

KFK-332

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

Mai 1965

KFK 332

Institut für Angewandte Reaktorphysik

Das Verhalten schneller Nulleistungsreaktoren
bei Reaktivitätsstörungen

P. Engelmann

Gesellschaft für Kernforschung m. B. H.
Zentralbibliothek
- 7. Okt 1965



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.
KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Mai 1965

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H.
Zentralbücherei

KFK 332

Institut für Angewandte Reaktorphysik

Das Verhalten schneller Nulleistungsreaktoren
bei Reaktivitätsstörungen *)

von

H. Ergelmann

mit einem Anhang von

H. Keller

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H., Karlsruhe

*) Diese Arbeit wurde im Rahmen der Assoziation zwischen der EUROPÄISCHEN ATOMGEMEINSCHAFT und der GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG auf dem Gebiet der schnellen Reaktoren durchgeführt.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. <u>Einleitung</u>	1
2. <u>Beschreibung der Anlage und der untersuchten Reaktorsysteme</u>	1
3. <u>Schnelle Reaktivitätsstörungen, $\frac{1}{\beta} \frac{dk}{dt} \geq 1$ \$/sec</u>	4
3.1 Allgemeine Überlegungen	4
3.2 Untersuchungen mit dem Analogrechner	7
3.3 Vergleich der Analogergebnisse mit der analytischen Lösung von W. Häfele	10
4. <u>Langsame Reaktivitätsstörungen, $\frac{1}{\beta} \frac{dk}{dt} \leq 0,1$ \$/sec</u>	12
4.1 Beschreibung der Rechenmethode	12
4.2 Die 3 Phasen des Exkursionsverlaufes	14
4.3 Ergebnisse	17
4.4 Übertragung der Ergebnisse auf kompliziertere Systeme	21
5. <u>Zusammenfassung</u>	22
<u>Literaturhinweise</u>	24
<u>Tabellen</u>	25-29
<u>Bilder</u>	30-51
<u>Anhang 1</u>	A1
<u>Anhang 2</u>	A4
<u>Abbildungen zu den Anhängen</u>	A6-A11

1. Einleitung

Im Zusammenhang mit der Planung der Schnellen Null-Energie Anordnung Karlsruhe, SNEAK, wurde das kinetische und dynamische Verhalten schneller Nulleistungsreaktoren untersucht. Die Untersuchungen ergaben, daß sich das Verhalten wesentlich von demjenigen schneller Leistungsreaktoren unterscheidet und stark vom Aufbau der Anlage beeinflusst wird. Ziel der Arbeit war, einen Überblick über den Ablauf von Leistungsexkursionen, die Grenzen der inhärent beherrschbaren Störungen und die Zeitreserve für das Eingreifen des Sicherheitssystems zu gewinnen. Die Ergebnisse der Rechnungen dienen zur Festlegung von Entwurfparametern und Betriebsdaten für SNEAK.

Im Abschnitt 2. wird eine kurze Beschreibung der Anlage und der zu untersuchenden Reaktorsysteme gegeben. Abschnitt 3. behandelt schnelle Reaktivitätsstörungen, $\frac{1}{\beta} \frac{dk}{dt} \geq 1$ \$/sec, Abschnitt 4. langsame Reaktivitätsstörungen, $\frac{1}{\beta} \frac{dk}{dt} \leq 0,1$ \$/sec, Abschnitt 5. gibt eine Zusammenfassung der Ergebnisse.

2. Beschreibung der Anlage und der untersuchten Reaktorsysteme

SNEAK ist - wie die Reaktoren ZPR-III, ZPR-VI, ZEBRA und MASURCA in den USA, England und Frankreich - eine Experimentieranlage zur Untersuchung der Neutronenphysik schneller Reaktoren. Der Aufbau ist flexibel gehalten, so daß es möglich ist, schnelle Reaktoren verschiedener Größe, Geometrie und Materialzusammensetzung nachzubilden. Die Reaktormaterialien liegen in Form von Einzelbausteinen vor: Plättchen von quadratischem Querschnitt ($50,75 \times 50,75 \text{ mm}^2$) und variabler Dicke (1,6; 3,2; 6,4 mm). Diese Plättchen aus Uran, Plutonium, Stahl, Natrium, Graphit usw. werden in Stahlrohre eingefüllt (lichter Querschnitt $51,0 \times 51,0 \text{ mm}^2$) aus denen dann der Reaktor zusammengesetzt wird (s. Bild 1). Die Coregrößen liegen zunächst im Bereich 500 - 1 500 Liter (später auch darüber). Der Corebereich wird i. a. von einem Reflektor (Brutmantel) aus abgereichertem Uran umgeben.

Die Betriebsleistung liegt im Bereich 1 - 1 000 Watt, ihr genauer Wert richtet sich nach den Anforderungen des jeweiligen Experimentes. Die Spaltenergie sowie die Zerfallswärme (insbesondere vom α -Zerfall des Plutoniums) werden durch eine einfache, auf max. 2 000 Watt bemessene Luftkühlung abgeführt. Die Kühlluft strömt in etwa 1,2 mm weiten Spalten zwischen den Stahlrohren abwärts durchs Core. Die Betriebstemperaturen liegen wenig über Raumtemperatur (20°C).

Da alle durch Reaktivitätsstörungen ausgelösten Leistungsexkursionen von sehr niedriger Leistung starten, verursacht der Leistungsanstieg zunächst praktisch keinen Temperaturanstieg, d. h. die Exkursion verläuft zunächst rückkopplungsfrei. Erst nach einem Leistungsanstieg um mehrere Größenordnungen beginnt eine spürbare Erwärmung der Corematerialien. Die Energie wird zum größten Teil im Spaltstoff frei. Die Spaltstoffplättchen werden deshalb zuerst warm, während die Plättchen aus nichtspaltbarem Material - abgesehen von γ -Absorption und (n, γ) -Prozessen - erst durch Wärmeleitung von den Spaltstoffplättchen aufgeheizt werden.

Wichtig für das dynamische Verhalten sind deshalb:

- die Temperaturkoeffizienten, die mit der Erwärmung der Spaltstoff- bzw. Strukturmaterialplättchen und der Gitterplatte verbunden sind,
- die Zeitkonstanten τ_{ij} für die Wärmeübertragung zwischen den Plättchen,
- die Anordnung und Folge der Plättchen in den Stahlrohren.

Der Temperaturkoeffizient des Spaltstoffes hat 2 Anteile, einen Anteil vom Doppler-Effekt, γ_D , und einen von der Ausdehnung, γ_E . Für reine Spaltstoffplättchen (U-235, Pu-239) ist $\gamma_D > 0$, für Brennstoffplättchen mit überwiegend nichtspaltbaren Isotopen (U-238) wird $\gamma_D < 0$. Die Größe des Dopplerkoeffizienten hängt vom Neutronenspektrum und vom Brennstoff ab. Der Betrag von γ_D wächst mit der Coregröße, d. h. mit wachsender Verdünnung des Cores. γ_D ist temperaturabhängig, näherungsweise gilt $\gamma_D(T') = \gamma_D(T'_0) \frac{T'_0}{T'}$, wenn T' die absolute Temperatur

ist. Für die SNEAK-Systeme überstreicht $\gamma_D(T'_0 = 300^\circ\text{K}) = \gamma_{D0}$ den Bereich

$$\gamma_{D0}(\text{U235, Pu239}) = -2 \dots -5 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C} \quad \text{für reine Spaltstoffplättchen}$$

$$\gamma_{D0}(\text{U235/U238, Pu239/U258}) = -5 \dots -20 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C} \quad \text{für Plättchen aus etwa 20\% Spaltstoff u. 80\% Brutstoff}$$

Die Ausdehnung des Brennstoffs mit steigender Temperatur führt zu einer Verdünnung des Cores und dadurch zu einer Reaktivitätsminderung. Die Größe des Koeffizienten γ_E hängt von der Coregröße, von den Ausdehnungskoeffizienten des Plättchenmaterials und von der Plättchenanordnung ab. Bei horizontaler Schichtung der Plättchen in den Stahlrohren wird unmittelbar nur die Dickenänderung der Brennstoffplättchen genutzt. Bei vertikaler Schichtung mit kreuzweise versetzten Stapeln wird dagegen die Brennstoffausdehnung voll wirksam, da das Strukturmaterial mitgeschoben wird. Für die betrachteten Coregrößen und einen linearen Ausdehnungskoeffizienten $\alpha \approx 10 - 15 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C}$ wird

$$\gamma_E(\text{U235, Pu239}) = -0,3 \dots -1 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C} \quad \text{für liegende Spaltstoffplättchen}$$

$$\gamma_E(\text{U235/U238, Pu239/U238}) = -1 \dots -2,5 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C} \quad \text{für liegende Brennstoffplättchen}$$

$$\gamma_E = -4 \dots -6 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C} \quad \text{für stehende Plättchen}$$

Sowohl bei metallischem Uran als auch bei Oxyd ($\text{UO}_2, \text{PuO}_2$) steigt der lineare Ausdehnungskoeffizient mit der Temperatur, so daß γ_E/γ_D mit der Temperatur leicht ansteigt und somit einen Teil der gegenläufigen Temperaturabhängigkeit des Doppler-Anteiles γ_D wieder kompensiert.

Durch Wärmeübertragung dehnen sich auch die zwischen den Brennstoffplättchen befindlichen Plättchen aus Strukturmaterial aus und tragen bei horizontaler Schichtung zur Verdünnung des Cores bei. Der damit verbundene Temperaturkoeffizient liegt bei etwa

$$\gamma_S(\text{liegende Plättchen}) = -2,5 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C}.$$

Die Zeitkonstanten τ_{ij} für den Wärmeübergang zwischen den Brennstoff- und verschiedenen Strukturmaterialplättchen wurden experimentell bestimmt. Sie hängen stark von der Oberflächengüte und Planheit der Plättchen ab und liegen in der Größenordnung 5 Sekunden. Bei der Untersuchung sehr steiler Leistungsexkursionen, die innerhalb von Sekundenbruchteilen oder wenigen Sekunden (2 - 3 sec) beendet sind, kann daher die Wärmeableitung näherungsweise vernachlässigt werden, bei zeitlich langsamer verlaufenden Vorgängen muß dagegen der Wärmetransport berücksichtigt werden.

Es wurden Untersuchungen für eine Reihe von typischen SNEAK-Anordnungen durchgeführt, die sich jeweils durch eine "Grundzelle" charakterisieren lassen, welche die Grundeinheit der Plättchenfolge im Core darstellt. Diese Grundeinheit kann z. B. aus einem Brennstoffplättchen ($d = 3,2$ mm) aus zu 20% angereichertem Uranmetall, umgeben von einem Stahlplättchen ($d = 3,2$ mm) und einem stahlumhüllten Natriumplättchen ($d = 6,4$ mm) bestehen. Die untersuchten Systeme sind mit ihren wesentlichen Daten in Tabelle 1 zusammengestellt. Eine Sonderstellung nimmt dabei das System 7 ein, das im Gegensatz zu den anderen mehr prinzipiellen Typen ein echtes und dadurch komplizierteres System darstellt (SNEAK-Anordnung Nr. 2).

3. Schnelle Reaktivitätsstörungen, $\frac{1}{\beta} \frac{dk}{dt} > 1$ \$/sec

3.1 Allgemeine Überlegungen

Reaktivitätsstörungen mit einer Rampensteilheit > 1 \$/sec können z. B. beim Herabfallen eines Brennelementes ins Core auftreten, wenn der Reaktor von oben beladen wird. Ist die Fallhöhe $h = 3$ m, die Corehöhe $H = 1$ m und der Wert des Elementes $ak = 1$ %, so wird $\frac{dk}{dt} \approx 6 \cdot 10^{-2}$ /sec oder $\frac{1}{\beta} \frac{dk}{dt} \approx 10$ \$/sec. Derartige Störungen können nicht auftreten, wenn der Reaktor mit geeigneter begrenzter Geschwindigkeit von unten, d. h. gegen die Richtung der Schwerkraft beladen wird.

Eine Beladung von unten ist technisch aufwendiger, daher dienten die Untersuchungen über das dynamische Verhalten bei schnellen Reaktivitätsstörungen u. a. zur Entscheidung über die Art der Beladung von SNEAK.

Bis zum Einsetzen der Erwärmung des Brennstoffs wird das Verhalten durch die kinetischen Gleichungen beschrieben. Sie lauten in ortsunabhängiger Form

$$(1) \quad \dot{n} = \frac{n}{l} \left[k_{\text{ex}}(1-\beta) - \beta \right] + \sum_i \lambda_i C_i$$

$$(2) \quad \dot{C}_i = \frac{n}{l} (1+k_{\text{ex}}) \beta_i - \lambda_i C_i$$

Wegen $\beta \ll 1$ kann (1) einfacher geschrieben werden

$$(1a) \quad \dot{n} = \frac{n}{l} (k_{\text{ex}} - 3) + \sum_i \lambda_i C_i$$

oder in der Form

$$(1b) \quad \frac{n}{\dot{n}} = \frac{1}{(k_{\text{ex}} - 3) + \frac{1}{n} \sum_i \lambda_i C_i}$$

In Gleichung (1) bis (3) bedeuten:

- n = Reaktorleistung, W
- n_0 = stationäre Anfangsleistung vor Beginn der Störung
- \dot{n} = $\frac{dn}{dt}$
- t = Zeit, sec
- l = Lebensdauer der Neutronen, sec
- k = Multiplikationsfaktor
- k_{ex} = $k-1$
- β = effektiver Anteil verzögerter Neutronen
- β_i = effektiver Anteil verzögerter Neutronen der i -ten Gruppe
- λ_i = Zerfallskonstante der i -ten Vorläufergruppe, sec^{-1}
- C_i = Leistungsanteil der i -ten Gruppe, W

$$\dot{C}_i = \frac{dC_i}{dt}$$

a = Rampensteilheit, sec⁻¹

$\frac{a}{\beta}$ = Rampensteilheit, \$/sec

Die momentane Reaktorperiode $\frac{\lambda}{\lambda}$ ist im Bereich bis zu $k_{ex} \approx 0,1 \beta$ bei rampenförmigen Störungen proportional zu $\frac{1}{a/\beta}$, wenn a die Rampensteilheit ist

$$(3) \quad k_{ex} = a \cdot t$$

und ist in diesem Bereich unabhängig von der Neutronenlebensdauer l. Es ergeben sich etwa folgende Werte /1/:

a/β, \$/sec	$\frac{\lambda}{\lambda}(k_{ex} < 0,1 \beta), \text{sec}$	$\frac{\lambda}{\lambda}(k_{ex} < 0,8 \beta), \text{sec}$	$\frac{\lambda}{\lambda}(k_{ex} = 2 \beta), \text{sec}$
1	> 1	0,1	} $\approx 10^{-4}$
10	> 0,1	0,01	
100	> 0,01	0,001	

Erst bei Annäherung an prompt kritisch sinken die Perioden rasch ab, um sich für $k_{ex} > \beta$ dem von der Rampensteilheit unabhängigen Wert

$$\frac{\lambda}{\lambda} = \frac{1}{k_{ex} - \beta}$$

zu nähern und wegen der kurzen Lebensdauer in schnellen Systemen ($l \approx 1 - 5 \cdot 10^{-7}$ sec) sehr kleine Werte ($10^{-4} \dots 10^{-5}$ sec) anzunehmen.

Hieraus ergibt sich bereits folgendes Bild:

1. Bei schnellen rampenförmigen Reaktivitätsstörungen in schnellen Nulleistungsreaktoren bleibt die freigesetzte Energie $\int \lambda dt$ bis zur Annäherung an prompt kritisch so klein, daß noch keine Reaktivitätsrückwirkung durch Temperatureffekte auftritt.
2. Bei $k_{ex} \approx \beta$ steigt die Leistung steil an. Der Brennstoff erwärmt sich dabei so rasch, daß praktisch keine Wärme abgeleitet werden kann.

3. Das Sicherheitssystem hat etwa β/a sec Zeit für die Entdeckung der Störung und eine sichere Abschaltung des Reaktors. Diese Zeitspanne kann durch einen negativen prompten Temperaturkoeffizienten vergrößert werden, der in der Lage ist, die Leistungsexkursion zunächst abzustoppen.

3.2 Untersuchungen mit dem Analogrechner

Um einen genaueren Überblick zu erhalten, wurde das Gleichungssystem (1a), (2) und

$$(4) \quad k_{ex}(t) = a(t) \cdot t + k_R(t)$$

$$(5) \quad a(t) = \begin{cases} a & 0 \leq t < t_1 \\ \frac{a \cdot t_1}{t} & t_1 \leq t \end{cases}$$

$$(6) \quad k_R(t) = \gamma_b T_b$$

$$(7) \quad T_b(t) = \frac{1}{m_b c_b} \int_0^t n(\tau) d\tau$$

für den Analogrechner PACE 231/R des Kernforschungszentrums Karlsruhe programmiert und für eine Reihe von Parametern gelöst. Die Rechen-schaltung ist in Anhang 1 beschrieben.

Außer den bereits definierten Größen enthalten die Gleichungen (4) - (7) folgende neue Bezeichnungen:

k_R	=	Reaktivitätsrückwirkung
γ	=	Temperaturkoeffizient, $^{\circ}\text{C}^{-1}$
T	=	Temperatur, $^{\circ}\text{C}$
ΔT_1	=	Temperaturanstieg über das 1. Leistungsmaximum
$t = 0$	=	Zeit am Beginn der Reaktivitätsrampe

t_1	= Zeit am Ende der Reaktivitätsrampe
t_{1max}	= Zeit beim 1. Leistungsmaximum
n_{max}	= maximale Leistung
Index b	= Brennstoff
m	= Masse, g
c	= spezifische Wärme, Wsec/g°C

Als Modell wurde das in Tabelle 1 beschriebene System 1 benutzt, dem die Annahme zugrunde liegt, daß zu 20% angereicherter metallischer Brennstoff (Pu239/U238 bzw. U235/U238) bei durch rampenförmige Reaktivitätsstörungen verursachten Leistungsexkursionen adiabatisch aufgeheizt wird. Für die Werte $\gamma_b = -5 \cdot 10^{-6}/^{\circ}\text{C}$, $\lambda = 10^{-7}$ sec, $n_0 = 10$ Watt und $at_1 = 1,5 \beta$ ergaben sich für das 1. Leistungsmaximum n_{max} , den Temperaturanstieg während der 1. Leistungsspitze ΔT_1 und die erreichte prompte Überschußmultiplikation k_p/β bzw. k_p die in Tabelle 2A angegebenen Werte. In der Tabelle sind außerdem die zeitliche Lage (nach Beginn der Rampenstörung) des 1. und 2. Leistungsmaximums und das Zeitintervall bis zum Überschreiten der Temperatur von 600°C angegeben, die unter Berücksichtigung des Leistungsformfaktors als Grenztemperatur betrachtet werden kann. Die Exkursionsverläufe für Uranmetallbrennstoff sind in Bild 2a-c und 4, für die Pu-U-Legierung in Bild 3a-c dargestellt.

Durch Parametervariation ergaben sich die in Tabelle 3 zusammengestellten Abhängigkeiten. Aus Tabelle 2A sieht man, daß bei Rampenstörungen mit

\$	1/sec innerhalb von etwa	1,5 sec
\$	10/sec innerhalb von etwa	0,15 sec
\$	100/sec innerhalb von weniger als	0,1 sec

nach Beginn der Reaktivitätszugabe kritische Temperaturwerte erreicht werden. Innerhalb dieser Zeitspanne muß das Sicherheitssystem ansprechen und den Reaktor abschalten, damit keine Beschädigung eintritt.

Für schnelle Reaktoren wurde aus diesem Grunde in Karlsruhe ein spezieller Abschaltstab entwickelt, bei dem die Reaktivitätsreduktion bereits innerhalb von 1 msec nach dem Auslösesignal beginnt /2/. Bei Rampen ≥ 1 \$/sec wird der Periodengrenzwert ($\tau_G \geq 1$ sec) unmittelbar bei Beginn der Störung unterschritten, so daß das Auslösesignal im Prinzip sofort ansteht. Bei Nulleistung führt jedoch die wegen der statistischen Schwankungen bei kleinen Neutronenflüssen notwendige Dämpfung in der Instrumentierung zu Verzögerungen des Auslösesignals in der Größenordnung von zehntel Sekunden. Störungen mit $\frac{a}{\beta} \gg 1$ \$/sec lassen sich daher nicht oder nur bei hinreichend großen negativen Temperaturkoeffizienten vor Erreichen unzulässiger Temperaturen beherrschen, falls die Gesamtreaktivität $at_1 > \beta$ ist.

Werden rasche Reaktivitätsstörungen dagegen auf ≤ 1 \$ begrenzt, so stehen gemäß Tabelle 3 mehrere Sekunden für ein sicheres Abschalten zur Verfügung. Bei einer Begrenzung auf 0,8 \$ bleibt die Reaktorperiode $\tilde{\tau}$ auch bei einer sprunghaften Reaktivitätsstörung stets größer als 1 sec, und das Sicherheitssystem hat etwa 10 sec Zeit, bis kritische Temperaturen erreicht werden: aus (1), (2) und der Inhour-Gleichung /3/ findet man unter den für schnelle Systeme im Bereich $k_{ex} < 0,8 \beta$ gültigen Annahmen

$$1 \ll \frac{\beta_i}{\lambda_i + \frac{1}{\tilde{\tau}}}, \quad 1 \ll \frac{\lambda_i \beta_i}{(\lambda_i + \frac{1}{\tilde{\tau}})^2} \quad \text{und} \quad \frac{1}{\tilde{\tau}} \ll \beta - \frac{k_{ex}}{k}$$

für die Leistung den Verlauf

$$(8) \quad n(t) = \frac{n_0}{1 - \frac{k_{ex}}{\beta}} + \frac{n_0 e^{t/\tilde{\tau}}}{1 - \frac{1}{k_{ex}} \sum \frac{\beta_i}{(1 - \lambda_i \tilde{\tau})^2}}$$

wobei der 1. Summand den "prompten Sprung" und der 2. Summand den anschließenden exponentiellen Anstieg beschreibt. Aus (8) läßt sich leicht die Zeit berechnen, bei der ohne Reaktivitätsrückwirkung ein Energiegrenzwert $E_g = \int_0^{t'} n dt$ erreicht wird, der z. B. durch den Schmelzpunkt des Brennstoffs bestimmt wird. Bei SNEAK-Systemen liegt E_g bei etwa 10^8 Wsec. Damit findet man aus

$$(9) \quad t' = \tau \ln \left\{ 1 + \frac{E_g}{n_o \tau} \left(1 + \frac{1}{k_{ex}} \sum_i \frac{\beta_i}{(1 + \lambda_i \tau)^2} \right) \right\}$$

für t' Werte von 10 - 20 Sekunden.

Die Größe der möglichen Reaktivitätsstörungen mit $\frac{a}{\beta} \gg 1$ \$/sec muß daher bei schnellen Nulleistungsreaktoren auf einen Wert deutlich unter 1 \$ begrenzt werden. Dies ist z. B. durch Beladung des Reaktors von unten, d. h. gegen die Schwerkraft möglich, da dann zu raschen Reaktivitätsänderungen führende Fallbewegungen negative oder nur kleine positive Störungen verursachen können.

3.3 Vergleich der Analogergegebnisse mit der analytischen Lösung von W. Häfele

Exkursionen im prompt kritischen Bereich wurden von W. Häfele /4/ analytisch behandelt. Dabei ergaben sich folgende Zusammenhänge:

$$n_{as} = \frac{a}{\gamma} m_b c_b$$

$$\frac{n_{max}}{n_{as}} = \ln \frac{n_{as}}{n_o^*} + \ln \ln \frac{n_{as}}{n_o^*} + \ln \left(\ln \frac{\frac{n_{as}}{n_o^*} + \ln \ln \frac{n_{as}}{n_o^*}}{\ln \frac{n_{as}}{n_o^*}} \right) + \dots$$

wobei n_{as} die asymptotische Leistung ist, bei der der Temperaturanstieg des Brennstoffs durch den negativen Temperaturkoeffizienten gerade die (andauernde) Rampe a kompensiert.

n_o^* ist die zur Berücksichtigung der verzögerten Neutronen einzusetzende Anfangsleistung. Sie ist nicht genau gleich der Leistung bei prompt kritisch und berechnet sich nach

$$n_o^* = n_o \sqrt{2\eta} \frac{\beta}{\sqrt{1a}} \left\{ 1 + \frac{\sum \lambda_i \beta_i}{a} \left[m_o \sqrt{\frac{\eta}{2}} - 1 + \ln \frac{1}{\sqrt{1a}} \left(t_{1max} - \frac{\beta}{a} \right) \right] \right\}$$

mit $m_o = 2$.

Die erreichte prompte Überschußmultiplikation ergibt sich zu

$$k_p = \left\{ \sqrt{1 + a} \sqrt{2 \ln \frac{n_{as}}{n_o}} - \frac{1}{\sqrt{2 \ln \frac{n_{as}}{n_o}}} \right\}$$

und der Temperaturanstieg in der 1. Leistungsspitze, genauer über den Teil, der n_{as} übersteigt, ergibt sich als

$$\Delta T_1 = \frac{1}{m_b c_b} \int_{t_{as}}^{t_{as} + t_B} (n - n_{as}) dt = 2 \frac{k_p}{\beta}$$

t_{as} ist der Zeitpunkt, zu dem die Leistung n_{as} erstmals (steigend) durchlaufen wird, bei t_B wird n_{as} zum zweitenmal (fallend) durchlaufen.

Der Zeitpunkt des 1. Maximums, t_{1max} , ergibt sich näherungsweise zu

$$t_{1max} \approx t_{as} = \frac{\beta}{a} + \sqrt{\frac{1}{a}} \sqrt{2 \ln \frac{n_{as}}{n_o}}$$

Die analytische Lösung ist umso besser, je steiler die Rampe ist und je größer k_p wird; für $k_p \approx 0$ ist sie nicht anwendbar, da die verzögerten Neutronen nur näherungsweise erfaßt werden. Gute Resultate erwartet W. Häfele für $\frac{a}{\beta} \gg 2$ \$/sec. Für System 1 ergeben sich die in Tabelle 2 B zusammengestellten Resultate. Die Übereinstimmung mit den Analogergebnissen ist für $\frac{a}{\beta} > 1$ \$/sec sehr gut, auch die Abhängigkeiten der Tabelle 3 werden bestätigt.

Wesentlich verschieden ist ΔT_1 für $\frac{a}{\beta} = 1$ \$/sec. Dies ist verständlich, denn streng genommen stimmt die Definition von ΔT_1 bei den Analogrechnungen und bei der analytischen Lösung nicht überein: Tatsächlich wird bei den flacheren Rampenstörungen ein großer Teil der Energie unterhalb n_{as} freigesetzt, was bei der analytischen Lösung nicht berücksichtigt ist. Auch die Zeit t_{1max} weicht bei den flacheren Rampen in erklärlicher Weise ab.

4. Langsame Reaktivitätsstörungen, $\frac{1}{\beta} \frac{dk}{dt} \leq 0,1 \text{ \$/sec}$

4.1 Beschreibung der Rechenmethode

Langsame Reaktivitätsstörungen im Bereich $\leq 0,1 \text{ \$/sec}$ können durch Fehlbewegungen von Elementen oder Regelstäben mit deren normalen Antrieben verursacht werden.

Bei Störungen mit $\frac{1}{\beta} \frac{dk}{dt} \leq 0,1 \text{ \$/sec}$ vergehen mindestens etwa 10 Sekunden nach Überschreiten von $k = 1$ bis der Reaktor in die Nähe von prompt kritisch kommt und eine steile Leistungsexkursion einsetzt. Auch bei kleiner Anfangsleistung n_0 können solche Störungen von den üblichen Sicherheitssystemen abgefangen werden.

Zur Untersuchung der Exkursionsverläufe und zur Ermittlung der Grenzen der inhärenten Sicherheit wurden die Reaktorsysteme 2 bis 8 der Tabelle 1 mit dem Analogrechner untersucht.

Da bei den langsamen Reaktivitätsstörungen bereits während der Leistungsexkursion ein Teil der Wärme aus den Brennstoffplättchen in benachbarte Strukturmaterialplättchen abgeleitet wird, wurde das Gleichungssystem (1), (2), (4) und (5) durch folgende Reaktivitäts- und Temperaturgleichungen erweitert:

$$(10) \quad k_R = \sum_j \int_{T_0}^T v_{ij}(T) dT_{ij}$$

$$(11) \quad \frac{m_{ib} c_{ib}}{V_{ib}} \frac{dT_{ib}}{dt} = \frac{n}{V_{ib}} - \frac{F_{ib-is} U_{ib-is}}{V_{ib}} (T_{ib} - T_{is}) \quad i = 1, (2)$$

$$(12) \quad \frac{m_{is} c_{is}}{V_{ib}} \frac{dT_{is}}{dt} = \frac{F_{ib-is} U_{ib-is}}{V_{ib}} (T_{ib} - T_{is}) - \frac{F_{is-it} U_{is-it}}{V_{ib}} (T_{is} - T_{it})$$

$$(13) \quad \frac{m_{it} c_{it}}{V_{ib}} \frac{dT_{it}}{dt} = \frac{F_{is-it} U_{is-it}}{V_{ib}} (T_{is} - T_{it})$$

In Gleichung (10) bis (13) werden folgende Bezeichnungen neu eingeführt.

- V = Volumen, cm³
- F = Wärmeübergangsfläche, cm²
- U = Wärmeübergangszahl, W/cm² °C
- Index i = Reaktorzone i
- j = Reaktorkomponente j
- j = b = Brennstoff
- j = s, t = Strukturmaterial oder Brutstoff

Entsprechend dem benutzten Modell wurde für die Gleichungen (10) bis (13) eine Grundzelle des Cores betrachtet, die aus einem Brennstoffplättchen und den benachbarten Strukturmaterialplättchen besteht. Der Wärmetransport zu den folgenden Plättchen gemäß Gleichung (12) wurde nur in den Fällen betrachtet, in denen er von besonderer Bedeutung ist, wie bei den Systemen 5 und 8.

Der Wärmeübergang zwischen 2 Plättchen wird im wesentlichen durch die Zeitkonstanten

$$\tau_{ij} = \frac{m_{ij} c_{ij}}{F_{ij-ik} U_{ij-ik}}$$

beschrieben.

Diese Zeitkonstanten wurden zunächst berechnet, wobei die reziproke Wärmeübergangszahl $\frac{1}{U}$ aus der Summe der Wärmewiderstände zwischen den Plättchenmitten (Wärmeleitung im Plättchen 1, im Spalt, im Plättchen 2) abgeschätzt wurde, und danach zur Prüfung experimentell bestimmt. Wie erwartet zeigte sich, daß der größte Wärmewiderstand vom Spalt herrührt und daß sich kleine Fertigungsabweichungen stark bemerkbar machen. Um die Auswirkung dieser Unsicherheiten auf das dynamische Verhalten abzuschätzen, wurden die Rechnungen deshalb teilweise mit mehreren, um den Faktor 2 - 10 verschiedenen Werten (F . U) durchgeführt. Im allgemeinen hängt der Exkursionsverlauf nur schwach von (F . U) ab.

Die Rechenschaltungen für die Lösung des Gleichungssystems auf dem Analogrechner sind in Anhang 2 beschrieben.

4.2 Die 3 Phasen des Exkursionsverlaufes

In den Bildern 5 - 10 sind einige typische Exkursionen dargestellt. Im Exkursionsverlauf lassen sich 3 Phasen unterscheiden.

Phase 1: In ihr wird von außen Reaktivität zugeführt, die Leistung steigt vom sehr kleinen Wert n_0 zum Megawattbereich an und durchläuft ein Maximum, nachdem die Reaktivitätsrückwirkung durch Temperatureffekte einsetzt. Am Ende der Phase 1 ist die Leistung wieder leicht abgesunken und die eingebrachte Reaktivität ist kompensiert. Der Verlauf der Phase 1 hängt im wesentlichen von $\frac{\alpha}{\beta}$, at_1 , β und λ_b ab.

Bei einer Störung mit $\frac{1}{\beta} \frac{dk}{dt} = 0,1 \text{ \$/sec}$ und $at_1 \geq 1 \text{ \$}$ dauert diese Phase etwa 15 sec.

Phase 2 Die Leistung klingt langsam ab, bleibt jedoch noch weit über der sehr kleinen Kühlleistung. Daher steigen die Core-Temperaturen weiter bis zu einem Maximalwert T_{\max} an. Entsprechend fällt wegen des negativen Temperaturkoeffizienten der Multiplikationsfaktor auf einen Minimalwert ab.

Die Leistungsabnahme während dieser Phase hängt von den Temperaturkoeffizienten der Corematerialien und von den verzögerten Neutronen ab, deren Anregung wiederum vom Verlauf der Phase 1 abhängt bei einem breiten Maximum werden relativ mehr Vorläufer erzeugt als bei einer scharfen Leistungsspitze. Entsprechend fällt im ersten Fall die Leistung auch langsamer ab.

Im stationären Zustand ergibt sich aus Gleichung (2) für die i-te Gruppe der Vorläufer der Wert

$$(2a) \quad C_{is} = \frac{\beta_i}{1 - \lambda_i} n_s$$

Für $n_s = n_{\max}$ ergibt sich im Gleichgewicht C_{imax} . Das Verhältnis des während der Exkursion erreichten Wertes, C_{iexk} , zu dem bei stationärem Betrieb mit der in der Exkursion erreichten Maximalleistung, C_{imax} , ist ein Maß für die Anregung der Vorläufer.

$$(15) \quad X_i = \frac{C_{iexk}}{C_{imax}}$$

Die Bilder 5 a und 6 a zeigen den Verlauf $X_i(t)$ während der in Bild 5 und 6 dargestellten Exkursionen.

$$(15a) \quad X_i(t) = \frac{C_i(t)}{C_{imax}}$$

Durch Vergleich sieht man, daß die Anregung beim Uransystem größer ist, weil die Exkursion wegen der im β -Maß kleineren Reaktivitätsstörung flacher verläuft. In Phase 2 sind die Vorläufer der langlebigen Gruppen wesentlich über den Gleichgewichtswert bei der jeweiligen Leistung angeregt. Sie verzögern als Neutronenquelle den weiteren Leistungsabfall, solange k sehr nahe bei 1 bleibt. Der Leistungsverlauf entspricht dem Verlauf $X_i(t)$, da die kurzlebigste Gruppe ($i = 1$) praktisch immer mit der Momentanleistung $n(t)$ im Gleichgewicht steht.

Wird die Reaktivität rasch stärker negativ, z. B. durch Abschalten des Reaktors mit den Kontrollstäben, so sinkt die Leistung schnell ab (s. Bild 8). Ähnlich wirken große negative Temperaturkoeffizienten, während Koeffizienten, die mit steigender Temperatur kleiner werden (z. B. beim Doppler-Effekt) zu einem sehr langsamen Leistungsabfall führen, wie man durch Vergleich von Bild 5 und Bild 5 b erkennt.

Die Phase 2 dauert bei den betrachteten Exkursionen einige Minuten.

Es ist vielleicht nützlich, hier auf folgenden wichtigen Sachverhalt hinzuweisen:

Die Phase 2 ist nur bei Nulleistungsreaktoren derart ausgeprägt, bei denen die Kühlleistung sehr klein ist. Ein Startunfall bei einem schnellen Leistungsreaktor, der ebenfalls von sehr niedriger Leistung ausgehen kann, würde in Phase 1 praktisch den gleichen Verlauf zeigen. Durch die bessere Kühlung wird beim Leistungsreaktor jedoch ein weiterer Temperaturanstieg sehr rasch nach der Reaktivitätskompensation beendet, so daß sich an Phase 1 praktisch unmittelbar die Phase 3 anschließt.

Phase 3: Sie beginnt, wenn die Wärmeabgaberate die Reaktorleistung übersteigt. Die Leistung fällt bei sinkenden Coretemperaturen und steigenden Blanket- (bzw. Reflektor-) temperaturen allmählich ab, wobei gleichzeitig der Multiplikationsfaktor wieder gegen den Wert 1 ansteigt. Nach einigen sehr langsamen und kleinen Reaktivitäts-, Leistungs- und Temperaturoszillationen stellt sich ein Gleichgewicht ein, bei dem der Reaktor praktisch kritisch ist und die durch die Reaktorleistung n_{∞} erzeugte Wärme bei der Gleichgewichtstemperatur T_{∞} gerade nach außen abgegeben wird. Bei T_{∞} wird die eingebrachte Reaktivität at_1 gerade kompensiert, d. h. es gilt

$$(16) \quad at_1 = \int_{T_0}^{T_{\infty}} \sum \bar{\nu}_{ij}(T) dT$$

T_{∞} ist wesentlich kleiner als die am Ende der Phase 2 erreichte Maximaltemperatur T_{\max} , die damit für Sicherheitsüberlegungen ausschlaggebend ist und einen gegebenen Grenzwert T_{Grenz} nicht überschreiten darf.

Die Phase 3 erstreckt sich über viele Stunden.

Die Bilder 9 und 9 a zeigen die 3 Phasen einer Exkursion über einen Zeitraum von 10 Stunden. Die Fälle unterscheiden sich nur in der Zeitkonstante für die Abnahme der Coretemperatur durch Wärmeableitung ins Blanket, die in einem Falle (vergl. Tabelle 1)

$$\tau_{\text{core-blanket}} = 4,7 \cdot 10^3 \text{ sec} \quad (\text{Bild 9})$$

und im anderen Fall

$$\tau_{\text{core-blanket}} = 4,7 \cdot 10^4 \text{ sec} \quad (\text{Bild 9a})$$

beträgt. Die für Sicherheitsüberlegungen wesentliche Maximaltemperatur T_{max} wird in beiden Fällen nach etwa 3 - 4 Minuten erreicht und liegt bei der um eine Größenordnung schlechteren Wärmeableitung nur um 30°C höher.

Hieraus folgt, daß die Parameter, die den Verlauf der Phase 3 bestimmen, für Sicherheitsüberlegungen nicht so wesentlich sind.

4.3 Ergebnisse

Eine Reihe von Ergebnissen der Analogrechnungen sind in Tabelle 4 und 5 wiedergegeben. Als wesentliche Kenndaten sind aufgeführt

- die Temperaturkoeffizienten, β_{10}
- die Leistung im ersten Maximum, n_{max}
- die Lage des ersten Maximum, $t(n_{\text{max}})$
- der Zustand am Ende der Phase 1 ($G_{1/2}$, $n_{1/2}$, $T_{11/2}$ bei $k_{\text{ex}}=0$)
- der Zeitpunkt, bei dem eine Temperatur T_g überschritten wird, $t(T_g)$ und
- die Maximaltemperatur, T_{max} .

Hieraus und aus weiteren, nicht aufgeführten Ergebnissen folgen unter Zugrundelegung der entsprechenden Temperaturgrenzwerte die in Tabelle 5 zusammengestellten Werte der zulässigen Reaktivitätsstörungen für die in Tabelle 1 definierten Reaktorsysteme.

Die Grenztemperaturen wurden so ausgewählt, daß bei Berücksichtigung der Temperaturverteilung im Reaktor die Schmelzpunkte der metallischen

Brennstoffplättchen bzw. der Hüllen der Oxydplättchen nicht überschritten werden.

Durch Variation der wichtigsten Parameter ergaben sich folgende Zusammenhänge (vergl. Tabelle 4):

1. Temperaturkoeffizienten γ_{ij} . Eine Vergrößerung des negativen Temperaturkoeffizienten des Brennstoffs bewirkt, daß die Exkursion etwas früher und bei kleinerer Spitzenleistung abgefangen wird. Für den zulässigen Maximalwert der Störung $at_{1,zulässig}$, ist neben dem Temperaturkoeffizienten des Brennstoffs auch der Temperaturkoeffizient des Strukturmaterials maßgebend.

In erster Näherung ist bei temperaturunabhängigen Werten γ_{ij}

$$at_{1,zulässig} \approx 0,5 \cdot (T_{Grenz} - T_0) \sum \gamma_{ij}.$$

Für temperaturabhängige Koeffizienten

$$\gamma_b = \gamma_{bo} \left(\frac{T_b}{T_{bo}} \right)^x$$

ergibt sich für $x = 2$ etwa der gleiche Faktor:

$$at_{1,zulässig} = 0,5 - 0,6 \sum_i \int_{T_0}^{T_b} \gamma_i(T) dT.$$

Hieraus folgt durch Interpolation zwischen $x = 0$, d. h. $\gamma_b = \text{const.}$, und $x = 2$, daß sich auch für $x = 1$ ein Faktor von $\geq 0,5$ ergeben wird. Der Fall $x = 1$, d. h. $\gamma_b \sim \frac{1}{T_b}$, hat wegen des Doppler-Effektes praktische Bedeutung.

In System 5 wurde das Zusammenspiel eines prompten positiven mit verzögerten negativen Temperaturkoeffizienten untersucht. Der positive Koeffizient kann z. B. durch den Doppler-Effekt in reinen Spaltstoffplättchen auftreten.

Die Untersuchung zeigt, daß in diesem Fall die Wärmeableitung vom Spaltstoff zum Brutstoff ausschlaggebend ist. Während eine Exkursion

mit $at_1 = 3 \cdot 10^{-3}$ bei Uranmetall mit $\chi_b = +2,5 \cdot 10^{-6}/^{\circ}\text{C}$ und $\chi_u = -7,5 \cdot 10^{-6}/^{\circ}\text{C}$ noch abgefangen wird, wenn $\frac{(FU)_{b-u}}{V_b} = 2,8 \text{ W/cm}^3 \text{ }^{\circ}\text{C}$ ist, geht der Reaktor "durch" wenn $\frac{(FU)_{b-u}}{V_b}$ nur $0,28 \text{ W/cm}^3 \text{ }^{\circ}\text{C}$ beträgt.

Wegen der Unsicherheiten im Wärmekontakt - die Plättchen können sich z. B. bei der Erwärmung etwas verbiegen wodurch sich die Wärmeab-
leitung verschlechtert - kann in diesem Fall eine gefährliche Situation
entstehen (s. Bild 10, Fall 2).

Bei temperaturabhängigen Koeffizienten ($\sim \frac{1}{T}$) ist dagegen der Einfluß
eines positiven Anteiles geringer. Exkursionen, die sich in der Stör-
rampe at_1 und im Gesamttemperaturkoeffizienten $\sum_i \chi_i(T)$ entsprechen,
werden abgefangen, jedoch liegen das Leistungsmaximum und die Maxi-
maltemperatur etwas höher, wie folgender Vergleich zeigt.

System	at_1	χ_{bo} $10^{-6}/^{\circ}\text{C}$	χ_{uo} $10^{-6}/^{\circ}\text{C}$	χ_s $10^{-6}/^{\circ}\text{C}$	n_{max} MW	T_{max} $^{\circ}\text{C}$
5, Uran	$2 \cdot 10^{-3}$	+2,5	-7,5	-2,5	4,55	1 025
2, Uran	$2 \cdot 10^{-3}$	-5	0	-2,5	4,15	940

Im System 6 wurde untersucht, wie sich ein Cermetbrennstoff
(60% $\text{UO}_2\text{-PuO}_2$ + 40% Stahlmatrix) verhält. Es wurde angenommen, daß
sich der Temperaturkoeffizient aus 2 Anteilen zusammensetzt, einem
prompten vom $\text{UO}_2\text{-PuO}_2$ und einem sehr wenig verzögerten von der Stahl-
matrix. Die Zeitkonstante wurde zu 2,5 ms abgeschätzt. Wie zu erwarten,
ergab der Vergleich zweier Rechnungen mit

$$\chi_b = -1 \quad \times 10^{-6}/^{\circ}\text{C} \text{ und } \chi_s = -2,5 \times 10^{-6}/^{\circ}\text{C} \text{ einerseits und}$$

$$\chi_b = -3,5 \quad \times 10^{-6}/^{\circ}\text{C} \text{ und } \chi_s = 0 \quad \text{andererseits}$$

daß eine derartig kleine Verzögerung sich nicht auswirkt, d. h. daß in beiden Fällen der effektive prompte Temperaturkoeffizient gleich ist.

2. Die Zeitkonstante für den Wärmeübergang zwischen Brennstoffplättchen und Strukturmaterial. Eine Verdopplung der Zeitkonstante bleibt praktisch ohne Auswirkungen auf die Größe der zulässigen Reaktivitätsstörung, solange kein prompter positiver Temperaturkoeffizient vorhanden ist.

3. Das Verhältnis der Wärmekapazitäten von Strukturmaterial und Brennstoff in der Grundzelle. Eine Verdopplung von $m_s c_s / m_b c_b$ erhöht die Größe der zulässigen Reaktivitätsstörung um etwa 10 - 15 % (System 4).

4. Die Rampensteilheit $\frac{a}{\beta}$. Eine Verminderung von 0,1 \$/sec auf 0,01 \$/sec wirkt sich stark auf den zeitlichen Ablauf der Leistungsexkursion aus. Die Reaktivitäts-Rückwirkung setzt ein, bevor mehr als 0,7 \$ eingebracht worden sind. Bei Rampen mit $at_1 > 0,7 \beta$ wird daher der Exkursionsverlauf wesentlich flacher als bei der 0,1 \$/sec-Exkursion. Die Maximaltemperaturen T_{\max} liegen jedoch bei gleichen at_1 nicht wesentlich niedriger, so daß die Größe der zulässigen Reaktivitätsstörung nur wenig steigt (vergleiche Bild 6 und 6 b).

5. Die Lebensdauer λ : Eine Verdopplung der Lebensdauer bleibt praktisch ohne Auswirkung auf den Exkursionsverlauf, da der Reaktor bei den betrachteten Störungen mit $\frac{a}{\beta} = 0,1$ \$/sec nicht prompt kritisch wird. (Erst in der Nähe von prompt kritisch hängen die Reaktorperioden stark von λ ab.)

4.4 Übertragung der Ergebnisse auf kompliziertere Systeme

Der bisherigen Untersuchung des dynamischen Verhaltens von schnellen Nulleistungsreaktoren bei langsamen Reaktivitätsstörungen wurden Reaktorsysteme zugrunde gelegt, die sehr einfache Modelle darstellen (System 2 - 6 der Tabelle 1).

In den meisten praktischen Fällen wird ein Reaktor keine einheitliche Zusammensetzung haben, d. h. sich nicht durch eine einzige Grundzelle richtig beschreiben lassen. Z. B. werden oft Brennstoffplättchen verschiedener Art und Anreicherung nebeneinander verwendet. In diesen Fällen steigen die Temperaturen des Materials höchster Anreicherung besonders rasch. Bei Systemen mit teils metallischem, teils oxydischem Brennstoff ist die Temperaturgrenze des Metalls bestimmend. Aus den Ergebnissen der Rechnungen mit einfachen Modellen lassen sich jedoch mit einigen zusätzlichen Überlegungen auch Schlüsse auf kompliziertere Fälle ziehen.

Als Beispiel für eine kompliziertere Anordnung wurde das System Nr. 7 ("SNEAK 2") untersucht. Der zylindrische Reaktor besteht aus einer inneren $\text{PuO}_2\text{-UO}_2$ Zone, einer umgebenden Driver-Zone mit Brennstoffplättchen aus Uranmetall und einem Reflektor aus abgereichertem Uran. Für die Analogrechnung wurden die für den speziellen Reaktor SNEAK 2 berechneten Materialwerte und Temperaturkoeffizienten verwendet, jede Corezone wurde wieder vereinfachend durch eine Grundzelle beschrieben (s. Tabelle 1). Wegen der höheren spezifischen Leistung im Uranmetall steigt die Brennstofftemperatur in der Driverzone schneller an und erreicht ihre Grenztemperatur von 800°C , während der Oxydbrennstoff erst eine Temperatur von 600°C hat (s. Bild 11 und Tabelle 4).

Wie Tabelle 6 zeigt, liegt auch bei diesem System der Faktor $\frac{at_{1,\text{zulässig}}}{\sum_i \int_{T_0}^T \beta_i \gamma_i dT}$

im Bereich zwischen 0,5 und 0,6, wenn man als Grenztemperatur diejenige der metallischen Zone zugrunde legt.

5. Zusammenfassung

Es wurden Modellrechnungen über das dynamische Verhalten schneller Nulleistungsreaktoren vom Typ SNEAK mit dem Analogrechner durchgeführt. Es zeigt sich, daß bei Reaktivitätsstörungen mit $\frac{1}{\beta} \frac{dk}{dt} \geq 1$ \$/sec, die von kleiner Reaktorleistung ausgehen, trotz vorhandener negativer Temperaturkoeffizienten prompt kritisch überschritten wird und daher sehr kurze Perioden erreicht werden. Störungen mit $\frac{1}{\beta} \frac{dk}{dt} \gg 1$ \$/sec können vom Sicherheitssystem nicht rechtzeitig abgefangen werden, da die Gegenwirkung zu spät kommt. Aus diesem Grund wurde bei SNEAK die Möglichkeit für schnelle Reaktivitätsstörungen mit $at_1 \gtrsim \beta$ - Hereinfallen eines Brennelementes ins Core - durch die Beladung von unten ausgeschlossen. Bei Störungen bis zu $at_1 \lesssim \beta$ bleibt eine genügende Zeitreserve für das Eingreifen des Sicherheitssystems, unabhängig von der Störgeschwindigkeit.

Das dynamische Verhalten bei raschen Reaktivitätsstörungen mit $at_1 > \beta$ wird sehr gut durch die analytische Lösung von W. Häfele beschrieben.

Bei Störungen $\frac{1}{\beta} \frac{dk}{dt} \leq 0,1$ \$/sec verhindern negative Temperaturkoeffizienten das Erreichen von prompt kritisch: bei 0,1 \$/sec wird maximal eine Reaktivität von 0,97 \$, bei 0,01 \$/sec von 0,7 \$ erreicht bevor die Rückwirkung die Reaktivitätszufuhr überwiegt.

Positive prompte Temperaturkoeffizienten sind auch in Kombination mit größeren negativen Koeffizienten gefährlich, wenn diese verzögert sind und die Zeitkonstante die Größenordnung Sekunden besitzt. Zeitverzögerungen von Millisekunden bis maximal Zehntelsekunden sind dagegen ungefährlich, da in diesem Fall die Summe der Temperaturkoeffizienten wirksam wird. Da die Wärmeableitung aus den Brennstoffplättchen bei SNEAK relativ schlecht ist, wurde die Anreicherung so niedrig gewählt, daß keine positiven Temperaturkoeffizienten durch den Doppler-Effekt auftreten können.

Die Grenzen der inhärent beherrschbaren Störungen liegen bei schnellen Nulleistungsreaktoren relativ niedrig. die zulässigen Reaktivitätsstörungen $\alpha_{1, \text{zulässig}}$ betragen bei temperaturunabhängigen negativen Koeffizienten etwa $0,5 \cdot \sum_i \gamma_i T_g$, bei Koeffizienten, die Anteile enthalten die umgekehrt proportional zu $(\frac{1}{T})^x$ sind, $x \leq 2$, wie z.B. Doppler-Anteile, etwa

$$0,5 - 0,6 \sum_i \int_{T_0}^T \gamma_i(T) dT.$$

Dies erklärt sich daraus, daß auch nach der Reaktivitätskompensation die Leistung - getragen durch die unterkritische Multiplikation der verzögerten Neutronen - noch über Minuten größer als die Kühlrate ist und die Temperaturen weiter ansteigen. Hierin liegt ein wesentlicher Unterschied z.B. gegenüber einem Startunfall bei einem schnellen Leistungsreaktor, bei dem durch die bessere Kühlung der weitere Temperaturanstieg nach der Reaktivitätskompensation sehr rasch beendet wird, wodurch das Verhältnis

$$\alpha_{1, \text{zulässig}} / \sum_i \int_{T_0}^T \gamma_i(T) dT$$

näher an den Wert 1 heranrückt.

Herrn Dipl. Ing. K. Keller danke ich für die Programmierung der Gleichungssysteme für den Analogrechner und für die Durchführung der umfangreichen Rechnungen. Herrn Prof. Dr. W. Häfele danke ich für Anregungen und die Durchsicht des Manuskripts.

Literaturhinweise:

- /1/ R.O. Brittan, ANL-5577, Seite 52

- /2/ P. Dosch, H.J. Kraus, H. Uhrig: "Design and Experimental Evaluation of an Electromagnetic Acceleration System for Fast Safety Rods"
Symposium on Physics and Material Problems of Reactor Control Rods, SM-46/8, Wien (IAEA), November 1963

- /3/ Reactor Handbook, 2nd ed., Vol. III, Part A "Physics",
Edited by H. Soodak, Chapter 5, Interscience Publishers (1962)

- /4/ W. Häfele: "Prompt überkritische Leistungsexkursionen in Schnellen Reaktoren"
Nukleonik 5, Seite 201-208 (1965)

Tabelle 1: Untersuchte Reaktorsysteme

System Nr.	Aufbau der Grundzelle	n_0/V_b W/cm ³	m_b^c/V_b Ws/cm ³ °C	m_s^c/V_b Ws/cm ³ °C	m_t^c/V_b Ws/cm ³ °C	$(FU)_{b-s}/V_b$ W/cm ³ °C	$(FU)_{s-t}/V_b$ W/cm ³ °C	γ_b 10 ⁻⁶ /°C	γ_s 10 ⁻⁶ /°C	γ_t 10 ⁻⁶ /°C	Bemerkungen zur Art der Untersuchungen
1	a) b)	a) $4 \cdot 10^{-4}$ b) $8 \cdot 10^{-5}$	2,2	$\frac{1}{m_b^c} = 1,7 \cdot 10^{-5} \text{ g/Ws}$ $\frac{1}{m_b^c} = 0,34 \cdot 10^{-5} \text{ g/Ws}$	-	-	-	-2,5 -5 -10	-	-	1 = $1 \cdot 10^{-7}$ s keine Wärmeableitung steile Rampen § 1-100/s
2	a) b)	10^{-4}	2,2	6,4	-	a) 1,4 (0,28) b) 2,2 (1,4)	-	versch. konst. u. T-abhäng. Werte	-2,5	-	U-Metall und U-Pu-Legier. $\alpha = 0,1$; $0,01$ §/s
3		$5 \cdot 10^{-5}$	2,5	2,2	-	0,14 0,28 0,56	-	versch. konst. u. T-abhäng. Werte	-2,5	-	UO ₂ -PuO ₂ , $\alpha = 0,1$ §/s auch mit Abschaltung nach 10 sec.
4		10^{-4}	2,2	0,44 2,2 12,8	-	1,0	▶	versch. konst. Werte	0	-	Untersuchung des Einflusses vom Verhältnis m_s^c/m_b^c
5		$5 \cdot 10^{-4}$	2,2	8,8	32	0,28 0,56 2,8	0,1 0,76 1,0	versch. konst. u. T-abhäng. Werte	versch. konst. u. -2,5	-2,5	Untersuchung der Auswirkung von prompten positiven Temperaturkoeffizienten
6	UO ₂ -PuO ₂ Stahl Cermet	$6 \cdot 10^{-5}$	2,5	2,5	-	10^3	-	-1 -3,5	-2,5 0	-	Untersuchung der Auswirkung einer kleinen Zeitverzögerung des Temperaturkoeffizienten
7	Zone 1 Zone 2	$4 \cdot 10^{-5}$ $n_1(t) = 0,4n(t)$ $5,47 \cdot 10^{-5}$ $n_2(t) = 0,6n(t)$	2,5	4,75	▶	0,28	-	$\gamma_e = -0,5$ $\gamma_{do} = -5$	-1,5	-	"SNEAK-2" 2-Zonenreaktor mit zentraler UO ₂ -PuO ₂ - Zone und umgebender U-Metall-Zone
8		$5 \cdot 10^{-5}$	2,5	2,2	100	0,28	10^{-3} 10^{-4}	-5	-2,5	-10	Langzeitverhalten mit Wärmeableitung in den Reflektor bzw. in die Reaktorhalle

Erklärungen: 1,6 mm 3,2 mm 6,4 mm
 U235, Pu239-Metall UO₂-PuO₂ in Stahlhülle Fe₂O₃
 20%anger, U bzw. U-Pu-Legierung Na-Metall Fe
 "Strukturmaterial" U238-Metall

Tabelle 2: Leistungsexkursionen bei $k_{\beta} = -5 \cdot 10^{-6}/^{\circ}\text{C}$, $l = 10^{-7}$ sec, $n_0 = 10$ Watt, $at_1 = 1,5 \beta$ Reaktorsystem 1

A. Ergebnisse der Analogrechnungen

Brennstoff β	Rampensteilheit a 1/sec	Rampensteilheit a/β $\$/\text{sec}$	n_{\max} MW	ΔT_1 $^{\circ}\text{C}$	Erreichte Multiplikation k_p	Erreichte prompte Multiplikation k_p/β , $\$/$	$t_{1\max}$ sec	$t_{2\max}$ sec	$t(T=600^{\circ}\text{C})$ sec
Pu239-U238	$3,22 \times 10^{-3}$	1	$2,2 \times 10^3$	120	$1,9 \times 10^{-4}$	0,06	1,07	-	1,48
$\beta=3,218 \times 10^{-3}$	$3,22 \times 10^{-2}$	10	$3,2 \times 10^4$	140	$2,7 \times 10^{-4}$	0,085	0,11	0,125	0,325
	$3,22 \times 10^{-1}$	100	$3,7 \times 10^5$	460	$9,7 \times 10^{-4}$	0,31	0,0132	0,015	0,070
U235-U238	$6,4 \times 10^{-3}$	1	$5,2 \times 10^3$	185	$3,2 \times 10^{-4}$	0,05	1,06	-	1,30
$\beta=6,4 \times 10^{-3}$	$6,4 \times 10^{-2}$	10	$6,4 \times 10^4$	200	$3,9 \times 10^{-4}$	0,06	0,106	0,117	0,142
	$6,4 \times 10^{-1}$	100	$7,8 \times 10^5$	670	$1,1 \times 10^{-3}$	0,22	0,0124	0,0156	0,013

B. Ergebnisse der analytischen Lösung

Brennstoff β	Rampensteilheit a 1/sec	Rampensteilheit a/β $\$/\text{sec}$	n_0 W	n_{\max} MW	ΔT_1 $^{\circ}\text{C}$	k_p	$t_{1\max}$ sec	n_{as} MW
Pu239-U238	$3,22 \times 10^{-3}$	1	2×10^1	$2,0 \times 10^3$	29	$7,2 \times 10^{-5}$	1,024	$1,75 \times 10^2$
$\beta=3,218 \times 10^{-3}$	$3,22 \times 10^{-2}$	10	$1,8 \times 10^3$	$2,9 \times 10^4$	115	$2,0 \times 10^{-4}$	0,1093	$1,75 \times 10^3$
	$3,22 \times 10^{-1}$	100	$4,6 \times 10^2$	$3,6 \times 10^5$	410	$1,0 \times 10^{-3}$	0,0133	$1,75 \times 10^4$
U235-U238	$6,4 \times 10^{-3}$	1	$3,2 \times 10^4$	$4,5 \times 10^3$	11	$1,0 \times 10^{-4}$	1,017	$3,5 \times 10^2$
$\beta=6,4 \times 10^{-3}$	$6,4 \times 10^{-2}$	10	$2,5 \times 10^3$	$6,0 \times 10^4$	164	$4,1 \times 10^{-4}$	0,107	$3,5 \times 10^3$
	$6,4 \times 10^{-1}$	100	$6,5 \times 10^2$	$7,4 \times 10^5$	585	$1,5 \times 10^{-3}$	0,0123	$3,5 \times 10^4$

Tabelle 3: Auswirkung von Parametervariationen auf den Exkursionsverlauf

Variation vom Ausgangssystem	n_{max}	ΔT_1	Auswirkung auf die Größen k_2/β	t_{1max}	$t(T=600^\circ C)$
γ_b halbiert auf $\gamma_b = 2,5 \times 10^{-6}/^\circ C$	etwas mehr als verdoppelt	verdoppelt	praktisch unverändert	praktisch unverändert	kleiner, insbesondere für steile Rampen
γ_b verdoppelt auf $\gamma_b = 10 \times 10^{-6}/^\circ C$	etwas kleiner als halbiert	halbiert	praktisch unverändert	minimal verkleinert	größer, bei 1%/sec um 25%, bei 100%/sec um mehrere 100%
Vergrößerung der Anfangsleistung auf $n_0 = 1000 W$	um 20-50% kleiner	um etwa 20% kleiner	kleiner, bei 1%/sec um etwa 20%, bei 100%/sec um etwa 5%	um einige % kleiner	praktisch unverändert
Reaktivitätsstörung auf $\approx 1\%$ begrenzt	um 2 Größenordnungen kleiner bei 1%/sec, um 4 Größenordnungen bei 100%/sec	ein ausgesprochenes 1. Maximum tritt nicht auf	negativ	größer, liegt über 1 sec	größer, liegt 1-3 sec später
Anreicherung des Brennstoffs von 20% auf 100% erhöht	um etwas mehr als den Faktor 5 kleiner	um etwa 5% kleiner	minimal verkleinert	minimal verkleinert	keine klare Abhängigkeit

Tabelle 4: Einige Ergebnisse der Analogrechnungen¹⁾

System Nr.	a_1	$\gamma_b, \gamma_{bo} (\gamma_u)$ $10^{-6}/^{\circ}\text{C}$	n_{max} Mw	$t(n_{max})$ sec	$n_{1/2}$ Mw	$t_{1/2}$ sec	$T_{b1/2}$ $^{\circ}\text{C}$	$T_{u1/2}$ $^{\circ}\text{C}$	$T_{s1/2}$ $^{\circ}\text{C}$	$t(T_b)$ ³⁾ sec	T_{max} $^{\circ}\text{C}$	Variable Parameter, Bemerkungen ⁴⁾	
2, U	$2 \cdot 10^{-3}$	-2,5	4,5	291	3,9	318	420	-	380	740	810	$\gamma_b = \text{const.}$	
2, U	$3 \cdot 10^{-3}$	-2,5	12,3	135	9,6	154	630	-	570	173	1280		
2, U	$3 \cdot 10^{-3}$	-5	7,9	132	6,2	150	415	-	370	-	780		
2, U	$4 \cdot 10^{-3}$	-5	17,0	67	12,0	82	555	-	490	114	1070		
2, U	$3 \cdot 10^{-3}$	-5	7,8	146	5,9	166	410	-	380	-	770	$\frac{a}{B} = 0,01 \text{ s/sec}$	
2, U	$1,5 \cdot 10^{-3}$	-5	2,0	508	1,9	440	300	-	292	-	625	$\gamma_b \sim \frac{1}{T^2}, m_{g,c}/V_b = 6,4$	
2, U	$2 \cdot 10^{-3}$	-5	4,15	318	3,8	348	462	-	438	476	940	" = 6,4	
2, U	$2 \cdot 10^{-3}$	-10	2,28	304	2,05	340	268	-	256	-	550	" = 6,4	
2, U	$2,5 \cdot 10^{-3}$	-10	4,06	204	3,5	236	375	-	350	-	780	" = 6,4	
2, U	$3 \cdot 10^{-3}$	-10	6,8	136	5,65	164	500	-	462	234	1070	" = 2,5	
2, Pu	$2 \cdot 10^{-3}$	-2,5	19,5	41,5	12,5	52,5	440	-	360	49,5	800	$\gamma_b = \text{const.}$	
2, Pu	$3 \cdot 10^{-3}$	-2,5	73	11,5	30	19,5	690	-	510	12,6	1200		
2, Pu	$3 \cdot 10^{-3}$	-5	37,5	12,5	17,5	21,5	435	-	330	20	730		
2, Pu	$4 \cdot 10^{-3}$	-5	68,5	10,7	26,5	18,8	590	-	420	12,7	950	bei $a_1 = 4 \cdot 10^{-3} u, \frac{a}{B} = 0,1 \text{ s/sec}$ ist $k_{ex,max} = 3,15 \cdot 10^{-3}$	
2, Pu	$3 \cdot 10^{-3}$	-5	19,8	80	11,6	92	425	-	350	90,2	730	bei $a_1 = 3 \cdot 10^{-3} u, \frac{a}{B} = 0,01 \text{ s/sec}$ ist $k_{ex,max} = 2,2 \cdot 10^{-3}$	
3, UC ₂ -PuO ₂	$2 \cdot 10^{-3}$	-2,5	23,3	43,5	14,3	54,5	435	-	370	-	780	$\gamma_b = \text{const.} (FU)_{b-g}/V_b = 0,56 \text{ W/cm}^3 \text{ } ^{\circ}\text{C}$	
3, UC ₂ -PuO ₂	$3 \cdot 10^{-3}$	-2,5	134	11,8	45	17,2	725	-	470	180	1200	" = 0,56 "	
3, UC ₂ -PuO ₂	$4 \cdot 10^{-3}$	-2,5	310	10	80	14,3	1025	-	550	21,7	1550	" = 0,56 "	
3, UC ₂ -PuO ₂	$4 \cdot 10^{-3}$	-5	154	10,1	42	15,3	605	-	360	-	980	" = 0,56 "	
3, UC ₂ -PuO ₂	$3 \cdot 10^{-3}$	-2,5	134	11,7	44	17,3	850	-	360	150	1250	" = 0,28 "	
3, UC ₂ -PuO ₂	$2 \cdot 10^{-3}$	-5	20	47	13	61	550	-	425	-	1100	$\gamma_b \sim \frac{1}{T^2}, (FU)_{b-g}/V_b = 0,28 \text{ W/cm}^3 \text{ } ^{\circ}\text{C}$	
3, UC ₂ -PuO ₂	$3 \cdot 10^{-3}$	-5	134	14	70	20	1425	-	700	13	1975	" = 0,28 "	
3, UC ₂ -PuO ₂	$2 \cdot 10^{-3}$	-10	9,3	45	6,2	62	280	-	220	-	580	" = 0,28 "	
3, UC ₂ -PuO ₂	$3 \cdot 10^{-3}$	-10	44	13	23,5	24	612	-	375	-	1100	" = 0,28 "	
4, Pu	$2 \cdot 10^{-3}$	-5	7,0	40	4,4	51	400	-	390	51	900	$\gamma_b = 0, \gamma_c = \text{const.} m_{g,c}/V_b = 0,44 \text{ W/cm}^3 \text{ } ^{\circ}\text{C}$	
4, Pu	$2 \cdot 10^{-3}$	-5	10,0	42,5	6,3	54,5	400	-	370	54,5	850	" = 2,2 "	
4, Pu	$2 \cdot 10^{-3}$	-5	16,5	47,5	11,3	68	400	-	300	68	700	" = 12,8 "	
5, U	$3 \cdot 10^{-3}$	0 (-5)	5,75	134	4,5	160	540	460	275	-	700	$\gamma_b = \text{const.} (FU)_{b-g}/V_b = 2,8 \text{ W/cm}^3 \text{ } ^{\circ}\text{C}$	
5, U	$3 \cdot 10^{-3}$	2,5(-7,5)	7	122	5,4	142,5	600	505	280	-	720	" = 2,8 "	
5, U	$1,5 \cdot 10^{-3}$	2,5(-7,5)	7,24	468	2,12	500	490	407	337	-	720	$\gamma_b \sim \frac{1}{T^2}, (FU)_{b-g}/V_b = 2,8 \text{ W/cm}^3 \text{ } ^{\circ}\text{C}$	
5, U	$2 \cdot 10^{-3}$	2,5(-7,5)	4,55	296	4,2	320	687	612	450	356	1025	" = 2,8 "	
5, U	$2 \cdot 10^{-3}$	4 (-10)	4,47	281	4,05	310	975	637	356	276	1015 ⁶⁾	" = 0,56 "	
5, U	$2 \cdot 10^{-3}$	4 (-10)	3,64	290	3,35	320	550	493	370	496	840	" = 2,8 "	
5, U	$1,5 \cdot 10^{-3}$	5 (-10)	2,3	466	2,15	500	455	420	337	-	725	" = 2,8 "	
5, U	$2 \cdot 10^{-3}$	5 (-10)	4,7	296	4,3	324	725	630	487	344	1050	" = 2,8 "	
5, Pu	$3 \cdot 10^{-3}$	0 (-5)	79,5	10,5	18	14,3	920	560	40	10,7	1060	$\gamma_b = \text{const.} \frac{dn}{dt} \rightarrow \infty t = 17,9 \text{ sec}$	
5, Pu	$3 \cdot 10^{-3}$	2,5(-7,5)	-	-	-	-	-	-	-	17,2	-		
5, Pu	$1,5 \cdot 10^{-3}$	2,5(-7,5)	7,15	96	5,5	117	615	520	292	90	700	$\gamma_b \sim \frac{1}{T^2}$	
5, Pu	$2 \cdot 10^{-3}$	5(-10)	25,5	43	16,7	56	1450	1138	400	36	1450 ⁷⁾		
7,	$1 \cdot 10^{-3}$		1,18	384	1,12	402	92	78	92	67	-	210	SNEAK-2, s. Tab. 1 $B = 5,09 \cdot 10^{-3}$
7,	$2 \cdot 10^{-3}$	siehe	5,95	125	4,2	147	242	197	208	150	-	475	
7,	$3 \cdot 10^{-3}$	Tab.1	8,2	51	13,0	68	450	375	350	238	360	600	
7,	$4 \cdot 10^{-3}$		45,0	23	29	35	720	620	495	320	42	1200	

¹⁾ vergl. Tab.

²⁾ Werte nach Reaktivitätskompensation, d. h. beim Durchlaufen von $k_{ex} = 0$

³⁾ $T_g = 400^{\circ}\text{C}$ für U-Pu-Legierung (Pu),

$T_g = 800^{\circ}\text{C}$ für U-Metall (U); } Festlegung siehe Text

$T_g = 200^{\circ}\text{C}$ für UC₂-PuO₂ (UC₂-PuO₂), }

⁴⁾ Falls nicht anders bemerkt ist $\gamma_b = 2,5 \cdot 10^{-6}/^{\circ}\text{C}$; $\frac{a}{B} = 0,1 \text{ s/sec}$; $l = 1 \cdot 10^{-7} \text{ sec}$; $B(U) = 7,55 \cdot 10^{-3}$; $B(Pu) = 3,215 \cdot 10^{-3}$

⁵⁾ $\gamma_b = \gamma_{bo} (\frac{T_g}{T_b})^2$ mit T' in $^{\circ}\text{C}$

⁶⁾ Zwischenmax. bei $t = 344 \text{ sec}$

⁷⁾ Zwischenmax. bei $t = 56 \text{ sec}$

Tab. 5: Grenzen der inhärent beherrschbaren Reaktivitätsstörungen

System	T_g °C	γ_b' $10^{-6}/^{\circ}\text{C}$	$10^3 \int_{T_0}^{T_g} \gamma_b' dT$	γ_U $10^{-6}/^{\circ}\text{C}$	$10^3 \int_{T_0}^{T_g} \gamma_U dT$	γ_S $10^{-6}/^{\circ}\text{C}$	$10^3 \gamma_T$ s g	$10^3 \sum \int_{T_0}^{T_g} \gamma_i dT$	$10^3 \text{ at}_{1,zul.}$	$\text{at}_{1,zul.} / \sum \int_{T_0}^{T_g} \gamma_i dT$
2, U	800	-2,5	-2	-	-	-2,5	-2	-4	2	} 0,5
		-5	-4	-	-	-2,5	-2	-6	3	
		-10	-8	-	-	-2,5	-2	-10	6	
		-5x ²⁾	-1,10	-	-	-2,5	-2	-3,1	1,7	
2, Pu	400	-2,5	-2,2	-	-	-2,5	-2	-4,2	2,6	} 0,55-0,60
		-5	-1	-	-	-2,5	-1	-2	1	
		-10	-2	-	-	-2,5	-1	-3	1,4	
		-10x	-4	-	-	-2,5	-1	-5	3	
3, UO ₂ -PuO ₂	1200	-2,5	-3	-	-	-2,5	-3	-6	3	} 0,5
		-5	-6	-	-	-2,5	-3	-9	5	
		-5x	-1,2	-	-	-2,5	-3	-4,2	2,2	
		-10x	-2,4	-	-	-2,5	-3	-5,4	3,2	
5, U	800	+2,5x	+0,55	-7,5x	-1,7	-2,5	-2	-3,1	1,4-1,6	je nach Zeitkonstante für Wärme- Übergang zwischen Spaltstoff (b) und Brutstoff (U) } 0,45 - 0,57
		+5x	+1,10	-10x	-2,2	-2,5	-2	-3,1	1,4-1,6	
		+4x	+0,88	-10x	-2,2	-2,5	-2	-3,3	1,6-1,9	
7	800	a. Tab. 1	-2,54	-	-	-3	-2,4	-4,94	3	Als T_g wurde stets der Uran- metallwert (Zone 2) eingesetzt } 0,6

1) $T_0 = 0^{\circ}\text{C}$

Werte T' in $^{\circ}\text{K}$

2)

$$x = \left(\frac{T_0}{T_b} \right)^2$$

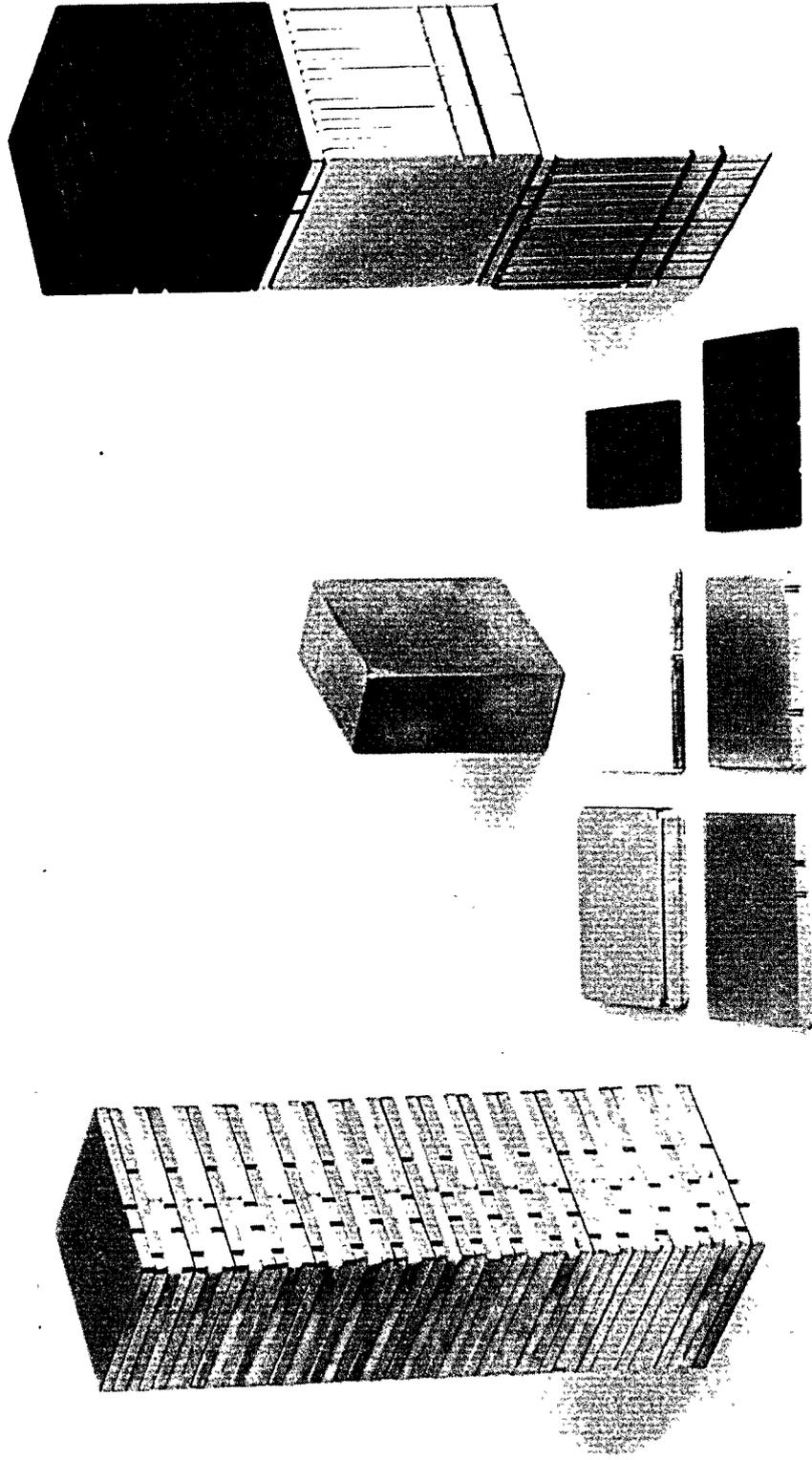


Bild 1: Einzelbausteine und Stapelungsmöglichkeiten (ohne Brennelementrohr)

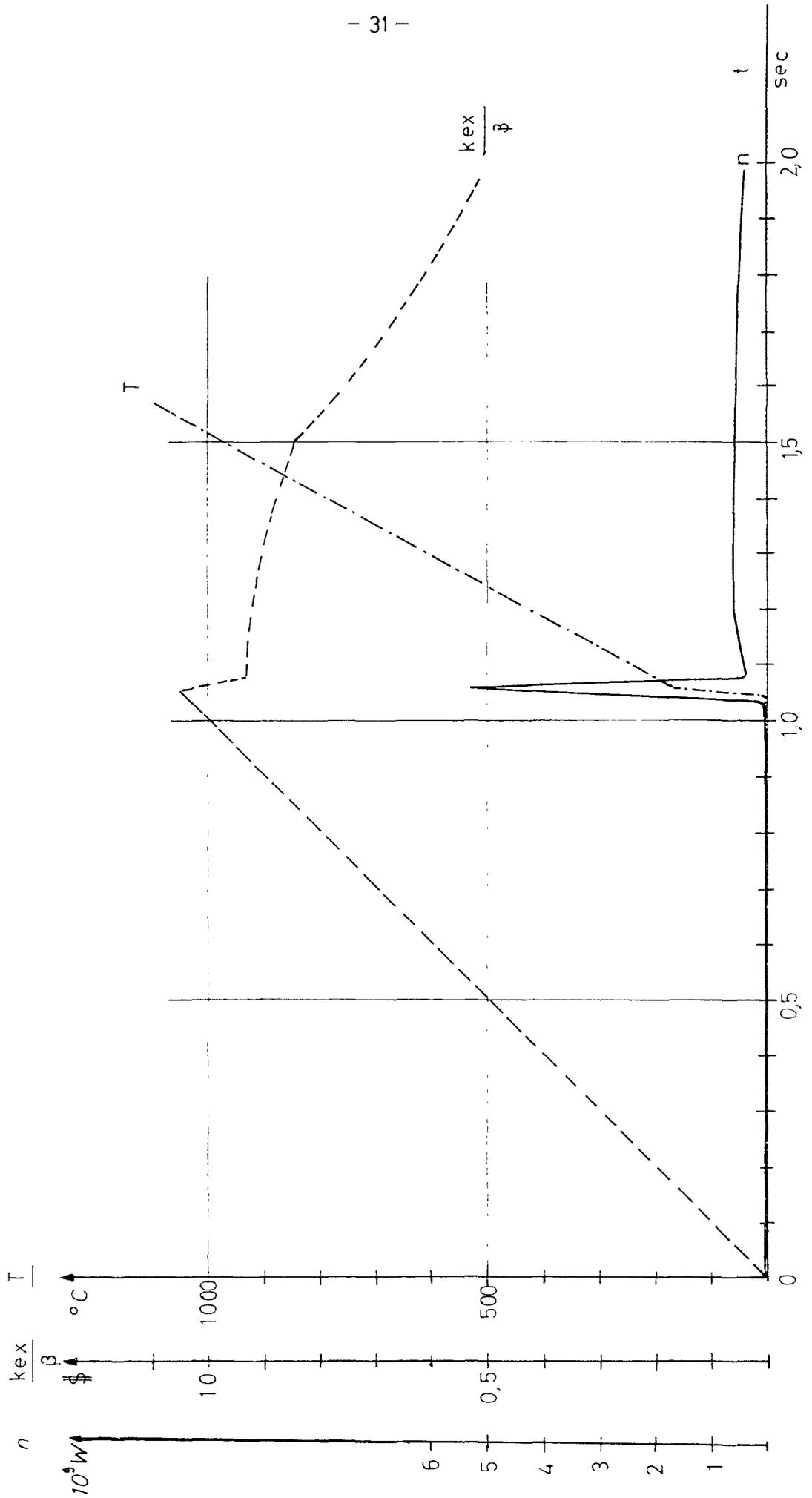


Bild 2 a Exkursionsverlauf bei Störung mit β 1/sec bis $t = 1,5$ sec. System 1, Uranmetall, 20% angereichert

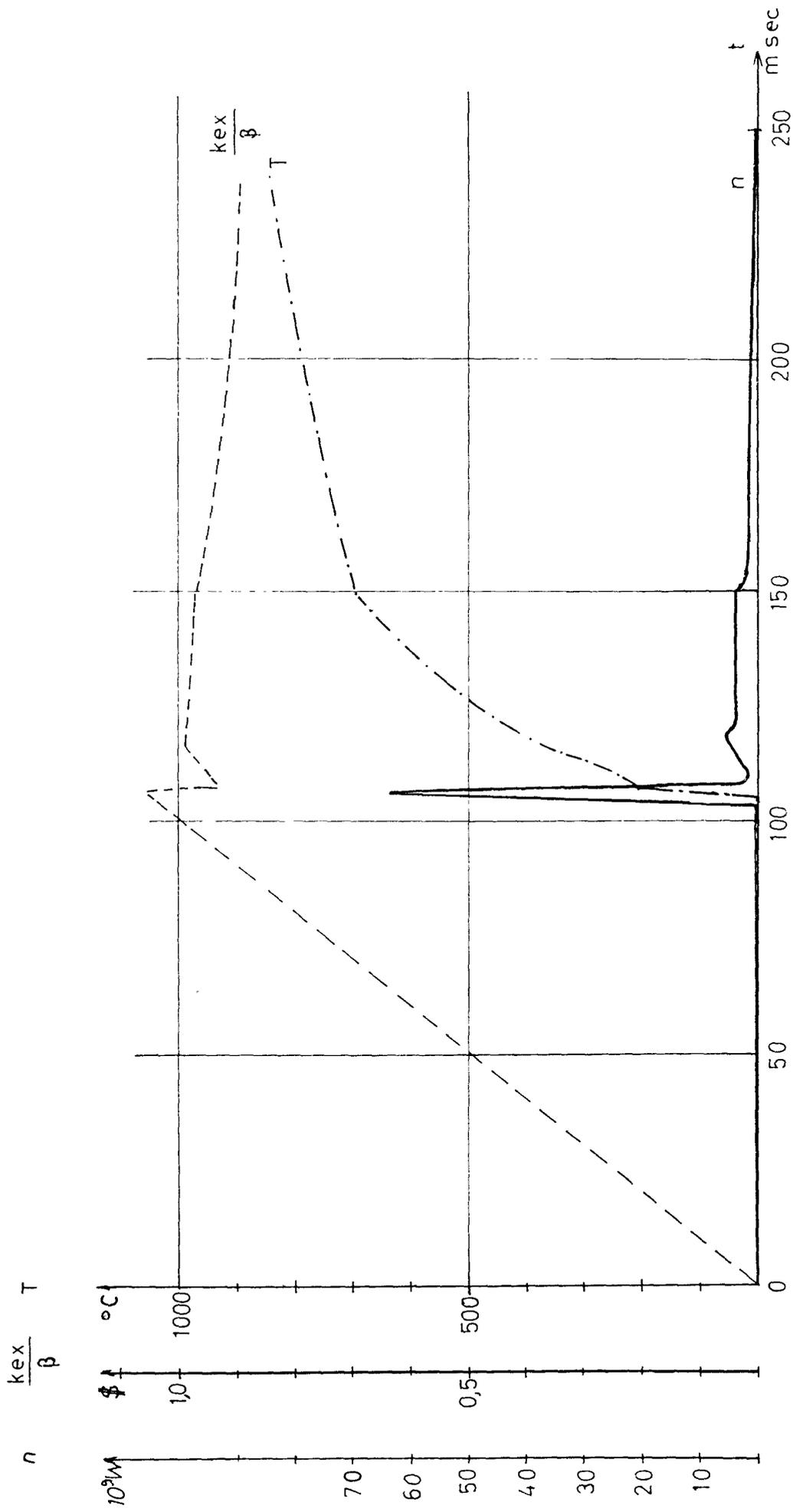


Bild 2 b Exkursionsverlauf bei Störung mit $\beta = 10/\text{sec}$ bis $t = 0,15 \text{ sec}$ System 1, Uranmetall, 20% angereichert

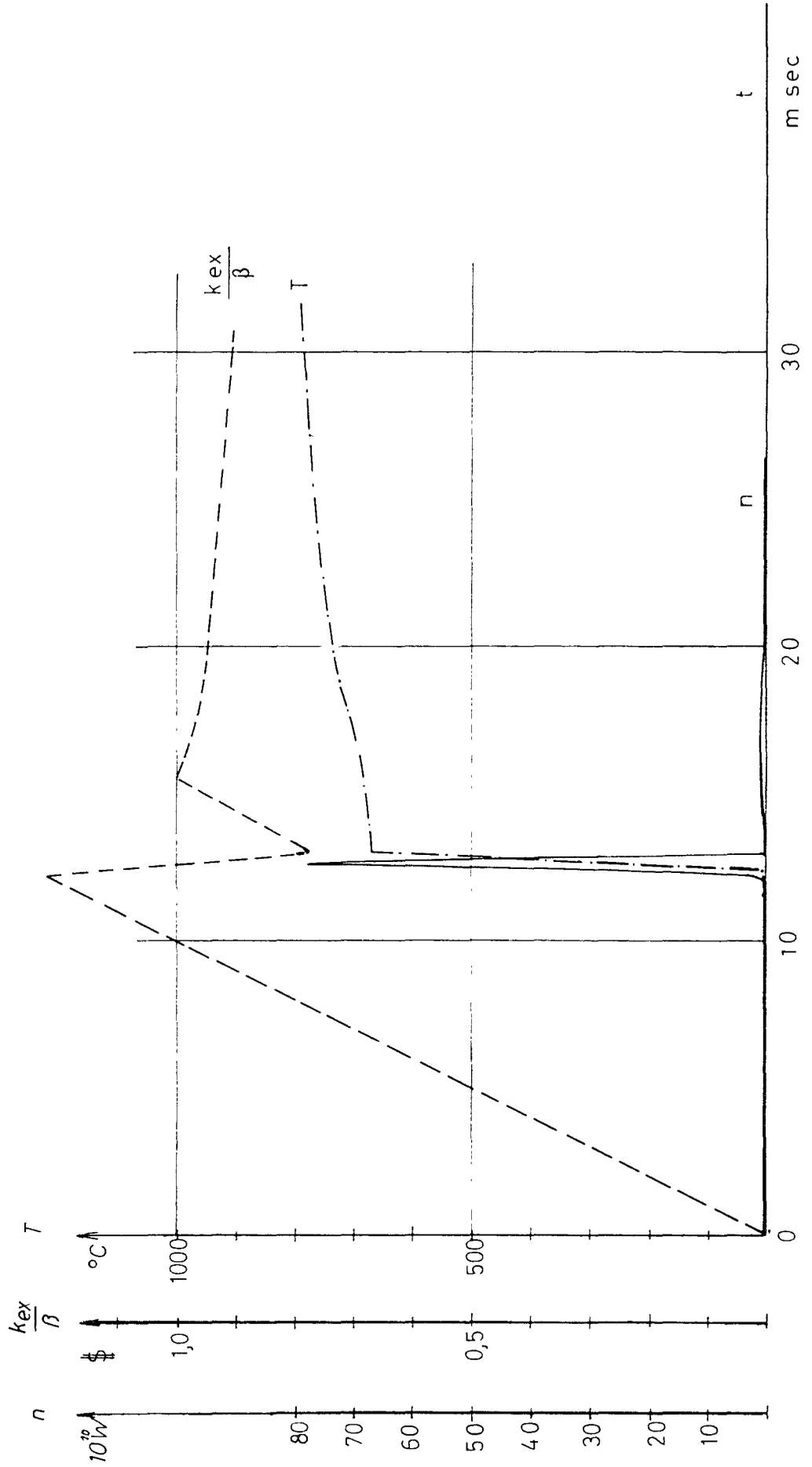


Bild 2 c Exkursionsverlauf bei Störung mit $\lambda = 100/\text{sec}$ bis $t = 0,015 \text{ sec}$ System 1, Uranmetall, 20% angereichert.

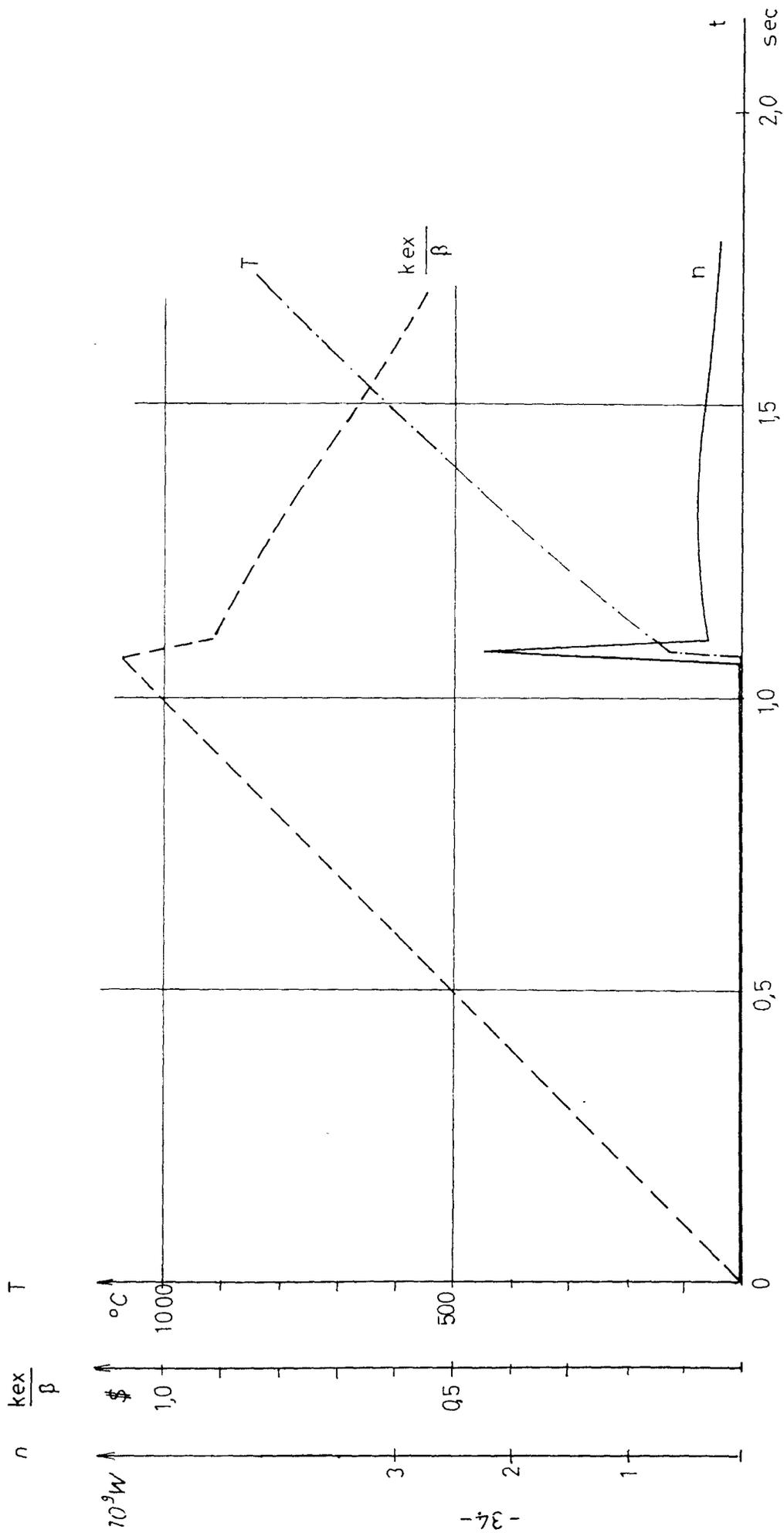


Bild 3a Exkursionsverlauf bei Störung mit $\beta = 1$ bis $t = 1,5$ sec System 1, U - Pu Legierung

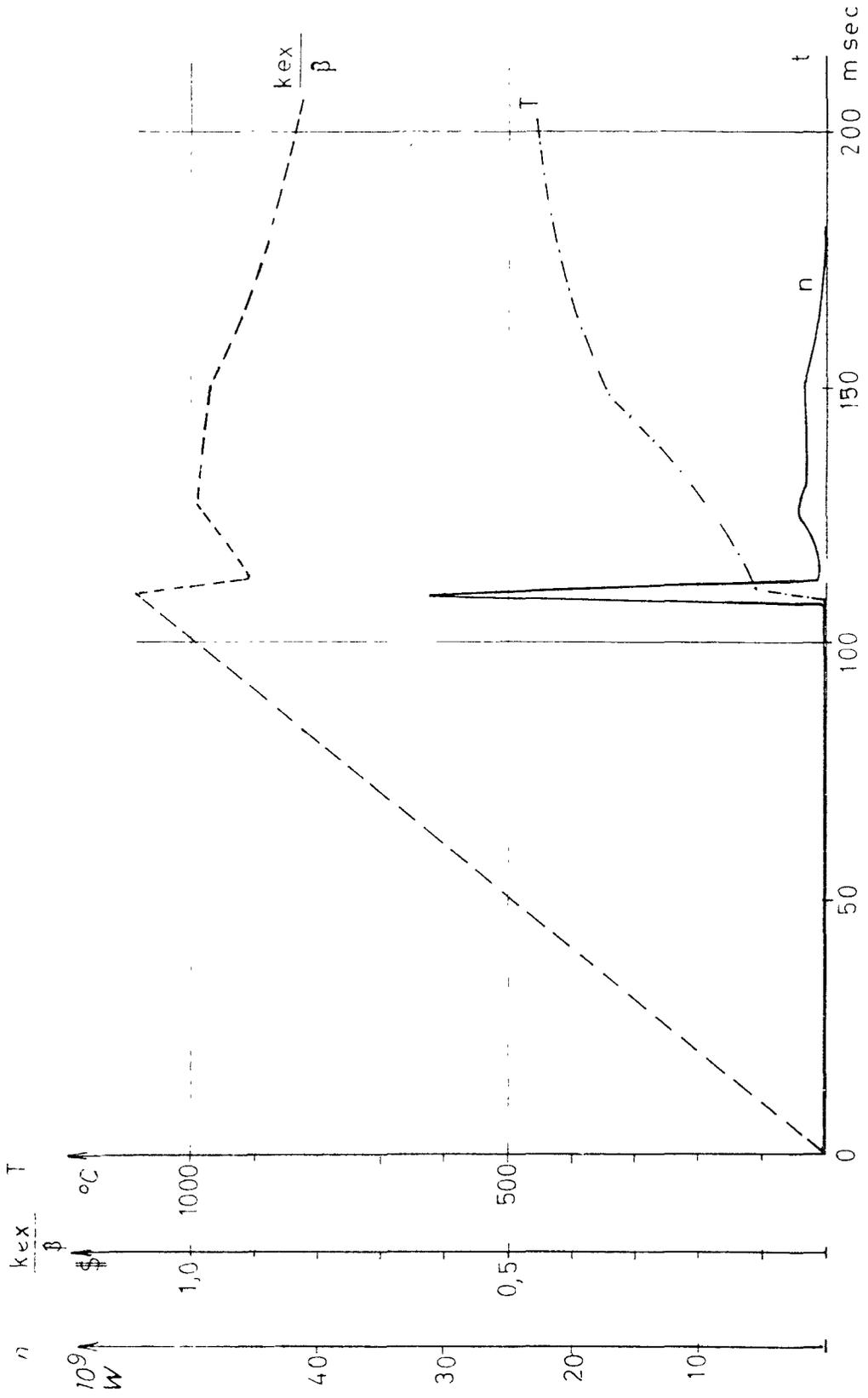


Bild 3 b Exkursionsverlauf bei Störung mit $\dot{\beta} = 10/\text{sec}$ bis $t = 0,15 \text{ sec}$ System 1, U-Pu Legierung

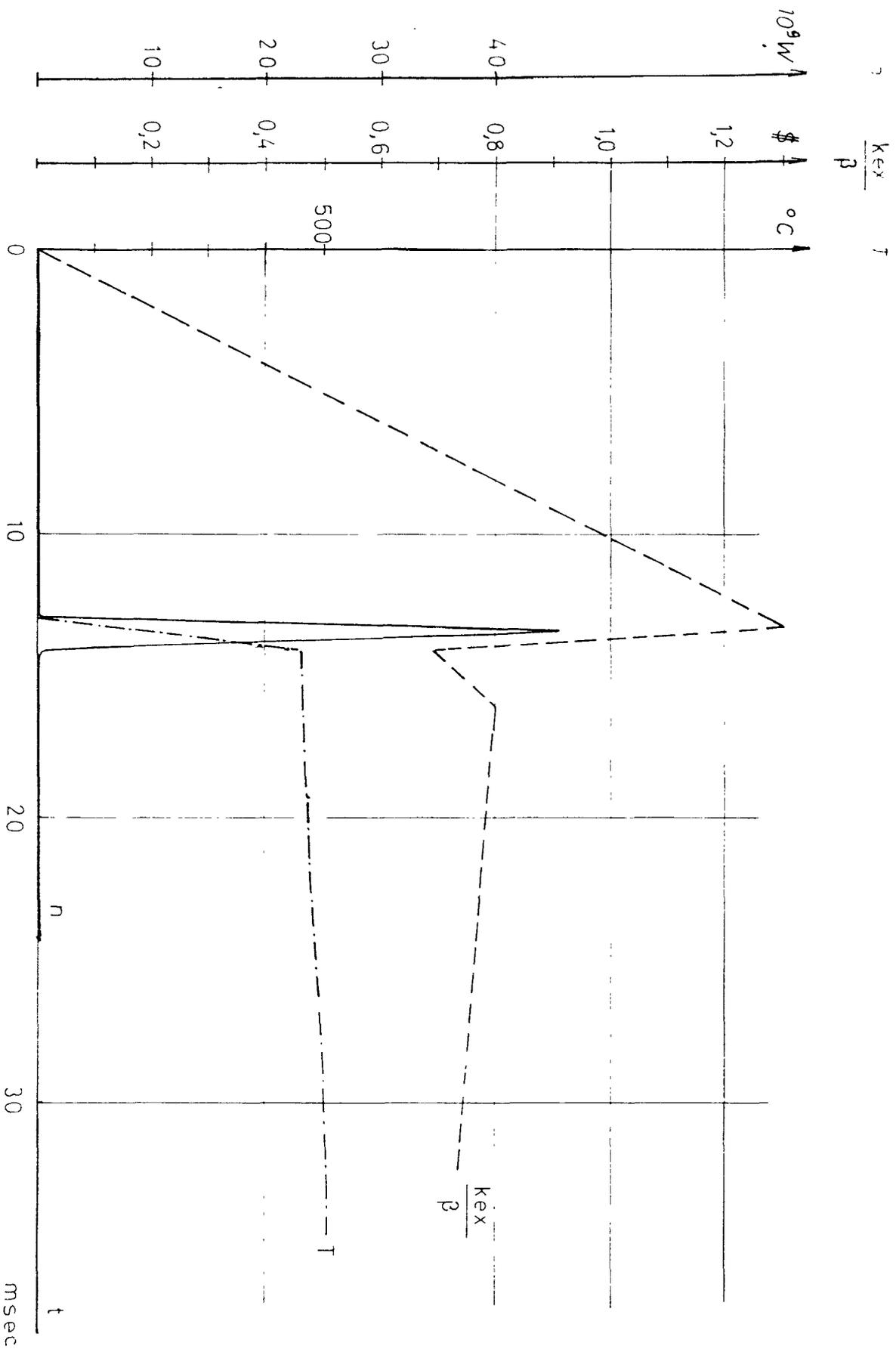


Bild 3c Exkursionsverlauf bei Störung mit β 100/sec bis $t = 0,015$ sec System 1, U-Pu Legierung

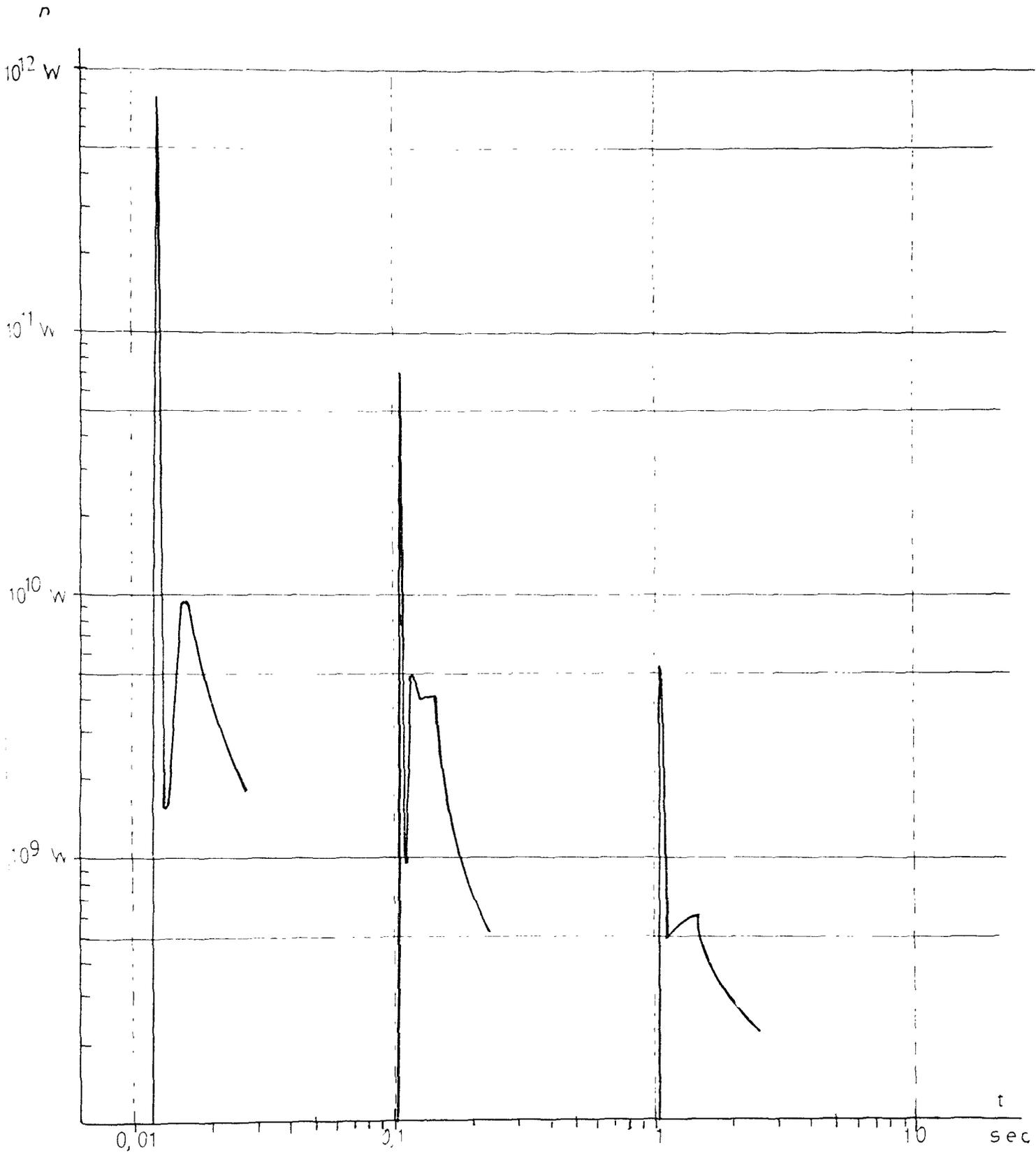


Bild 4. Vergleich der Leistungsexkursionen 2a - 2c

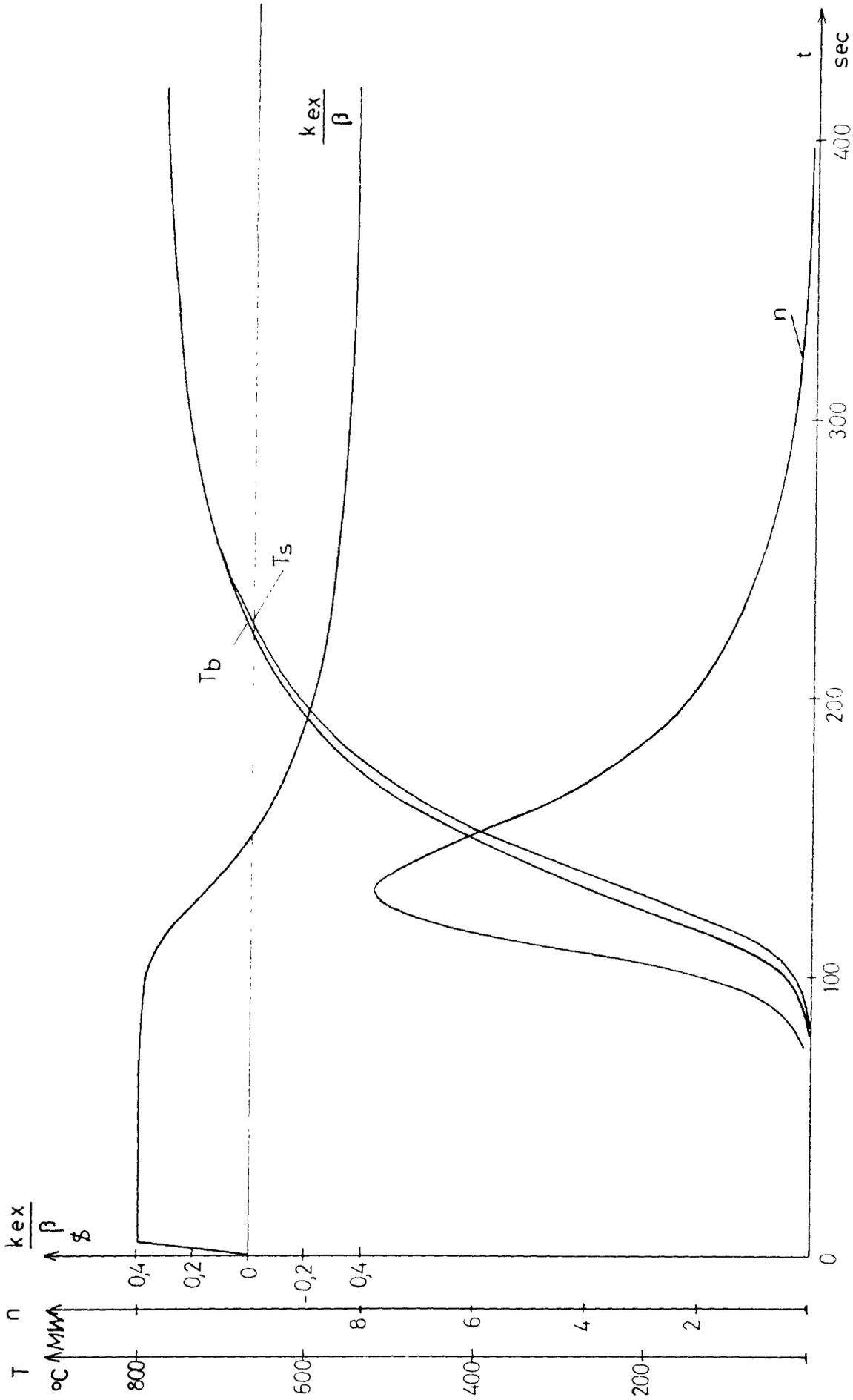


Bild 5 Exkursionsverlauf bei Störung mit $\beta_{1/s.c.} = 3 \cdot 10^{-3}$

$$\gamma_b = -5 \cdot 10^{-6}/^{\circ}\text{C}$$

$$\gamma_s = 2.5 \cdot 10^{-6}/^{\circ}\text{C}$$

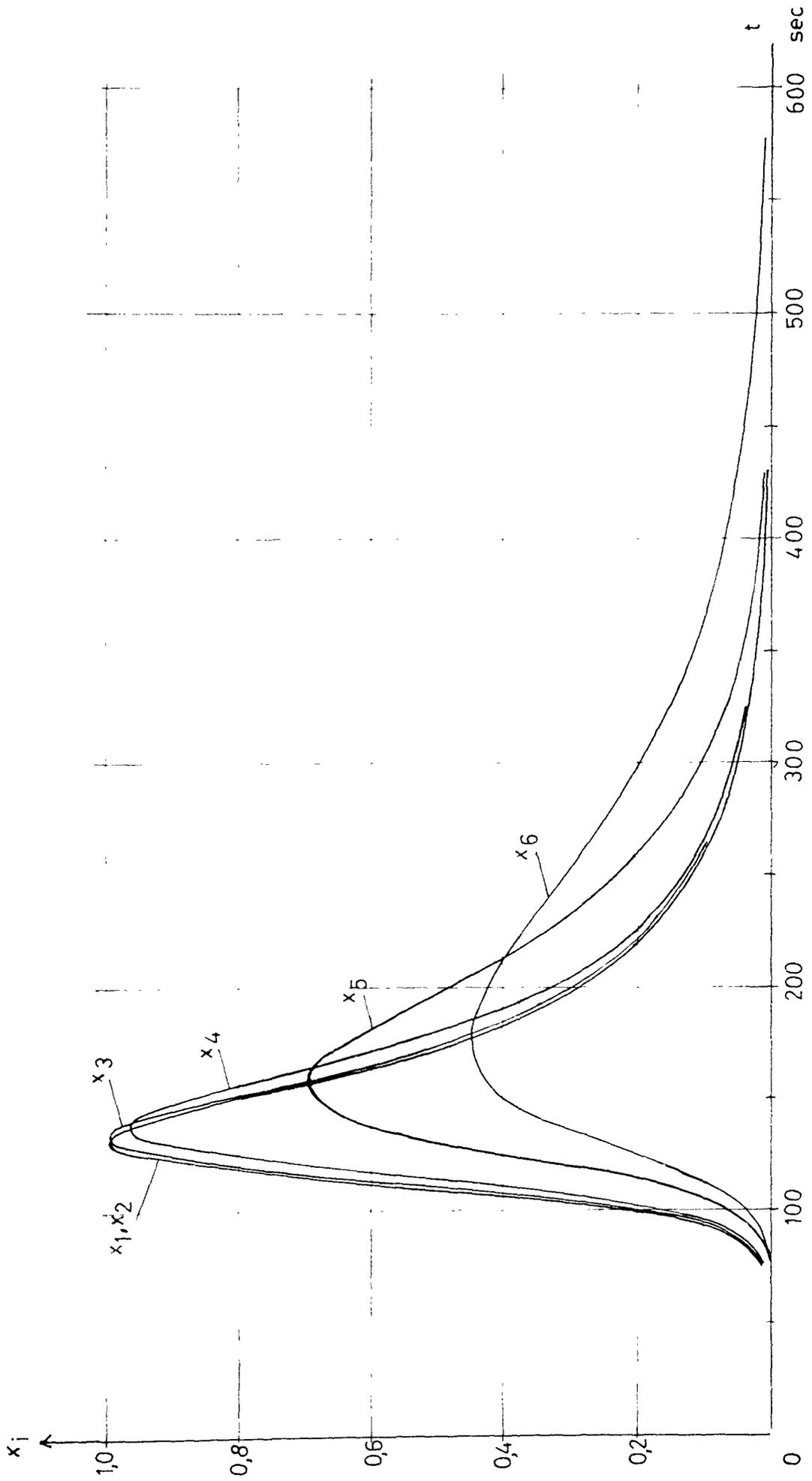


Bild 5a. Anregung der Vorläufer verzögerter Neutronen während der in Bild 5 dargestellten Exkursion.

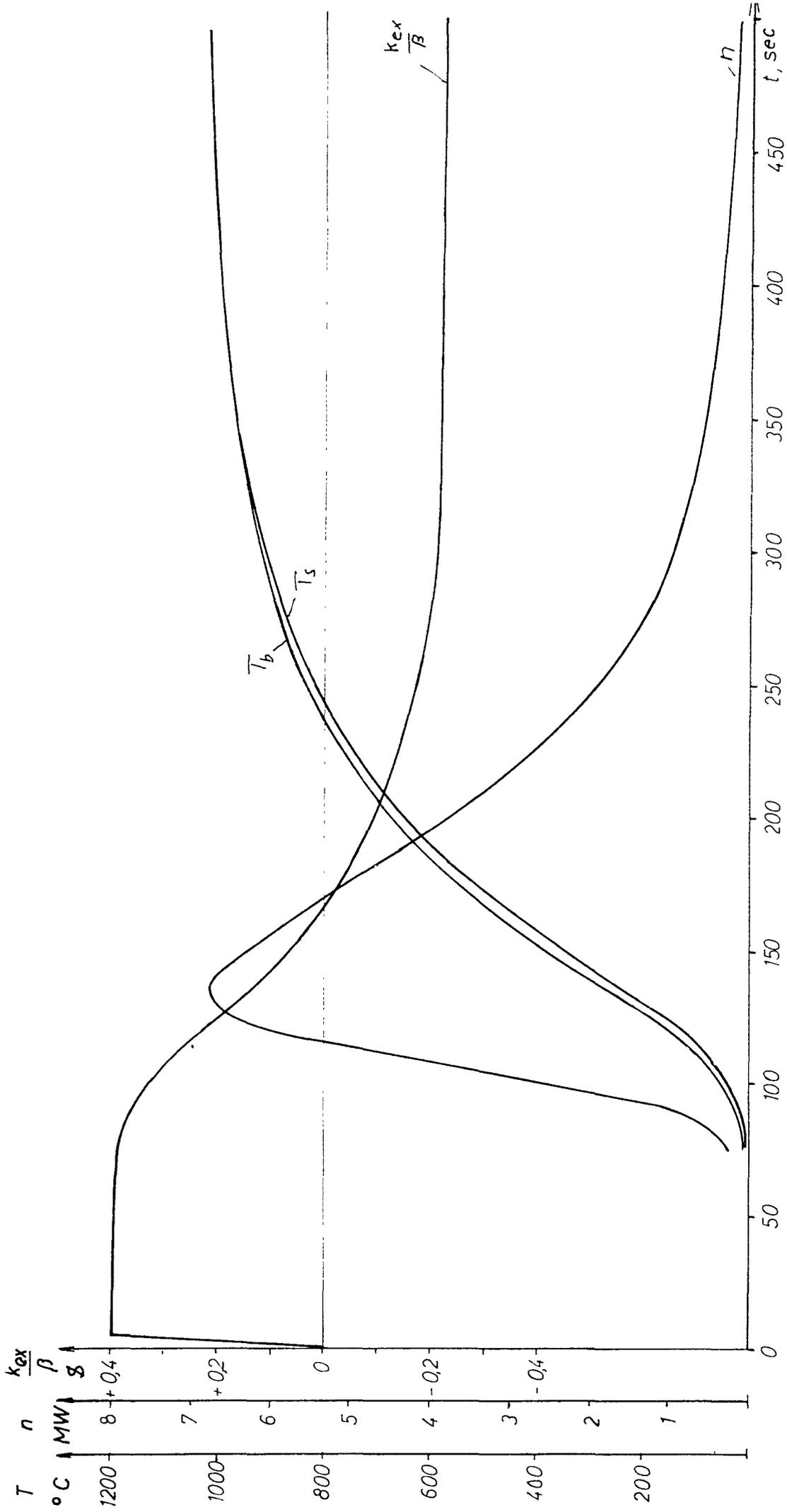


Bild 5b. Exkursionsverlauf bei Störung mit δ 01/sec. System 2, Uranmetall.

$a \cdot t_1 = 3 \cdot 10^{-3}$ $\gamma_b = -10 \cdot 10^{-6} \left(\frac{T_b - T_b'}{T_b'} \right) / ^{\circ}\text{C}$ $\gamma_s = -25 \cdot 10^{-6} / ^{\circ}\text{C}$

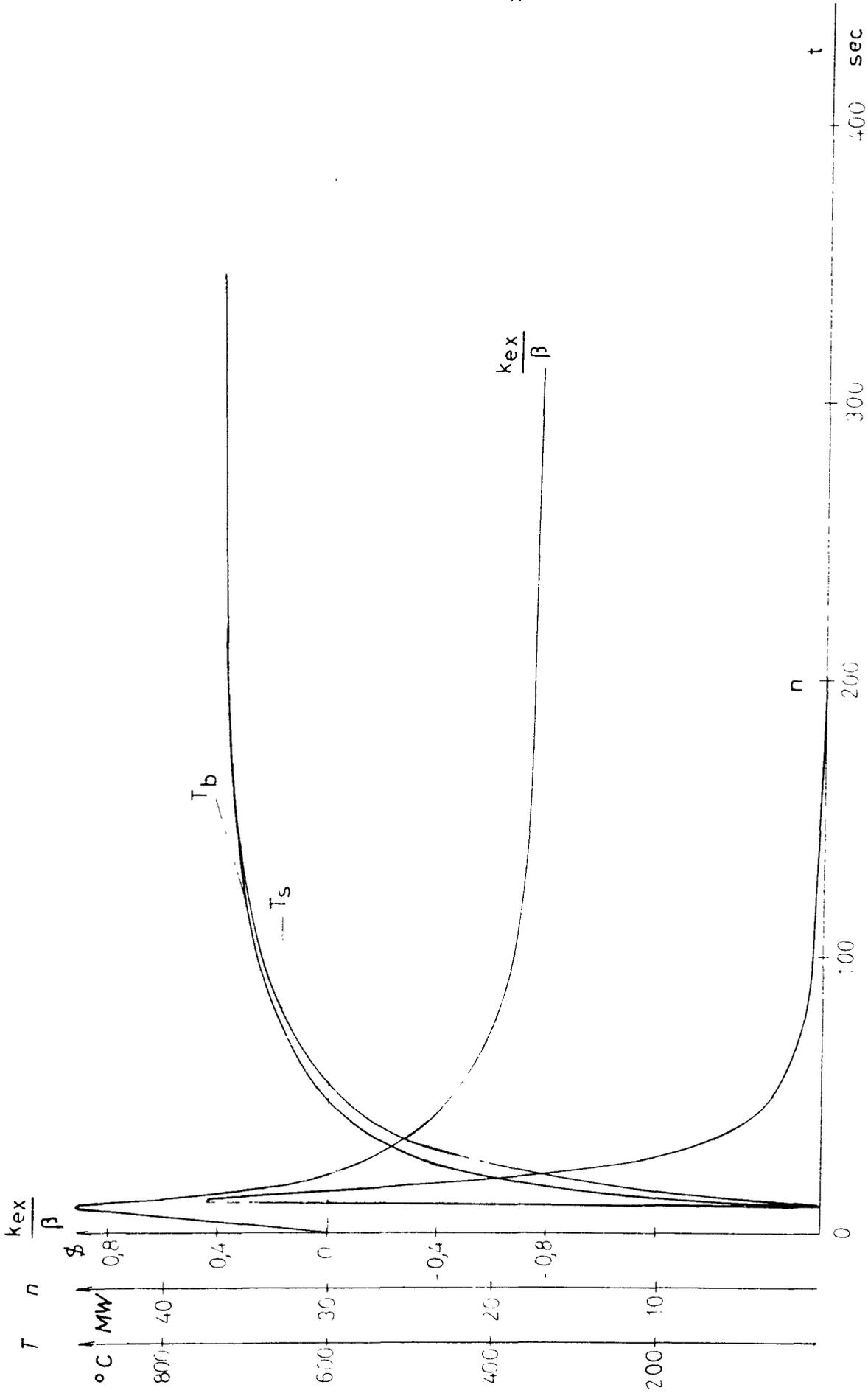


Bild 6. Exkursionsverlauf bei Störung mit $\delta 0,1/\text{sec}$. System 2, U-Pu - Legierung.

$$at_1 = 3 \cdot 10^{-3}$$

$$\gamma_b = -5 \cdot 10^{-6}/^{\circ}\text{C}$$

$$\gamma_s = -2,5 \cdot 10^{-6}/^{\circ}\text{C}$$

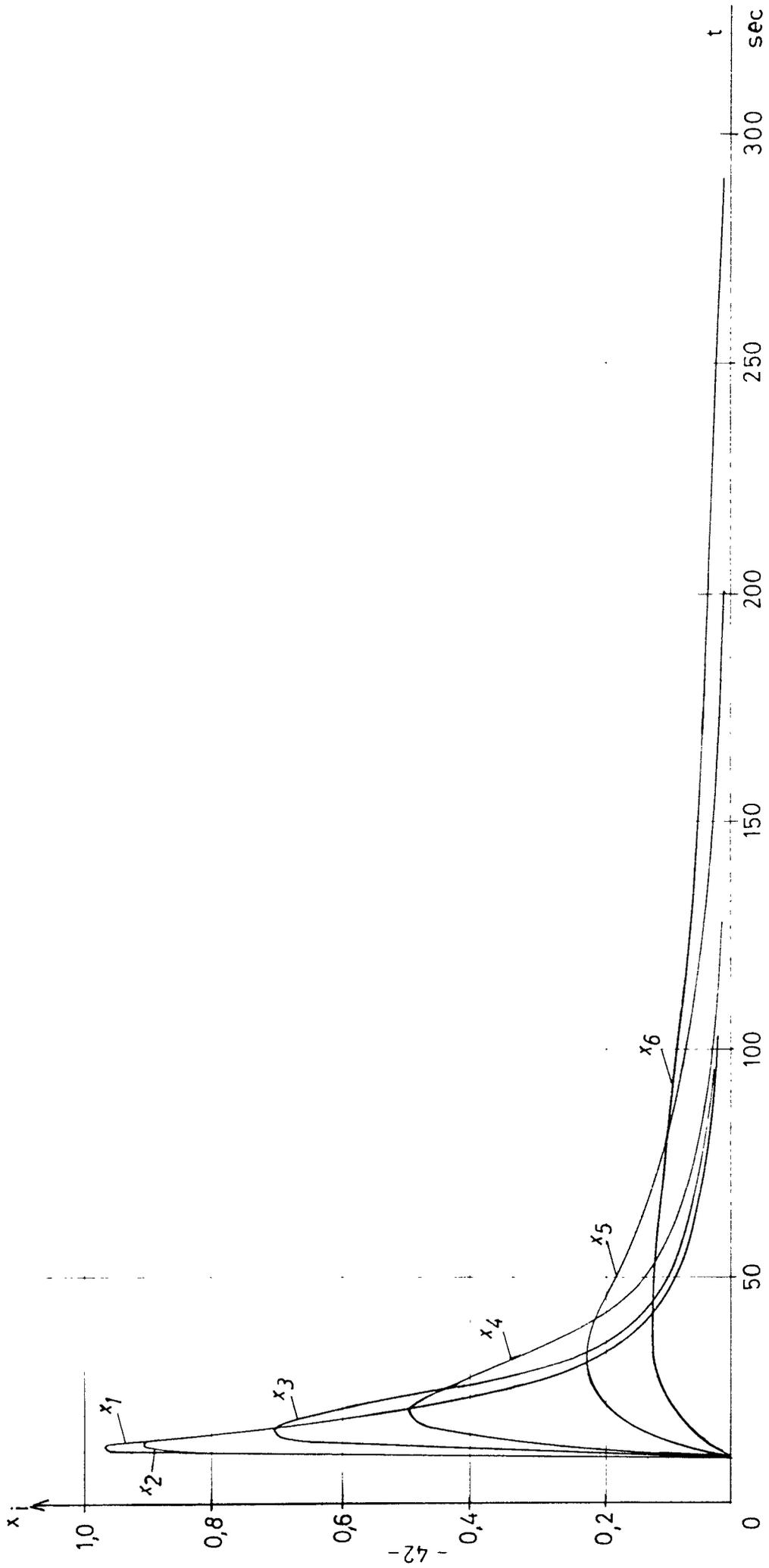


Bild 6 a. Anregung der Vorläufer verzögerter Neutronen während der in Bild 6 dargestellten Exkursion.

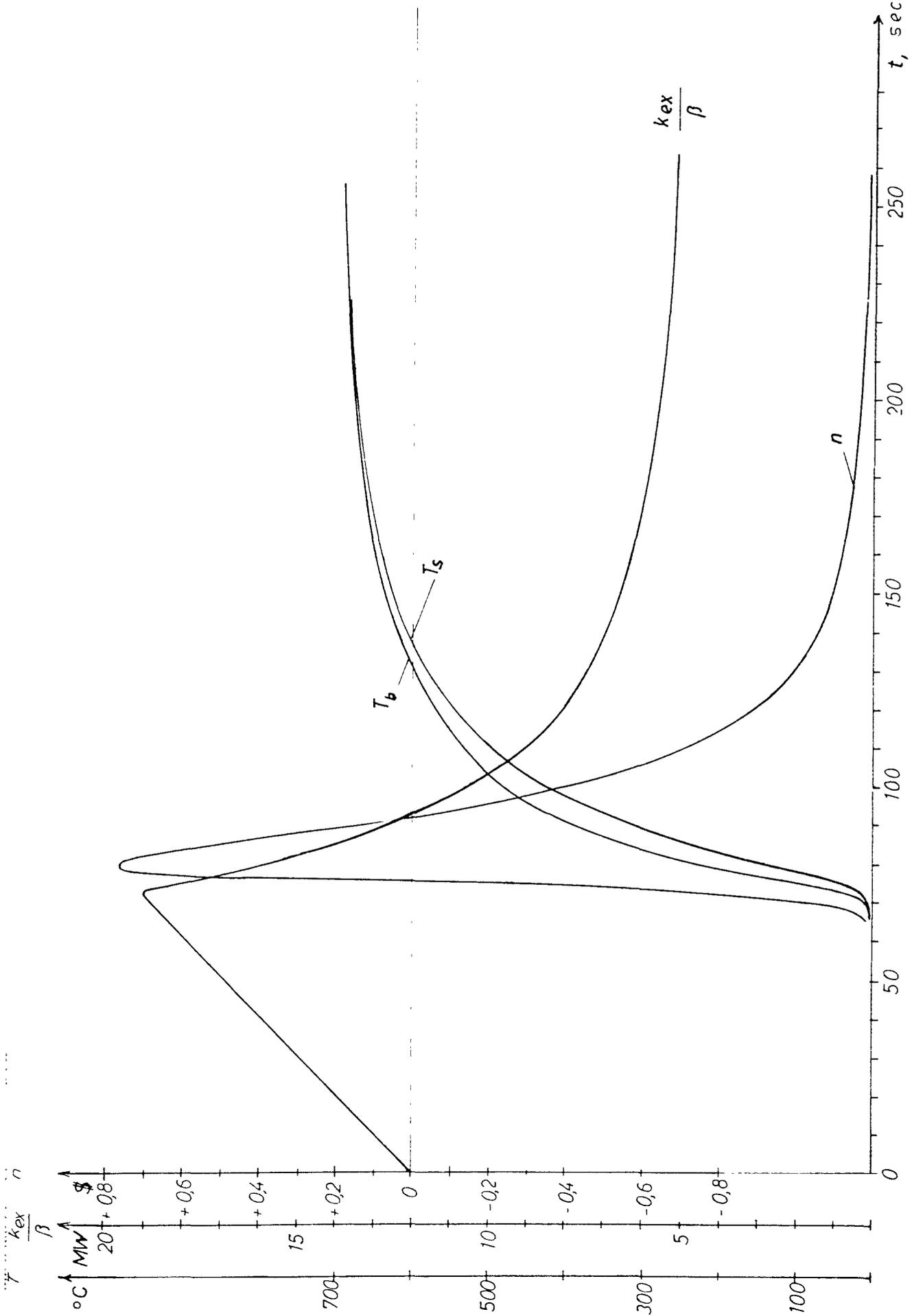


Bild 6 b. Exkursionsverlauf bei Störung mit $\lambda = 0,01/\text{sec}$. System 2, U-Pu - Legierung.

$a \cdot t_f = 3 \cdot 10^{-3}$ $\lambda_b = -5 \cdot 10^{-6}/^{\circ}\text{C}$ $\lambda_s = -2,5 \cdot 10^{-6}/^{\circ}\text{C}$

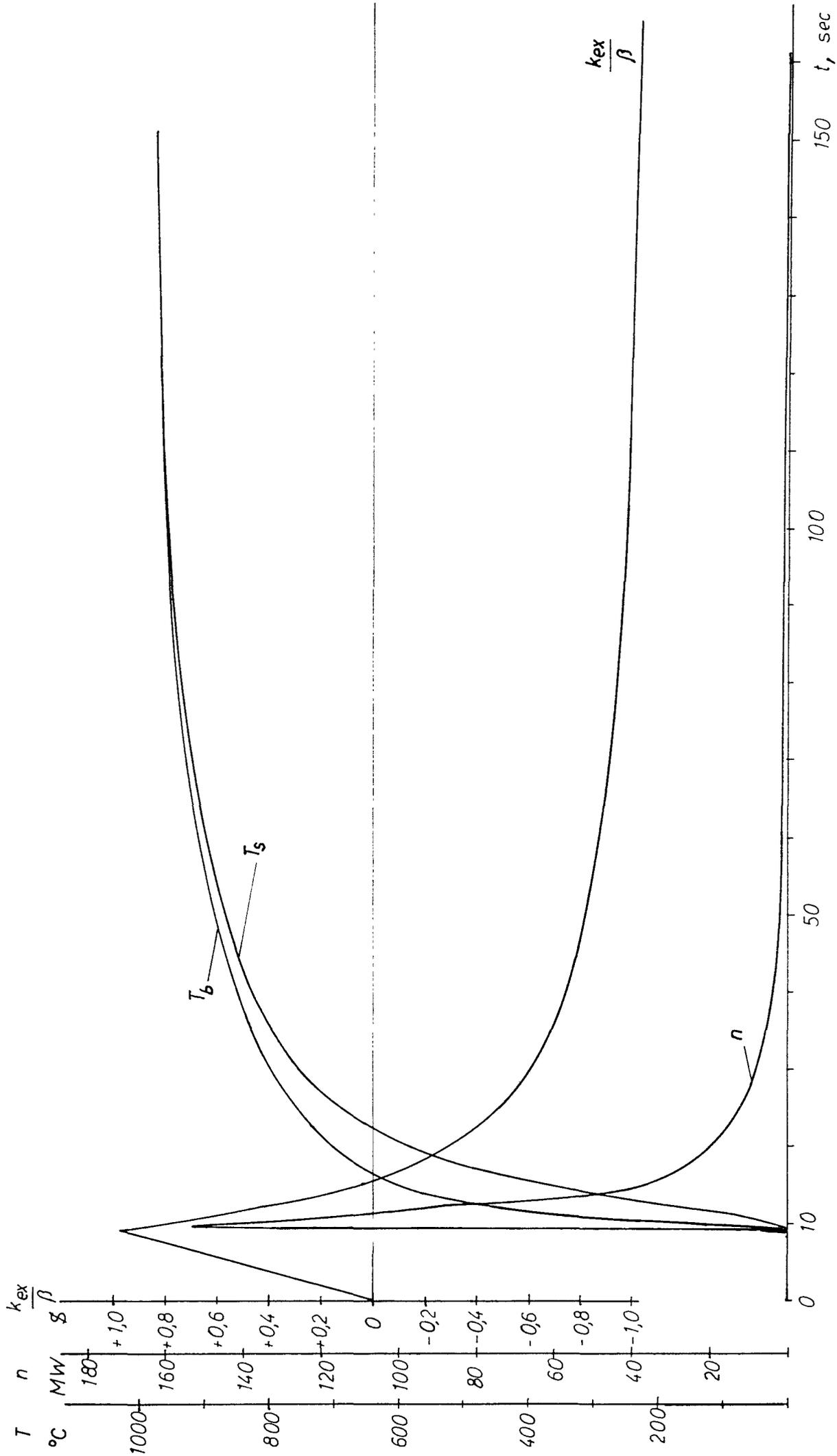


Bild 7a. Exkursionsverlauf bei Störung mit β 0,1/sec. System 3, $\text{UO}_2\text{-PuO}_2$

$$\alpha \cdot t_1 = 4 \cdot 10^{-3}$$

$$\gamma_b = -5 \cdot 10^{-6}/^{\circ}\text{C}$$

$$\gamma_s = -2,5 \cdot 10^{-6}/^{\circ}\text{C}$$

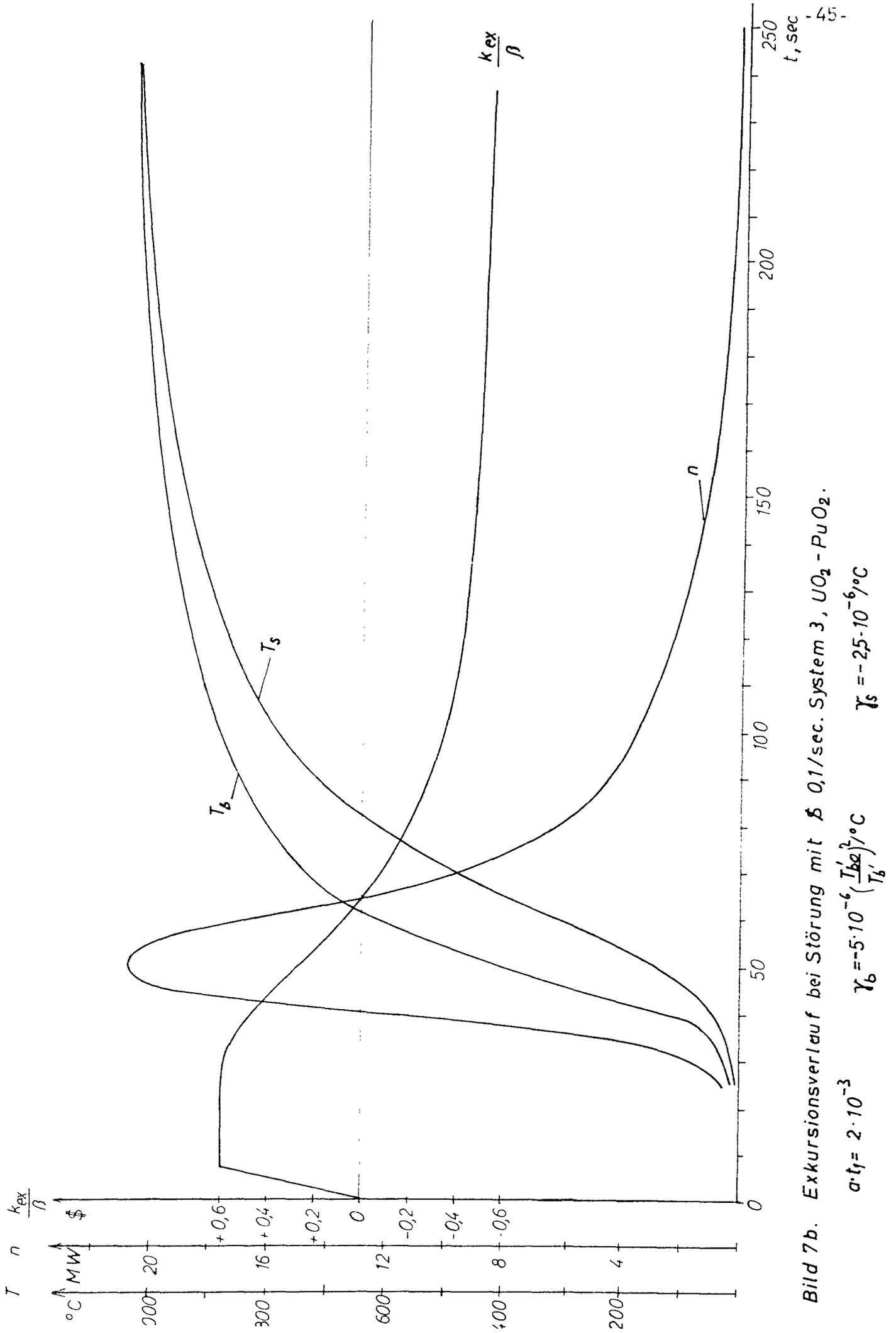


Bild 7b. Exkursionsverlauf bei Störung mit λ 0,1/sec. System 3, $UO_2 - PuO_2$.

$$\alpha \cdot t_f = 2 \cdot 10^{-3}$$

$$\gamma_b = 5 \cdot 10^{-6} \left(\frac{T_{bo}}{T_b'} \right)^{\gamma_s} / ^{\circ}C$$

$$\gamma_s = -2,5 \cdot 10^{-6} / ^{\circ}C$$

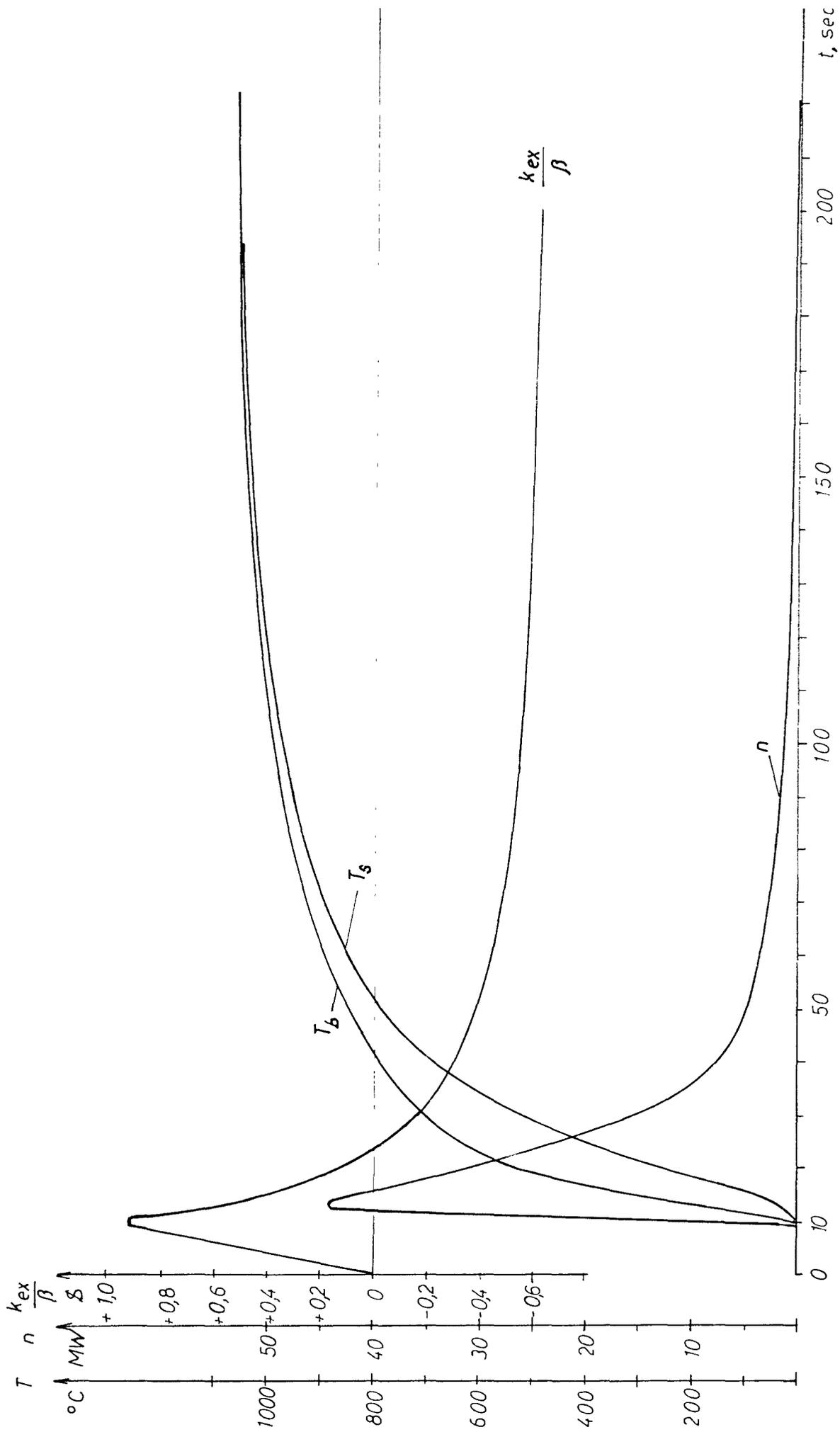


Bild 7c. Exkursionsverlauf bei Störung mit δ 01/sec. System 3, $\text{UO}_2\text{-PuO}_2$.

$$a \cdot t_1 = 3 \cdot 10^{-3} \quad \gamma_b = -10 \cdot 10^{-6} \left(\frac{T_{b0}'}{T_b'} \right)^2 / ^{\circ}\text{C}$$

$$\gamma_s = -2,5 \cdot 10^{-6} / ^{\circ}\text{C}$$

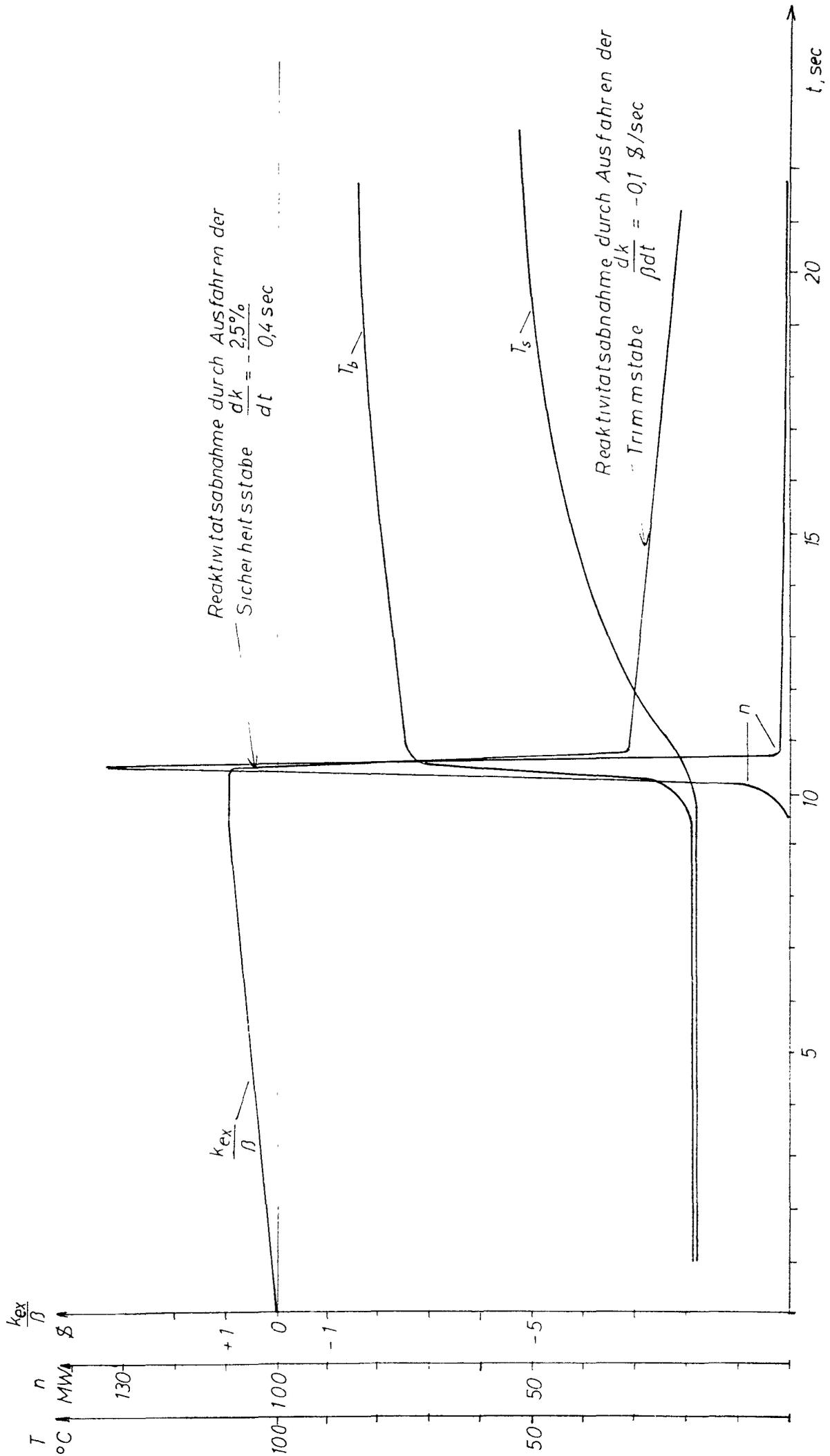


Bild 8 Exkursionsverlauf bei Störung mit β 0,1/sec. System 3, $UO_2 - PuO_2$. $\gamma_b = -5 \cdot 10^{-6} / ^\circ C$, $\gamma_s = -2,5 \cdot 10^{-6} / ^\circ C$. (Vgl. Bild 7a)
 Nach 10,4 sec wird die Rampe unterbrochen und der Reaktor durch das Sicherheitssystem abgeschaltet.

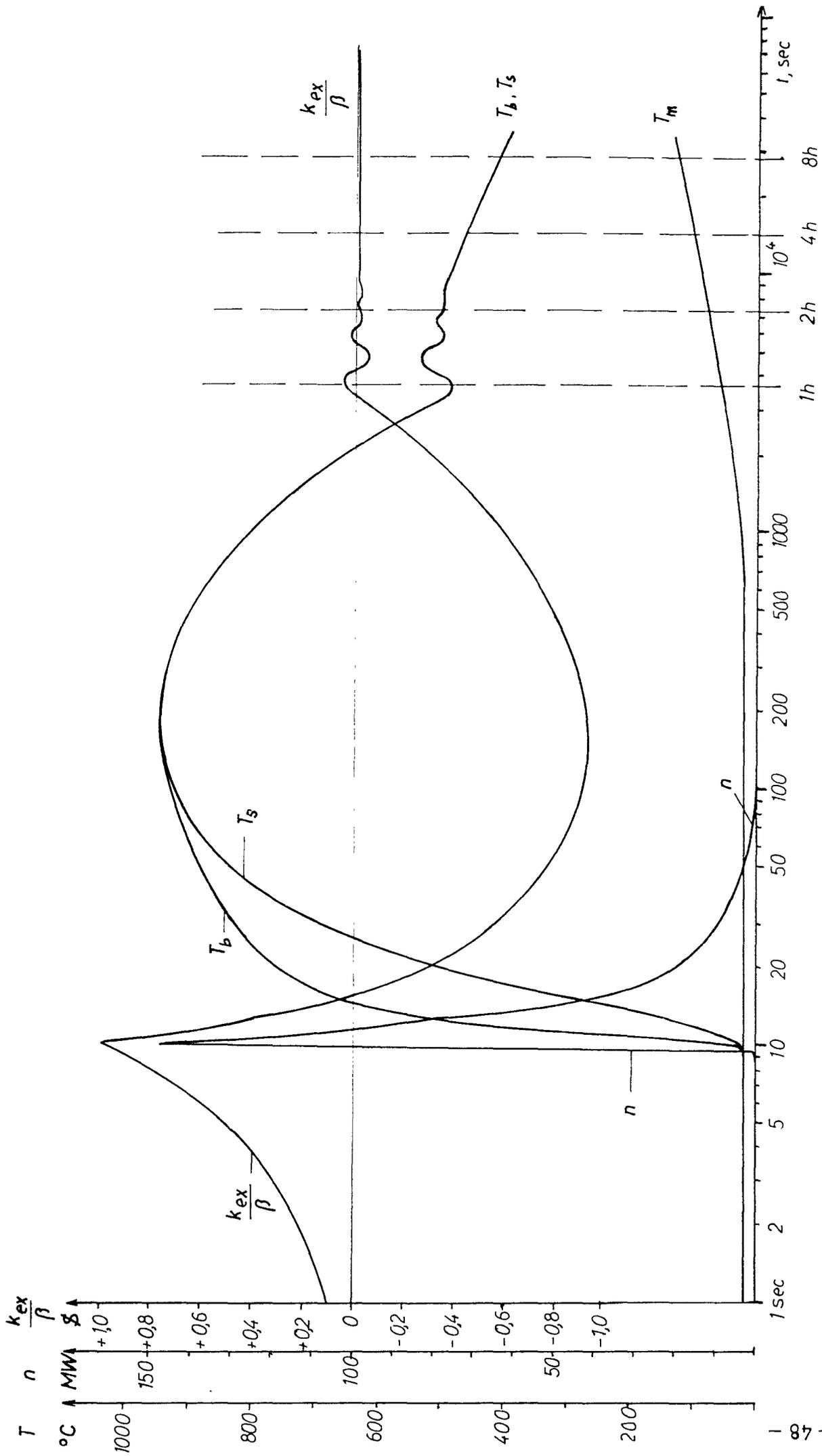


Bild 9. Exkursionsverlauf bei Störung mit β 01/sec. System 8, PuO_2-UO_2 . Logarithmischer Zeitmaßstab.

$\alpha \cdot t_1 = 4 \cdot 10^{-3}$ $\gamma_b = 5 \cdot 10^{-6} / ^\circ C$ $\gamma_s = -2,5 \cdot 10^{-6} / ^\circ C$ $\gamma_m = -10 \cdot 10^{-6} / ^\circ C$ $\tau = 4,7 \cdot 10^3$ sec.

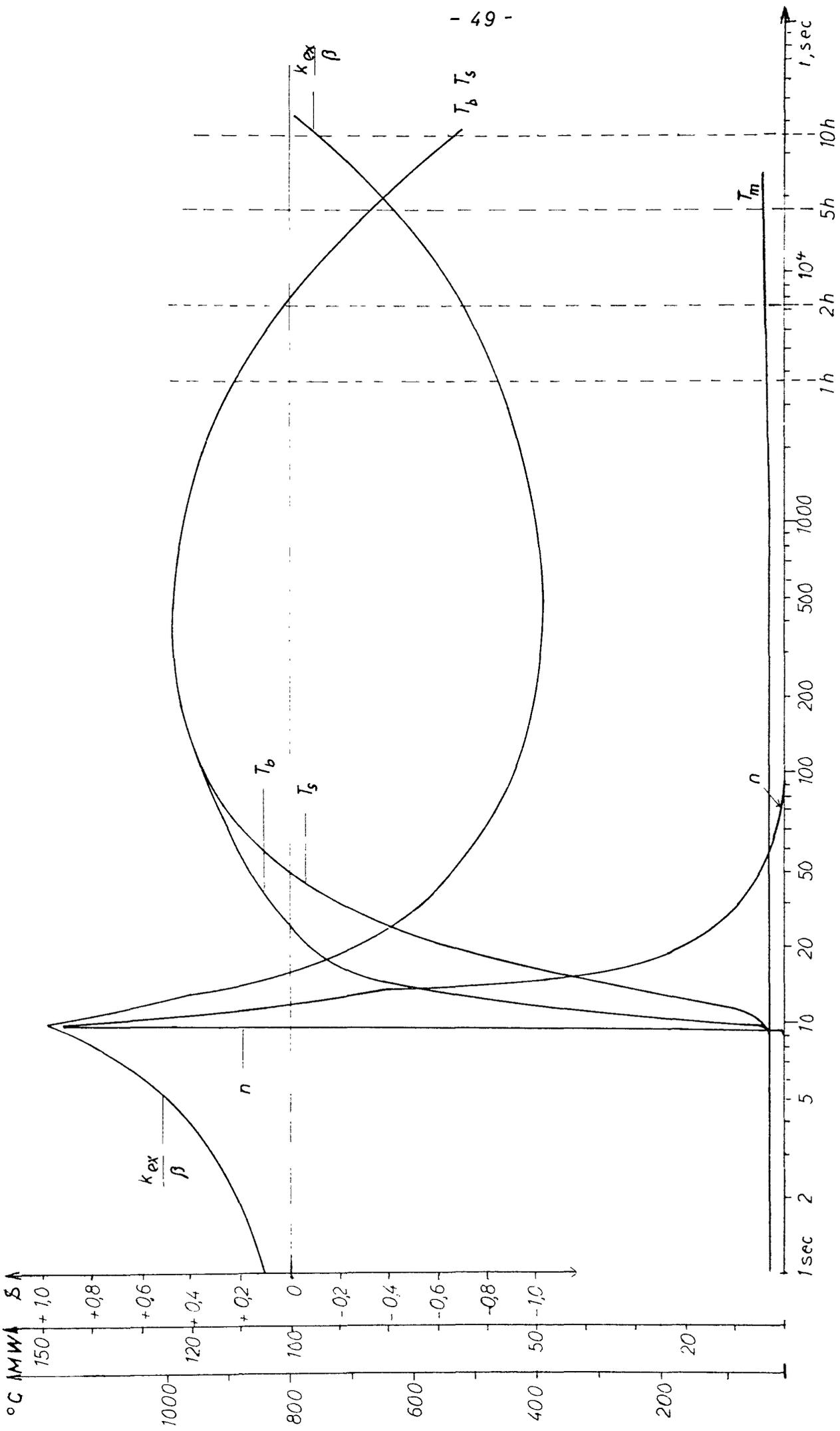


Bild 9 a. Exkursionsverlauf bei Störung mit λ 0,1/sec. System δ , PuO_2-UO_2 . Logarithmischer Zeitmaßstab.

at $f = 4 \cdot 10^{-3}$ $\gamma_b = 5 \cdot 10^{-6}/^{\circ}C$ $\gamma_s = 25 \cdot 10^{-6}/^{\circ}C$ $\gamma_m = 10 \cdot 10^{-6}/^{\circ}C$ $\tau = 47 \cdot 10^4$ sec.

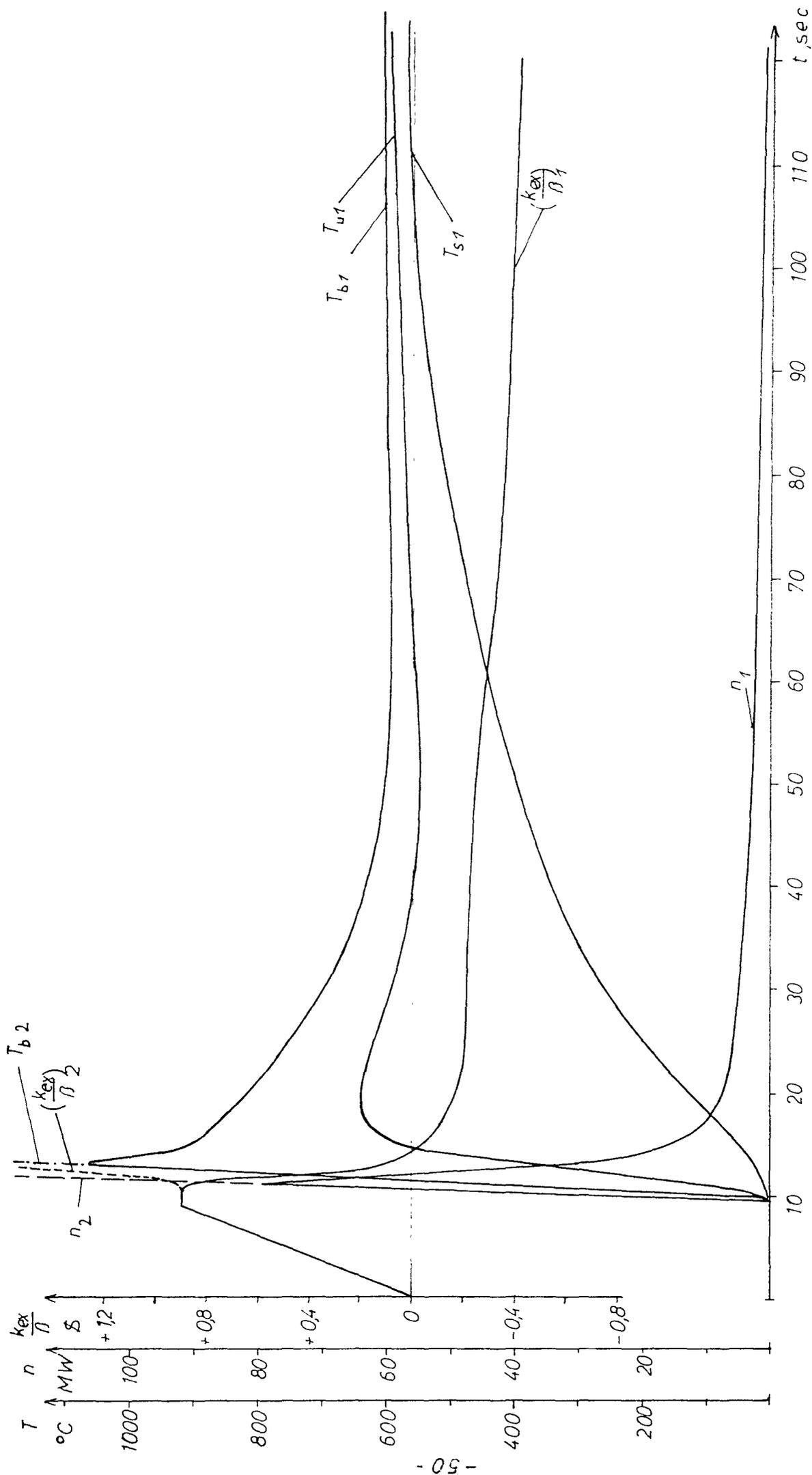


Bild 10. Exkursionsverlauf bei Störung mit $\alpha \cdot t_1 = 0,1/\text{sec}$. System 5, U-Pu-Legierung.

$\alpha \cdot t_1 = 3 \cdot 10^{-3}$

Fall 1: $\chi_{b1} = 0$

$\chi_{u1} = -5 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C}$

$\chi_{s1} = -2,5 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C}$

Fall 2: $\chi_{b2} = +2,5 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C}$

$\chi_{u2} = -7,5 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C}$

$\chi_{s2} = -2,5 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C}$

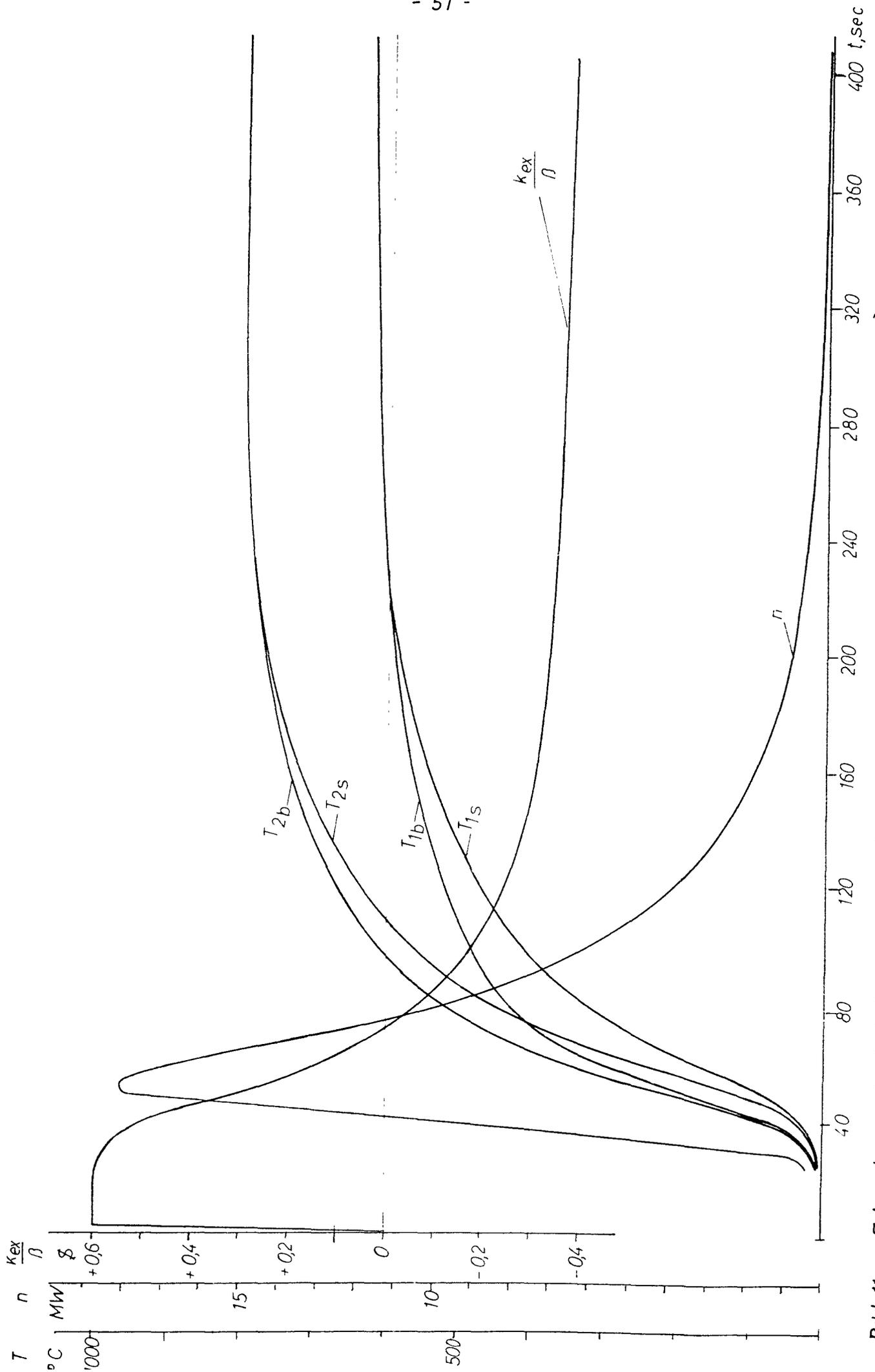


Bild 11 Exkursionsverlauf bei Störung mit $\beta = 0,1/\text{sec}$. System 7 (SNEAK - Anordnung 2), $\alpha_1 t_1 = 3 \cdot 10^{-3}$ (s. Tab. 1).

A n h a n g

von

K. Keller

Anhang 1

Schnelle Reaktivitätsstörungen von SNEAK-Systemen

Im Abschnitt 3 des vorliegenden Berichtes wird ein SNEAK-System mit schnellen rampenförmigen Reaktivitätsstörungen, $\frac{1}{\beta} \frac{dk}{dt} \geq 1 \text{ \$/sec}$, mit Hilfe des Analogrechners untersucht. Hierzu werden die in diesem Abschnitt aufgeführten Gleichungen (1a), (2), (4), (5), (6) und (7) programmiert.

Die Programmierung der reaktorkinetischen Gleichungen $\sqrt{\text{---}}$ (1a) und (2) $\sqrt{\text{---}}$ kann auf zwei Arten erfolgen. Man verwendet entweder ihre lineare oder logarithmische Darstellung. Welche von beiden für die Durchführung des Rechenprogramms günstiger ist, hängt weitgehend von den gegebenen Parametern ab. Für die Rechnungen mit schnellen rampenförmigen Reaktivitätsstörungen ist aus folgenden Gründen die Verwendung der logarithmischen Darstellung der kinetischen Gleichungen besser: In den programmierten kinetischen Gleichungen ist das Produkt $n^* \cdot k_{ex}^*$ zu bilden. n^* und k_{ex}^* sind in Spannung ausgedrückte Maschinengrößen der Reaktorleistung n bzw. der Überschubreaktivität k_{ex} . Da beide Größen eine Funktion der Zeit sind, stellt ihr Produkt ein nicht-lineares Glied der programmierten Gleichungen dar. Die Nicht-linearitäten werden bei der derzeitigen Ausbaustufe des Analogrechners mit sogenannten servo-mechanischen Multiplizierern nachgebildet. Sie bestehen aus einer Anzahl auf eine Achse montierter gleichlaufender Potentiometer, die über ein Getriebe durch einen Motor angetrieben werden. Die Potentiometerausgänge sind dann proportional dem Produkt aus angelegter Potentiometereingangsspannung und Motorsteuerspannung. Die Erfahrungen haben gezeigt, daß es rechentechnisch günstiger ist, die in Spannung ausgedrückte Überschubreaktivität k_{ex}^* als Motorsteuerspannung zu benutzen und die in Spannung ausgedrückte Reaktorleistung n^* auf ein Rechenpotentiometer zu geben. Wenn nun der sinu-

lierte Reaktor mit sehr steilen Rampen gestört wird, steigt entsprechend schnell die Überschußreaktivität k_{ex}^* und somit auf der Rechenmaschine die Servomotor-Steuerspannung k_{ex} . Die Steuerung des Servomotors ist im Prinzip eine Nachlaufregelung. Die Schaltung ist folgendermaßen aufgebaut: Eines der oben erwähnten Rechenpotentiometer wird als sogenanntes Vergleichspotentiometer benutzt. An seinen Eingängen wird die Referenzspannung angelegt. Die Ausgangsspannung dieses Potentiometers wird mit der Motorsteuerspannung, in unserem Falle mit k_{ex}^* , in einem Differentialverstärker verglichen. Mit der Verstärkerausgangsspannung, die aus der Differenz der beiden Eingangsspannungen besteht, wird der Servomotor angetrieben. Im stationären Fall, also bei konstanter Steuerspannung ist die Ausgangsspannung des Vergleichspotentiometers gleich der Steuerspannung. Wird nun die Steuerspannung verändert, so dreht der Motor solange, bis beide Verstärkereingangsspannungen wieder gleich sind. Die Potentiometerausgangsspannung ist immer bestrebt, der Steuerspannung nachzulaufen und die Motoreingangsspannung zu Null zu machen. Ändert sich die Steuerspannung k_{ex}^* sehr schnell, kann wegen der Massenträgheit des Motorläufers die Potentiometerausgangsspannung nicht so schnell ansteigen wie die Steuerspannung. Sie hängt der Steuerspannung hinterher und zwar um so mehr, je steiler letztere ansteigt. Entsprechend hängen die Ausgangsspannungen der Rechenpotentiometer den wahren Rechenwerten hinterher. Die richtigen Werte würden sich erst bei der Motoreingangsspannung Null, d. h. bei stationären Verhältnissen ergeben. Für die Rechenergebnisse bedeutet dies, daß sie mit einem Schleppfehler behaftet sind. Dieser dynamische Fehler kann in diesem Falle nur durch Einführen eines genügend kleinen Zeitmaßstabes beseitigt werden. Beim linearen Programm führt dies auf Schwierigkeiten, würde man hier z. B. einen Zeitmaßstab von $m_t = 10^{-2}$ wählen, was bedeuten würde, daß die Rechenmaschine hundertmal langsamer rechnet als die physikalischen Vorgänge verlaufen, so müßten, um die kinetischen Gleichungen programmieren zu können in den Rechenverstärkern Eingangswiderstände von 10 k Ω eingebaut sein. Diese besitzen aber nur 100 k Ω - und 1 M Ω -Widerstände. Für das logarithmische Programm muß, um die fest vorgegebenen Eingangswiderstände

der Rechenverstärker bei einer Neutronenlebensdauer von $l = 3 \cdot 10^{-7}$ sec benutzen zu können, ein Zeitmaßstab von $m_t = 10^{-3}$ gewählt werden. Das bedeutet, 1 sec Echtzeit $\hat{=}$ 1 000 sec Maschinenzeit. Dieser Zeitmaßstab ist klein genug, um den Schleppfehler selbst bei steilsten Reaktivitätsrampen genügend klein zu halten.

Die logarithmische Darstellung der reaktorkinetischen Gleichungen wird aus der linearen durch Einführen folgender Ansätze erhalten:

$$\frac{n}{n_0} = e^{\varphi} \quad \text{und} \quad y_i = C_i e^{-\varphi}$$

in die Gleichungen (1a) und (2) des Abschnitts 3 eingesetzt ergibt:

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{k_{ex} - \beta}{l} + \sum_1^6 y_i \cdot y_i$$

$$\frac{dy_i}{dt} = \frac{\beta_i}{l} - \lambda_i y_i - y_i \frac{d\varphi}{dt}$$

Die Programmierung der Gleichungen ist auf Abb. 2 dargestellt. Die für die Temperaturberechnung erforderliche Leistung ergibt sich aus der folgenden Differentialgleichung:

$$\frac{d\left(\frac{n}{n_0}\right)}{dt} = e^{\varphi} \cdot \frac{d\varphi}{dt} = n \frac{d\varphi}{dt}$$

Die Programmierung dieser Gleichung ist zusammen mit der Temperaturgleichung (7) auf Abb. 3 dargestellt.

Bei den auf den Schaltbildern aufgeführten Maschinengleichungen bedeutet:

m_t = Zeitmaßstab	m_k = Reaktivitätsmaßstab
m_T = Temperaturmaßstab	m_n = Leistungsmaßstab

Alle gesternten Größen sind die den physikalischen Größen entsprechenden Maschinengrößen.

Das Blockschaltbild Abb. 1 stellt das Schaltungsschema für die Nachbildung des Reaktorsystems dar.

Anhang 2

Langsame Reaktivitätsstörungen von SNEAK-Systemen

Im Abschnitt 4 des vorliegenden Berichtes wurden verschiedene SNEAK-Systeme mit langsamen Reaktivitätsstörungen, $\frac{1}{\beta} \frac{dk}{dt} \leq 0,1 \text{ \$/sec}$, untersucht. Für diese Untersuchungen wird wegen der kleinen Reaktivitätsanstiege das lineare Programm der reaktorkinetischen Gleichungen verwendet. Es ist in Abb. 4 dargestellt. Hier wäre das logarithmische Programm für die Durchführung der Rechnung von Nachteil, und zwar aus folgendem Grund: Wegen der kleinen eingebrachten Anfangsreaktivität steigt die der Reaktorleistung entsprechende Verstärkerspannung im unteren Bereich bei dem für das logarithmische Programm geforderten Zeitmaßstab nur sehr langsam an. Das bedeutet, daß eventuelle Verstärkerdriften oder sonstige Störeffekte verhältnismäßig lange prozentual hoch in die Anfangswerte der Leistung und der Vorläufer der verzögerten Neutronen eingehen würden, und somit die Rechenergebnisse verfälschten. Außerdem muß für die bei den Untersuchungen vorkommenden Langzeitrechnungen (10 h) ein großer Zeitmaßstab eingeführt werden, der nur für das lineare Programm verwendet werden kann.

Bei den vorkommenden Rampenhöhen steigt die Leistung von sehr kleinen Werten bis zum Megawattbereich an. Für die Genauigkeit der Rechnungen ist es sehr ungünstig, wenn der gesamte Leistungsbereich auf die zur Verfügung stehende Referenzspannung von 100 V bezogen wird. Dies würde für die niedrigen Anfangsleistungen n_0 zu niedrige entsprechende Anfangsspannungen n_0^* für die Rechenverstärker ergeben. Diese könnten dann nämlich aus oben erwähnten Gründen unter Umständen verfälschte Ergebnisse liefern. Aus diesem Grunde wurde die Rechnung zunächst mit einem für den unteren Leistungsbereich günstigen Leistungsmaßstab begonnen. Sie wurde von Beginn der Reaktivitätsstörung solange fortgesetzt, bis die der Reaktorleistung n entsprechende Spannung $n^* = 100 \text{ V}$ erreicht hatte. Dann wurde die Rechenmaschine gestoppt und ihr die den Augenblickswerten entsprechenden Spannungen der Reaktorleistung n , den Vorläufern C_1 , der Überschußreaktivität k_{ex} , den Temperaturen T_b ,

T_s , T_m und der Zeit t entnommen. Diese Werte wurden anschließend mit einem anderen Leistungsmaßstab umgerechnet und wieder als neue Anfangswerte in die Rechenmaschine eingegeben. Reichte diese zweite Stufe der Rechnung nicht aus, um den durchlaufenden Leistungsbereich mit der verfügbaren Referenzspannung gut darzustellen, so wurde das obige Verfahren noch einmal durchgeführt. Auf diese Weise war es möglich, mit dem linearen Rechenprogramm einen großen Leistungsbe- reich darzustellen und gleichzeitiig eine hohe Genauigkeit zu erzielen. Die im Abschnitt 4 verwendeten Temperaturgleichungen (11), (12) und (13) sind gekoppelte lineare Differentialgleichungen erster Ordnung; ihre Programmierung bereitet keine Schwierigkeiten. Sie sind in den Abb. 5 und 6 dargestellt.

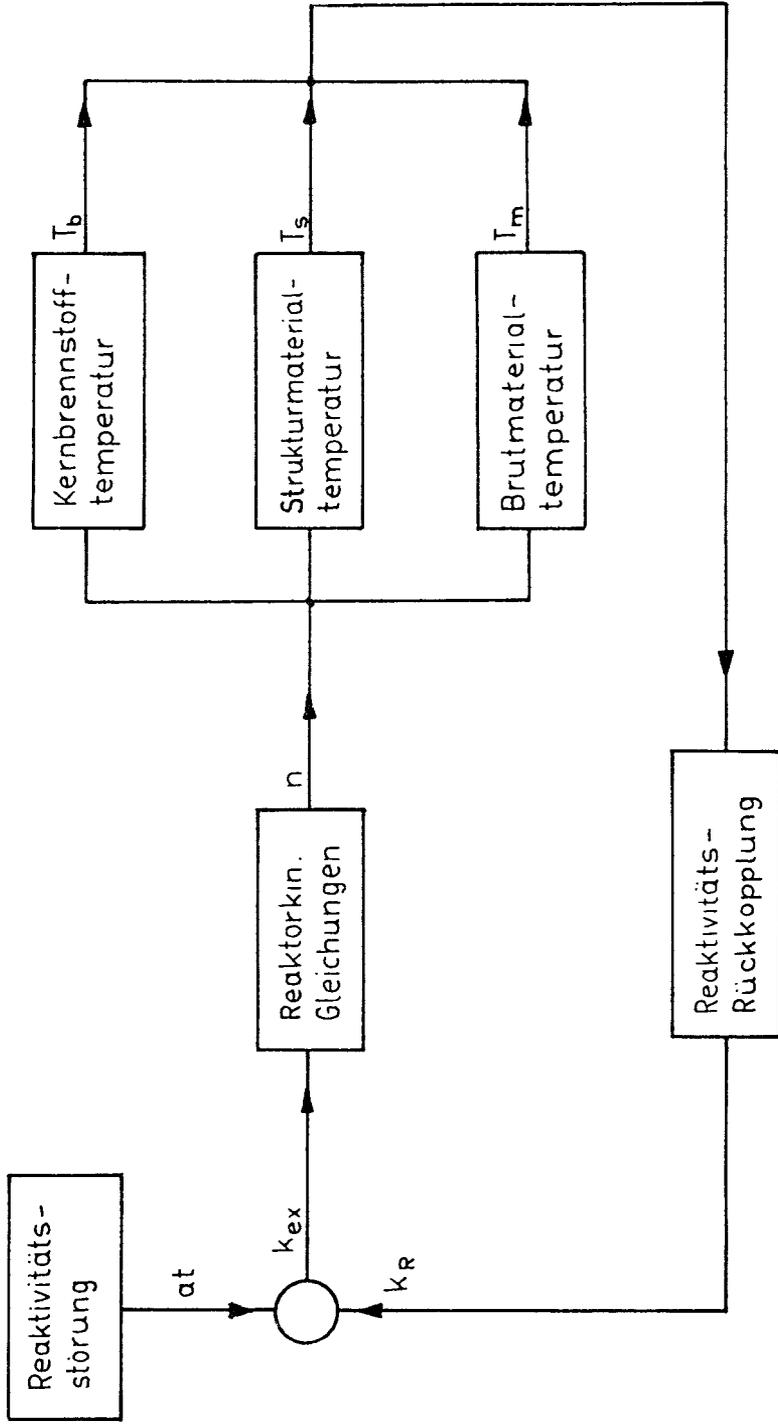
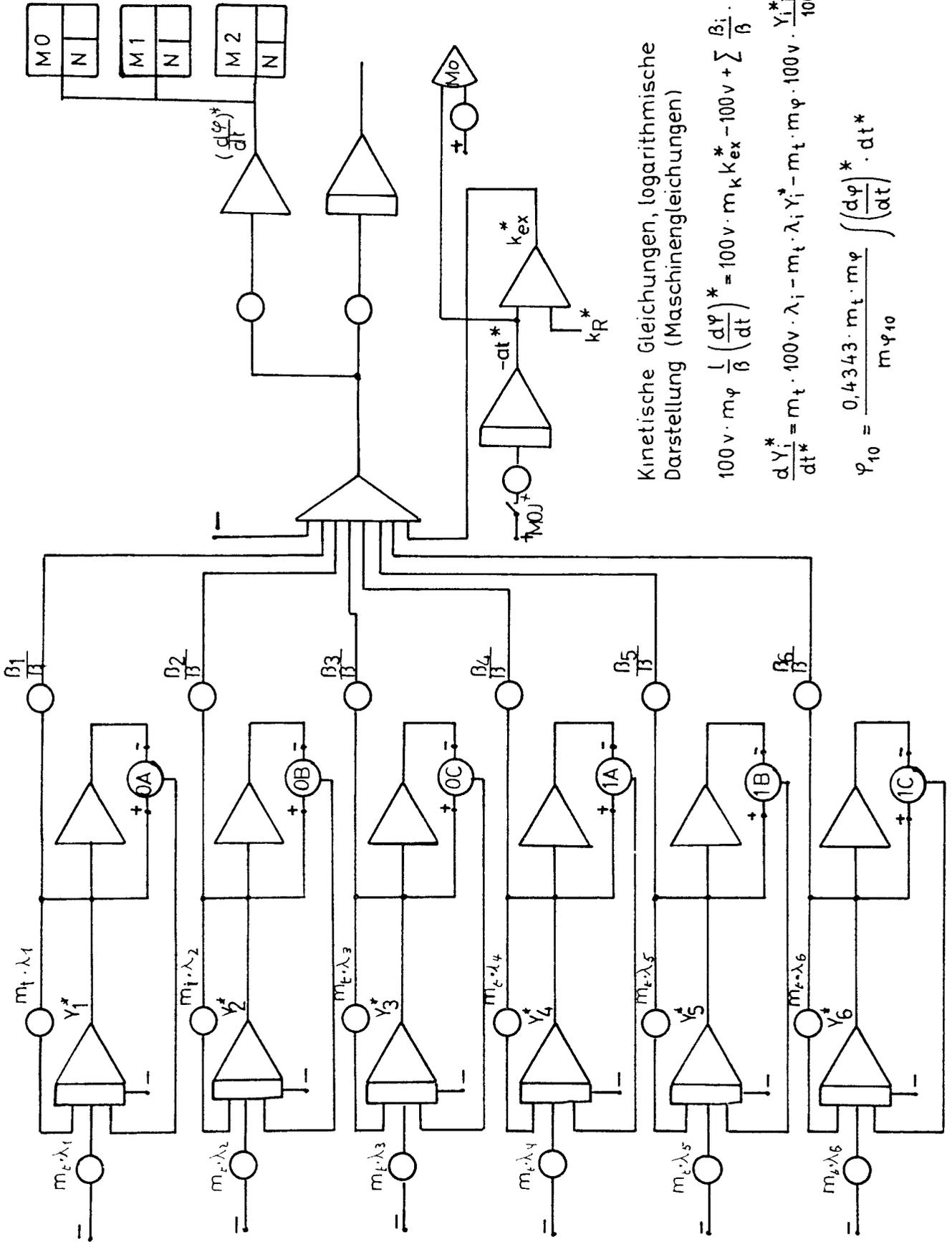


Abb. 1 Blockschaltbild



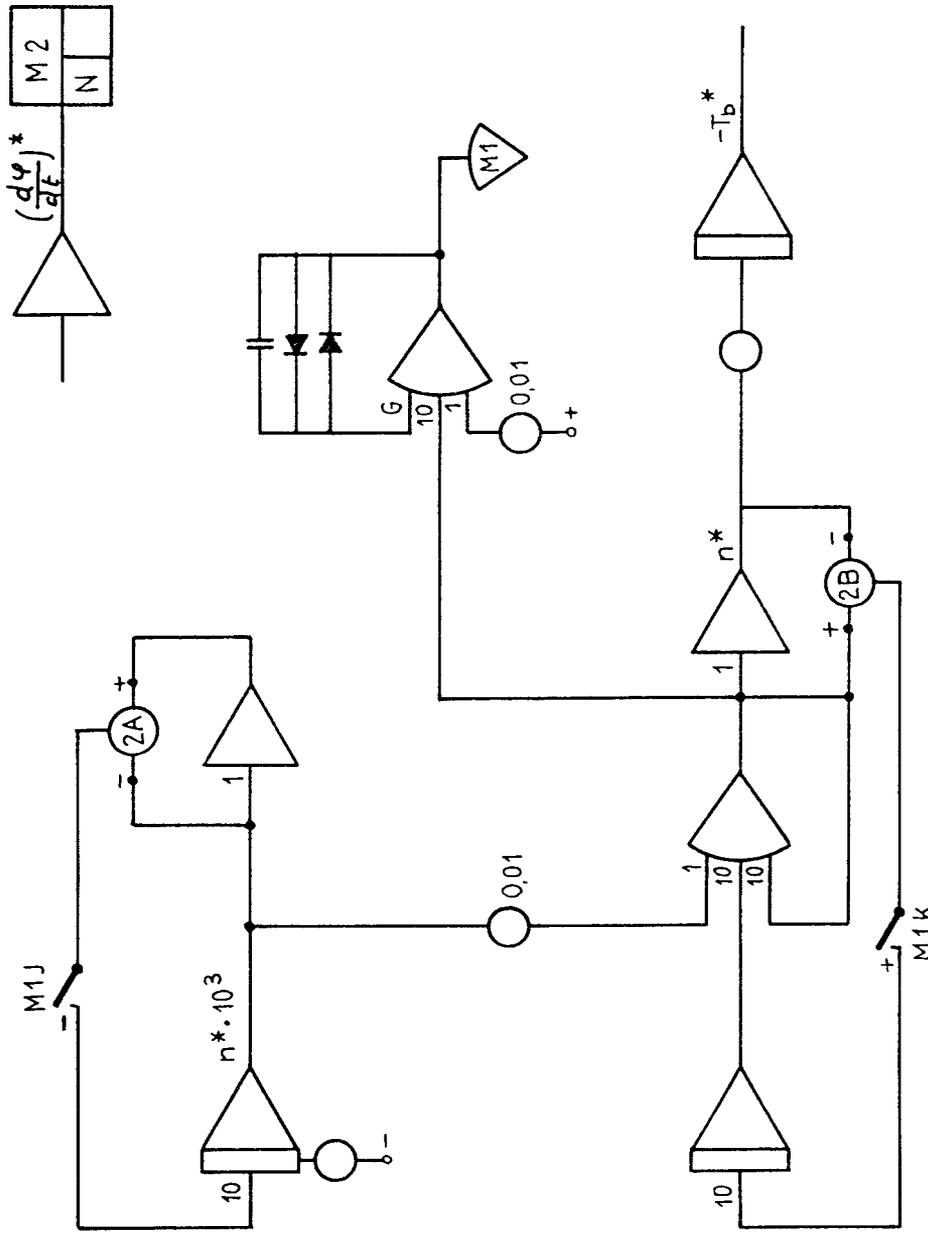
Kinetische Gleichungen, logarithmische Darstellung (Maschinengleichungen)

$$100v \cdot m\varphi \frac{1}{\beta} \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^* = 100v \cdot m_k k_{ex}^* - 100v + \sum \frac{\beta_i}{\beta} \cdot Y_i^*$$

$$\frac{dY_i^*}{dt^*} = m_t \cdot 100v \cdot \lambda_i - m_t \cdot \lambda_i \cdot Y_i^* - m_t \cdot m\varphi \cdot 100v \cdot \frac{Y_i^* \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^*}{100v}$$

$$\varphi_{10} = \frac{0,4343 \cdot m_t \cdot m\varphi}{m\varphi_{10}} \int \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^* \cdot dt^*$$

Abb. 2

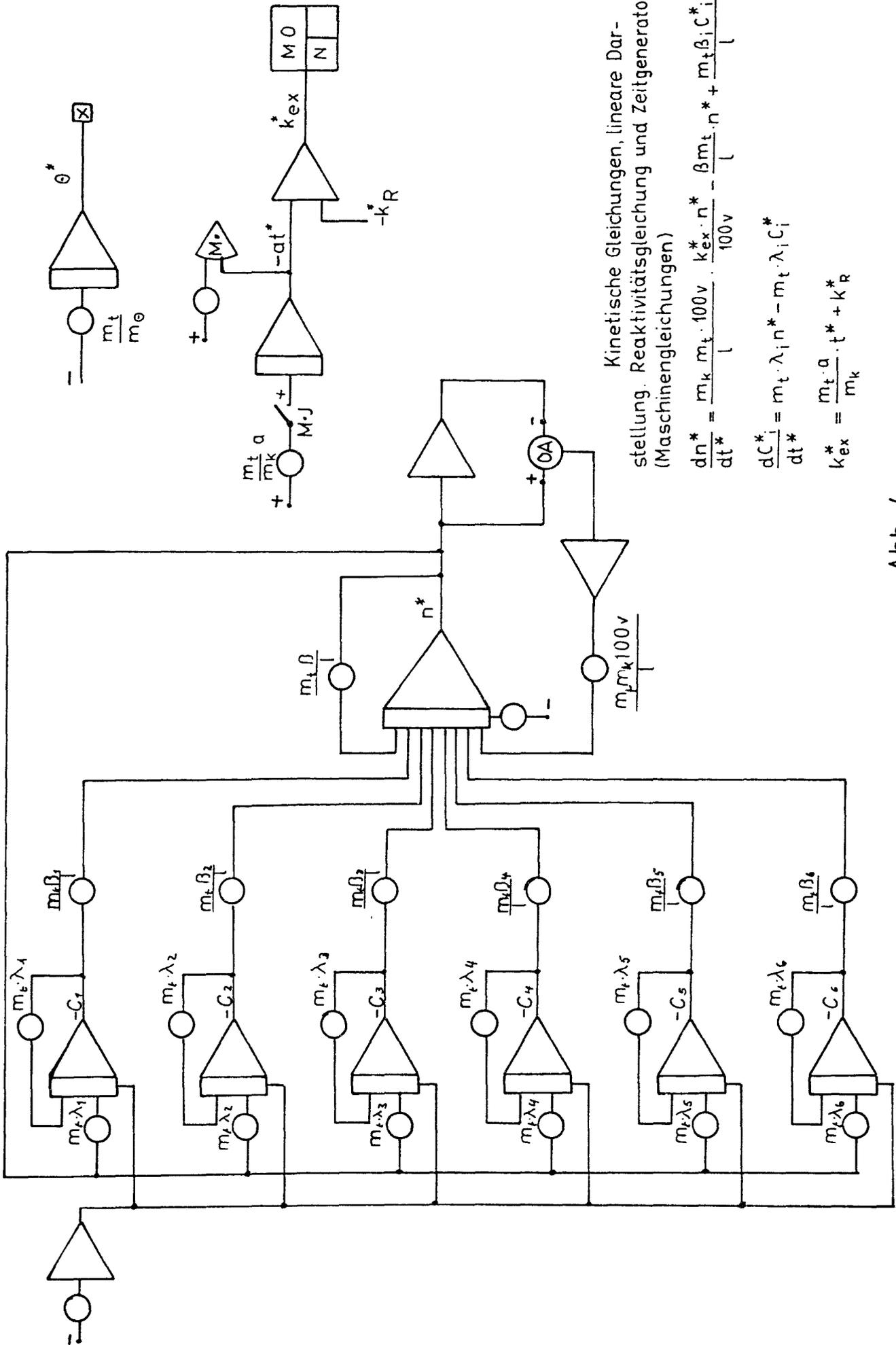


Reaktorleistung aus dem Logarithmus
und Brennstofftemperatur

$$\frac{dn^*}{dt^*} = m_t \cdot m_\varphi \cdot 100 \text{ v} \cdot \frac{n^* \left(\frac{dy}{dT} \right)^*}{100 \text{ v}}$$

$$\frac{dT^*}{dt^*} = \frac{m_t \cdot m_n}{m_T \cdot m_b \cdot c_b} \cdot n^*$$

Abb. 3



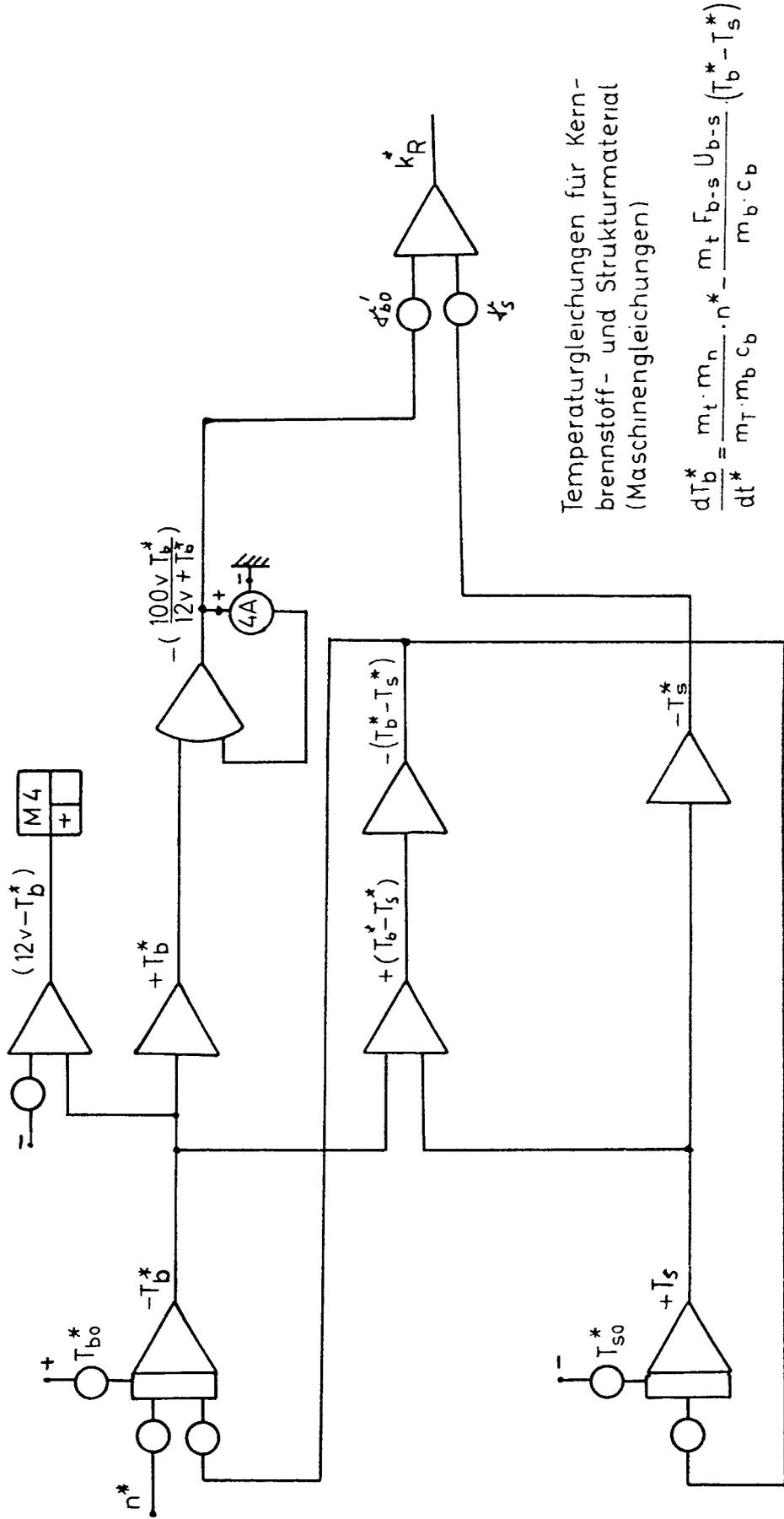
Kinetische Gleichungen, lineare Darstellung. Reaktivitätsgleichung und Zeitgenerator (Maschinengleichungen)

$$\frac{dn^*}{dt^*} = \frac{m_k m_t \cdot 100v}{l} \cdot k_{ex} \cdot n^* - \beta \frac{m_t \cdot n^*}{100v} + \frac{m_t \cdot \beta_i \cdot C_i^*}{l}$$

$$\frac{dC_i^*}{dt^*} = m_t \cdot \lambda_i n^* - m_t \cdot \lambda_i C_i^*$$

$$k_{ex}^* = \frac{m_t \cdot a}{m_k} \cdot t^* + k_R$$

Abb. 4

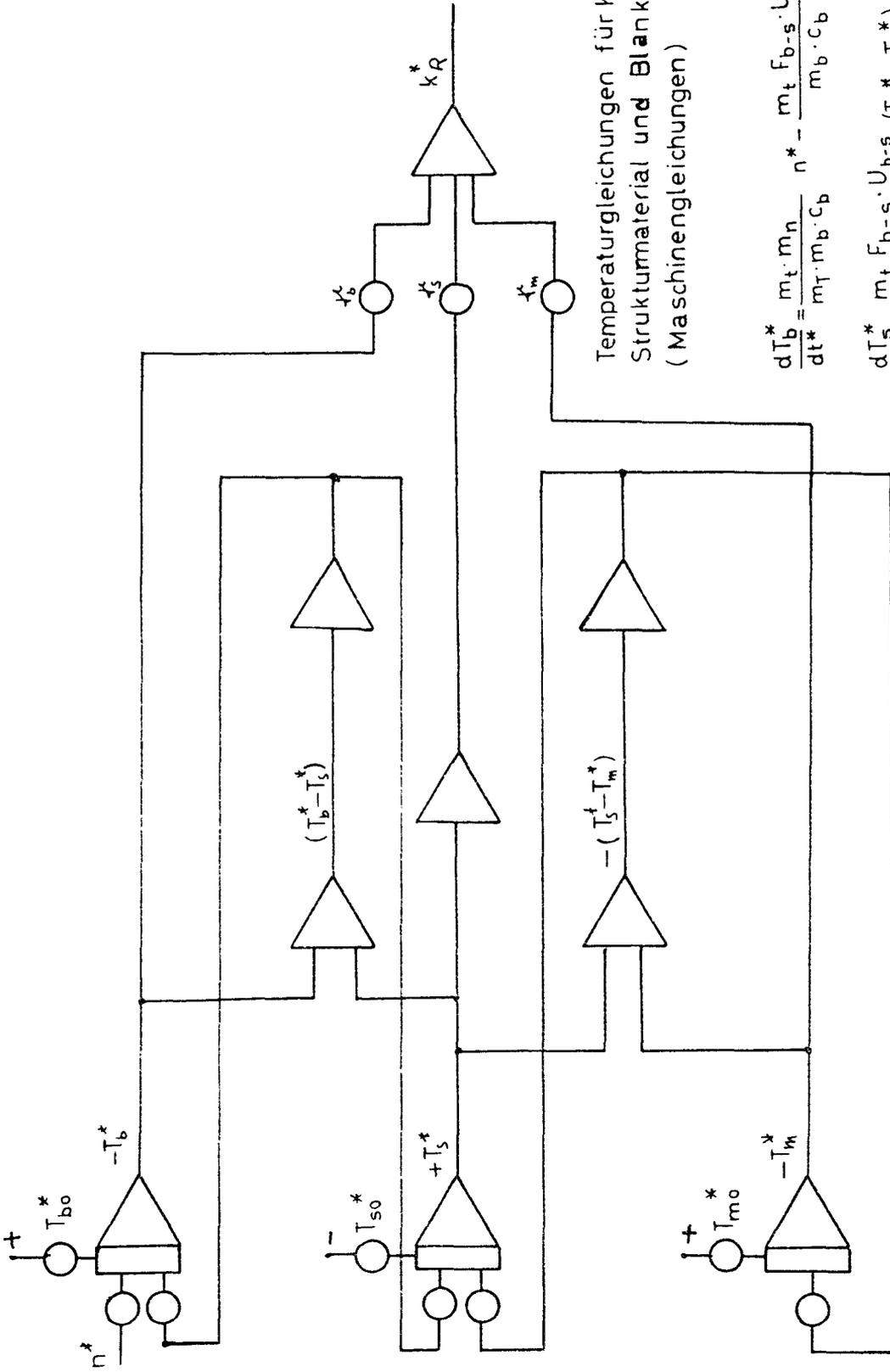


Temperaturgleichungen für Kern-
brennstoff- und Strukturmaterial
(Maschinengleichungen)

$$\frac{dT_b^*}{dt^*} = \frac{m_t \cdot m_n}{m_T \cdot m_b \cdot c_b} \cdot \eta^* - \frac{m_t \cdot F_{b-s} \cdot U_{b-s}}{m_b \cdot c_b} \cdot (T_b^* - T_s^*)$$

$$\frac{dT_s^*}{dt^*} = \frac{m_t \cdot F_{b-s} \cdot U_{b-s}}{m_s \cdot c_s} \cdot (T_b^* - T_s^*)$$

Abb. 5



Temperaturgleichungen für Kernbrennstoff
Strukturmaterial und Blanket
(Maschinengleichungen)

$$\frac{dT_b^*}{dt^*} = \frac{m_t \cdot m_n}{m_T \cdot m_b \cdot c_b} n^* - \frac{m_t \cdot F_{b-s} \cdot U_{b-s}}{m_b \cdot c_b} (T_b^* - T_s^*)$$

$$\frac{dT_s^*}{dt^*} = \frac{m_t \cdot F_{b-s} \cdot U_{b-s}}{m_s \cdot c_s} (T_s^* - T_m^*) - \frac{m_t \cdot F_{s-m} \cdot U_{s-m}}{m_s \cdot c_s} (T_s^* - T_m^*)$$

$$\frac{dT_m^*}{dt^*} = \frac{m_t \cdot F_{s-m} \cdot U_{s-m}}{m_m \cdot c_m} (T_s^* - T_m^*)$$

Abb. 6