Det Kgl. Danske Videnskabernes Selskab.

Mathematisk-fysiske Meddelelser. **III,** 19.

PSYCHROMETRETS TEORI

AF

SOPHUS WEBER

KØBENHAVN

HOVEDKOMMISSIONÆR: ANDR. FRED. HØST & SØN, KGL. HOF-BOGHANDEL

BIANCO LUNOS BOGTRYKKERI

1921

§ 1. Som bekendt kan man dele Psychrometrene i to Grupper, nemlig de, hvor den omgivende Luft, hvis Fugtighedsgrad skal bestemmes, er stillestaaende (AUGUST's Psychrometer), og de, hvor den omgivende Luft er bragt i en konstant Bevægelse (det ventilerede Psychrometer, eller som det oftest kaldes, ASSMANN's Psychrometer). Dette sidste anvendes nu i næsten alle Undersøgelser og praktiske Foretagender, da det giver godt reproducerbare Resultater. I de hidtil udarbejdede Teorier for Psychrometret er der ikke taget Hensyn til denne Strømning, hverken ved det ventilerede Psychrometer, hvor baade det vaade og det tørre Termometers Beholdere er anbragte i en Luftstrøm med konstant Hastighed, eller ved AUGUST's Psychrometer, hvor Fordampningen heller ikke foregaar i en stillestaaende Luftart, da Temperaturforskellen mellem det vaade Termometer og den omgivende Luft naturligvis giver Anledning til Konvektionsstrømme i Luften.

§ 2. Den første Formel for AUGUST's Psychrometer stammer fra DR. APJOHN[1], som gav en Teori for Varmeligevægten ved det vaade Termometers Overflade. Denne Teori, som kaldes Konvektionsteorien, fører som bekendt til følgende Formel:

$$p_1 - p_0 = \frac{\rho \cdot c \cdot B}{L \cdot \delta}(t_0 - t_1),$$

[1] APJOHN: Transact. Royal Academy, London, 1834.

hvor p_0 er Vanddampens Tryk i Luften ved dennes Temperatur, t_0, og t_1 det vaade Termometers Temperatur i den stationære Tilstand, medens p_1 er de mættede Vanddampes Tryk ved denne Temperatur. B betegner Totaltrykket af Vanddampens og Luftartens Tryk, altsaa i atm. Luft Barometerstanden. L er Vædskens Fordampningsvarme ved Temperaturen t_1, ρ og c Luftartens Vægt- og Varmefylde, og δ Vanddampens Vægtfylde.

Da denne Teori som bekendt lider af store Mangler, har Maxwell[1] fremsat den saakaldte Lednings- og Diffusionsteori, idet han undersøgte Varme- og Diffusionsligevægten ved det vaade Termometers Overflade, naar den omgivende Luft antages stillestaaende og begrænset. Maxwell løste dette Problem paa en meget smuk Maade ved Analogi med det elektriske Potential-Problem, hvor Termometerbeholderen har en elektrisk Ladning. Stefan[2] giver som endeligt Resultat, idet Straalingen tages med i Betragtning, og Termometerbeholderen antages at være en Kugle med Radius r og Emissionskoefficient, μ:

$$p_1 - p_0 = \frac{B}{L \cdot \delta \cdot D} (k + \mu \cdot r) \ (t_0 - t_1),$$

hvor D betegner Vædskedampens Diffusionskoefficient i Luftarten og k dennes Varmeledningskoefficient.

Ser man bort fra Straalingen, og skrives Psychrometerformlen:

$$p_1 - p_0 = A \cdot B \, (t_0 - t_1),$$

faas altsaa ifølge Konvektionsteorien:

$$A_1 = \frac{\rho \cdot c}{L \cdot \delta},$$

[1] Cl. Maxwell: Theory of the wet bulb thermometer, Encyclopædia Britanica, 9th edition, vol. VII, p. 218, art. diffusion, Edinburgh 1877.

[2] J. Stefan: Meteorol. Zeitschrift Bd. XVI, 1881 p. 177.

og ifølge Lednings- og Diffusionsteorien:

$$A_2 = \frac{k}{L \cdot \delta \cdot D}.$$

Af eksperimentelle Undersøgelser over Psychrometret og Sammenligning med disse Formler foreligger der flere, hvoraf mange dog er foretagne med ringe Nøjagtighed og under daarligt definerede Forsøgsbetingelser. Desuden er næsten alle Experimenter foretagne med Vand og atmosfærisk Luft. Disse Undersøgelser, af hvilke særlig maa nævnes PERNTER's, SWORYKIN's, A. SPRUNG's og N. EKHOLM's Arbejder, er alle refererede i ARON SVENSSON's Doktordisputats[1], hvori der er givet et meget værdifuldt Bidrag til Undersøgelsen af Psychrometret. Det vilde imidlertid være værdifuldt af Hensyn til Psychrometrets Anvendelse i Praksis, hvis det hele foreliggende Forsøgsmateriale blev kritisk undersøgt og gennemarbejdet. Jeg skal imidlertid foreløbig gaa over til at betragte Teorien nærmere.

§ 3. Lad os først betragte AUGUST's Psychrometer. I en tidligere Afhandling[2] har jeg undersøgt Fordampningshastigheden for en vertikal Plade, hvis Temperatur er forskellig fra Omgivelsernes. I dette Tilfælde opstaar der vertikale Strømninger parallele med Pladen, og disse gør naturligvis deres Indflydelse gældende baade paa Pladens Fordampningshastighed og dennes Varmetab.

Er Pladens Højde H cm, dens Bredde 1 cm, fandtes, at den pr. Tidsenhed fordampede Mængde, Q, kan skrives paa følgende Maade, idet jeg bruger de samme Betegnelser som tidligere:

$$Q = 0{,}805 \cdot m^{1/3} \cdot D^{2/3} \cdot H^{2/3} \, (c_1 - c_\infty).$$

[1] ARON SVENSSON: Akademische Abhandlung, Stockholm, 1898.

[2] SOPHUS WEBER: Vidensk. Selsk. math.-fys. Medd. III, 3. 1920.

Betragter vi for samme Plade Varmetabet pr. Tidsenhed, F, findes, idet man i Differentialligningerne erstatter c med t og D med $\frac{k}{\rho c}$:

$$F = 0{,}805 \cdot m^{1/3} \cdot (\rho \cdot c)^{1/3} \cdot k^{2/3} \cdot H^{2/3} \ (t_1 - t_\infty),$$

hvor m i første Tilnærmelse bestemmes ved Udtrykket:

$$m = 0{,}59 \cdot \sqrt{\frac{\rho}{\eta}} \cdot \sqrt[4]{\frac{c_p \cdot \eta \cdot H \cdot g^3 \cdot (t_1 - t_\infty)^3}{k \cdot t_\infty^3}}.$$

Udtrykket for F er naturligvis identisk med L. Lorenz's bekendte Formel.

Lad os nu betragte Varmeligevægten i den stationære Tilstand for det vaade Termometers Beholder. Kaldes Straalingen, S, og Vædskens Fordampningsvarme L, er Ligevægtsbetingelsen:

$$Q' \cdot L + F' + S = 0.$$

Betragter vi f. Eks. en vertikal cylindrisk Termometerbeholder, hvis Højde er stor i Sammenligning med Diametren, hvilket i Praksis næsten altid er Tilfældet, findes med Tilnærmelse:

$$Q \cdot L \cdot 2\pi R = F \cdot 2\pi R + 2\pi R \cdot H \cdot \sigma' \ (t_1 - t_\infty),$$

hvor σ' er Emissionskoefficienten for den vaade Beholders Overflade.

Ser vi bort fra Straalingen, findes, gældende for alle Former af Termometerbeholderen:

$$c_1 - c_\infty = \frac{1}{L} \sqrt[3]{\frac{\rho \cdot c \cdot k^2}{D^2}} \ (t_\infty - t_1),$$

eller, idet M betegner Vædskens Molekularvægt:

$$p_1 \cdot \frac{273{,}1}{t_1} - p_\infty \cdot \frac{273{,}1}{t_\infty} = \frac{32}{M} \cdot \frac{1}{0{,}00143} \cdot \frac{B}{L} \sqrt[3]{\frac{\rho c k^2}{D^2}} \ (t_\infty - t_1).$$

Ser vi i venstre Side af Ligningen bort fra Forskellen mellem t_1 og t_∞, faas for Vand og atm. Luft:

$$p_1 - p_\infty = 0{,}000652 \cdot B \cdot (t_\infty - t_1),$$

idet Udtrykket, $t_1 \cdot \sqrt[3]{\frac{\rho c k^2}{D^2}}$, er praktisk talt uafhængigt af Temperaturen, og L sættes lig med 590.

I Almindelighed er det naturligvis ikke tilladt at se bort fra Straalingen, idet Varmetabet ved Straaling kan være af samme Størrelsesorden som Varmetabet ved Ledning, naar der ikke anvendes særlig Beskyttelse mod Straalingen.

Tages Straalingen med i Beregningen, faas let:

$$-c_\infty = \frac{1}{L}\sqrt[3]{\frac{\rho\cdot c\cdot k^2}{D^2}}(t_\infty - t_1)\left(1 + \frac{\sigma'}{0{,}705}\sqrt[12]{\frac{k\cdot\eta^2\cdot t_\infty^3}{c\cdot g^3}}\sqrt{\rho\cdot c\cdot k}\left(\frac{H}{t_\infty - t_1}\right)^{\frac{1}{4}}\right),$$

hvilket altsaa vil sige, at Psychrometerkonstanten A maa erstattes med $A\,(1+\alpha)$, hvor α dog ikke er nogen Konstant for AUGUST's Psychrometer, men varierer med Termometerbeholderens Dimensioner og med Temperaturforskellen, hidrørende fra, at denne fremkalder Strømninger, hvis Hastighed igen afhænger af Temperaturforskellen.

Beregner vi f. Eks. α for atm. Luft og for en Termometerbeholder med $H = 1$, faas, idet $\sigma' = 0{,}80 \cdot 4\sigma_0 \cdot t_\infty^3$,[1] hvor σ_0 er Straalingskonstanten for det absolut sorte Legeme,

for $t_\infty - t_1 = 1°$ C. $\alpha = 0{,}90$
for $t_\infty - t_1 = 10°$ C. $\alpha = 0{,}50$,

og altsaa Psychrometerkonstanten varierende fra 0,00124 til 0,00098. Dette stemmer ogsaa med forskellige Undersøgelser, som viser, at A ikke er nogen Konstant. Saaledes fandt REGNAULT, at A i et lukket Værelse var 0,00128, medens den for det samme Psychrometer ude i fri Luft var 0,00074. Da AUGUST's Psychrometer netop paa Grund af, at $A\,(1+\alpha)$ ikke er nogen Konstant, og ogsaa paa Grund af, at Straa-

[1] Jeg har her sat Emissionskoefficienten for det vaade Termometers Beholder lig 0,80, da denne Værdi i Almindelighed opgives for hvidt Bomuldstøj.

lingen har en alt for stor Indflydelse paa Resultatet, har mindre Interesse, skal jeg nu gaa over til det saakaldte ventilerede Psychrometer.

§ 4. I en tidligere Afhandling[1] har jeg undersøgt, hvorledes et Legemes Fordampningshastighed og Varmetab afhænger af en Luftstrøms Hastighed, naar denne er saa stor, at man ikke behøver at tage Hensyn til Diffusionen og Varmeledningen i Strømningens Retning. Desuden antog jeg, at Luften var gnidningsfri og ikke hæftede ved Vædskens Overflade, da dette stemte bedst med de foreliggende Experimenter over Fordampningshastigheden samt simplificerede Beregningen betydeligt.

Betragter vi ud fra disse Forudsætninger en kugleformet Termometerbeholder, faas let ifølge de tidligere afledede Formler nedenstaaende Betingelse for Varmeligevægt (loc. cit. p. 16):

$$4\sqrt{2\pi}\sqrt{D}\sqrt{w}\cdot(c_1-c_\infty)\cdot R^{3/2} = 4\sqrt{2\pi}\cdot\sqrt{k\rho c}\sqrt{w}\,(t_\infty-t_1)\cdot R^{3/2} + 4\pi R^2\cdot\sigma'\,(t_\infty-t_1)$$

eller med samme Tilnærmelse som ovenfor, idet $t_{\infty,1} = \frac{1}{2}(t_1+t_\infty)$:

$$\left.\begin{array}{c} p_1 - p_\infty = \\ \frac{32}{M}\cdot\frac{1}{0{,}00143}\cdot\frac{t_{\infty,1}}{273{,}1}\cdot\frac{B}{L}\sqrt{\frac{k\rho c}{D}}\,(t_\infty-t_1)\left(1+\sqrt{\frac{\pi}{2}}\cdot\frac{\sigma'}{\sqrt{k\rho c}}\cdot\sqrt{\frac{R}{w}}\right)\end{array}\right\} \quad \text{(I)}$$

Er Beholderen en Cylinder, hvis Højde, H, er stor i Forhold til Diameteren, saaledes som i Svensson's Forsøg, bliver Faktoren, som bestemmer Straalingens Indflydelse:

$$1+\frac{\sqrt{\pi}}{2}\cdot\frac{\sigma'}{\sqrt{k\rho c}}\cdot\sqrt{\frac{H}{w}}.$$

Det viser sig ogsaa her, at $t_{\infty,1}\sqrt{\frac{k\rho c}{D}}$ er næsten uafhængig af Temperaturen, saaledes at vi kan henføre alle Konstanter i dette Udtryk til f. Eks. 0° C.

[1] Sophus Weber: Vidensk. Selsk. math.-fys. Medd. III, 18. 1921.

Denne Formel (I) gælder altsaa for det Tilfælde, at Luftstrømmens Hastighed ikke, saaledes som almindelig antaget, er 0 ved Vædskens Overflade. Jeg har allerede behandlet disse Forhold nærmere i min tidligere Afhandling[1], men skal for Oversigtens Skyld igen omtale dem her.

Lad os derfor ogsaa anvende de almindelig antagne Grænsebestemmelser og betragte Varmeligevægten for en cylindrisk Termometerbeholder, hvis Højde er stor i Forhold til dens Diameter, og som har Radius R og er omgivet af en koaxial Cylinder med Radius r. Denne sidste kan være forsølvet og tjene til Beskyttelse mod Straalingen. I dette Tilfælde har den strømmende Luft Hastigheden 0 ved Væggene, altsaa $w = 0$ for $x = R$ og $x = r$. Vi faar da let paa samme Maade og med samme Tilnærmelse som ovenfor, idet vi anvender de tidligere afledede Formler (loc. cit. p. 7):

$$0{,}805 \left(\frac{4\,w_0}{r-R}\right)^{1/3} \cdot D^{2/3} \cdot H^{2/3} \cdot 2\pi R \; (c_1 - c_\infty) =$$

$$0{,}805 \left(\frac{4\,w_0}{r-R}\right)^{1/3} (\rho c)^{1/3} \cdot k^{2/3} \cdot H^{2/3} \cdot 2\pi R \; (t_\infty - t_1) + 2\pi R \cdot H \cdot \sigma' \; (t_\infty - t_1)$$

eller ligesom tidligere:

$$\left.\begin{aligned} p_1 - p_\infty = \frac{t_{\infty,1}}{273{,}1} \cdot \frac{32}{0{,}00143} \cdot \frac{B}{M \cdot L} \sqrt[3]{\frac{\rho c \cdot k^2}{D^2}} \Bigg(1 + \\ \frac{1}{0{,}805 \sqrt[3]{4}} \cdot \frac{\sigma'}{\sqrt[3]{\rho c \cdot k^2}} \cdot \frac{\sqrt[3]{H\,(r-R)}}{\sqrt[3]{w_0}}\Bigg)\,(t_\infty - t_1), \end{aligned}\right\} \quad \text{(II)}$$

altsaa samme Formel, som fandtes for August's Psychrometer, men dog med en konstant Straalingsfaktor.

§ 5. Lad os nu først betragte Psychrometerkonstanten A og derefter Straalingens Indflydelse.

Vi ser, at Psychrometerkonstanten i begge Tilfælde bestemmes ved en simpel Formel, medens Straalingen kan

[1] loc. cit. p. 9.

give Anledning til meget indviklede Udtryk. Denne kan man dog, saaledes som vi skal se senere, i Praksis næsten se bort fra ved det ventilerede Psychrometer, idet man anbringer en Straalingsbeskyttelse af et forniklet eller forsølvet Metal.

Lad os derfor først betragte A, idet vi stiller de forskellige Udtryk sammen:

$A_1 = \frac{\rho \cdot c}{L \cdot D}$, som følger af Konvektionsteorien.

$A_2 = \frac{k}{L \cdot \delta \cdot D}$, som følger af Lednings- og Diffusionsteorien.

$A_3 = \frac{1}{L \cdot \delta} \cdot \sqrt[3]{\frac{k^2 \rho c}{D^2}}$[1], som følger af Strømningsteorien II.

$A_4 = \frac{1}{L \cdot \delta} \cdot \sqrt{\frac{k \rho c}{D}}$, som følger af Strømningsteorien I.

Det første, man lægger Mærke til, er, at alle disse Udtryk varierer paa samme Maade med Temperaturen som $\frac{1}{L}$, altsaa i Praksis meget lidt. Vi kan derfor anvende Værdierne for de forekommende Konstanter ved 0° C. og for Vand foreløbig sætte $L = 597$. De anvendte Konstanter findes i nedenstaaende Tabel og er næsten de samme, som A. Svensson brugte:

	$k \cdot 10^7$	D	$\delta \cdot 10^3$	$\rho \cdot 10^3$	c	L Vand
Kulsyre	339	0,132	0,805	1,965	0,1952	597
Brint	4163	0,687	»	0,0895	3,410	»
Atm. Luft	570	0,198	»	1,293	0,2389	»

[1] Smaa Variationer i Konstanten A i de enkelte Forsøg er naturligvis mulige, da alle indgaaende Størrelser, og da især k og ρ, varierer med Procentindholdet af Vanddamp i Luften. Kun ved nye Præcisionsmaalinger vil der være Anledning til at tage Hensyn til denne Variation.

Heraf faas nedenstaaende Tabel, i hvilken ogsaa A. Svensson's observerede Værdier findes:

	$A_1 \cdot 10^6$	$A_2 \cdot 10^6$	$A_3 \cdot 10^6$	$A_4 \cdot 10^6$	$A_{obs.} \cdot 10^6$
Atm. Luft	644	598	664	645	625
Brint	636	1250	1035	932	975
Kulsyre	799	550	649	685	687

Værdierne for A_1, A_2, A_3 og A_4 maa egentlig forhøjes med Straalingen for at kunne sammenlignes med $A_{obs.}$, men da Straalingens Indflydelse paa $A_{obs.}$ kun var ca. 1 $^0/_0$, kan vi foreløbig se bort herfra. Vi har her regnet med $L = 597$, altsaa Værdien ved 0°. Ved 10° C. er $L = 591$, hvorfor Værdierne for A bliver ca. 1 $^0/_0$ større, hvis det vaade Termometers Temperatur bliver 10° C. Dækkes dette med Is, maa man naturligvis anvende $L = 677$.

Vi ser saaledes, hvad allerede Svensson har gjort opmærksom paa, at hverken Konvektionsteorien eller Maxwell's Teori giver nogen god Overensstemmelse med de observerede Værdier i Kolonne 5, medens Overensstemmelsen med Strømningsteorien er særdeles tilfredsstillende, enten man anvender den ene eller den anden Slags Grænsebetingelser. Dog synes maaske Overensstemmelsen at være bedst med A_4, hvilket stemmer med, hvad jeg fandt ved en Vædskes Fordampning i en Luftstrøm. Som vi senere skal se, stemmer Straalingskorrektionen ogsaa bedst med, hvad jeg har kaldt Strømningsteori I.

Vi kan endnu prøve disse Formler ved Hjælp af et Par Experimenter, som Svensson har foretaget med andre Vædsker paa det vaade Termometers Beholder og med atmosfærisk Luft. Disse ses i omstaaende Tabel.

	$A_1 \cdot 10^6$	$A_2 \cdot 10^6$	$A_3 \cdot 10^6$	$A_4 \cdot 10^6$	$A_{obs.} \cdot 10^6$
Benzol/atm. Luft	635	1560	1398	1200	1280
Alkohol/atm. Luft	629	1160	880	805	1432

Medens det viser sig, at Overensstemmelsen med Benzol er temmelig god, er Afvigelsen for Alkohol (Æthyl-) saa stor, at denne sandsynligvis maa søges i Experimentet eller i særlige Forhold ved Alkohols Fordampning f. Eks. i en Association af Alkoholmolekylerne. Det vilde være interessant, hvis disse Forsøg kunde gentages samt udvides til at omfatte flere Vædsker og Luftarter.

§ 6. Medens man, som ovenfor omtalt, ved det ventilerede Psychrometer kan formindske Straalingens Indflydelse til ca. 1 %, naar man anvender en Beskyttelsescylinder, kan Straalingen give en betydelig Korrektion, hvis denne Cylinder ikke kan anvendes f. Eks. i Slyngepsychrometret. Vi skal derfor betragte denne Korrektion nærmere. Kaldes i ovenstaaende Formler Faktoren, som hidrører fra Straalingen $(1 + \alpha)$, haves ifølge Formel (I)

for en kugleformet Termometerbeholder:

$$\alpha = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \cdot \frac{\sigma'}{\sqrt{k \rho c}} \cdot \frac{\sqrt{R}}{\sqrt{w}}, \tag{III}$$

for en cylinderformet Termometerbeholder:

$$\alpha = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \cdot \frac{\sigma'}{\sqrt{k \rho c}} \cdot \frac{\sqrt{H}}{\sqrt{w}}, \tag{IV}$$

medens vi for α af Formel (II) faar

for en cylinderformet Termometerbeholder:

$$\alpha = \frac{1}{0{,}805 \sqrt[3]{4}} \cdot \frac{\sigma'}{\sqrt{\rho c \cdot k^2}} \cdot \frac{\sqrt[3]{H\,(r - R)}}{\sqrt[3]{w_0}}. \tag{V}$$

I disse Formler er det naturligvis det omviklede Termometers Dimensioner, som maa indsættes.

Vi ser heraf, at Straalingskorrektionen er omvendt proportional med $\sqrt{w}$ ifølge Formel (I), medens den ifølge Formel (II) skulde være omvendt proportional med $\sqrt[3]{w_0}$. Det er nu interessant at lægge Mærke til, at SVENSSON har bearbejdet SWORYKIN's omfangsrige Maalinger over Ventilationens Indflydelse og fundet, at disse Maalingsrækker udmærket kan fremstilles ved et Udtryk af Formen:

$$A + \frac{\beta}{\sqrt{w}}.$$

For en Forsøgsrække med en cylindrisk Termometerbeholder uden Straalingscylinder, i hvilken w varierede fra 46 til 325 cm./Sek., fandtes:

$$A\ (1 + \alpha) \cdot 10^6 = 606 + \frac{900}{\sqrt{w}}.$$

Heraf følger, at Ventilationens og Straalingens Indflydelse paa Psychrometerkonstanten er i Overensstemmelse med Formel (I), hvilket ogsaa stemmer med de tidligere fundne Resultater for Fordampningshastigheden i en Luftstrøm; smln. loc. cit. p. 10.

For SVENSSON's eget ASSMANN-Psychrometer med Straalingscylinder, hvor H var 2,3 cm. og $w = 239$ cm./Sek., fandt han:

$$A\ (1 + \alpha) \cdot 10^6 = 590 + \frac{93}{\sqrt{w}},$$

altsaa en Korrektion paa 1 %.

Vi kan nu se, hvorledes dette Resultat stemmer med ovenstaaende Formler. Af Formel (IV) findes i dette Tilfælde, idet:

$$\sigma'\ (t_\infty - t_1) = \frac{a_1 a_2}{a_1 + a_2 - a_1 a_2} \cdot \sigma_0 \cdot (t_\infty^4 - t_1{}^4)$$

$$= \frac{a_1 a_2}{a_1 + a_2 - a_1 a_2} \cdot 4 \sigma_0 \cdot t_{\infty, 1}^3\ (t_\infty - t_1),$$

hvor a_1 og a_2 henholdsvis betegner Termometerbeholderens og Omgivelsernes Absorptionskoefficient, følgende Værdi for α:

$$\alpha = \frac{0,147}{\sqrt{w}}.$$

For a_1 og a_2 er her anvendt Værdierne $a_1 = 0,80$ og $a_2 = 0,12$. Heraf faas:

$$A\,(1+\alpha)\cdot 10^6 = 645 + \frac{95}{\sqrt{w}},$$

altsaa i god Overensstemmelse med Experimentet.

Hvis vi derimod havde brugt Formel (V), havde vi faaet:

$$A\,(1+\alpha)\cdot 10^6 = 664 + \frac{100}{\sqrt[3]{w_0}} = 664 + 14,$$

altsaa en Korrektion større end 2 %.

Forudsætter vi, at Termometret ikke havde nogen Straalingsbeskyttelse, bliver $a_2 = 1$. Vi faar da ifølge Formel (IV):

$$A\,(1+\alpha)\cdot 10^6 = 645 + \frac{650}{\sqrt{w}},$$

altsaa ogsaa i Overensstemmelse med Sworykin's Maalinger og Svensson's Beregninger.

Leiden 1921.

Færdig fra Trykkeriet d. 13. August 1921.