通気による岩盤の冷却効果について*

正 会 員   橋   本   文   作**

Study on the Underground Cooling Effect by Ventilation

Bunsaku HASHIMOTO

By utilizing the periodic (trigonometric) function to the temperature of air current and being as a parameter the lapse of the time since the beginning of ventilation, this paper gives two mathematical solutions about the gallery temperature which is kept constant initially. The one is a temperature distribution in the rock surrounding a gallery, the other is the cooling effect of the rock surface in a downwind direction. The later is an approximate calculation so that there are some errors to be annexed. But it is impossible to estimate its value for there is no complete solution moreover it is unable to observe above effect actually.

Generally speaking author emphasize that the solutions are very simple comparing the public one and are practical for mining engineers to estimate the various cooling effects of the gallery surface by ventilation.

1. 緒 言

坑道内面の空気温度に週期函数を利用することによつてまず最初に岩盤内温度分布を与える計算が簡単な解を誘導した。この種の問題はすでに解かれているが¹⁾、固有値算出に非常に面倒な計算を伴う。これは一般の中空円筒の外表面が一定温度に保たれ内面に或る温度の気流が流れる場合と対比するものであるが、岩盤内の温度計算に当つては一定温度に保たれる外表面と称するような処はなく温度変化は時間の経過とともに無限の範囲に広がるので、有限範囲内には温度が一定に保たれるような処は存在しないことに注意すべきである。ここに述べる解法はかかる境界条件を用いていない。そして計算も今迄の解の計算に較べれば至つて簡単であることを強調したい。

つぎに最初一定温度であつた水平坑道***に坑口における気温が経過時間の4倍を基準週期として正弦変化をする場合を仮定し、これの経過時間(4週期)に対する坑道壁面の冷却効果について解析を行なつた。坑口の温度が一定な空気を流す場合についてはすでに京都大学平松、小門両氏の研究が発表されている²⁾。それは逐次近似による数値解法で方針としては間違いないが計算に驚くべき時間と計算技術を要し、完全解を出すには無限の、

ある程度の精度を出すにも相当の日数を要するので実用的とは云い難い。しかしこの方法は坑道軸方向の任意の温度分布に適用し得る利点はある。これに対して本研究は上の場合の近似計算とみなされるものであるが、誤差は余りないものと思つている。そして計算は至つて簡単であり現場で坑道開発に際して通気計画するかたわら各種坑道断面や風速等の条件のもとに簡単に風下方向の冷却効果を知ることができる。それゆゑここにおいては計算法の根拠を説明し、個々の場合についてはそのうちの代表的な2,3の例を述べるにとどめる。なお坑口の気温は現実に或る温度を中心に1年、1日を基準週期とする週期変化をするが、この場合の冷却、加熱効果はこの解を応用して知ることができる。

2. 岩盤内の温度変化

始めの温度が一樣な坑道に一定温度の気流を流す場合の坑道軸に垂直断面内の岩盤温度について考える。熱の流れは半径 r だけに關係するものとする。熱伝導の方程式は

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \kappa \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \theta}{\partial r} \right) \dots \dots \dots (1)$$

となり始めの温度は0、内面 ($r=a$) で -1 の気流に h の強さの輻射がある場合の初期条件、境界条件はそれぞれ次のようである。

$$\theta = 0, t = 0 \dots \dots \dots (2)$$

$$\theta' - h(\theta + 1) = 0, r = a \dots \dots \dots (3)$$

* 昭和31年7月30日受理 昭和31年春季學術講演会で講演

** 早稲田大学第1理工学部助手、鉱山学教室

*** 地熱増温率が $1^\circ\text{C}/100\text{m}$ である立坑、斜坑の場合も温度の基準を空気の断熱線にさるならば全く同じである。

第 1 図

通常 (1) は (2), (3) だけでは解けない。もう 1 つ温度変化のない距離 b を境界条件として必要とする*。

$$\theta = 0, r = b \dots\dots\dots (4)$$

b を必要以上に大きくとるときは計算に非常な労力を要するので許される範囲内で小さくすることが望ましい。正確には (4) は坑道面から非常に遠くはなれた ($b \rightarrow \infty$) 岩盤内では温度変化はないというべきである。一般に週期変化に対しては岩盤内の振幅は急激に小さくなることに注目し, (3) の -1 なる気温を第 1 図のような角速度が ω である週期変化の 1 部であると考ええる。すなわち

$$f(\omega t) = \begin{cases} 1, & -\pi < \omega t < 0 \\ -1, & 0 < \omega t < \pi \end{cases} \dots\dots\dots (5)$$

(5) を Fourier 級数に展開すると次のようになる。

$$f(\omega t) = -\frac{4}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin(2n-1)\omega t}{2n-1} \dots\dots\dots (6)$$

$\theta = \sum_{n=1}^{\infty} \theta_n$ とおけば θ_n の方程式として

$$\frac{\partial \theta_n}{\partial t} = \kappa \left(\frac{\partial^2 \theta_n}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \theta_n}{\partial r} \right) \dots\dots\dots (7)$$

$$\theta_n = 0, t = 0 \dots\dots\dots (8)$$

$$\theta'_n - h \left(\theta_n + \frac{4}{\pi} \frac{\sin(2n-1)\omega t}{2n-1} \right) = 0, r = a \dots\dots\dots (9)$$

$$\theta_n = 0, r = \text{great distance} \dots\dots\dots (10)$$

(8), (9), (10) を満足する (7) の解は存在しないが (9), (10) を満足する (7) の解は次のようになる。

$$\begin{aligned} \theta_n = & -\frac{4}{(2n-1)\pi} \\ & \sqrt{\frac{\ker^2 P_n r + \ker^2 P_n r}{R_{n,1}^2 + R_{n,2}^2}} \sin \left\{ (2n-1)\omega t \right. \\ & \left. - \tan^{-1} \frac{R_{n,2} \ker P_n r - R_{n,1} \ker P_n r}{R_{n,1} \ker P_n r + R_{n,2} \ker P_n r} \right\} \end{aligned} \dots\dots\dots (11)$$

ただし

$$\begin{aligned} P_n &= \sqrt{\frac{(2n-1)\omega}{\kappa}} \\ R_{n,1} &= \ker P_n a - \frac{P_n}{h} \ker' P_n a \\ R_{n,2} &= \ker P_n a - \frac{P_n}{h} \ker' P_n a \end{aligned}$$

* 物理的には b の有限の値は存在しないが解析の便宜上有限の値を用いる。その結果それに伴う誤差が付随することもある。

第 2 図

(11) は無限の昔から定常的週期変化のある場合の解で岩盤内には温度変化の遅れが存在するから (8) を満足させるには $0 < \omega t \leq \pi/2$ の範囲内で近似的に*

$$\begin{aligned} \theta_n = & -\frac{4}{(2n-1)\pi} \sqrt{\frac{\ker^2 P_n r + \ker^2 P_n r}{R_{n,1}^2 + R_{n,2}^2}} \\ & \cdot \sin(2n-1)\omega t \end{aligned}$$

となる。 $\omega t = \pi/2$ のときは

$$\theta = \frac{4}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{2n-1} \sqrt{\frac{\ker^2 P_n r + \ker^2 P_n r}{R_{n,1}^2 + R_{n,2}^2}} \dots\dots\dots (12)$$

となりこの場合の誤差は完全に無視できる。

(12) においてある時間後の温度分布を求めるにはその 4 倍の時間を週期とする週期変化を考えればよい。今 $t = 10, 1 \text{ year}$, $\kappa = 35 \text{ m}^2/\text{year}$, $h = \frac{10}{1.5} / \text{m}$, $a = 1.5, 2.0 \text{ m}$, ∞ の場合の岩盤内温度分布を図示すると第 2 図のようになる。ただし温度は -1 を基準としてそこを 0 にとつてある。また (12) を計算するにはある手数を要するので気温が単週期 ($-\sin \omega t$) の場合を考えると (12) と類似の次式を得る。

$$\theta = -\sqrt{\frac{\ker^2 P a + \ker^2 P a}{R_1^2 + R_2^2}} \dots\dots\dots (13)$$

ただし P, R_1, R_2 はそれぞれ (11) の $P_1, R_{1,1}, R_{1,2}$ に対応するものとする。これの $a = 2 \text{ m}$, $t = 10 \text{ year}$, $h = \frac{10}{1.5} / \text{m}$ のときの温度分布は (12) の $a = 1.5 \text{ m}$ のときとほとんど一致する。

以上のことから次の事柄がわかる。すなわち温度分布は表面付近では大分異なるが温度変化 0.99 位の処ではいずれの場合も一致する (もちろん数値的には異なる)。そして時間の経過とともに到達距離は増大する。ゆえに温度変化 0.99 以上のときを考えるとときは半無限固体の $h \rightarrow \infty$ の場合の解 $\theta = \text{erf}(x/2\sqrt{\kappa t})$ ですべて代用できることがわかる。そして h の大小は岩盤深部の温度分布に

* $r = a$ の近傍を除けば誤差は無視できる。 $r = a$ において $h = 5/\text{m}$, $a = 2 \text{ m}$, $\omega = 2\pi/4 \text{ year}$, $\kappa = 35 \text{ m}^2/\text{year}$ として誤差は基本週期に対して $0.032(\omega t = 0) \sim 0.0005(\pi/2)$ であり奇数倍週期に対してはこれより小さい。

はほとんど影響しない。しかして b を与えて (2), (3) (4) の条件のものと (1) の解は複雑な無限級数となるに反して上の解は (4) の条件を必要とせずしたがって固有値計算等の手数が省けて (12) あるいは (13) の計算は簡単である。

3. 通気による坑道軸方向の冷却効果

ここにおいては最も基本となると思われる最初の温度が一定な岩盤中に掘られた坑道に通気する場合について述べたい。筆者は坑口における気温が単週期変化 ($-\sin \omega t$) であると仮定してこの週期変化による坑内冷却効果の解析を試みた。上の仮定は坑口における温度が一定の空気を入気するときの冷却効果に較べれば冷却は遅いことは明らかであり、坑内を冷却するという目的に対してはある程度 (完全解がなく、また実測も不可能であるからその数値はわからない) の安全率が含まれている。しかし坑口付近は別として坑道深部に対しては大した誤差はないものと思われる。

3.1 解 析

水平坑道軸方向の任意時間の壁温分布 $f(x)$ に対して気温 $X(x)$ は入気温度を 0 に換算して次式で示される³⁾。

$$X(x) = \frac{4K}{a^2 u} \sum_{n=1}^{\infty} \int_0^x f(\mu) e^{-\frac{K\lambda_n^2}{a^2 u}(x-\mu)} d\mu \quad \dots\dots\dots(14)$$

ここに a : 坑道半径, u : 風速, $\lambda_n: J_0(x)=0$ の n 番目の正根であり, K は壁面と気流間の気流の渦拡散率で坑道断面に関する Reynolds 数 (Re) の函数として

$$K = 4.40(Re/10^5)^{1.41} \text{ cm}^2/\text{sec}, \quad Re = 10^5 \sim 3 \times 10^6$$

のようにとるものとする⁴⁾。

一般に週期変化 (年, 日変化) する気温は週期の長い程坑道深部に及ぶことおよびその振幅は指数的に減少することは実在の入気坑道について経験的に明らかであるから、今最初の壁温が 1 であった坑道軸方向の壁温分布が通気によって冷却されて或る時間後に

$$f(x) = 1 - e^{-\gamma x}, \quad \gamma > 0 \quad \dots\dots\dots(15)$$

となつたものとする。この仮定の妥当性については後で触れることにする。しかるとき (14) は

$$X = 4 \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{1 - e^{-\frac{K\lambda_n^2}{a^2 u} x}}{\lambda_n^2} - \frac{e^{-\gamma x} - e^{-\frac{K\lambda_n^2}{a^2 u} x}}{\lambda_n^2 - \frac{a^2 u}{K} \gamma} \right) \quad \dots\dots\dots(16)$$

となる。坑口から x なる地点において (第 3 図)

第 3 図

$$\frac{AB}{AC} = \frac{1 - f(x)}{1 - X(x)} = \frac{e^{-\gamma x}}{4 \left(\sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-\frac{K\lambda_n^2}{a^2 u} x}}{\lambda_n^2} + e^{-\gamma x} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\lambda_n^2 - \frac{a^2 u}{K} \gamma} - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-\frac{K\lambda_n^2}{a^2 u} x}}{\lambda_n^2 - \frac{a^2 u}{K} \gamma} \right)} \equiv \beta(x) \quad 0 < \beta \leq 1 \quad \dots\dots\dots(17)$$

$$\lim_{x \rightarrow \infty} \beta(x) = \lim_{x \rightarrow \infty} \frac{1 - f(x)}{1 - X(x)} = \frac{0.25}{\sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\lambda_n^2 - \frac{a^2 u}{K} \gamma}} \quad \dots\dots\dots(18)$$

となる。また一方 $\beta(x)$ は (13) の $-\theta(a)$ に等しくなくてはならない*。すなわち

第 4 図

第 5 図

* 岩石裸坑道および支柱坑道の値で、ライニング坑道については流れの状態が良くなるから K の値は当然上の値と幾分異なる。

$$\beta(x) = \sqrt{\frac{\ker^2 Pa + \ker i^2 Pa}{R_1^2 + R_2^2}} \dots\dots\dots (19)$$

(19)の右辺は時間、岩石の熱的性質、坑道半径および通気状態によって決まる壁面と気流間の局所熱伝達率が関係している。坑道を一様な岩石中に掘られたものとする。坑道距離 x によって変るものは局所熱伝達率 α だけである。一般に α は坑口付近では非常に大きく x の増大とともに急激に小さくなり $\lim_{x \rightarrow \infty} \alpha = \alpha_{\min}$ となることは理論的にはわかっているがその数値は坑道のように内壁面が不規則である大きな管については未知である。そこでここでは便宜上 α として坑口から x までの平均熱伝達率で代用することにする。

Stoček-Černík⁵⁾ によれば壁温が1である坑道に通気する場合 ρ , c_p をそれぞれ空気の比重量, 比熱とすれば気温 X は次式で表わせる。

$$X(x) = 1 - e^{-\frac{2\alpha x}{au\rho c_p}}$$

また渦拡散の理論にしたがえば³⁾

$$X(x) = 4 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\lambda_n^2} - e^{-\frac{K\lambda_n^2}{a^2 u} x} = 1 - 4 \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\frac{K\lambda_n^2}{a^2 u} x} \frac{1}{\lambda_n^2}$$

で表わせるから上の2式から次式を得る。

$$4 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-\frac{K\lambda_n^2}{a^2 u} x}}{\lambda_n^2} = e^{-\frac{2\alpha x}{au\rho c_p}} \dots\dots\dots (20)$$

ある坑道が指定されれば左辺は既知であるから上式によって α が計算できる。算出した α は坑口からの平均熱伝達率と見なされ、局所熱伝達率より幾分大きい値を与えることは明らかである。(20)によって計算した α の1例を示せば第4図のようである。

これで (19) の右辺が計算できしたが (17) の右辺は値が定まるから γ が算出できる。(17)は γ に関する超越方程式であるからこの研究においては Newton の方法によって根の近似計算を行なった。計算結果の1例として $x=1,000\text{m}$, $t=1\text{year}$ ($\omega=2\pi/4\text{year}$), $a=2\text{m}$, $u=2\text{m/sec}$, $K=46\text{cm}^2/\text{sec}$ として $h=7.6/1.5\text{m}$, $\beta(1,000)=0.9340$, $\gamma=3.1 \times 10^{-6}/\text{cm}$ および $u=4$, $K=124$ として $h=20.2/1.5$, $\beta(1,000)=0.9744$, $\gamma=1.6 \times 10^{-6}$ を得る。この場合の坑道距離 x と壁温, 気温の関係は第5図のようになる。

3.2 妥当性の検討

前にある時間経過後の壁温が (15) で表わされるもの

第 1 表

距 離 x (m)	0	100	200	500	1,000	2,000	∞
$a=2\text{m}$ (19)式	1.000	0.936	0.953	0.941	0.934	0.932	0.930
$u=2\text{m/sec}$ (17)	1.000	0.979	0.966	0.945	0.934	0.931	0.931
$a=2$ (19)	1.000	0.984	0.980	0.976	0.974	0.973	0.972
$u=4$ (17)	1.000	0.990	0.984	0.977	0.974	0.973	0.973

* 気流が坑道を流れる時間はせいぜい 1hr 以内であつて週期に較べれば非常に小さく位相のズレは無視できる。

第 6 図

第 7 図

と仮定したが果して (15) あるいはそれに近いものとなるかどうかの疑問が残る。そこで上の2つの場合について坑道距離 x の各点において (17) の $\beta(x)$ と (20) から出した α を用いて (19) の $\beta(x)$ を計算して比較して見よう。この両者の値は第1表に示すようである。 β の各下段の値は $x=1000\text{m}$ における上段の値から (17) によって求めた γ を使って計算してある。上下段の値は坑口では一致するがそれから両者は少しく喰違ひ坑道深部に行くにしたがつて両者はかなりよく一致することがわかる。局所熱伝達率の真値は常に (20) で求めたものより小さく $x \rightarrow \infty$ で両者は一致すると考えられる。ゆえに坑口から浅い距離における各上段の値は真の値より小さくでていることは明らかであるので上下段の値はより接近することが期待できる。したがつて対称を一般に実在する規模程度の坑道にとるならば経過時間のごく短い間を除いて (15) の仮定は実用上差支えないものと思

第 8 図

第 9 図

われる。なお (15) の誤差は β の値が大きい程小さい。 β の値は (19) の各項に関係するが一般には気流の規模が大きく経過時間が長い程大きくなる。

3.3 冷却効果の1例

2, 3 の例について冷却効果を示そう。ただし坑道は最初単位1の温度であつたものとする。

(i) 経過時間による効果：—— $a=2\text{m}$ の坑道に $u=2\text{m/sec}$ の空気を流す場合距離と坑道壁面温度の関係は経過時間をパラメータとして第6図のようである。この $x=500, 1,000, 2,000, 3,000\text{m}$ の各点における坑道壁面温度と経過時間との関係は第7図のようになる。第6図中 $t=6\text{hr}, 3\text{mth}$ の曲線は実在する1日、1年を基準週期とする週期変化の $1/4$ 週期 (夜半および冬季) に相当し坑口における単位振幅の気温による最低冷却線を示す。上記2曲線の坑道壁面温度1の軸に対する対称曲線を仮想するとこれは上の週期変化の $1/4$ 週期 (昼および夏季) に相当し坑道壁面の最高加熱温度を示すことになる。云いかえれば現実の週期変化は最低冷却、最高加熱曲線の間を絶えず変化しそれ以上に冷却されたり加熱されることはない。

(ii) 坑道半径を変える場合：—— $a=1.5, 2.0, 3.0\text{m}$ の坑道に同一風速 $u=2\text{m/sec}$ の気流を通す場合の1年経過後の坑道壁面温度と距離の関係は第8図のようである。同一風速ならば半径の大きい方が冷却効果は大きい。

(iii) 風量を一定とする場合：——一定風量の空気を流す場合通気開始から1年後の坑道壁表面温度と距離の関係は第9図に示すようである。ただし風量 $=1,510\text{m}^3/\text{min}$ として $u=0.5, 1.0, 2.0, 3.0, 4.0\text{m/sec}$, $a=4.00, 2.83, 2.00, 1.63, 1.41\text{m}$ の各場合についてである。これについて見ると風速が小さいときは冷却効果に大した変りはないが風速の増大とともに急激に大きくなる。各種風量について a, u の各場合について調べて見なければ効果を断言するのは疑問であるが上の例について見るならば冷却効果は断面積を小さくして風速を増した方が大きい。これは今までの通説と一致する。

第 10 図

4. 結 言

(i) 坑道壁面が最初から温度一定の空気にさらされることは稀ではあるが、その場合の岩盤内温度の解を計算が簡単になるように導いた。この解では面倒な固有値計算を要しない。また表面の気温が種々に与えられる場合の問題を解くときに便宜上必要となる温度変化の及ぶ範囲を経過時間をパラメータとして決定できることを示した⁶⁾。

(ii) 通気による岩盤表面温度の冷却効果については比較的簡単に計算できることを示した。3の計算はある坑道距離 (1,000m) における平均熱伝達率を用いて (17) について γ を決定したものであるが $x \rightarrow \infty$ においては平均熱伝達率と局所熱伝達率は一致すると考えられるから、 $x \rightarrow \infty$ のときの (18) による方が簡単であり正確である。そして $a^2 u \gamma / K$ の各値に対する $0.25 / \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\lambda_n^2 - a^2 u \gamma / K}$ の値を予め計算して第10図のような図表にしておけばさらに簡単である。かかる際は1つの坑道の特定の経過時間に対する冷却効果の γ を知るに時間にして30分を要しない。したがって必要に応じてその都度計算すれば足りるからこの報告では種々に a, u, t を変化する場合については触れていないが一般的に次のことが云える。

a 第6, 7 図のように冷却速度は初めは非常に大きいが経過時間とともに遅くなる。

b (19) からわかるように冷却効果は熱伝達率の大きい方が大きい。

c 岩石の熱伝達率は (19) の分母、分子に関係しているからこの大小が如何に冷却効果に影響するかは一概には云えないが* 実在程度の大きさの坑道については熱伝達率の小さい方が冷却効果は大きい。この場合は表面近傍だけが急激に冷却されて周囲の岩盤は徐々に冷却される。したがって気流と壁面間の熱の受授量は少なく気流の温度変化は小さい。

坑道に通気して深部の壁温、気温が如何になるかを予測することは作業能率に関係するので是非必要であるが

* 通常熱伝達率 (h) の小さい物質は比熱 (c) も小さくしたがって温度拡散率 ($h/c\rho$) は h の大小によつて余り変化しない。

完全解が存在しないからその効果を正確に知ることはできない。したがって冷却効果の各計算法ともその誤差は測り得ずその精度は比較すべくもないが、計算の難易の点から見ればここに述べた方法は極めて簡単であり、且つ経過時間のごく短い間を除けば相当の精度を有するものと思われる。諸賢の御批判を乞う次第である。

本研究遂行に当り有益な御助言を賜った本学房村助教授に深謝する次第である。

参 考 文 献

- 1) 例えは天野勳三：鉱業会誌，68巻，774号，昭和27年12月
- 2) 平松・小門：鉱業会誌，71巻，803号，昭和30年5月；71巻810号，昭和30年12月
- 3) 橋本文作：早大理工学研究所報告，第2輯，1955.
- 4) 橋本文作：鉱業会誌，72巻，817号，昭和31年7月
- 5) Stoček-Cernik: Bekämpfung hoher Grubentemperaturen, s. 9.
- 6) 例えは次を参照されたい。
文献 2)，803号。
橋本文作：鉱業会誌，71巻，809号，昭和30年11月

Book Review

炭 研 Vol. 7 No. 11

・石炭中のゲルマニウムに関する研究(8)：稲垣勝他2名

地 質 学 雑 誌 63 巻 736 号

・島根県岡見深成岩体中の塩基性包有岩と花崗岩質“偽捕獲岩”の成因(齋木輝一) ・澎湖玄武岩(滄顏波)

地質調査所月報 7 巻 10 号

・関東南部の地層の大区分について(伊田一善他2名) ・北海道幸内鉱山および大滝鉱山褐鉄鉱床調査報告(斎藤正雄・五十嵐昭明) ・岡山県南部地域ならびに鳥取県中部地域空中放射能探査報告(佐藤光之助他2名)

7 巻 9 号

・工業用調査グループ(徳島県吉) ・野川および那賀川水系工業用水源地域調査報告 ・石狩平野篠津泥炭地の地表下堆積状態の泥炭地地下水の水質(尾原信彦)

分 析 化 学 6 巻 1 号

・鉱石中のウランの定量(鞍馬寿雄他4名) ・容量法によるバナジウム迅速定量法 ・フッ硝酸酸洗液中の遊離酸，鉄，クロム，フッ化水素

酸の迅速作業分析法の研究(向江脇公雄) ・ベリリウムの分析化学的研究(18報) 佐賀県杉山産緑柱石よりベリリウムの抽出および分離(秋山知行)

ウ ェ ゴ リ 1956 6 号

・石炭鉱業におけるアイントープ利用の問題(続)：ヴェ・エフ・スミルノーフ ・石炭鉱業における放射線の利用実験について：ヴェ・ゲイ・セガリオン ・石炭鉱業の建設と計画における“無駄”をなくせよ：カ・カ・クズネツォフ ・充填による水平分層採炭方式を採用し自然発火に対する危険性を減少した例：ア・ペイ・クワリコーフ ・粉塵の測定用カメラ ИТМ：ヴェ・エヌ・ニキーチン ・石炭ボリの水力輸送：ヴェ・ヴェ・トラニンゲ ・近い将来の炭坑問題に関する論争：ア・エム・バアグゼイン ・未来の炭坑の電化経営について：エム・ア・ゴルイディン ・近い将来の炭坑：ゲ・イ・トーカレフ ・合理的な発破孔長：ペー・ゼー・イズラエリート ・平層採炭切羽における総合機械化の主要方向について：アー・ヴェー・トプチエフ他2名 ・採炭準備坑道の掘進機械化：デー・ペー・ルヤビン他3名 ・ガス突出の危険度の高い採炭坑道を掘進する場合の大口径先進ガス抜孔の有効性について：エス・エム・ガルカヴィ ・クズバスにおけるコンバイン ИКТ-1の操業：ア・エヌ・ヴォルコフ

ERZMETALL

Nov. 1956

・Über den Einfluß von Zinkoxyd und Zinksulfid in flüssigen Schlacken: Friedrich Johnsen und Klaus Holler ・Neuartige Förderbänder im Erzbergbau: Hans Fritzsche ・Eine neue photometrische Thallium-Bestimmung in Blei, Zink und Kadmium: Heinz Pohl ・Verschleißerscheinungen in Flotationszellen der Aufbereitung Rammelsberg: Martin Clement

Dez. 1956

・Die Messung der Belüftung von Flotationszellen: W. Siemes und J. F. Kauffmann ・Beiträge zur Metallgewinnung durch Druckreduktion: O. Knacke, F. Powlek und E. Süßmuth ・Metasomatische Blei-Zink-Erze in Nordspanien: Hellmut Grabert ・Spülversatz aus Flotationssabgängen im Tiefbau der Grube Maubacher Bleiberg: Otto Arnold ・Weitere Erfahrungen mit Xanthaten höherer Alkohole: Günther Erberich

SCHLÄGEL und EISEN

Dec. 1956

・Grubenlokomotiven für Fahrleitungen, Batterie-Verbund- und Kabeltrommel-Betrieb: Otto Türstig ・Die Flotation im nordfranzösischen Kohlenrevier: L. Beauxis und R. Veillet

そ の 他

○金属 27巻 2号

・ウランの貧鉄処理(鈴木簗)

Book Review