schnittlichen Wertes beträgt. Bei einer nichtgekühlten Wandung kann sich folglich die Temperatur sogar weit über die durchschnittliche Temperatur der Gase erhöhen, ferner werden die Temperaturschwankungen stark durch diese starke Veränderlichkeit beeinflußt.

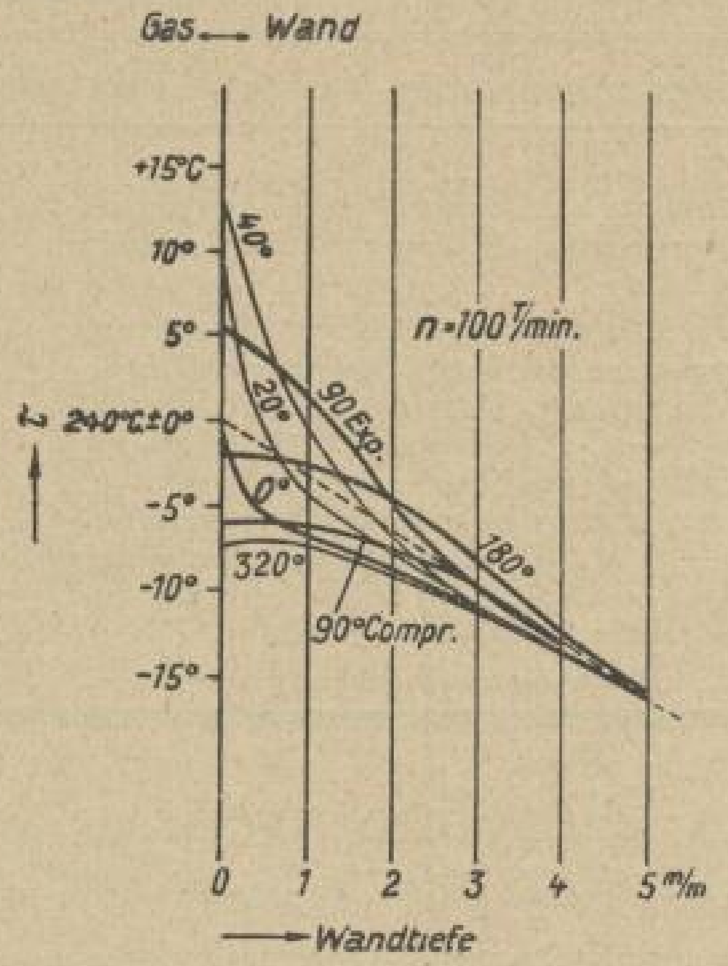

Abb. 2.

Die in ein gegebenes Größenelement eines Körpers infolge eines Sinkens der herrschenden Temperatur eindringende Wärmemenge veranlaßt eine Temperatursteigerung dieses Elementes, wobei natürlich die spezifische Wärme eine Rolle spielt. Die sich hieraus ergebende Grundgleichung zur Bestimmung der Temperaturverteilung mit $K = \frac{\Lambda}{c \cdot \gamma}$ als Wärmeleitungskoeffizient lautet:

$$\frac{\partial\tau}{\partial t} = K\left(\frac{\partial^2\tau}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\tau}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\tau}{\partial z^2}\right) \qquad (1)$$

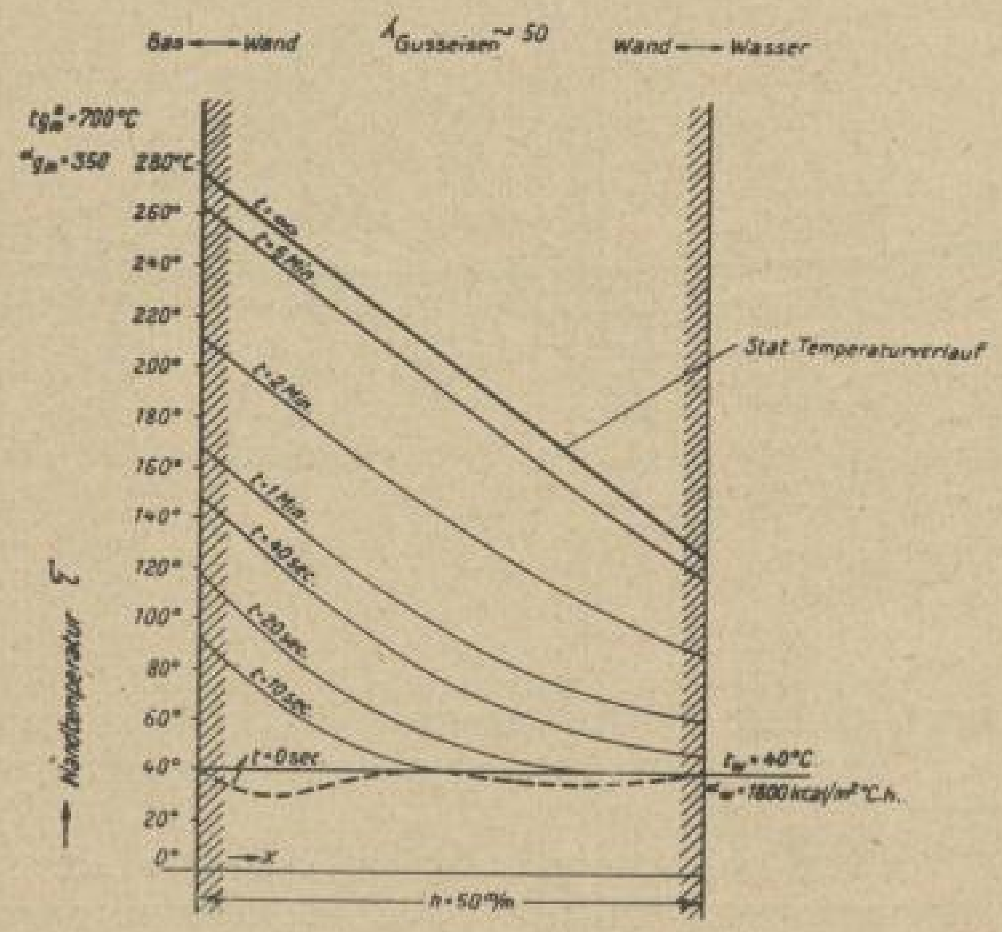

Abb. 3.

In den Zylinderwandungen sind nun je nach dem Fortschreiten des Arbeitsvorganges die Verteilungen der Temperaturen veränderlich, die aber in unveränderliche Durchschnittswerte zerlegt werden können, bei denen sich in bestimmten Zeiträumen wiederkehrende Temperaturschwingungen übereinanderschichten, wenn die Wärme von der von den Gasen bestrichenen Seite aus in das Innere der Wandung eindringt. Wendet man dies auf die Hauptgleichung an, so ergibt sich, daß diese sich in zwei Gleichungen zerlegen läßt. Diese erwähnten Temperaturschwingungen dringen aber nur wenige

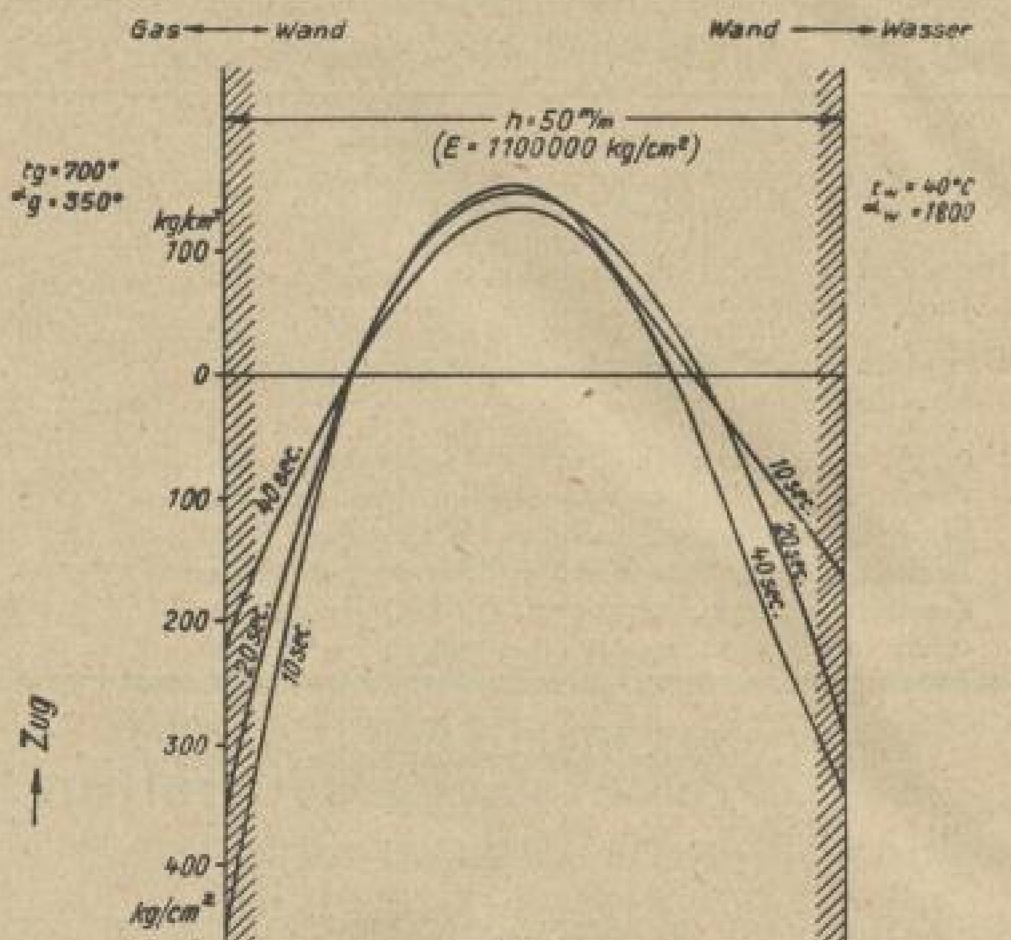

Abb. 4.

Millimeter tief in die Wandung ein, so daß praktisch die besondere Form und die Abmessungen der Wandungen ohne Bedeutung sind. Infolgedessen ergibt sich für die Grundgleichung des thermischen Leitungsvermögens: $\frac{\partial\tau}{\partial t} = K\frac{\partial^2\tau}{\partial x^2}$ (2).

Gemäß der Zeit ist andererseits für die bleibende Verteilung die Veränderung der Temperatur $\frac{\partial\tau}{\partial t} = 0$, daher der Klammerausdruck der Gleichung (1) ebenfalls 0; $\frac{\partial^2\tau}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\tau}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\tau}{\partial z^2} = 0$ (3).

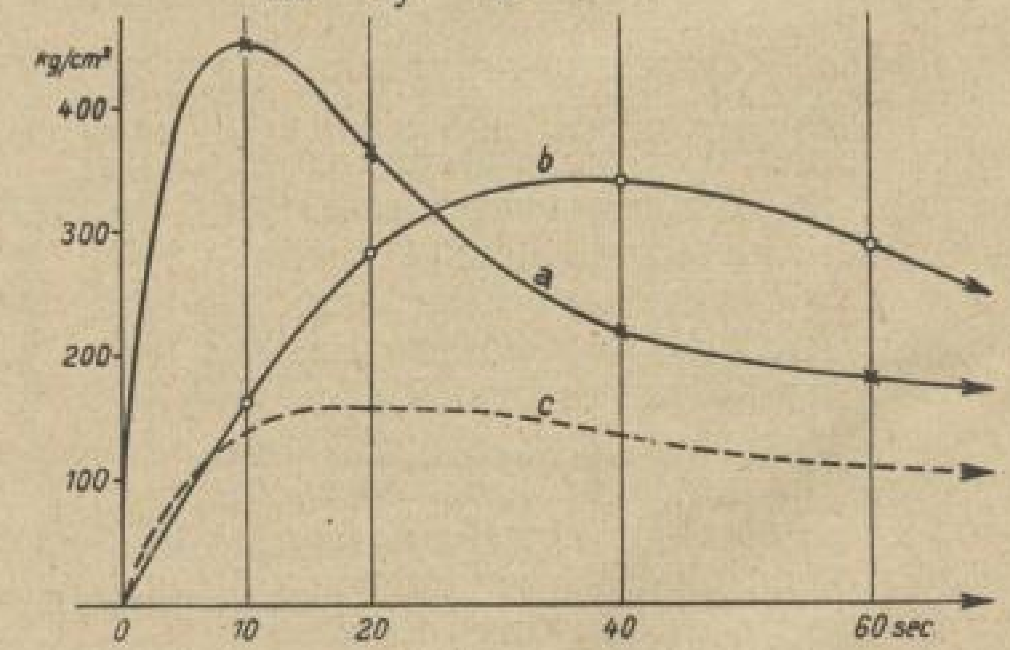

Abb. 5.

Für die in bestimmten Zeiträumen wiederkehrende Temperaturveränderung gibt die allgemeine Auflösung der Gleichung (2) in diesem Falle die Temperatur τ in Abhängigkeit von der Tiefe der betrachteten Schicht.

$$\tau = \tau_m - ax + \sum_{\nu=1}^{\infty} C\nu e^{-\sqrt{\frac{\nu\omega}{2K}}x} \cdot \cos\left(\nu\omega t - \sqrt{\frac{\nu\omega}{2K}}x - \delta\nu\right) \qquad (4).$$