecameter til Grundmaal, og kaldes Are. Heraf dannes da Decare, Hectare, Kilare, Myriare for 10, 100, 1000, 10000 Arer, og Deciare, Centiare, for $\frac{1}{10}$, $\frac{1}{100}$ Are. For Cubikmaal tages en Cubikdecimetre til Enhed, under Navn af Litre, og deraf dannes Decaliter og Deciliter, Hectoliter og Centiliter, efter samme Grundsætning, som i de foregaaende Maal. Til Maal for Træe bruges en Cubikmetre under Navn af Stere til Grundmaal, og inddeles i Decisterer, Centisterer, Millisterer. Grammet er Grundvolden for Vægten; den svarer til en Cubiccentimetre fuldkomment reent Vand ved største Tæthed. Hvad der forstaaes ved Decagram, Hectogram, Kilogram, Myriagram, Decigram, Centigram, Milligram indsees nu let af det Foregaaende. Qvadranten af Cirkelen dele de i 100 Grader, Graden i 100 Minuter, Minutet i 100 Secunder. En Grad paa Jordkloden er 100000 Metrer, et Minut 1000, et Secund 10 Metrer. Dagen inddeles i 10 Timer, Timen i 100 Minuter, Minu-

tet i 100 Secunder. Hr. Justitsraad Bugge har (i sin Reise til Paris S. 519 til 539) med megen Grundighed viist Manglerne i dette System. De vigtigste af disse ere: 1) At det ikke let er muligt i de Udmaalninger, hvorved Graderne bestemmes, at naae al den udforderlige Nøiagtighed. 2) At man af nogle faa udmaalte Grader maa beregne Længden af en heel Qvadrant af en Jordmeridian, uagtet man ikke kan angive med mathematisk Nøiagtighed, hvilken Krumning Jordens Overflade har. Af disse to Aarsager kan man ikke sige, at man har laant det nye Maal af Naturen. 3) Det har overordentlige practiske Vanskeligheder at inddele efter Timaalet, især hvad Cirkelens Inddeling angaaer. Man kunde hertil endnu føie, at den eneste Fordel ved det nye Tiendedeelsmaal er Letheden i Beregningen, men denne overveies upaatvivleligen ved Vanskeligheden i Anvendelsen, Vanskeligheden i Instrumenternes Inddeling endog uberegnet; thi ved Brugen af et Maal eller en Vægt er det som oftest Tilfældet, at noget skal inddeles i et vist Antal lige Dele, og dette skeer ikkun meget ufuldkomment ved Tiendedeelsmaalet, da derimod Tolvtedeelsmaalet tillader mange symmetriske Inddelninger. Upaatvivleligen vilde det være fortræffeligt, om vort hele arithmetiske System havde været bygget paa Tallet 12 i Stedet for 10; men da dette ikke er Tilfældet er en tredobbelt Inddeling af ethvert Maal nødvendig, nemlig en Tiendedeels for Beregningen, en Tolvtedeels for Inddelningen, en Sextendeels for Halvdelningen. Reductionstabeller fra de to sidste paa den første vilde tilstrækkeligen lette Regningen. Uagtet de her angivne Ufuldkommenheder fortjener dog det nye Franske metriske System megen Opmærksomhed baade som det første og eneste

i sit Slags, og som et System, der er antaget af et stort Folketal, hvoriblandt udmærkede Mathematikere, som benytte sig af samme.

1 Metre er = 3 Fod 11,2959 Linier = 443,2959 Linier gammelt fransk Maal.
= 3 Fod, 2 Tommer 2,8126 Linier = 458,8126 Linier Rhinlandsk eller Dansk Duodecimalmaal

1 Gramme er = 18,82715 Gran gammel Fransk Vægt.
= 16,43096 Gran Collensk eller Dansk Sølvvægt, hvoraf gaaer 60 paa et Oventin eller 7680 paa et Pund.
= 20,81255 Hollandske As.

1 Kilogramme er altsaa
= 2,042876 Pund gl. Pariser Markvægt
= 2,1394485 Pund Collensk V.
= 20812,55 Hollandske As.

Man pleier at sammenligne forskjellige Maal efter gamle Franske, eller efter Rhinlandske Linier, og Vægt efter Hollandske As.

1 Rhinlandsk eller Dansk Fod	holder			139,13	gl.	Fr.	Linier
1 Engelsk Fod	=	=	=	135	=	=	=
1 Hollandsk Fod	=	=	=	125,5	=	=	=
1 Svensk Fod	=	=	=	131,6	=	=	=
1 Spansk Fod	=	=	=	125,3	=	=	=
1 Wiensk Fod	=	=	=	140,125		=	=
1 Russiske Alen, Arschine,			=	315,4		=	=
1 Russisk Fod, som den Engelske,				135	=	=	=

Den gamle Franske Toise, som saa ofte nævnes i mathematiske Skrifter, er = 6 gl. Franske Fod.

Gammel Fransk Vægt.

Mark	Untser	Gros	Deniere	Grains
1	8	64	192	4608
	1	8	24	576
		1	3	72
			1	24

Collensk Vægt.

Mark	Untse	Lod	Aventin	Penning	Hvid	Es	Richtpfenningstheile
1	8	16	64	256	512	4352	65536
	1	2	8	32	64	544	8192
		1	4	16	32	272	4096
			1	4	8	68	1024
				1	2	17	256
					1	8/5	128
						1	15/0583

Engelsk Troy-Vægt.

Pund	Untser	Penniweight	Gran
1	12	240	5760
	1	20	380
		1	19

I andre Lande bruges næsten altid Medicinalvægten i Beskrivelser over Forsøg.

Apothekervægtens Inddelning er:

Pund	Untser	Drachma	Scrupel	Gran
1	12	96	288	5760
	1	8	24	480
		1	3	60
			1	20

I den Spanske Medicinalvægt har en Castilianske Mark 8 Oncas, 64 Drachmas, 192 Escrupulos, 384 Obolos 1152 Caracteres, 4608 Granos. 28 Untser af den er =

27 Tydsk Apothekervægt. — Paa de fleste Steder i Italien deles Scrupelen (Denari) i 24 Gran, altsaa Oventinet i 72.

Et gammelt Fransk Pund, = 2 Mark, er =	10188	Hollandske As	
2 Mark Cøllnsk eller Dansk Sølvvægt =	9728	=	=
Et Engelsk Pund, Troy = Vægt er =	7766	=	=
Et Pund, Tydsk eller Dansk Apothekerv. er =	7452	=	=
Et Pund, Svensk Apothekervægt er =	7416	=	=
Et Pund, Wiener Apothekervægt er =	8742	=	=
Et Pund, Amsterdamer Apothekerv. er =	7680	=	=

Maal for flydende Varer.

En Fransk Littre =	50,41243	gl. Franske Cubiktommer	
En gl. Pariser Pinte =	48	=	=
En Dansk Pot =	48,7	=	=
En Svensk Kande = 2 Stoop	132	=	=
En Berliner Qvart =	59	=	=
En Amsterdamer		=	=
Mingel = 2 Pinter =	60	=	=
En Leipziger Kande =	60,7	=	=
En Dresdener Kande =	47,2	=	=
En Engelsk Gallon		=	=
= 8 Pinter =	191	=	=
En Skotsk Pinte =	82,2	=	=
En Wiener Achtring =		=	=
4 Seidel =	71,3	=	=

Fig. 1.

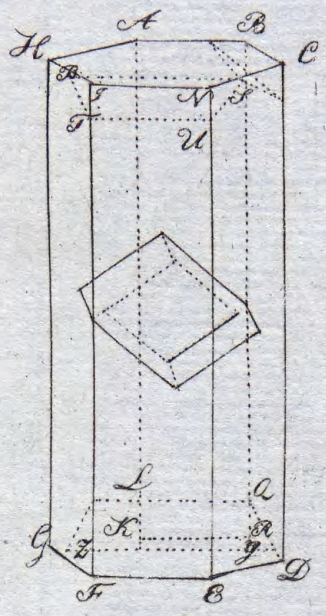


Fig. 2.

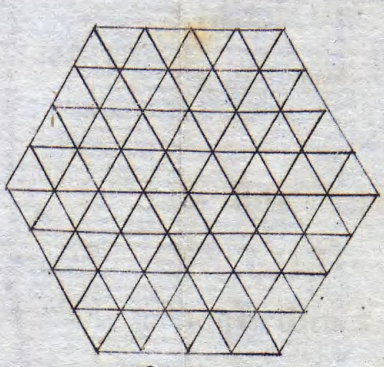


Fig. 3.

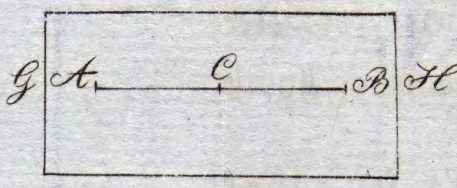


Fig. 4.

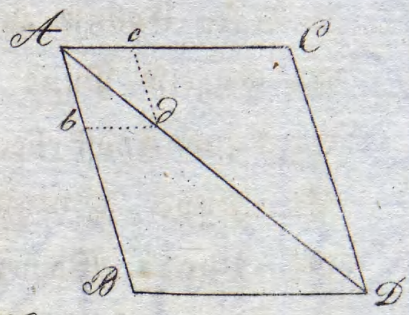


Fig. 5.

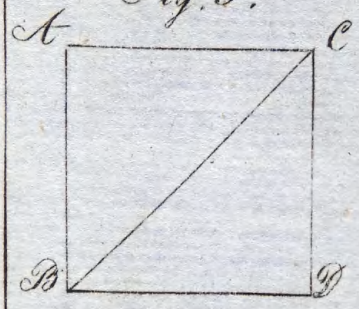


Fig. 6.

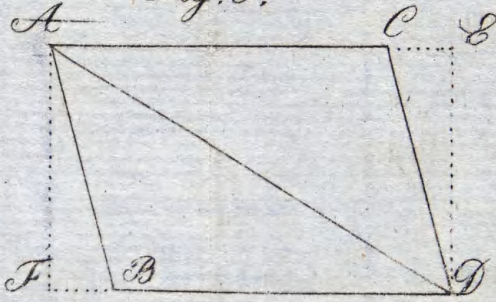


Fig. 7.

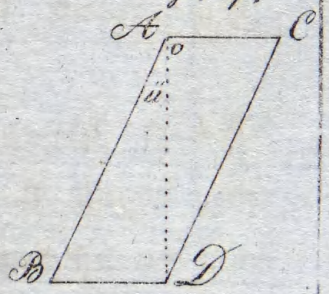


Fig. 8.

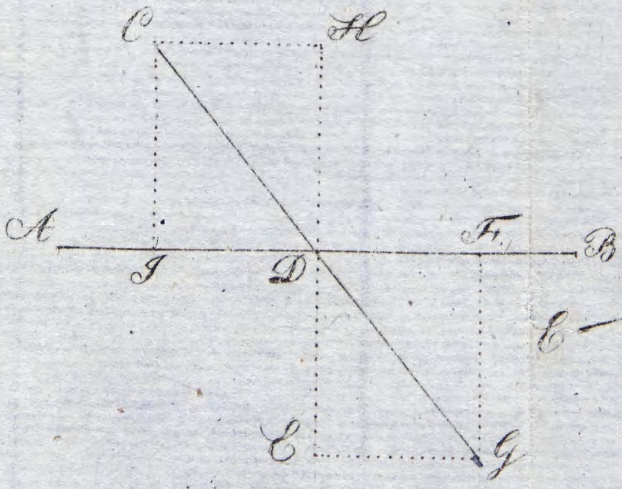


Fig. 9.

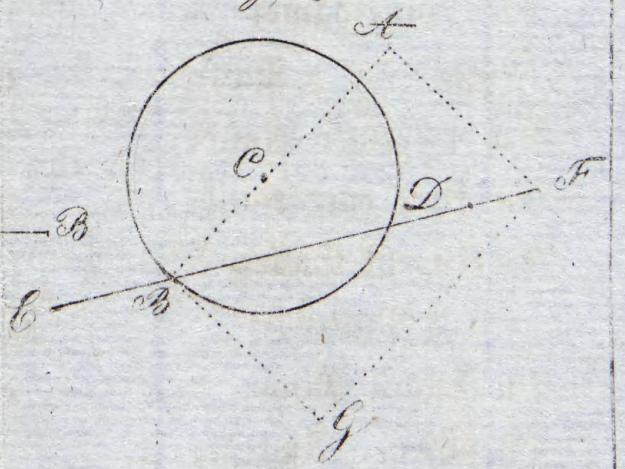


Fig. 10.

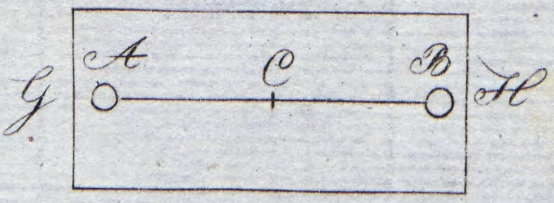


Fig. 11.

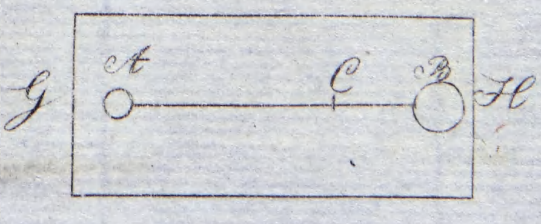


Fig. 12.

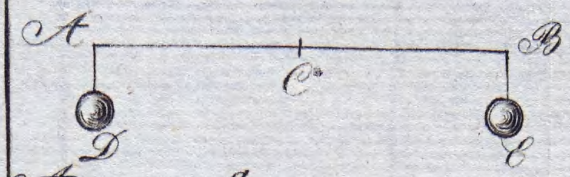


Fig. 13.

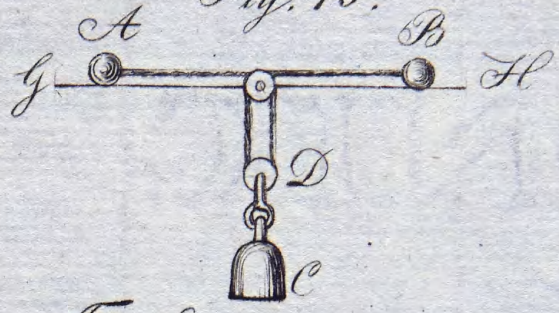


Fig. 14.

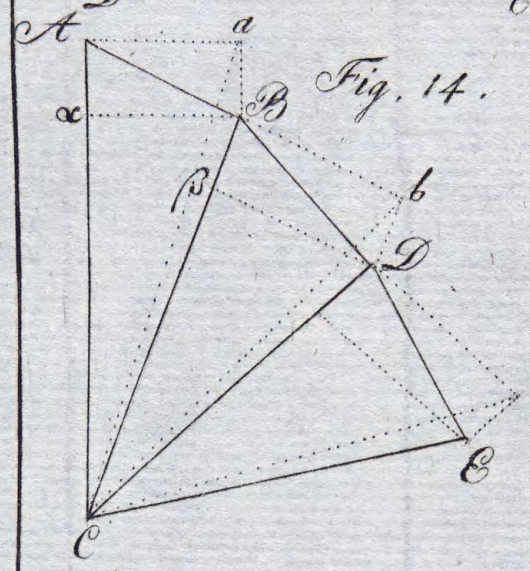


Fig. 16.

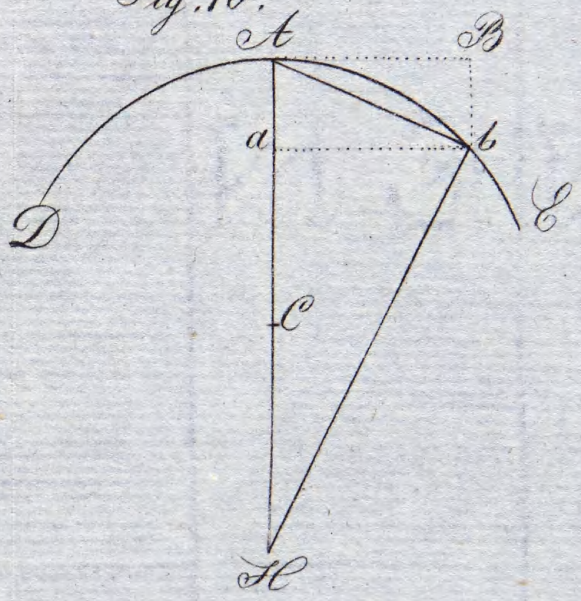


Fig. 15.

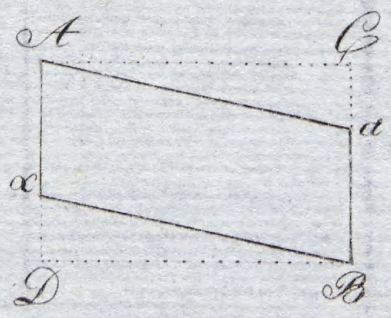


Fig. 17.

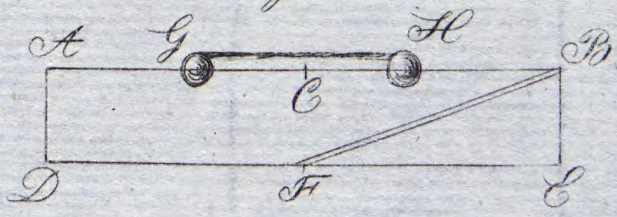


Fig. 18.

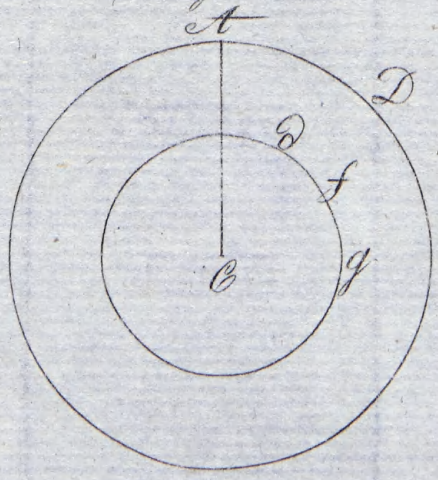


Fig. 19.

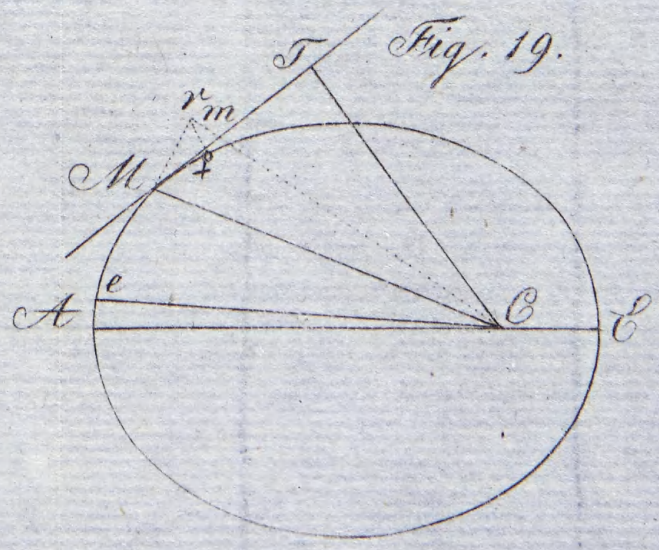


Fig. 20.

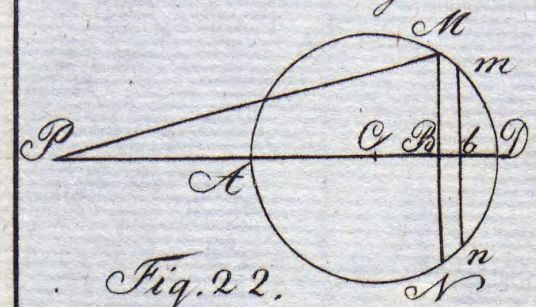


Fig. 21.

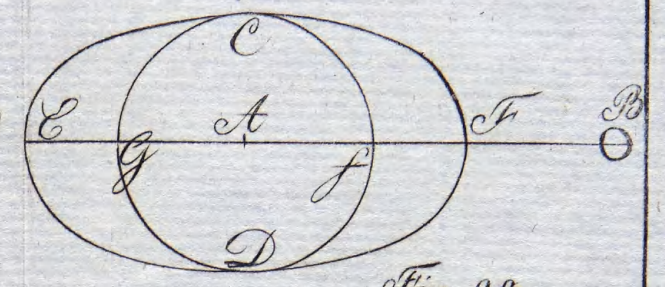


Fig. 22.

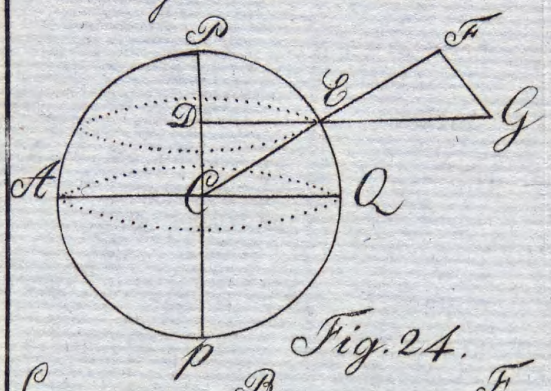


Fig. 23.

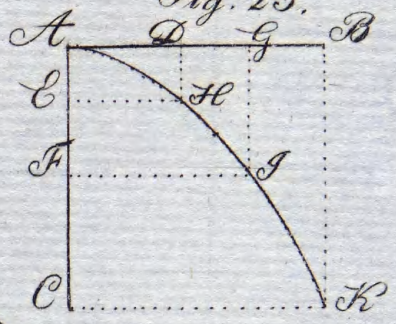


Fig. 24.

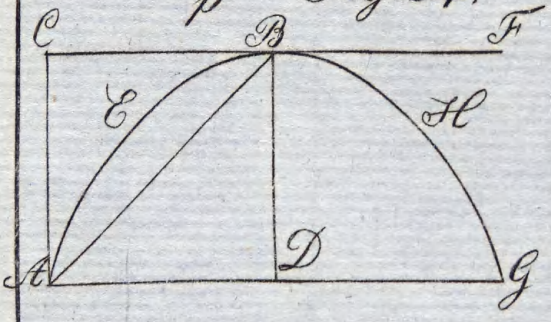


Fig. 26. a.

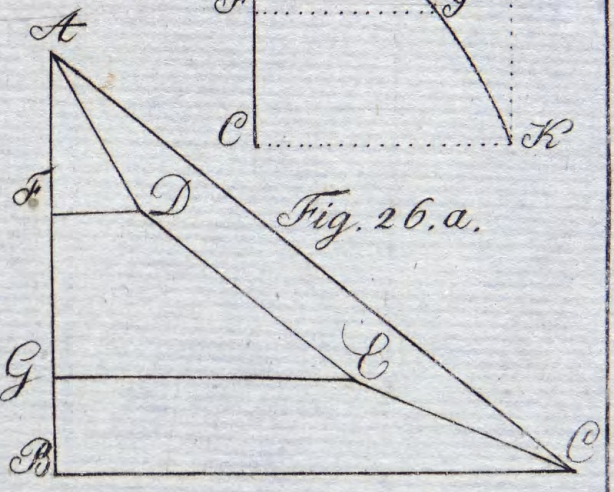


Fig. 25.

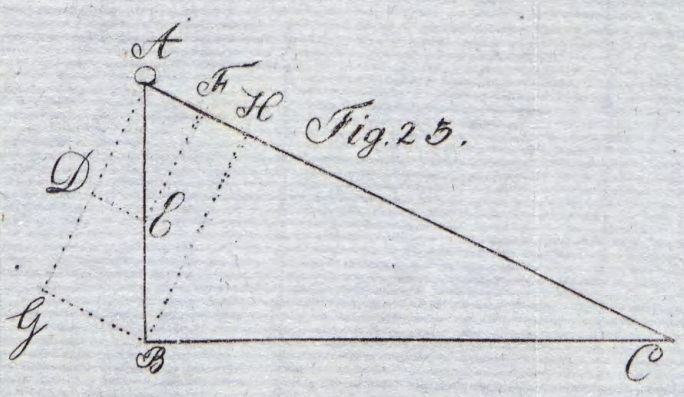


Fig. 26. b.

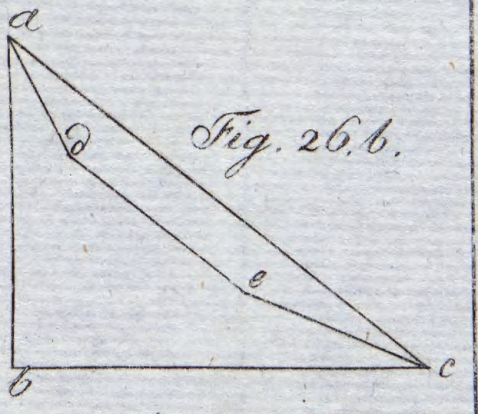


Fig. 27.

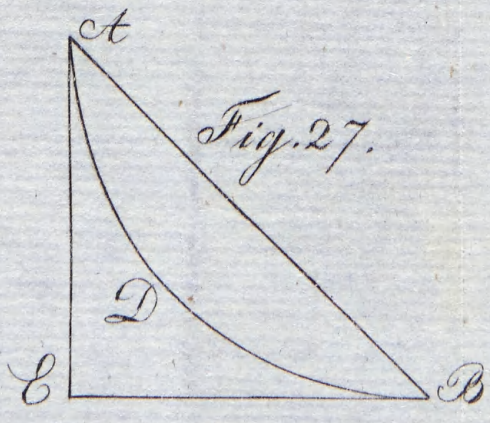


Fig. 28.

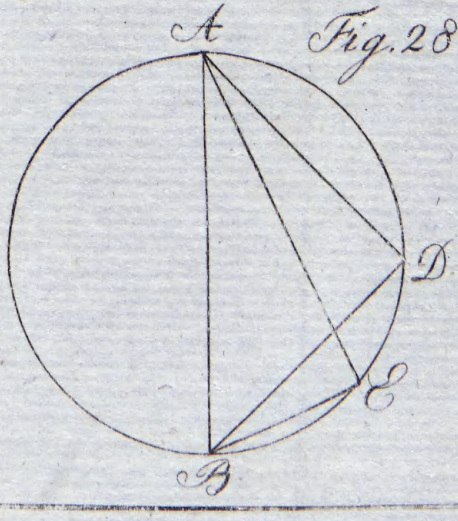


Fig. 29.

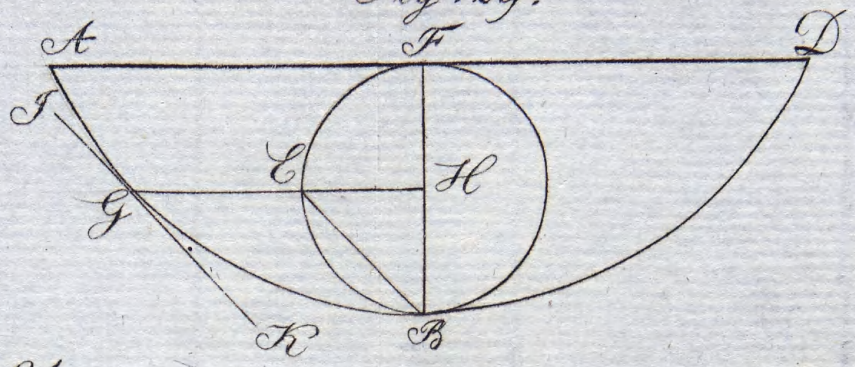


Fig. 31.

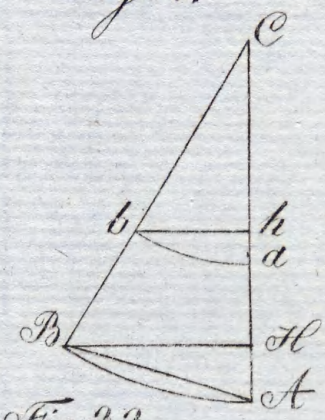


Fig. 32.

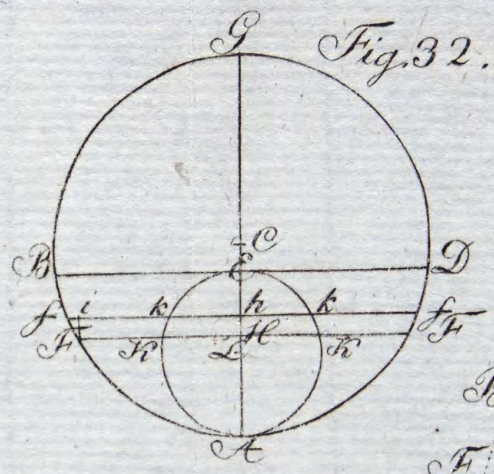


Fig. 30.

Fig. 33.

Fig. 34.

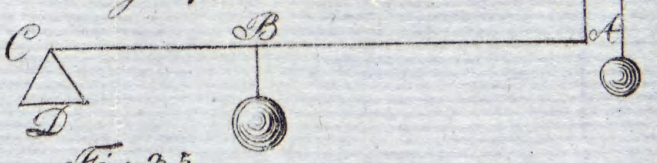


Fig. 35.

Fig. 36.

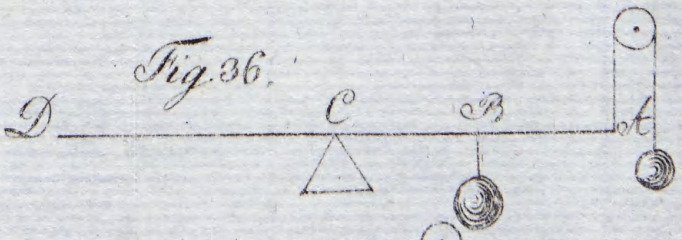


Fig. 38.

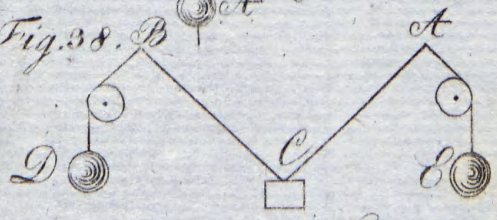


Fig. 37.

Fig. 39.

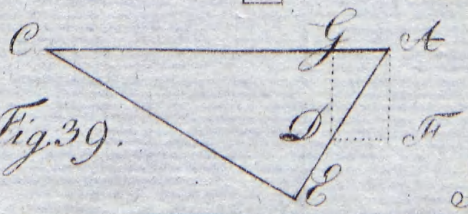
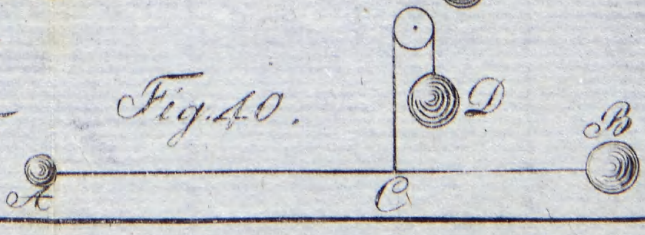


Fig. 40.



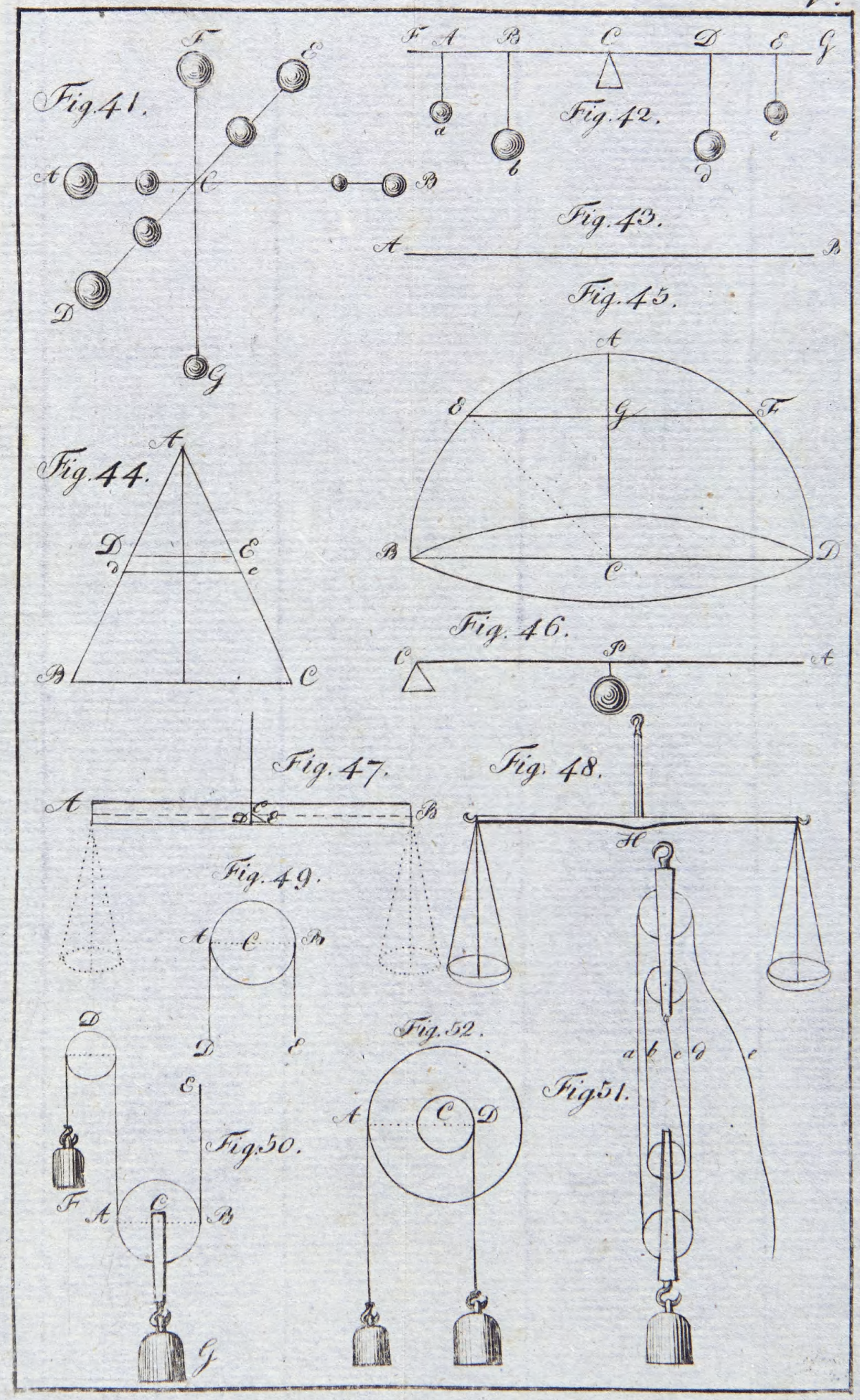


Fig. 41.
F
E
A
C
B
D
G
Fig. 42.
F A B C D E G
a b d e
Fig. 43.
A B
Fig. 45.
A
E G F
B C D
Fig. 44.
A
D E
d e
B C
Fig. 46.
C P A
Fig. 47.
A C B
Fig. 48.
H
Fig. 49.
A C B
D E
Fig. 52.
A C D
Fig. 51.
a b c d e
Fig. 50.
D
E
F A C B
G

Fig. 53.

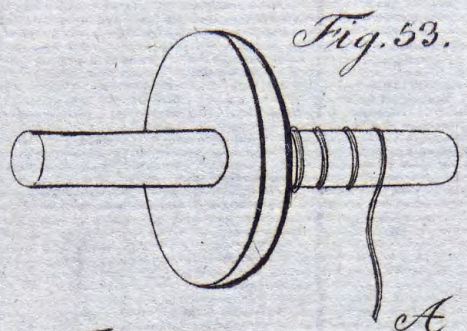


Fig. 54.

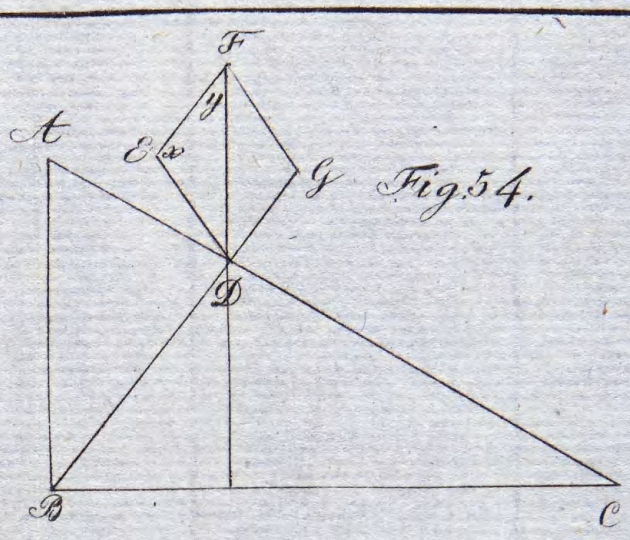


Fig. 56.

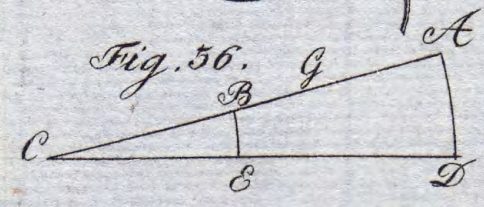


Fig. 55.

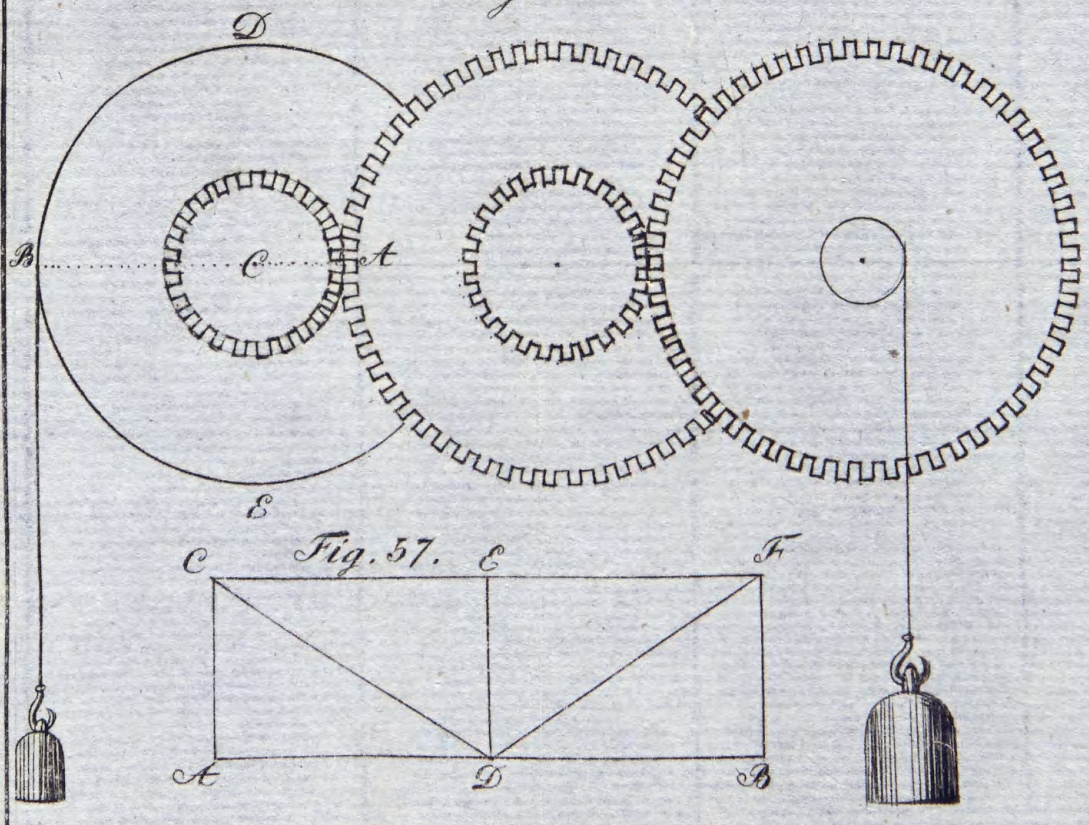
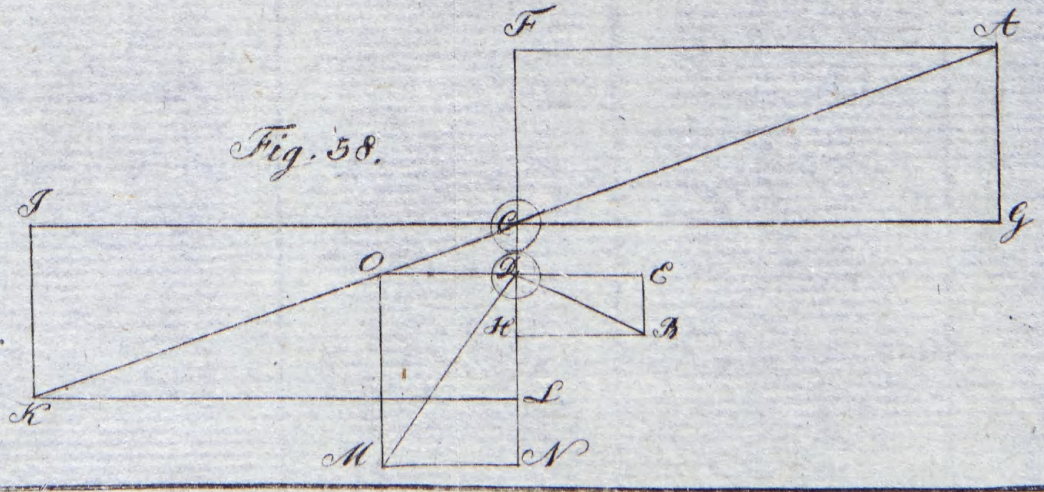


Fig. 57.

Fig. 58.



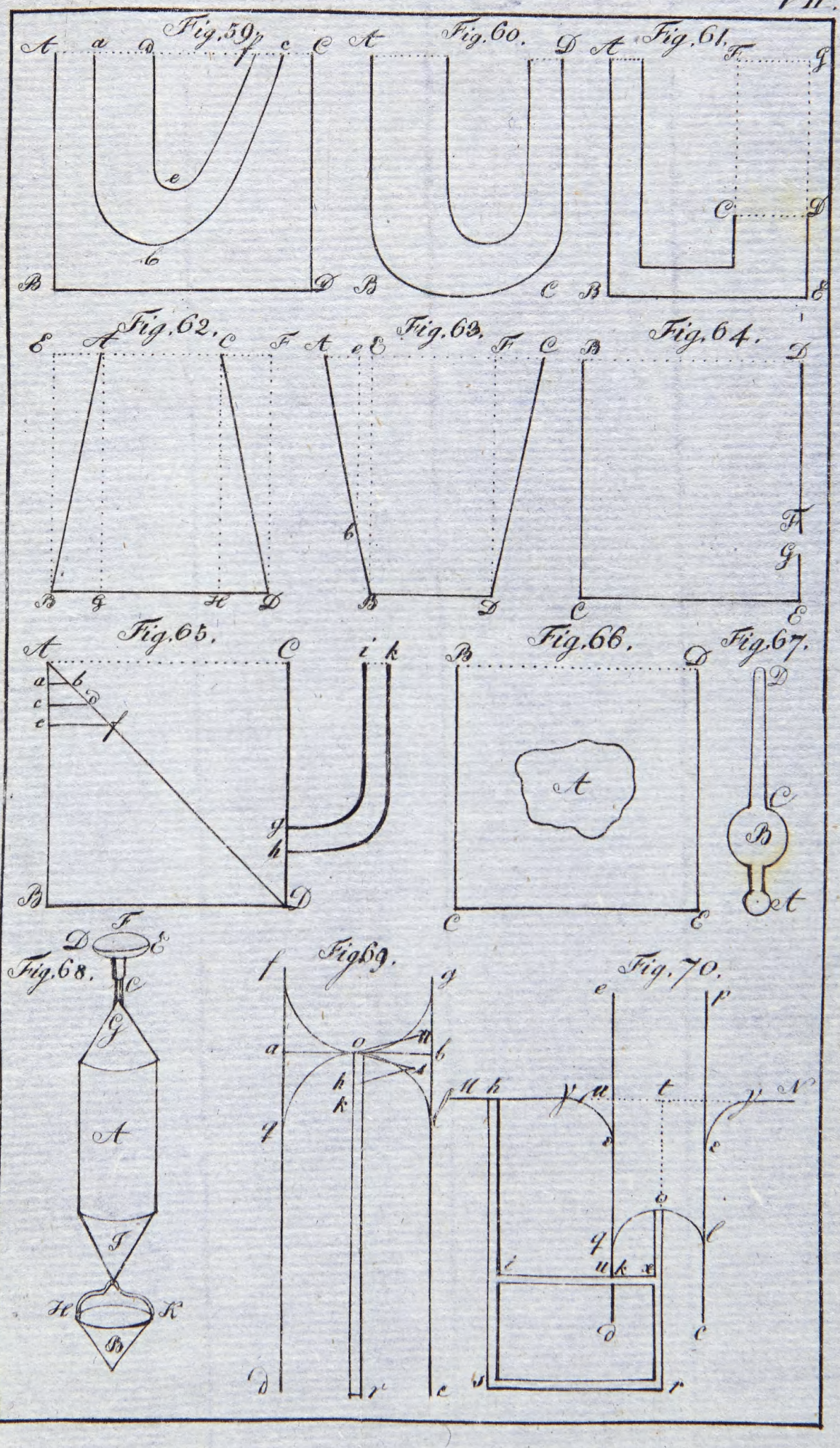


Fig. 59.
Fig. 60.
Fig. 61.
Fig. 62.
Fig. 63.
Fig. 64.
Fig. 65.
Fig. 66.
Fig. 67.
Fig. 68.
Fig. 69.
Fig. 70.

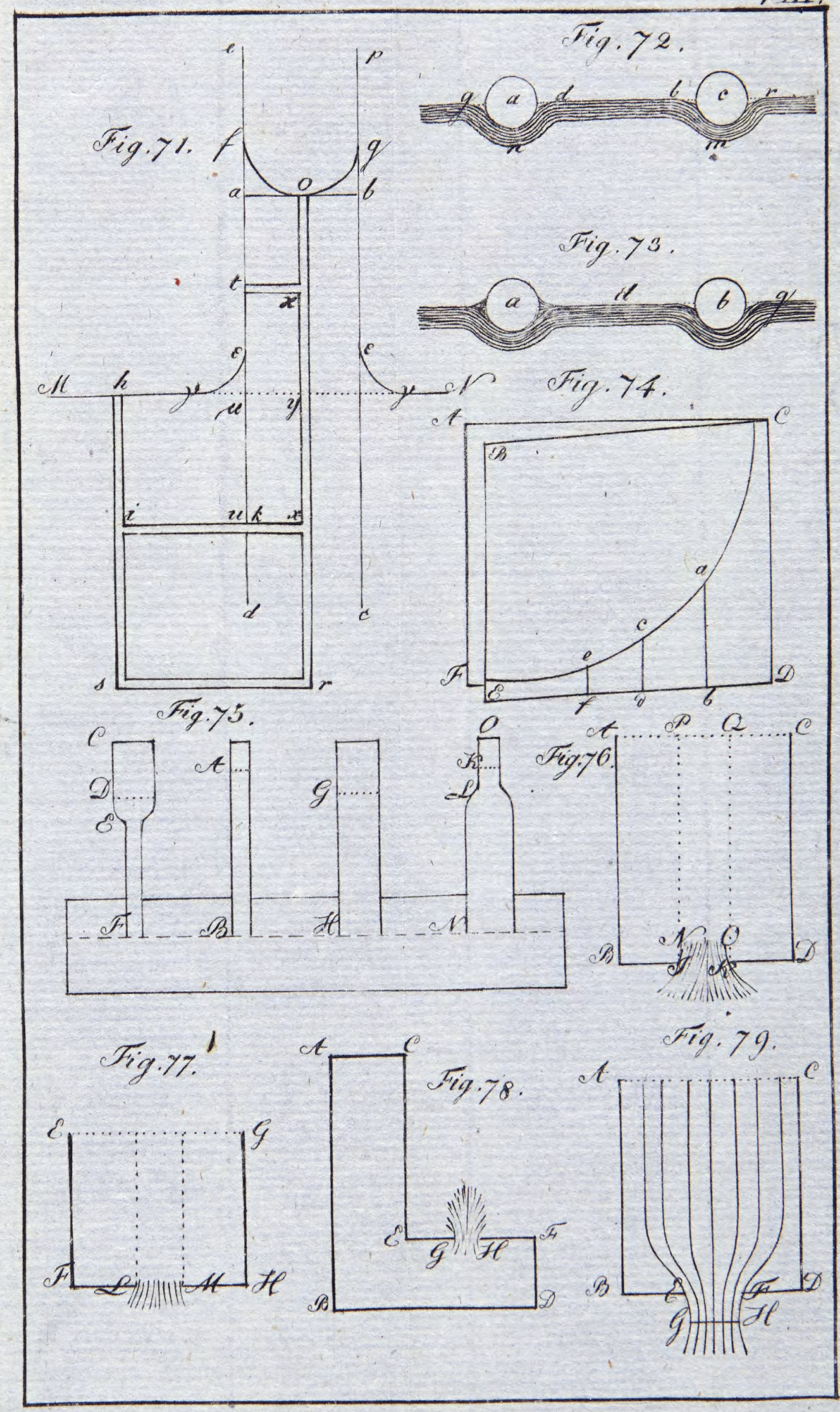


Fig. 71.
Fig. 72.
Fig. 73.
Fig. 74.
Fig. 75.
Fig. 76.
Fig. 77.
Fig. 78.
Fig. 79.

Fig. 80.

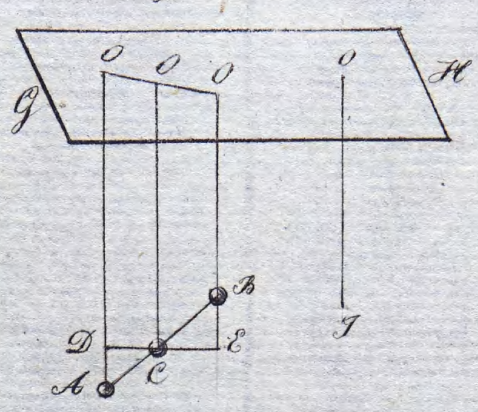


Fig. 81.

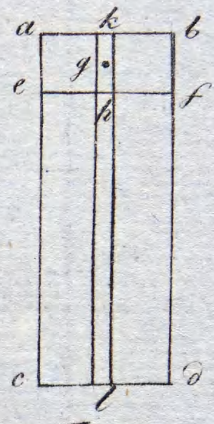


Fig. 82.

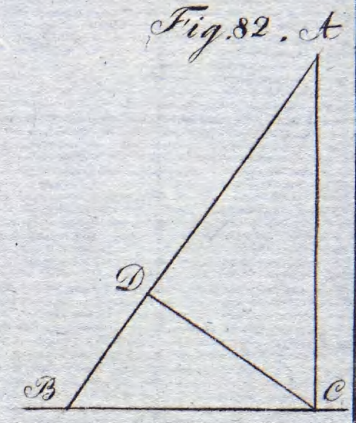


Fig. 83.

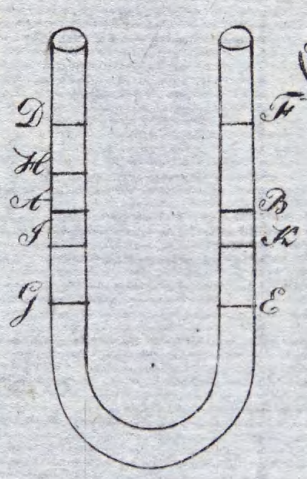


Fig. 84.

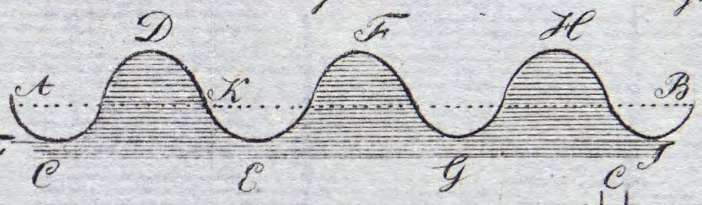


Fig. 86.

Fig. 85.

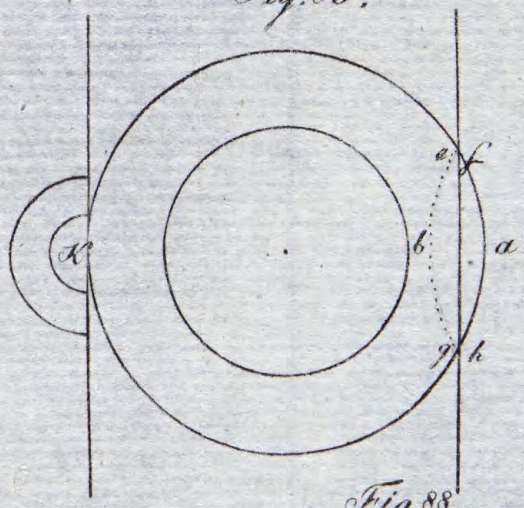


Fig. 87.

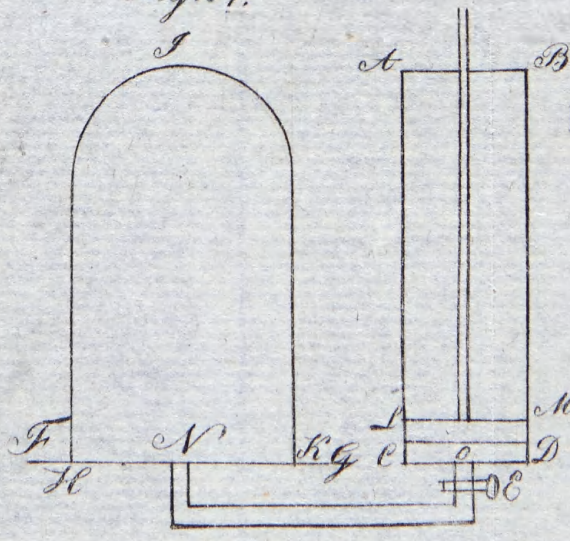


Fig. 88.

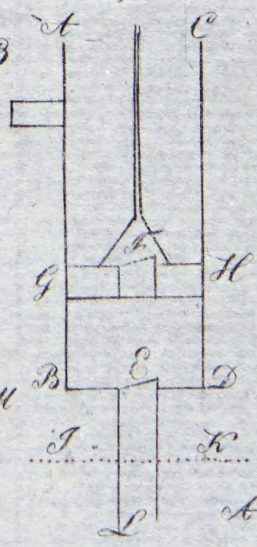
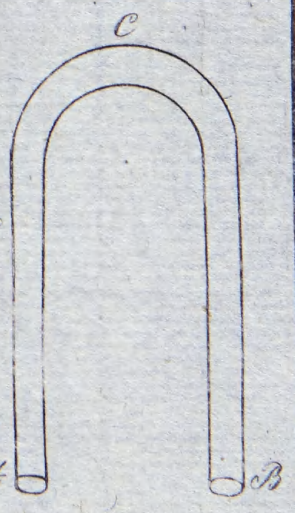


Fig. 89.



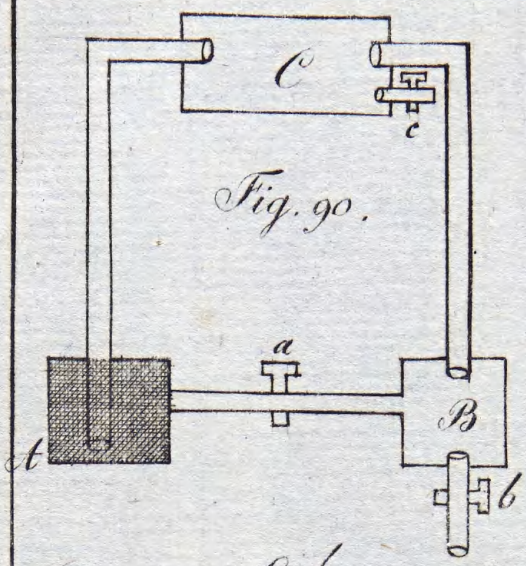


Fig. 90.

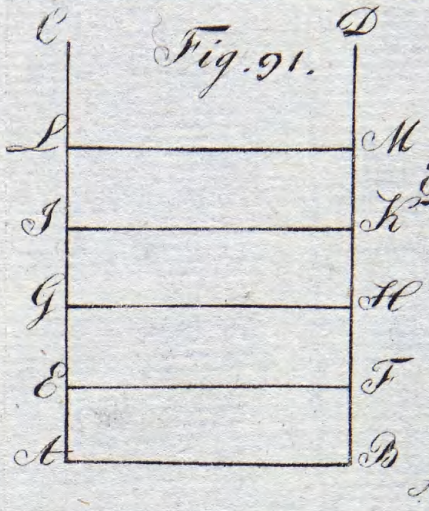


Fig. 91.

Fig. 92.

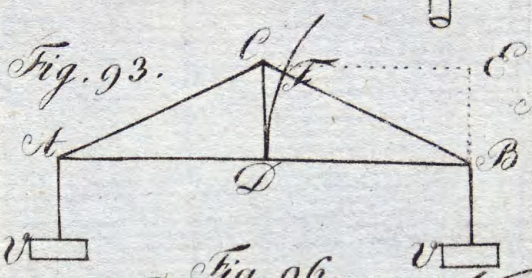


Fig. 93.

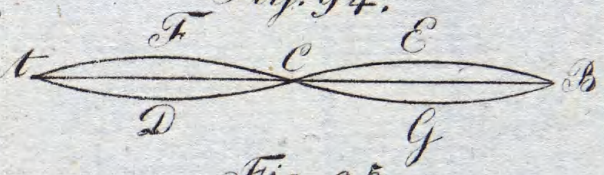


Fig. 94.

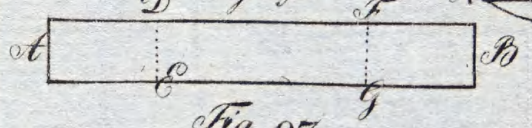


Fig. 96.

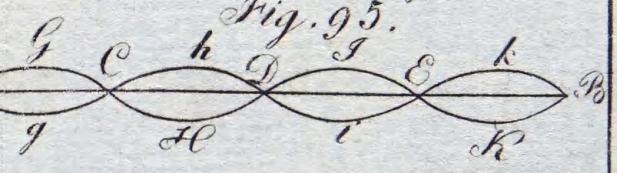


Fig. 95.

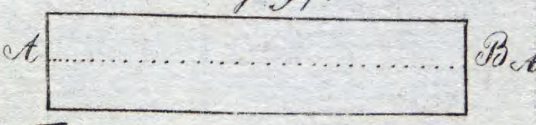


Fig. 97.

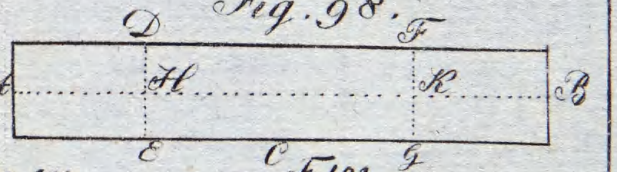


Fig. 98.

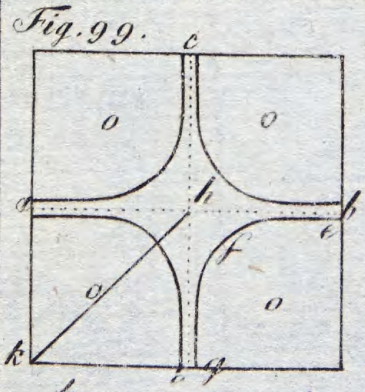


Fig. 99.

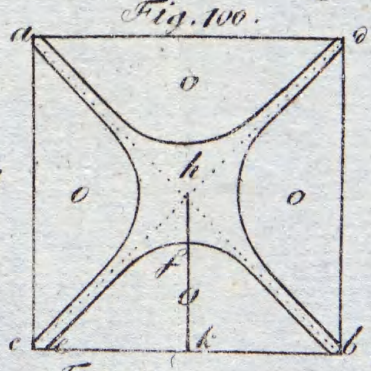
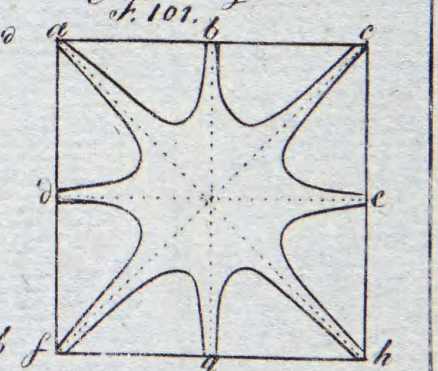


Fig. 100.



F. 101.

Fig. 102.

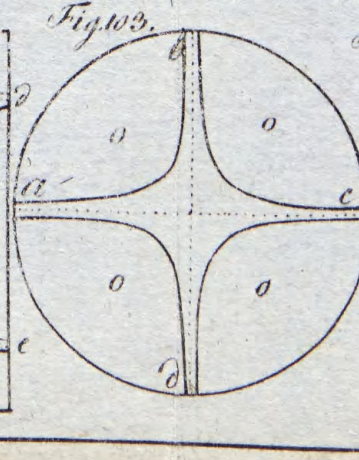


Fig. 103.

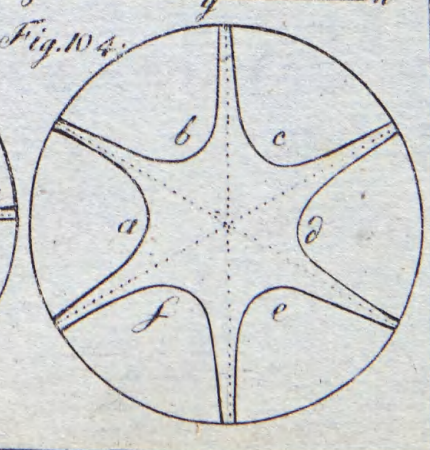


Fig. 104.

Fig. 105.

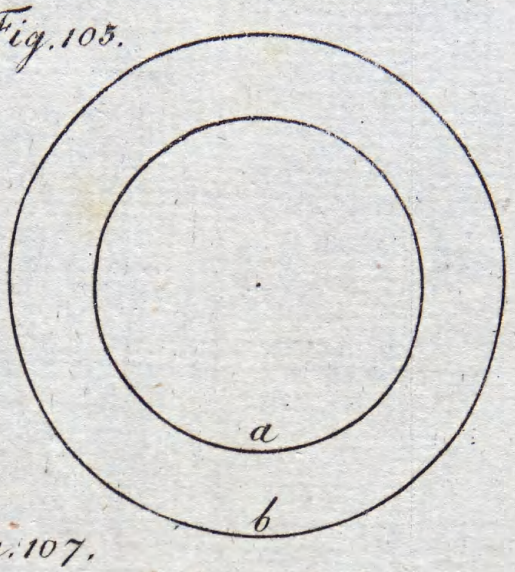


Fig. 106.

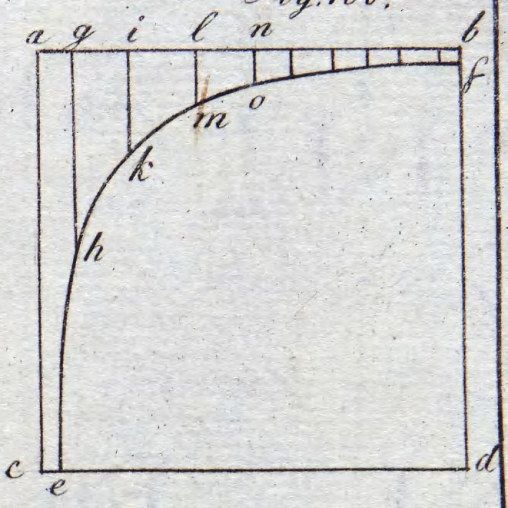


Fig. 107.

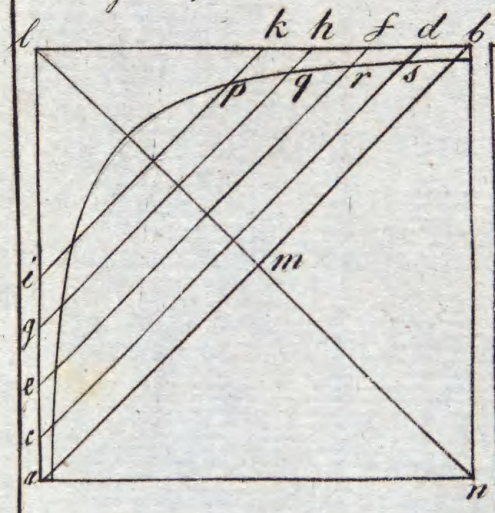


Fig. 108.

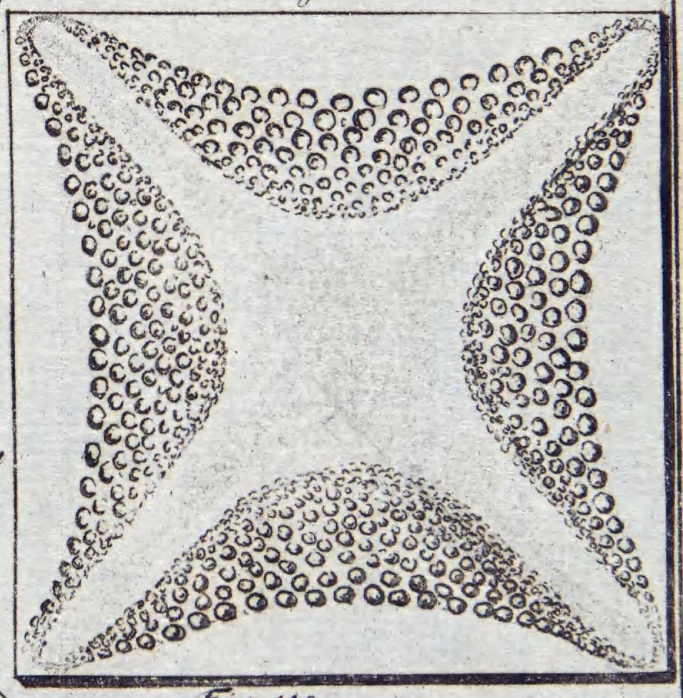


Fig. 109.

Fig. 110.

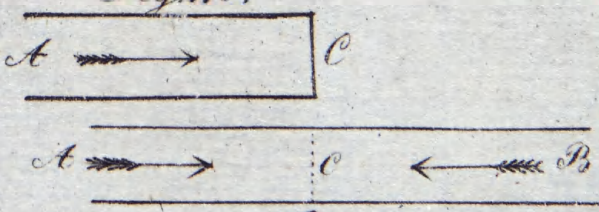


Fig. 111.

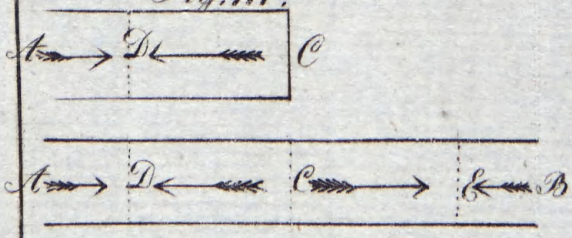


Fig. 112.

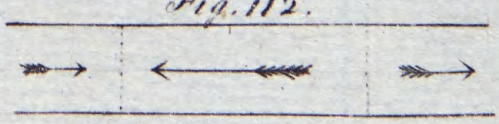


Fig. 114.

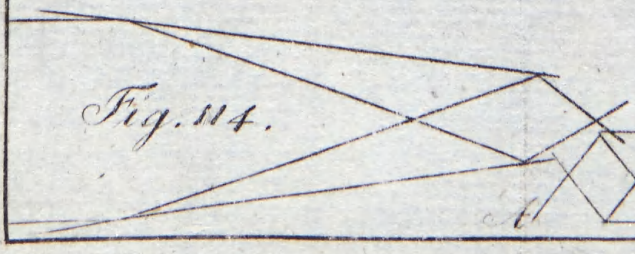
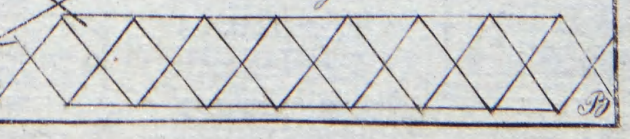



Fig. 113.