1865.

Mødet den 13de Januar.

Hr. Stadingenieur *Colding* meddelte følgende *Fremstilling af en almindelig Lov for alle flydende Legemers Bevægelse i Strømme, der have et constant Tværsnitsareal og en constant Strømningsmængde.*

Naar en Ledning gjennemstrømmes af et Fluidum, som udgaaer fra en Beholder, hvori det er i Hvile, da møder Fluidet forskjellige Modstande, som det maa overvinde paa dets Vei igjennem Ledningen, og for at overvinde disse Modstande, maa det afgive en tilsvarende Arbeidsmængde, som gaaer tabt.

Tænkes Ledningen at udmunde i en Beholder, og Bevægelsen at være frembragt ved et Overtryk, som hidrører derfra, at Trykket i Indløbsbeholderen er større end det Tryk, som finder Sted i Afløbsbeholderen, saa er det klart, at den frie Overflade (Vandspeilet) maa staae lavere i Udløbs- end i Indløbsbeholderen, og, at Høidedifferentsen netop vil svare til den Arbeidsmængde, Fluidet har maattet anvende paa at overvinde de Modstande, som fremtraadte i de forskjellige Punkter af Ledningen. Men den Arbeidsmængde, som Fluidet afgiver paa Veien til Udløbsbeholderen, er af en tredobbelt Art; den har deels sin Grund i, at Fluidet, som i Indløbsbeholderen er i Hvile, pludseligt skal meddeles den Hastighed v, hvormed Strømmen senere skal gjennemløbe hele Ledningen, og den dertil medgaaede Arbeidsmængde, der er respræsenteret ved Strømmens levende Kraft, fordeler sig tilsidst i Udløbsbeholderen paa hele den derværende Masse. Men i Indløbsaabningen strømmer Fluidet dernæst ind i Ledningen i alle mulige Retninger fra Indløbsbeholderen og fremkalder derved en Contraction af Straalen i den nærmeste Deel af Ledningen samt en Stødvirkning, som foranlediger et Tab i Arbeidsmængde i denne Deel af Ledningen. Endelig medgaaer der en Arbeidsmængde til at overvinde den egentlige Ledningsmodstand, der hidrører fra Fluidets Friction i Ledningen.

Paa Grund af, at Fluidet skal overvinde alle disse Modstande, taber det efterhaanden en Deel af sin Stigehøide og navnlig saameget, som det udviklede Arbeide kræver. Det Trykhøidetab, som derved opstaaer, vil, for alle Fluider, der gjennemstrømme en Ledning, som har et constant Tværsnitsareal, tilnærmelsesviis kunne fremstilles ved følgende Formel:

$$h' = \left(1 + \beta + \alpha \frac{c}{s} l\right) \frac{v^2}{2g}, \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

hvori h' betegner Høiden af den Fluidumssøile, der fremstiller Tryktabet paa en hvilkensomhelst Længde l af Ledningen, regnet fra Indløbet henimod Udløbet af Ledningen, medens Ledningens constante Tværsnitsareal er betegnet med s, hvis beskyllede Contour eller Omtræk har Længden c. I denne Formel betegner endvidere v Strømhastigheden, g Tyngdekraften, α og β to ubestemte Coefficienter, der kunne variere med Fluidets Beskaffenhed, og hvoraf den sidste (β), som hidrører fra Contractionen af Straalen, stedse kan bringes ned til Nul, ved foran Indstrømningsaabningen at anbringe en passende Indløbstragt.

Formlen (1) er ikkun tilnærmelsesviis rigtig, da den er bygget paa den Forudsætning, at alle Elementer af en saadan Strøm gjennemløbe Ledningen med den samme Hastighed, hvilken Forudsætning strengt taget er urigtig; men Forfatteren paaviste paa den anden Side, at Feilen, som begaaes ved at antage, at Strømmen bevæger sig med den Hastighed, som er Strømmens Middelhastighed, i alle Tilfælde maa blive en forholdsviis lille Størrelse, og at man derfor med en stor Grad af Tilnærmelse til Sandheden kan lægge Formlen (1) til Grund for alle herhenhørende Beregninger, naar man kun kjender Værdierne af Størrelserne α og β, som svare til de Fluider, hvormed man har at gjøre.

Kjendte man de Love, hvorefter Størrelserne α og β variere, naar Fluidets Beskaffenhed forandres, saa vilde Formlen (1) være at betragte som den almindelige Lov for alle flydende Legemers Bevægelse i Ledninger, hvori Strømmen har et constant Tværsnitsareal, og man behøvede da kun ved Forsøg at bestemme de Forhold, hvorunder et bestemt Fluidum, f. Ex. Vandet, bevæger sig, for at blive istand til, ligefrem ad Beregningens Vei, at bestemme de tilsvarende Forhold for ethvert andet Fluidum.

Vort Blik paa disse Forhold vilde altsaa udvides i en ikke ringe Grad, hvis det var muligt at bestemme de Love, hvorefter α og β variere med Fluidets Beskaffenhed. Forfatteren henvendte derfor sin Opmærksomhed paa dette Forhold, og han er ved sine Undersøgelser bleven ledet til det mærkelige Resultat, at Størrelserne α og β ere uafhængige af Fluidets Natur.

Resultatet af Forfatterens Undersøgelser er da dette, at, naar Foden vælges som Eenhed for Længdemaal og Secundet som Tids-Eenhed, saa kan man, naar Ledningerne ere rene og gode, for alle flydende Legemers Bevægelse i Ledninger, sætte:

$$\alpha = 0{,}00448\left(1 + \frac{1}{v}\right), \text{ og } \beta = 1{,}5 \;.\;.\;.\;.\;.\;. \quad (2)$$

forudsat, at der finder en fuldstændig Contraction Sted af Straalen i Indstrømningsaabningen. Den almindelige Formel for alle flydende Legemers Bevægelse, kan altsaa fremstilles ved Formlen (1), naar man for α og β indsætter Værdierne (2).

Istedetfor at maale Fluidets Tryktab ved Høiden af en Colonne af det betragtede Fluidum, hvis Tæthed, i Forhold til

Vandets Tæthed, vi betegne med ϱ, vil det i Almindelighed være beqvemmere at maale Tryktabet ved Høiden af en Vandcolonne, udtrykt i Fod. Men sættes Høiden af den Vandcolonne, der kan holde Ligevægt med en Søile af Fluidet, hvis Høide er h', liig h, saa er $h = h' \cdot \varrho$ og den almindeligt gjældende Lov for alle flydende Legemers Bevægelse, kan altsaa fremstilles saaledes:

$$\left.\begin{aligned} h &= \left[0{,}016\,(1+\beta) + \left(\frac{\alpha}{2g}\right) \cdot \frac{c}{s}\, l\right] \cdot \varrho \cdot v^2 \\ \text{idet} \quad \left(\frac{\alpha}{2g}\right) &= 0{,}0000715\left(1 + \frac{1}{v}\right) \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots (3).$$

Om den Indflydelse, som Skorsteenshøiden udøver paa Trækket i Skorstenen.

Tænker man sig Jorden omgivet med en Atmosphære af et hvilketsomhelst Fluidum, hvis Tæthed i Forhold til Vandets Tæthed er ϱ, og dette Fluidum at være i Ligevægt, saa er det klart, at Spændingen eller Trykket i denne Atmosphære overalt maa være ligestort i ligestore Høider over Jorden — afseet fra den ringe Indflydelse Jordens Rotation udøver. Men dersom vi altsaa tænke os en hvilkensomhelst Ledning at være fyldt med et Fluidum, som er i Hvile, saa er det tillige indlysende, at Fluidets Spænding eller Tryk stedse vil være ligestort for alle de Punkter af Ledningen, som ligge i et og samme horizontale Plan.

Da dernæst Vægten af en vertikaltstaaende Colonne af det betragtede Fluidum, hvis Høide er h', er ligestor med Vægten af en vertikaltstaaende Vandcolonne af Høiden: $h = h' \cdot \varrho$, saa er det endvidere indlysende, at, hvis vi stige op til Høiden h' i dette Fluidum, saa vil Trykket aftage med Vægten af en Vandcolonne af Høiden $h' \cdot \varrho$. Stige vi t. Ex. h' Fod op i Atmosphæren, hvis Tæthed, ved 28 Tom. Barometerstand, Nul Grads Varme og under fuldkommen tør Tilstand, er lig $0{,}0013 = \frac{1}{770}$ af Vandets Tæthed, saa vil Lufttrykket aftage med Vægten af en Vandcolonne af Høiden $\frac{h'}{770}$ Fod. Stige vi derimod h' Fod op i en anden Luftart, hvis Tæthed i Forhold til den betragtede atmosphæriske Luft er ϱ' og hvis Tæthed i Forhold til Vandets Tæthed altsaa er $\varrho = \frac{\varrho'}{770}$, saa vil Lufttrykket aftage med Vægten af en Vandcolonne af Høiden $\frac{h'}{770} \cdot \varrho'$.

Men heraf fremgaaer, at den atmosphæriske Lufts Tryk aftager stærkere med Høiden, end Trykket i en Luftart, hvis Tæthed er ϱ', naar $\varrho' < 1$; hvorimod den aftager langsommere, end Trykket i en Luft, hvis Tæthed er $\varrho' > 1$.

Tænkes den Luft, hvis Tæthed er ϱ', indesluttet i en hvilkensomhelst Ledning, som er omgivet af den atmosphæriske Luft, og antages det indvendige og udvendige Lufttryk for et vist Punkt af Ledningen at være ligestort for begge Luftarter, og navnlig lig H Fods Vandtryk, saa vil der være Ligevægt imellem det indvendige og det udvendige Lufttryk i alle de Punkter af Ledningen, hvori denne skjæres af det horizontale Plan, der kan lægges igjennem det betragtede Ligevægtspunkt og dette Plan kalde vi derfor L i g e v æ g t s p l a n e t for det indvendige og udvendige Lufttryk. I Høiden h' over dette Ligevægtsplan vil Lufttrykket inden i Ledningen svare til $\left(H - \frac{h'}{770} \cdot \varrho'\right)$ Fod Vandhøide, udenfor Ledningen derimod til $\left(H - \frac{h'}{770}\right)$ Fod Vandhøide, og dersom man altsaa betegner den Vandhøide, som svarer til den indvendige Lufts Overtryk over det udvendige Tryk, ved z Fods Høide, saa haves altsaa:

$$z = \frac{h'}{770}(1 - \varrho'), \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

hvoraf fremgaaer, at, naar $h' = 0$, da er $z = 0$, og, naar $\varrho' < 1$, da er Differentstrykket z positivt for alle positive Værdier af h', ɔ: for alle Punkter, der ligge over Ligevægtsplanet, samt, at Overtrykket (z) voxer med Høiden h'. For negative Værdier af

h', ɔ: for alle Punkter, der ligge under Ligevægtsplanet, er det indvendige Overtryk, derimod negativt. — Er $\varrho' > 1$, da er Forholdet omvendt.

Betragte vi nu blot det Tilfælde, hvor $\varrho' < 1$, hvilket ved Constructionen af Skorstene har den største Interesse, da sees let, at den indesluttede Luft har Tendents til at strømme ud paa alle Punkter af Ledningen, der ligge over Ligevægtsplanet, hvorimod den udvendige Luft har Tendents til at strømme ind, — der finder altsaa en Sugning Sted — paa alle Punkter af Ledningen, som ligge under Ligevægtsplanet.

Antages den ene Ende af den betragtede Ledning at udgaae fra en Indstrømningsbeholder, der indeholder den Luft, som fylder Ledningen, samt at Lufttrykket i Indstrømningsbeholderen netop er ligestort med Atmosphærens Lufttryk, udenfor Beholderen, saa ligger Ligevægtsplanet altsaa i Høide med Indstrømningsaabningen. Den modsatte Ende af Ledningen ville vi tænke os at være stigende saaledes, at Ledningen udmunder i Høiden H' over Ligevægtsplanet, hvilken Udmunding vi dog foreløbigt ville tænke os lukket.

Ved Udstrømningsaabningen i Høiden H', har den indesluttede Luft altsaa et Overtryk, over den udvendige Lufts Tryk, der kan fremstilles ved Trykhøiden:

$$z' = \frac{H'}{770}(1 - \varrho'),$$

med hvilket Differentstryk Luften naturligviis stræber at trænge ud af den nævnte Udstrømningsaabning.

Saalænge Ledningen er lukket foroven, og der altsaa ikke finder nogen Udstrømning Sted, er det indre Fluidum i Ligevægt i alle Punkter, og saalænge, er der følgelig Ligevægt imellem de Kræfter, som virke paa hver enkelt Deel af det indesluttede Fluidum. Men da det Overtryk eller den Spænding, der er repræsenteret ved Trykhøiden z', og som er tilstede i Ledningen ved Udstrømningsaabningen, virker tilbage paa samtlige Punkter af Fluidet i den hele Ledning saaledes, at Ligevægten derved tilveiebringes paa alle Punkter af hele Fluidets Masse, saa er det klart, at, dersom vi borttage dette Overtryk i Ledningens øverste Punkt, saa ville samtlige Punkter af Fluidet fra dette Øieblik af være paavirkede af et Overtryk i modsat Retning fra Indstrømningsaabningen til Udstrømningsaabningen, hvis Størrelse er repræsenteret ved Trykhøiden z', og med denne Kraft vil altsaa Fluidet drives igjennem hele Ledningen, naar vi aabne fri Udgang for Fluidet foroven.

Men ved denne Strømning af Fluidet, som derved opstaaer i Ledningen, fremtræder der forskjellige Ledningsmodstande, og Trykhøidetabet svarende til disse Modstande kan fremstilles ifølge Formlen (3) ved:

$$h = \left[0{,}016\,(1 + \beta) + \left(\frac{\alpha}{2g}\right)\frac{c}{s}\,l\right]\frac{\varrho'}{770}\,.\,v^2\,;$$

men dersom Strømmen bevæger sig med constant Hastighed, saa er nødvendigviis $z' = h$, og deraf følger, at Udstrømningsaabningens Høide over Ligevægtsplanet kan fremstilles ved:

$$H' = \left(0{,}016\,(1 + \beta) + \left(\frac{\alpha}{2g}\right)\frac{c}{s}\,l\right)\frac{\varrho'}{1 - \varrho'}\,.\,v^2.$$

Hyppigt forekommer imidlertid det Tilfælde, at Spændingen i Indstrømningsbeholderen enten er større eller mindre end Atmosphærens Tryk udenfor, og i saa Tilfælde ligger Ligevægtsplanet altsaa respective under eller over Indstrømningsaabningen til Ledningen.

Antages Overtrykket i Indstrømningsbeholderen at svare til Z Tommers Vandtryk over Atmosphærens Tryk udenfor, saa ligger Ligevægtsplanet altsaa i en Afstand H_0' under Indstrømningsaabningen, der ifølge (4) bestemmes af Ligningen:

$$\frac{Z}{12} = \frac{H_0'}{770}\,(1 - \varrho'),$$

som giver:

$$H_0' = \frac{64\,.\,Z}{1 - \varrho'}.$$

Sættes nu Udstrømningsaabningens Høide over Indstrømningsaabningen lig $H = H' - H_0'$, saa finder man Høiden:

$$H = \frac{\left(0{,}016\,(1 + \beta) + \left(\frac{\alpha}{2g}\right)\frac{c}{s}\,l\right)\varrho'\,.\,v^2 - 64\,.\,Z}{1 - \varrho'} \quad \ldots\ldots (5).$$

Ved Fremstillingen af denne Formel blev det forudsat, at Spændingen i Indstrømningsbeholderen var større end den atmosphæriske Lufts Spænding, hvilket bl. A. finder Sted ved Gasledninger, hvorpaa denne Formel derfor finder en udstrakt Anvendelse. Men forudsætte vi derimod at Spændingen i Indstrømningsbeholderen (Z) er negativ eller, at den indesluttede Luftmasse har en mindre Spænding end den atmosphæriske Luft, hvilket bl. A. finder Sted ved Skorstene, saa fremstiller Formlen sig under følgende Form:

$$H = \frac{\left(0{,}016\,(1+\beta)+\left(\frac{\alpha}{2g}\right)\frac{c}{s}\,l\right)\varrho' \,.\, v^2 + 64\,.\,Z}{1-\varrho'} \quad .\;.\;.\;.\;\; (6)$$

og denne Formel finder derfor en ikke mindre vigtig Anvendelse ved Constructioner af alle Slags Skorstene, hvor det stedse er en vigtig Opgave at bygge dem saaledes, at de fremkalde det Træk som Ildstedet, Ventilationssystemet o. s. v. udkræver.

Men hvad er det, vi kalde Ildstedets Træk? Det er den Kraft, hvormed Luften skal gjennemstrømme Brændslet, for at der i hvert Øieblik kan tilstrømme Ilden den Iltmængde, som er nødvendig for den fuldstændige Forbrænding, og denne Kraft er netop fremstillet ved Differentstrykhøiden Z, der følgelig maa betragtes som en given Størrelse, naar Ildstedets Øiemed er givet.

Naar Ildstedet ligger nær ved Skorstenen, da beløber det første Led i Formlen (6), som hidrører fra Ledningsmodstanden, sig kun sjeldent til 10 pCt. af det sidste Led, og man kan derfor tilnærmelsesviis fremstille Skorsteenshøiden:

$$H = \frac{70\,.\,Z}{1-\varrho'} \quad .\;.\;.\;.\;.\;.\;.\;.\;.\;.\;.\;.\;.\;\; (7).$$

Med Hensyn til det nødvendige Træk, eller Størrelsen Z svarende til forskjellige Ildsteder, da har Forfatteren udført flere Maalninger ved Hjælp af et Manometer, hvis Resultater tyde paa, at, for et og samme Brændsel, er Z proportional med Brændselets Tykkelse, og han har navnlig fundet, at, naar Brændselslagets

Tykkelse paa Risten, udtrykt i Tommer, betegnes ved B, saa kan man for sædvanlige, gode Newcastle Kul, saavelsom for Cokes sætte Minimum af $Z = 0{,}04 . B$. For smaa Steenkul o. desl., maa man derimod sætte Minimum af $Z = 0{,}06 . B$.

Skulde der bygges en Skorsteen for et Ildsted, hvorpaa der skulde brændes smaa Kul i Lag af c. 3 Tom. Tykkelse, saa maatte man altsaa sætte $Z = 0{,}18$ Tom. Antages Skorsteenstemperaturen lig 130°, saa bliver $\varrho' = \frac{2}{3}$ og man finder da ifølge (7), at Skorstenen skal som Minimum have en Høide $H = 38$ Fod. Men denne Høide vilde kun være tilstrækkelig, hvis Lufttrykket stedse svarede til 28 Tom. Barometerstand og Luften derhos havde Nul Grads Varme samt var fuldkommen tør. Falder Lufttrykket til 27 Tom., stiger Lufttemperaturen til 20° C. samt er Luften mættet med Fugtighed, saa maa Skorsteenshøiden multipliceres med $\frac{3}{2}$ ved en Skorsteenstemperatur af 130°*). Dens Høide bliver da som Minimum c. 60 Fod og man vilde følgelig gjøre vel i at give Skorstenen en Høide af c. 80 Fod.

Ligger Ildstedet i en Afstand fra Skorstenen, da maa Ledningsmodstanden i Ildcanalen adderes til Trækket Z, naar Skorsteenshøiden skal bestemmes.

Secretairen forelagte Observator Dr. *Skjellerups* »Stjernefortegnelse indeholdende 10,000 Positioner af telescopiske Fixstjerner imellem — 15 og + 15 Graders Declination«, som har været forelagt Selskabet og er udgivet paa dets Bekostning.

*) Naar Skorsteenstemperaturen er 50° — 100° — 200° — 300° — 400°
da bliver Coefficienten respective 2,1 — 1,6 — 1,4 — 1,36 — 1,33.