

BRANDSCHUTZ - FORSCHUNG

DER BUNDESLÄNDER

BERICHTE

Untersuchung der Löschwirkung verschiedener Löschmittel und
Löschmethoden bei unterschiedlichen Brandgütern. Teil V

51

ARBEITSGEMEINSCHAFT DER INNENMINISTERIEN DER BUNDESLÄNDER
ARBEITSKREIS V – UNTERAUSSCHUSS "FEUERWEHRANGELEGENHEITEN"

Arbeitsgemeinschaft der Innenministerien der Bundesländer
Arbeitskreis V - Unterausschuß "Feuerwehrangelegenheiten"

Forschungsbericht Nr.51

Untersuchung der Löschwirkung verschiedener
Löschmittel und Löschmethoden bei unter-
schiedlichen Brandgütern. Teil V

von

Dipl.-Ing. Michael Bodamer

Forschungsstelle für Brandschutztechnik
an der Universität Karlsruhe (TH)

Karlsruhe

Januar 1984

FA.Nr.95 (3/82)

INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
1. EINLEITUNG	1
2. THEORETISCHE GRUNDLAGEN	2
2.1 Differenzenverfahren	2
2.1.1 Anfangsbedingung	4
2.1.2 Symmetriebedingung	4
2.1.3 Randbedingung 1.Art (konstante Oberflächen- temperatur)	5
2.1.4 Randbedingung 3.Art (konstante Umgebungs- temperatur)	5
2.1.5 Randbedingung bei definiertem Wärmefluß an der Oberfläche	7
3. EINSETZEN DER RANDBEDINGUNGEN IN DIE WÄRMELEITGLEICHUNGEN	8
3.1 Aufheizphase	8
3.2 Löschphase	11
3.3 Abkühlphase	12
4. ERGEBNISSE DER NUMERISCHEN AUSWERTUNG IM VERGLEICH MIT MESSWERTEN	14
5. ZUSAMMENFASSUNG	15
6. FORMELZEICHEN	17
7. LITERATURVERZEICHNIS	19
8. TABELLEN UND BILDER	22

1. EINLEITUNG

Zur Auslegung ortsfester Feuerlöschanlagen und zur Bekämpfung von Entstehungsbränden mit nur begrenzt zur Verfügung stehenden Löschmitteln sind detaillierte Kenntnisse sowohl über die Eigenschaften von Löschmitteln und deren Löschwirkung bei verschiedenen Brandgütern als auch über das Brandverhalten der verschiedenen Stoffe und deren Reaktion mit den Löschmitteln notwendig. Um den durch das Löschen verursachten Wasserschaden möglichst gering zu halten, muß der Brand in möglichst kurzer Zeit unter Kontrolle gebracht werden.

In früheren Forschungsvorhaben wurden ausgehend von Großversuchen mit Möbeln und Holzkrippen verschiedene Löschmittel und -methoden mit dem Ziel untersucht, die Brandbekämpfung zu verbessern und die Schadenswassermenge zu verringern /1/. In weiterführenden Untersuchungen wurden diese Großversuche durch eine Vielzahl von Versuchen im Modellmaßstab mit kleinen Holzkrippen und Platten aus verschiedenen Materialien ergänzt /2,3,4,5/. Damit war es möglich, mittels Temperaturmessung an der Oberfläche und in verschiedenen Ebenen innerhalb der Platte die auftretenden Wärmeströme während der gesamten Versuchszeit zu bestimmen.

In der vorliegenden Arbeit wird für das Problem der senkrecht stehenden brennenden Platte das Temperaturfeld in Abhängigkeit verschiedener Parameter mit Hilfe der Differentialgleichungen für die Wärmeübertragung durch instationäre Wärmeleitung in ruhenden Körpern numerisch berechnet. Die Differentialgleichungen werden nach Festlegung der Anfangs- und Randbedingungen durch Anpassung an Versuchsgegebenheiten mittels Differenzenverfahren numerisch gelöst. Hierbei wird untersucht, ob ein Vergleich zwischen der numerischen Lösung der Differentialgleichungen und den experimentellen Ergebnissen möglich ist.

2. THEORETISCHE GRUNDLAGEN

2.1 Differenzenverfahren

Der Lösungsweg zur mathematischen Beschreibung der instationären eindimensionalen Wärmeleitung in ruhenden Körpern wird in der Literatur ausführlich erläutert /6,7/. Aus diesem Grund werden im Folgenden die Lösungsansätze der Differentialgleichungen auf eine kurze Zusammenfassung beschränkt.

Für den praktischen Fall einer senkrecht stehenden brennenden Platte wurde das Modell der Wärmeleitung in einer unendlich ausgedehnten Platte der Dicke d gewählt. Die Grundgleichung für das Temperaturfeld lautet:

$$a \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} = \frac{\partial \theta}{\partial t} \quad (1)$$

Die Herleitung dieser Grundgleichung ist in /8/ ausführlich erläutert. Die in Gleichung (1) vorkommenden partiellen Differentialquotienten werden in Differenzenquotienten umgeformt.

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} = \frac{(\theta_{i,k+1} - \theta_{i,k}) - (\theta_{i,k} - \theta_{i,k-1})}{\Delta x^2} \quad (2)$$

+ Terme höherer Ordnung

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{\theta_{i+1,k} - \theta_{i,k}}{\Delta t} + \text{Terme höherer Ordnung} \quad (3)$$

Dazu werden die Ortskoordinate x und die Zeitkoordinate t in jeweils gleichgroße endliche Intervalle Δx bzw. Δt zerlegt. Bei genügend kleinen Intervallen können die Terme höherer Ordnung vernachlässigt werden. Für jedes Element k wird dann die Temperatur zur Zeit i auf dessen Schwerlinie berechnet (vgl. Bild 1).

Ausgehend von Gleichung (1) erhält man mit den Gleichungen (2) und (3) in Differenzenform:

$$\theta_{i+1,k} = \frac{a \cdot \Delta t}{(\Delta x)^2} (\theta_{i,k+1} + \theta_{i,k-1}) + \theta_{i,k} \left(1 - \frac{2a \cdot \Delta t}{(\Delta x)^2}\right) \quad (4)$$

Geht man zur Vereinfachung davon aus, daß die Platte homogen ist und die Vorgänge symmetrisch bezüglich der Körpermitte ablaufen, so kann man folgende Normierung einführen:

$$\xi = \frac{2x}{d} \quad (5)$$

Für die Breite eines Elementes erhält man somit:

$$\Delta \xi = \frac{2 \Delta x}{d} = \frac{1}{k_N} \quad (6)$$

Mit den Gleichungen (5) und (6) formt sich Gleichung (4) zur Berechnung der Temperatur $\theta_{i+1,k}$ in die folgende Differenzengleichung um:

$$\theta_{i+1,k} = \frac{4a \cdot \Delta t \cdot k_N^2}{d^2} (\theta_{i,k+1} + \theta_{i,k-1}) + \theta_{i,k} \left(1 - \frac{8a \cdot \Delta t \cdot k_N^2}{d^2}\right) \quad (7)$$

Nach /6/ ist dieses Verfahren stabil, wenn die Schrittweiten so gewählt werden, daß die Bedingung

$$1 - \frac{8a \Delta t k_N^2}{d^2} \geq 0 \quad (8)$$

erfüllt ist.

Wählt man die Schrittweiten so, daß Gleichung (8) den Wert Null aufweist, dann vereinfacht sich die Gleichung (7) zu:

$$\theta_{i+1,k} = \frac{1}{2} (\theta_{i,k+1} + \theta_{i,k-1}) \quad (9)$$

Dieses Verfahren ist in der Literatur unter dem Namen BINDER-SCHMIDT-Verfahren bekannt /9,10,11/, mit dem Temperaturfelder auf grafischem Wege bestimmt werden können. Im hier vorliegenden Fall wäre eine grafische Auswertung wegen der komplizierten Vorgänge während der Verbrennung der Platte und der großen Datenmenge nicht möglich. Daher ist die Auswertung mit Hilfe einer Rechenanlage unumgänglich. Zur Berechnung der Temperaturfelder mit Hilfe des Differenzenverfahrens werden nun noch Anfangs- und Randbedingungen benötigt, die nachfolgend näher erläutert werden.

2.1.1 Anfangsbedingung

Zu Beginn der Berechnung wird angenommen, daß die Platte in ihrem Innern überall dieselbe Temperatur besitzt und daß sie der Umgebungstemperatur θ_{∞} entspricht.

$$\theta_{0,1} = \theta_{0,2} = \dots = \theta_{0,k} = \dots = \theta_{0,kN} = \theta_{\infty} \quad (10)$$

(für $i = 0$)

2.1.2 Symmetriebedingung

Bei der mathematischen Beschreibung des Modells der Wärmeleitung in einer Platte wird angenommen, daß die Platte homogen ist. Aus diesem Grund stellt sich die Lösung symmetrisch bezüglich der Plattenmitte dar (vgl. Bild 1).

$$\theta_{i,0} = \theta_{i,1} \quad (\text{für alle } i) \quad (11)$$

2.1.3 Randbedingung 1. Art (konstante Oberflächentemperatur)

Die Randbedingung 1. Art ist dann erfüllt, wenn die Oberflächentemperatur ϑ_{Ob} des Körpers während der Berechnung konstant ist (vgl. Bild 2).

$$\vartheta_{i,Ob} = \vartheta_{Ob} = \text{konst.} \quad (\text{für alle } i) \quad (12)$$

Die Temperatur ϑ_{i,k_N} auf der Schwerelinie des Elementes k_N kann mittels Strahlensatz aus Bild 2 ermittelt werden.

$$\vartheta_{i,k_N} = \frac{2}{3} (\vartheta_{Ob} - \vartheta_{i,k_N-1}) + \vartheta_{i,k_N-1} \quad (13)$$

Diese Berechnung ist eine Näherung und bedarf einer genügend kleinen Diskretisierung.

2.1.4 Randbedingung 3. Art (konstante Umgebungstemperatur)

Bei der Randbedingung 3. Art wird eine konstante Umgebungstemperatur ϑ_{∞} und ein konstanter äußerer Wärmeübergangskoeffizient α_a angenommen. Eine Wärmebilanz an der Plattenoberfläche ergibt:

$$\dot{q}_{Ob} = -\lambda \left. \frac{\partial \vartheta}{\partial x} \right|_{x=d/2} = \alpha_a (\vartheta_{Ob}(t) - \vartheta_{\infty}) \quad (14)$$

Hierbei ist $\vartheta_{Ob}(t)$ die zeitabhängige Oberflächentemperatur und \dot{q}_{Ob} der aus der Oberfläche austretende Wärmestrom.

Zur Berechnung der Temperatur ϑ_{i,k_N} nach dem Differenzenverfahren wird, wie aus Bild 3 zu ersehen ist, noch eine Hilfsschicht k_{N+1} im Abstand $\Delta\xi/2$ außerhalb der Platte benötigt. Hierdurch wird unterstellt, daß zwischen den beiden Schichten k_{N+1} und k_N ein reiner Wärmeleitvorgang stattfindet.

Zu Beginn der Randbedingung 3. Art ($i=0$) gilt:

$$\dot{q}_{Ob} = -\lambda \frac{2}{d} \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \Big|_{\xi=1} = \frac{2\lambda}{d} \frac{(\theta_{0,Ob} - \theta_{0,kN+1})}{(\Delta \xi/2)} \quad (15)$$

$$\dot{q}_{Ob} = \alpha_a (\theta_{0,Ob} - \theta_{\infty}) \quad (16)$$

Führt man die dimensionslose Kenngröße

$$Bi = \frac{\alpha_a d/2}{\lambda} \quad (\text{Biot-Zahl}) \quad (17)$$

ein und verknüpft die Gleichungen (15), (16) und (17), so kann die Temperatur $\theta_{0,kN+1}$ in Abhängigkeit von der Oberflächentemperatur θ_{Ob} bestimmt werden

$$i=0: \theta_{0,kN+1} = \theta_{0,Ob} (1 - Bi \Delta \xi/2) + \theta_{\infty} Bi \Delta \xi/2 \quad (18)$$

Entsprechend gilt für die Zeiten $i > 0$:

$$\dot{q}_{Ob} = -\lambda \frac{2}{d} \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \Big|_{\xi=1} = \frac{2\lambda}{d} \frac{\theta_{i,kN} - \theta_{i,Ob}}{(\Delta \xi/2)} \quad (19)$$

$$\dot{q}_{Ob} = \alpha_a (\theta_{i,Ob} - \theta_{\infty}) \quad (20)$$

Die bei der Randbedingung 3. Art unbekanntes Oberflächentemperatur $\theta_{i,Ob}$ wird wieder mit dem Strahlensatz (vgl. Bild 3) bestimmt.

$$i > 0: \theta_{i,Ob} = \frac{1}{2} (\theta_{i,kN} + \theta_{i,kN+1}) \quad (21)$$

Somit berechnet sich für alle $i > 0$ die Temperatur θ_{i, k_N+1} zu:

$$\theta_{i, k_N+1} = \theta_{i, k_N} \frac{1 - Bi \Delta \xi / 2}{1 + Bi \Delta \xi / 2} + \theta_{\infty} \frac{Bi \Delta \xi / 2}{1 + Bi \Delta \xi / 2} \quad (22)$$

$i > 0:$

2.1.5 Randbedingung bei definiertem Wärmefluß an der Oberfläche

Ist der Wärmefluß durch die Körperoberfläche bekannt, so kann die Temperatur θ_{i, k_N} berechnet werden (vgl. Bild 4).

$$\dot{q}_{i, Ob} = -\lambda \frac{2}{d} \left. \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \right|_{\xi=1} = -\lambda \frac{2}{d} \frac{\theta_{i, k_N} - \theta_{i, Ob}}{(\Delta \xi / 2)} \quad (23)$$

Hierbei wird $\dot{q}_{i, Ob}$ positiv angenommen.

$$\theta_{i, k_N} = \theta_{i, Ob} - \frac{1}{4} \frac{d}{\lambda \Delta \xi} \dot{q}_{i, Ob} \quad (24)$$

Die Oberflächentemperatur $\theta_{i, Ob}$ kann näherungsweise durch Umformung der Gleichung (13)

$$\theta_{i, Ob} = \frac{3}{2} (\theta_{i, k_N} - \theta_{i, k_N-1}) + \theta_{i, k_N-1} \quad (25)$$

berechnet werden. Mit den Gleichungen (24) und (25) erhält man

$$\theta_{i, k_N} = \theta_{i, k_N-1} + \frac{1}{2} \frac{d}{\lambda \Delta \xi} \dot{q}_{i, Ob} \quad (26)$$

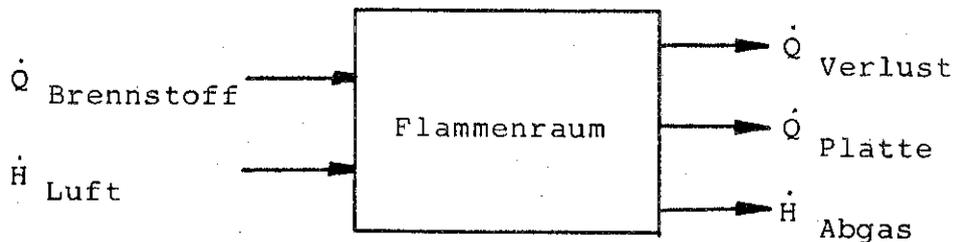
3. EINSETZEN DER RANDBEDINGUNGEN IN DIE WÄRMELEITGLEICHUNG

Für die numerische Auswertung wurden die Versuche ausgewählt, bei denen der Verlauf der Wärmestrom-Zeit-Kurve einer Meßstelle in der Platte den zugrunde gelegten vereinfachenden Annahmen am nächsten kam. Da die Lösungen symmetrisch zur Plattenmitte sind, wird nur eine Plattenhälfte betrachtet. Die numerische Berechnung der Wärmestromdichte teilt sich in folgende zeitliche Abschnitte auf:

- a) Aufheizphase: $t=0 \leq t \leq t_{LA}$
- b) Löschphase : $t_{LA} \leq t \leq t_{LE}$
- c) Abkühlphase : $t_{LE} \leq t \leq t_E$

3.1 Aufheizphase

Für die Aufheizphase ist es schwierig, geeignete Randbedingungen zu finden, da weder eine konstante Oberflächentemperatur noch ein konstanter Wärmefluß an der Oberfläche noch ein konstanter äußerer Wärmeübergang vorliegt. In der Aufheizphase verbrennen Holz und Spiritus. Ein Teil der dabei frei werdenden Energie heizt das Holz auf, der größte Teil wird als Verlust abgestrahlt und konvektiv abgeführt. Mit Hilfe einer Energiebilanz um den Flammenraum (siehe Skizze 1) können die einzelnen Energiekomponenten bestimmt werden.



$$\dot{Q}_B + \dot{H}_L - \dot{Q}_P - \dot{H}_{Ab} - \dot{Q}_V = \left(\frac{dH}{dt} \right)_{\text{Flammenraum}} \quad (27)$$

Skizze 1: Energiebilanz während der Aufheizphase

Wenn man Gleichung (27) nach dem Wärmestrom \dot{Q}_P auflöst, der an die Platte abgegeben wird, so ergibt sich:

$$\dot{Q}_P = \dot{Q}_B + \dot{H}_L - \dot{H}_{Ab} - \dot{Q}_V - \left(\frac{dH}{dt} \right)_{\text{Flammenraum}} \quad (28)$$

Die verfügbare Wärme aus der Verbrennung wird über die Heizwerte bestimmt.

$$\dot{Q}_B = \dot{m}_{SP} H_{u,SP} + \dot{m}_P H_{u,P} \quad (29)$$

Die Enthalpie des Luft- und Abgasstromes erhält man aus der Verbrennungsrechnung /12/.

$$\dot{H}_L = (\dot{m}_P l_P + \dot{m}_{SP} l_{SP}) c_{P,L} (\theta_L - \theta_n) \quad (30)$$

$$\dot{H}_{Ab} = (\dot{m}_P v_P + \dot{m}_{SP} v_{SP}) c_{P,Ab} (\theta_{Ab} - \theta_n) \quad (31)$$

Die Verbrennungskenngrößen l und v für die Platte bzw. Spiritus werden als konstant angenommen und unter der Voraussetzung der stöchiometrischen Verbrennung berechnet. Die Zahlenwerte können der Tabelle 1 entnommen werden. Die Stoffwerte des Abgases wie z.B. Dichte ρ , Wärmekapazität c_p oder Wärmeleitfähigkeit λ entsprechen denen der Luft bei einer Abgastemperatur $\theta_{Ab} = 800^\circ\text{C}$.

Somit verbleiben zur Berechnung des Wärmestromes \dot{Q}_P noch die Bestimmung der Wärmeverluste \dot{Q}_V und der Größe $\left(\frac{dH}{dt} \right)_{\text{Flammenraum}}$. Während der Aufheizphase kann jedoch über beide Größen kaum eine Aussage getroffen werden. Selbst wenn angenommen wird, daß der konvektive Anteil vernachlässigt werden kann und somit die Wärmeverluste nur durch Abstrahlung entstehen, fehlen Aussagen über den zeitlichen Verlauf der Flammentemperatur und über die Größe der strahlenden Fläche, da diese sich laufend verändern. Deshalb wird angenommen, daß die Wärme, die in die Platte ein-

dringt, nur aus einem Bruchteil P der Größen \dot{Q}_B , \dot{H}_L und \dot{H}_{Ab} besteht, sodaß man annähernd für den Wärmestrom \dot{Q}_P erhält:

$$\dot{Q}_P = P(\dot{Q}_B + \dot{H}_L - \dot{H}_{Ab}) \quad (32)$$

Setzt man für

$$\dot{q}_P = \dot{Q}_P / A \quad (33)$$

so erhält man mit den Gleichungen (27) bis (31) die Wärmestromdichte in der Aufheizphase zu:

$$\begin{aligned} \dot{q}_B = P \cdot \frac{\dot{m}_{SP}}{A} & \left[H_{u,SP} + l_{SP} c_{P,L} (\theta_L - \theta_n) - v_{SP} c_{P,Ab} (\theta_{Ab} - \theta_n) \right] \\ + P \cdot \frac{\dot{m}_P}{A} & \left[H_{u,P} + l_P c_{P,L} (\theta_L - \theta_n) - v_P c_{P,Ab} (\theta_{Ab} - \theta_n) \right] \end{aligned} \quad (34)$$

Die zeitliche Massenabnahme des Spiritus \dot{m}_{SP} und der Platte \dot{m}_P werden aus Masse-Zeitdiagrammen erhalten und mit Hilfe des Ansatzes des Gauss'schen Normalverteilungsgesetzes an die experimentell ermittelten Meßwerte angepaßt.

$$m = A e^{-Bt^2} \quad (35)$$

Die Konstanten A' und B' werden durch Vergleich mit den Versuchsgegebenheiten erhalten und können der Tabelle 2 entnommen werden. Bild 5 zeigt die gute Übereinstimmung mit den Meßwerten. Aus Gleichung (35) kann man durch Differenzieren nach der Zeit den Massenstrom bestimmen.

$$\dot{m} = \frac{dm}{dt} = -2 \cdot A' B t e^{-Bt^2}$$

bzw.

$$|\dot{m}| = 2 \cdot A' B t e^{-Bt^2} \quad (36)$$

Setzt man Gleichung (36) in Gleichung (34) ein, so erhält man für den Faktor P durch Vergleich mit dem Bezugsversuch den Wert 0,05. Somit sind alle Größen bekannt, um die Wärmestromdichte in der Aufheizphase zu bestimmen.

3.2 Löschphase

Bei der Berechnung der Wärmestromdichte in der Löschphase müssen für die Randbedingungen vereinfachte Annahmen gemacht werden. In Abhängigkeit der aufgespritzten Wassermenge treten verschiedene Fälle beim Löschen auf.

1. Die auf die Platte aufgespritzte Wassermenge verdampft vollständig. Der Temperaturbereich der Oberflächentemperaturen fällt binnen weniger Sekunden von ca. 400 °C - 500 °C kurz vor der Löschphase auf ca. 100 °C - 200 °C ab.
2. Es wird gerade soviel Wasser aufgespritzt, wie verdampfen kann, ohne daß überschüssiges Wasser am Brett abläuft. Die Oberflächentemperatur der Platte sinkt hierbei auf genau 100 °C ab.
3. Es wird soviel Wasser aufgespritzt, daß ein Teil des Wassers verdampft und der andere Teil als Überschuß an der Platte abläuft. Hierbei können die Oberflächentemperaturen auf unter 100 °C absinken.

Der Temperaturabfall kann in allen drei Fällen linear oder exponentiell erfolgen.

Zur Berechnung des Wärmestromes während der Löschphase wird der Fall 2 angenommen, da dieser am einfachsten zu berechnen ist. Hierbei erfolgt der Temperaturabfall an der Plattenoberfläche linear. Nach Erreichen der Oberflächentemperatur von 100 °C nach einer Zeit ($t_1 - t_{LA}$) bleibt diese während der gesamten restlichen

Löschphase konstant. Die aus der Verbrennung frei werdende Aufheizenergie sinkt innerhalb der Zeit $(t_1 - t_{LA})$ ebenfalls linear auf den Wert Null. Die Entzündungstemperatur der Platte wird dabei unterschritten, die Flamme erlischt und der Wärmestrom an der Plattenoberfläche wechselt das Vorzeichen. Damit eine Rückzündung von Zersetzungsgasen an Glutnestern vermieden wird und die Temperaturen der randnahen Schichten unter der Entzündungstemperatur gehalten werden, muß noch weiter Wärme abgeführt werden. Die Randbedingungen können demnach wie folgt zusammengefaßt werden:

$$t = t_{LA} \quad : \quad \dot{q}_{LA} = \dot{q}_H (t = t_{LA}) \quad (37)$$

$$t_{LA} \leq t \leq t_1 \quad : \quad \dot{q}_{Ob} = \frac{\dot{q}_{LA}}{t_1 - t_{LA}} (t_1 - t) \quad (38)$$

$$t_1 \leq t \leq t_{LE} \quad : \quad \theta_{Ob} = 100 \text{ °C} = \text{konst.} \quad (39)$$

3.3 Abkühlphase

Nach den Annahmen im Abschnitt 3.2 ist nach Beendigung der Löschphase das Wasser verdampft. Die Oberflächentemperatur beträgt 100 °C und erhöht sich zu Beginn der Abkühlphase durch Wärmezufuhr aus den inneren Schichten der Platte. Hierbei können Temperaturen von über 200 °C auftreten. Im weiteren Verlauf der Abkühlphase kühlt der Körper dann durch Strahlungsaustausch und konvektive Wärmeabfuhr aus.

Bei der Randbedingung 3. Art, d.h. konstanter äußerer Wärmeübergangskoeffizient α_a und konstante Umgebungstemperatur θ_∞ gilt nach Abschnitt 2:

$$\dot{q}_{Ob} = - \lambda \frac{2}{d} \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \Big|_{\xi=1} = \alpha_a (\theta_{Ob}(t) - \theta_\infty) \quad (14)$$

Dieser Ansatz nach der Biotzahl nach Gleichung (17) aufgelöst, ergibt:

$$Bi = - \left. \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \right|_{\xi=1} \cdot \frac{1}{\theta_{Ob}(t) - \theta_{\infty}} \quad (40)$$

bzw.

$$Bi = \frac{d}{2\Delta x} \cdot \frac{\theta(z=0) - \theta(z=\Delta x)}{\theta_{Ob}(t) - \theta_{\infty}} \quad (41)$$

Die Biot-Zahl nimmt zu Beginn der Abkühlphase sehr hohe Werte an, die theoretisch bis gegen unendlich ansteigen können. Dies resultiert aus der Randbedingung 1. Art (konstante Oberflächentemperatur) während der Löschphase, die als ein Grenzfall aus der Randbedingung 3. Art für Bi gegen unendlich abgeleitet werden kann. Nach Erreichen eines maximalen Wertes Bi_{max} fällt die Biot-Zahl innerhalb einer Zeit $(t_2 - t_{LE})$ gemäß einer Exponentialfunktion auf den Endwert Bi_{min} ab. In Bild 6 und Bild 7 ist der zeitliche Verlauf der Biot-Zahl aus Meßwerten von Versuchen mit unterschiedlichem Abbrandstadium für Spanplatten und Holz dargestellt.

Für den zeitlichen Verlauf der Biot-Zahl in der Abkühlphase erhält man somit folgende Zusammenhänge:

$$t = t_{LE} \quad : \quad Bi = Bi_{max} \quad (42)$$

$$t_{LE} \leq t \leq t_2 \quad : \quad Bi = Bi_{max} \exp(-c(t - t_{LE})) + Bi_{min} \quad (43)$$

$$t > t_2 \quad : \quad Bi = Bi_{min} \quad (44)$$

Hierbei berechnet sich die Konstante c zu:

$$c = \frac{1}{t_2 - t_{LE}} \ln \left(\frac{Bi_{max}}{Bi(t_2) - Bi_{min}} \right) \quad (45)$$

Damit sind alle Größen zur numerischen Berechnung bekannt. Zusammenfassend kann der Aufbau des Rechenprogrammes dem Programm-schema auf Seite 24 entnommen werden.

4. ERGEBNISSE DER NUMERISCHEN AUSWERTUNG IM VERGLEICH MIT MESSWERTEN

Um die Leistungsfähigkeit der mathematischen Simulierung von Wärmestromdichte- und Temperatur-Zeitkurven zu testen, wurden für Holz- und Spanplatten bei verschiedenen Abbränden die theoretischen Werte mit den Meßwerten der jeweiligen Bezugsversuche verglichen. Hierbei wurden die Versuche ausgewählt, welche den dem Rechenprogramm zugrunde gelegten vereinfachenden Annahmen (die gesamte Wassermenge verdampft, ohne daß überschüssiges Wasser an der Platte abläuft; Temperatur an der Plattenoberfläche 100 °C während des Löschvorgangs) am nächsten kamen. Die berechneten Wärmestromdichte- und Temperatur-Zeitkurven sind zusammen mit den experimentellen Ergebnissen in den Bildern 8 bis 11 bzw. 12 bis 15 dargestellt. Betrachtet man die Wärmestromdichte-Zeitkurven in der Aufheizphase bei den Versuchen mit den Spanplatten (Bild 9 bis 11), so kann man beobachten, daß in den ersten drei Minuten des Versuches die experimentell ermittelte Wärmestromdichte-Zeitkurve viel flacher verläuft als die berechnete und erst danach ansteigt. Dies hat seine Ursachen darin, daß sich auf der Spanplatte zuerst eine gleichmäßige Holzkohlenschicht bilden muß, bevor sich die Flamme über das gesamte Brett ausbreiten kann. Beim Holz erfolgt dieser Vorgang wesentlich schneller, wie das Bild 8 zeigt. Bei niedrigen Abbrandraten, wie z.B. 15 Gew.-%, stimmt die theoretische Wärmestromdichte-, und Temperatur-Zeitkurve sehr gut mit dem Experiment überein (Bild 11 und 15). Mit zunehmendem Verkohlungsgrad der Spanplatte, insbesondere bei Abbränden von mehr als 25 Gew.-%, kann es zu einem Abriß der Flammenfront auf der Plattenoberfläche kommen, wobei die Platte dann vorwiegend an den seitlichen und oberen Rändern weiterbrennt. Die Oberflächentemperatur sinkt dadurch etwas ab, wie den beiden Bildern 13 und 14 zu entnehmen ist.

Als Folge hiervon sinkt die Wärmestromdichte-Zeitkurve bei den Abbränden von 35 Gew.-% und 25 Gew.-% (Bild 9 und 10) kurz vor der Löschphase ab. Am Ende der Löschphase erreichen alle numerisch ermittelten Wärmestromdichte-Zeitkurven trotz ähnlicher Temperaturverläufe größere Werte als bei den Versuchen. Als Gründe hierfür können angenommen werden, daß zum einen die Diskretisierung in der theoretischen Betrachtung viel feiner ist als im Experiment, und zum anderen, daß die Oberflächentemperatur etwas von dem in der Theorie angenommenen Wert von 100 °C abweicht. In der Abkühlphase erreicht die theoretisch berechnete Wärmestromdichte-Zeitkurve schneller einen konstanten Endwert, der etwas über dem experimentell ermittelten Wert liegt. Insgesamt gesehen kann man in Anbetracht der komplizierten Vorgänge durch numerische Berechnung eine befriedigende Übereinstimmung mit dem Experiment erzielen.

5. ZUSAMMENFASSUNG

Im Rahmen dieses Forschungsvorhabens wurden theoretisch ermittelte Wärmestromdichte- und Temperatur-Zeitkurven mit Meßwerten aus früher durchgeführten Untersuchungen mit Holz- und Spanplatten bei unterschiedlichen Abbränden verglichen.

Der theoretische Ansatz beruhte auf der Bestimmung des Temperaturfeldes in einer senkrecht stehenden unendlich ausgedehnten Platte mit Hilfe der Grundgleichung der instationären eindimensionalen Wärmeleitung in ruhenden Körpern. Durch Umformen der Differentialgleichung in Differenzenquotienten konnten die Wärmestromdichte- und Temperatur-Zeitkurven nach dem Prinzip des Differenzenverfahrens nach Binder und Schmidt berechnet werden. Die numerische Berechnung wurde in drei zeitliche Abschnitte aufgeteilt (Aufheizphase, Löschphase, Abkühlphase). Mit Hilfe verschiedener Randbedingungen konnte die Differentialgleichung für jeden zeitlichen Abschnitt an die Versuchsgegebenheiten angepaßt werden. Dadurch war es möglich, die berechneten Wärmestromdichte- und Temperatur-Zeitkurven für die gesamte Zeit geschlossen darzustellen.

Abweichungen der theoretischen Werte von den experimentellen Werten sind unter anderem in der Unregelmäßigkeit der Flamme während der Aufheizphase und in der feineren Diskretisierung bei der Berechnung der Wärmestromdichte- und Temperatur-Zeitkurven begründet. Unter Berücksichtigung der komplizierten Vorgänge während des Brandes konnte jedoch eine zufriedenstellende Übereinstimmung der theoretischen Daten mit dem Experiment erzielt werden.

6. FORMELZEICHEN

A	Fläche
A', B', C	Konstanten
a	Temperaturleitfähigkeit
Bi	BIOT-Zahl
c_p	spezifische Wärme
d	Brettdicke
H	Enthalpie
\dot{H}	Enthalpiestrom
H_u	Heizwert
h	Enthalpie pro Volumeneinheit
\dot{h}	Enthalpiestrom pro Volumeneinheit
i	Zeitschritt
k	Ortsschritt
k_N	Anzahl der Elemente
l	spezifischer Luftbedarf
m	Masse
\dot{m}	Massenstrom
p	Konstante
Q	Wärmemenge
\dot{Q}	Wärmestrom
\dot{q}	Wärmestromdichte (Wärmestrom pro Fläche)
t	Zeit
V	Volumen
\dot{V}	Volumenstrom
v	spezifisches Abgasvolumen
x, z	Ortskoordinaten
α	Wärmeübergangskoeffizient
Δ	Differenz
δ	Differential
λ	Wärmeleitfähigkeit
θ	Temperatur
ξ	dimensionslose Ortskoordinate
ρ	Dichte

INDICES

a	außen
Ab	Abgas
B	Brennstoff
E	Ende
H	Holz
i	Zählindex, Zeitindex
k	Ortsindex
L	Luft
LA	Löschbeginn
LE	Löschende
max	maximal
min	minimal
P	Platte
n	Normalbedingungen 273 K; 1,013 bar
Ob	Oberfläche
Sp	Spiritus
V	Verlust
v	Verdampfung, verdampft
1	Wärmestromumkehr
2	Zeitpunkt für $Bi = Bi_{min}$
∞	Umgebung, Gleichgewicht

7. LITERATURVERZEICHNIS

- /1/ Fuchs, P.: Brand- und Löschversuche in natürlichem Maßstab, um geeignete Löschmittel oder Kombinationen von Löschmitteln zu finden, die den bei der derzeitigen Brandbekämpfung üblichen Wasserschaden verringern könnten. Forschungsbericht Nr.33 der Arbeitsgemeinschaft der Innenministerien der Bundesländer, Arbeitskreis V - Unterausschuß "Feuerwehrangelegenheiten", 1978
- /2/ Fuchs, P.: Untersuchung der Löschwirkung verschiedener Löschmittel und Löschmethoden bei unterschiedlichen Brandgütern. Forschungsbericht Nr.36 der Arbeitsgemeinschaft der Innenministerien der Bundesländer, Arbeitskreis V - Unterausschuß "Feuerwehrangelegenheiten", 1979
- /3/ Fuchs, P.: Untersuchung der Löschwirkung verschiedener Löschmittel und Löschmethoden bei unterschiedlichen Brandgütern. Teil II
Forschungsbericht Nr.41 der Arbeitsgemeinschaft der Innenministerien der Bundesländer, Arbeitskreis V - Unterausschuß "Feuerwehrangelegenheiten", 1980

- /4/ Widmann, P.: Untersuchung der Löschwirkung verschiedener Löschmittel und Löschmethoden bei unterschiedlichen Brandgütern. Teil III
Forschungsbericht Nr.44 der Arbeitsgemeinschaft der Innenministerien der Bundesländer, Arbeitskreis V - Unterausschuß "Feuerwehrangelegenheiten", 1981
- /5/ Bodamer, M.: Untersuchung der Löschwirkung verschiedener Löschmittel und Löschmethoden bei unterschiedlichen Brandgütern. Teil IV
Forschungsbericht Nr.48 der Arbeitsgemeinschaft der Innenministerien der Bundesländer, Arbeitskreis V - Unterausschuß "Feuerwehrangelegenheiten", 1978
- /6/ Martin, H.: Instationäre Wärmeleitung in ruhenden Körpern.
im: VDI-Wärmeatlas, 4.Auflage - 1984
Düsseldorf: VDI-Verlag, Ec 18 - Ec 20
- /7/ Grigull, U.: Wärmeleitung
Sandner, H. Berlin: Springer Verlag (1979) S.84-90
- /8/ Schlünder, E.U.: Einführung in die Wärme- und Stoffübertragung
Vieweg-Verlag (1975)

- /9/ Schmidt, E.: Über die Anwendung der Differenzenrechnung auf technische Anheiz- und Abkühlungsprobleme.
Beiträge zur techn. Mechanik und techn. Physik (Föppl-Festschrift)
Berlin: Springer-Verlag (1924)
S.179-189
- /10/ Baehr, H.D.: Beiträge zur graphischen Bestimmung nicht stationärer Temperaturfelder mit Hilfe des Differenzenverfahrens
Forsch.-Ing.-Wes.20 (1954) S.16-19
- /11/ Baehr, H.D.: Abschnitt "Wärmeleitung" in:
Plank, R. (Hrsg.) "Handbuch der Kältetechnik" Bd.3
Berlin: Springer-Verlag (1959)
S.169-179
- /12/ Günther, R.: Verbrennung und Feuerungen
Berlin: Springer-Verlag (1974)

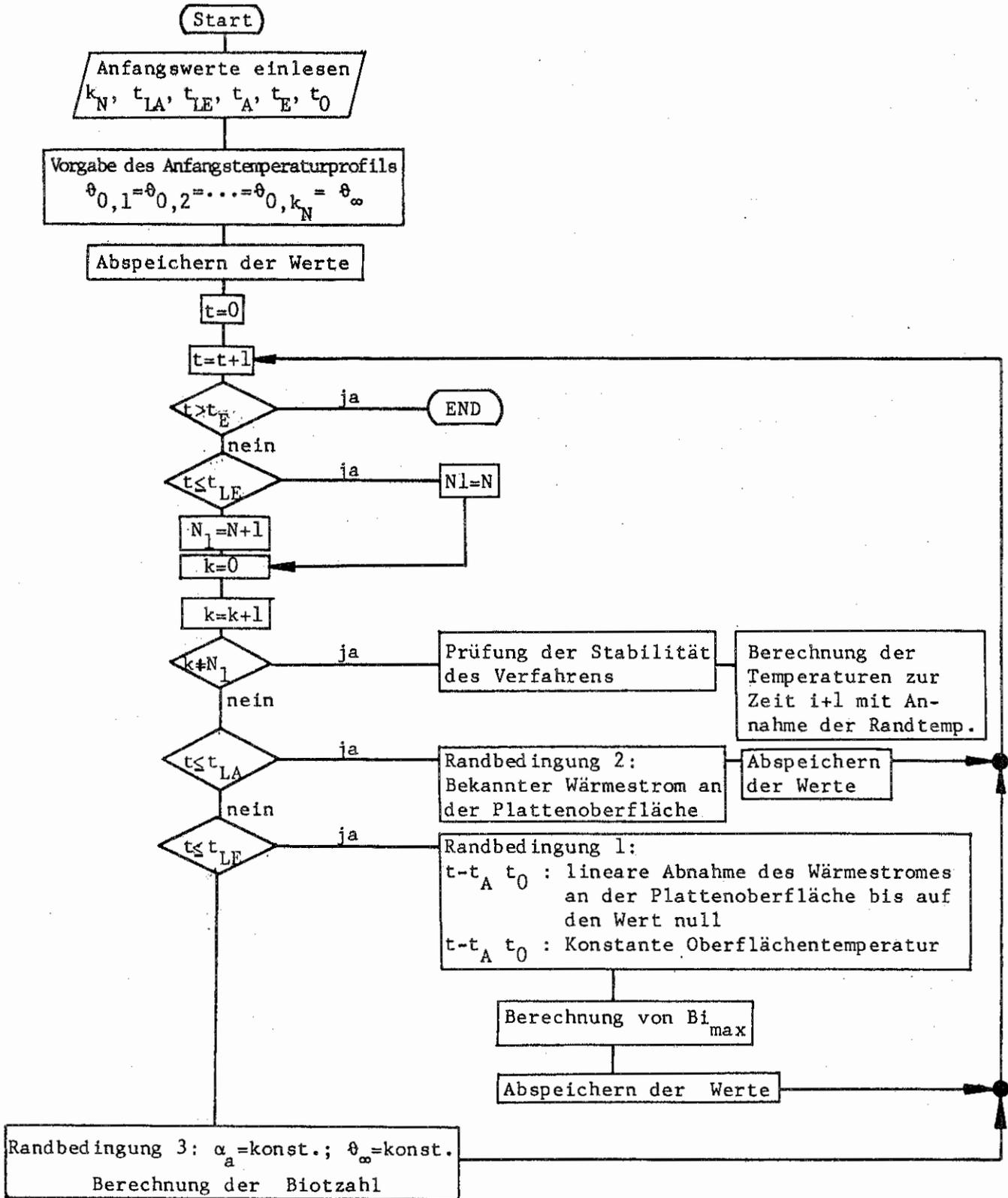
8. TABELLEN UND BILDER

Tabelle 1: Verbrennungskenngrößen

	Spiritus	Platte
Luftbedarf l	$l_{SP}=7,0 \frac{\text{m}^3 \text{ Luft}}{\text{kg Spiritus}}$	$l_P=4,6 \frac{\text{m}^3 \text{ Luft}}{\text{kg Plattenmaterial}}$
Abgasmenge v	$v_{SP}=7,9 \frac{\text{m}^3 \text{ Abgas}}{\text{kg Spiritus}}$	$v_{SP}=5,3 \frac{\text{m}^3 \text{ Abgas}}{\text{kg Plattenmaterial}}$

Tabelle 2: Festlegung der Konstanten im Programm DIFFG zur numerischen Berechnung der Abbrandkurven von Spiritus und Spanplatten

Material/ Gew.-% Abbrand	A_1	B_1	A_2	B_2
Holz /25 Gew.-%	0,089	$3,593 \cdot 10^{-5}$	0,2784	$1,908 \cdot 10^{-6}$
Spanpl./35 Gew.-%	0,053	$1,313 \cdot 10^{-5}$	0,407	$1,155 \cdot 10^{-6}$
Spanpl./25 Gew.-%	0,027	$6,10 \cdot 10^{-5}$	0,419	$1,96 \cdot 10^{-6}$
Spanpl./15 Gew.-%	0,017	$8,26 \cdot 10^{-5}$	0,427	$2,82 \cdot 10^{-6}$



Flußdiagramm zur rechnerischen Bestimmung von Wärmestromdichte- und Temperatur- Zeitkurven

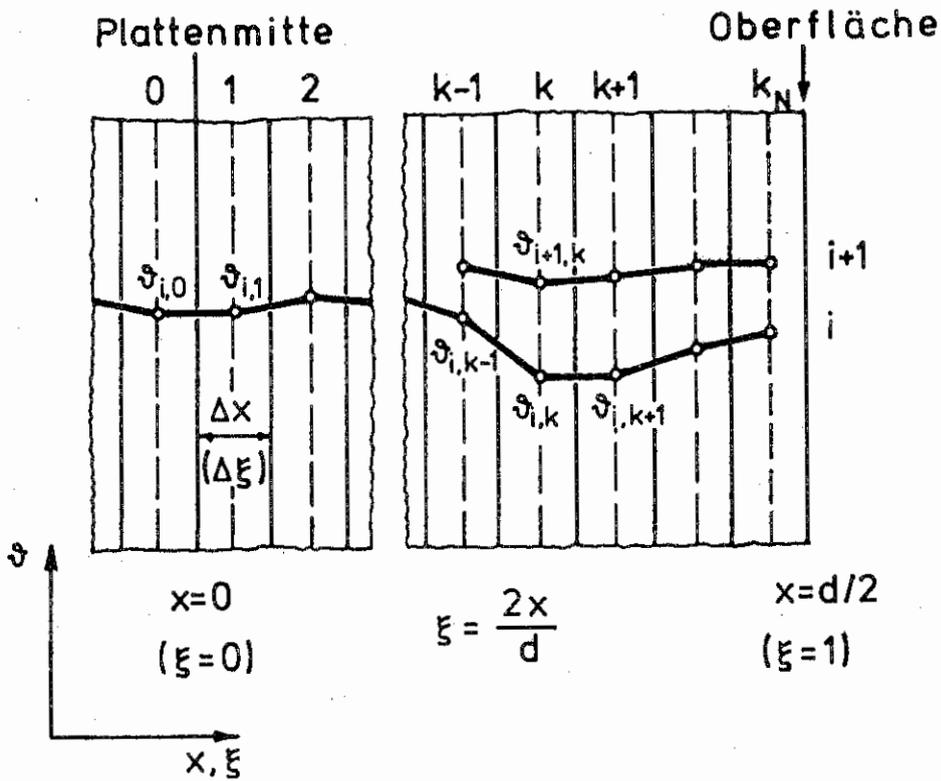


Bild 1: Anwendung des Differenzenverfahrens auf eine ebene Platte der Dicke d .

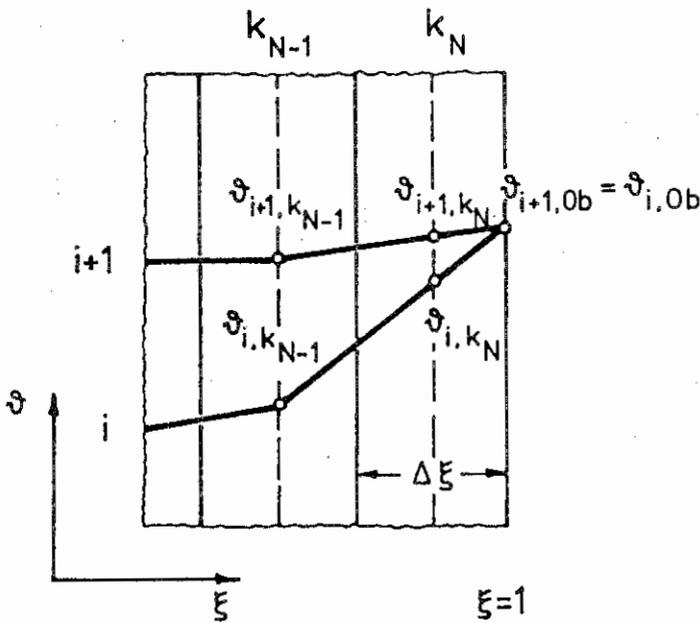


Bild 2: Darstellung der Randbedingung 1. Art in Differenzenform

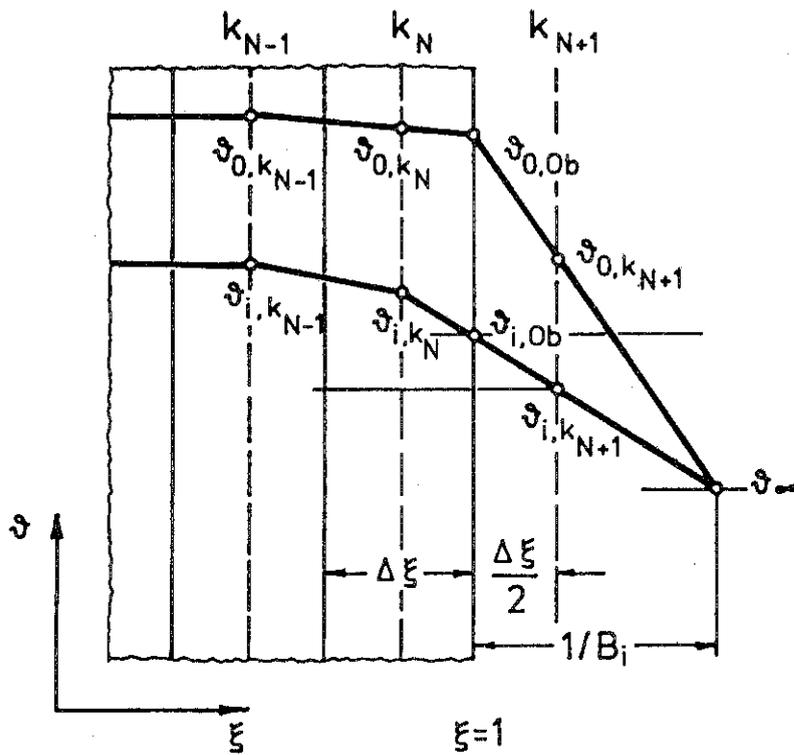


Bild 3: Darstellung der Randbedingung 3. Art in Differenzenform

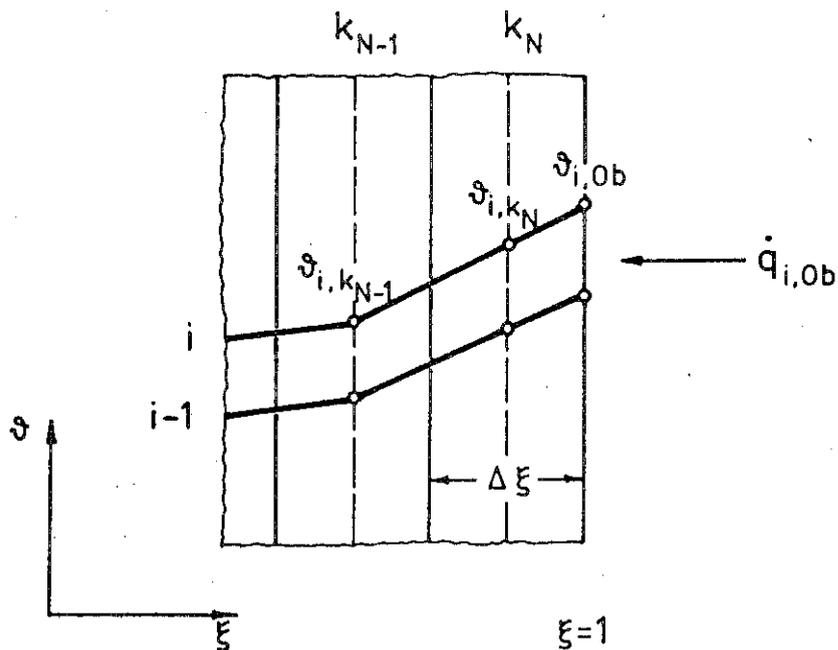


Bild 4: Randbedingung bei bekanntem Wärmefluß an der Oberfläche in Differenzenform

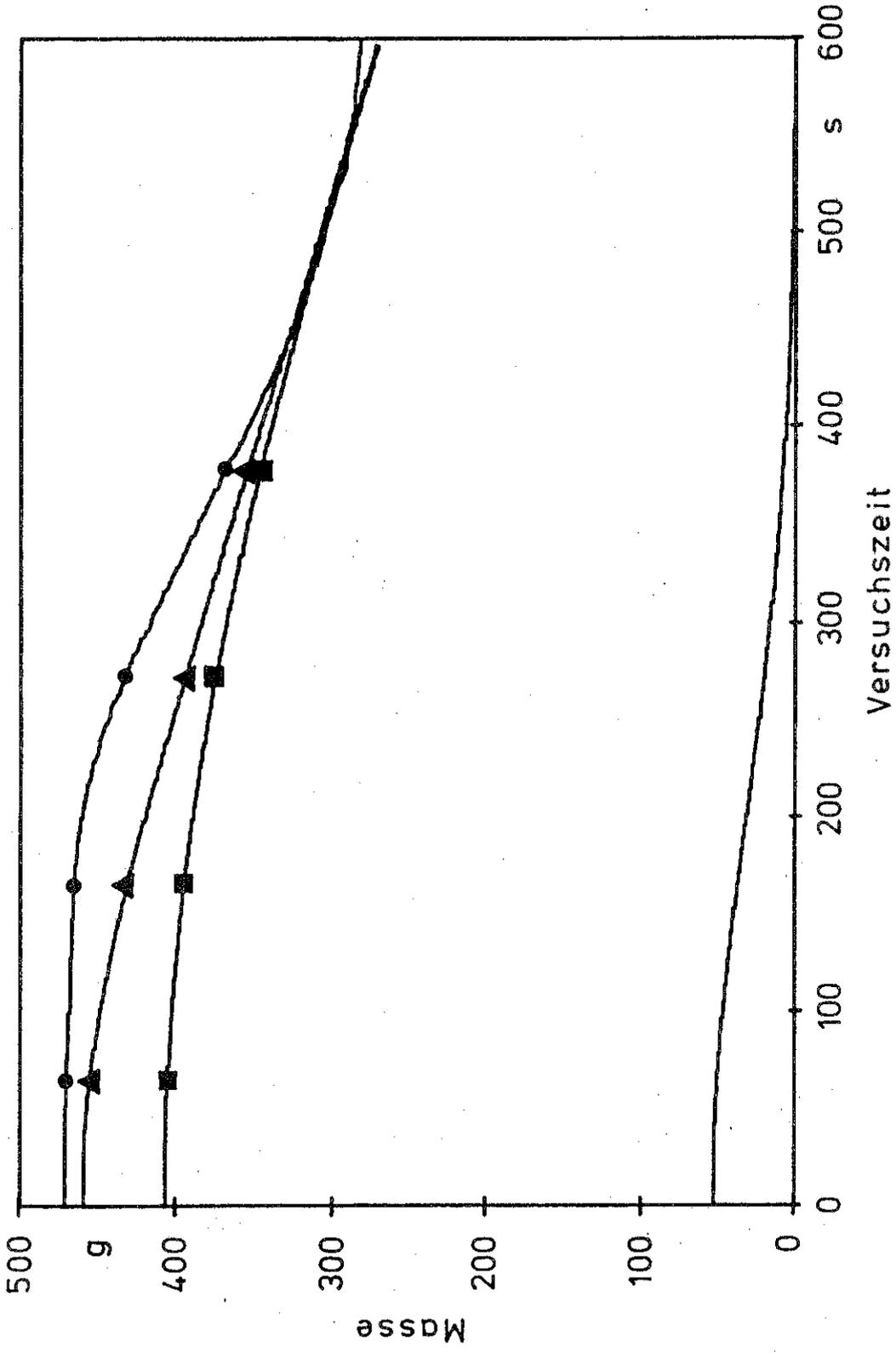


Bild 5: Berechnete und experimentell ermittelte Massenabnahme während der Aufheizphase

- gemessener Gesamtmassenverlust (Spiritus und Spanplatte bei 35 Gew.-% Abbrand)
- ▲ berechneter Gesamtmassenverlust
- berechneter Massenverlust der Spanplatte (35 Gew.-%)
- berechneter Massenverlust des Spiritus

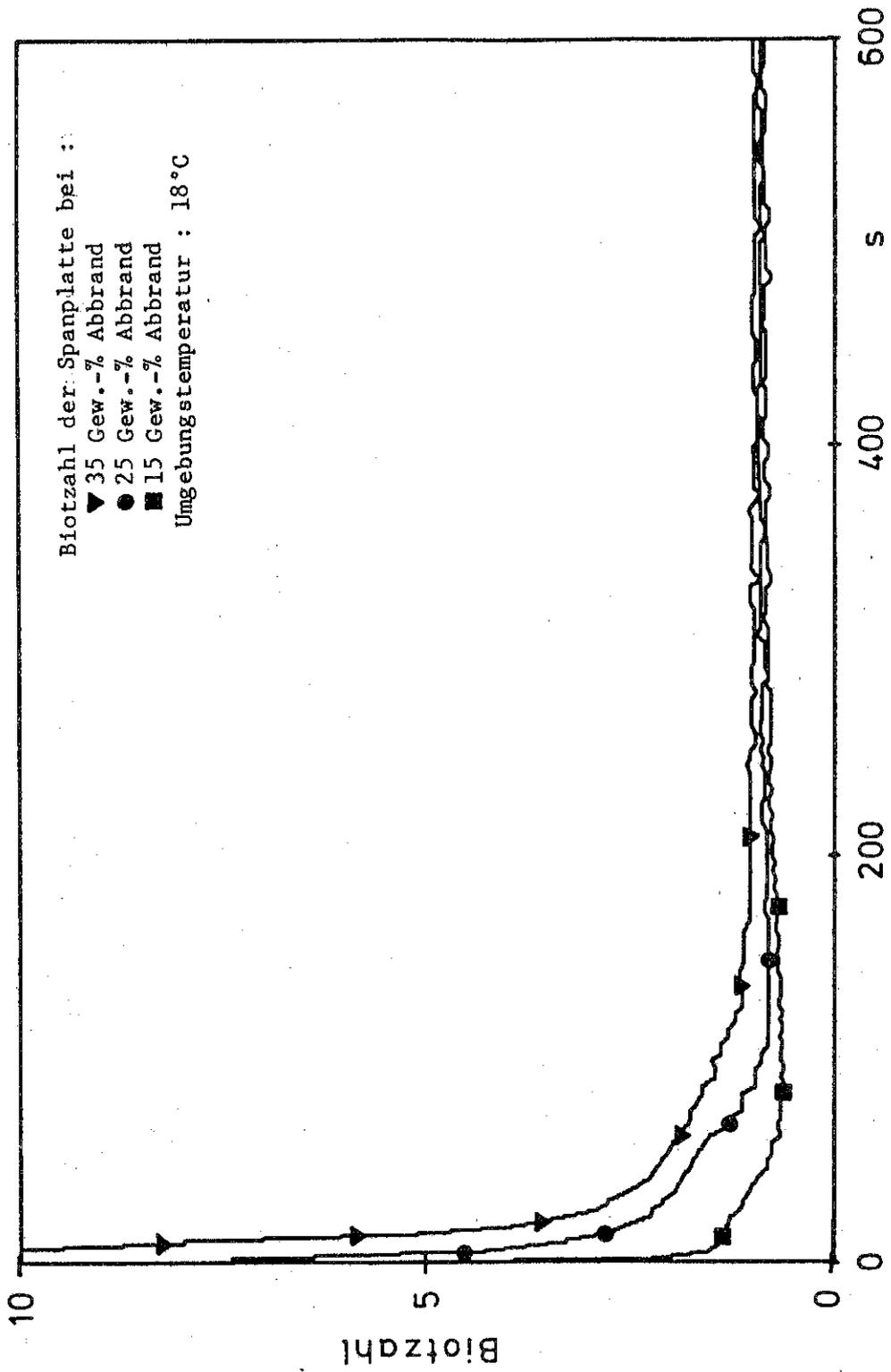


Bild 6: Zeitlicher Verlauf der Biotzahl ab Beginn der Wärmeabgabe

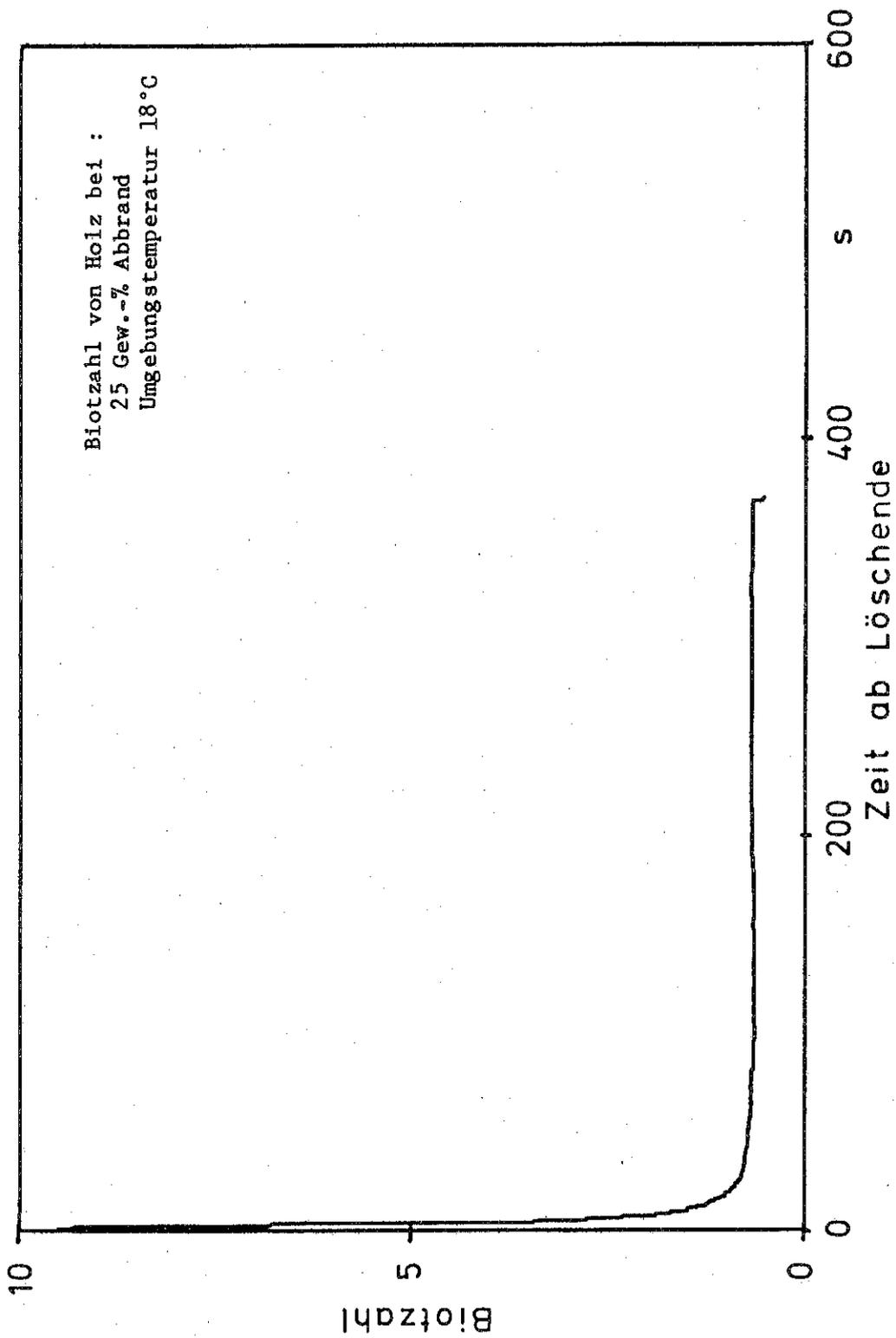


Bild 7: Zeitlicher Verlauf der Biotzahl ab Beginn der Wärmeabgabe

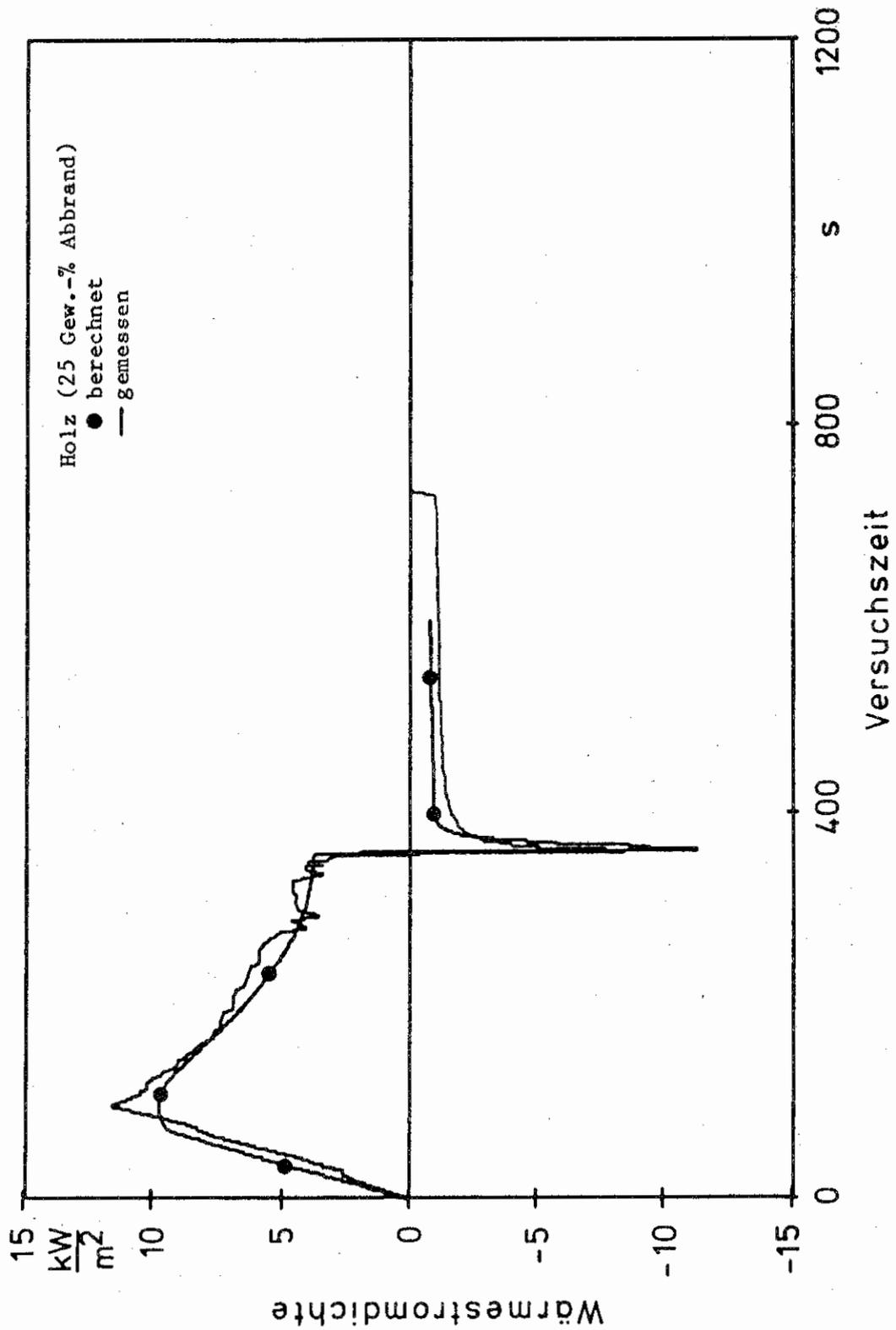


Bild 8: Berechnete Wärmestromdichte-Zeitkurve im Vergleich mit Versuchsdaten

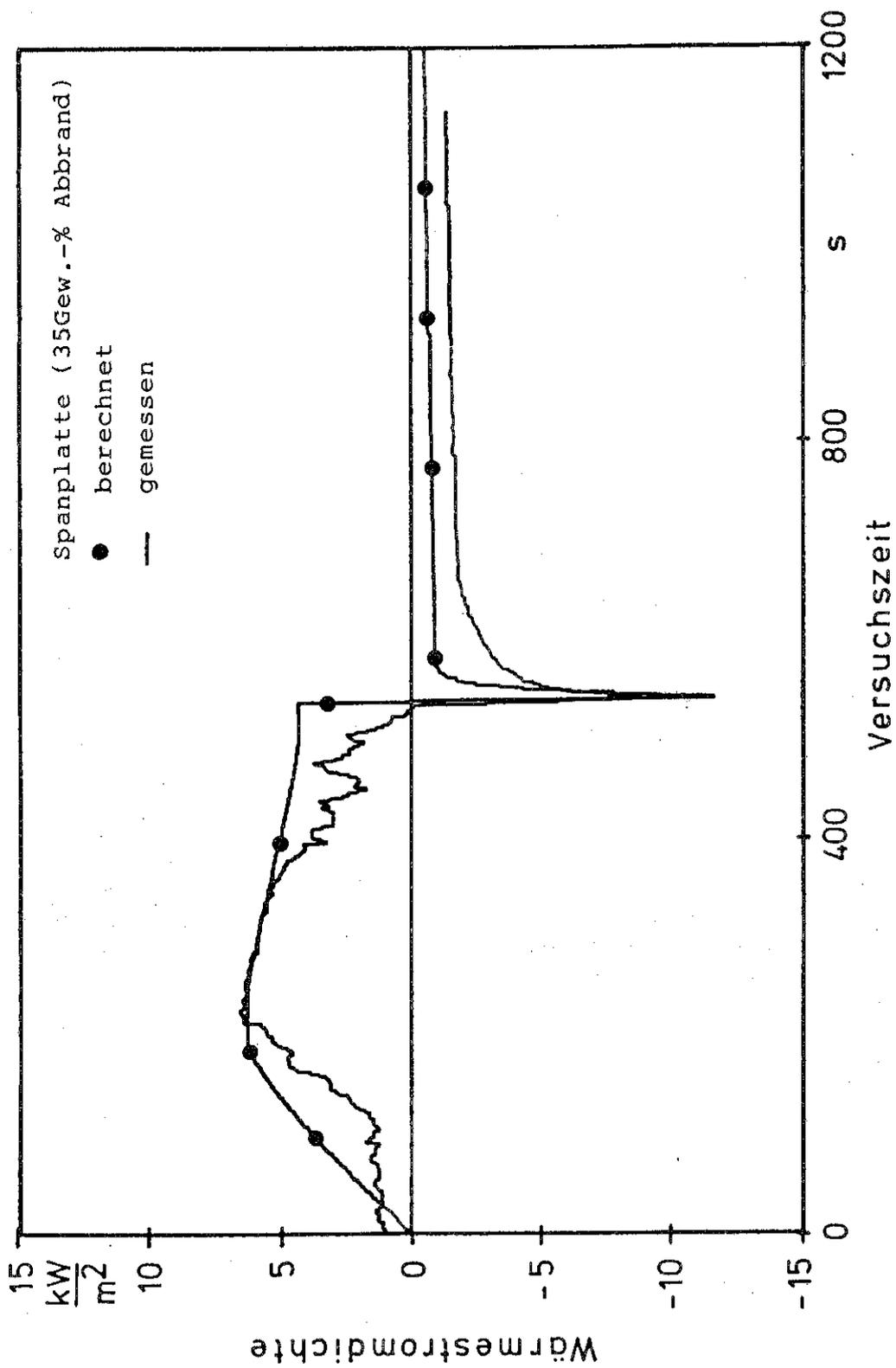


Bild 9: Berechnete Wärmestromdichte-Zeitkurve im Vergleich mit Versuchsdaten

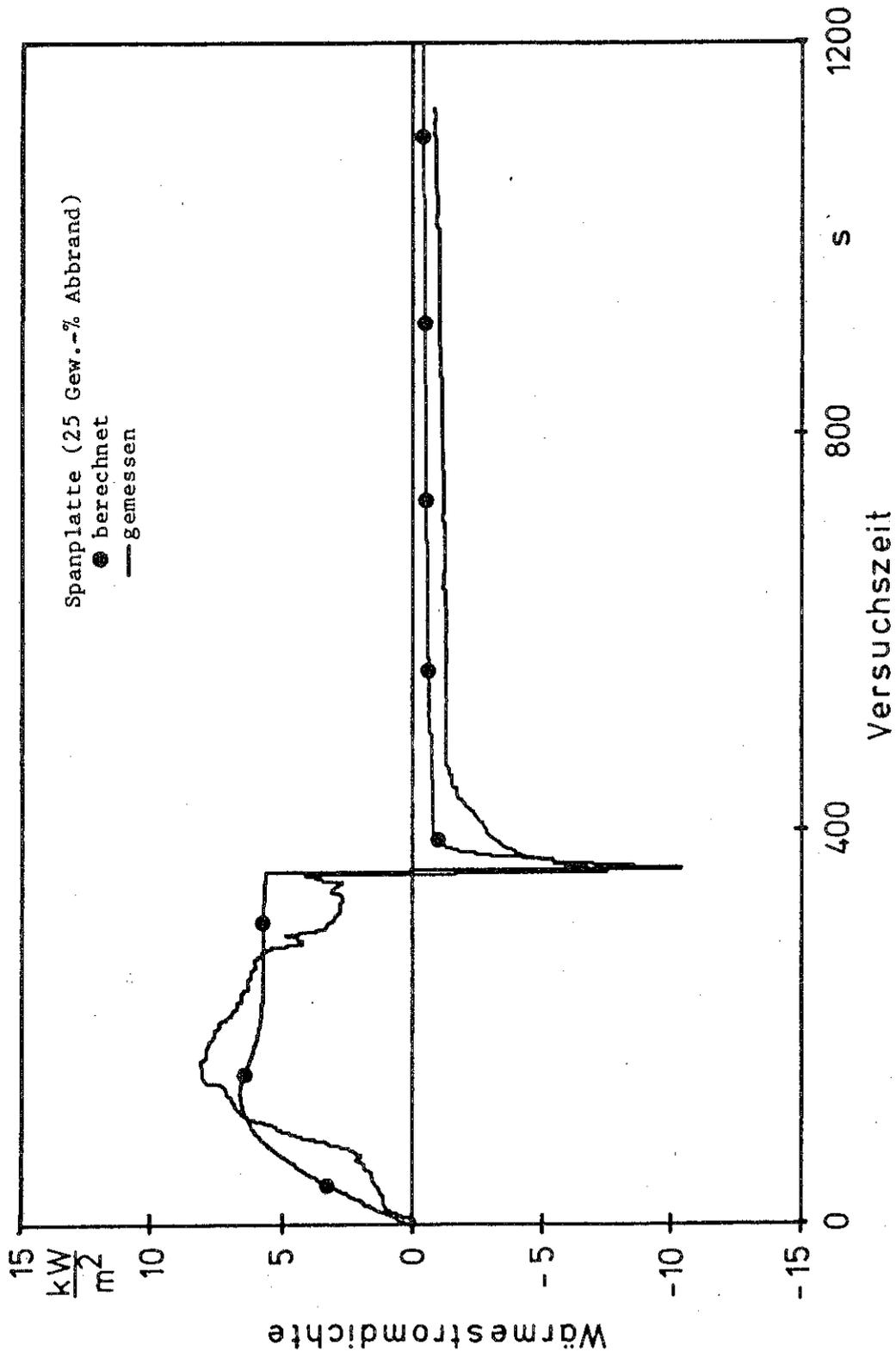


Bild 10: Berechnete Wärmestromdichte-Zeitkurve im Vergleich zu Versuchsdaten

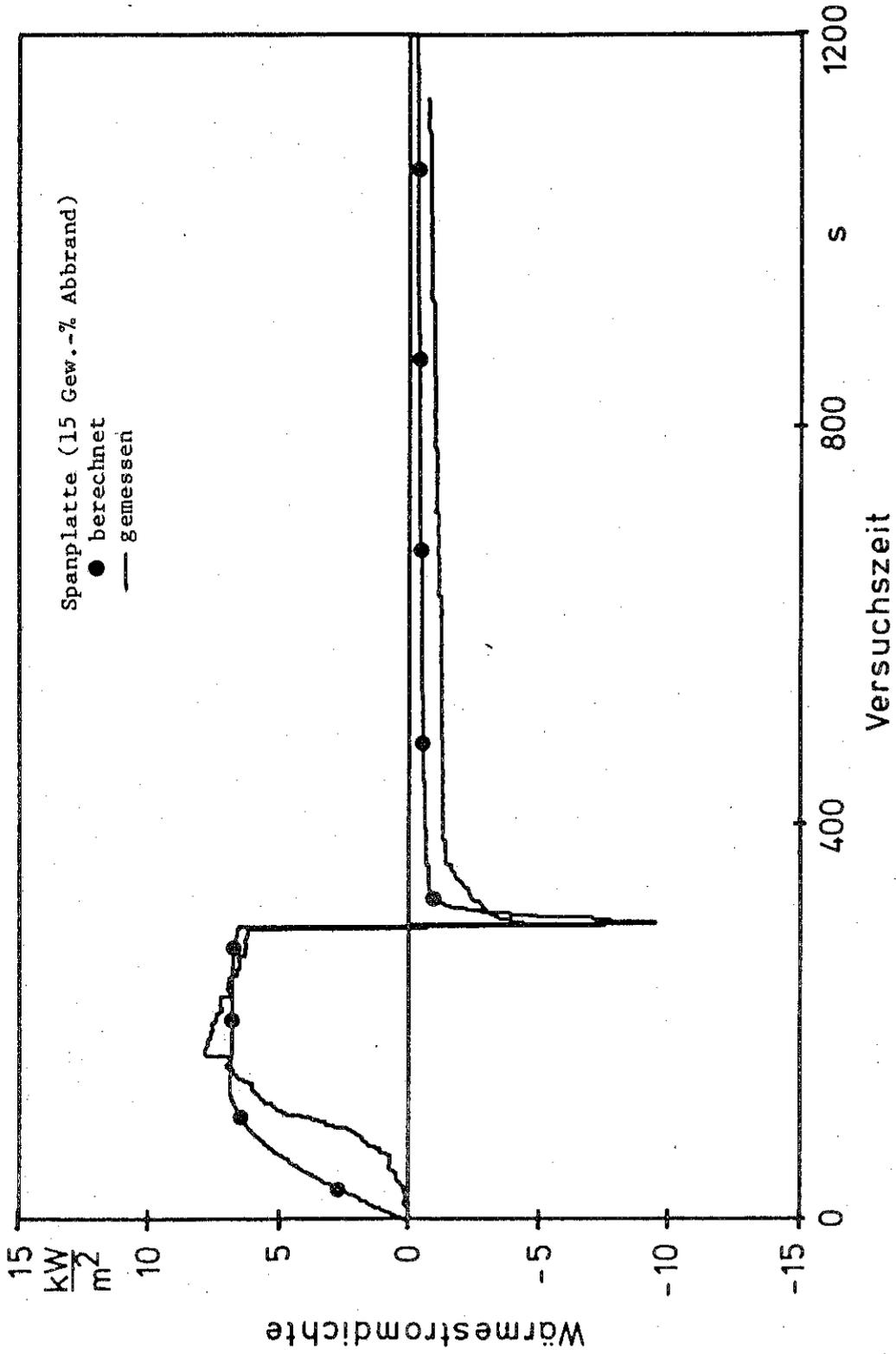


Bild 11: Berechnete Wärmestromdichte-Zeitkurve im Vergleich zu Versuchsdaten

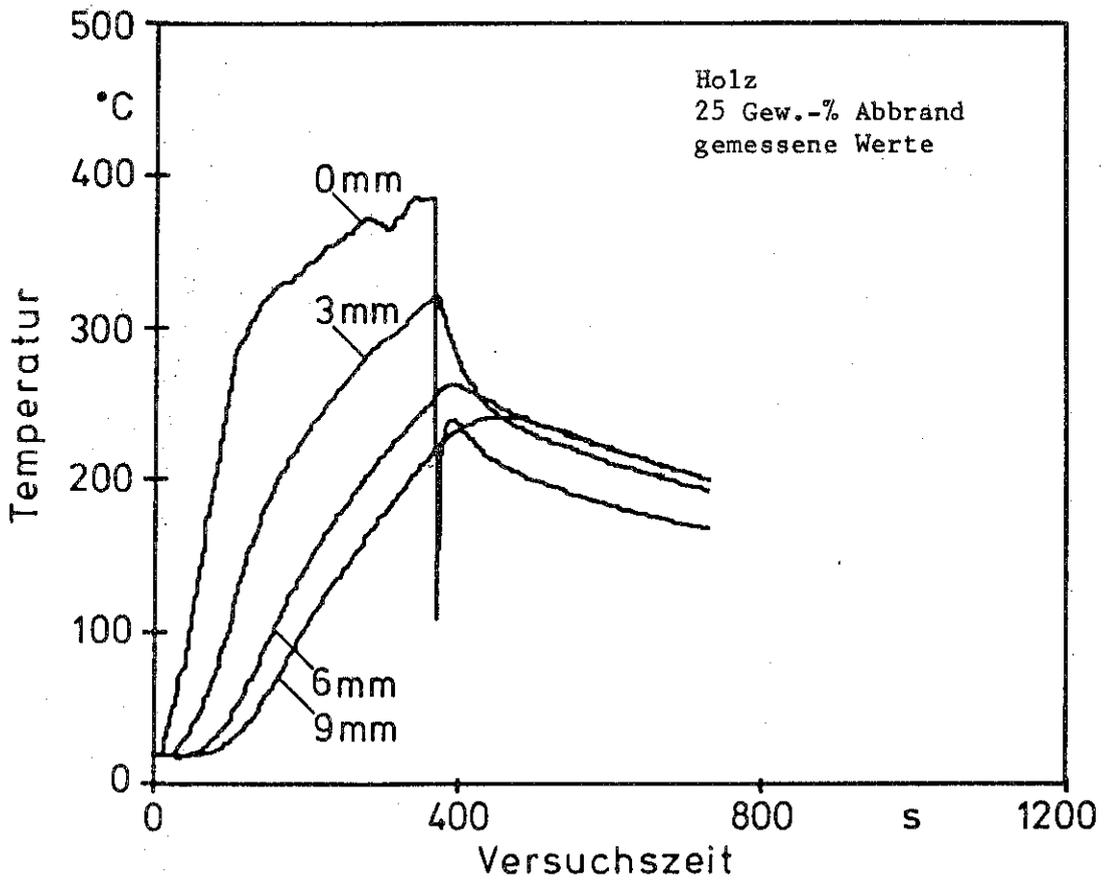
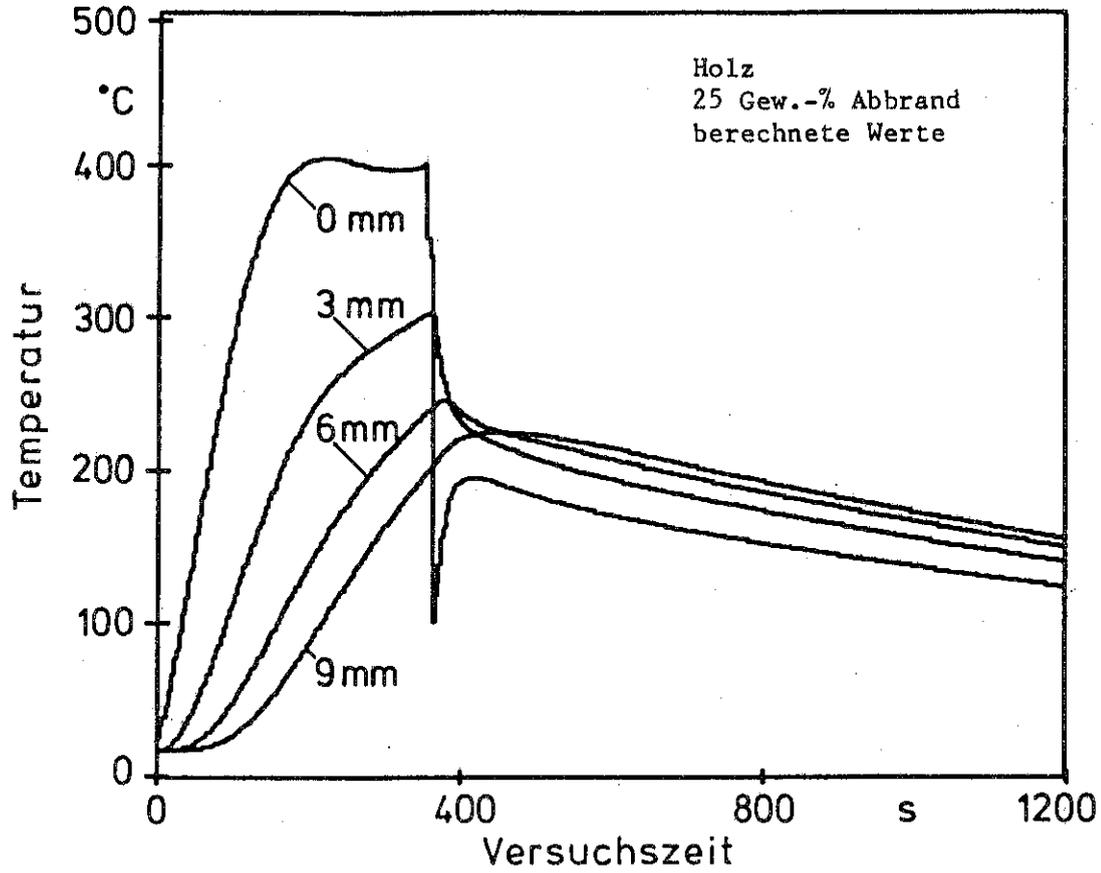


Bild 12: Berechneter und gemessener zeitlicher Verlauf der Temperatur in verschiedenen Tiefen

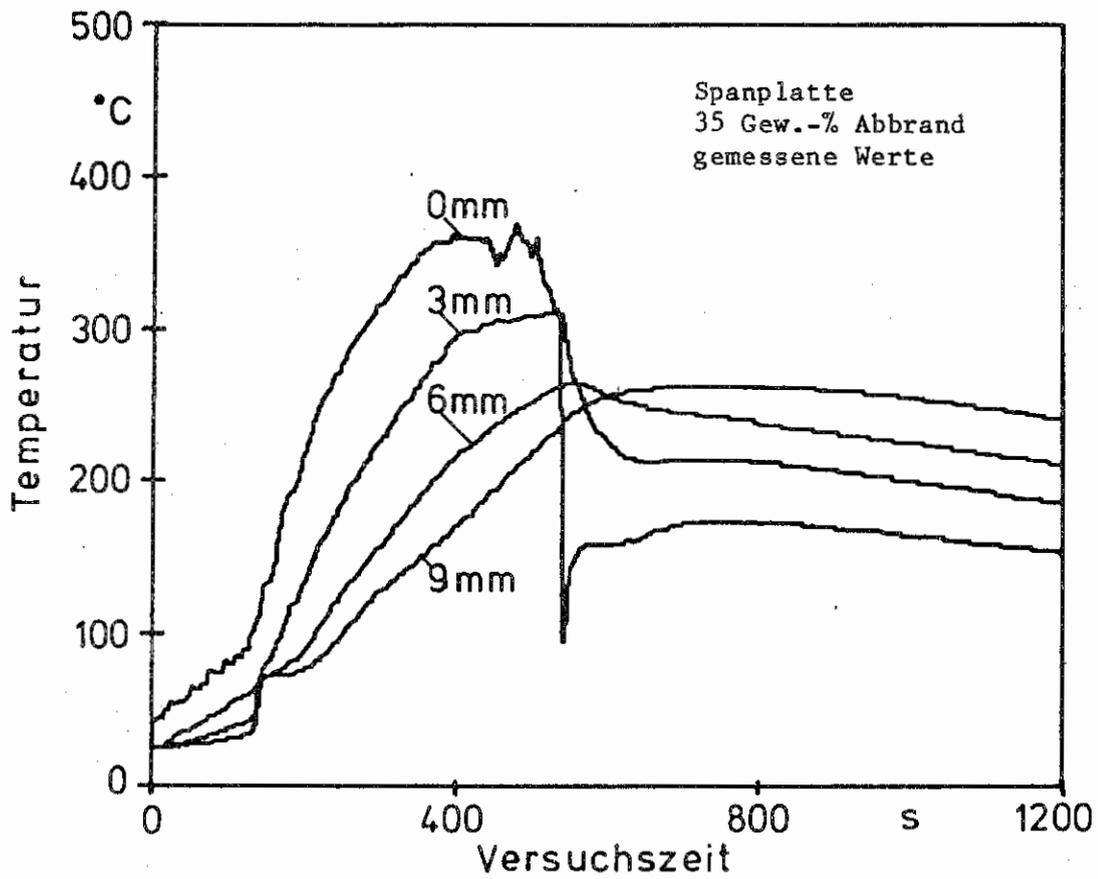
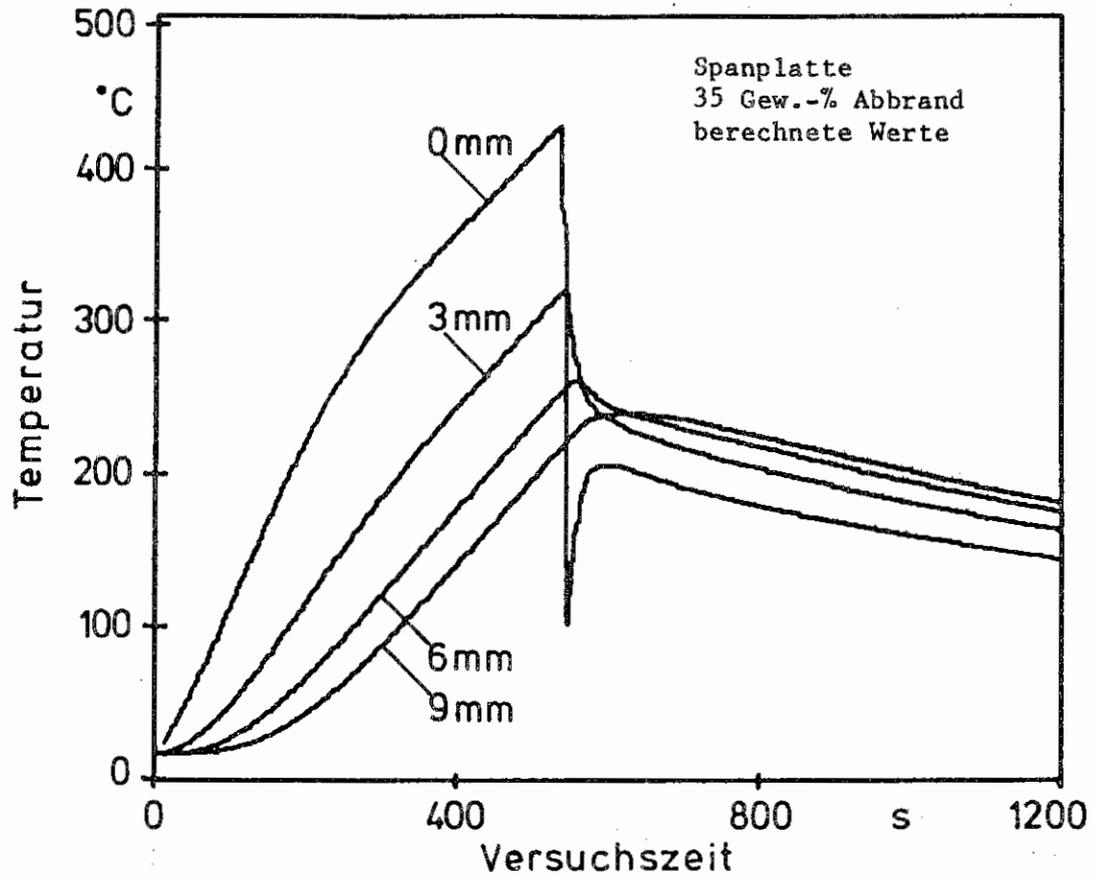


Bild 13: Berechneter und gemessener zeitlicher Verlauf der Temperatur in verschiedenen Tiefen

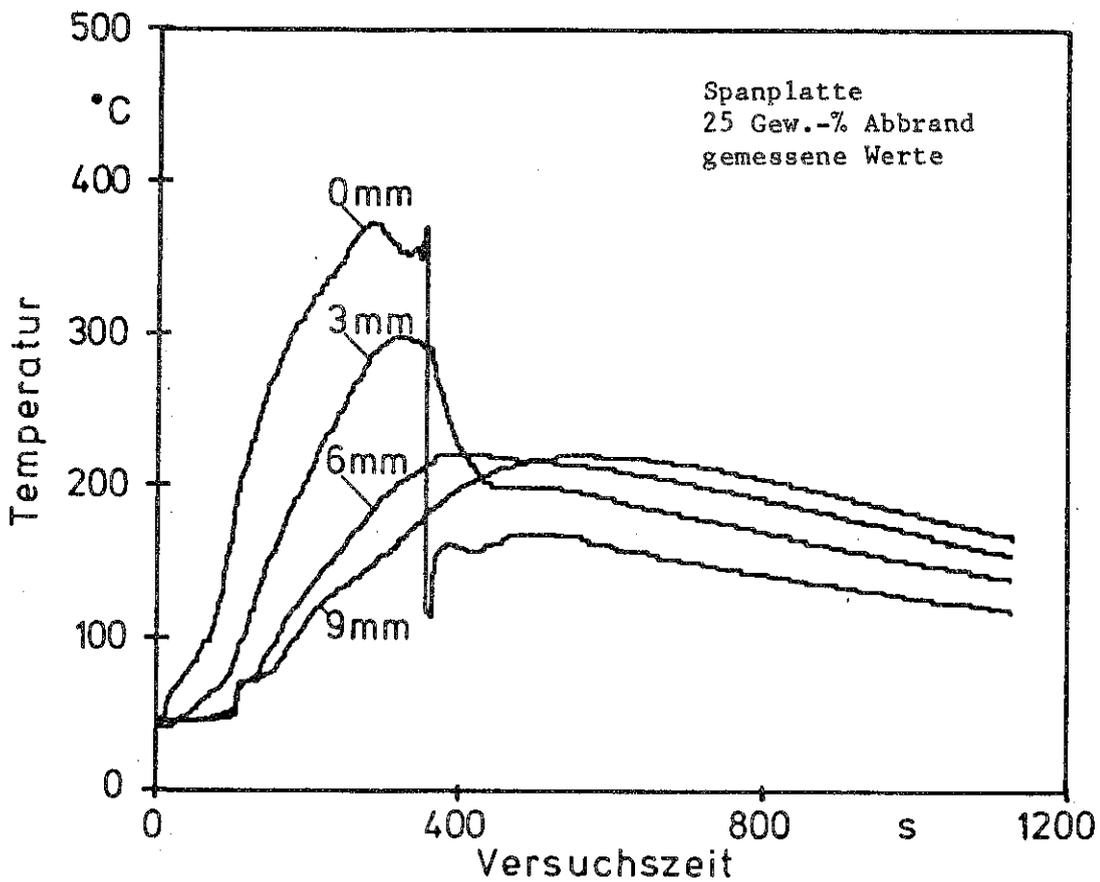
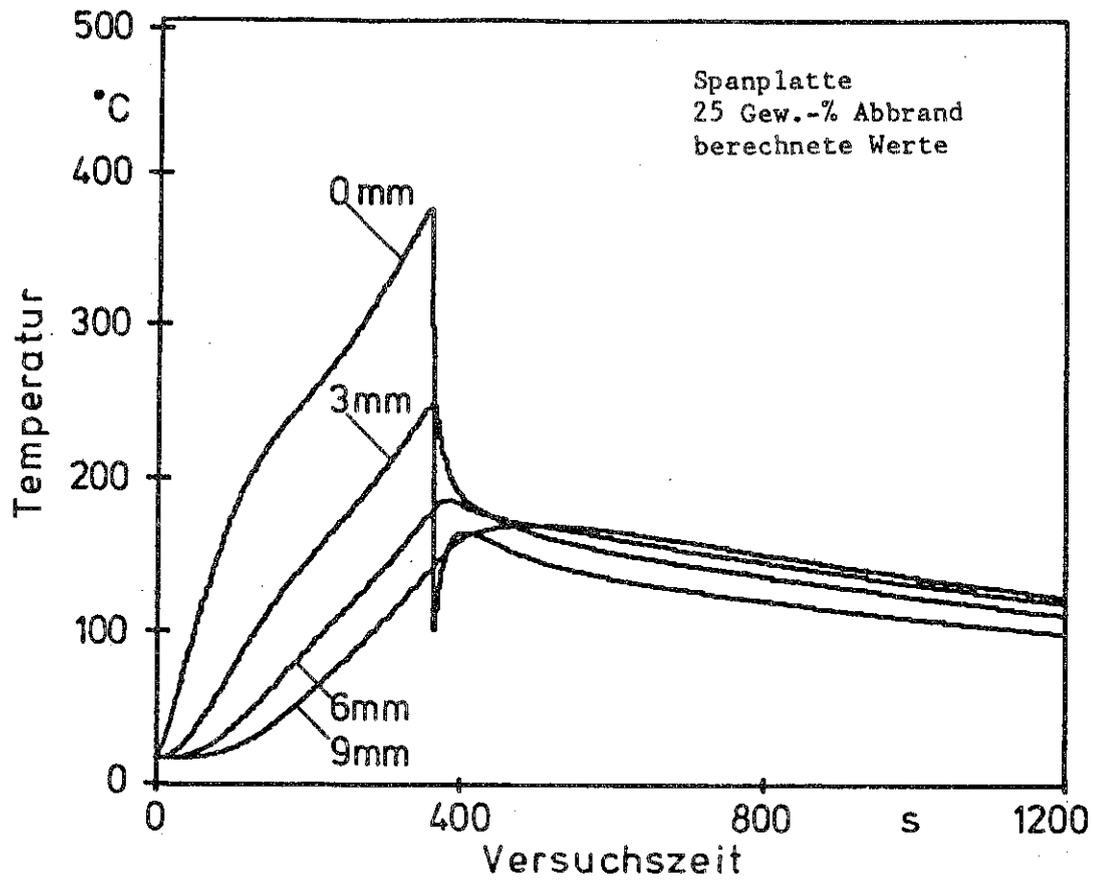


Bild 14: Berechneter und gemessener zeitlicher Verlauf der Temperatur in verschiedenen Tiefen

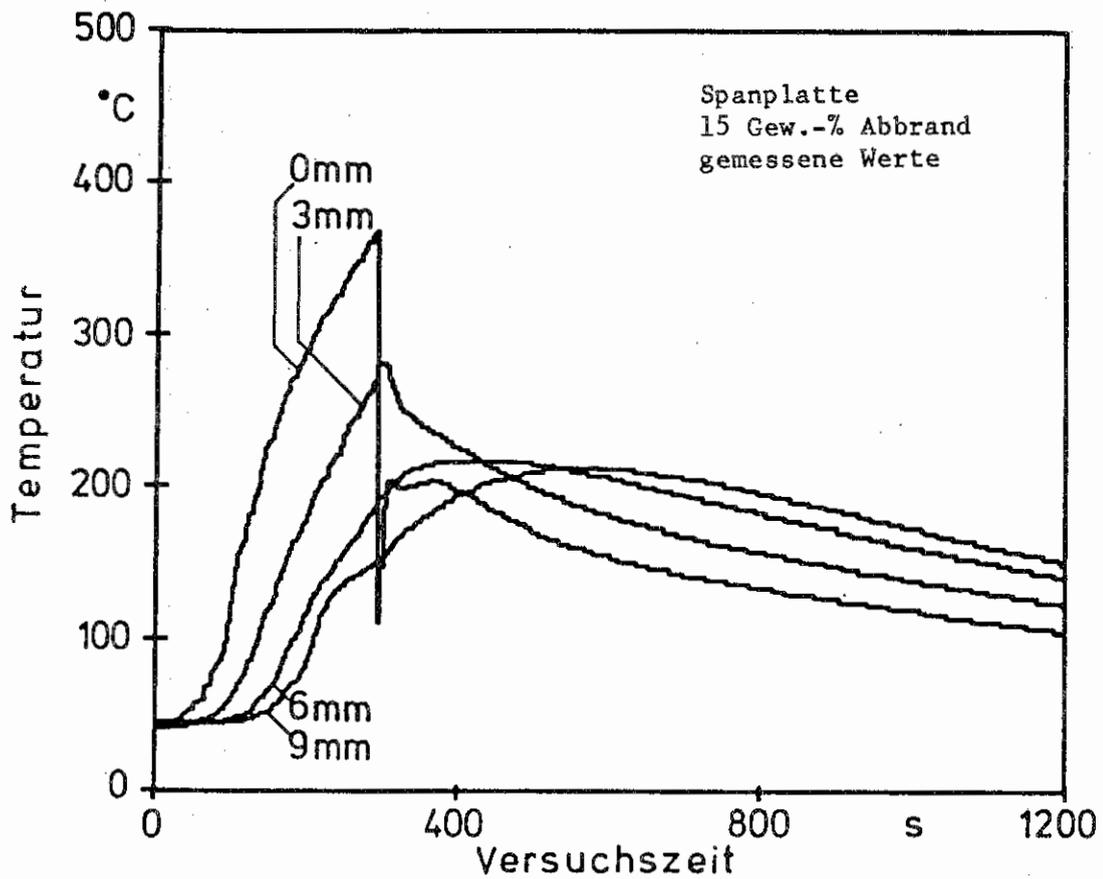
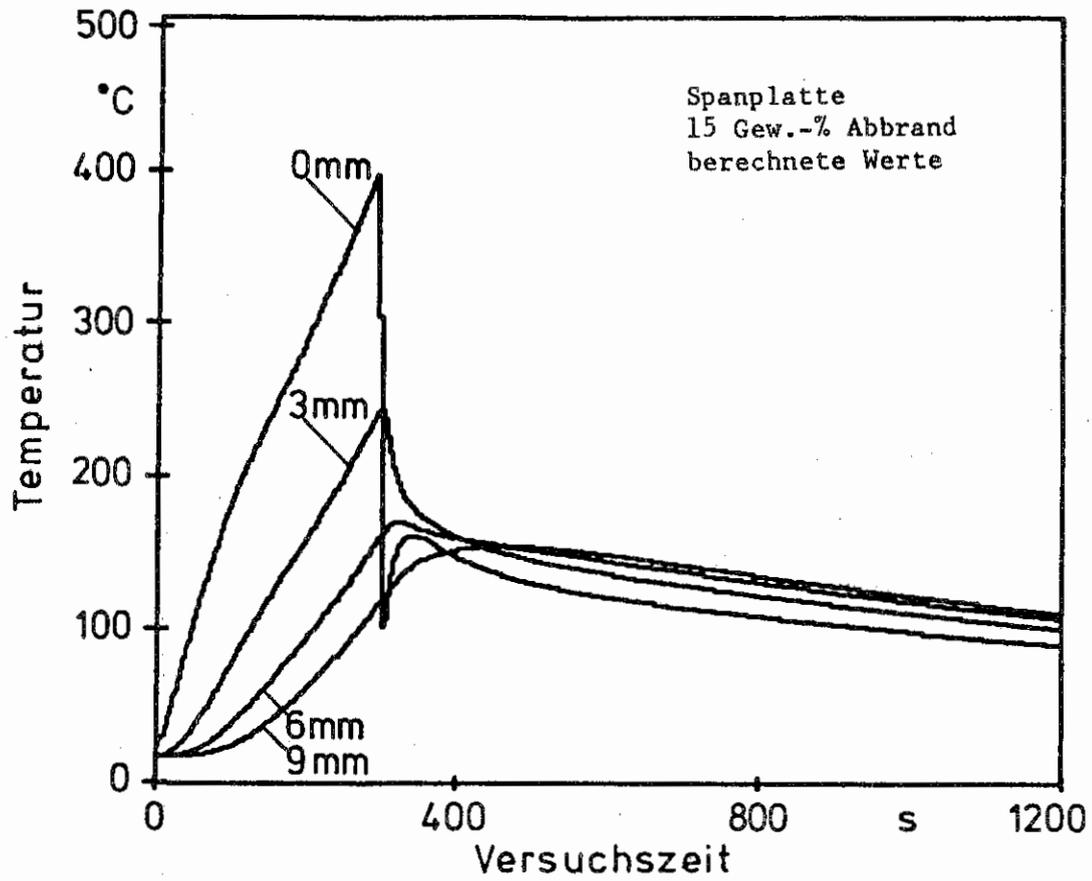


Bild 15: Berechneter und gemessener zeitlicher Verlauf der Temperatur in verschiedenen Tiefen