

Eine Untersuchung über die Einflüsse, die die Veränderungen der Temperatur der einziehenden Luft auf die Grubentemperatur haben

Von

Yoshio HIRAMATSU* und Jun-ichi KOKADO*

(Eingegangen am. 30. Januar 1960)

Die Wettertemperatur in der Grube verändert sich auf entsprechende Weise mit der einziehenden Lufttemperatur. Es ist aber praktisch unmöglich, dieses Phänomen analytisch genau zu untersuchen. Infolgedessen haben wir statt der der Grubenwetter die Temperaturveränderung eines einen waagerechten Spalt durchströmenden Luftstroms analytisch untersucht. Aus der dabei erhaltenen Lösung leiteten wir eine die Veränderungen der einziehenden Lufttemperatur berücksichtigende praktische Berechnungsmethode der Wettertemperatur ab.

Außerdem haben wir 3 Jahre hindurch in der Tagawa-Grube praktische Messungen der Temperatur der Außenluft und Grubenwetter unter Anwendung von acht Tage gehenden, selbstständig registrierenden Thermometern gemacht, um die auf oben angegebene Weise erhaltene Berechnungsmethode nachzuprüfen. Aus diesen Nachprüfungsmessungen haben wir feststellen können, daß unsere vorgeschlagene Berechnungsmethode der Wettertemperatur genügenden praktischen Anwendbarkeitswert besitzt.

Ferner haben wir noch eine analytische Untersuchung über die Berechnungsmethode der in einem Schacht strömenden Wettertemperatur unter Berücksichtigung des Einflusses der Verdunstung des Wassers an der Wandoberfläche auf den Wärmeaustausch zwischen dem Wetterstrom und dem Gebirge durchgeführt.

I. Einleitung

In der bereits veröffentlichten Abhandlung [1] haben die Verfasser die Ergebnisse ihrer Untersuchung über die nur dem Wärmeaustausch zwischen dem Wetterstrom und dem ihn umgebenden Gebirgsmantel entsprechende Temperaturveränderung von Grubenwettern, unter der Annahme, daß der Wetterstrom fortlaufend und mit konstanter Temperatur in die Wetterstrecke einzieht, mitgeteilt. Die Lufttemperatur an der Tagesoberfläche verändert sich aber von Tag zu Tag unregelmäßig mit durchschnittlicher Temperaturveränderungsweite von ungefähr 8°C (tägliche Veränderung); ferner verändert sie sich im großen und ganzen regelmäßig mit der Veränderungsweite von ungefähr 22°C in jedem

* Institut für Bergbaukunde

Jahre (jährliche Veränderung). Deshalb muß man diese Veränderungen der einziehenden Lufttemperatur in Betracht nehmen, um die Berechnung der Wettertemperatur genau durchführen zu können. In dieser unserer Abhandlung versuchen wir eine Lösung der obigen Probleme auf theoretischem und praktischem Wege, und schlagen eine Berechnungsmethode der Temperatur von Grubenwettern vor.

II. Analytische Untersuchung

1. Analysis

In welchem Verhältnis die Schwingungsweite der Wettertemperatur, die zurückgelegte Entfernung des Wetterstroms, die Wettermenge, die Bewetterungszeit und dgl. zueinander stehen, ist bis heute noch nicht festgestellt worden. Es sei vorausgesetzt, daß eine streng analytische Untersuchung dieses Verhältnisses praktisch unmöglich ist. Wir haben aber gefunden, daß die analytische Behandlung in folgendem Falle, der ein analoger Fall des praktischen Falles ist, nicht unmöglich ist: Statt einer Strecke wird ein Spalt mit einer Breite von $2r_1$ waagrecht in den Berg gebaut und in diesem Spalt bewegen sich die Wetter mit der bestimmten Geschwindigkeit u . Aus der dabei erhaltenen Lösung wollen wir die Anleitung für die Berechnungsmethode der Temperaturveränderungen von praktischen Grubenwettern entnehmen.

In den nachstehenden Ausführungen gelten folgende Bezeichnungen:

Gebirgstemperatur	ϑ ($^{\circ}\text{C}$),
Wärmeleitfähigkeit des Gebirges	λ ($\text{kcal}/\text{m}\cdot\text{h}\cdot^{\circ}\text{C}$),
Temperaturleitfähigkeit des Gebirges	κ (m^2/h),
Entfernung von der Wand des Spaltes	x (m),
Wettertemperatur	θ ($^{\circ}\text{C}$),
Wärmeübergangskoeffizient der Gebirgsfläche	α ($\text{kcal}/\text{m}^2\cdot\text{h}\cdot^{\circ}\text{C}$),
Wettergeschwindigkeit	u (m/h),
Breite des Spaltes	$2r_1$ (m),
Spezifische Luftwärme bei konstantem Druck	C_p ($\text{kcal}/\text{kg}\cdot^{\circ}\text{C}$),
Spezifisches Gewicht der Luft	γ (kg/m^3),
Zurückgelegte Entfernung des Wetterstroms	z (m).

Wir nehmen an, daß die Wärmeleitung im Gebirgskörper nur in der rechtwinkligen Richtung zu der Wandfläche verursacht wird; dann erhalten wir folgende grundsätzliche Gleichungen, die die Temperaturveränderung in dem Gebirgskörper, der sich an beiden Seiten des Wetterspaltes befindet, darstellen:

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial t} = \kappa \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x^2}, \quad (1)$$

$$x = 0: \frac{\partial \vartheta}{\partial x} = H(\vartheta - \Theta), \quad H = \frac{\alpha}{\lambda}, \quad (2)$$

$$t = 0: \vartheta = 0, \quad (3)$$

$$x = \infty: \vartheta = \text{ein beschränkter Wert.} \quad (4)$$

Nun wollen wir die nur durch die Wärmeleitung innerhalb des Wetterstroms verursachte Wärmeleitungsmenge außeracht lassen, weil sie sehr klein ist; dann erhalten wir folgende Gleichung betreffs der Temperaturveränderung des Wetterstroms:

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} + u \frac{\partial \Theta}{\partial z} = \frac{\alpha}{C_p \cdot \gamma \cdot r_1} \{(\vartheta)_{x=0} - \Theta\}. \quad (5)$$

Nehmen wir an, daß die Veränderung der einziehenden Lufttemperatur entsprechend der Zeit annähernd durch die Sinuskurve dargestellt werden kann, dann bekommen wir folgende Gleichung als die Grenzbedingung der obigen Gleichung:

$$z = 0: \Theta = \Theta_0 + \Theta_s \sin \omega t; \quad (6)$$

in dieser Gleichung bedeutet Θ_0 die durchschnittliche Temperatur eines Jahres, Θ_s die Schwingungsweite und ω die Winkelgeschwindigkeit (rad/h). Ferner nehmen wir an:

$$t = 0: \Theta = \Theta_0, \quad (7)$$

$$z = \infty: \Theta = \text{ein beschränkter Wert.} \quad (8)$$

Um die Gleichungen (1) und (5) unter Berücksichtigung aller Anfangs- und Grenzbedingungen aufzulösen, wollen wir die Laplace-Transformation, die mit

$$L(\Theta) = \int_0^{\infty} e^{-st} \Theta dt \quad (9)$$

bestimmt wird, anwenden. Dabei ist s gewöhnlich eine komplexe Variable. Wenn wir diese Laplace-Transformation auf die Gleichungen (1) und (2) anwenden, ergibt sich:

$$sL(\vartheta) - (\vartheta)_{t=0} = \kappa \frac{d^2 L(\vartheta)}{dx^2}, \quad x = 0: \frac{dL(\vartheta)}{dx} = H \{L(\vartheta) - L(\Theta)\}.$$

Dann bekommen wir

$$L(\vartheta) = \frac{HL(\Theta)}{H + \sqrt{s/\kappa}} \cdot \exp(-\sqrt{s/\kappa} \cdot x). \quad (10)$$

Durch Rücktransformation zur Laplace-Transformation kann die obige Gleichung wie folgt abgeleitet werden*:

$$\vartheta = H \sqrt{\frac{\kappa}{\pi}} \int_0^t \frac{\Theta}{\sqrt{t-\tau}} \left[\exp\left\{-\frac{x^2}{4\kappa(t-\tau)}\right\} - H \int_0^{\infty} \exp\left\{-H\xi - \frac{(x+\xi)^2}{4\kappa(t-\tau)}\right\} d\xi \right] d\tau. \quad (11)$$

* Zum Beispiel "Tables of Integral Transforms, Vol. I. p. 246, Formula 12."

Wenn wir in Gleichung (11) $x=0$ setzen, erhalten wir Gleichung (12):

$$(\vartheta)_{x=0} = H\sqrt{\frac{\kappa}{\pi}} \int_0^t \frac{\Theta}{\sqrt{t-\tau}} \left[1 - H \int_0^\infty \exp \left\{ -H\xi - \frac{\xi^2}{4\kappa(t-\tau)} \right\} d\xi \right] d\tau. \quad (12)$$

Daraus bekommen wir:

$$\{L(\vartheta)\}_{x=0} = H\sqrt{\kappa} L(\Theta) / \{H\sqrt{\kappa} + \sqrt{s}\}. \quad (13)$$

Durch die Laplace-Transformation kann unter Berücksichtigung der Anfangs- und Grenzbedingungen und der Gleichung (13) die Gleichung (5) nach einfachen Berechnungen wie folgt abgeleitet werden kann:

$$L(\Theta) = \frac{\Theta_0(b+\sqrt{s})}{s\sqrt{s} + bs + a\sqrt{s}} + \left\{ \frac{\Theta_0}{s} + \frac{\Theta_s \omega}{s^2 + \omega^2} - \frac{\Theta_0(b+\sqrt{s})}{s\sqrt{s} + bs + a\sqrt{s}} \right\} \cdot \exp \left(-\frac{s\sqrt{s} + bs + a\sqrt{s}}{b+\sqrt{s}} \cdot \frac{z}{u} \right), \quad (14)$$

wobei $a = \alpha/C_p \cdot \gamma \cdot r_1$ und $b = H\sqrt{\kappa}$ ist.

Wenn wir an jedem Glied in der Gleichung (14) die Rücktransformation zur Laplace-Transformation durchführen können, bekommen wir die gesuchte Lösung; da es jedoch für diesen Fall keine Formel gibt, müssen wir jedes Glied einzeln berechnen.

Berechnung von $L^{-1} \left\{ \frac{\Theta_0(b+\sqrt{s})}{s\sqrt{s} + bs + a\sqrt{s}} \right\}^*$

Aus dem Lehrsatz der Rücktransformation zur Laplace-Transformation (15) wollen wir oben gegebene Berechnung durchführen:

$$L^{-1}\{g(s)\} = \frac{1}{2\pi i} \int_{C-i\infty}^{C+i\infty} e^{st} \cdot g(s) ds, \quad (15)$$

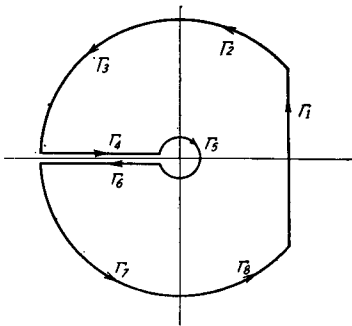


Abb. 1

wobei C eine beliebige reelle Zahl, die größer als der Maximummodul jedes reellen Teils der singulären Stellen des Integranden ist, und i die imaginäre Einheit bedeutet.

Denken wir uns ein Linien-Integral entlang einer in Abb. 1 dargestellten geschlossenen Kurve, um die Gleichung (15) zu integrieren. Zuerst setzen wir, um die singulären Stellen des Integranden zu suchen:

$$s = \rho e^{i\varphi}, \quad -\pi < \varphi < \pi. \quad (16)$$

So ergibt sich, nach leichten Berechnungen, daß sich in der mit Gleichung (16) dargestellten geschlossenen Fläche keine singuläre Stelle befindet. Daher erhalten wir

* L^{-1} bezeichnet die Rücktransformation zur Laplace-Transformation.

$$\sum_{n=1}^8 \Gamma_n = 0; \quad (17)$$

ferner ist es leicht zu prüfen, daß

$$\lim_{\rho \rightarrow \infty} \Gamma_2 = \lim_{\rho \rightarrow \infty} \Gamma_3 = \lim_{\rho \rightarrow \infty} \Gamma_7 = \lim_{\rho \rightarrow \infty} \Gamma_8 = 0. \quad (18)$$

Demnach müssen wir die Werte von Γ_4 , Γ_5 und Γ_6 suchen, um den Wert von Γ_1 bekommen zu können. Wenn wir $s = \rho e^{i\pi}$ für Γ_4 und $s = \rho e^{-i\pi}$ für Γ_6 setzen, erhalten wir

$$\Gamma_4 + \Gamma_6 = -\frac{\Theta_0}{\pi} \int_0^\infty \frac{a \cdot b \cdot \exp(-\rho t)}{\sqrt{\rho} \{(a-\rho)^2 + b^2 \rho\}} d\rho. \quad (19)$$

Wenn wir die Bestimmung von Gleichung (16) einsetzen, bekommen wir:

$$\Gamma_5 = \lim_{\rho \rightarrow 0} \frac{\Theta_0}{2\pi i} \int_\pi^{-\pi} \frac{\{\sqrt{\rho} \cdot \exp(i\varphi/2) + b\} \cdot \exp(\rho i \varphi t) \cdot \rho \cdot i \cdot \exp(i\varphi)}{\sqrt{\rho} \exp(i\varphi/2) \cdot \{\rho \exp(i\varphi) + b\sqrt{\rho} \cdot \exp(i\varphi/2) + a\}} d\varphi = 0. \quad (20)$$

Daraus bekommen wir folgende Lösung der gegebenen Aufgabe.

$$L^{-1} \left\{ \frac{\Theta_0 (b + \sqrt{s})}{s\sqrt{s} + bs + a\sqrt{s}} \right\} = \frac{ab\Theta_0}{\pi} \int_0^\infty \frac{\exp(-\rho t)}{\sqrt{\rho} \{(a-\rho)^2 + b^2 \rho\}} d\rho. \quad (21)$$

Auf dieselbe Art und Weise erhalten wir folgende Gleichungen:

$$L^{-1} \left[\frac{a\Theta_0 \cdot \exp \left\{ -\frac{a\sqrt{s} \cdot z}{(b + \sqrt{s}) \cdot u} \right\}}{\sqrt{s} (s + b\sqrt{s} + a)} \right] = \Theta_0 - \frac{a\Theta_0}{\pi} \int_0^\infty \frac{\exp \left(-\rho t - \frac{\zeta \rho}{b^2 + \rho} \right) \cdot \{(a-\rho) \sin \phi + b\sqrt{\rho} \cos \phi\}}{\rho \{(a-\rho)^2 + b^2 \rho\}} d\rho, \quad (22)$$

$$L^{-1} \left\{ \frac{1}{s} \exp \left(-\frac{a\sqrt{s}}{b + \sqrt{s}} \cdot \frac{z}{u} \right) \right\} = 1 - \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \frac{\sin \phi}{\xi} \cdot \exp \left(-\xi t - \frac{\zeta \xi}{b^2 + \xi} \right) d\xi, \quad (23)$$

sowie nach der Formel:

$$L^{-1} \left(\frac{\Theta_0 \cdot \omega \cdot s}{s^3 + \omega^2} \right) = \Theta_0 \cos \omega t. \quad (24)$$

Aus den Gleichungen (23) und (24) können wir ableiten:

$$L^{-1} \left[\frac{\Theta_s \cdot \omega \cdot s}{(s^2 + \omega^2)} \cdot \frac{1}{s} \cdot \exp \left(-\frac{a\sqrt{s}}{b + \sqrt{s}} \cdot \frac{z}{u} - \frac{z}{u} s \right) \right] = \Theta_s \cdot \sin \omega \left(t - \frac{z}{u} \right) - \int_0^\infty \frac{\Theta_s \cdot \omega}{\pi(\omega^2 + \xi^2)} \cdot \frac{\sin \phi}{\xi} \left[\omega \cdot \sin \omega \left(t - \frac{z}{u} \right) + \xi \cos \omega \left(t - \frac{z}{u} \right) - \xi \exp \left\{ -\xi \left(t - \frac{z}{u} \right) \right\} \right] \cdot \exp \left(-\frac{\zeta \xi}{b^2 + \xi} \right) d\xi. \quad (25)$$

Aus den Gleichungen (21), (22) und (25) erhalten wir Gleichung (26), aus der wir die Veränderungen der Wassertemperatur entsprechend der Zeit sowie die von dem Wetterstrom zurückgelegte Entfernung in einem Spalt ablesen können.

$$\begin{aligned}
 \Theta = & \Theta_0 + \frac{ab}{\pi} \Theta_0 \int_0^\infty \frac{\exp(-\rho t)}{\sqrt{\rho} \{ (a-\rho)^2 + b^2 \rho \}} d\rho \\
 & - \frac{a\Theta_0}{\pi} \int_0^\infty \frac{\exp\left\{-\left(t - \frac{z}{u}\right)\rho - \frac{\zeta\rho}{b^2 + \rho}\right\} \cdot \{(a-\rho) \sin \phi + b\sqrt{\rho} \cos \phi\}}{\rho \{ (a-\rho)^2 + b^2 \rho \}} d\rho \\
 & - \frac{\omega\Theta_s}{\pi} \int_0^\infty \frac{\left\{ \omega \sin\left(\omega t - \frac{z}{u}\omega\right) + \xi \cos\left(\omega t - \frac{z}{u}\omega\right) - \xi \exp\left(-\xi t + \frac{z}{u}\xi\right) \right\}}{(\omega^2 + \xi^2) \cdot \xi} \\
 & \cdot \exp\left(-\frac{\zeta\xi}{b^2 + \xi}\right) \sin \phi d\xi + \Theta_s \sin\left(\omega t - \frac{z}{u}\omega\right), \tag{26}
 \end{aligned}$$

worin $\zeta = az/u$, $\phi = \zeta b\sqrt{\rho} / (b^2 + \rho)$ ist.

2. Auswertung des Analyseergebnisses.

Aus dem oben erhaltenen analytischen Ergebnis können wir folgende Anleitungen für die Berechnungsmethode der Temperatur von Grubenwettern herausziehen:

1) In der Gleichung (26) beeinflussen das erste, zweite und dritte Glied die durchschnittliche Temperatur der einziehenden Luft Θ_0 und andererseits das vierte und fünfte Glied die Schwingungsweite Θ_s ; also sind die beiden jeweils auf Θ_0 und Θ_s sich beziehenden Gruppen von Gliedern voneinander unabhängig. Deshalb darf man die Temperaturberechnung der Grubenwetter mit folgender Methode durchführen:

Zuerst berechnet man die Wettertemperatur an jeder Stelle in der Grube unter der Annahme, daß der Wetterstrom mit einer konstanten Temperatur, die der durchschnittlichen Temperatur der einziehenden Lufttemperatur gleich ist, fortlaufend einfließt; dann addiert man zweitens den Wert, der bei der Berechnung der auf die Schwankung der einziehenden Lufttemperatur zurückzuführenden Glieder errechnet wurde.

Dieses Ergebnis ist für uns insoweit sehr günstig, als es unmöglich ist, die Wettertemperatur genau zu berechnen, wenn man die Glieder betreffs Θ_0 und betreffs Θ_s nicht abteilen kann.

2) Der von der Zeit abhängige Faktor ist nur $\xi \cdot \exp\left(-\xi t + \frac{z}{u}\xi\right)$ im vierten Glied und man kann es außeracht lassen, wenn die Zeit mehr als 1 Jahr beträgt, weil dessen Wert sehr schnell mit laufender Zeit abnimmt. In solchem Falle verändert sich die Schwingungsweite entsprechend der Zeit nicht und sie kann als konstant gedacht werden, soweit die Bedingung der Bewetterung gleich bleibt.

3) Noch ein von der Dämpfung der Schwingungsweite der Grubentemperatur abhängiger Faktor in obiger Gleichung (26) ist ζ , das eine Funktion von der vom Wetterstrom zurückgelegten Entfernung, von der Wettergeschwindigkeit, von

der Dimension des Spalts sowie der Strecke, vom Wärmeübergangskoeffizienten und von der Winkelgeschwindigkeit der Temperaturveränderung ist. Wir haben bereits erklärt, daß der Wärmeübergangskoeffizient vom Zustand der Streckenwand, der Form und der Dimension der Strecke und der Luftgeschwindigkeit bestimmt wird, und zwar ist die folgende Gleichung entwickelt worden.

$$\alpha = \lambda_w \cdot \delta \cdot u / 8\nu. \quad (27)$$

In obiger Gleichung bedeutet ν die kinematische Luftviskosität, λ_w die Wärmeleitfähigkeit der Wetter, δ den Reibungskoeffizienten der Streckenwand*. Wenn der Zustand der Streckenwand gleich ist, können wir aus dieser Gleichung leicht ersehen, daß der Wert von α/u gleich bleibt. Deshalb können wir ableiten, daß der auf die Dämpfung der Schwingungsweite der Wassertemperatur wirkende Faktor $\zeta = \alpha \cdot z / C_p \cdot \gamma \cdot r_1 \cdot u$, insofern δ konstant bleibt, in einem bestimmten Verhältnis zu z/r_1 steht. Da jedoch die Form der Gleichung (26) sehr komplex ist, können wir nicht durch einen kurzen Blick auf diese Gleichung entscheiden, in welchem

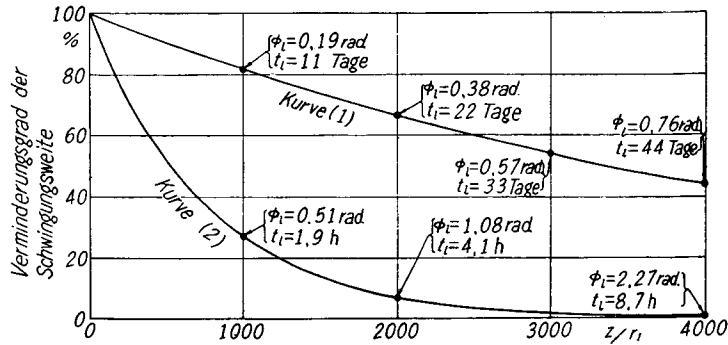


Abb. 2. Beziehung zwischen z/r_1 und dem Verminderungsgrad der Schwingungsweite der Wassertemperatur sowie der Phasendifferenz.

Grade diese Faktoren, nämlich δ , z/r_1 und ω , ihren Einfluß auf die Verminderung der Schwingungsweite der Wassertemperatur geltend machen. Daher suchten wir hierfür ein Berechnungsbeispiel. Wenn man in der Gleichung (26) $H=10 \text{ m}^{-1}$, $\kappa=0,002 \text{ m}^2/\text{h}$, $\delta=0,03$, $r_1=0,5 \text{ m}$, $u=7200 \text{ m/h}$ und $\omega=2\pi/8760 \text{ rad/h}$ setzen, erhält man die Kurve (1) in Abb. 2, die das Verhältnis zwischen z/r_1 und dem Verminderungsgrad der Schwingungsweite der Wassertemperatur zeigt. Aus dieser Kurve können wir verstehen, daß sich die Schwingungsweite der Wassertemperatur mit z/r_1 exponentialfunktionsmäßig vermindert, und daß daher der Verminderungsgrad der Schwingungsweite der Wassertemperatur zwischen zwei beliebigen

* δ wird durch die nachstehende Gleichung, die den Druckabfall Δp zwischen zwei um Δl (m) voneinander entfernten Punkten entlang des Wetterstroms darstellt, bestimmt.

$$\Delta p = \delta \cdot \Delta l \cdot u^2 \cdot \gamma / 2r_1 \cdot 2g.$$

Querschnitten der Wetterstrecke, die in einem bestimmten Abstand voneinander entfernt sind, gleich ist, insofern die Bedingungen der Bewetterung gleich bleiben. Setzen wir im obigen Berechnungsbeispiel $\omega = 2\pi/24$ rad/h für $\omega = 2\pi/8760$ rad/h um den Einfluß von ω zu suchen, so erhalten wir die Kurve (2) in Abb. 2. Vergleichen wir die Kurve (2) mit der Kurve (1) in Abb. 2, dann verstehen wir leicht, daß sich im gleichen Maße, in dem ω groß wird, die Schwingungsweite der Temperatur entsprechend z/r_1 vermindert. Daraus können wir entnehmen, daß der Verminderungsgrad der jährlichen Veränderung der einziehenden Lufttemperatur schwächer als derjenige der täglichen Veränderung ist.

4) Die Zeit, zu der die Wettertemperatur in der Grube einen Maximal- oder Minimalwert zeigt, liegt etwas später als die Zeit, zu der die einziehende Lufttemperatur einen solchen Wert zeigt. Stellen wir diese Phasendifferenz mit der Zeit t_i Stunde und mit dem Winkel ϕ_i rad, und berechnen wir diese Werte nach obigem Beispiel, so belaufen sich diese Werte auf die an der Kurve (1) und (2) in der Abb. 2 eingetragenen Größen. Aus diesem Berechnungsbeispiel verstehen wir, daß die Phasendifferenz zwischen der einziehenden Lufttemperatur und der Wettertemperatur eines Falls, in dem sich die einziehende Lufttemperatur mit kürzerer Periode verändert, größer ist als in dem mit längerer Periode schwingenden jährlichen Veränderungsfalle.

III. Eine annähernde Berechnungsmethode der im Schacht strömenden Wettertemperatur bei feuchter Wandfläche.

1. Der Einfluß des Feuchtwerdens der Wandfläche auf die aus dem Gebirge zum Wetterstrom einfließende Wärmemenge.

Bevor wir die obigen analytischen Untersuchungsergebnisse durch praktische Messungen nachprüfen, die über den Wetterstrom außer in der waagerechten Strecke auch im Schacht durchgeführt worden sind, wollen wir die Berechnungsmethode der im Schacht strömenden Wettertemperatur untersuchen, weil diese Aufgabe bis heute noch nicht genügend untersucht worden ist. Um die Temperaturveränderung des Wetterstroms im Schacht zu behandeln, muß man außer der Veränderung der ursprünglichen Gebirgstemperatur mit der Teufe, auch den Wärmeaustausch zwischen dem Gebirge und dem Wetterstrom und die durch Verdichtung hervorgerufene Erwärmung sowie die Einwirkung des Wassers an der Wandfläche, wenn sie feucht ist, berücksichtigen. Deshalb untersuchen wir zunächst, in welchem Grade sich die aus dem Gebirge zum Wetterstrom einfließende Wärmemenge aufgrund des Feuchtwerdens der Wandoberfläche verändert.

Wenn wir einen endlosen Halbraum mit der Temperatur ϑ °C und der Rich-

tung x senkrecht zu der Oberfläche annehmen und die Wärmeströmung mit der eindimensionalen Form der Fourierschen Differentialgleichung der Wärmeleitung kennzeichnen, erhalten wir folgendes:

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial t} = \kappa \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x^2}, \quad (29)$$

$$t = 0: \vartheta = \vartheta_0, \quad (30)$$

$$x = 0: E\beta(f_w - f_0) = \alpha(\Theta_0 - \vartheta) + \lambda \frac{\partial \vartheta}{\partial x}, \quad (31-a)$$

$$x = \infty: \vartheta = \vartheta_0, \quad (32)$$

wobei E die Verdunstungswärme in kcal/kg, β die Evapulationsgeschwindigkeit des Wassers in $\text{kg/m}^2 \cdot \text{h} \cdot (\text{kg/m}^3)$, f_w die gesättigte Feuchtigkeit für die Temperatur der Wandfläche ϑ_w in kg/m^3 , f_0 die Feuchtigkeit des Wetterstroms und ein konstanter Wert in kg/m^3 , Θ_0 die Wassertemperatur und konstanter Wert in $^\circ\text{C}$ darstellen. Die gesättigte Feuchtigkeit f_w für die Temperatur ϑ_w wird annäherungsweise durch folgende Gleichung dargestellt, insofern die Temperatur in den Grenzen $-10^\circ\text{C} < \vartheta_w < 40^\circ\text{C}$ bleibt:

$$f_w = \{1,02 + 6,99(55,5 + \vartheta_w)^5 \times 10^{-9}\} \times 10^{-3}. \quad (33-a)$$

Wenn die Veränderungsweite der Temperatur gering ist, darf die obige Gleichung wie folgt umgeformt werden:

$$f_w = m + n\vartheta_w. \quad (33-b)$$

In dieser Gleichung werden die konstanten Werte m und n durch die Gleichung (33-a) genau festgestellt. Im allgemeinen nähert sich die Temperatur der Wandfläche schnell der Temperatur Θ_0 an, und der Unterschied der beiden wird klein; deshalb kann, wenn wir eine nur kurze Zeit nach Einsetzung der Bewetterung außeracht lassen, die Gleichung (31) wie folgt umgeformt werden.

$$x = 0: \frac{\partial \vartheta}{\partial x} = b\vartheta - a, \quad (31-b)$$

wobei $a = (\alpha\Theta_0 + E\beta f_0 - E\beta m)/\lambda$, $b = (E\beta n + \alpha)/\lambda$.

Wenn die Wandoberfläche trocken ist, wird der Wert von β Null.

Setzen wir

$$\vartheta - \vartheta_0 = \eta;$$

dann werden die Gleichungen (29), (30), (31-b) und (32) wie folgt umgeformt:

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = \kappa \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2}, \quad t = 0: \eta = 0, \quad x = 0: \frac{\partial \eta}{\partial x} = b(\eta + \vartheta_0) - a, \quad x = \infty: \eta = 0.$$

Die Lösung der obigen Differentialgleichung, mit Anwendung der Laplace-Transformation und unter Berücksichtigung der Anfangs- und Randbedingung, ergibt:

$$L(\vartheta) = \frac{\sqrt{\kappa} (a - b\vartheta_0)}{s(b\sqrt{\kappa} + \sqrt{s})} \cdot \exp\left(-\sqrt{\frac{s}{\kappa}} \cdot x\right). \quad (33)$$

Mittels der Rücktransformation zur Laplace-Transformation bekommen wir:

$$\vartheta = \frac{a}{b} - \frac{\sqrt{\kappa} (a - b\vartheta_0)}{\pi} \int_0^\infty \frac{\exp(-\rho t)}{\rho(b^2\kappa + \rho)} \left\{ b\sqrt{\frac{\rho}{\kappa}} \sin\left(\sqrt{\frac{\rho}{\kappa}} \cdot x\right) + \sqrt{\rho} \cos\left(\sqrt{\frac{\rho}{\kappa}} \cdot x\right) \right\} d\rho. \quad (34)$$

Setzen wir $x=0$ in der Gleichung (34) und dann $\sqrt{\rho \cdot t} = r$, so erhalten wir die die Temperatur an der Wandfläche ergebende Gleichung (35):

$$\vartheta_w = \frac{a}{b} - \frac{2\sqrt{\kappa} t (a - b\vartheta_0)}{\pi} \int_0^\infty \frac{\exp(-r^2)}{b^2\kappa t + r^2} dr. \quad (35-a)$$

Und die Temperaturgradient an der Wandfläche ist

$$\left(\frac{\partial \vartheta}{\partial x}\right)_{x=0} = -\frac{b\sqrt{\kappa} (a - b\vartheta_0)}{\pi} \int_0^\infty \frac{2\sqrt{t} \exp(-r^2)}{b^2\kappa t + r^2} dr. \quad (36-a)$$

Wenn $b^2 \cdot \kappa \cdot t$ größer als 100 wird, werden die Gleichungen (35) und (36) annäherungsweise wie folgt dargestellt:

$$\vartheta_w = \frac{a}{b} - \frac{a - b\vartheta_0}{b^2\sqrt{\kappa} \sqrt{t} \sqrt{\pi}}, \quad (35-b)$$

$$\left(\frac{\partial \vartheta}{\partial x}\right)_{x=0} = \left(\vartheta_0 - \frac{a}{b}\right) \sqrt{\kappa \cdot t \cdot \pi}. \quad (36-b)$$

Die auf diese Weise abgeleiteten Gleichungen (34), (35-a) und (36-a) ergeben die Temperaturverteilung in einem endlosen Halbraum, die Temperatur an der Wandfläche und die Temperaturgradient an der Wandfläche unter der Voraussetzung, daß die gesättigte Feuchtigkeit f_w für die Temperatur ϑ_w durch die Gleichung (33-b) berechnet werden kann und daß bei der Zeit eine kurze Zeitspanne der Anfangszeit der Bewetterung außeracht gelassen wird.

Da diese Gleichungen etwas zu kompliziert sind, um aus ihnen unmittelbar zu der Folgerung zu gelangen, wollen wir mit einer Beispielberechnung den Einfluß des Feuchtwerdens am Streckenstoß auf die Ausflußwärmemenge aus dem Gebirge erklären.

Nehmen wir an, daß $\vartheta_0 = 50^\circ\text{C}$, $\theta_0 = 20^\circ\text{C}$, $E = 584 \text{ kcal/kg}$ (Verdunstungswärme des Wassers bei 20°C), $\alpha = 10 \text{ kcal/m}^2 \cdot \text{h} \cdot ^\circ\text{C}$, $\gamma = 1,2 \text{ kg/m}^3$, $\lambda = 1,0 \text{ kcal/m} \cdot \text{h} \cdot ^\circ\text{C}$, $\kappa = 0,002 \text{ m}^2/\text{h}$ ist und daß zwischen α und β die Gleichung (37) von Lewis zustandekommt [2]:

$$\alpha/\beta = C_p \cdot \gamma. \quad (37)$$

Dann bekommen wir

$$m = 4,54 \times 10^{-3} \text{ kg/m}^3, \quad n = 1,135 \times 10^{-3} \text{ kg/m}^3 \cdot ^\circ\text{C}, \quad \beta = 34,72 \text{ kg/m}^2 \cdot \text{h} \cdot (\text{kg/m}^3),$$

Die Abb. 3 gibt die hierbei aus Gleichungen (35-b) und (36-b) berechneten Ergebnisse wieder, und zwar mit der aus dem einheitlichen Flächenraum des Streckenstoßes während einheitlicher Zeit einfließenden Wärmemenge als Ordinate und der relativen Feuchtigkeit von Wetterern als Abszisse, wobei die Zeit als Maßstab für die Kurven dient. Aus dieser Abbildung ersehen wir, daß die aus dem Gebirge einfließende Wärmemenge im Falle einer feuchten Wandfläche nicht viel größer ist als die Wärmemenge im Falle einer trockenen Wandfläche,

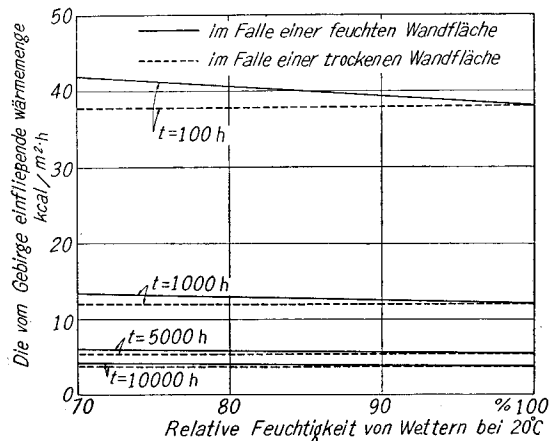


Abb. 3.

und daß diese Wärmemenge in geradliniger Weise mit zunehmender Luftfeuchtigkeit abnimmt, und daß die Wärmemenge bei einer gesättigte Wetterfeuchtigkeit selbstverständlich gleich der Wärmemenge im Falle einer trockenen Wandoberfläche ist. Die von der Luft an das Wasser der Wandoberfläche abgegebene Wärmemenge nimmt auch in geradliniger Weise ab, je mehr die Feuchtigkeit des Wetterstroms zunimmt; zum Schluß wird sie ein negativer Wert, wie Abb. 4 zeigt. Im Falle, daß die vom Wetterstrom an die Wandfläche gegebene Wärmemenge einen positiven Wert hat, wird die Verdunstungswärme vom Gebirge sowie vom Wetterstrom gegeben und infolgedessen steigt die Feuchtigkeit des Wetterstroms mit der von ihm zurückgelegten Entfernung an, während im Gegensatz dazu die Trockentemperatur des Wetterstroms abnimmt. Auf diese Weise vermindert sich der Unterschied der absoluten Feuchtigkeit zwischen dem Wetterstrom und der Wandoberfläche und schließlich wird die vom Wetterstrom an die Wandoberfläche gegebene Wärmemenge ein negativer Wert. In solchem Falle wird von der aus dem Gebirge einfließenden Wärmemenge ein Teil gebraucht, um das Wasser an der Wandoberfläche verdunsten, der andere,

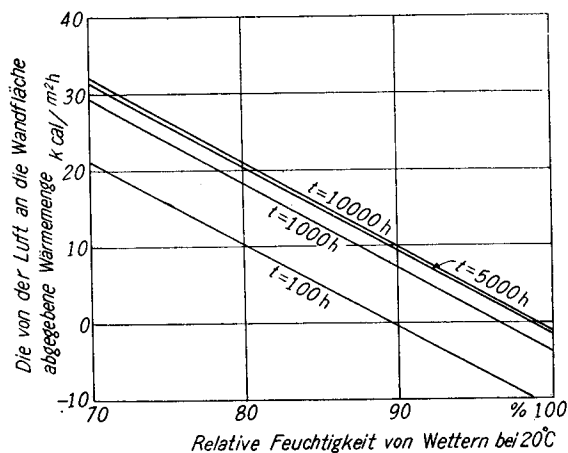


Abb. 4.

um die Wettertemperatur ansteigen zu lassen. Deshalb steigen in einer solchen Strecke die Feuchtigkeit des Wetterstroms und gleichzeitig die Wettertemperatur mit der von dem Wetterstrom zurückgelegten Entfernung an.

2. Temperaturveränderung des Wetterstroms im Schacht.

Nun wollen wir den nur durch die zwischen dem Gebirge und dem Wetterstrom ausgetauschte Wärmemenge verursachten Temperaturanstieg der im Schacht strömenden Grubenwetter berechnen unter der Annahme, daß die Temperatur der einziehenden Wetter und die den Schacht umgebende Gebirgstemperatur ohne Berücksichtigung der Teufe konstant sind und daß man die durch Verdichtung hervorgerufene Erwärmung außeracht lassen kann. Als Beispiel berechnen wir den Temperaturanstieg in einem Schacht, in dem seit 10 000 Stunden die Bewetterung eröffnet ist, und der 6 Meter Durchmesser, 1000 Meter Teufe und 6000 m³/min Wettermenge hat, bei einer durchschnittlichen Gesteinstemperatur von 30°C, und zwar unter der Annahme, daß die Wetter mit einer Temperatur von 15°C durch das Mundloch des Schachtes einziehen. Wenn wir λ mit 1,0 kcal/m·h·°C, κ mit 0,002 m²/h und δ der Wandoberfläche des Schachtes mit 0,03 annehmen, dann erhalten wir aus den Tafeln G und H unserer früher veröffentlichten Abhandlung [1] einen Temperaturanstieg von 0,67°C. Das bedeutet nicht mehr als ein Betrag von nur 0,07°C je 100 Meter Teufe. In praktischen Fällen ist der Temperaturanstieg aufgrund nur der Wirkung der Gebirgswärme geringer als obiger Betrag, weil der Unterschied zwischen der Wetter- und Gebirgstemperatur durch die durch Verdichtung hervorgerufene

Erwärmung des Wetterstroms geringer wird. Wenn die Verdunstung des Wassers an der Wandoberfläche des Schachtes geschieht, ist es sicher, daß die aus dem Gebirge einfließende Wärmemenge größer als im Falle der trockenen Wandoberfläche ist, weil die Temperatur der Wandoberfläche niedriger wird. Wie wir in dem vorangehenden Abschnitt dargetan haben, nimmt jedoch die aus dem Gebirge einfließende Wärmemenge nicht sehr viel zu, obgleich die Wandoberfläche des Schachtes feucht wird. Deshalb ergibt sich bei der Analyse der Temperaturveränderung des Wetterstroms im Schacht, in dem seit einer Zeit von mehr als einem Jahr die normale Bewetterung durchgeführt wird, im Analyseergebnis einen nicht so großen Fehler, wenn wir die aus dem Gebirge ausfließende Wärmemenge außeracht lassen. Daher genügt es, wenn wir nur die durch Verdunstung hervorgerufene Erwärmung und den Einfluß der Verdunstung des Wassers an der Wandoberfläche in Betracht ziehen, um die Temperaturveränderung des Wetterstroms im Schacht analytisch zu untersuchen.

Nun wollen wir die Temperaturveränderung des Wetterstroms in einem solchen Schacht untersuchen, in dem schon seit mehr als einem Jahr die Bewetterung durchgeführt wird, die Temperatur und Feuchtigkeit der einziehenden Wetter, nämlich θ_0 und f_0 konstant geblieben sind und an dessen Wandoberfläche die Verdunstung von Wasser stattfindet. Dann erhalten wir die grundsätzliche Differentialgleichung (38), die die Temperaturveränderung des Wetterstroms $d\theta$ °C in einem kurzen Abschnitt dz Meter darstellt.

$$\frac{d\theta}{dz} = \frac{k-1}{kR} - \frac{2\alpha}{C_p \cdot r_1 \cdot \gamma \cdot u} (\theta - \vartheta_w), \quad (38)$$

wobei k das Verhältnis von spezifischer Luftwärme bei konstantem Druck zu spezifischer Luftwärme bei konstantem Volumen, nämlich 1,4, R die Gaskonstante der Luft, nämlich 29,27 m/°K, und ϑ_w die Temperatur der Schachtwand in °C bedeutet. Betreffs der Verdunstung des Wassers an der Schachtwand gilt folgende Gleichung;

$$\frac{df}{dz} = \frac{2\beta}{r_1 \cdot u} (f_w - f), \quad (39)$$

wobei f die absolute Feuchtigkeit des Wetters in kg/m³ und f_w die gesättigte Feuchtigkeit bei der Temperatur ϑ_w in kg/m³ des Wassers in kg/m²·h·(kg/m³) bedeutet. Die bei der Verdunstung des Wassers an der Schachtwand verbrauchte Wärmemenge wird, im allgemeinen, von dem Wetter und dem Gebirge abgegeben; weil wir aber den Wärmeaustausch zwischen dem Wetterstrom und dem Gebirge außeracht lassen, bekommen wir in einem beliebigen Schachtquerschnitt aus dem

Verhältnis zum Wärmeleichgewicht folgende Gleichung :

$$E\beta(f_w - f) = \alpha(\Theta - \vartheta_w) . \quad (40)$$

Aus Gleichungen (38), (39) und (40) und unter Berücksichtigung der Gleichungen (33-b) und (37) können wir ableiten :

$$\vartheta_w = \frac{K_2}{K_2 + n} \left(\Theta_0 + mz + \frac{f_0 - m}{K_2} \right) , \quad (41)$$

$$f = f_0 + K_0 \cdot K_2 \cdot z + K_2(\Theta_0 - \Theta) , \quad (42)$$

$$\begin{aligned} \Theta = & \frac{K_0}{K_1} + \frac{K_2}{K_2 + n} \left(\Theta_0 + \frac{f_0}{K_2} + K_0 \cdot z - \frac{m}{K_2} - \frac{K_0}{K_1} \right) \\ & + \left\{ \Theta_0 - \frac{K_0}{K_1} - \frac{K_2}{K_2 + n} \left(\Theta_0 + \frac{f_0}{K_2} - \frac{m}{K_2} - \frac{K_0}{K_1} + K_0 \cdot z \right) \right\} e^{-K_1 \cdot z} . \end{aligned} \quad (43)$$

In diesen Gleichungen stellt $K_0 = (k-1)/kR$ in °C/m, $K_1 = 2\alpha/C_p \cdot r_1 \cdot \gamma \cdot u$ in m^{-1} und $K_2 = \alpha/E \cdot \beta$ in $kg/m^3 \cdot ^\circ C$ dar. Die auf diese Weise abgeleiteten Gleichungen ergeben die Veränderung der Wetter- und Wandtemperatur und der Wetterfeuchtigkeit mit der von dem Wetterstrom zurückgelegten Entfernung unter der Voraussetzung, daß der Wärmeaustausch zwischen dem Wetterstrom und dem Gebirge außeracht gelassen werden kann.

IV. Nachprüfung der analytischen Ergebnisse durch die praktischen Messungen der Temperatur von Grubenwettern.

1. Ziele und Methode der praktischen Messungen.

Die in Abschnitt II gegebene Analyse behandelt nicht die in einer Strecke strömenden Grubenwetter, sondern den in einem waagerechten Spalt strömenden Strom. Die einziehende Lufttemperatur zeigt sowohl tägliche als auch jährliche Veränderung; diese Veränderungen sind, genau gesagt, nicht exakt durch eine Sinuskurve darstellbar, wie in obiger Analyse angenommen wurde. Wir vermuten jedoch, daß die aus der obigen Analyse erhaltenen Anleitungen betreffs der Berechnungsmethode der Temperatur von Grubenwettern ihre Gültigkeit auch noch im praktischen Falle behalten werden. Wir befürchten jedoch, daß dabei noch unsichere Punkte bleiben. Infolgedessen haben wir seit März 1957 praktische Messungen der Temperatur von Grubenwettern in der Tagawa-Steinkohlengrube der Mitsui-Bergwerksgesellschaft durchgeführt, um die Analyseergebnisse durch einen tatsächlichen Fall nachzuprüfen. Bei diesen Messungen wurde das folgende Verfahren angewandt :

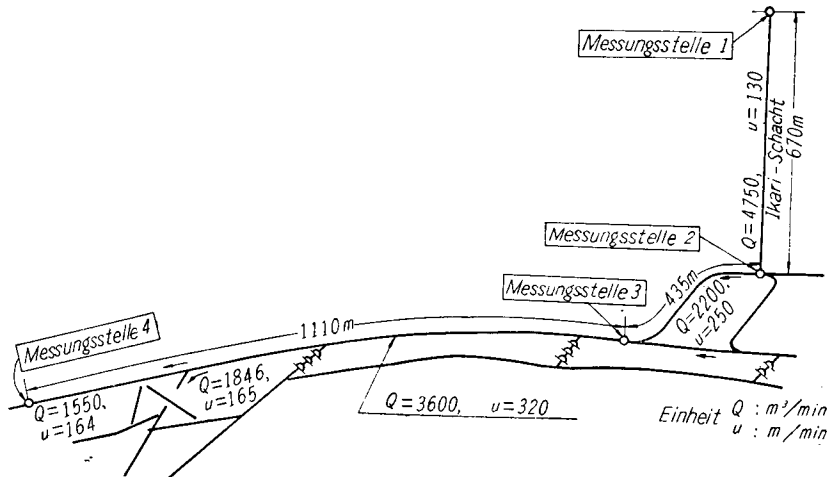


Abb. 5. Lage der Messungsstellen der Wettertemperatur in der Ikari-Grube.

Wir richteten vier Messungsstellen zwischen dem Mundloch des Ikari-Schachts und dem Endpunkte der Hauptförderstrecke ein, wie Abb. 5 zeigt. Der Ikari-Schacht war sehr günstig für das Ziel unserer Messungen, weil er neu war und seit Juni 1954 eine normale Bewetterung in ihm stattfand. Die Trocken-temperatur der Grubenwetter an jeder Messungsstelle wurden mit acht Tage gehenden, selbständig registrierenden Thermometern gemessen, die in Abstufungen von jeweils 1°C in den Bereich von -10°C bis 40°C eingeteilt waren. Vor der praktischen Anwendung sind diese Apparate exakt genug reguliert worden; ferner wurden die Ablesungen jeden Tag von einem Wetterfahrsteiger mit Normal-Thermometer und Uhr ermittelt.

2. Messungsergebnisse.

Abb. 6 zeigt ein praktisches Beispiel der täglichen Veränderungen der Wettertemperatur an jeder der Messungsstellen vom 16. bis 20. Mai 1958. Die Breite der täglichen Veränderung der Lufttemperatur war 1957 und 1958 $8,4^{\circ}\text{C}$ im Durchschnitt. Es hat sich aber herausgestellt, daß jede Jahreszeit ihre eigene Breite hat, nämlich im Sommer und Winter eng, im Frühling und Herbst aber weit ist. Abb. 7 zeigt die durchschnittliche Temperatur jeden Tages vom 1. März 1957 bis 28. Feb. 1959. Aus diesen Messungsergebnissen können wir verstehen, daß die durchschnittliche Lufttemperatur an jedem Tage sich im großen und ganzen regelmäßig verändert, und zwar so, daß sie annähernd durch die

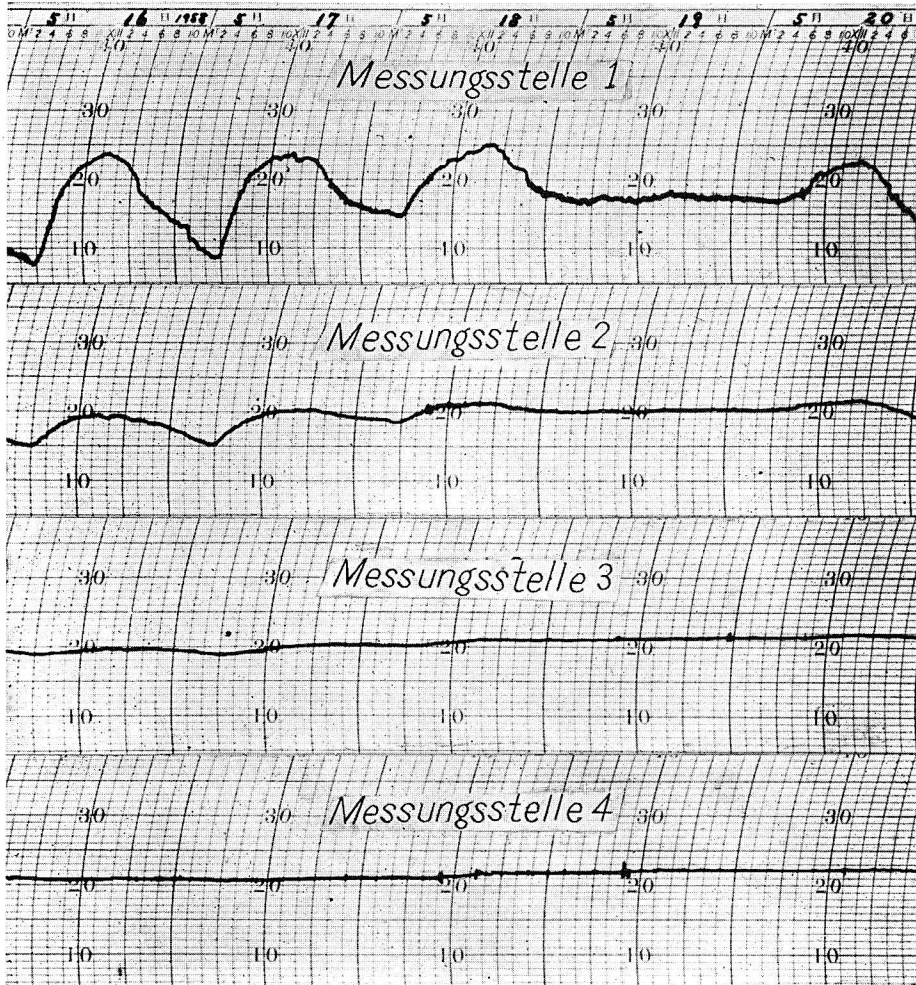


Abb. 6. Beispiel eines Meßstreifens.

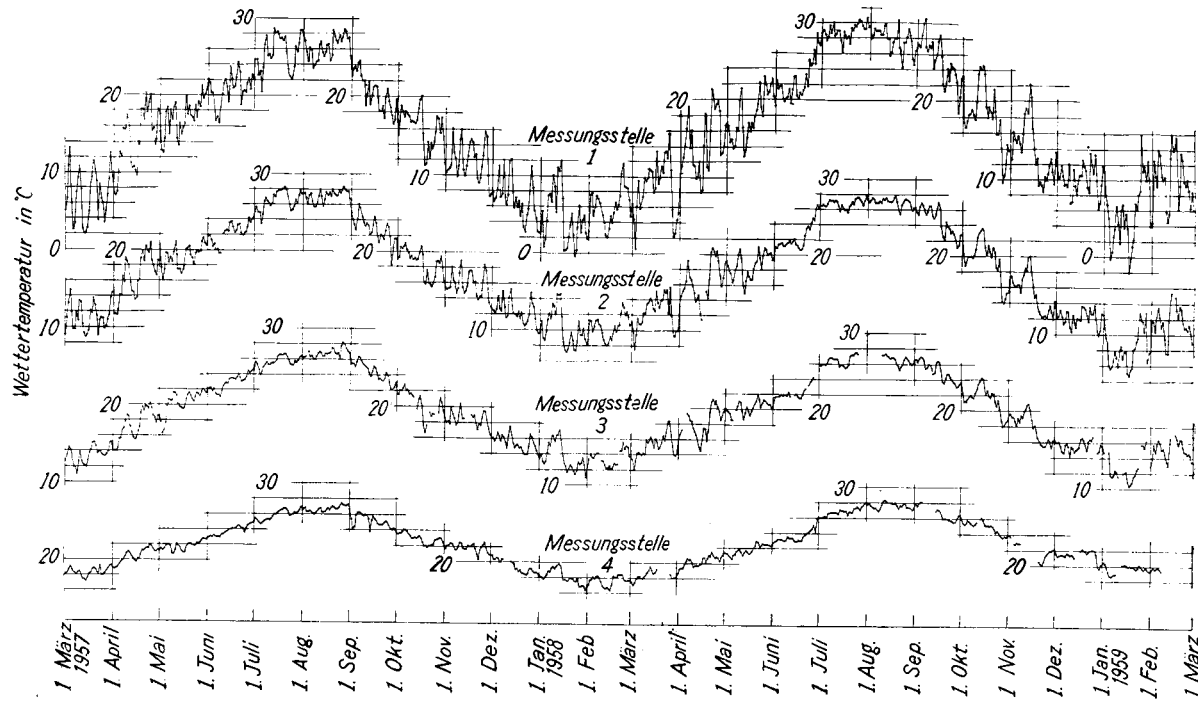


Abb. 7. Durchschnittliche Temperatur jeden Tages an jeder Messungsstelle.

Sinuskurve dargestellt werden kann, mit einer Weite von ungefähr 11°C und mit einer durchschnittlichen Temperatur von 15,6°C, und daß sich ferner auch die durchschnittliche Temperatur von Grubenwettern an jedem Tage an jeder Messungsstelle in der Grube sinuskurvenartig verändert.

3. Erörterung der Messungsergebnisse.

1) Hier findet sich die gleich Tendenz wie bei dem durch die Gleichung (26) gezeigten Analyseergebnis, daß sich nämlich die Temperatur von Grubenwettern ebenso wie die einziehende Lufttemperatur sinuskurvenartig verändert und ihre Schwingungsweite sich mit der vom Wetterstrom zurückgelegten Entfernung vermindert. Daher wollen wir zuerst untersuchen, ob die Messungswerte der durchschnittlichen Temperatur an jeder Messungsstelle in der Grube mit den Berechnungsergebnissen übereinstimmen, die man unter der Annahme bekommt, daß die Temperatur der einziehenden Luft konstant und zwar gleich der durchschnittlichen Temperatur der praktisch gemessenen einziehenden Lufttemperatur ist. Wenn wir die Messungswerte mit den Berechnungswerten vergleichen, die für die Temperatur des Wetterstroms im Schacht von Gleichung (43) und für die in der waagerechten Strecke von den bereits veröffentlichten Untersuchungsergebnissen abzuleiten sind, zeigen beide gute Übereinstimmung, wie auf Tafel 1 zu sehen ist.

Tafel 1

	Messungsstelle 1	Messungsstelle 2	Messungsstelle 3	Messungsstelle 4
Gemessener Wert	15,6°C	18,3°C	19,8°C	22,4°C
Berechneter Wert		18,6°C	19,6°C	22,5°C

2) Abb. 7 zeigt die Ergebnisse der zwei Jahre langen praktischen Messungen des Wetterstroms, die 3 Jahren nach Beginn der normalen Bewetterung begonnen wurden. Aus dieser Abbildung verstehen wir eine Tatsache, daß sich die Verhältnisse der Schwingungsweite des Wetterstroms an jeder Messungsstelle im ersten und im zweiten Jahr beinahe gleich sind. Diese Tatsache stimmt gut mit dem in II. 2. (2) mitgeteilten Analyseergebnis überein.

3) Zweitens wollen wir die an der Verminderung der Schwingungsweite der Temperatur von Grubenwettern mitwirkenden Faktoren erforschen. Aus den praktischen Messungsergebnissen der Temperatur von Grubenwettern in der Ikari-Grube und ebenso in den Miike-, Takamatsu-, Nakazuru-Kohlengruben sowie in der Besshi-Kupfergrube erhielten wir ein Verhältnis von z/r_1 und dem prozentmäßigen Grade der Verminderung der Schwingungsweite der Wettertem-

peratur, wie Abb. 8 zeigt. Aus diesem Ergebnis verstehen wir, daß sich die Schwingungswerte der täglichen Veränderung der Wassertemperatur stärker als die jährliche Veränderung entsprechend z/r_1 vermindert und daß sich beide entsprechend z/r_1 exponentialfunktionsmäßig vermindern. Diese Tatsachen stellen eine gute Übereinstimmung mit dem in II. 2. (3) gegebenen Analyseergebnis dar.

4) Aus den in Abb. 6 als Beispiel gezeigten praktischen Meßstreifen und aus Abb. 7 können wir die Phasendifferenz ablesen. Die Phasendifferenz

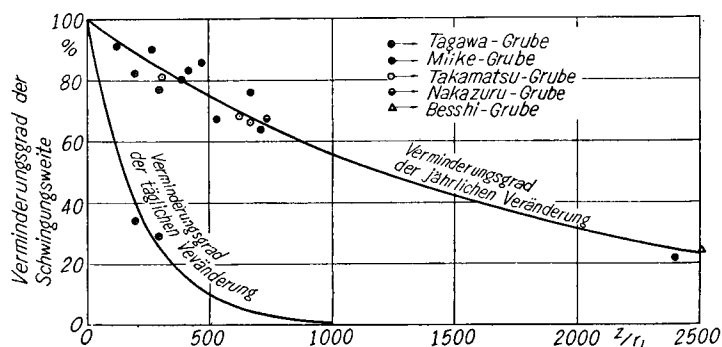


Abb. 8. Praktische Messungsergebnisse der Beziehung zwischen z/r_1 und der Verminderungsweite der Schwingungswerte der Wassertemperatur.

zwischen der Messungsstelle 1 und 3 war 0,78 rad (3,0 Stunden) für die tägliche Veränderung und 0,44 rad (26 Tage) für die jährliche Veränderung. Dies entspricht dem Analyseergebnis, daß die Phasendifferenz der täglichen Veränderung größer als die der jährlichen Veränderung ist.

Aufgrund der obigen Erörterungen können wir feststellen, daß alle aus dem Analyseergebnis abgeleiteten bedeutsamen Anleitungen für die Berechnungsmethode der Wassertemperatur bei den praktischen Berechnungen angewendet werden können.

V. Zusammenfassung

Um eine Berechnung der Temperatur von Grubenwettern zu ermöglichen, haben wir die Einflüsse der täglichen und jährlichen Veränderung der einziehenden Lufttemperatur auf die Grubentemperatur analytisch und experimentell untersucht und kamen zu folgenden Ergebnissen :

Wenn man die Wassertemperatur einer bestimmten Stelle der Grube berechnen will, berechnet man zuerst die Wassertemperatur an dieser Stelle unter der Annahme, daß der Wetterstrom, dessen Temperatur der durchschnittlichen Temperatur der einziehenden Lufttemperatur gleich ist, konstant einfließt. Der auf

diese Weise erhaltene Wert gibt die durchschnittliche Temperatur von Grubenwettern an dieser Stelle. Zweitens addiert man den dabei erhaltenen Wert zu dem Wert, den man aus der Schwankung der einziehenden Lufttemperatur und aus dem Wert des Verhältnisses der zurückgelegten Entfernung des Wetterstroms zu der Dimension der Wetterstrecke bekommt. Der summierte Wert ergibt die Maximal- oder Minimalwettertemperatur in einem Jahre an dieser Stelle.

Auf diese Weise schlugen wir in dieser Abhandlung eine durch praktische Nachprüfungen genügend gesicherte, praktisch anwendbare Berechnungsmethode der Wettertemperatur vor.

Schrifttum

- [1] Hiramatsu, Y. und Kokado, J.: Eine Untersuchung über die Kühlung von Gruben durch den Wetterstrom. Bergbau-Archiv 19 (1958) S. 16/40.
- [2] Hiramatsu, Y. und Kokado, J.: The Relation among the Heat Transfer Coefficient, the Mass Transfer Coefficient and the Coefficient of Friction Drag. Suiyokwai-Shi Vol. 13, No. 4, 1957.