

EUR 4278 d

ASSOZIATION

Europäische Atomgemeinschaft - EURATOM
Brown Boveri/Krupp Reaktorbau GmbH - BBK

D Y N

**EIN DYNAMIKPROGRAMM FÜR
KUGELHAUFENREAKTOREN**

von

K. FRIEDRICH, E. INFÜHR und L. MASSIMO

1969



THTR 80

Bericht abgefaßt bei BBK
Brown Boveri/Krupp Reaktorbau GmbH, Mannheim - Deutschland

Assoziation Nr. 003-63-1 RGAD

HINWEIS

Das vorliegende Dokument ist im Rahmen des Forschungsprogramms der Kommission der Europäischen Gemeinschaften ausgearbeitet worden.

Es wird darauf hingewiesen, daß die Kommission der Europäischen Gemeinschaften, ihre Vertragspartner und die in deren Namen handelnden Personen :

keine Gewähr dafür übernehmen, daß die in diesem Dokument enthaltenen Informationen richtig und vollständig sind, oder daß die Verwendung der in diesem Dokument enthaltenen Informationen oder der in diesem Dokument beschriebenen technischen Anordnungen, Methoden und Verfahren nicht gegen gewerbliche Schutzrechte verstößt;

keine Haftung für die Schäden übernehmen, die infolge der Verwendung der in diesem Dokument enthaltenen Informationen, oder der in diesem Dokument beschriebenen technischen Anordnungen, Methoden oder Verfahren entstehen könnten.

Dieser Bericht wird in den auf der vierten Umschlagseite genannten Vertriebsstellen

zum Preise von DM 6,80	FF 8,50	FB 85,—	Lit. 1060	Fl. 6,20
------------------------	---------	---------	-----------	----------

verkauft.

Es wird gebeten, bei Bestellungen die EUR-Nummer und den Titel anzugeben, die auf dem Umschlag jedes Berichts aufgeführt sind.

Gedruckt von Guyot, s.a.
Brüssel, Juni 1969

Das vorliegende Dokument wurde an Hand des besten Abdruckes vervielfältigt, der zur Verfügung stand.

EUR 4278 d

DYN - EIN DYNAMIKPROGRAMM FÜR KUGELHAUFENREAKTOREN
von K. FRIEDRICH, E. INFÜHR und L. MASSIMO

Association : Europäische Atomgemeinschaft - EURATOM
Brown Boveri/Krupp Reaktorbau GmbH - BBK

THTR 80

Bericht abgefaßt bei BBK - Brown Boveri/Krupp Reaktorbau GmbH,
Mannheim (Deutschland)

Assoziation Nr. 003-63-1 RGAD

Luxemburg, Juni 1969 - 66 Seiten - 1 Abbildung - FB 85

Das in diesem Bericht beschriebene nulldimensionale Programm DYN (FORTRAN IV für IBM 360/40), wurde entwickelt für die Berechnung des dynamischen Verhaltens von Reaktoren mit kugelförmigen Brennelementen. Da in Kugelhaufenreaktoren Brennelemente mit ganz unterschiedlichem Abbrand und außerdem unter Umständen verschiedene Typen von Brennelementen vorhanden sein können, wurde das Programm so aufgebaut, daß mit bis zu 20 Brennelementsorten gerechnet werden kann. Hierdurch kann die Temperatur-

EUR 4278 d

DYN - A DYNAMICS PROGRAM FOR PEBBLE-BED REACTORS
by K. FRIEDRICH, E. INFÜHR and L. MASSIMO

Association : European Atomic Energy Community - EURATOM
Brown Boveri/Krupp Reaktorbau GmbH - BBK

THTR 80

Report prepared at BBK - Brown Boveri/Krupp Reaktorbau GmbH,
Mannheim (Germany)

Association No. 003-63-1 RGAD

Luxembourg, June 1969 - 66 Pages - 1 Figure - FB 85

The DYN zero-dimensional programme (FORTRAN IV for IBM 360/40) described in this report was developed for the calculation of the dynamic behaviour of reactors with spherical fuel elements. Since pebble-bed reactors may contain fuel elements giving widely differing burn-ups, and in addition may even contain different types of fuel element, the programme was compiled in such a way that the calculation can be performed with up to 20 different types of element. Consequently, the temperature feed-back to the reactivity

EUR 4278 d

DYN - A DYNAMICS PROGRAM FOR PEBBLE-BED REACTORS
by K. FRIEDRICH, E. INFÜHR and L. MASSIMO

Association : European Atomic Energy Community - EURATOM
Brown Boveri/Krupp Reaktorbau GmbH - BBK

THTR 80

Report prepared at BBK - Brown Boveri/Krupp Reaktorbau GmbH,
Mannheim (Germany)

Association No. 003-63-1 RGAD

Luxembourg, June 1969 - 66 Pages - 1 Figure - FB 85

The DYN zero-dimensional programme (FORTRAN IV for IBM 360/40) described in this report was developed for the calculation of the dynamic behaviour of reactors with spherical fuel elements. Since pebble-bed reactors may contain fuel elements giving widely differing burn-ups, and in addition may even contain different types of fuel element, the programme was compiled in such a way that the calculation can be performed with up to 20 different types of element. Consequently, the temperature feed-back to the reactivity

EUR 4278 d

DYN - A DYNAMICS PROGRAM FOR PEBBLE-BED REACTORS
by K. FRIEDRICH, E. INFÜHR and L. MASSIMO

Association : European Atomic Energy Community - EURATOM
Brown Boveri/Krupp Reaktorbau GmbH - BBK

THTR 80

Report prepared at BBK - Brown Boveri/Krupp Reaktorbau GmbH,
Mannheim (Germany)

Association No. 003-63-1 RGAD

Luxembourg, June 1969 - 66 Pages - 1 Figure - FB 85

The DYN zero-dimensional programme (FORTRAN IV for IBM 360/40) described in this report was developed for the calculation of the dynamic behaviour of reactors with spherical fuel elements. Since pebble-bed reactors may contain fuel elements giving widely differing burn-ups, and in addition may even contain different types of fuel element, the programme was compiled in such a way that the calculation can be performed with up to 20 different types of element. Consequently, the temperature feed-back to the reactivity

rückkoppelung auf die Reaktivität und außerdem die maximalen Brennelement-temperaturen im Rahmen des nulldimensionalen Modells richtig erfaßt werden.

Neben der Berechnung von Vorgängen, bei denen die Reaktivität, der Kühlgasstrom oder die Gaseintrittstemperatur als Funktion der Zeit vorgegeben sind, ist die Simulation von Regelvorgängen möglich.

Mit diesem Programm können Kurzzeit- sowie Langzeitvorgänge untersucht werden.

and also the maximum fuel-element temperatures can be correctly determined within the framework of the zero-dimensional model.

Besides the calculation of processes in which the reactivity, the cooling-gas throughput or the gas inlet temperature is given as a function of time the simulation of control processes is also possible.

Both short- and long-term processes can be studied.

and also the maximum fuel-element temperatures can be correctly determined within the framework of the zero-dimensional model.

Besides the calculation of processes in which the reactivity, the cooling-gas throughput or the gas inlet temperature is given as a function of time the simulation of control processes is also possible.

Both short- and long-term processes can be studied.

and also the maximum fuel-element temperatures can be correctly determined within the framework of the zero-dimensional model.

Besides the calculation of processes in which the reactivity, the cooling-gas throughput or the gas inlet temperature is given as a function of time the simulation of control processes is also possible.

Both short- and long-term processes can be studied.

EUR 4278 d

ASSOZIATION

Europäische Atomgemeinschaft - EURATOM
Brown Boveri/Krupp Reaktorbau GmbH - BBK

D Y N

**EIN DYNAMIKPROGRAMM FÜR
KUGELHAUFENREAKTOREN**

von

K. FRIEDRICH, E. INFÜHR und L. MASSIMO

1969



THTR 80

Bericht abgefaßt bei BBK
Brown Boveri/Krupp Reaktorbau GmbH, Mannheim - Deutschland

Assoziation Nr. 003-63-1 RGAD

ZUSAMMENFASSUNG

Das in diesem Bericht beschriebene nulldimensionale Programm DYN (FORTRAN IV für IBM 360/40) wurde entwickelt für die Berechnung des dynamischen Verhaltens von Reaktoren mit kugelförmigen Brennelementen. Da in Kugelhaufenreaktoren Brennelemente mit ganz unterschiedlichem Abbrand und außerdem unter Umständen verschiedene Typen von Brennelementen vorhanden sein können, wurde das Programm so aufgebaut, daß mit bis zu 20 Brennelementsorten gerechnet werden kann. Hierdurch kann die Temperaturrückkoppelung auf die Reaktivität und außerdem die maximalen Brennelementtemperaturen im Rahmen des nulldimensionalen Modells richtig erfaßt werden.

Neben der Berechnung von Vorgängen, bei denen die Reaktivität, der Kühlgasstrom oder die Gaseintrittstemperatur als Funktion der Zeit vorgegeben sind, ist die Simulierung von Regelvorgängen möglich.

Mit diesem Programm können Kurzzeit- sowie Langzeitvorgänge untersucht werden.

SCHLAGWORTE

FORTRAN

IBM 360

D-CODES

REACTOR KINETICS

FUEL ELEMENTS

SPHERES

BURNUP

REACTIVITY

FEEDBACK

TEMPERATURE

SIMULATORS

PEBBLE BED

Inhaltsverzeichnis

1.	<u>Einleitung</u>	5
2.	<u>Ableitung und Erklärung der verwendeten Gleichungen sowie des numerischen Lösungsverfahrens</u>	9
2.1	Bezeichnungen	9
2.2	Dynamikgleichungen	13
2.3	Zusammenstellung der Dynamikgleichungen	23
2.4	Berechnung der Anfangswerte und der Wärmetransportkoeffizienten	26
2.5	Numerisches Lösungsverfahren	31
2.6	Simulation von Regelvorgängen	34
2.7	Berechnung der maximalen Temperaturen	35
3.	<u>Programmaufbau</u>	38
4.	<u>DYNLA (Langzeitversion)</u>	47
5.	<u>Ein- und Ausgabe</u>	48
6.	<u>Literatur</u>	65

D Y N
EIN DYNAMIKPROGRAMM FÜR KUGELHAUFENREAKTOREN*)

1. Einleitung

Das in diesem Bericht beschriebene Rechenprogramm DYN wurde entwickelt für die Berechnung des dynamischen Verhaltens von gasgekühlten Reaktoren mit kugelförmigen Brennelementen. Es ist in FORTRAN IV für die IBM/360 geschrieben.

Hinsichtlich der Flußberechnung ist dieses Programm nulldimensional, d.h. für den Neutronenfluß und für die verzögerten Neutronen sind die üblichen Gleichungen der Punktkinetik angesetzt. Es kann mit 6 Gruppen verzögerter Neutronen gerechnet werden.

Für die Temperaturberechnung in den Brennelementen bildet die Ausgangsbasis die mittlere Gastemperatur, welche durch Mittelwertbildung aus Gaseintritts- und Gasaustrittstemperatur gewonnen wird. Die Gasaustrittstemperatur wird berechnet aus der Gaseintrittstemperatur und der abgegebenen Gesamtleistung aller Kugeln.

Von dieser mittleren Gastemperatur ausgehend wird im Gegensatz zu anderen nulldimensionalen Programmen nicht nur für ein mittleres Brennelement, sondern für eine vorgegebene Anzahl von Kugelsorten (maximal 20), welche sich im Abbrand und damit in der Leistungserzeugung unterscheiden können, die Temperaturverteilung berechnet. Hierdurch können die bei einer Leistungsänderung auftretenden unterschiedlichen Temperaturänderungen in den verschiedenen Abbrandklassen (Kugelsorten) richtig erfaßt werden. [5]

Bei der Berechnung der Oberflächentemperaturen wird berücksichtigt, daß die Wärmeübergangszahl zwischen Kugeloberflä-

*) Manuskript erhalten am 4. Februar 1969

che und Gas im instationären Zustand eine Funktion des Kühlgasstromes und der mittleren Gastemperatur ist.

Für die Berechnung der instationären Wärmetransportvorgänge in den verschiedenen Brennstoffkugeln werden diese einheitlich in 6 Schalen aufgeteilt. Die äußeren Radien der einzelnen Schalen können der jeweiligen Brennelementkonzeption angepaßt werden. Für jede Schale der einzelnen Kugelsorten werden eingelesen:

- Spezifische Wärme,
- Wärmeleitfähigkeit,
- Schwermetalleinsatz,
- Dichte und Anteil an der Gesamtleistung.

Außerdem muß für jede Kugelsorte ein Brennstoffkoeffizient vorgegeben werden. Er kann als konstant oder als Funktion der Brennstofftemperatur der jeweiligen Kugelsorte angesetzt werden. Hierdurch wird berücksichtigt, daß dieser Koeffizient, der in erster Linie auf den Dopplereffekt bei der Resonanzabsorption zurückgeht, in den einzelnen Kugelsorten (z.B. infolge des Abbrandes) unterschiedlich sein kann.

Außer den 20 Sorten von Brennstoffkugeln kann das Programm noch mit einer Sorte Blindkugeln rechnen. Im Gegensatz zu den Brennstoffkugeln werden diese jedoch nur in Kern und äußere Schale eingeteilt. In bezug auf die Stoffwerte wird die Blindkugel als homogene Kugel behandelt. Entsprechende Stoffwerte wie bei den Brennstoffkugeln müssen vorgegeben werden.

Für den Moderatorokoeffizient kann ein konstanter oder ein von der mittleren Moderatortemperatur (Mittelwert über alle Kugelsorten) abhängiger Wert vorgegeben werden.

Neben den für die Rückkoppelung auf die Reaktivität entscheidenden Mitteltemperaturen in den Schalen der verschiedenen Kugelsorten berechnet das Programm noch die höchste auftre-

tende Temperatur sowohl im Kern als auch an der Oberfläche eines frischen Elementes.

Diese Temperaturen werden unter der Voraussetzung einer sinusförmigen Leistungsverteilung in axialer Richtung und mit vorgegebenen radialen Überhöhungsfaktoren bzw. Formfaktoren für die Gastemperatur und für die Leistung berechnet.

Weiter enthält das Programm die Jod- und Xenondifferentialgleichungen. Es kann somit bei Vorgabe eines entsprechenden Rückkoppelungskoeffizienten für das Xenon den Einfluß von Änderungen der Xenonkonzentration auf die Reaktivität erfassen.

Um auch Abschaltvorgänge, bei denen die reine Spaltleistung praktisch auf Null absinkt, untersuchen zu können, enthält das Programm eine empirische Beziehung für die Restwärme.

Die Differentialgleichungen für die einzelnen Größen werden für aufeinander folgende Zeitschritte unabhängig von einander gelöst, wobei die Koppelungsglieder als gegebene Funktionen der Zeit behandelt werden. Ausgehend von Schätzwerten wird das Lösungssystem durch eine einzulesende Anzahl von Iterationen verbessert. Die Größe der Zeitschritte wird Schritt für Schritt automatisch der Krümmung der erhaltenen Kurven angepaßt.

Mit diesem Programm können alle dynamischen Vorgänge simuliert werden, bei denen die folgenden 3 Größen:

1. Kühlgasstrom oder Volumenstrom
2. Gaseintrittstemperatur
3. Reaktivität

als beliebige Funktion der Zeit vorgegeben wird.

Für die Simulierung des Störfalles "Wassereinbruch" kann vorgegeben werden, daß das Kühlgas aus einem Gemisch von reinem Kühlgas und Wasserdampf besteht. In diesem Fall müssen anstatt

des Massenstromes der Volumenstrom, der Druck, die Wasserdampfkonzentration und neben den Daten für das reine Kühlgas die entsprechenden Daten für den Wasserdampf eingelesen werden. Das Programm berücksichtigt dann die Änderung der spezifischen Wärme und der Wärmeübergangszahl des Kühlgases durch den Wasserdampf.

Weiter ist es möglich, folgende Regelvorgänge zu simulieren:

1. Die vom Reaktor abgegebene Leistung kann nach dem Prinzip einer Integralregelung über den Kühlgasstrom geregelt werden.
2. Die Gasaustrittstemperatur kann über die eingebrachte Reaktivität nach einer PI-Regelung oder über die Gaseintrittstemperatur integral geregelt werden.

Als Ergebnis berechnet dieses Programm als Funktion der Zeit (in Form einer Tabelle) folgende Größen:

1. erzeugte und abgegebene Leistung
2. mittlere Temperaturverteilung in den verschiedenen Kugelsorten
3. Gasaustrittstemperatur und mittlere Gastemperatur
4. Xenonkonzentration
5. Reaktorperiode
6. Maximale Temperatur in der heißesten Kugelsorte
7. Mittlere Brennstoff- und mittlere Moderatortemperatur

Mit diesem Programm können sowohl Kurzzeit- als auch Langzeitvorgänge (Lastwechsellvorgänge von mehreren Stunden) gerechnet werden.

Da aber das Durchrechnen von Langzeitvorgängen erhebliche Rechenzeit erfordert, wurde zwecks Rechenzeiterparnis aus dem Rechenprogramm DYN noch eine Langzeitversion DYNLA ent-

wickelt. Diese Langzeitversion unterscheidet sich von dem oben beschriebenen DYN-Programm wie folgt:

1. Wenn nach einem instationären Vorgang die vom Reaktor erzeugte und abgegebene Leistung bis auf eine vorgegebene Toleranz übereinstimmen, werden in der weiteren Rechnung das neutronenkinetische System und die Gleichungen für die Temperaturen in den einzelnen Schalen als quasistationär behandelt.
2. Es kann nur mit einer Kugelsorte gerechnet werden.
3. Neben den Differentialgleichungen für die Jod- und Xenonkonzentration enthält dieses Programm noch die Promethium- und Samariumdifferentialgleichungen.

Im Abschnitt 2 sind neben den in diesem Bericht verwendeten Bezeichnungen die dem Programm zugrundegelegten Gleichungen und das verwendete numerische Lösungsverfahren angegeben. Der Abschnitt 3 enthält eine kurze Erklärung der verschiedenen Unterprogramme und des Blockdiagrammes. Im Abschnitt 4 sind die Besonderheiten von DYNLA (Langzeitversion) angegeben. Schließlich wird in Abschnitt 5 die Ein- und Ausgabe beschrieben.

2. Ableitung und Erklärung der verwendeten Gleichungen sowie des numerischen Lösungsverfahrens

2.1 Bezeichnungen

(Hier nicht aufgeführte Größen sind im Text erklärt.)

Q [kW] thermische Reaktorleistung unmittelbar durch die Spaltung (d.h. dem Neutronenfluß proportional)

Q_{Rest}	[kW]	Restwärme (nach dem Abschalten erzeugte Wärmeleistung durch Absorption von β - und γ -Strahlen der Spaltprodukte)
Q_{AB}	[kW]	vom Reaktor abgegebene Leistung
l	[sec]	Lebensdauer der prompten Neutronen
β_k		Bruchteil der verzögerten Neutronen der k-ten Gruppe
β		$= \sum_k \beta_k$
k_β		$= \beta_{\text{eff}}/\beta$
λ_{ck}	[sec ⁻¹]	Zerfallskonstante der k-ten Gruppe
C_k	[kW]	$= F_c H \sum_f \epsilon_{sp} v \bar{C}'_k$, wobei \bar{C}'_k die mittlere Konzentration der Mutterkerne der k-ten Gruppe der verzögerten Neutronen ist
$\delta k(t)$		zusätzlich aufgebrachte Reaktivität
Γ_M	[grd ⁻¹]	Temperaturkoeffizient für das gesamte Moderator material
Γ_{Brj}	[grd ⁻¹]	Brennstoffkoeffizient, den der Reaktor haben würde, wenn alle Brennstoffkugeln der Sorte j angehörten
T_M	[°K]	mittlere Moderatortemperatur (Mittelwert über alle Kugelsorten einschließlich Blindkugeln)
T_{Brj}	[°K]	mittlere Brennmaterialetemperatur der Kugelsorte j
r_i	[cm]	äußerer Radius der Schale i
r_B	[cm]	Blindkugelradius
T_{ij}	[°C]	mittlere Temperatur der Schale i der Kugelsorte j
$T_{\text{asi}j}$	[°C]	Temperatur des äußeren Radius der Schale i der Kugelsorte j
T_B	[°C]	mittlere Temperatur im Kern der Blindkugeln
T_{OB}	[°C]	mittlere Temperatur in der äußeren Schale der Blindkugeln

T_{OOB}	[°C]	Oberflächentemperatur der Blindkugeln
λ_{ij}	[cal/cmsecgrd]	Wärmeleitfähigkeit der Schale i der Kugelsorte j
c_{ij}	[cal/g grd]	spezifische Wärme der Schale i der Kugelsorte j
ρ_{ij}	[g/cm ³]	Dichte der Schale i der Kugelsorte j
λ_{Gr}	[cal/cmsecgrd]	Leitfähigkeit der Blindkugeln
c_{Gr}	[cal/g grd]	spezifische Wärme der Blindkugeln
ρ_{Gr}	[g/cm ³]	Dichte der Blindkugeln
M_{ij}	[g]	Masse der Schalen i der Kugelsorte j
M_{Bl}	[g]	Masser aller Blindkugeln
M_{ges}	[g]	Gesamtmasse aller Brennstoff- und Blindkugeln
M_{Brj}	[g]	Schwermetallmasse der Kugelsorte j
M_{Brij}	[g]	Schwermetallmasse der Schalen i der Kugelsorte j
M_{Mij}	[g]	Moderatormasse der Schalen i der Kugelsorte j
E		Leistungsanteil des Spaltmaterials
E_v		verteilter Leistungsanteil (Spaltmaterial und Moderator)
T_{Eg}	[°C]	Gaseintrittstemperatur in das Core
T_{Ag}	[°C]	Gasaustrittstemperatur aus dem Core
T_g	[°C]	mittlere Gastemperatur
α_{Mi}, β_{Mi}		Mittlungskoeffizienten für die Gastemperatur
p	[kp/cm ³]	Gasdruck im Core
ϵ		Porosität (Hohlvolumen durch Corevolumen)

F_c	[cm ²]	freie Corefläche
H	[cm]	Corehöhe
R	[cm]	Coreradius
V_c	[cm ³]	Corevolumen
δa	[cm]	axiale Reflektorerparnis
\dot{m}	[g/sec]	Massenstrom
γ		Stromverhältnis ($\gamma = \dot{m}/\dot{m}_0$)
N		Anzahl aller Brennstoffkugeln
N_j		Anzahl der Brennstoffkugeln der Kugelsorte j
n		Anzahl der Brennstoffkugelsorten
n_{Bl}		Anzahl der Blindkugeln
λ_k	[cal/cmsecgrd]	Leitfähigkeit des Kühlgases
η_k	[g/cmsec]	dynamische Zähigkeit des Kühlgases
α	[cal/cm ² secgrd]	Wärmeübergangszahl zwischen Kugeloberfläche und Gas
R_k	[cmkp/ggrd]	spezielle Gaskonstante des Kühlgases
c_{pk}	[cal/ggrd]	spezifische Wärme des Kühlgases
ρ_k	[g/cm ³]	Dichte des Kühlgases
k_{c2}	[Mol/Mol]	Konzentration des Gases 2 (z.B. H ₂ O-Dampf)
K_P, K_I, K_γ, K_T		Regelkonstanten
J	[cm ⁻³]	Jodkonzentration
j	[cm ⁻³]	Zeitfunktion der Jodkonzentration
Xe	[cm ⁻³]	Xenonkonzentration

X_1	$[cm^{-3}]$	} Zeitabhängige Parameter zur Beschreibung der räumlichen Verteilung des Xenons
X_2	$[cm^{-3}]$	
γ_{x1}	} $[cm^3]$	Xenonreaktivitätskoeffizienten
y_J		Spaltausbeute von Jod
y_x		Spaltausbeute von Xenon
λ_J	$[sec^{-1}]$	Zerfallskonstante von Jod
λ_x	$[sec^{-1}]$	Zerfallskonstante von Xenon
Σ_f	$[cm^{-1}]$) Ein- grup- penwerte
σ_x	$[cm^2]$	
		mittl. makroskop. Spaltquerschnitt
		mittl. mikroskop. Einfangquerschnitt
		von Xenon
$a_{i,i+1;j}$	$[cal/secgrd]$	Wärmetransportkoeffizient zwischen Mitte Schale i und i+1 der Kugelsorte j
$a_{6F,j}$	$[cal/secgrd]$	Wärmetransportkoeffizient zwischen Mitte Schale 6 und Oberfläche der Kugelsorte j
$a_{FG,j}$	$[cal/secgrd]$	Wärmetransportkoeffizient zwischen Oberfläche der Kugelsorte j und Gas
a_{OB}	$[cal/secgrd]$	Wärmetransportkoeffizient Blindkugelnkern und Blindkugelschale
a_B	$[cal/secgrd]$	Wärmetransportkoeffizient Blindkugelschale und Gas
ϵ_{Sp}	$[kW sec]$	Energie pro Spaltung
γ^*		$= 4,185 \cdot 10^{-3} [kW sec/cal]$ (Umrechnungsfaktor)
T_{Abs}		$= 273,16 [^{\circ}K]$
Index : o		stationärer Zustand

2.2 Dynamikgleichungen

Unter der Voraussetzung, daß die Leistung Q proportional dem Neutronenfluß ist, können die kinetischen Gleichungen für das nulldimensionale Reaktormodell bei Betrachtung von n Sorten Brennstoffkugeln mit je 6 Schalen folgendermaßen angesetzt werden:

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{Q}{1} \cdot \left\{ \delta k(t) + \sum_1^n \sum_1^6 \int_{T_{ij0}}^{T_{ij}} \Gamma_{ij} dT'_{ij} + \int_{T_{Bo}}^{T_B} \Gamma_B dT'_B + \int_{T_{0Bo}}^{T_{0B}} \Gamma_B dT'_{0B} + \sum_1^2 \gamma_{xk} (X_k - X_{k0}) - \beta \right\} + \sum_1^6 \lambda_{ck} \cdot C_k \quad (1)$$

$$\frac{dC_k}{dt} = \frac{\beta_k}{1} Q - \lambda_{ck} \cdot C_k \quad k = 1, \dots, 6 \quad (2)$$

Die Bedeutung der X_k wird weiter unten erklärt. (Gleichungen (31) bis (41 b)). Die in Gleichung (1) angegebenen Temperaturen T_{ij} sind Mitteltemperaturen für die Kugelsorte j und Schale i gemäß der Vorschrift:

$$T_{ij} = \frac{1}{V_c} \cdot \int_0^H \int_0^R \int_0^{2\pi} T_{ij}(z, r, \varphi, t) dz dr d\varphi \quad (3)$$

Die Temperaturen T_B und T_{0B} sind Mittelwerte nach der gleichen Vorschrift für die Blindkugeln. Im Gegensatz zu den Brennstoffkugeln werden die Blindkugeln nur in einen Kern und in eine Schale mit den Temperaturen T_B und T_{0B} nach der Vorschrift:

$$M_{Blkern} = M_{BlSchale} = \frac{M_{Bl}}{2}$$

beziehungsweise

$$r_{Kern} = \frac{1}{\sqrt[3]{2}} r_B$$

aufgeteilt.

Der Temperaturkoeffizient Γ_{ij} in Gleichung (1) setzt sich zusammen aus einem Temperaturkoeffizienten für das Moderatormaterial und - wenn die Schale i Schwermetall enthält - aus einem Brennstoffkoeffizienten (Dopplerkoeffizient).

Bei massenproportionaler Aufteilung des Temperaturkoeffizienten auf die Schalen i innerhalb jeder Kugelsorte j kann man ansetzen:

$$\Gamma_{ij} = \frac{M_{Brij}}{M_{Brj}} \cdot \frac{N_j}{N} \Gamma_{Brj}(T_{Brj}) + \frac{M_{Mj}}{M_M} \cdot \Gamma_M(T_M) \quad (4)$$

$$\Gamma_B = \frac{1}{2} \frac{M_{Bl}}{M_M} \cdot \Gamma_M(T_M) \quad , \quad (5)$$

wobei gilt:

$$M_{Brj} = \sum_{i=1}^6 M_{Brij} \quad (6)$$

$$M_M = \sum_{j=1}^n \sum_{i=1}^6 M_{Mij} + M_{Bl} \quad (7)$$

$$T_{Brj} = \frac{\sum_{i=1}^6 M_{Brij} \cdot T_{ij}}{M_{Brj}} \quad (8)$$

$$T_M = \frac{\sum_{j=1}^n \sum_{i=1}^6 M_{Mij} T_{ij} + \frac{1}{2} M_{Bl} (T_B + T_{OB})}{M_M} \quad (9)$$

$\Gamma_{Brj}(T_{Brj})$ ist der Brennstofftemperaturkoeffizient, den der Reaktor haben würde, wenn alle N Brennstoffkugeln der Sorte j angehörten.

Die Temperaturabhängigkeit der Brennstoffkoeffizienten Γ_{Brj} und des Moderatororkoeffizienten Γ_M kann wahlweise mit den folgenden 2 Ansätzen gerechnet werden:

Ansatz 1:

$$\Gamma_{Brj} = \Gamma_{Brj0} \cdot \left(\frac{T_{Brj0}}{T_{Brj}} \right)^{K_j} \quad (10)$$

$$\Gamma_M = \Gamma_{M0} \cdot \left(\frac{T_{M0}}{T_M} \right)^M \quad (11)$$

Hierbei müssen

$$\Gamma_{Brj0}, \quad T_{Brj0}, \quad K_j \quad j = 1, \dots, n$$

$$\Gamma_{M0}, \quad T_{M0}, \quad M$$

vorgegeben werden,

Ansatz 2:

$$\Gamma_{Brj} = \sum_1^{\nu_{Brj}} A_{Br\nu j} \cdot (T_{Brj} - T_{Brj0})^{\nu-1} \quad (12)$$

$$\Gamma_M = \sum_1^{\nu_M} A_{M\nu} \cdot (T_M - T_{M0})^{\nu-1} \quad (13)$$

Für die Indizes ν_{Brj} und ν_M gilt folgende Begrenzung:

$$2 \leq \nu_{\max} \leq 5$$

In diesem Fall müssen vorgegeben werden:

$$A_{Br\nu j} \quad j = 1, \dots, n ; \quad \nu = 2, \dots, \nu_{Brj}$$

$$T_{Brj0} \quad j = 1, \dots, n$$

$$A_{M\nu} , \quad T_{Mo} \quad \nu = 2, \dots, \nu_M$$

d.h. speziell im Fall konstanter Brennstoffkoeffizienten:

$$\nu_{\max} = 2, \quad A_{Br2j} = 0.$$

Die Gesamtleistung Q entsteht zum überwiegenden Teil in den Schalen, die Spaltmaterial enthalten. Ein kleiner Teil entsteht auch im Graphit (z.B. durch Neutronenabbremung, γ -Strahlung). Die erzeugte Leistung kann folglich aufgeteilt werden:

E_Q : nur im Spaltmaterial erzeugte Leistung

$E_v Q$: verteilte Leistung (Moderator und Spaltmaterial)

wobei

$$E + E_v = 1.$$

Von E entfällt wiederum der Anteil

$$A_j = \frac{\text{Spaltleistung der Kugelsorte } j}{\text{Gesamtspaltleistung aller Kugelsorten}}$$

auf die Kugelsorte j .

Damit läßt sich die in der Schale i der Kugelsorte j freiwerdende Leistung Q_{ij} mit Hilfe der Beziehungen (6) und (7) allgemein schreiben:

$$Q_{ij} = \left[A_j \cdot \frac{M_{Brij}}{M_{Brj}} \cdot E + \frac{M_{ij}}{M_{\text{ges}}} \cdot E_v \right] \cdot Q_T \quad (14)$$

Im normalen Reaktorbetrieb ist hierin $Q_T = Q$.

Wenn der Reaktor abgeschaltet wird, fällt der Neutronenfluß so stark ab, daß nach einiger Zeit die thermische Leistung Q_T praktisch nur mehr durch die Zerfallsprozesse (Restwärme) bestimmt ist.

Für die Restwärme ist folgende Beziehung nach [1] angesetzt:

$$Q_{\text{Rest}} = R_1 \cdot Q_0 \cdot \left\{ (t-t_{aR})^{-R_4} - [t_3+(t-t_{aR})]^{-R_5} \right\} , \quad (15)$$

wobei $t-t_{aR} \geq t_2$.

Es bedeuten :

t_3 : Betriebsdauer vor dem Abschalten

t_{aR} : "Zeitpunkt des Abschaltens"

t_2 : Zeitschranke zur Begrenzung von Q_{Rest}

[1] gibt folgende Werte für diese Konstanten an:

$$R_1 = 0,065 ; R_4 = 0,2 ; R_5 = 0,2$$

Wenn die Leistung Q auf den laut (15) maximalen Wert von Q_{Rest} absinkt, wird der Zeitpunkt festgehalten, und der "Zeitpunkt des Abschaltens" t_{aR} um die Zeitschranke t_2 zurückverlegt.

In (14) ist also laut (15)

$$Q_T = Q \quad \text{für} \quad Q \geq R_1 Q_0 \cdot \left\{ t_2^{-R_4} - (t_3+t_2)^{-R_5} \right\} \quad (16a)$$

und sonst

$$Q_T = Q_{\text{Rest}} \quad (\text{nach dem Abschalten}) \quad (16b)$$

Damit ergeben sich folgende Wärmebilanzgleichungen für die einzelnen Schalen i der n Kugelsorten:

$$c_{1j} \cdot M_{1j} \frac{dT_{1j}}{dt} = \frac{Q_{1j}}{\gamma^*} - a_{1,2;j} \cdot (T_{1,j} - T_{2,j}) \quad (17a)$$

$$c_{ij} M_{ij} \frac{dT_{ij}}{dt} = \frac{Q_{ij}}{\gamma^*} + a_{i-1,i;j} \cdot (T_{i-1,j} - T_{ij}) - a_{i,i+1;j} \cdot (T_{ij} - T_{i+1,j})$$

für $2 \leq i \leq 5$ (17b)

$$c_{6j} M_{6j} \frac{dT_{6j}}{dt} = \frac{Q_{6j}}{\gamma^*} + a_{5,6;j} \cdot (T_{5,j} - T_{6,j}) - a_{6F;j} \cdot (T_{6,j} - T_{as6,j}) \quad (17c)$$

Für die Oberfläche der Kugelsorte j gilt (Wärmeleitung und Strahlung vernachlässigt):

$$a_{6F;j} \cdot (T_{6,j} - T_{as6,j}) = a_{Fg;j} \cdot (T_{as6,j} - T_g) \quad (18)$$

Die Wärmebilanzgleichungen für die Blindkugeln lauten:

$$\frac{1}{2} M_{Bl} c_{Gr} \frac{dT_B}{dt} = \frac{M_{Bl} E_v}{M_{ges} \cdot 2 \cdot \gamma^*} \cdot Q_T - a_{OB} (T_B - T_{OB}) \quad (19)$$

$$\frac{1}{2} M_{Bl} c_{Gr} \frac{dT_{OB}}{dt} = \frac{M_{Bl} E_v}{M_{ges} \cdot 2 \cdot \gamma^*} \cdot Q_T + a_{OB} (T_B - T_{OB}) - a_B (T_{OB} - T_g) \quad (20)$$

Die axiale Leistungsverteilung kann bei vorgegebener Gesamtleistung Q_0 und bei ungefähr gleicher Reflektorerersparnis auf beiden Seiten folgendermaßen angesetzt werden:

$$Q_z = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{\sin\left(\frac{z+1/2}{H+\delta a} \frac{\delta a}{\delta a} \pi\right)}{(H+\delta a) \cdot \cos\left(\frac{1/2}{H+\delta a} \frac{\delta a}{\delta a} \pi\right)} \cdot Q_0 \quad (21)$$

Für die Gastemperatur im stationären Zustand erhält man mit (21) folgende Gleichung:

$$c_{pk} \dot{m} \frac{dT_g(z)}{dz} = \frac{Q_z}{\lambda} \quad (22)$$

Da nach (21) und (22) der Temperaturgradient symmetrisch um die Reaktormitte ist, ist T_g schiefsymmetrisch.

Man erhält wegen der erwähnten Symmetrieeigenschaften:

$$T_g = 0,5 (T_{Eg} + T_{Ag}) \quad (23)$$

Im allgemeinen Falle gilt (z.B. nicht sinusförmige Flußverteilung):

$$T_g = \lambda_{Mi} \cdot T_{Eg} + \beta_{Mi} \cdot T_{Ag} \quad (24)$$

Gleichung (24) wird im Programm auch für den instationären Fall angesetzt. Diese Mittelungsvorschrift gilt dann nur näherungsweise, weil durch die unterschiedlichen Aufheizspannen der Brennelemente in den verschiedenen Höhen das Profil der Gastemperatur verändert wird. Derartige Profiländerungen könnten jedoch nur durch ein eindimensionales Programm erfaßt werden. Im Rahmen des nulldimensionalen Modells bleibt keine andere Möglichkeit, als mit dem Ansatz (24) zu arbeiten.

Für die mittlere Gastemperatur T_g läßt sich folgende Wärmebilanzgleichung aufstellen:

$$F_c \{H\}_k c_{pk} \frac{dT_g}{dt} = \sum_{j=1}^n a_{Fgj} \cdot (T_{as6,j} - T_g) + a_B \cdot (T_{OB} - T_g) - c_{pk} \dot{m} \cdot (T_{Ag} - T_{Eg}) \quad (25)$$

Bei Veränderungen des stationären Zustandes wirkt neben den Temperaturen noch die Xenonkonzentration auf die Reaktivität. Besonders bei der Untersuchung von langzeitigen Vorgängen ist der Einfluß des Xenons auf die Reaktivität von entscheidender Bedeutung. Die Bilanzgleichungen für Jod und Xenon lauten:

$$\frac{\partial J}{\partial t} = \gamma_J \cdot \sum_f \phi - \lambda_J J \quad (26)$$

$$\frac{\partial X_e}{\partial t} = \gamma_X \cdot \sum_f \phi + \lambda_J J - \lambda_X X_e - \sigma_X X_e \cdot \phi \quad (27)$$

Wegen der Separierbarkeit des Neutronenflusses in Orts- und Zeitfunktion ist auch $J(\boldsymbol{r}, t)$ separierbar:

$$\phi(\boldsymbol{r}, t) = \psi(\boldsymbol{r}) \cdot \varphi(t) \quad (28)$$

$$J(\boldsymbol{r}, t) = \psi(\boldsymbol{r}) \cdot j(t) \quad (29)$$

Die Xenongleichung ist nur dann in gleicher Weise separierbar, wenn im Abschussterm $\sigma_X X_e \phi$ der ortsabhängige Fluß $\phi(\boldsymbol{r}, t)$ durch den mittleren Fluß $\bar{\psi} \cdot \varphi(t)$ ersetzt wird, wobei

$$\bar{\psi} = \frac{1}{V_c} \cdot \int_{V_c} \psi(\boldsymbol{r}) d(\boldsymbol{r}) \quad (30)$$

Die sich dabei ergebende 1. Näherung für die Xenonkonzentration läßt sich in der Form

$$\psi(\boldsymbol{r}) \cdot X_1(t)$$

schreiben. Führt man sie zusammen mit einer additiven Korrektur in (27) ein, so erhält man eine Differentialgleichung für die Korrektur, die sich wiederum nur dann separieren läßt, wenn im Abschussterm der örtliche Fluß durch den mittleren ersetzt wird. Fortgesetzte Wiederholung dieses Verfahrens führt auf die Darstellung

$$X_e(\boldsymbol{r}, t) = \psi(\boldsymbol{r}) \cdot \sum_{l=1}^{\infty} (\bar{\psi} - \psi(\boldsymbol{r}))^{l-1} \cdot X_1(t), \quad (31)$$

wobei (vgl. (29), (30) und (31))

$$\frac{dX_1}{dt} + (\lambda_x + \sigma_x \bar{\psi} \cdot \varphi(t)) \cdot X_1 = \gamma_x \cdot \sum_f \varphi(t) + \lambda_j \cdot j(t) \quad , \quad (32)$$

und für $l \geq 2$

$$\frac{dX_l}{dt} + (\lambda_x + \sigma_x \bar{\psi} \cdot \varphi(t)) \cdot X_l = \sigma_x \varphi(t) \cdot X_{l-1} \quad . \quad (33)$$

Die Konvergenz der Reihe (31) läßt sich leicht zeigen. Da sie sehr gut ist, sind im vorliegenden Programm nur die ersten zwei Glieder angesetzt:

$$Xe(x, t) = \psi(x) \cdot X_1(t) + (\bar{\psi} - \psi(x)) \cdot \psi(x) \cdot X_2(t) \quad . \quad (34)$$

Entsprechend dieser Darstellung ist in Gleichung (1) die Xenonreaktivität durch die Änderungen von X_1 und X_2 ausgedrückt.

Zwischen $\varphi(t)$ und $Q(t)$ besteht folgende Beziehung:

$$Q(t) = \varepsilon_{sp} \sum_f \varphi(t) \bar{\psi} \cdot F_c \cdot H \quad (35)$$

Mit der Abkürzung

$$F_{Qcon} = \varepsilon_{sp} \sum_f \bar{\psi} \cdot F_c \cdot H \quad (36)$$

wird

$$\varphi(t) = \frac{Q(t)}{F_{Qcon}} \quad (37)$$

(37) mit (28) und (29) in (26) eingesetzt ergibt

$$\frac{dj}{dt} = \frac{\gamma_j \sum_f}{F_{Qcon}} Q - \lambda_j j \quad , \quad (38)$$

und (37) in (32) und (35) mit $l = 2$:

$$\frac{dX_1}{dt} = \frac{\gamma_x \sum_f}{F_{Qcon}} Q + \lambda_{Jj} - \lambda_x X_1 - \frac{\sigma_x \bar{\psi}}{F_{Qcon}} Q X_1 \quad (39)$$

$$\frac{dX_2}{dt} = -\lambda_x X_2 - \frac{\sigma_x \bar{\psi}}{F_{Qcon}} Q X_2 + \frac{\sigma_x}{F_{Qcon}} Q X_1 \quad (40)$$

Aus (34) folgt für die mittlere Xenonkonzentration:

$$\bar{X}_e(t) = \bar{\psi} X_1 + \epsilon_2 \cdot X_2$$

mit

$$\epsilon_2 = \frac{1}{V_c} \int_{V_c} (\bar{\psi} - \psi) \psi d(\pi) \quad (41a)$$

Da die Xenonreaktivität von der Änderung der Xenonkonzentration an jeder Stelle des Reaktors abhängt, kann sie gemäß (34) bei gegebener Ortsabhängigkeit des Flusses $\psi(\pi)$ durch die Zeitparameter $X_1(t)$ und $X_2(t)$ dargestellt werden in der Form (vgl. (1)):

$$\gamma_{x1} \cdot (X_1 - X_{10}) + \gamma_{x2} \cdot (X_2 - X_{20}) \quad (41b)$$

2.3 Zusammenstellung der Dynamikgleichungen

Die Reihenfolge der Differentialgleichungen entspricht der programmtechnischen Auswertung.

$$\begin{aligned} \frac{dQ}{dt} = \frac{Q}{I} \left\{ \delta k(t) + \sum_1^n \sum_1^6 \int_{T_{ijo}}^{T_{ij}} \Gamma_{ij} dT'_{ij} + \int_{T_{Bo}}^{T_B} \Gamma_B dT'_B + \int_{T_{OBo}}^{T_{OB}} \Gamma_B dT'_{OB} \right. \\ \left. + \sum_1^2 \gamma_{xk} \cdot (X_k - X_{ko}) - \beta \right\} + \sum_1^6 \lambda_{ck} C_k \quad (42) \end{aligned}$$

$$\frac{dC_k}{dt} = \frac{\beta_k}{1} Q - \lambda_{ck} \cdot C_k \quad k = 1, \dots, 6 \quad (43)$$

$$\Gamma_{ij} = \frac{M_{Brij}}{M_{Brj}} \cdot \frac{N_j}{N} \cdot \Gamma_{Brj}(T_{Brj}) + \frac{M_{Mij}}{M_M} \cdot \Gamma_M(T_M) \quad (44)$$

$$\Gamma_B = \frac{1}{2} \frac{M_{Bl}}{M_M} \cdot \Gamma_M(T_M) \quad (45)$$

$$T_{Brj} = \frac{\sum_1^6 M_{Brij} \cdot T_{ij}}{M_{Brj}} \quad (46)$$

$$T_M = \frac{\sum_1^n \sum_1^6 M_{Mij} T_{ij} + \frac{1}{2} M_{Bl} \cdot (T_B + T_{OB})}{M_M} \quad (47)$$

Γ_{Brj}, Γ_M wahlweise nach (10), (11) oder (12), (13)

$$F_c \varepsilon_H c_{pk} \cdot \frac{dT_g}{dt} = \sum_1^n a_{Fgj} \cdot (T_{as6,j} - T_g) + a_B \cdot (T_{OB} - T_g) - c_{pk} \dot{m} \cdot (T_{Ag} - T_{Eg}) \quad (48)$$

mit T_{Ag} aus

$$T_g = \alpha_{Mi} T_{Eg} + \beta_{Mi} T_{Ag} \quad (49)$$

$$\frac{1}{2} M_{Bl} c_{Gr} \frac{dT_{OB}}{dt} = \frac{M_{Bl} E_v}{2 M_{ges} \cdot \gamma^*} Q_T + a_{OB} \cdot (T_B - T_{OB}) - a_B \cdot (T_{OB} - T_g) \quad (50)$$

$$\frac{1}{2} M_{Bl} c_{Gr} \frac{dT_B}{dt} = \frac{M_{Bl} E_v}{2 M_{ges} \cdot \gamma^*} Q_T - a_{OB} \cdot (T_B - T_{OB}) \quad (51)$$

$$c_{1j} M_{1j} \frac{dT_{1j}}{dt} = \frac{Q_{1j}}{\gamma^*} - a_{1,2;j} \cdot (T_{1,j} - T_{2,j})$$

$$c_{ij} M_{ij} \frac{dT_{ij}}{dt} = \frac{Q_{ij}}{\gamma^*} + a_{i-1,i;j} \cdot (T_{i-1,j} - T_{ij}) - a_{i,i+1;j} \cdot (T_{ij} - T_{i+1,j})$$

für $2 \leq i \leq 5$

(52)

$$c_{6j} M_{6j} \frac{dT_{6j}}{dt} = \frac{Q_{6j}}{\gamma^*} + a_{5,6;j} \cdot (T_{5j} - T_{6,j}) - a_{6F;j} \cdot (T_{6,j} - T_{as6,j})$$

wobei

$$a_{6F;j} \cdot (T_{6,j} - T_{as6,j}) = a_{Fgj} \cdot (T_{as6,j} - T_g) \quad (53)$$

und

$$Q_{ij} = \left\{ A_j \frac{M_{Brij}}{M_{Brj}} \cdot E + \frac{M_{ij}}{M_{ges}} \cdot E_v \right\} \cdot Q_T \quad (54)$$

mit

$$Q_T = \begin{cases} Q & \text{im normalen Betrieb} \\ Q_{Rest} & \text{nach dem Abschalten} \end{cases}$$

$$\frac{dj}{dt} = \frac{y_J \sum_f}{F_{Qcon}} Q - \lambda_J j \quad (55)$$

$$\frac{dX_1}{dt} = \lambda_J j - \lambda_x X_1 + \frac{y_x \sum_f}{F_{Qcon}} Q - \frac{\sigma_x \bar{\psi}}{F_{Qcon}} Q X_1 \quad (56)$$

$$\frac{dX_2}{dt} = -\lambda_x X_2 - \frac{\sigma_x \bar{\psi}}{F_{Qcon}} Q X_2 + \frac{\sigma_x}{F_{Qcon}} Q X_1 \quad (57)$$

Außerdem gilt:

$$Q_{AB} = c_{pk} \dot{m}_0 \gamma \cdot \gamma^* \cdot (T_{Ag} - T_{Eg}) \quad (58)$$

$$Q_{Rest} = R_1 \cdot Q_0 \cdot \left\{ (t - t_{aR})^{-R_4} - \left[t_3 + (t - t_{aR}) \right]^{-R_5} \right\} \quad (59)$$

2.4 Berechnung der Anfangswerte und der Wärmetransportkoeffizienten

Für die Lösung der Differentialgleichungen in 2.3 werden noch die Anfangswerte und die Wärmetransportkoeffizienten benötigt. Der Anfangszustand ist der stationäre Zustand; bei Jod und Xenon kann eine Ausnahme gemacht werden: Da sich diese im Vergleich zu den übrigen Größen sehr langsam ändern, können für sie wahlweise auch instationäre Anfangswerte vorgegeben werden.

Die Anfangskonzentrationen der Mutterkerne der verzögerten Neutronen werden durch Lösung von (43) für den stationären Zustand bei gegebenen λ_{ck} , β_k und l gewonnen; analog die Anfangswerte der Jod- und Xenonkonzentrationen, außer wenn instationäre Anfangswerte vorgegeben sind.

Da die Wärmeleitfähigkeit der Brennstoff- und Blindkugeln nur wenig von der Temperatur abhängt, wird sie im Programm als Ortsfunktion, unabhängig von der Zeit, behandelt. Aus ihr und der Reaktorgeometrie werden die stationären Schalentemperaturen der Brennstoffkugeln T_{ij0} jeder Kugelsorte j und die Mitteltemperaturen der 2 Zonen der Blindkugeln T_{Bo} und T_{OB0} berechnet. Daraus werden die Wärmetransportkoeffizienten $a_{i,i+1;j}$ für $i = 1$ bis 5, a_{6Fj} und a_{OB} berechnet, die nach dem obengesagten ebenfalls zeitlich konstant sind.

Die Koeffizienten a_{Fgj} und a_B für die Wärmeabgabe an das Gas können nicht zeitlich konstant angesetzt werden, weil die

Wärmeübergangszahl Kugeloberfläche-Gas von mehreren Größen - besonders vom Kühlgasstrom - abhängt.

Für ihre laufende Berechnung dienen die Beziehungen (60) bis (70).

Bei vorgegebener Leistung Q_o , Gaseintrittstemperatur T_{Ego} und Gasaustrittstemperatur T_{Ago} folgt aus (58) und (49):

$$\dot{m}_o = \frac{Q_o}{c_{pk}(T_{Ago} - T_{Ego}) \gamma^*} \quad [\text{g/sec}]$$

$$T_{go} = \alpha_{Mi} T_{Ego} + \beta_{Mi} T_{Ag} \quad [^{\circ}\text{C}]$$

Für die Berechnung der Wärmeübergangszahl α werden die Wärmeleitfähigkeit, die Zähigkeit, die spezifische Wärme und die Dichte des Kühlgases benötigt.

Das Kühlgas kann sich zusammensetzen aus einem Gemisch von zwei Gasen (z.B. Helium und Wasserdampf).

Die Leitfähigkeit und die dynamische Zähigkeit werden für beide Gase einzeln beim Gesamtdruck p und der Temperatur T_g nach den Beziehungen

$$\lambda_{ki} = \lambda_{koi} \cdot (1 + a_{\lambda i} \cdot p) \cdot \left(\frac{T_g + T_{Abs}}{T_{Abs}}\right)^{s_{\lambda i}} \cdot (1 - b_{\lambda i} \cdot p) \quad \left[\frac{\text{cal}}{\text{cmsecgrd}}\right] \quad (60)$$

$$\eta_{ki} = \eta_{koi} \cdot \left(\frac{T_g + T_{Abs}}{T_{Abs}}\right)^{s_{\eta i}} \quad \left[\frac{\text{g}}{\text{cmsec}}\right] \quad (61)$$

gerechnet, nach den Vorschriften [4]

$$\lambda_k = 0,5 \left[y_1 \cdot \lambda_{k1} + y_2 \cdot \lambda_{k2} + \frac{1}{\frac{y_1}{\lambda_{k1}} + \frac{y_2}{\lambda_{k2}}} \right] \quad (62)$$

$$\eta_k = \frac{\eta_{k1} y_1 \cdot \sqrt{M_1} + \eta_{k2} \cdot y_2 \cdot \sqrt{M_2}}{y_1 \cdot \sqrt{M_1} + y_2 \cdot \sqrt{M_2}} \quad (63)$$

gemittelt. Hierin bedeutet M_i das Molekulargewicht und y_i das Massenverhältnis des Gases i ($y_1 + y_2 = 1$). λ_{koi} , $a_{\lambda i}$, $s_{\lambda i}$, $b_{\lambda i}$, η_{koi} und $s_{\eta i}$ sind vorgegebene Konstanten.

Die spezifische Wärme c_{pk} wird aus den vorgegebenen spezifischen Wärmen der Einzelgase (c_{pk1} und c_{pk2}) gemittelt.

Die Dichte ρ_k wird beim jeweiligen Druck p , sowie der Temperatur und der Konzentration k_{c2} des Gases 2 aus

$$\rho_k = [\rho_{ko1}(1-k_{c2}) + \rho_{ko2} \cdot k_{c2}] \cdot \frac{p}{p_0} \cdot \frac{T_{go} + T_{Abs}}{T_g + T_{Abs}} \quad (64)$$

berechnet. Dazu wird ρ_{ko2} vorgegeben und ρ_{ko1} aus der Beziehung

$$\rho_{ko1} = \frac{p_0}{R_{k1} \cdot (T_{go} + T_{Abs})} \quad (65)$$

bestimmt. Man wählt daher als Gas 1 dasjenige, das dem idealen Gas am nächsten kommt.

Nach [2] gilt für die Wärmeübergangszahl:

$$\alpha = 0,68 \rho_k v c_{pk} (Re')^{-0,3} Pr^{-0,66} \quad (66)$$

Gültigkeitsbereich: $10^2 < Re' < 8 \cdot 10^4$

Mit

$$\dot{m} = F_c \cdot v \cdot \rho_k \quad (67)$$

erhält man:

$$\alpha = 0,68 \frac{\dot{m}}{F_c} c_{pk} (Re')^{-0,3} Pr^{-0,66} \quad [\text{cal/cm}^2 \text{sec grad}] \quad (68)$$

Hierin bedeutet:

$$Re' = \frac{\dot{m} \cdot 2r_6}{F_c (1-\epsilon) \eta_k} \quad (69)$$

$$Pr = \frac{\eta_k \cdot c_{pk}}{\lambda_k} \quad (70)$$

Mit (14) läßt sich die in 1 Brennelement bis zum Radius r_i erzeugte mittlere stationäre Leistung schreiben:

$$\bar{Q}_{asijo} = \frac{1}{\gamma_{N_j}^*} \cdot \sum_1^i Q_{kj} \quad [\text{cal/sec}] \quad (71)$$

Die mittleren Leistungen je Brennstoff- und Blindkugel sind folglich:

$$\bar{Q}_{as6jo} = \frac{1}{\gamma_{N_j}^*} \cdot \sum_1^6 Q_{kj} \quad [\text{cal/sec}] \quad (72)$$

und

$$\bar{Q}_{Bo} = \frac{1}{\gamma_{n_{Bl}}^*} \cdot \frac{M_B}{M_{ges}} \cdot E_v Q_o \quad [\text{cal/sec}] \quad (73)$$

Damit ergeben sich folgende Oberflächentemperaturen:

$$T_{as6jo} = T_{go} + \frac{\bar{Q}_{as6jo}}{4\pi r_6^2 \cdot \alpha_o} \quad [^{\circ}\text{C}] \quad (74)$$

$$T_{OOBo} = T_{go} + \frac{\bar{Q}_{Bo}}{4\pi r_B^2 \cdot \alpha_o} \quad [^{\circ}\text{C}] \quad (75)$$

Der Temperaturverlauf $\vartheta = f(r)$ in einer Schale j ($j \geq 2$) kann mit folgendem Ansatz berechnet werden:

$$\bar{Q}_{as(i-1)jo} + \frac{Q_{ij}}{\gamma^*_{N_j}} \cdot \frac{r^3_{i-1}}{r_i^3 - r_{i-1}^3} = - 4\pi\lambda_{ij}r^2 \frac{d\vartheta}{dr} \quad (76)$$

Die Lösung von (76) lautet:

$$\begin{aligned} \vartheta = T_{asijo} + \frac{1}{4\pi\lambda_{ij}} \cdot \left\{ \left[\bar{Q}_{as(i-1)jo} - \frac{Q_{ij}}{\gamma^*_{N_j}} \cdot \frac{r_{i-1}^3}{r_i^3 - r_{i-1}^3} \right] \right. \\ \left. \cdot \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_i} \right) - \frac{Q_{ij}}{\gamma^*_{N_j}} \cdot \frac{r^2 - r_i^2}{2(r_i^3 - r_{i-1}^3)} \right\} \quad (77) \end{aligned}$$

Gleichung (77) über die **Schale i** gemittelt ergibt mit

$$T_{ijo} = \frac{3}{r_i^3 - r_{i-1}^3} \cdot \int_{r_{i-1}}^{r_i} \vartheta \cdot r^2 dr \quad (78)$$

$$\begin{aligned} T_{ijo} = T_{asijo} + \frac{1}{4\pi\lambda_{ij}} \cdot \left\{ \left[\bar{Q}_{as(i-1)jo} - \frac{Q_{ij}}{\gamma^*_{N_j}} \cdot \frac{r_{i-1}^3}{r_i^3 - r_{i-1}^3} \right] \right. \\ \left. \cdot \left(\frac{3}{2} \frac{r_i^2 - r_{i-1}^2}{r_i^3 - r_{i-1}^3} - \frac{1}{r_i} \right) + \frac{Q_{ij}}{2\gamma^*_{N_j} \cdot (r_i^3 - r_{i-1}^3)} \cdot \left(r_i^2 - \frac{3}{5} \frac{r_i^5 - r_{i-1}^5}{r_i^3 - r_{i-1}^3} \right) \right\} \quad (79) \end{aligned}$$

Gleichung (77) mit $r = r_{i-1}$ liefert für ϑ die Temperatur an der inneren Oberfläche der Schale i , d.h. $T_{as(i-1)jo}$. Wiederholte Anwendung der Gleichung (77) für $r = r_{i-1}$ und der Gleichung (79) liefert mit (71) und (14) von außen nach innen alle mittleren Schalentemperaturen jeder Kugelsorte. Für $i = 1$ sind dabei alle mit $i-1$ indizierten Größen Null zu setzen, so daß (79) für den Kern der Brennstoffkugeln

übergeht in

$$T_{1jo} = T_{as1jo} + \frac{1}{4\pi\lambda_{1j}} \cdot \frac{Q_{1j}}{\delta_{Nj}^*} \cdot \frac{1}{5r_1} \quad (80)$$

Gleichung (79) mit den entsprechenden Daten der Blindkugeln läßt sich auf die äußere Zone der Blindkugeln anwenden. Wegen der volumengleichen Aufteilung und der Konstanz der Leistungsdichte verschwindet dabei der Ausdruck in der eckigen Klammer. Es bleibt

$$T_{OBo} = T_{OOBo} + \frac{\bar{Q}_{Bo}}{\pi\lambda_{Gr}r_B} \cdot 0,0222 \quad (81)$$

Analog läßt sich (80) auf die Mitteltemperatur aus beiden Zonen anwenden und danach mit (81) unmittelbar die Mitteltemperatur des Blindkugelkerns bestimmen:

$$T_{Bo} = T_{OOBo} + \frac{\bar{Q}_{Bo}}{\pi\lambda_{Gr}r_B} \cdot 0,0778 \quad (82)$$

2.5 Numerisches Lösungsverfahren

Das System der dynamischen Gleichungen von 2.3 läßt sich auf folgende Form bringen:

$$\frac{dF_k}{dt} + \varphi_k \cdot F_k = \psi_k \quad , \quad k = 1, \dots, n \quad (83)$$

wobei n die Anzahl der Differentialgleichungen ist. Im allgemeinen hängen die Koeffizienten φ_k und die Störglieder ψ_k von der Zeit t und den übrigen $F_j(t)$ außer $j = k$ ab. Wenn

das Lösungssystem $F_k(t_i)$ von (83) zur Zeit t_i bekannt ist, lassen sich die $\varphi_k(t_i)$ und $\psi_k(t_i)$ exakt bestimmen. Das Gleichungssystem (83) wird daher mit

$$\varphi_{ki} = \varphi_k(t_i) \quad (84)$$

$$\psi_{ki} = \psi_k(t_i) \quad (85)$$

und

$$\chi_k(t) = \psi_{ki} + [(\psi_k(t) - \psi_{ki}) - (\varphi_k(t) - \varphi_{ki}) \cdot F_k(t)] \quad (86)$$

wie folgt geschrieben:

$$\frac{dF_k}{dt} + \varphi_{ki} \cdot F_k = \chi_k(t) \quad (87)$$

Für eine genügend kleines Zeitintervall läßt sich der Ausdruck in der eckigen Klammer von (86) proportional $(t-t_i)$ auffassen und damit (87) formal exakt lösen. Da diese Lösung nach Einsetzen von (86) selbst das F_k enthält, ist damit erst eine implizite Darstellung von F_k gewonnen. Die Auflösung dieser impliziten Darstellung führt mit (86) auf

$$F_k = \frac{\psi_k - (\psi_k - \psi_{ki}) \frac{1 - e^{-\varphi_{ki}(t-t_i)}}{\varphi_{ki}(t-t_i)} + (\varphi_{ki} F_{ki} - \psi_{ki}) e^{-\varphi_{ki}(t-t_i)}}{\varphi_k - (\varphi_k - \varphi_{ki}) \cdot \frac{1 - e^{-\varphi_{ki}(t-t_i)}}{\varphi_{ki}(t-t_i)}} \quad (88)$$

was sich für $\varphi_k(t) = \varphi_{ki} = \varphi_k$ (z.B. bei den verzögerten Neutronen) vereinfacht zu

$$F_k = \frac{1}{\varphi_k} \cdot \left\{ \psi_k - (\psi_k - \psi_{ki}) \cdot \frac{1 - e^{-\varphi_k \cdot (t-t_i)}}{\varphi_k \cdot (t-t_i)} + (\varphi_k \cdot F_{ki} - \psi_{ki}) \cdot e^{-\varphi_k \cdot (t-t_i)} \right\} \quad (89)$$

Ausgehend von Schätzwerten für die F_k werden die Gleichungen (88) und (89) für aneinander gereihte Zeitintervalle iterativ gelöst.

Wahl der Schrittweite

Untersuchungen haben ergeben, daß in den seltensten Fällen kleinere Schrittweiten als 0,1 sec benötigt werden. Daher wird das 1. Zeitintervall mit

$$\Delta t = t - t_i = 0,1 \text{ sec} \quad (90)$$

angesetzt.

Der Endwert jedes Intervalls (Grobrechnung) wird durch Wiederholung der Rechnung mit 2 mal der halben Schrittweite (Feinrechnung) überprüft.

Der Betrag der Abweichung sei δQ . Als Normalabweichung wird

$$\delta Q_{\text{norm}} = \frac{Q_i}{1000} \cdot S \quad (91)$$

angesetzt, wobei Q_i die Leistung am Intervallanfang der Grobrechnung bedeutet, und S ein Maß für die gewünschte Genauigkeit ist.

Da δQ ungefähr proportional $(t-t_i)^3$ ist, wird als neue Schrittweite angesetzt:

$$\Delta t_{\text{neu}} = \Delta t_{\text{alt}} \cdot \left(\frac{\delta Q_{\text{norm}}}{\delta Q} \right)^{1/3} \quad (92)$$

Eine zu (92) ähnliche Beziehung dient zur Ermittlung eines Δt_{neu} aufgrund der Abweichungen in den Temperaturänderungen der Schalen 1 und 6 aller Kugelsorten. Das kleinere der beiden wird für die weitere Rechnung benützt.

Wenn entweder $\delta Q > 1,5 \delta Q_{\text{norm}}$ oder für eine Kugelsorte j

δT_{1j} oder δT_{6j} größer als $1,5^\circ\text{C}$ ist, wird die Rechnung vom Beginn des alten Intervalls an mit der neuen Schrittweite wiederholt. Andernfalls wird das nächste Zeitintervall mit der neuen Schrittweite gerechnet.

Sobald $Q_T = Q_{\text{Rest}}$ ist, wird die Prüfung mit Q_{AB} und X_1 statt mit Q durchgeführt.

Entgegen Gleichung (92) wird jedoch in keinem Falle die Schrittweite zwischen 2 Zeitintervallen auf mehr als das 1,5-fache erhöht.

2.6. Simulation von Regelvorgängen

Soll der Reaktor geregelt werden, so sind die Regelbedingungen für die Größen, an denen äußere Eingriffe möglich sind (δk , T_{Eg} , γ) in das zu lösende Gleichungssystem einzubeziehen.

Dazu werden Sollwerte und Regelkonstanten vorgegeben. Zur Zeit können folgende Regelungen simuliert werden:

Abgegebene thermische Leistung durch Massenstrom, "Integrale Regelung":

$$\frac{dm}{dt} = K_\gamma \cdot (Q_{\text{Absoll}} - Q_{\text{AB}}) \quad (93)$$

oder mit (58):

$$\frac{dT}{dt} + K_\gamma \gamma^* c_{pk} \cdot (T_{\text{Ag}} - T_{\text{Eg}}) \cdot \gamma = \frac{K_\gamma}{m_0} \cdot Q_{\text{Absoll}} \quad (94)$$

Gasaustrittstemperatur durch die aufgeprägte Reaktivität δk , "PI-Regelung":

$$\frac{d}{dt} \delta k = K_I \cdot (T_{\text{Agsoll}} - T_{\text{Ag}}) + K_P \cdot \frac{d}{dt} (T_{\text{Agsoll}} - T_{\text{Ag}}) \quad , \quad (95a)$$

oder über das Zeitintervall $(t-t_i)$ integriert, wobei der Index i die Werte am Intervallanfang kennzeichnet:

$$\delta k = \delta k_i + K_I \cdot \int_{t_i}^t [T_{\text{Agsoll}}(t') - T_{\text{Ag}}(t')] dt' + K_P \cdot [(T_{\text{Agsoll}} - T_{\text{Ag}}) - (T_{\text{Agsolli}} - T_{\text{Agi}})] \quad (95b)$$

Gleichung (95b) hat zwar nicht die Form (88), doch kann unter den Voraussetzungen der Gleichung (88) der Integrand in (95b) durch den Ausdruck

$$\frac{1}{2} \cdot [(T_{\text{Agsoll}} - T_{\text{Ag}}) + (T_{\text{Agsolli}} - T_{\text{Agi}})]$$

ersetzt werden. Hierin enthält die erste runde Klammer die Werte am Intervallende. Damit läßt sich Gleichung (95b) in das Iterationsverfahren einbeziehen.

Ferner ist die Simulation einer integralen Regelung der Gasaustrittstemperatur durch die Gaseintrittstemperatur im Programm vorgesehen:

$$\frac{dT_{\text{Eg}}}{dt} = K_T (T_{\text{Ag}} - T_{\text{Agsoll}}) \quad (96a)$$

oder mit (24):

$$\frac{dT_{\text{Eg}}}{dt} + K_T \cdot \frac{\alpha_{\text{Mi}}}{\beta_{\text{Mi}}} \cdot T_{\text{Eg}} = K_T \cdot \left(\frac{1}{\beta_{\text{Mi}}} \cdot T_g - T_{\text{Agsoll}} \right) \quad (96b)$$

2.7. Berechnung der maximalen Temperaturen

Entsprechend dem nulldimensionalen Reaktormodell setzt das Programm die Erhaltung des Profils der erzeugten und der abgegebenen Leistung voraus, d.h. die Gültigkeit der Gl. (21) bis (24) für den instationären Fall.

Der darin enthaltene Widerspruch wird am Ende des Abschnittes 2.7 diskutiert.

Für die Berechnung der maximalen Temperaturen wird (24) nur in der speziellen Form (23) verwendet.

Die Integration von (22) über die Corehöhe ergibt mit (21) und (58) bei Berücksichtigung eines radialen Formfaktors A_R

$$T_g^*(z, t) = T_{Eg} + \frac{T_{Ag}(t) - T_{Eg}}{2} \cdot \left[1 - \frac{\cos\left(\frac{z + \frac{1}{2}\delta a}{H + \delta a} \pi\right)}{\cos\left(\frac{\frac{1}{2}\delta a}{H + \delta a} \pi\right)} \right] \cdot A_R \quad (97)$$

mit

$$A_R = \frac{T_{Agmax} - T_{Eg}}{T_{Ago} - T_{Eg}}$$

Während $T_g(z, t)$ die mittlere Gastemperatur in der Höhe z bedeutet, stellt $T_g^*(z, t)$ die maximale Gastemperatur an dieser Stelle dar.

Aus der Gültigkeit von (21) und (22) für den instationären Fall folgt bei konstanter Gaseintrittstemperatur T_{Eg} die Erhaltung aller Temperaturprofile:

$$\frac{T_{ij}(z, t) - T_g^*(z, t)}{T_{ij}(t) - T_g(t)} = \frac{\pi}{2\left(1 + \frac{\delta a}{H}\right)} \cdot \frac{\sin\left(\frac{z + \frac{1}{2}\delta a}{H + \delta a} \pi\right)}{\cos\left(\frac{\frac{1}{2}\delta a}{H + \delta a} \pi\right)} \cdot A_{Lj}, \quad i=1, \dots, 7 \quad (98)$$

mit

$$A_{Lj} = A_{1j} \cdot A_2$$

$$A_{1j} = \frac{\text{makroskopischer Wirkungsquerschnitt einer frischen Kugel}}{\text{makroskopischer Wirkungsquerschnitt der Kugeln der Kugelsorte j}}$$

$$A_2 = \frac{\text{maximaler radialer (axial gemittelt) Flu\ss}}{\text{radial und axial gemittelter Flu\ss}}$$

(98) mit (97) kombiniert ergibt:

$$T_{ij}(z,t) = \left\{ T_g(t) - \frac{T_{Ag}(t) - T_{Eg}}{2} \cdot \frac{\cos\left(\frac{z + \frac{1}{2} \delta_a \pi}{H + \delta_a}\right)}{\cos\left(\frac{\frac{1}{2} \cdot \delta_a \pi}{H + \delta_a}\right)} \right\} \cdot A_R - (A_R - 1) \cdot T_{Eg} + \left[T_{ij}(t) - T_g(t) \right] \cdot \frac{\pi}{2(1 + \frac{\delta_a}{H})} \cdot \frac{\sin\left(\frac{z + \frac{1}{2} \delta_a \pi}{H + \delta_a}\right)}{\cos\left(\frac{\frac{1}{2} \cdot \delta_a \pi}{H + \delta_a}\right)} \cdot A_{Lj} \quad (99)$$

$T_{ij}(z,t)$ hat sein Maximum an der Stelle $h_{ij}(t)$, die gegeben ist durch:

$$\operatorname{tg} \left(\frac{h_{ij}(t) + \frac{1}{2} \delta_a \pi}{H + \delta_a} \right) = - \frac{\pi}{1 + \frac{\delta_a}{H}} \cdot \frac{T_{ij}(t) - T_g(t)}{T_{Ag}(t) - T_{Eg}} \cdot \frac{A_{Lj}}{A_R} \quad (100)$$

Zur Abschätzung des Fehlers, der durch die Annahme der Erhaltung der Temperaturprofile verursacht wird, soll der heißere Teil des Reaktors im Fall eines Anstieges der mittleren Temperaturen betrachtet werden.

Die dortigen Brennelemente nehmen eine zusätzliche Wärmemenge auf, um auf ein höheres Temperaturniveau als die übrigen Brennelemente zu kommen, was zu einer Verzerrung der Temperaturprofile führt. Gleichung (98) überschätzt daher das Temperaturgefälle zwischen den Schalen der Brennelemente und dem Gas; ebenso überschätzt Gleichung (97) den Anstieg der örtlichen Gastemperatur.

Beide Effekte führen zu einer pessimistischen Abschätzung der Temperaturen in der Nähe des heißen Endes des Reaktors. Da die maximale Oberflächentemperatur stets ziemlich dicht am Gasaustritt liegt, wird daher auch sie pessimistisch sein. Von der maximalen Kerntemperatur läßt sich nicht ganz einfach sagen, ob auch sie in dem Bereich liegt, in dem die erwähnte zusätzliche Wärmemenge zu niedrig angesetzt ist, doch läßt sich abschätzen, daß dort der Fehler nicht groß ist. Bei Massenstromabsenkung ist sie pessimistisch.

3. Programm-Aufbau

Das Hauptprogramm DYN verwaltet die Unterprogramme

DYINP, DYPRI, DYSTA, DYANF, DYTEM, DYOUT, DYNEW, DYNAM,
DYCON, DYRES, DYPRO, DYDIE, DYPHA.

Das in Abbildung 1 dargestellte Blockdiagramm enthält nur die zum Verständnis notwendigen Schritte. Alle oben aufgezählten Unterprogramme waren früher und sind in der Langzeitversion DYNLA jetzt noch Bestandteil des Hauptprogrammes.

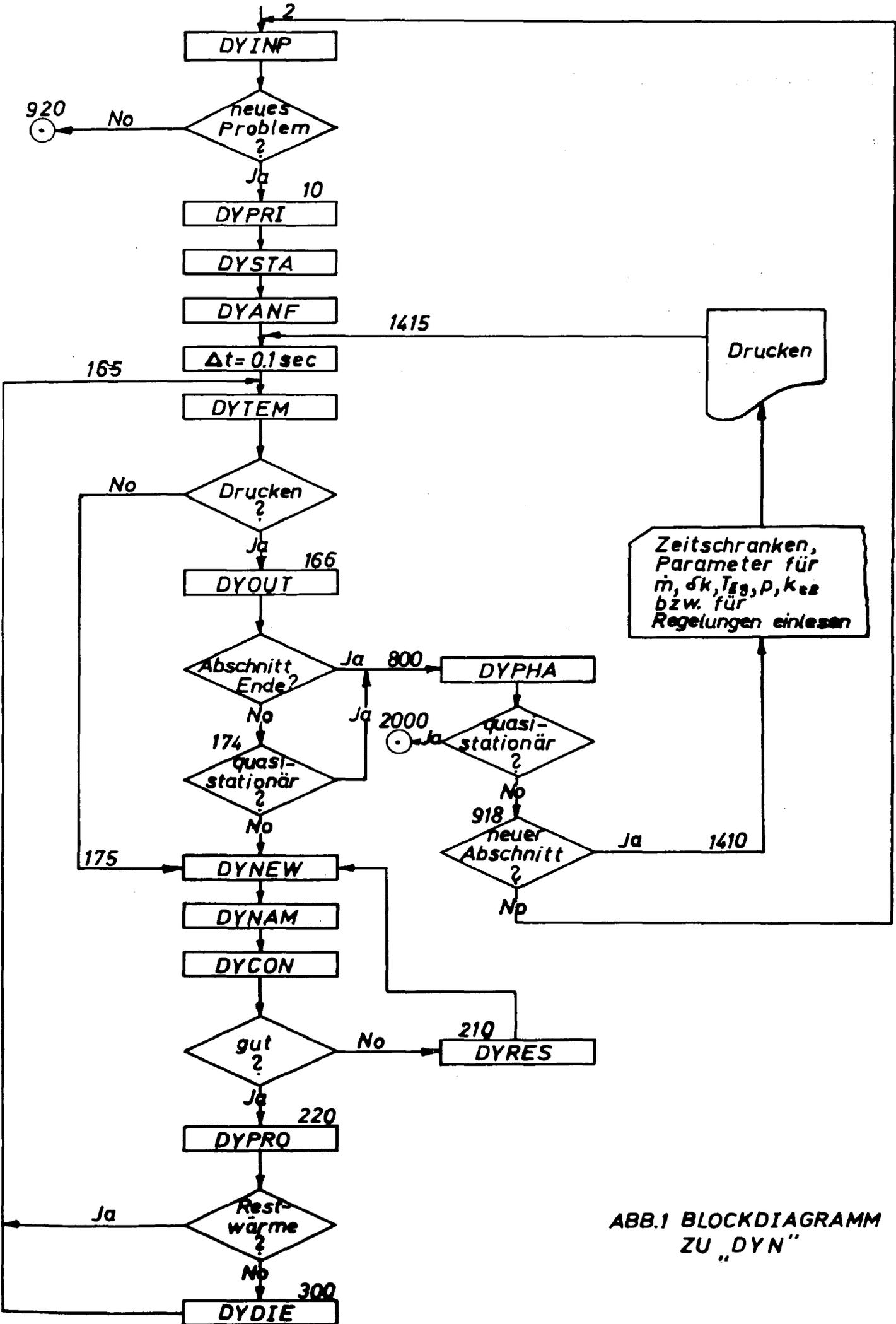


ABB.1 BLOCKDIAGRAMM
ZU "DYN"

Ihre Kurzbeschreibung folgt weiter unten.

Bemerkungen zu den Verzweigungen:

"neues Problem?"

Die 1. Karte jedes Rechenbeispiels enthält u.a. die gewünschte Anzahl der Iterationen bei der Lösung der Differentialgleichungen. Die Lösung mit den vorausgeschätzten (extrapolierten) Werten gilt dabei als 1. Iteration. Null Iterationen bedeutet das Ende der Rechnung.

"Drucken?"

Ferner enthält die 1. Karte jedes Beispiels eine ganze Zahl k , die besagt, daß außer den Anfangswerten die Ergebnisse am Ende jedes k -ten Zeitintervalls in die Ausgabetabellen eingehen. Jede durch die Eingabe gekennzeichnete Zeitschranke ($t_{L\gamma}$) wird in der Zählung als neuer Anfang behandelt.

"Abschnittende?"

Mit den jeweils gespeicherten Parametern für das Massenstromverhältnis, die aufgeprägte Reaktivität, die Gaseintrittstemperatur, den Druck und die Wasserdampfkonzentration rechnet das Programm bis zur letzten Zeitschranke. Dann wird "Abschnittende" festgestellt.

"neuer Abschnitt?"

Die Eingabekarte mit den Zeitschranken enthält eine Angabe, ob die Rechnung mit neuen Zeitschranken und Parametern in einem neuen Zeitabschnitt fortgesetzt werden soll. Durch fortlaufende Aneinanderreihung von Abschnitten kann

somit ein weitgehend beliebiges Reaktorverfahren simuliert werden.

"quasistationär?"

Wenn sich nach einer Störung innerhalb einer in der 1. Karte vorgegebenen Toleranz wieder ein stationäres Temperaturprofil in den Kugeln eingestellt hat, wird das Kriterium "quasistationär" gesetzt. Dieses Kriterium dient zur automatischen Begrenzung der Rechenzeit in Fällen, in denen schwer vorauszusehen ist, wann sich annähernd ein neuer Gleichgewichtszustand einstellen wird.

"gut?"

Siehe Unterprogramm DYCON.

"Restwärme?"

Das Kriterium "Restwärme" besagt, daß im soeben behandelten Zeitintervall die Spaltleistung null gesetzt war, und die Temperaturen mit der Restwärme berechnet wurden.

Eine Rückkehr zur Spaltleistung kann nicht simuliert werden.

Kurzbeschreibung der Unterprogramme.

DYINP (DYn - INPut)

Der vollständige Datensatz für ein Problem wird eingelesen und teilweise für die interne Verarbeitung umgerechnet.

DYPRI (DYn - PRInt)

Der vollständige Datensatz für ein Problem wird gedruckt.

DYSTA (DYn - STationär)

Aus den Eingabedaten wird der stationäre Anfangszustand des Cores berechnet. Ferner werden die in den Dynamikgleichungen auftretenden konstanten Koeffizienten und Faktoren bestimmt.

DYANF (DYn - ANFang)

Die für die folgenden Zeitintervalle als Anfangswerte übernommenen Endwerte des jeweils vorhergehenden Intervalls werden für den 1. Zeitschritt gesondert berechnet bzw. umgespeichert. Unterprogramme: DYSTO, GAMMU, DELTK, TEING.

DYTEM (DYn - TEMperaturkoeffizienten)

Die Temperaturkoeffizienten T_{ij} für jede Schale und Kugelsorte werden als Funktionen der mittleren Brennstofftemperatur T_{Brj} der betreffenden Kugelsorte und der mittleren Moderatortemperatur T_M berechnet.

Ferner wird die über die Stückzahlen N_j gemittelte Brennstofftemperatur bestimmt.

DYOUT (DYn OUTput)

Die Tabellenwerte für den Anfang des laufenden Zeitintervalls werden gedruckt bzw. reserviert. Bei Abschluß einer Seite werden die reservierten Werte gedruckt. Ferner werden die maximalen Temperaturen im Kern und an der Oberfläche der heißesten Kugelsorte und die maximale Gasaustrittstemperatur bestimmt.

DYNEW (DYn NEW loop)

Bei der Kontrollrechnung mit zweimal der halben Schrittweite werden im zweiten Teilintervall als

Anfangswerte die Werte der Intervallmitte benötigt. Da im Fall einer Wiederholung die Werte am Intervallanfang erhalten bleiben müssen, werden sie vor der Rechnung umgespeichert.

DYNAM (DYNAMik)

Vom Unterprogramm DYNAM aus wird die Behandlung eines Zeitintervalls als ganzes und in zwei Teilschritten veranlaßt. Dazu werden die vor den Iterationen benötigten geschätzten Endwerte des Intervalls bzw. Teilintervalls für jede Größe erstellt. Nach jeder Rechnung werden für die folgenden Vorausschätzungen die Sehnenneigungen einzelner Kurven berechnet.

Unterprogramm: DYCAL

DYCON (DYn CONTrol)

Durch Vergleich der Endwerte aus der Berechnung des soeben behandelten Intervalls als ganzes und als zwei Teilintervalle wird die Größe des nächsten Zeitschrittes bestimmt. Ferner wird eine Beurteilung der Rechnung als "gut" oder "schlecht" geliefert.

DYRES (DYn RESet)

Vor der Wiederholung der als "schlecht" beurteilten Behandlung des Zeitintervalls werden als Tangentenneigungen für die Vorausschätzungen wieder die reservierten Sehnenneigungen des 2. Teilintervalls des vorhergehenden Zeitintervalls eingesetzt, d.h. abgeholt..

DYPRO (DYn PROceed)

Die Werte der einzelnen Größen am Intervallende

werden als Anfangswerte für das nächste Zeitintervall weitergegeben, und die Sehnenneigungen des 2. Teilintervalls werden als Tangentenneigungen für die Vorausschätzung im nächsten Zeitintervall reserviert.

Ferner wird dafür gesorgt, daß jede durch die Eingabe gekennzeichnete Zeitschranke mit einer Intervallgrenze zusammenfällt, und die zugehörigen Tabellenwerte ausgedruckt werden.

DYDIE (DYn DIE)

In DYDIE wird entschieden, ob weiterhin mit der Spaltleistung gerechnet werden oder ein Übergang auf die Restwärme erfolgen soll.

DYPHA (DYn PHAse)

Die reservierten Tabellenwerte werden ausgedruckt.

Unterprogramme zweiter und weiterer Stufen.

Im folgenden werden kurz die Unterprogramme beschrieben, die nicht im Hauptprogramm sondern in anderen Unterprogrammen aufgerufen werden.

DYSTO (DYn STOerfall)

Ein Korrekturfaktor zu der als Funktion des Massenstroms berechneten Wärmeübergangszahl von Kugeloberfläche zu Gas wird berechnet. Er berücksichtigt die mittlere Gastemperatur, den augenblicklichen Druck und - bei einem Störfall "Wassereinbruch" - das Mischungsverhältnis.

Unterprogramme: CO, DRUCK

Aufruf in DYCAL (siehe unten), DYANF.

DYCAL (DYnamic CALculations)

Für jede Differentialgleichung werden die variablen Koeffizienten berechnet und die Unterprogramme zur Lösung der Differentialgleichungen aufgerufen.

Unterprogramme: DYSTO (siehe oben), GAMMU, DELTK, TEING, FU, FUC.

Aufruf in DYNAM.

Die folgenden 5 Unterprogramme berechnen p , k_{c2} , δk , T_{Eg} und γ als Funktion der Zeit. y steht hier für eine beliebige dieser Funktionen.

Standardformel:

$$y(t) = P_1 + \frac{P_2 - P_1}{P_3} \cdot (t - t_0) + P_6 \cdot \left\{ \sin P_5 - \sin [P_4 \cdot (t - t_0) + P_5] \right\} \quad (101)$$

für

$$t - t_0 \leq P_3 ; \text{ dann } y(t) = y(P_3 + t_0)$$

Es bedeuten:

t_0 Zeit zu Beginn des Abschnittes

P_1, \dots, P_6 einzulesender Parameter

Weitere Funktionen in der Eingabebeschreibung.

DRUCK

Aus Eingabeparametern wird der (augenblickliche) Druck des Kühlgases berechnet.

Aufruf in DYSTO.

CO (COncentration)

In einem Störfall "Wassereinbruch" wird die Konzentration des Wasserdampfes in Mol H_2O pro Mol Gemisch aus Eingabeparametern bestimmt.

Aufruf in DYSTO.

DELTK (DELTA K)

Die aufgeprägte Reaktivität δk wird über Eingabeparameter entweder direkt als Funktion der Zeit oder aus der Regelabweichung der Gasaustrittstemperatur bestimmt. Ferner kann das Fahren der Stäbe mit Anhalten und Weiterfahren bei Überschreiten bestimmter Grenzen für die Reaktorperiode simuliert werden. Siehe Eingabebeschreibung.

Aufrufe in DYANF, DYCAL.

TEING (Temperatur EINtritt Gas)

Die Gaseintrittstemperatur wird über Eingabeparameter entweder direkt als Funktion der Zeit oder aus der Regelabweichung der Gasaustrittstemperatur bestimmt. Siehe auch Eingabebeschreibung.

Unterprogramm: FUC

Aufrufe in DYANF, DYCAL

GAMMU (GAMMA Unterprogramm) ⁺⁾

Das Massenstromverhältnis γ zum Anfangswert des Massenstroms wird entweder direkt als Funktion der Zeit oder aus der Regelabweichung der abgegebenen Leistung berechnet. Siehe Eingabebeschreibung.

Unterprogramm: FU

Aufrufe in DYANF, DYCAL .

FU (FUunction)

Dieses Unterprogramm löst die Differentialgleichung des Typs

$$\frac{dF}{dt} + \varphi(t) \cdot F = \psi(t)$$

für das laufende Zeitintervall bei gegebenem Anfangswert. Vergleiche hierzu 2.5 .

⁺⁾ In DYNLA heißt dieses Unterprogramm GAMMA.

Aufrufe in DYCAL, GAMMU

FUC (FUnction, Constant φ)

macht dasselbe wie FU bei konstantem Koeffizienten φ .

Aufrufe in DYCAL, TEING.

4. DYNLA (Langzeitversion)

Die Langzeitversion DYNLA rechnet abweichend von DYN stets nur mit einer Sorte von Brennstoffkugeln, berechnet ferner keine Maximaltemperatur, berücksichtigt dafür aber die Rückwirkung des Sm^{149} auf die Reaktivität.

Die Differentialgleichungen für Pm^{149} und Sm^{149} wurden wie in [3] angesetzt:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial Pm^{149}}{\partial t} = & \gamma_{Pm^{149}} \cdot \sum_f \phi - \lambda_{Pm^{149}} \cdot Pm^{149} + \sigma_{Pm^{148M}} \cdot Pm^{148M}(0) \cdot \phi + \\ & \sigma_{Pm^{148}} \cdot Pm^{148}(0) \cdot \phi \end{aligned} \right\} (102)$$

$$\frac{\partial Sm^{149}}{\partial t} = \lambda_{Pm^{149}} \cdot Pm^{149} - \sigma_{Sm^{149}} \cdot Sm^{149} \phi + \sigma_{Sm^{148}} \cdot Sm^{148}(0) \cdot \phi \quad (103)$$

Mit dem Separationsansatz

$$\left. \begin{aligned} \phi &= \psi(r) \cdot \varphi(t) \\ Pm^{149} &= \psi(r) \cdot Pm^1(t) \\ Sm^{149} &= \psi(r) \cdot Sm^1(t) \end{aligned} \right\} \text{ und } \varphi(t) = \frac{Q(t)}{F_{Qcon}} \quad (104)$$

erhält man:

$$\frac{dPm^1}{dt} = \gamma_{Pm^{149}} \cdot \frac{\Sigma_f}{F_{Qcon}} Q - \lambda_{Pm^{149}} \cdot Pm^1 + \frac{\sigma_{Pm^{148M}} \cdot Pm^{148M}(0) + \sigma_{Pm^{148}} \cdot Pm^{148}(0)}{F_{Qcon}} Q \quad (105)$$

$$\frac{dSm^1}{dt} = \lambda_{Pm^{149}} \cdot Pm^1 - \frac{\sigma_{Sm^{149}}}{F_{Qcon}} \bar{\psi} Q \cdot Sm^1 + \frac{\sigma_{Sm^{148}} \cdot Sm^{148}(0)}{F_{Qcon}} Q \quad (106)$$

Analog wie beim Xenon wurde in (106) ψ durch $\bar{\psi}$ ersetzt. Für $Pm^{148M}(0)$, $Pm^{148}(0)$ und $Sm^{148}(0)$ sind natürlich ebenfalls Mittelwerte über das Core zu nehmen.

Ferner ist in DYNLA eine Möglichkeit vorgesehen, bei langsam verlaufenden Vorgängen quasistationär zu rechnen (Unterprogramm QUASI). Entsprechende Kriterien können vorgegeben werden.

5. Ein- und Ausgabe

Eingabe

Als erstes wird für jede Eingabekarte das FORTRAN IV Format angegeben.

Karte 1

6A4, I12, 2E12.5, 3I4

Alphanumerischer Kurztitel; Anzahl der Iterationen bei der Lösung der Differentialgleichungen; S der Gleichung (91); Kriterium für "quasistationär" (> 0 , meistens 0.1, wenn größer, bricht die Rechnung früher ab); Kriterium k für die Häufigkeit des Druckens; Anzahl n der Brennstoff-Kugelsorten;

Ansatznummer für die Temperaturabhängigkeit der Temperaturkoeffizienten (1 oder 2).

Abweichende Einteilung in DYNLA:

- a) Wenn das Kriterium für "quasistationär" = 0, erfolgt die Rechnung unbedingt quasistationär.
- b) Anzahl n der Brennstoffkugelsorten entfällt.

Karte 2

6E12.5

λ_{ck} , k = 1 bis 6

Karte 3

6E12.5

β_k , k = 1 bis 6

Karte 4

20I4

Anzahl der Kugelsorten, für die außer der Sorte 1 die Schalentemperaturen zu drucken sind; Liste der Nummern dieser Kugelsorten.

Bei DYNLA entfällt Karte 4.

Karte 5

6E12.5

Q_0 ; E; E_v ; l; Σ_f ; P_0

Karte 6

5E12.5, 3I4

T_{Ego} ; T_{Ago} ; α_{Mi} ; β_{Mi} ; $\frac{Q_{sollo}}{3}$; i_f ; i_{sk} ; i_{Teg}

i_{γ} ; $i_{\delta k}$; i_{Teg} sind die Fallnummern für die Unterprogramme GAMMU, DELTK, TEING - siehe Karten 7 bis 9.

Karte 7

6E12.5

Parameter P_k , $k_{\max} \leq 6$ für die Berechnung des Kühlgasstromes.

Fall 1: (Massenstromverhältnis)

Standardformel (101)

Fall 2: (Massenstromverhältnis bei Gebläseauslauf)

$$\gamma(t) = P_1 \cdot t g \left\{ P_4 \cdot (P_3 + t_0 - t) \right\} + P_2 \quad \text{für } t - t_0 \leq P_3;$$

$$\text{anschließend } \gamma(t) = \gamma(P_3 + t_0) = P_2$$

Fall 3: (Solleistung)

$\frac{Q_{\text{soll}}}{3}$ nach der Standardformel (101). Das Massenstromverhältnis wird aus der Regelbedingung (94) berechnet.

Fall 4: (Volumenstromverhältnis und Massenstromverhältnis)

Volumenstromverhältnis nach Standardformel (101), daraus γ .

Fall 4 entfällt in DYNLA.

Karte 8

6E12.5

Parameter P_k , $k = 1 \dots 6$ für die Berechnung der Stabreaktivität.

Fall 1: (Vorgegebene Reaktivität)

Hier ist der Standardfall (101) modifiziert:

$$\delta k = P_1 + \left(\frac{P_2 - P_1}{P_3} + \frac{P_6}{2\pi} \cdot P_4 \right) \cdot (t - t_0) + \frac{P_6}{2\pi} \cdot \left\{ \sin(P_4 P_5) - \sin [P_4 \cdot (t - t_0 + P_5)] \right\}$$

für $t - t_0 \leq P_3$; dann wird der erreichte Wert beibehalten.

Fall 2: (Stabausfahren mit Periodenabschaltung)

I. Einschub zur Erläuterung der unter II. aufgezählten Eingabegrößen.

a) Zusammenhang zwischen Stabstellung und δk

$$\delta k = \delta k_0 + \delta k_{\max} \cdot \underbrace{\left(\frac{S}{H^+} - \frac{1}{2\pi} \sin \frac{2\pi S}{H^+} \right)}_{k_{\text{Stab}}} - \underbrace{\left(\frac{S'}{H^+} - \frac{1}{2\pi} \sin \frac{2\pi S'}{H^+} \right)}_{\text{Kompensiertes } \delta k \text{ der Anfangsstabstellung}}$$

S Stabstellung (S = 0 eingefahren, S = H⁺ ausgefahren)

H⁺ effektive Corehöhe

S' Stabstellung zu Beginn der Rechnung

$$\delta k_{\max} = \delta k_{\text{ausgefahren}} - \delta k_{\text{eingefahren}}$$

δk_0 zusätzliche Reaktivität (z.B. Störfall)

δk_{Stab} bezogen auf $S = 0$

δk bezogen auf den stat. Anfangszustand

b) Bestimmung von S

$$S = S' + v \cdot t'$$

t' reine Fahrzeit der Stabgruppe seit Beginn der Rechnung

v konstante Antriebsgeschwindigkeit (+ bedeutet Ausfahren)

Die Stäbe fahren am Anfang der Rechnung. Sobald

$$\left(\frac{1}{Q} \frac{dQ}{dt} \right)^{-1} < P_{\min} \text{ (kleinste Periode) } ,$$

bleiben sie nach Ablauf der Verzögerungszeit t_v stehen, bis P_{\max} erreicht und wiederum t_v verstrichen ist. Dann fahren sie wieder.

II. Bedeutung der Eingabegrößen

P_1 δk_0

P_2 Stabstellung zu Beginn des Abschnitts (siehe Blockdiagramm)

P_3 obere Schranke für $S-S'$

P_4 v

P_5 S'

P_6 δk_{\max}

H^+ , P_{\min} , P_{\max} und t_v werden in Karte 11 eingelesen

(C_{M3} , C_{M4} , C_{M5} und C_{M8}).

Fall 3: (T_{AgSoll} = Sollwert der Gasaustrittstemperatur)

T_{AgSoll} nach Standardformel (101); daraus δk
nach der Regelbedingung (95).

Karte 9

6E12.5

Parameter P_k , $k_{\max} \leq 6$ für die Berechnung der Gaseintritts-
temperatur T_{Eg} .

Fall 1: (Vorgegebene Gaseintrittstemperatur T_{Eg})

T_{Eg} nach Standardformel (101).

Fall 2: (Einfache Näherung für die Rückkoppelung des
Dampferzeugers; quasistationär)

$$T_{\text{Eg}} = P_1 - P_2 \cdot T_{\text{Ag}} - P_3 \cdot Q_{\text{AB}}$$

Fall 3: (Regelung der Gasaustrittstemperatur)

T_{AgSoll} (Sollwert der Gasaustrittstemperatur)
nach Standardformel (101). Daraus T_{Eg} nach
der Regelbedingung (96).

Karte 10

I4

Anzahl ν_M der "mechanischen Parameter"

Karte 11

6E12.5

$C_{M\nu}$, $\nu = 1 \dots \nu_M$.

Bedeutung der bisher festgelegten Parameter:

C_{M1} Zeitkonstante in sec für die Leistungsregelung durch den Massenstrom bei $T_{Ag} - T_{Eg} = 600^{\circ}C$; d.h. mit (94):

$$\frac{1}{C_{M1}} = K_f \gamma^* c_{pk} \cdot 600$$

C_{M2} Zeitkonstante in sec für die Regelung der Gasaustrittstemperatur durch die Gaseintrittstemperatur; d.h. mit (96b):

$$C_{M2} = \frac{\beta_{Mi}}{\alpha_{Mi} K_T}$$

C_{M3} H^* (effektive Corehöhe) }
 C_{M4} P_{min} (kleinste Periode) } für Stabausfahren mit
 C_{M5} P_{max} (größte Periode) } Periodenabschaltung

C_{M6} T_{Egmin} ; d.h. untere Schranke }
 C_{M7} T_{Egmax} ; d.h. obere Schranke } für die Gaseintrittstemperatur bei Regelung der Gasaustrittstemperatur T_{Ag} durch die Gaseintrittstemperatur T_{Eg} .

C_{M8} t_v (Verzögerungszeit) für Stabausfahren mit Periodenabschaltung

C_{M9} Regelkonstante K_I in (95) }
 C_{M10} δk_{min} (< 0 in der Regel); d.h. untere Schranke } für die Regelung der Gasaustrittstemperatur durch die Reaktivität
 C_{M11} δk_{max} ; d.h. obere Schranke }
 C_{M12} Regelkonstante K_P

Karte 12.1.....12.n

6E12.5

M_{Brj} , $i = 1 \dots 6$, | (Schwermetallmassen in den Schalen
 $j = 1 \dots n$. | $i = 1 \dots 6$ der Kugelsorte j)

So viele Karten 12, wie in Karte 1 Kugelsorten angegeben sind.

Bei DYNLA nur eine Karte 12.

Karte 13

Leerkarte

Karte 14

20I4

Ansatz 1: n mal die Festkommazahl 2

Ansatz 2: v_{Brj} , $j = 1 \dots n$

Karte 15.1.....15.n

6E12.5

Parameter für die Berechnung der Temperaturabhängigkeit der Brennstofftemperaturkoeffizienten.

Ansatz 1: T_{Brjo} ; Γ_{Brjo} ; K_j

Ansatz 2: T_{Brjo} ; $A_{Br} v_j$, wobei $v = 1 \dots v_{Brj}$

Bei DYNLA erscheint beim Kontrollausdruck T_{Bro} unter dem Namen TBRV entsprechend dem dortigen FORTRAN-Symbol.

Karte 16

I4

Ansatz 1: 2

Ansatz 2: v_M

Karte 17

6E12.5

Parameter für die Berechnung der Moderator-Koeffizienten.

Ansatz 1: T_{Mo} ; Γ_{Mo} ; M

Ansatz 2: T_{Mo} ; $A_{M\nu}$, wobei $\nu = 1 \dots \nu_M$

Karte 18

4E12.5

γ_{x1} ; γ_{x2} ; γ_{Sm} ; ξ_2 (Xenon-Rückkoppelungskoeffizienten,
 Sm^{149} -Rückkoppelungskoeffizient und ξ_2
aus Gleichung (41a). ξ_2 entfällt bei DYN.
(In DYN wird (41a) nicht ausgewertet.)

Karte 19

6E12.5

F_c ; H ; A_1 ; A_2 ; A_R ; k_B

A_1 , A_2 und A_R sind in Abschnitt 2.7 erläutert. $A_1 = A_{1j}$ der
heißesten Kugelsorte.

Karte 19 bei DYNLA

6E12.5

F_c ; H ; Δt ; frei; frei; k_B

Δt ist die Schrittweite der quasistationären Rechnung.

Karte 20

6E12.5

r_i , mit $i = 1 \dots 6$

Karte 21

E12.5, I12

r_B ; n_{B1}

Karte 22

6I12

N_j , $j = 1 \dots n$

Karte 23

6E12.5

$A_j, j = 1 \dots n$

Bei DYNLA entfällt Karte 23 .

Karte 24

I4

Anzahl der Komponenten des Kühlgases (1 oder 2).

Karte 25

6E12.5

$R_{k1}; \zeta_{ko2}; c_{pk1}; c_{pk2}; M_1; M_2$

Wenn das Kühlgas nur eine Komponente enthält, und in DYNLA immer, entfallen $\zeta_{ko2}, c_{pk2}, M_1$ und M_2 .

Karte 26

6E12.5

$\eta_{ko1}; s \eta_1; \lambda_{ko1}; a \lambda_1; s \lambda_1; b \lambda_1$

Karte 27

6E12.5

$\eta_{ko2}; s \eta_2; \lambda_{ko2}; a \lambda_2; s \lambda_2; b \lambda_2$

Bei DYNLA entfällt Karte 27 .

Karte 28.1...28.n

6E12.5

$\lambda_{ij}, \begin{array}{l} i = 1 \dots 6, \\ j = 1 \dots n \end{array} \left| \begin{array}{l} \text{(Wärmeleitfähigkeit der Schalen } i = 1 \dots 6 \\ \text{der Kugelsorte } j) \end{array} \right.$

So viel Karten 28, wie in Karte 1 Kugelsorten angegeben sind.

Bei DYNLA nur eine Karte 28.

Karte 29.1....29.n

6E12.5

ρ_{ij} , $i = 1....6$, | (Dichte der Schalen $i = 1....6$ der
 $j = 1....n$ | Kugelsorte j)

So viel Karten 29, wie in Karte 1 Kugelsorten angegeben sind.

Bei DYNLA nur eine Karte 29.

Karte 30.1....30.n

6E12.5

c_{ij} , $i = 1....6$, | (spez. Wärme der Schalen $i = 1....6$ der
 $j = 1....n$ | Kugelsorte j)

So viel Karten 30, wie in Karte 1 Kugelsorten angegeben sind.

bei DYNLA nur eine Karte 30.

Karte 31

6E12.5

λ_{Gr} ; ρ_{Gr} ; c_{Gr} ; δa ; $\bar{\psi}$; ε

Bei DYNLA entfällt δa .

Karte 32

6E12.5

y_J ; y_x ; λ_J ; λ_x ; σ_x ; F_{Qcon}

Karte 33

3I4, 2A4, I4

Anzahl ν_{\max} der Zeitschranken $t_{L\nu}$ (siehe Blockdiagramm);

Kriterium für "neuer Abschnitt" (siehe Blockdiagramm)

(1: Beispiel zu Ende, 2: neuer Abschnitt);

"Protokollschalter" für DYN und DYNLA;

Kennung⁺ für Spaltleistung;

Kennung für Restwärme;

"Protokollschalter" für Unterprogramm QUASI bei DYNLA.

"Protokollschalter:"

- 1 Protokoll über den Ablauf der Rechnung
- 2 nur Eingabe und Ergebnisse ausgedruckt

Bei DYN entfällt der "Protokollschalter" für QUASI.

Karte 34

6E12.5

$t_{L\nu}$, $\nu = 1 \dots \nu_{\max}$, wobei t_{L1} den Beginn des Abschnittes bedeutet.

Karte 35

6E12.5

Parameter für die Berechnung von Q_{Rest} nach (15):

R_1 ; t_2 ; t_3 ; R_4 ; R_5 ; frei.

⁺ Bedeutung der Kennungen: Der Anfangsbuchstabe des 4-Zeichenwortes erscheint in der Ausgabetabelle neben der Leistung

Karte 36

6E12.5

$X_{10}; X_{20}; j_0; Sm^1; Pm^1$.

(Anfangswerte für Xenon und Jod, Samarium und Promethium).

Bei DYN entfallen Sm^1 und Pm^1 .

Karte 37

6E12.5

Parameter $P_1 \dots P_6$ für die Berechnung des Druckes als Funktion der Zeit nach der Standardformel (101).

Karte 37 bei DYNLA:

6E12.5

$y_{Pm}; \lambda_{Pm}; \sigma_{Sm}$

Karte 38

6E12.5

Parameter $P_1 \dots P_6$ für die Berechnung der Konzentration des Gases 2 (z.B. H_2O -Dampf) als Funktion der Zeit nach der Standardformel (101).

Karte 38 bei DYNLA

6E12.5

$\sigma_{Pm}^{148M}; \sigma_{Pm}^{148}; \sigma_{Sm}^{148}; Pm^{148M}; Pm^{148}; Sm^{148}$.

Ausgabe

Nach den Eingabewerten werden in Form von Tabellen folgende Größen ausgegeben:

Zeit $t; Q_{AB}; \dot{m}; \delta k; T_{ij}, i = 1 \dots 6, j = 1 \dots n$;

T_{as6j} , $j = 1 \dots n$; T_{Eg} ; T_{Ag} ; T_g ; T_B ; T_{OB} ; X_1 ; X_2 ; $\zeta_Q = \frac{\beta - \delta}{1}$;

$\sum_k \lambda_{ck} C_k$; Reaktorperiode; Volumenstrom; p ; k_{c2} ; T_M ; T_{Br}

(= T_{Brj} über N_j gemittelt); maximale Kugeltemperatur und maximale Kugeloberflächentemperatur mit Angabe der Höhe, Schale und Kugelsorte; Radiales Maximum der Gasaustrittstemperatur.

Der Anfangsbuchstabe der Kennung für Spaltleistung bzw. Restwärme (siehe Karte 33) wird links neben Q ausgedruckt.

"EXC.a" in der Spalte für die Reaktorperiode bedeutet:

Absolutbetrag der Periode ist größer als a (= gerundeter Wert).

Abweichende Ausgabe in DYNLA:

Statt der Werte ab Volumenstrom einschließlich wird ausgedruckt:

Mittlere Konzentrationen von Jod, Xenon, Promethium und Samarium.

6. Literatur

- [1] A.D. Galanin "Theorie der thermischen Kernreaktoren"
Teubner-Verlag, Leipzig, 1959
- [2] Denton "Heat transfer and flow resistance for fluid flow through randomly packed spheres"
ASME Proceedings of General Discussion on Heat Transfer (Sept. 1951)
- [3] K. Friedrich, "Spezielle Probleme der Dynamik bei gasgekühlten graphitmoderierten Hochtemperaturreaktoren"
E. Inführ,
L. Massimo
ATOMKERNENERGIE 2/68
- [4] VDI-Wärmeatlas
VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf, 1963
- [5] K. Friedrich "A model for the calculation of fast power excursions in reactors with continuous charge - discharge fuel cycle"
E. Inführ
L. Massimo
ATKE 14-1 (1-4) 1969



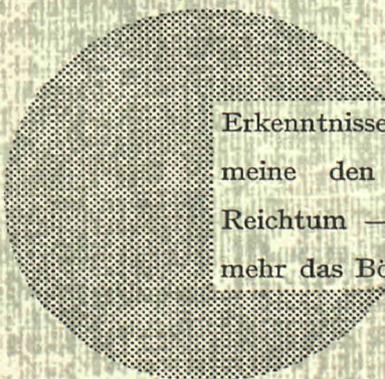
AN UNSERE LESER

Alle Euratom-Berichte werden nach Erscheinen in der von der Zentralstelle für Information und Dokumentation (CID) herausgegebenen Monatszeitschrift **EURATOM INFORMATION** angezeigt. Abonnements (1 Jahr : DM 60) und Probehefte sind erhältlich bei :

**Handelsblatt GmbH
"Euratom Information"
Postfach 1102
D-4 Düsseldorf (Deutschland)**

oder

**Centrale de vente des publications
des Communautés européennes
37, rue Glesener
Luxembourg**



Erkenntnisse verbreiten ist soviel wie Wohlstand verbreiten — ich meine den allgemeinen Wohlstand, nicht den individuellen Reichtum — denn mit dem Wohlstand verschwindet mehr und mehr das Böse, das uns aus dunkler Zeit vererbt ist.

Alfred Nobel

VERTRIEBSSTELLEN

Alle Euratom-Berichte sind bei folgenden Stellen zu den auf der ersten Rückseite des Umschlags angegebenen Preisen erhältlich (bei schriftlicher Bestellung bitte die EUR-Nummer und den Titel, die beide auf der ersten Umschlagsseite jedes Bericht stehen, deutlich angeben).

CENTRALE DE VENTE DES PUBLICATIONS DES COMMUNAUTES EUROPEENNES

37, rue Glesener, Luxembourg (Compte chèque postal N° 191-90)

BELGIQUE — BELGIË

MONITEUR BELGE
40-42, rue de Louvain - Bruxelles
BELGISCH STAATSBLAD
Leuvenseweg 40-42 - Brussel

LUXEMBOURG

CENTRALE DE VENTE
DES PUBLICATIONS DES
COMMUNAUTES EUROPEENNES
37, rue Glesener - Luxembourg

DEUTSCHLAND

BUNDESANZEIGER
Postfach - Köln 1

NEDERLAND

STAATSDRUKKERIJ
Christoffel Plantijnstraat - Den Haag

FRANCE

SERVICE DE VENTE EN FRANCE
DES PUBLICATIONS DES
COMMUNAUTES EUROPEENNES
26, rue Desaix - Paris 15^e

ITALIA

LIBRERIA DELLO STATO
Piazza G. Verdi, 10 - Roma

UNITED KINGDOM

H. M. STATIONERY OFFICE
P. O. Box 569 - London S.E.1

EURATOM — C.I.D.
29, rue Aldringer
L u x e m b o u r g

CDNA04278DEC