

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

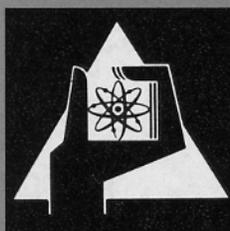
August 1974

KFK 1928

Institut für Reaktorentwicklung
Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik
Projekt Schneller Brüter

**Verhalten des Kerns eines schnellen natriumgekühlten
Reaktors nach schweren hypothetischen Unfällen**

G. Grötzbach; G. Kußmaul, R. Meyder, D. Struwe



GESELLSCHAFT
FÜR
KERNFORSCHUNG M.B.H.

KARLSRUHE

Als Manuskript vervielfältigt

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

**GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.
KARLSRUHE**

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

KFK 1928

Institut für Reaktorentwicklung

* Institut für Neutronenphysik und
Reaktortechnik

Projekt Schneller Brüter

Verhalten des Kerns eines schnellen natriumgekühlten
Reaktors nach schweren hypothetischen Unfällen

G. Grötzbach

G. Kußmaul *

R. Meyder

D. Struwe

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H., Karlsruhe

Zusammenfassung

Die Betrachtung schwerer hypothetischer Unfälle für schnelle natriumgekühlte Brutreaktoren macht es notwendig, das Verhalten der Brennstoff-Stahlmassen nach derartigen Störfällen im Reaktor zu untersuchen. Ausgehend von extrem konservativen Annahmen bezüglich der Unfallabläufe wird sowohl das thermohydraulische Verhalten von Brennstoff-Schüttungen und geschmolzenen Brennstoff-Stahl-Anordnungen innerhalb des deformierten Kerns als auch das Kritikalitätsproblem betrachtet. Unter der Annahme reiner Nachzerfallswärmeentwicklung kann gezeigt werden, daß die Naturkonvektion des Kühlmittels in den Spalten zwischen den Brennelementen den größten Anteil der Wärme abführen könnte. Da die innerhalb der Brennelemente freigesetzte Nachzerfallswärme aber nicht ohne Einsetzen von Stahl- und Brennstoffschmelzen an die Spalte abgeführt werden kann, reichen schon geringe Brennstoffmengen innerhalb der Brennelemente aus, daß der Brennstoff voraussichtlich die gesamte Kernstruktur aufschmilzt und somit in den unteren Sammelbehälter gelangt. Um nukleare Kritikalität einer Vielzahl angenommener Brennstoff-Stahl-Anordnungen zu verhindern, muß angenommen werden, daß während bzw. nach einem hypothetischen Störfall mehr als 50 % des Brennstoffinventars aus dem Kern transportiert wird, ohne sich anschließend wieder in der deformierten Kernstruktur ablagern zu können. Die sich auf der Gitterplatte ablagernden Brennstoffpartikel sind langfristig kühlbar. Bezüglich der Frage der Tankintegrität bei der Ansammlung von Brennstoff auf dem Boden des unteren Sammelbehälters wird gezeigt, daß die Problematik einmal in dem thermischen Verhalten derartiger Anordnungen liegt, und zum anderen in der mechanischen Belastung des Bodens des unteren Sammelbehälters unter extremen Temperaturbedingungen. Mit den verwendeten vereinfachenden Annahmen kann bei großen abgelagerten Brennstoffmassen im unteren Sammelbehälter bezüglich der langfristigen Integrität des Bodens des unteren Sammelbehälters keine endgültige Aussage gemacht werden.

The Behaviour of LMFBR Core after severe hypothetical accidents

Abstract

Considering severe hypothetical accidents of LMFBRs it is necessary to investigate the behaviour of the fuel-steel masses in the reactor after such accidents. Starting from extremely conservative assumptions regarding the sequence of events the thermohydraulic behaviour of the fuel-steel-mixtures and molten fuel-steel configurations inside the deformed core structure is considered as well as the criticality problem. Assuming pure decay heat production it can be shown that the natural convection of the coolant in the gaps between subassemblies will be able to remove most of the heat out of the core. However, the heat produced inside the subassemblies cannot be removed to the gaps without clad and fuel melting inside the fuel-steel-mixtures. Therefore even small quantities of fuel accumulated inside a subassembly will probably melt through all of the remaining core structure and reach the bottom of the inlet pressure vessel. In order to avoid criticality for all postulated fuel-steel-configurations, one has to assume, that during or after the postulated hypothetical accidents more than 50 % of the fuel has to be removed from the core. The fuel particles accumulated on the grid plate can be cooled without difficulties. For the fuel mass accumulated at the bottom of the inlet pressure vessel it is shown that the thermal and hydraulic behaviour of such configurations and the mechanical load of the bottom of the inlet pressure vessel under extremely high temperatures are the major problems regarding the question if a melt through of the reactor vessel has to be considered. If big masses of fuel assemble on the bottom of the inlet pressure vessel, with very simplified models final conclusions cannot be made regarding the longterm integrity of the inlet pressure vessel and thus the reactor vessel.

Inhaltsverzeichnis

Seite

1.	Einleitung	1
2.	Zustand des Reaktors nach schweren hypothetischen Störfällen	3
2.1	Zustand der Brenn- und Brutelemente nach der "disassembly"-Phase	4
2.2	Verteilungsmechanismen der Kernmaterialien während und nach der "disassembly"-Phase	5
2.2.1	Verteilungsmechanismen als Folge eines Reaktivitätsstörfalles	5
2.2.1.1	Brennstoff-Austragung während und nach der "disassembly"-Phase	5
2.2.1.2	Potentielle Brennstoff-Austragung durch aufrechterhaltenen Pumpenbetrieb im Primärkreislauf	7
2.2.1.2.1	Teilweise verblockte Brennelemente	7
2.2.1.2.2	Total verblockte Brennelemente	8
2.2.2	Verteilungsmechanismen als Folge des Unfalls "totaler Pumpenausfall"	9
3.	Thermische und hydraulische Eigenschaften von BS-Stahlanordnungen im deformierten Kern	11
3.1	Naturkonvektion zwischen den Brennelementen	12
3.1.1	Annahmen zur Berechnung des Naturumlaufes	13
3.1.2	Berechnung des möglichen Durchsatzes für einen ausgewählten Stromfaden	14
3.1.3	Diskussion der Ergebnisse	14
3.2	Thermische und hydraulische Eigenschaften von Brennstoff-Schüttungen	15

	<u>Seite</u>
3.2.1 Annahmen über die hydraulischen und thermischen Eigenschaften der Brennstoff-Schüttungen innerhalb der Brennelemente	16
3.2.1.1 Modell zur Durchsatzberechnung	16
3.2.1.2 Modell zur Temperaturfeldberechnung	18
3.2.2 Berechnung kühlbarer Schütthöhen	19
3.2.2.1 Einfluß der Eintrittstemperatur	19
3.2.2.2 Einfluß der Wärmequellichte und der Zeit	19
3.2.2.3 Einfluß des Zustands von Blanket und Spaltgasplenum	20
3.2.2.4 Einfluß der Antriebsdruckdifferenz	20
3.2.2.5 Effektiver Partikeldurchmesser und Porosität	20
3.2.2.5.1 Festlegung des Parameterbereichs	21
3.2.2.5.2 Einfluß auf die kühlbaren Schütthöhen	21
3.2.3 Diskussion der Ergebnisse	22
3.3 Thermische Eigenschaften von kompakten Brennstoff-Stahl-Anordnungen im deformierten Kern	22
3.3.1 Berechnung des stationären Temperaturfeldes	23
3.3.1.1 Annahmen	23
3.3.1.2 Ergebnisse und Diskussion	24
3.3.2 Instationäre Betrachtung des Niederschmelzvorganges	25

	<u>Seite</u>
4. Nukleare Eigenschaften von Brennstoff-Stahl-Anordnungen	27
4.1 Annahmen über mögliche Brennstoff-Stahl-Anordnungen	27
4.2 Kritikalitätsprüfung von Brennstoff-Stahl-Anordnungen	30
4.3 Abschätzung möglicher Reaktivitätsrampen unter Verwendung eines einfachen Sedimentationsmodells	32
5. Kühlung von Brennstoff auf der Gitterplatte	35
5.1 Temperaturfeld im Brennstoff zwischen den Gitterplatteneinsätzen	35
5.2 Thermohydraulische Verhältnisse im Gitterplatteneinsatz	35
5.2.1 Durchströmbare Brennelemente	36
5.2.2 Naturkonvektion innerhalb des Gitterplatteneinsatzes	36
6. Brennstoff auf dem Boden des unteren Sammelbehälters (USB)	38
6.1 Kühlung von Brennstoff auf dem Boden des USB	38
6.1.1 Geringe Brennstoffmengen im USB	39
6.1.2 Große Brennstoffmengen im USB	39
6.2 Spannungen im USB	40
6.3 Diskussion der Ergebnisse	41
7. Zusammenfassung	42
8. Nomenklatur	45
9. Literatur	49
Anhang: Verzeichnis der Tabellen	A-1
Verzeichnis der Abbildungen	A-2
Tabellen	
Abbildungen	

1. Einleitung

Um zu einer Beurteilung der Sicherheit natriumgekühlter schneller Brutreaktoren und zu einer genügend konservativen Auslegungsbasis des Reaktortanks zu kommen, müssen im Rahmen des Genehmigungsverfahrens des SNR-300 im wesentlichen zwei Störfallketten hypothetischer Unfälle betrachtet werden: der Reaktivitätsstörfall und der gleichzeitige Ausfall aller Pumpen. Für beide Störfälle wird angenommen, daß die vorgesehenen Sicherheits- und Abschaltvorrichtungen des Reaktors nicht wirksam werden. Als Folge eines derartigen Vorgehens ist es über die Untersuchung des eigentlichen Störfalles hinaus notwendig zu diskutieren, wie sich die Kernmaterialien nach einem solchen hypothetischen Unfall innerhalb der verformten Reaktorgeometrie verhalten. Eine Zusammenstellung der wesentlichen in diesem Zusammenhang bisher durchgeführten Arbeiten findet sich in [1].

Zur Beurteilung der im Reaktortank nach einem solchen hypothetischen Unfall ablaufenden Vorgänge ist im wesentlichen die Beantwortung von vier Fragen von Interesse:

- A. Welche Verteilungsmechanismen sind für die Kernmaterialien während und nach einem hypothetischen Unfall wirksam und wie ist die geometrische Konfiguration der nicht aufgeschmolzenen Kernstruktur?
- B. Wie ist das thermische Verhalten der sich innerhalb der verformten Kernstruktur ausbildenden Brennstoff-Schüttung? Können wesentliche Teile des Brennstoffs innerhalb der verformten Kernstruktur langfristig zurückgehalten werden?
- C. Unter welchen Voraussetzungen kann es nach der ersten explosionsartigen Leistungsfreisetzung zu erneut nuklear kritischen Anordnungen kommen, die nachfolgende Leistungstransienten hervorrufen? Könnten derartige Leistungstransienten innerhalb des Reaktortanks beherrscht werden?
- D. Kann die sich in der Kugelkalotte des Reaktortanks ausbildende Brennstoff-Stahl-Schmelze gehalten werden? Zu welcher Zeit nach Abschluß des eigentlichen hypothetischen Unfalls ist mit einem Versagen des Reaktortanks zu rechnen, d.h. mit welcher Nachzerfallswärme im Brennstoff ist zu rechnen, wenn der Brennstoff in den externen Corecatcher gelangt?

Die hier aufgeworfenen Fragen lassen erkennen, daß sie nur näherungsweise in Verbindung mit zahlreichen physikalischen Annahmen und sinnvollen Voraussetzungen zu beantworten sind, da auf der einen Seite auf diesem Teilgebiet der Sicherheitsbetrachtungen weitgehend noch keine experimentelle Absicherung von Annahmen möglich ist und auf der anderen Seite schon in der Definition der zu untersuchenden Ausgangssituation eine ganz erhebliche Unsicherheit liegt. Von der Fragestellung her ist es daher in weit größerem Ausmaß als bei der Untersuchung der hypothetischen Unfälle selbst notwendig, eine Vielzahl von denkbaren Konfigurationen und Ereignisketten zu untersuchen, ohne daß ein schlüssiger Beweis für das Eintreten der einen oder anderen Folge von Ereignissen gegeben werden kann.

Der vorliegende Bericht befaßt sich hauptsächlich mit den unter A., B. und C. angesprochenen Fragen; die unter D. auftretenden Schwierigkeiten werden aufgezeigt und einfache, konservative Abschätzungen durchgeführt. Im ersten Teil werden unter Berücksichtigung der beiden zugrunde gelegten hypothetischen Störfallketten die Ausgangssituationen für die Untersuchungen zum Rückhaltevermögen des Kerns und zur möglichen zweiten Kritikalität definiert. Im zweiten Teil wird zunächst das thermische und hydraulische Verhalten der Brennstoff-Stahl-Schüttung innerhalb der deformierten Kernstruktur diskutiert. Es wird auf das thermische und hydraulische Verhalten von Brennstoff-Stahl-Anordnungen eingegangen und anschließend daran wird das Durchschmelzen von möglichen Brennstoff-Stahl-Anordnungen innerhalb der deformierten Brennelementkästen betrachtet. Im dritten Teil dieses Berichts werden die aus den Überlegungen zur Ausbildung möglicher Brennstoff-Stahl-Anordnungen folgenden Konfigurationen hinsichtlich ihrer Kritikalität näher untersucht. Getrennt vom Verhalten des Brennstoffs innerhalb der deformierten Brennelementkästen wird im vierten Teil auf das thermische Verhalten des auf der Gitterplatte abgelagerten Brennstoffs und im fünften Teil auf das Verhalten des Brennstoffs auf dem Boden des unteren Sammelbehälters eingegangen.

2. Zustand des Reaktors nach schweren hypothetischen Störfällen

Will man das Verhalten der Kernmaterialien nach einem hypothetischen Unfall beschreiben, muß man zunächst den möglichen Ausgangszustand für derartige Überlegungen definieren und es müssen Annahmen darüber gemacht werden, was zwischen dem Ende des "disassembly"-Vorgangs und der Erreichung dieses Ausgangszustands passiert. Als Ausgangszustand für alle nachfolgenden Überlegungen wird die folgende Situation definiert:

Die während des disassembly-Vorganges flüssigen Brennstoff- und Stahlmassen sind über Brennstoff- bzw. Stahl-Natrium-Reaktion wieder erstarrt und auf der gleichen Temperatur wie das flüssige Natrium im Reaktordruckgefäß, der Natriumdampf ist rekondensiert. Als Ausgangspunkt wird eine Temperatur zwischen 400 und 600 °C gewählt. Die durch die Exkursion freigesetzte Energie sei durch die Natriumströmung durch den radialen Brutmantel auf Grund des Pumpenauslaufs bzw. durch Naturkonvektion durch alle Kreisläufe weitgehend abgeführt oder sie habe zu einer gleichmäßigen Temperaturerhöhung des sich im Reaktordruckgefäß befindenden Natriums geführt. Durch den Störfall sind alle Pumpen des Primärkreises außer Betrieb, es gibt keinen Zwangsumlauf von außen mehr. Die Notkühlwärmetauscher sind noch funktionstüchtig.

Damit müssen zunächst Annahmen gemacht werden, welchen Zustand die während des disassembly-Vorgangs nicht geschmolzenen Kernstrukturen haben, wo und in welcher Form sich die während des disassembly-Vorgangs geschmolzenen Brennstoff- und Stahlmassen befinden und es muß eine Annahme über den Zeitpunkt gemacht werden, zu dem sich dieser Zustand ausbildet, um die zu diesem Zeitpunkt herrschende Nachzerfallswärme im Brennstoff bestimmen zu können. Bezüglich des Zeitpunkts lassen sich in gleicher Weise wie zur Ausgangssituation selbst keine experimentell nachweisbaren Angaben machen, so daß die anfänglich herrschende Wärmequellldichte als Parameter in die Untersuchung eingeführt wird. Es wird ein sehr weit gestreuter Parameterbereich zwischen kleiner einer Sekunde und sechs Minuten gewählt, wobei der Zeitpunkt von 16 sec nach Abschalten des Reaktors entsprechend $\dot{q} = 80 \text{ W/cm}^3$ Brennstoff als Referenzwert gewählt wurde.

Ausgangspunkt der nachfolgenden Definitionsphase des Zustandes des Kerns nach schweren hypothetischen Unfällen ist die in [2] dokumentierte Untersuchung des 5 \$/s-Reaktivitätsstörfalls und des totalen Pumpenausfalls für den SNR-300. Diesen Untersuchungen liegen bezüglich des Schadens-

ablaufs auβerordentlich pessimistische Annahmen zugrunde, so daβ eine maximal mōgliche Schadensfolge bezuglich des Kerns erreicht wird. Neuere Modelle der hypothetischen Unfallbetrachtung insbesondere wāhrend der "pre-disassembly"-Phase lassen eine weitaus geringere Schadensausbreitung im Kern erwarten, als die den folgenden Ūberlegungen zugrunde gelegte. Hierbei sind in erster Linie die ōrtliche Ausdehnung des zerstōrten Kerns und mōgliche Austragungsmechanismen gemeint, nicht so sehr der Zustand einzelner Brennelemente.

2.1 Zustand der Brenn- und Brutelemente nach der "disassembly"-Phase

FŪr den wāhrend der "disassembly"-Phase nicht geschmolzenen Teil des Kerns kann man davon ausgehen, daβ die Brennelementkōpfe der Kernzone I und II durch die Druckwelle abgerissen worden sind und das obere axiale Blanket nach oben herausgeschleudert wurde. Ausgehend von den englischen Sprengversuchen und den overstrong-wrapper-tests [3, 4] wird angenommen, daβ die Brennelementkāsten der Kernzone I und II zwar stark deformiert und im Kernbereich in axialer Richtung aufgerissen bzw. teilweise aufgeschmolzen [5] sind, aber insbesondere im ursprŪnglichen Bereich des unteren axialen Brutmantels und des Spaltgasplenums eine axiale Struktur mit deformierten Sechseckkāsten nach wie vor erhalten ist. Der radiale Brutmantel ist in seinen inneren Reihen stark deformiert, bleibt aber grundsātzlich in seiner geometrischen Struktur bestehend aus Brutstāben und Sechseckkāsten erhalten. Durch die Druckwelle werden die Stabhalteplatten der Brennelemente der Kernzone I und II zerstōrt und die nicht geschmolzenen BrennstabstŪmpfe, im wesentlichen bestehend aus Spaltgasplenum und unterem axialem Brutmantel, werden in die BrennelementfŪβe gepreβt. Die so innerhalb der Brennelementkāsten verformten Brennstābe fŪhren zu einer wesentlichen Verringerung des freien Strōmungsquerschnitts in diesem Bereich der Brennelementkāsten (Abb. 1).

2.2 Verteilungsmechanismen der Kernmaterialien während und nach der "disassembly"-Phase

Um den zu untersuchenden Ausgangszustand der Kernmaterialien in den deformierten Brennelementkästen festlegen zu können, sind mögliche Verteilungsmechanismen nach der "disassembly"-Phase zu betrachten. Wegen des unterschiedlichen Unfallablaufs muß hier zwischen den beiden Unfalltypen Reaktivitätsstörfall und totaler Pumpenausfall unterschieden werden.

2.2.1 Verteilungsmechanismen als Folge eines Reaktivitätsstörfalls

Bei der Betrachtung von Verteilungsmechanismen von Kernmaterialien als Folge eines Reaktivitätsstörfalls kann man zwischen zwei Fällen unterscheiden: a) Es werden nur solche Austragungsmechanismen betrachtet, die während des eigentlichen "disassembly"-Vorgangs wirksam werden. Einflüsse des unter Umständen aufrechterhaltenen Massendurchsatzes im Primärkreislauf werden vernachlässigt. b) Das Potential zusätzlicher Brennstoffaustragung durch den Massendurchsatz im Primärkreislauf wird voll berücksichtigt.

2.2.1.1 Brennstoff-Austragung während und nach der "disassembly"-Phase

Beim Reaktivitätsstörfall ist im gesamten Kern flüssiges Natrium vorhanden, die Brennstabhülle ist bei Einleitung des disassembly-Vorgangs nicht geschmolzen und im Eintrittsplenium steht der gesamte Druck von den Kühlmittelpumpen her an. Während des disassembly-Vorgangs kommt es im gesamten Reaktorkern zur Brennstoff-Natrium-Reaktion und damit zu einer Umsetzung des flüssigen Brennstoffs in Granulat. Nach Abschluß des disassembly-Vorgangs liegt damit im Kernbereich eine axial nach oben und unten expandierende Brennstoff-Natrium-Reaktionszone mit dampfförmigem, flüssigem und erstarrtem Brennstoff und flüssigem und dampfförmigem Natrium vor. Wird während des disassembly-Vorgangs nicht aller flüssiger Brennstoff granuliert, kann dieser sich auf dem deformierten unteren axialen Blanket sammeln und hier auch kurzzeitig gehalten werden, bis es zur Rückkehr flüssigen Natriums und damit zu erneuter Brennstoff-Natrium-Reaktion kommt. Damit ist vor Erreichen des oben definierten Ausgangszustands mit einer mehrfachen Pulsation der flüssigen Natriumsäule zu rechnen, die zu folgenden Transportmechanismen führt: einmal wird Brennstoff ins untere axiale Blanket gepreßt und unter Umständen kleinere Partikel ins Eintrittsplenium

ausgetragen. Auf Grund des durchlöcherten und aufgerissenen Brennelementkastens wird Brennstoff in benachbarte Brennelemente und in den Raum zwischen die Brennelemente transportiert. Ein Großteil des Brennstoffs wird nach oben ausgetragen. In Abb. 2 sind die denkbaren Verteilungsrichtungen und die für die Richtungen angenommenen Wahrscheinlichkeiten angegeben.

Für die Wahrscheinlichkeiten a_1 bis a_9 werden folgende Werte angenommen:

- $a_1 = 0 \div 10 \%$ zwischen die Brennelemente ausgetragener Brennstoff,
- $a_2 = 5 \div 15 \%$ durch das untere axiale Blanket ausgeblasener Brennstoff (50 % der Teilchen der unteren Schüttungshälfte mit $d \leq 0,8 \div 1$ mm),
- $a_3 = 30 \div 50 \%$ nach oben ausgeworfener Brennstoff,

Aufteilung von a_3 :

- $a_4 = 0,14 \cdot a_3$
 $= 4,2 \div 7 \%$ verteilt über den radialen Brutmantel und den sich anschließenden Ringraum (50 % der Teilchen, die aus der äußersten Brennelementreihe nach oben ausgeworfen werden),
- $a_5 = 0$ von oben zwischen die Brennelemente abgesetzt,
- $a_6 = 0$ durch die Strömung oberhalb der Brennelemente in den Kreislauf verschleppt ($\dot{m}_{BE} \approx 0$).
- $a_7 = 0,86 \cdot a_3$
 $= 25,8 \div 43 \%$ kehren in die Brennelemente zurück durch Natrium-Rückströmung oder Absinken,
- $a_8 = a_4 - a_9$ lagern sich auf dem Brutmantel und dem Ringraum ab,
- $a_9 \approx 0,1 \cdot a_4$ werden durch die Strömung im Brutmantel in den Kreislauf verschleppt.

$100 \% - a_1 - a_2 - a_3 + a_7 = 68 \div 91 \%$ des Brennstoffs verbleiben nach dieser groben Abschätzung im Brennelement.

Es wird als Ausgangsbedingung damit angenommen, daß der wesentliche Teil des im Brennelement zurückbleibenden Brennstoffs homogen dispers verteilt im ruhenden Natrium schwebt. Es kommt also erst durch die Absetzbewegung im Natrium zum Aufbau einer Schüttung auf den deformierten Brennstabstümpfen des unteren axialen Blankets und Spaltgasraums (Abb. 1).

2.2.1.2 Potentielle Brennstoff-Austragung durch aufrechterhaltenen Pumpenbetrieb im Primärkreislauf

Obwohl der Nachweis voll einsatzfähiger Pumpen im Primärkreislauf nach einem Reaktivitätsstörfall zur Zeit kaum zu führen ist, soll im folgenden das Potential dieses zusätzlichen Mechanismus der Brennstoffaustragung abgeschätzt werden. Hierfür müssen zwei Fälle betrachtet werden: a) Das Verhalten des Brennstoffs in einem nur teilweise verblockten Brennelement bei anstehendem Nenndruckgefälle bzw. 5 % Nenndurchsatz im Primärkreislauf. b) Das Verhalten des Brennstoffs in einem annähernd vollständig verblockten Brennelement.

2.2.1.2.1 Teilweise verblockte Brennelemente

Zunächst soll angenommen werden, daß die Pumpen unverändert das Nenndruckgefälle im Kreislauf aufbauen. Der Einfluß der Regelung auf Nenndurchsatz und die Druckerhöhung entsprechend der Pumpenkennlinie wird vernachlässigt. Für die Druckgefälle im Kreislauf, in den Brenn- und in den Brutelementen werden folgende Annahmen gemacht: Das Druckgefälle des Kreislaufs hänge, ausgehend vom Nenndruckgefälle, quadratisch vom Durchsatz ab, d.h. der Reibbeiwert wird als konstant angenommen. Die Durchsatzabhängigkeit des Druckgefälles der Brutelemente sei gleich der der Brennelemente im Betriebszustand. Es gelten für die Brutelemente also die in [6] angegebenen Kurven. Für kleine Durchsätze werden die Kurven analog zu den Angaben in [7] erweitert. Bei den Brennelementen wird angenommen, daß sich die Schüttung noch nicht abgesetzt hat, daß sich also der gesamte Brennstoff mit zugehörigem Hüllmaterial noch in der Schwebe befindet. D.h. der Druckabfall der zerstörten Brennelemente setzt sich nur zusammen aus dem Druckabfall des deformierten unteren axialen Blankets und demjenigen des deformierten Spaltgasplenums. Da der Eintrittsdrosselverlust nicht berücksichtigt wird,

gelten die Ergebnisse nur für die Brennelemente mit maximalem Durchsatz. Für das Druckgefälle des deformierten unteren axialen Blankets und Spaltgasplenums werden die in Kapitel 3.2.1 gemachten Angaben übernommen.

Die mit diesen Annahmen folgenden Ergebnisse sind in Tabelle 1 zusammengestellt. Es ergibt sich im freien Querschnitt des betrachteten Brennelementes eine mittlere Geschwindigkeit \bar{u} von 0,47 m/sec. Bei dieser Geschwindigkeit werden nach Abb. 16 alle Teilchen mit einem kleineren Durchmesser als $d_{Gr} = 640 \mu\text{m}$ ausgetragen. Nach Abb. 8 entspricht das etwa 60 % der Schüttung.

Für den weitaus wahrscheinlicheren Fall der Regelung der Pumpen auf 5 % des Nenndurchsatzes im Kreislauf ergeben sich wesentlich geringere Werte. Die in Tabelle 2 zusammengestellten Ergebnisse zeigen, daß dann nur 18 % der Teilchen aus dem betrachteten Brennelement ausgetragen werden.

Diese Zahlen sind nur als obere Grenzwerte für das betrachtete Brennelement maximalen Durchsatzes anzusehen, da nämlich angenommen wurde, daß sich noch keine Schüttung auf dem deformierten unteren axialen Blanket abgesetzt hat und daß noch keine Partikel in das Blanket hineingepreßt wurden ($a_2 = 0$). Berücksichtigt man zusätzlich noch die Spektrumsverschiebungen der Partikeldurchmesser während der disassembly-Phase, dort werden auch überwiegend kleine Teilchen ausgetragen, folgt, daß auch durch den Betrieb der eventuell noch funktionsfähigen Pumpen keine nennenswerten zusätzlichen Brennstoffmengen ausgetragen werden können.

2.2.1.2.2 Total verblockte Brennelemente

Unter der Annahme, daß schon vor dem Wirksamwerden der im Primärkreislauf anstehenden Druckdifferenz entsprechend 5 % Nenndurchsatz sich ein Teil der Brennstoff- und Stahlmassen auf dem unteren axialen Brutmantel abgesetzt hat und dieses annähernd vollständig verblockt, sinkt der Durchsatz durch die Brennelemente auf nahezu Null ab. In diesem Fall ergibt sich zwar, daß der Bodendruck von 70 % des Brennstoffes mit zugehörigem Hüllmaterial mit $3,1 \cdot 10^4 \text{ N/m}^2$ kleiner ist als die am Brennelement anliegende Druckdifferenz von $6,7 \cdot 10^4 \text{ N/m}^2$, jedoch kann nicht mit Sicherheit gezeigt werden, ob die überschüssige Druckdifferenz dazu ausreicht, die Reibkräfte der Schüttung an der eventuell angeschmolzenen und wiedererstarteten Wand zu überwinden. Selbst wenn das Druckgefälle ausreicht, wird eine ideale Schüttung nicht als Pfropfen ausgetragen, denn der hohe Druckverlust im

unteren axialen Blanket und Spaltgasplenum begrenzt den Durchsatz durch das Brennelement; d.h. die Schüttung wird nur langsam vorwärtsgeschoben werden. Sie kann jedoch zwischenzeitlich an der Unterkante abbröckeln und sich wieder absetzen. Der ganze Mechanismus führt nur dazu, daß eine noch nicht verklumpte Schüttung von einer Auflockerungsfront durchwandert wird und am Ende mit geringfügig erhöhter Porosität einen minimalen Durchsatz durch das Brennelement zuläßt. Hieraus eine Austragungswahrscheinlichkeit herzu-leiten erscheint nicht sinnvoll. Auch die Austragung eines durch Schmelz- und Erstarrungsprozesse gebildeten Brennstoff-Stahl-Pfropfens aus dem Brennelement muß wegen der starken Verformungen der Brennelementkästen als relativ unwahrscheinlich angesehen werden.

Das Potential der Annahme funktionstüchtiger Kühlmittelpumpen nach dem Re-aktivitätsstörfall bezüglich zusätzlicher Brennstoffaustragungsmechanismen ist gering und wird daher im folgenden nicht weiter verfolgt.

2.2.2 Verteilungsmechanismen als Folge des Unfalls "totaler Pumpenausfall"

Beim gleichzeitigen Ausfall aller Hauptkühlmittelpumpen muß man mit einer etwas anderen Ausgangssituation als beim Reaktivitätsstörfall rechnen. Der disassembly-Vorgang wird in einem praktisch "trockenen" Kern eingeleitet. Schon während der "predisassembly"-Phase kommt es zum Hüllrohrschmelzen und durch Erstarren der Hüllrohrschmelze an den kälteren Teilen des Kerns zur Verblockung der Kühlkanäle. Die den "disassembly"-Vorgang einleitende Brennstoffbewegung hat dann zur Folge, daß für die hier durchzuführenden Untersuchungen angenommen werden muß, daß der freie Querschnitt zwischen den in die Brennelementfüße gepreßten Brennstabstümpfen mit erstarrtem Stahl bzw. Brennstoff gefüllt ist [8] und somit mit keinem Durchsatz durch das Brennelement gerechnet werden kann. Damit kann auch durch das untere axiale Blanket kein Brennstoff ausgetragen werden. Aber auch für den Pumpenausfall ist damit zu rechnen, daß große Teile des flüssigen Brennstoffs durch eine nach dem disassembly-Vorgang einsetzende Brennstoff-Natrium-Reaktion granuliert sind. Für diesen Teil des Brennstoffs gelten bis auf a_2 die für den Reaktivitätsstörfall gemachten Aussagen bezüglich der Austragungsmechanismen während der disassembly-Phase. Als Ausgangssituation für die Betrachtung des Verhaltens der Kernmaterialien nach dem (hypothetischen Störfall) Pumpenausfall wird somit ein im Brennelementfuß deformierter Spaltgasraum mit darüberliegendem unterem axialen Brutmantel

definiert, dessen freier Querschnitt durch erstarrte Stahl- (und Brennstoff) -Schmelze ausgefüllt ist. Darüber lagert sich dann eine Schüttung aus Brennstoff- und Stahlgranulat ab (Abb. 3). Über das Verhältnis granulierten Brennstoffs zu homogen erstarrter Brennstoffschmelze kann man derzeit kaum eine definierte Aussage machen. Diese Größe wird daher im folgenden als Parameter behandelt.

3. Thermische und hydraulische Eigenschaften von BS-Stahlanordnungen im deformierten Kern

Mit dem im letzten Kapitel festgelegten Reaktorzustand kann die Kühlbarkeit von Brennstoff im deformierten Kern für den Fall reiner Nachzerfallswärmefreisetzung untersucht werden. Unter "Kühlbarkeit des Brennstoffs" wird im folgenden verstanden, daß der Brennstoff in dem jeweils betrachteten Zustand und an dem betrachteten Ort langfristig gehalten werden kann. Um die Kühlbarkeit nach dieser Definition zu gewährleisten, müssen zwei wesentliche Bedingungen erfüllt sein:

- Die langfristig im Brennstoff freigesetzte Nachzerfallswärme muß restlos aus der Brennstoff-Stahl-Anordnung abgeführt werden können;
- Die Temperatur an der Phasengrenze zwischen Brennstoff und Behälter (Brennelement-Kasten und komprimiertes unteres axiales Blanket) darf die entsprechende Stahl-Schmelztemperatur nicht überschreiten.

Die Energieabfuhr aus den Brennstoff-Stahl-Anordnungen in der dieser Untersuchung zugrunde liegenden Geometrie ist prinzipiell dann langfristig möglich, wenn sich in den Spalten zwischen den Brennelementen eine ausreichend große Naturkonvektion einstellt und Natrium-Sieden innerhalb der Spalte verhindert wird.

Zum Nachweis der Einhaltung von Grenztemperaturen müssen die Wärmetransportmechanismen untersucht werden, die die Energie aus den Brennstoff-Stahl-Anordnungen innerhalb der Brennelemente an den Spalt zwischen den Brennelementen abführen. Für die unterschiedlichen Anordnungen können prinzipiell hier verschiedene Mechanismen wirksam werden.

Nach dem Reaktivitätsstörfall kann die in der Brennstoff-Schüttung freigesetzte Wärme durch radiale Wärmeleitung an die Spalte zwischen den Brennelementen und durch Kühlmittel-Restdurchsatz aus den Brennelementen direkt abgeführt werden. Soll die sich aufbauende Brennstoff-Schüttung langfristig unverändert kühlbar bleiben, so muß man im Grenzfall fordern, daß innerhalb der Schüttung kein Natrium-Sieden auftritt. Kann man diesen Beweis nicht führen, so geht die effektive radiale Wärmeleitfähigkeit und der Restdurchsatz durch die Schüttung sehr stark zurück und man muß damit rechnen, daß die Schüttung zusammenschmilzt. Eine zusammengeschrumpfte Schüttung zeigt eine Brennstoff-Stahl-Anordnung wie sie auch nach dem Störfall "totaler Pumpenausfall" vorzufinden ist. In diesen Anordnungen ist die Energie praktisch nur noch durch radiale Wärmeleitung an die Spalte

zwischen die Brennelemente abzuführen. Diese geometrische Anordnung ist nur dann langfristig stabil, wenn die Kontakttemperatur des Stahls an der Zonengrenze zwischen dem kompakten Brennstoff und dem deformierten unteren axialen Brutmantel unterhalb der Stahlschmelztemperatur bleibt. Andernfalls muß damit gerechnet werden, daß sich die Brennstoff-Stahl-Schmelze langsam nach unten durch das Brennelement durchschmilzt.

Zur Untersuchung der Kühlbarkeit von nuklear unterkritischen Brennstoff-Anordnungen innerhalb von verformten Brennelementen wird daher folgendes Vorgehen gewählt: Zunächst muß geklärt werden, welcher Mechanismus die radial aus den Brennelementen abgeleitete Wärme aus den Spalten zwischen den Brennelementen abtransportiert und welche Wärmeströme dieser Mechanismus transportieren kann. Anschließend wird für die verschiedenen Brennstoff-Stahl-Anordnungen in einzelnen Brennelementen die Einhaltung der aufgezeigten Grenztemperaturen überprüft.

3.1 Naturkonvektion zwischen den Brennelementen

Durch die Konstruktion der Brennelemente des SNR-300 [9] wird sichergestellt, daß zwischen den Brennelementkästen ein Spalt von 5 mm verbleibt, der mit Natrium gefüllt ist. Im Bereich des Brennstoffes wird das Natrium im Spalt durch radiale Wärmeleitung aus dem Brennstoff heraus aufgeheizt [10]. Durch die Strömungsführung des tankinternen Notkühlsystems [6], das im Falle eines Unfalls eingeschaltet wird, wird das Natrium in den Spalten zwischen den Brutelementen auf niedriger Temperatur gehalten [11]. Das Natrium in den Spalten zwischen den Brutelementen steht mit dem in den Spalten zwischen den Brennelementen über das Natrium, das sich oberhalb der Gitterplatte zwischen den Gitterplatteneinsätzen befindet, in Kontakt. Durch die unterschiedliche Temperatur und Dichte des Natriums zwischen Brutelementen und Brennelementen wird sich folgende Naturkonvektion ausbilden (Abb. 4): kaltes Natrium aus den Notkühlwärmetauschern strömt zwischen den Brutelementen abwärts bis zu den Gitterplatteneinsätzen, zwischen diesen in radialer Richtung vom Brutmantel zur Mitte hin zum Corebereich und von dort zwischen den Brennelementen aufwärts in das Austrittsplenum. Über den Notkühlwärmetauscher schließt sich dieser Kreislauf, der sich in den Notkühlkreislauf einfügt.

3.1.1 Annahmen zur Berechnung des Naturumlaufes

Um den Energietransport aufgrund des Naturumlaufs rechnerisch erfassen zu können, sind eine Reihe von Annahmen zu machen, die bezüglich der geometrischen Konfiguration mit Ergebnissen von Explosionsversuchen in England [3, 4] und von REXCO-Rechnungen [2, 12] begründet werden können.

- Die Brennelemente seien über 80 % der Corehöhe, entsprechend der Reaktionszone beim Unfall so stark deformiert, daß die freie Fläche zwischen den Brennelementen auf 1/3 reduziert ist.
- Das deformierte Spaltgasplenum sei bis zur Oberkante der Gitterplatteneinsätze abgesackt. Die Gitterplatteneinsatzhöhe beträgt 109 cm [9].
- 70 % des Brennstoffs sind noch in den Brennelementen.
- 10 % des Brennstoffs haben sich auf der Gitterplatte abgesetzt und behindern dort die Querströmung zwischen den Gitterplatteneinsätzen.

Es muß berücksichtigt werden, daß der auf der Gitterplatte lagernde poröse Brennstoff (10 % des Brennstoffs mit $\epsilon = 35\%$ und $\beta = 21,6\%$) die Querströmung zwischen den zylindrischen Gitterplatteneinsätzen behindert und den Durchsatz reduziert. Die Querströmung beschränkt sich praktisch auf den Bereich der Gitterplatteneinsätze, da dort der Druckverlust kleiner ist als zwischen den Brennelementen. Diesen Berechnungen liegt eine Gitterplatteneinsatzlänge von 109 cm zugrunde [9]. Weiter muß berücksichtigt werden, daß im ehemaligen Corebereich die Brennelemente stark verformt und aufgeweitet sind. Es wurde angenommen, daß die freie Fläche zwischen den Brennelementen über 80 % der Corehöhe auf 1/3 der ursprünglichen Fläche reduziert ist. Innerhalb der Brennelemente sollen sich noch 70 % des Brennstoffs befinden. Die Wärmequellendichte beträgt für den Zeitpunkt $t = 70$ sec nach dem Unfall, nach Reduktion um 25 % durch Spaltgasfreisetzung [14, 15], noch 60 W/cm^3 Brennstoff. Das entspricht bei kompaktem Brennstoff einer Wärmestromdichte am Brennelementkasten von $147,4 \text{ W/cm}^2$ und ist niedriger als die kritische Wärmestromdichte, die vermutlich zwischen 150 und 300 W/cm^2 liegen wird [16, 17].

3.1.2 Berechnung des möglichen Durchsatzes für einen ausgewählten Stromfaden

Für den in Abb. 4 eingezeichneten pessimistischen Stromfaden kann mit einer Eintrittstemperatur von z.B. 500°C und der maximalen Austrittstemperatur von 900°C der Durchsatz pro Brennelement aus der Gleichgewichtsbeziehung zwischen Antriebsdruckdifferenz und der Summe der Druckverluste berechnet werden. Die Druckverlustanteile zwischen den Brut- und Brennelementen können über den hydraulischen Durchmesser ermittelt werden, der zwischen den querangeströmten Gitterplatteneinsätzen [13] über das Teilungsverhältnis s/d . Die entsprechenden hydraulischen Daten sind in Tab. 3 und die zugehörigen Druckverlustanteile für $\dot{m} = 0,3 \text{ kg/sec}$ in Tab. 4 wiedergegeben. Der Druckverlust im Notkühlwärmetauscher wurde nach [11] ermittelt. Die Antriebsdruckdifferenz wird aus den Dichteunterschieden der Natriumsäulen unterschiedlicher Temperatur ermittelt. Sie beträgt 2316 N/m^2 .

Die Lösung der Druckbilanz ergibt einen Durchsatz pro Brennelement von 307 g/sec . Daraus berechnet sich ein Energiestrom von $154,3 \text{ kW}$, was 70 sec nach der Abschaltung der Energie entspricht, die pro sec aus 80% des Brennstoffs eines Brennelements freigesetzt wird.

3.1.3 Diskussion der Ergebnisse

Die Strömung zwischen den Brennelementen ist zu dem betrachteten Zeitpunkt in der Lage, die Nachzerfallswärme abzuführen, die aus den 70% des Brennstoffs in den Brennelementen und 10% des Brennstoffs auf der Gitterplatte freigesetzt werden.

Diese Zahlen dürfen jedoch nicht losgelöst von den gemachten Annahmen betrachtet werden. Es zeigt sich, daß die Annahmen über den Deformationsgrad und die konstruktive Gestaltung der Coreverspannungsebenen und der Gitterplatteneinsätze maßgeblich das Ergebnis bestimmen (Tab. 4). Das wesentliche Ergebnis dieser Rechnung ist daher, daß die durch den Kreislauf abgeführte Leistung etwa in der Größenordnung der im Brennstoff freigesetzten Leistung liegt.

Die im Kapitel 4 durchgeführten Kritikalitätsrechnungen zeigen, daß die Annahme reiner Nachzerfallswärmefreisetzung in den Schüttungen nur unter

ganz bestimmten Annahmen bezüglich der Brennstoffaustragungsmechanismen während eines hypothetischen Unfalls gültig ist. Eine zwar unwahrscheinliche, aber denkbare mehrfach nuklear kritisch werdende Brennstoffschüttung hat einen starken Einfluß auf die Strömung zwischen den Brennelementen, da einmal die Annahmen über den Deformationszustand des Cores geändert werden müssen, zum anderen Mal geprüft werden muß, ob schon während der Exkursion das Natrium dort durch die Druckwelle oder hohe Wärmestromdichte zwischen den Brennelementen ausgetrieben wird.

3.2 Thermische und hydraulische Eigenschaften von Brennstoff-Schüttungen

Die Frage nach der Kühlbarkeit von Brennstoff innerhalb der Brennelemente kann, wie oben erwähnt wurde, mit diesem Ergebnis allein nicht beantwortet werden. Nachdem gezeigt wurde, daß die im Brennstoff freigesetzte Nachzerfallswärme abführbar ist, hängt die Kühlbarkeit des Brennstoffs in den Brennelementen davon ab, ob das Temperaturfeld die angegebenen Grenztemperaturen nicht überschreitet.

Die während des Reaktivitätsstörfalles auf dem unteren Blanket in den Brennelementen abgelagerte Brennstoff-Schüttung kann auf zwei Wegen gekühlt werden: der erste Weg ist die radiale Wärmeabgabe durch den Brennelementkasten hindurch an das zwischen den Brennelementen strömende Natrium. Die zweite Möglichkeit zur Kühlung der Brennstoff-Schüttung ergibt sich aus der Porosität der Schüttung. Durch die Poren der Schüttung kann Natrium hindurchfließen, so daß ein Restdurchsatz durch das Brennelement möglich wird. Das durch die Schüttung strömende Natrium heizt sich auf und führt so Energie ab. Zur Berechnung des Temperaturfeldes innerhalb der Brennelemente muß demnach die Wärme- und die Druckbilanz gelöst werden.

3.2.1 Annahmen über die hydraulischen und thermischen Eigenschaften der Brennstoff-Schüttungen innerhalb der Brennelemente

3.2.1.1 Modell zur Durchsatzberechnung

Der Druckverlust des deformierten Brennelementes setzt sich zusammen aus dem Druckverlust im deformierten Spaltgasplenum und unteren axialen Blanket Δp_{BL} und aus dem in der Brennstoff-Schüttung Δp_{BS} . Der Druckverlust im oberen axialen Blanket und in der Mischstrecke wird vernachlässigt, da die Brennelemente im Corebereich aufplatzen und das obere axiale Blanket vermutlich abgerissen wird [4]. Die Druckverlustwerte Δp_{BS} und Δp_{BL} sind wegen der Kleinheit der Kanalgeometrie stark abhängig vom Durchsatz. Überwunden werden muß dieser Druckverlust durch eine Antriebsdruckdifferenz Δp_{AN} durch Pumpen oder Naturkonvektion, vermindert um die Druckverluste im übrigen Kreislauf. Wie sich zeigen wird, ist der sich einstellende Durchsatz so niedrig, daß wegen der relativ großen Kanalquerschnitte im übrigen Kreislaufteil dessen Druckverlust vernachlässigt werden kann.

Für die Berechnung des Druckverlustes im Brennstoff liegen klare Verhältnisse vor: der Brennstoff liegt als Schüttung von Kugeln vor, die ein bei Brennstoff-Natrium-Reaktionen übliches Durchmesserpektrum der Teilchen haben. Zur Berechnung des Druckverlustes in isometrischen Schüttungen gibt es zahlreiche Literaturangaben und -übersichten [18 - 21]. Die dort angegebenen Formeln sind jedoch meistens auf den turbulenten Bereich beschränkt. Erste Rechnungen mit einer solchen Formel zeigten jedoch, daß die Strömung in der Schüttung über einen großen Teil des gewählten Parameterbereichs laminar ist. Es mußte daher eine Druckverlustbeziehung gesucht werden, die den laminaren und den turbulenten Bereich ausreichend beschreiben kann. Der Einfluß unterschiedlicher Partikeldurchmesser, Partikelform und Oberflächenzustand der Schüttung wird, aufbauend auf der Arbeit von Brauer [21] untersucht und beschrieben in den Arbeiten [22 - 25]. Die besonders für niedrige Reynoldszahlen experimentell am besten bestätigten Arbeiten sind die von Brauer [21] für isometrische Schüttungen und die von Jeschar [22] für Mehrkornschüttungen und isometrische Schüttungen. Nach Jeschar gilt:

$$\Delta p = f' \cdot \frac{1 - \epsilon}{\epsilon^3} \cdot \frac{\dot{m}^2}{2 \rho F_{BE}^2} \cdot \frac{H}{d}$$

mit

$$f' = 2 \left(\frac{160}{\text{Re}} + \frac{3,1}{\text{Re}^{0,1}} \right) \cdot \left(\frac{\epsilon_k}{\epsilon} \right)^{0,75}$$

und

$$\epsilon_k = 0,375 + 0,34 \cdot \frac{d_k}{D}$$

Die Reynoldszahl ist:

$$\text{Re} = \frac{\dot{m} d}{\rho \eta F_{BE i}} \cdot \frac{1}{1 - \epsilon}$$

Über ϵ_k und d_k , den Durchmesser des kleinsten vorkommenden Partikels, wird die am Rande höhere Porosität berücksichtigt. Es gilt aber die Einschränkung $0 \leq \epsilon \leq \epsilon_k$. Wird $\epsilon > \epsilon_k$, so ist $\epsilon_k = \epsilon$ zu setzen.

d ist bei einer Mehrkornschüttung der effektive und nicht der mittlere oder wahrscheinlichste Partikeldurchmesser. Für die Ermittlung dieses effektiven Durchmessers wird in [22] und [25] folgende Vorschrift angegeben: besteht das Schüttgutvolumen V aus n Anteilen V_i mit unterschiedlichem Durchmesser d_i , dann ist

$$d = \frac{1}{\sum_{i=1}^n \frac{V_i}{V \cdot d_i}}$$

d.h. die kleinen Teilchen werden wegen ihrer hohen spezifischen Oberfläche am stärksten bewertet. Der effektive Partikeldurchmesser ist kleiner als der mittlere.

Mit diesen Beziehungen ist der Druckverlust der Brennstoff-Stahlschüttung direkt berechenbar. Für die Berechnung des Druckverlustes des deformierten unteren axialen Blankets und Spaltgasplenums dagegen müssen Modellannahmen gemacht werden. Es wird angenommen, daß das ganze Spaltgasplenum und Blanket, das durch die Druckwellen stark deformiert wird, als volumengleiche Kugelschüttung aus isometrischen Kugeln vom ursprünglichen Stabdurchmesser und variabler Porosität vorliege. Durch einen Faktor ϵ_{SG} wird berücksichtigt, auf welches Restvolumen das Spaltgasvolumen verkleinert wurde.

Mit diesen Annahmen können auch auf das deformierte untere axiale Blanket und Spaltgasplenum die für Schüttungen gültigen Druckverlustbeziehungen von Brauer und Jeschar angewandt werden.

Zur Auflösung der Druckbilanz nach dem im deformierten Brennelement möglichen Durchsatz muß noch die Antriebsdruckdifferenz abgeschätzt werden. Sie kann je nach Kühlkreislauf und Kernzustand sehr unterschiedliche Werte annehmen. Nimmt man an, daß die Primärpumpen noch funktionsfähig sind und einen Durchsatz entsprechend 5 % des Nenndurchsatzes [6, Kap. III. 3.3, S. 14] in den Primärkreisläufen aufrechterhalten können, dann kann aus [6, 7, 26] ermittelt werden, daß an den Brennelementen eine Druckdifferenz von 2100 N/m^2 bei unverblocktem Core anliegt und $67\,000 \text{ N/m}^2$ bei total verblocktem Core. Die entsprechenden Werte für den tankinternen Notkühlkreislauf [11] betragen 180, bzw. 2316 N/m^2 . Bei Naturkonvektion durch einen Primärkreislauf treten Werte zwischen den oben genannten auf.

3.2.1.2 Modell zur Temperaturfeldberechnung

Für die Berechnung des Temperaturfeldes in der natriumbenetzten Brennstoff-Stahl-Schüttung wird das sechseckige Brennelement als flächengleicher Zylinder aufgefaßt. In Zylinderkoordinaten hat dann die Wärmebilanz für die homogene Brennstoff-Stahl-Natrium-Mischung unter Vernachlässigung der axialen Wärmeleitung nach [27, 28] folgendes Aussehen:

$$\frac{\dot{m}}{F} c_p f_l \frac{\partial \vartheta}{\partial z} = \dot{q} + \lambda \left[\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \vartheta}{\partial r} \right]$$

Es wurde dabei in guter Näherung angenommen, daß $\dot{m} \neq f(r)$ ist [24]. Die Stoffwerte λ und \dot{q} sind Effektivwerte der Schüttung. Die auf das Schüttungsvolumen bezogene Wärmequellendichte \dot{q} kann aus dem Volumenanteil des Brennstoffs am Gesamtvolumen berechnet werden, die effektive Wärmeleitfähigkeit jedoch nicht. Für ihre Bestimmung sind in der Literatur [20, 29 - 32] eine Reihe unterschiedlicher Beziehungen angegeben. Hier wird die Beziehung von Zehner [32] angewandt.

Als Randbedingung wird angenommen, daß die Wandtemperatur und die Eintrittstemperatur der Schüttung konstant und gleich sind.

3.2.2 Berechnung kühlbarer Schütthöhen

Mit den oben gemachten Annahmen wird durch Lösung der Energie- und Druckbilanz untersucht, welche Schütthöhen gerade die angegebene Grenztemperatur erreichen. Da die berechneten Temperaturprofile wegen der Vernachlässigung der Natrium-Quervermischung beim Durchströmen der Schüttung steiler sind als die sich wirklich einstellenden, wird als lokale Grenztemperatur am Austritt aus der Schüttung 1000°C zugelassen. Es stellen sich dann mittlere Austrittstemperaturen von $740 \div 820^{\circ}\text{C}$ ein.

Welche Brennstoff-Stahl-Schütthöhen innerhalb der deformierten Brennelemente kühlbar sind, und wie diese Höhen sich bei Änderung der noch frei wählbaren Parameter ϑ_E , $\dot{q}_{BS}(t)$, ϵ_{BL} , ϵ_{SG} , Δp_{AN} , ϵ_{BS} , d_{BS} ändern, wird in den folgenden Kapiteln angegeben.

3.2.2.1 Einfluß der Eintrittstemperatur

Die Eintrittstemperatur soll 400°C betragen, da davon ausgegangen wird, daß die bei der Exkursion freigewordene Energie aus dem Eintrittsplenum abgeführt ist. Eine Änderung der Eintrittstemperatur ϑ_E ergibt, wie die Tab. 5 zeigt, keine wesentliche Änderung der kühlbaren Schütthöhe H , die für den im folgenden näher spezifizierten Referenzfall $3,96\text{ cm}$ beträgt,

3.2.2.2 Einfluß der Wärmequellichte und der Zeit

Die Wärmequellichte im Brennstoff \dot{q}_{BS} hängt bei der Annahme reiner Nachzerfallswärme in der ersten Minute sehr stark von der Zeit ab. Da der Zeitpunkt, zu dem sich die Schüttung bis zu den betrachteten Höhen ausgebildet und aufgeheizt hat, nicht genau bestimmt werden kann, wird ein weiterer Zeitbereich untersucht. Bei der Festlegung der Wärmequellichte wird von den Nachzerfallswärmekurven in [6] und [11] und der mittleren Leistungsdichte des am höchsten belasteten Brennelements mit $\dot{q} = 2650\text{ W/cm}^3$ bei Nennbetrieb ausgegangen. Die Freisetzung flüchtiger Spaltprodukte wird durch Reduktion der Wärmequellichte um 25 % berücksichtigt [14, 15]. Die sich daraus ergebenden Schütthöhen sind in Abb. 5 als Funktion der Wärmequellichte und in Abb. 6 als Funktion der Zeit aufgetragen.

Es ergeben sich über einen weiten Zeitbereich Werte in der Größenordnung von nur wenigen Zentimetern. Durch eine adiabate Betrachtung mit $\dot{m} = 0$ für den Zeitpunkt $t = 16$ sec erhält man $20 \text{ }^{\circ}\text{K/sec}$ als Aufheizgeschwindigkeit für die Schüttung. Das bedeutet für die Abb. 6, daß der steile Anstieg der Höhe bei großen Werten von t unter falschen Voraussetzungen ermittelt wurde, da die Schüttung nach $20 \div 60$ sec schon ausgetrocknet ist. Die kühlbare Schütthöhe wird also für Zeiten unter 1 Minute nicht wesentlich von der Wärmequellendichte im Brennstoff beeinflusst. Als Bezugswert wird $t = 16$ sec mit $\dot{q}_{BS} = 80 \text{ W/cm}^3$ festgelegt.

3.2.2.3 Einfluß des Zustands von Blanket und Spaltgasplenum

Der Zustand des Blankets und Spaltgasplenums wird durch die Wahl der Bezugswerte für die Porosität $\epsilon_{BL} = 30 \%$ und das Spaltgasrestvolumen $\epsilon_{SG} = 50 \%$ festgelegt. Wie die Tab. 5 zeigt, beeinflussen Änderungen dieser Parameter die kühlbaren Schütthöhen nur minimal, denn der Druckabfall im Blanket ist wegen des größeren Partikeldurchmessers dort viel kleiner als der Druckabfall im Brennstoff.

3.2.2.4 Einfluß der Antriebsdruckdifferenz

Die Antriebsdruckdifferenz Δp_{AN} kann je nach Unfall, Kühlmöglichkeit und Verblockungsgrad des Cores von 180 bis weit über 2300 N/m^2 hinaus variieren. Als Bezugswert wurde 2100 N/m^2 gewählt. Wie sehr sich H mit Δp_{AN} ändert, ist aus Abb. 7 ersichtlich. Sie zeigt, daß selbst bei Drucksteigerungen durch die Pumpen um den Faktor 10 nur eine Vergrößerung von H um den Faktor 2 erreicht werden kann. Im schraffierten Bereich rechts wird der Druck so groß, daß er, je nach Brennstoffmenge, die gesamte Brennstoff-Stahl-Schüttung anheben, auflockern und eventuell auch aus dem Brennelement ausblasen kann (siehe Kap. 2.2.1.2).

3.2.2.5 Effektiver Partikeldurchmesser und Porosität

Es müssen noch 2 Parameter untersucht werden, die den Zustand der Brennstoff-Stahl-Schüttung beschreiben: die Porosität ϵ_{BS} der Schüttung und ihr effektiver Partikeldurchmesser d_{BS} .

3.2.2.5.1 Festlegung des Parameterbereichs

Der effektive Partikeldurchmesser kann aus den zahlreichen in der Literatur angegebenen Partikelspektren der Brennstoff- [33 - 36, 6] und der Stahl-Natrium-Reaktion [36, 37] ermittelt werden. Da nicht der gesamte Brennstoff geschmolzen ist und durch Brennstoff-Natrium-Reaktion zu Granulat umgesetzt wird, sondern voraussichtlich nur ca. 85 % und der Rest in Form von Pellets oder Stababschnitten vorliegt [38], können diese 15 % mit z.B. einem Durchmesser von 6 mm bewertet werden. Das daraus hergeleitete Spektrum ist in Tab. 6 und Abb. 8 eingetragen. Der daraus ermittelte effektive Partikeldurchmesser ist $d_{BS} = 0,14$ mm. Da auch Brennstoff in größeren Tropfen oder noch größeren Stücken erstarren kann, ohne durch Brennstoff-Natrium-Reaktion umgesetzt zu werden, wird d_{BS} von 0,1 bis 1 mm variiert und der Bezugswert auf 0,2 mm festgesetzt. Spektrumsänderungen durch Brennstoff-Austragung bleiben zwar wegen ihrer großen Unsicherheit unberücksichtigt, ihre Einflüsse werden sich jedoch nicht über den gewählten d_{BS} -Bereich hinaus erstrecken.

Zur Porosität ϵ_{BS} ist zu bemerken, daß auch sie eine große Unsicherheit darstellt, da eine Schüttung mit einem solch breiten kontinuierlichen Durchmesser-Spektrum besonders durch die Druckwellen der letzten Brennstoff-Natrium-Reaktion beliebig verdichtet werden kann. Selbst bei reiner Sedimentation wird ϵ_{BS} kleiner als die Porosität einer isometrischen Kugelschüttung sein, die hier etwa 38 % betragen würde [19]. ϵ_{BS} wird von 15 bis 40 % verändert. Der gewählte Bezugswert ist $\epsilon_{BS} = 30$ %.

3.2.2.5.2 Einfluß auf die kühlbaren Schütthöhen

Die kühlbare Brennstoffmenge ist in den Abb. 9 und 10 als Funktion der Größen d_{BS} und ϵ_{BS} aufgezeichnet. Die Abb. 9 zeigt das relative im Brennelement kühlbare Brennstoff-Volumen und die Abb. 10 die kühlbaren Brennstoff-Schütthöhen. Man sieht, daß zwar die kühlbare Brennstoffmenge sehr empfindlich auf Änderungen der Porosität ϵ_{BS} und des Durchmessers d_{BS} reagiert, daß aber der als realistisch erachtete Bezugswert ein kühlbares Brennstoff-Volumen von nur 6,4 % des ursprünglich im Brennelement vorhandenen Volumens ergibt.

3.2.3 Diskussion der Ergebnisse

Die Ergebnisse dieser Parametervariation lassen sich folgendermaßen zusammenfassen: die nach einem Reaktivitätsstörfall im Brennelement abgelagerte Brennstoffmenge von ca. $60 \div 80$ % der ursprünglichen Brennstoffmenge kann unter den hier gemachten Annahmen selbst bei reiner Nachzerfallswärmefreisetzung nicht stationär durch einphasige Natrium-Strömung als poröse Schüttung gekühlt werden. Die Schüttung wird austrocknen und niederschmelzen. Ein Restdurchsatz durch das Brennelement wird nicht mehr möglich sein, so daß nahezu die gesamte freigesetzte Wärme radial abgeführt werden muß oder auch zum Aufschmelzen des Blankets verwendet werden kann. Es ergibt sich damit zeitverzögert nach dem Reaktivitätsstörfall ein Brennstoff-Zustand, der dem nach dem Pumpenausfall-Störfall entspricht.

Die Frage nach der Brennstoff-Rückhaltung im Brennelement kann durch die Untersuchung der Kühlbarkeit von Brennstoff-Schüttungen im Brennelement nicht beantwortet werden. Sie kann nur mit Hilfe der Berechnung des instationären Temperaturfeldes in kompakten Brennstoff-Anordnungen beantwortet werden, das für den Reaktivitätsstörfall und den Pumpenausfall gültig ist.

3.3 Thermische Eigenschaften von kompakten Brennstoff-Stahl-Anordnungen im deformierten Kern

Die am Ende des Reaktivitätsstörfallablaufes im Brennelement befindliche Brennstoff-Schüttung ist, ebenso wie die kompakte Brennstoff-Masse nach dem Pumpenausfall-Störfall thermisch instabil und schmilzt zusammen. Wegen der schlechten Wärmeleitfähigkeit des unteren axialen Brutmantels wird die Schmelzfront ohne großen Widerstand bis zum Spaltgasplenum vordringen. Da der Brennstoff-Schmelzfront im Brutmantel die Stahlschmelzfront vorausläuft, werden alle Hohlräume im oberen Bereich des Spaltgasplenums mit Stahl ausgefüllt werden. Diese kompakte Stahlfront hat eine relativ gute axiale und radiale Wärmeleitfähigkeit und könnte daher die Brennstoff-Schmelzfront zum Halten bringen. Für ein Zum-Stillstand-Kommen der Schmelzfront spricht auch der Rückgang der spezifischen Wärmequellichte durch Verdünnung des Brennstoffs mit Brutstoff und der Rückgang der Nachzerfallswärmefreisetzung mit der Zeit.

Ob der Brennstoff in das Spaltgasplenum eindringen kann und wie weit er dann eindringt, soll im folgenden durch zweidimensionale Wärmeleitrechnungen geklärt werden. Zunächst wird durch stationäre Rechnungen unter Vorgabe der Wärmequellendichte versucht, die Dicke der Stahlzone zu bestimmen (Abb. 11), die am unteren Ende des Brennelements festbleibt und das Brennelement nach unten verschließt, falls sie mechanisch tragfähig ist und der Brennstoff bis dorthin gelangen sollte. Anschließend werden die Probleme aufgezeigt, die sich bei einer instationären Nachrechnung ergeben.

3.3.1 Berechnung des stationären Temperaturfeldes

3.3.1.1 Annahmen

Die Dicke der festen Stahlschicht am unteren Ende des Brennelementes ergibt sich aus dem Abstand der 1400°C -Isothermen (Schmelztemperatur des Stahls) von der Unterkante des Spaltgasplenums. Das Temperaturfeld wird mit dem Rechenprogramm RELAX [39] bestimmt, das es erlaubt, mit temperaturabhängigen Stoffwerten zu rechnen.

Zur Anwendung von RELAX wird das Brennelement in 3 Zonen eingeteilt: in Spaltgasplenum, Brennstoffzone und Brennelementkasten. Als Wandtemperaturen werden am unteren Ende des Spaltgasplenums wegen der Konvektion innerhalb der Gitterplatteneinsätze (siehe Kap. 5.2.2) 600°C und am Brennelementkasten ein linearer Temperaturverlauf von 600°C unten bis 900°C oben vorgegeben.

Die Stoffdaten λ , ρ , c_p werden aus [40 - 44] entnommen. Es muß hier jedoch angemerkt werden, daß die errechneten Temperaturen für ca. 80 - 90 % des Brennelement-Querschnittes oberhalb der Brennstoff-Schmelztemperatur liegen und daß für flüssiges UO_2 keine realistischen effektiven Leitfähigkeitswerte angenommen werden können, die die starke Konvektion innerhalb der Schmelze simulieren können; d.h. das in der Schmelze ermittelte Temperaturfeld stimmt mit der Realität nicht überein. Es kann auch nicht sicher geklärt werden, ob die Schmelze siedet und wie stark ihre Verdampfungsrates ist. Dieser Effekt würde einen sehr starken Wärmetransport axial aus dem Brennelement ermöglichen. Das Temperaturfeld wird daher unter der Annahme berechnet, daß alle Energie nur durch Wärmeleitung aus dem Brennelement transportiert wird.

Zur Beschreibung des Brennstoff-Transportes im Schmelzbereich des Spaltgasplenums wird der Transportvorgang in die Temperaturabhängigkeit der Stoffwerte und Wärmequellldichte abgebildet. Die Temperatur, ab der der Brennstoff sich im Spaltgasplenum bewegen kann, ist wegen der großen Dichteunterschiede und dem hohen Brennstoff-Schmelzenanteil nicht die Brennstoff-Schmelztemperatur $2800\text{ }^{\circ}\text{C}$, sondern die Stahlschmelztemperatur $1400\text{ }^{\circ}\text{C}$. D.h. unterhalb $1400\text{ }^{\circ}\text{C}$ werden im Spaltgasplenum die Stoffwerte von Stahl angesetzt, oberhalb diejenigen von Brennstoff, einschließlich der zugehörigen Wärmequellldichte.

3.3.1.2 Ergebnisse und Diskussion

Mit den im vorigen Abschnitt definierten Stoffwerten und den erwähnten Randbedingungen kann mittels stationärer RELAX-Rechnungen die Schichtdicke der festen Stahlschicht errechnet werden, die falls die Schmelzfront überhaupt bis dorthin gelangen kann, das Brennelement nach unten verschließt. Bei einer Wärmequellldichte von 80 W/cm^3 bleibt von $r = 0\text{ cm}$ bis $r = 4\text{ cm}$ eine 1 cm dicke Stahlschicht fest, die zum Brennelement-Kasten hin noch dicker wird, und bei 45 W/cm^3 etwa eine 2 cm dicke Schicht über denselben Bereich. Die angegebenen Wärmequellldichtewerte sind willkürlich ausgewählt. Genaue Angaben von \dot{q} für ausgewählte Zeitpunkte können hier nicht mehr gemacht werden, da der flüssige Brennstoff sicherlich durch Brutstoff und eventuell auch noch durch Stahl verdünnt ist.

Die errechneten Stahlschichten wären in idealer Scheibenform sicherlich tragfähig. Nach dem Unfall wird sich aber eine solche Geometrie nicht ausgebildet haben. Das untere Ende des Spaltgasplenums wird sicherlich keine ebene, glatte Fläche bilden, sondern die einzelnen Brennstäbe werden unterschiedlich weit aus dem komprimierten Bündel herausragen, so daß diese untere Stirnfläche, die von unten durch flüssiges Natrium gekühlt wird, sehr zerklüftet sein wird. In einzelnen tiefreichenden Rissen und Kanälen wird es zum Sieden des Natriums kommen. Das entstehende Dampfpolster trennt dann über den ganzen Brennelement-Querschnitt das flüssige Natrium vom Spaltgasplenum. Dieses ist nach unten praktisch nicht mehr gekühlt und der Brennstoff schmilzt sich durch. Auf dem weiteren Weg ins Eintrittsplenum kann bei der gewählten Konstruktion der Gitterplatteneinsätze der Brennstoff nirgends mehr zurückgehalten werden, auch nicht an der hydraulischen Niederhaltung, da dort zwischen den Gitterplatteneinsätzen Brenn-

stoff lagert (siehe Kap.5) und dadurch keine radiale Wärmeabfuhr mehr möglich ist.

Die oben angegebenen Schichtdicken sind, außer bei sehr kleinen Brennstoffmengen unter 10 - 20 %, unabhängig von der im Brennelement verbliebenen Brennstoffmenge. Wegen der sehr schlechten Leitfähigkeit des Brennstoffs ist der Einfluß der axialen Wärmeleitung schon nach einer Höhe von etwa dem 1,2-fachen Brennelementradius abgebaut. Das hat zur Folge, daß auch Brennstoff aus Brennelementen herausgeschmelzen wird, aus denen der meiste Brennstoff schon durch Sieden ausgedampft ist.

3.3.2 Instationäre Betrachtung des Niederschmelzvorganges

Es besteht bei reiner Nachzerfallswärmefreisetzung immer noch die Möglichkeit, daß die Brennstoff-Schmelzfront im Spaltgasplenum zum Stillstand kommt. Der geringe Einfluß der axialen Wärmeleitung im Brennstoff (s.o.) bewirkt, daß je nach Brennstoffmenge der größte Teil der freigesetzten Wärme durch radiale Wärmeleitung aus dem Brennelement abgeführt wird. Nur ein geringer Teil der Wärme wird axial dem Spaltgasplenum zur Aufheizung, zum Schmelzen und zur weiteren Ableitung zugeleitet. Die Aufschmelzgeschwindigkeit des Spaltgasplenums ist niedrig und der Einfluß der Zeit auf den Rückgang der Wärmequellendichte groß. Die Erniedrigung der Wärmequellendichte durch Verdünnung des Brennstoffs durch Stahl und Brutstoff verstärkt diesen Zeiteinfluß.

Ob die Brennstoff-Schmelzfront innerhalb des unteren axialen Blankets oder Spaltgasplenums zum Stillstand kommt, kann zur Zeit nicht geklärt werden. Zur instationären Berechnung des Temperaturfeldes muß nämlich angemerkt werden, daß 80 - 90 % des Brennstoffs in den Brennelementen in flüssiger Form vorliegen werden und daß es heute für die hier maßgebliche Rayleigh-Zahl noch keine übertragbaren Modelle oder Experimente zur Bestimmung des Temperaturfeldes oder der Energieströme in radialer und axialer Richtung bekannt sind. Es muß angenommen werden, daß die Konvektion turbulent ist und aller Wahrscheinlichkeit nach dennoch Sieden des Brennstoffs, und damit ein starker axialer Energietransport, auftreten wird.

Unter diesen Voraussetzungen ist es wenig sinnvoll, einen stationären mehrdimensionalen Wärmeleitcode auf dieses Problem anzuwenden. D.h. für den Fall reiner Nachzerfallswärmefreisetzung, daß es zur Zeit nicht möglich ist nachzuweisen, daß kein Brennstoff die Brennelemente nach unten verlassen wird.

Im Falle kritischer Brennstoff-Konfigurationen im Brennelement kann die Frage nach dem Durchschmelzen durch das Spaltgasplenum nach dem jetzigen Stand der Kenntnis ebenso nicht beantwortet werden. Es wird jedoch vermutet, daß die zeitweise hohe Wärmequellendichte und dadurch hohe Wärmestromdichte durch den Brennelement-Kasten die Strömung zwischen den Brennelementen durch Sieden und Natrium-Austreibung unterbricht. Rasches Durchschmelzen des Kastens und des Spaltgasplenums wäre die Folge.

4. Nukleare Eigenschaften von Brennstoff-Stahl-Anordnungen

Nach jedem der beiden hypothetischen Unfälle bleiben unter Umständen große Brennstoffmengen in den Brennelementen in kompakterer Form als im Betriebszustand zurück. Eine Prüfung auf Kritikalität des Brennstoffs in den Brennelementen erscheint wegen der schwerwiegenden Folgen kritischer Anordnungen unbedingt erforderlich zu sein, zumal in der Literatur zur Frage der Kritikalität des Brennstoffs in den Brennelementen widersprüchliche Aussagen gemacht werden. In [20] wird für den FFTF vermutet, daß der Brennstoff unterkritisch ist, in [45] wird, ebenso auf den FFTF bezogen, darauf hingewiesen, daß die maximal mögliche Brennstoffhöhe durch die nukleare Kritikalität und nicht durch die Kühlbarkeit begrenzt wird.

Ausgangspunkt der folgenden Überlegungen ist wiederum die in [2] durchgeführte Untersuchung hypothetischer Störfälle des Mark I-Kerns des SNR-300. Über die aus diesen Untersuchungen folgenden extrem konservativen Ergebnisse hinaus wird angenommen, daß auch der äußere Brennelementring der Kernzone 2 zerstört wird. Ziel der Untersuchungen dieses Abschnitts ist es einmal unter der Annahme der Rückkehr von 100 % bzw. 70 % des Spaltstoffinventars in den deformierten Kern die Kritikalität denkbarer Brennstoff-Stahl-Anordnungen zu überprüfen und zum anderen Zielwerte des während und nach der "disassembly"-Phase auszutragenden Brennstoffanteils zu finden, bei deren Erreichen unterkritische Brennstoff-Stahl-Anordnungen nach einem hypothetischen Störfall innerhalb des deformierten Kerns zu erwarten sind.

Abschließend wird unter der Annahme eines einfachen Sedimentationsmodells versucht, eine Abschätzung für Reaktivitätsrampen zu geben, die in derartige Schüttungen einlaufen könnten. Die möglichen Auswirkungen werden qualitativ diskutiert.

4.1 Annahmen über mögliche Brennstoff-Stahl-Anordnungen

Als Grundlage für die Bestimmung der Geometrie und der physikalischen Daten des Mark I-Kerns des SNR-300 nach einem Unfall wird folgende Literatur verwendet: die Geometrie des Reaktors im Betriebszustand wird aus [46] übernommen und um das Spaltgasplenum entsprechend den Angaben in [6] erweitert. Die kernphysikalisch wichtigen Daten, wie Zusammensetzung, Dichte und Temperatur der Zonen, werden ausgehend von den in [47, 48] gegebenen Daten bestimmt.

Der Zustand des Reaktors nach dem Unfall wird wie folgt festgelegt (siehe Abb. 12): das obere axiale Blanket mit der Mischungsnummer 1 soll in unverändertem Zustand erhalten bleiben. Diese Annahme ist dadurch gerechtfertigt, daß voraussichtlich das obere axiale Blanket während des Unfalles aus den Brennelementen heraus- und in die Instrumentierungsplatte hineingeschleudert wird. Von dort werden die Stababschnitte wieder herunterfallen und überwiegend auf den Brennelementkästen liegen bleiben. Bezüglich der Kritikalität des Reaktors werden die Annahmen über den Zustand des Blankets wegen der großen Entfernung zum Brennstoff (Mischung 9) keinen nennenswerten Einfluß ausüben.

Für das radiale Blanket mit der Mischung 2 und dem zugehörigen Spaltgasplenum mit der Mischung 3 wird, wie auch im Kapitel 3.1, angenommen, daß es während des Unfalles nicht verändert wird. Der Mischungsbereich 4, der etwa den ehemaligen Corebereich überdeckt, enthält kein Brennstabbündel mehr. Er enthält nur noch Brennelementkästen und Natrium. Die Regel- und Abschaltstabbringe 5 sollen bis auf die unteren Sicherheitsstäbe 13 keinen Absorber mehr enthalten (Regelstabauswurf). Sie sollen nur noch Strukturmaterial und Natrium enthalten.

Die übrigen Mischungsbereiche im unteren Brennelementteil werden für die Fälle definiert, die auch bezüglich ihrer thermischen Stabilität untersucht wurden (Kap. 3.2 und 3.3). Zusätzlich sollen noch einige denkbare Zwischenzustände untersucht werden. Die kernphysikalisch wichtigen Daten, die in Tab. 7 wiedergegeben sind, mußten wegen des veränderten Temperaturfeldes korrigiert werden. Die Einteilung in 2 radiale Anreicherungs-zonen wurde nicht übernommen, da während des Bethe-Tait-Ablaufs und der Brennstoff-Natrium-Reaktion im Austrittsplenum eine radiale Vermischung des Brennstoffs angenommen werden muß.

Fall 1: siehe Abb. 12 und 13

Der Brennstoff mit der Mischung Nr. 9 ist geschmolzen. Ein Teil des Brennstoffs ist in das untere axiale Blanket mit der Mischung Nr. 10 eingedrungen, hat dort allen Stahl vor sich her nach unten verdrängt, nimmt jetzt dessen Platz ein und füllt zusätzlich die mit 30 % angesetzten Poren (siehe Kap. 3.2.2). In das komprimierte Spaltgasplenum 6 ist das gesamte Hüllmaterial des Brennstoffs und unteren Brutstoffes eingelaufen. Spaltgaseinschlüsse entsprechend 50 % des ursprünglichen Spaltgasvolumens werden berücksichtigt.

Im Falle 1a wird angenommen, daß der gesamte Brennstoff in den Brennelementen verbleibt, im Falle 1b, daß 70 % im Brennelement bleiben, und im Falle 1c wird angenommen, daß der Teil des Stahles, der im Spaltgasplenum nicht mehr aufgenommen werden kann, auf dem Brennstoff schwimmt. Der Einfachheit halber wird dafür wieder die Mischung 6 verwendet.

Fall 2: siehe Abb. 13

Der flüssige Brennstoff 9 ist nur bis in die Mitte des Brutmantels 10 vorgedrungen. Das Hüllmaterial aus der Brennstoffzone und der oberen Brutmantelhälfte füllt die Hohlräume der unteren Brutmantelhälfte 11. Was dort nicht mehr aufgenommen werden kann, fließt in das Spaltgasplenum 7 ein und wird dort als homogen verteilt angenommen. In diesem Fall soll noch untersucht werden, welchen Einfluß die Wahl der Unterkante des Spaltgasplenums, also eine axiale Verschiebung der Mischungsbereiche 7 bis 9 auf die Kritikalität ausübt. Es kann nämlich nicht mit Sicherheit bestimmt werden, wie tief das Spaltgasplenum in den Brennelementfuß hineingepreßt wird. Im Falle 2a wird daher angenommen, daß der radiale Brutmantel 2 und das zugehörige Spaltgasplenum 3 der Abb. 12 entspreche. Im Falle 2b soll das Spaltgasplenum 3 auch aus der Mischung 2 bestehen, im Falle 2c der radiale Brutmantel 2 aus der Mischung 3.

Fall 3: siehe Abb. 14

Die radiale Anordnung entspricht bei allen weiteren Fällen wieder der Abb. 12. Der geschmolzene Brennstoff 9 ist hier noch nicht in den Brutmantel 11 eingelaufen. Alle Hohlräume im Brutmantel innerhalb der Brennelemente werden jedoch von dem zum Brennstoff gehörigen Hüllmaterial ausgefüllt. Ein Teil des Hüllmaterials kann dort nicht aufgenommen werden. Er wird homogen im Spaltgasplenum 8 verteilt.

Fall 4: siehe Abb. 14

Der Brennstoff ist zur Hälfte geschmolzen und liegt zur Hälfte als ausgetrocknete Brennstoff-Schüttung mit einer Porosität von 30 % vor (abgebildet in die Schmierdichte des Brennstoffs). Der flüssige Brennstoff ist wie im Falle 1 in den Brutmantel 10 eingelaufen, ein Teil davon, Mischung 9, kann dort nicht aufgenommen werden und schwimmt auf dem Brutmantel. Darüber befindet sich die Brennstoff-Schüttung mit der Mischung Nr. 12.

Fall 5: siehe Abb. 15

Der Brennstoff liegt wieder zur Hälfte in flüssiger Form und zur Hälfte als ausgetrocknete Brennstoff-Schüttung mit der Mischung Nr. 12 vor. Der flüssige Brennstoff 9 sei jedoch wie im Falle 3 noch nicht in den Brutmantel eingedrungen. Diesen Zustand kann man sich etwa durch den Pumpenausfall-Unfall denken.

Fall 6: siehe Abb. 15

Der Brennstoff liegt hier ausnahmslos als ausgetrocknete Brennstoff-Schüttung mit einer Porosität von 30 % vor (Mischung 12). Das zum Brennstoff gehörige Hüllmaterial sei wie im Fall 3 in den Brutmantel und das Spaltgasplenum eingedrungen. Im Fall 6a wird angenommen, daß sämtlicher Brennstoff in den Brennelementen verbleibt, im Fall 6b, daß nur 70 % dort verbleiben.

4.2 Kritikalitätsprüfung von Brennstoff-Stahl-Anordnungen

Die Kritikalität der im vorigen Abschnitt definierten Brennstoff-Stahl-Anordnungen wurde mittels statischer Diffusionsrechnungen überprüft. Alle Rechnungen wurden mit dem zweidimensionalen Diffusionscode DIXY in Zylindergeometrie durchgeführt. Es wurde der 26-Gruppensatz KFKINR verwendet. Durch Vergleichsrechnungen konnte gezeigt werden, daß die Rechengenauigkeit mit einem grobmaschigen r-z-Netz von 32 x 20-Punkten für den hier verfolgten Zweck ausreichend ist. Es wurden nur die Fälle 1a, 1b, 3, 6a und 6b gerechnet. Die Resultate dieser Rechnungen wurden auf die übrigen Fälle mit Hilfe einfacher Überlegungen extrapoliert. In zwei Fällen (Fall 3 und 6b) wurde iterativ die kritische Höhe der Brennstoffzone bestimmt.

Die Ergebnisse der Rechnungen sind in Tab. 8 aufgeführt. Im einzelnen ergeben sich folgende Resultate:

Fall 1:

Für den Fall 1a, bei dem die Höhe der Brennstoffzone 18,81 cm beträgt, ergab sich mit $k = 1,214$ eine stark überkritische Anordnung. Selbst bei Reduktion der Höhe auf 8,93 cm im Fall 1b bleibt die Konfiguration mit

$k = 1,0223$ noch überkritisch. Aus diesen beiden Resultaten läßt sich die kritische Höhe der Brennstoffzone durch Extrapolation zu $H_c = 8,42$ cm bestimmen. Dabei wurde die Abhängigkeit

$$\frac{1}{k} = c_1 + \frac{c_2}{(H + \delta)^2}$$

zugrunde gelegt und für das Reflektorsaving ein Wert von $\delta = 1,2$ cm [49] angenommen.

Überlagert man die Brennstoffzone von Fall 1a noch mit einer 10 cm dicken Stahlschicht, so steigt die Kritizität wegen des größeren Reflektorsavings von Stahl gegenüber Natrium weiter an. Im Fall 1c ergibt sich daher ein höherer Wert für k als im Fall 1a.

Fall 3:

Die kritische Höhe der Brennstoffschicht wurde iterativ zu $H_c = 15,26$ cm bestimmt. Falls der gesamte Brennstoff abgelagert werden sollte, wächst die Höhe auf 33,10 cm an. Um die Konfiguration unterkritisch zu halten, müßten somit ca. 54 % des Brennstoffs aus dem Corebereich abgeführt werden.

Fall 2:

Aus den Ergebnissen für Fall 1 und 3 lassen sich Schlüsse bezüglich der Kritizität von Fall 2a ziehen. Es wird im Fall 2a angenommen, daß Brennstoff in die obere Hälfte des axialen Blankets eingedrungen ist. Somit liegt der Fall 2a zwischen den Fällen 3 und 1a. Für die kritische Höhe im Fall 2a ergibt sich ein Wert $8,42 < H_c < 15,26$ cm. Da die tatsächliche Höhe jedoch 25,88 cm beträgt, ist der Fall 2a stark überkritisch.

Die Änderungen im radialen Blanket in den Fällen 2b und 2c wirken sich nur wenig auf die Kritizität aus, da die axiale Leckage diejenige in radialer Richtung um mehr als eine Größenordnung übertrifft und nur die letztere durch die Änderung beeinflusst wird. Daher kann im Fall 2b eine geringfügige Erhöhung von k gegenüber dem Fall 2a erwartet werden, eine geringe Erniedrigung dagegen bei Fall 2c.

Fall 6:

Im Fall 6a ergab die Rechnung bei einer Schütthöhe von 47,07 cm einen Wert von $k = 1,293$. Die kritische Schütthöhe ergab sich iterativ zu $H_c = 23,38$ cm. Somit ist auch der Fall 6b mit einer Schütthöhe von 33 cm noch überkritisch. Um die Anordnung unterkritisch zu halten, müßten ca. 50 % des Brennstoffs aus dem Corebereich abgeführt werden.

Fall 4:

Im Fall 4 hat die Brennstoffschüttung eine Höhe von 25,88 cm, ist also größer als die in Fall 6 bestimmte kritische Höhe von 23,38 cm. Hierzu kommt noch reaktivitätserhöhend eine Brennstoffschicht von 2,34 cm und der in das untere Blanket eingedrungene Brennstoff.

Fall 5:

Hierbei kann wieder der Fall 3 zum Vergleich herangezogen werden. Die im Fall 5 vorliegende Brennstoffschicht von 16,48 cm Höhe ist größer als die kritische Höhe von 15,26 cm aus Fall 3. Darüber lagert noch eine Brennstoffschüttung von 23,54 cm Höhe, die den Wert von k noch weiter anhebt.

Die in Abschnitt 4.1 definierten Brennstoff-Stahl-Anordnungen, in denen davon ausgegangen wurde, daß 100 bis 70 % des Brennstoffinventars in den deformierten Kern nach der "disassembly"-Phase zurückkehren können, sind ausnahmslos überkritisch. Unterkritische Konfigurationen sind nur dann zu erwarten, wenn während bzw. nach der "disassembly"-Phase mehr als 50 % des Brennstoffs aus dem Kern derart ausgetragen werden, daß sie nicht wieder in den Kernbereich zurückgelangen können.

4.3 Abschätzung möglicher Reaktivitätsrampen unter Verwendung eines einfachen Sedimentationsmodells

Für den Fall, daß mehr als 50 % des Brennstoffinventars in den deformierten Kern zurückkehrt, interessiert die Größenordnung möglicher Reaktivitätsrampen, die beim Durchgang durch den kritischen Zustand der Brennstoff-Stahl-Anordnung auftreten kann. Die Frage, die in diesem Zusammenhang zu klären wäre, ist die nach dem Mechanismus, der für die Rückkehr des Brennstoffs in den Kernbereich verantwortlich ist. Entsprechend der in Abschnitt 2

definierten Ausgangssituation nach der "disassembly"-Phase wird im folgenden nur ein einfaches Sedimentationsmodell betrachtet.

Folgende Annahmen werden zugrunde gelegt: Die Brennelemente seien mit Natrium gefüllt. Der wesentliche Teil des Brennstoffs befinde sich in Partikelform mit dem Durchmesserpektrum der Brennstoff-Natrium-Reaktion am Austritt aus den Brennelementen in der Schwebe. Die Strömungsgeschwindigkeit des Natriums im Brennelement sei durch die Verblockung im Brennelementfuß gleich Null. Ein Teil des Brennstoffs, V_0 , ist während der "disassembly"-Phase im Brennelement verblieben. Insgesamt kehrt nur ein Anteil V_{rest} in das Brennelement zurück.

Aus den in Abb. 16 aufgetragenen Sinkgeschwindigkeiten der Partikel unterschiedlichen Durchmessers folgen bei vorgegebener Fallhöhe die in Tab. 9 zusammengestellten Fallzeiten für die in zehn volumengleiche Gruppen zusammengefaßten Partikel. Die sich hiermit ergebende kumulierte Brennstoffmenge bzw. Schütthöhenänderung bei vorgegebener Porosität ist in Abb. 17 über der Zeit dargestellt. Aus den Kritizitätsrechnungen des vorigen Abschnitts folgt für den dieser Situation äquivalenten Fall 6b, daß eine solche Schüttung mit $H = 23,4$ cm kritisch wird und in der Umgebung des kritischen Punktes sich eine k_{eff} -Abhängigkeit von der Schütthöhe von $18,2 \cdot 10^{-3}$ pro cm entsprechend $6,1$ $\$/cm$ ergibt.

Kombiniert mit den Ergebnissen der Abb. 17 folgt daraus:

Bei V_0 -Werten oberhalb 50 % wird die Kritikalität schon ohne Sedimentation des noch in der Schwebe befindlichen Brennstoffs erreicht. In diesem Bereich können nach diesem Verfahren keine Reaktivitätsrampen abgeschätzt werden. Im Bereich kleinerer V_0 -Werte werden Sedimentationsgeschwindigkeiten von ca. $0,95$ cm/sec bis $2,55$ cm/sec erreicht. Mit einem Reaktivitätsanstieg mit der Schütthöhe von $6,1$ $\$/cm$ ergeben sich Reaktivitätsrampen von ca. $5,8$ bis $15,6$ $\$/sec$. Diese Rampen gelten nur dann, wenn der Brennstoff zunächst an der Oberkante des Brennelementes schwebt und sich dann über eine Länge $l = 224$ cm bis zur Oberkante des unteren axialen Blankets absetzt. Bei geringeren Sedimentationslängen l sind höhere Reaktivitätsrampen zu erwarten.

Da eine quantitative Beschreibung des Einflusses derartiger Reaktivitätsrampen auf die geometrische Konfiguration von Schüttungen mit den zur Zeit zur Verfügung stehenden theoretischen Modellen nicht möglich ist, sollen

im folgenden einige qualitative Überlegungen aufgeführt werden, die es gestatten, die Folgen derartiger Rampen in dem gewählten Sedimentationsmodell abzuschätzen. Mit steigendem effektivem Multiplikationsfaktor als Folge des Aufbaus der Schütthöhe wird die im Brennstoff erzeugte Wärmemenge auf Grund unterkritischer Multiplikation ansteigen und damit auch die Temperatur der Brennstoffpartikel. Da die Schüttung im Gegensatz zur intakten Brennelementgeometrie ein großes Oberflächen- zu Volumenverhältnis hat, führt dieser Anstieg der Brennstofftemperaturen zu einer schnellen Aufheizung des Kühlmittels mit anschließender Kühlmittelverdampfung innerhalb der bis zu diesem Zeitpunkt aufgebauten Schüttung. Das Aufsieden der Schüttung unterbricht vorübergehend den weiteren Sedimentationsvorgang und damit den Reaktivitätsanstieg der betrachteten geometrischen Konfiguration. Als Folge der sich aufbauenden Schüttungen ist demnach mit einem oder auch mehreren milden Leistungstransienten zu rechnen, die über die Kühlmittel-expulsion innerhalb des deformierten Kerns einen Austragungsmechanismus von Brennstoff zur Folge haben können, der solange wirksam ist, bis die nachfolgend sich aufbauenden Schüttungen unterkritisch bleiben.

Aus den Überlegungen zur Kritikalität der dieser Untersuchung zugrunde gelegten Brennstoff-Stahl-Mengen, die in den deformierten Kern nach hypothetischen Unfällen zurückkommen könnten, folgt, daß für weitergehende Untersuchungen auf die Austragungsmechanismen von Brennstoff während und nach dem hypothetischen Unfall großes Gewicht zu legen ist, um den Nachweis führen zu können, daß die sich bildenden Brennstoff-Stahl-Anordnungen unterkritisch bleiben.

5. Kühlung von Brennstoff auf der Gitterplatte

Wie in Kap. 2.2.1.1 ausgeführt, ist damit zu rechnen, daß sich auch auf der Gitterplatte Brennstoff absetzt. Da die Frage, wieviel Brennstoff dort hin gelangt, nur schwer zu beantworten ist, wird versucht, die kühlbare Brennstoffmenge in diesem Bereich zu bestimmen.

Eine Brennstoffanordnung kann dann als langfristig kühlbar angesehen werden, wenn in ihr die Schmelztemperatur nicht überschritten wird, wenn ihre Unterlage bei den dort herrschenden Temperaturen noch tragfähig ist und wenn der Wärmestrom an ihrer Oberfläche zuverlässig abgeführt werden kann.

5.1 Temperaturfeld im Brennstoff zwischen den Gitterplatteneinsätzen

Die geometrische Anordnung des Brennstoffs im Bereich der Gitterplatteneinsätze [50, 51] ist Abb. 18 zu entnehmen. Fasst man vereinfachend den Wärmetransport aus dem Brennstoff durch den Gitterplatteneinsatz (GPE) als eindimensionales Wärmeleitproblem auf, so kann man die Temperaturdifferenz zwischen dem Zentrum des Brennstoffs und der inneren Oberfläche des Gitterplatteneinsatzes unmittelbar angeben. Dies ist für unterschiedliche Annahmen über die Zusammensetzung und Dichte des Brennstoffs für einen Zeitpunkt von 70 sec nach dem Abschalten des Reaktors in Abb. 19 aufgetragen. Greift man den Extremfall einer homogenen Brennstofffüllung bei der größten Dicke des Gitterplatteneinsatzes heraus, so ergibt sich eine maximale Temperaturdifferenz von 1200 Grad. Die Temperaturdifferenz am Gitterplatteneinsatz ist dabei ca. 330 Grad. D.h. wenn es gelingt die Temperatur des Natriums im Gitterplatteneinsatz bei ca. 700 °C zu halten, dann ist diese Anordnung kühlbar.

5.2 Thermohydraulische Verhältnisse im Gitterplatteneinsatz

Für die Kühlung des Natriums im Gitterplatteneinsatz gibt es zwei verschiedene Möglichkeiten, einmal eine Durchströmung dieses Einsatzes von unten nach oben, was eine Durchlässigkeit des Brennelements für das Kühlmittel voraussetzt, oder ein Naturkonvektionskreislauf im Gitterplatteneinsatz der in Abb. 21 schematisch dargestellt ist.

5.2.1 Durchströmbare Brennelemente

Im Falle durchströmbarer Brennelemente kann man mit Hilfe einfacher Wärmebilanzen angeben, welche Massenströme erforderlich sind um die gewünschte Aufheizspanne einzustellen. Letztere ist dabei durch die Eintrittstemperatur des Kühlmittels (ca. 400 °C) und durch die maximal zulässige Temperatur im Gitterplatteneinsatz (ca. 700 °C) gegeben. Die Auswertung dieser Beziehungen ist in Abb. 20 als Nomogramm dargestellt. Danach sind die erforderlichen Massenströme von der Größenordnung 100 g/sec und werden daher nur bei schwach verformten oder durchgeschmolzenen Brennelementen möglich sein.

5.2.2 Naturkonvektion innerhalb des Gitterplatteneinsatzes

Wie in Abb. 21 dargestellt, muß das eingeschlossene Natrium im Gitterplatteneinsatz zwei Wärmeströme abführen. Einmal muß der Boden gekühlt werden, der den Brennstoff im Brennelement hält und zum zweiten muß der Brennstoff auf der Gitterplatte seine Wärme in dieses Natrium abgeben können. Als Kühlfläche für das eingeschlossene Natrium bleibt der Gitterplatteneinsatz im Bereich zwischen der Unterkante des Bodens vom Brennstoff im Brennelement und der Oberkante des Brennstoffs auf der Gitterplatte. Diese Fläche wird durch den Naturumlauf nach Kap. 3.1 gekühlt. Nimmt man an, daß der Boden des Brennstoffs im Brennelement an der engsten Stelle des Brennelement-Fußes beginnt (59 cm) und daß auf der Gitterplatte ca. 10 % Brennstoff mit dem zugehörigen Stahlanteil von 21,6 % bei einer Porosität von 35 % abgelagert sind (Oberkante Schüttung ca. 36 cm) so ergibt sich die Höhe der Kühlfläche zu ca. 23 cm. Diese Höhe ist nun anteilig auf die beiden Wärmeströme zu verteilen, entsprechend:

$$\frac{\dot{Q}_{SG}}{\dot{Q}_{GP}} = \frac{H_{SG}}{H_{GP}} = \frac{5}{18}$$

Da bei der Kühlung des Bodens für den Brennstoff im Brennelement keine nennenswerten Druckverluste zu überwinden sind, kann auf seine Nachrechnung verzichtet werden.

Für den unteren Kreislauf muß zunächst der Verlauf eines Stromfadens fest gelegt werden. Berücksichtigt man das Verhältnis des maximalen zu minimalen Wärmeflusses von ca. 10:1 in Umfangsrichtung, so ergibt sich ein Stromfaden wie er in Abb. 22 skizziert ist. Nimmt man ferner an, daß der Gitterplatteneinsatz an seiner Kühlfläche von Natrium von ca. 500 °C umströmt wird, daß die Trennfläche zwischen aufwärts und abwärts gerichteter Strömung hydrodynamisch eine feste Wand darstellt und daß ihre Lage über den Flächenanteil ψ für die Aufwärtsströmung gesteuert werden kann, so ist dieser Kreislauf nach dem Schema entsprechend Abb. 23 berechenbar. Die temperaturabhängigen Stoffwerte ρ und η für Natrium werden aus [52] entnommen.

Die damit gewonnenen Ergebnisse sind in den Abb. 24 bis 26 und Tab. 10 gezeigt. Abb. 24 zeigt den Einfluß des Flächenanteils ψ der Aufwärtsströmung auf die mittlere Temperatur der heißesten Zone. Da sein Einfluß relativ klein ist wurde $\psi = 0,5$ als Referenzwert gewählt. In Abb. 25 wird der Einfluß des abzuführenden Wärmestromes auf die mittlere Temperatur der heißesten Zone gezeigt. Man erkennt, daß pro abzuführendes kW Wärmeleistung diese mittlere Temperatur um 9 Grad ansteigt, oder anders ausgedrückt für porösen bzw. homogenen Brennstoff mit ca. 17,4 kW bzw. 33 kW Heizleistung pro Gitterplatteneinsatz erhält man in der Zone 1 eine mittlere Temperatur von 675 °C bzw. 840 °C.

Schließlich ist in Abb. 26 noch der Temperaturverlauf entlang des Stromfadens aufgetragen.

Die in diesem Kapitel durchgeführten Abschätzungen lassen erwarten, daß ca. 10 % Brennstoff auf der Gitterplatte langfristig kühlbar sind. Kritisch erscheint nur der Zeitraum, in dem sich im Brennelement nicht kühlbarer Brennstoff durch die hydraulische Niederhaltung im Gitterplatteneinsatz hindurchschmilzt.

6. Brennstoff auf dem Boden des unteren Sammelbehälters (USB)

Da durch die bisher angestellten Betrachtungen nicht ausgeschlossen werden kann, daß der Brennstoff auf den USB-Boden gelangt, muß untersucht werden, ob, und wenn ja welche Brennstoffmengen dort gelagert werden können. Auch diese Betrachtung kann nur für den stationären Fall angestellt werden, da die Randbedingungen für das Auffüllen des USB unbekannt sind. Während dieser Phase kann der USB durch folgende Einflüsse beansprucht werden:

- a. Dynamische Belastung als Folge einer erneuten BNR oder nuklearer Exkursion,
- b. statische Belastung durch das Gewicht des Brennstoffs,
- c. hohe Temperaturen und Temperaturgradienten,
- d. Reduktion der Wandstärke durch Kontakt mit flüssigem Brennstoff.

Für den stationären Fall bleiben die Beanspruchungsarten b und c wichtig. Dabei ist c in jedem Fall, b aber nur für die Betrachtung großer Brennstoffmengen im USB von Bedeutung.

6.1 Kühlung von Brennstoff auf dem Boden des USB

Die Kühlbarkeit von granuliertem Na-benetztem Brennstoff auf einer ebenen Platte wurde in [54 ÷ 58] untersucht. Da man kein wärmeerzeugendes Granulat verwenden konnte, wurde dort ein Behälter mit Natrium- und Brennstoffgranulat gefüllt und von unten beheizt. Dabei wurde der Wärmestrom und die zugegebene Menge an Brennstoffgranulat variiert. Es ergaben sich für die Belegungsdichte von 50 g/cm^2 bzw. 15 g/cm^2 maximal abführbare Wärmeströme von 20 W/cm^2 bzw. 90 W/cm^2 [55, 56]. Es zeigte sich dabei, daß es unwesentlich ist, ob das Natrium dabei siedet oder nicht [57]. Der Aussagewert derartiger Experimente ist leider begrenzt, da wesentliche Effekte, z.B. die innere Wärmequelle, nicht richtig simuliert werden. Nach dem granulierten Brennstoff im USB werden im folgenden nur noch kompakte Brennstoffanordnungen untersucht werden, da eine nicht kühlbare Anordnung granulierten Brennstoffs in eine kompakte Anordnung übergeht.

6.1.1 Geringe Brennstoffmengen im USB

Unter geringen Brennstoffmengen sollen im folgenden solche verstanden werden, die so klein sind bzw. eine derartige geometrische Anordnung besitzen, daß in ihnen in keinem Punkt Schmelzen auftritt. Für diesen Fall konnte in [53] gezeigt werden, daß die Wärme nach unten aus dem USB in das Natrium des Reaktortanks abgeführt werden kann. Dieses Natrium führt die ihm zugeführte Wärme über einen Naturumlauf gemäß Abb. 27 an den Reaktorkühlkreislauf ab. Auf diese Weise können nach [53] ca. 3 % des Brennstoffs gekühlt werden.

6.1.2 Große Brennstoffmengen im USB

Könnte man bei kleinen Brennstoffmengen die Wärmeströme an ihrer Oberfläche relativ leicht erfassen, so ist dies bei großen Brennstoffmengen, die im Inneren Brennstoffschmelze enthalten, sehr kompliziert. Die Schmelze führt wegen innerer Temperatur- bzw. Dichteunterschieden Eigenbewegungen aus, die auf Grund der mitgeführten Wärme die Wärmestromverteilung an der Oberfläche der Brennstoffanordnung gegenüber dem reinen Leitungsmodell beträchtlich ändern können. Eine theoretische Bestimmung des Konvektionseinflusses wird in den Arbeiten [59 ÷ 62] versucht. Ihre Anwendung ist hier jedoch nicht möglich, da die dort angegebenen Lösungen für andere (laminare) Strömungsverhältnisse gültig sind [59, 61, 62] oder weil wichtige als Ergebnis erwartete Informationen als Eingangsinformationen benötigt werden [60]. Es kann daher die unten am USB abzuführende Wärmestromdichte nur grob wie in [63 ÷ 65] abgeschätzt werden. Dort wird der flüssige Brennstoff bis zur Maximaltemperatur der Schmelze als stagnierend angenommen. Dann muß alle innerhalb dieser so definierten "Inversion layer" erzeugte Wärme durch den Boden des USB abgeführt werden. Der abzuführende Wärmestrom ergibt sich danach aus dem Produkt von Wärmequell-dichte und der Höhe der Inversionsschicht. Die Wärmequell-dichte für den reinen Brennstoff beträgt für den hier interessanten Zeitpunkt (ca. 15 min nach Abschalten des Reaktors) 43 W/cm^3 . Nimmt man an, daß sich der Brennstoff vollständig mit dem Brutstoff des unteren axialen Blankets vermischt, so reduziert sich dieser Wert auf ca. 29 W/cm^3 . Betrachtet man nun noch, entsprechend [15], daß sich nicht alle Spaltprodukte in einer UO_2 Schmelze lösen, so kann man die Wärmequell-dichte schließlich auf ca. $14,5 \text{ W/cm}^3$ herabsetzen. Wählt man die Maximaltemperatur in der Inversionsschicht gleich der Brennstoff-

siedetemperatur, so wird diese Schicht ca. 3 cm dick und es sind nach unten ca. 40 W/cm^2 abzuführen. Diese Wärmestromdichte ist durch den USB-Boden von 4 cm Dicke [66] abführbar. Er wird dabei aber auf eine mittlere Temperatur von ca. 950°C aufgeheizt und zusätzlich durch die Thermospannungen eines Temperaturgradienten von ca. 170°C/cm belastet. Bei dieser hohen thermischen Beanspruchung wird es wichtig festzustellen, welchen mechanischen Belastungen der USB zusätzlich standhalten muß.

6.2 Spannungen im USB

Die Berechnung der Spannungen im USB ist unter Berücksichtigung seiner wahren Geometrie und Lagerung, auch bei Annahme einfachster Stoffgesetze, nur mit komplizierten Rechenprogrammen möglich.

Es wurden daher zur Abschätzung der Spannungen zwei Grenzfälle betrachtet. Einmal eine frei auflagernde ebene Kreisscheibe (Biegebeanspruchung) und zum zweiten eine Membran (Zugbeanspruchung).

Die Kreisscheibe habe denselben Durchmesser wie der USB also 382 cm. Ihre Dicke sei auch 4 cm. Die maximale Biegespannung unter Eigengewicht ergibt sich dann, bei Berücksichtigung des Auftriebs in Natrium, nach Dubbel [67, S. 409] zu $0,6 \text{ kp/mm}^2$. Bildet man nun die im USB abgelagerten Brennstoffvolumen durch einen symmetrisch angeordneten Zylinder der Höhe der zugehörigen Kalottentiefe ab, so ergibt sich die resultierende Biegespannung nach dem Nomogramm in Abb. 28; also z.B. bei einer Last von 3500 kp (ca. 30 % Brennstoff) zus. ca. $2,5 \text{ kp/mm}^2$. Dieses Ergebnis ist optimistisch, da die ganze Dicke der Platte als elastisch angenommen wurde und konservativ, weil damit ja nur die Spitzenspannung in der maximal belasteten Faser bestimmt wurde.

Bei der Behandlung des USB als Membran wird eine Kugelkalotte vom Radius des USB-Bodens, also 312 cm, und der Tiefe 35 cm angenommen. Die Steigung der Kalotte am äußeren Rand beträgt ca. 27° , und ihre Sehne ist: 140 cm. Nimmt man als aufzunehmende Last den gesamten Brennstoff, also ca. 10 000 kp normal an, so sind dies tangential ca. 22 000 kp oder als Spannung ca. $0,12 \text{ kp/mm}^2$, wenn man nur den Teil der Wandstärke als tragend ansieht, dessen Temperatur unter 950°C liegt.

6.3 Diskussion der Ergebnisse

Diese Grenzbetrachtungen für große Brennstoffmassen führen dazu, daß man im USB mit mechanischen Spannungen von 0,5 bis 1 kp/mm² rechnen muß, wobei noch erschwerend die Belastung durch einen Temperaturgradienten von bis zu 170 °C/cm hinzukommt. Außerdem darf die Durchbiegung des USB nach unten nicht größer als ca. 10 cm sein, da sonst seine äußere Kühlung unterbrochen wird. Vergleicht man diese Belastung mit der Festigkeit des Grundwerkstoffes bei 900 °C (ca. 10 kp/mm² nach [68]), so erscheint die mechanische Belastung unter stationären Verhältnissen nicht so kritisch zu sein. Die größte und weitreichendste Unsicherheit in den Aussagen über die Kühlbarkeit großer Brennstoffmassen liegt damit in den nach unten abzuführenden Wärmeströmen. Daraus folgt, daß bezüglich der langfristigen Integrität des USB, auf der Grundlage der hier verwendeten einfachen Modelle, keine abschließenden Schlußfolgerungen gezogen werden können.

7. Zusammenfassung

Ausgehend vom Ablauf schwerer hypothetischer Unfälle für schnelle natriumgekühlte Brutreaktoren wurde das Verhalten der Brennstoff-Stahlmassen nach derartigen Störfällen im Reaktor untersucht. Sowohl für den Reaktivitätsstörfall als auch für den Störfall "totaler Pumpenausfall" wurden denkbare Ausgangssituationen definiert. Eine konservative Abschätzung der nach einem Störfall voraussichtlich in den Kern zurückkehrenden Brennstoffmassen führt zu Werten von 70 - 90 % des ursprünglichen Brennstoffinventars. Eine Abschätzung der Auswirkungen voll aufrechterhaltenen Kühlmitteldurchsatzes bringt keine entscheidende Änderung des prozentualen Anteils der zurückkehrenden Brennstoffmassen.

Das thermohydraulische Verhalten von Brennstoff-Stahl-Anordnungen innerhalb der deformierten Kernstruktur wurde in vier Stufen untersucht. Zunächst konnte gezeigt werden, daß die zwischen den Brennelementen sich aufbauende Naturkonvektion in der Lage wäre, den größten Teil der Nachzerfallswärme aus dem deformierten Kern abzuführen. Bei der Untersuchung des Wärmetransports innerhalb der Brennelemente wurden zwei Situationen näher untersucht. Zunächst wurden die nach dem Reaktivitätsstörfall zu erwartenden Brennstoff-Stahl-Granulat-Schüttungen mit Restdurchsatz betrachtet. Schließt man das Einsetzen von Natriumsiedevorgängen in der Schüttung aus, zeigt sich, daß selbst bei Annahme eines weiten Parameterspektrums insbesondere für die Porosität der Schüttung und den effektiven Partikeldurchmesser nur geringe Schütthöhen innerhalb der Brennelemente langfristig kühlbar sind. Als Folge von Natrium-Sieden innerhalb der Schüttung muß wegen des sofort abfallenden Massendurchsatzes davon ausgegangen werden, daß die Brennstoff-Stahl-Schüttung zusammenschmelzen wird. Für die sich dann ausbildenden kompakten Brennstoff-Stahl-Anordnungen wurde mit Hilfe zweidimensionaler Wärmeleitrechnungen überprüft, ob sich innerhalb des Brennelements eine feste Stahlschicht unterhalb der geschmolzenen Brennstoff- und Stahlmassen ausbildet, die langfristig kühlbar und tragfähig ist und damit das Brennelement nach unten verschließt. Die aus diesen Rechnungen folgende feste Stahlschicht hat eine Dicke von 1 - 2 cm, die als ideal angenommene Platte tragfähig wäre. Da aber diese feste Stahlschicht von den deformierten Resten des Spaltgasplenums durchsetzt ist, muß davon ausgegangen werden, daß die Kühlung der zerklüfteten Oberfläche durch flüssiges Natrium langfristig nicht aufrechtzuerhalten ist. Damit würde sich dort ein Dampfpolster aufbauen, das zu einem weiteren Durchschmelzen

durch die Stahlschicht und die Reststruktur führt. Der hier aufgezeigte Mechanismus ist wegen der schlechten Wärmeleitfähigkeit des Brennstoffs weitgehend unabhängig von der axialen Ausdehnung der kompakten Brennstoff-Stahl-Anordnung. Der nachfolgend einsetzende instationäre Durchschmelzprozess durch die noch verbleibende Reststruktur könnte nur mit außerordentlich großem Aufwand bei weitgehend unbekanntem Rand- und Anfangsbedingungen beschrieben werden. Wegen der Unsicherheit der daraus folgenden Ergebnisse wurde hier auf eine detaillierte Untersuchung verzichtet, so daß es zur Zeit nicht möglich ist nachzuweisen, daß die sich aufbauenden Brennstoff-Stahl-Anordnungen das Brennelement nicht nach unten verlassen.

Die Überprüfung voll ausgebildeter Brennstoff-Stahl-Anordnungen unterschiedlichster Konfiguration bezüglich ihrer Kritikalität zeigte, daß unter der Annahme, daß 70 - 100 % des Brennstoffs nach einem hypothetischen Unfall wieder in den deformierten Kern gelangen, derartige Konfigurationen wegen ihrer kompakten Anordnungen ausnahmslos stark überkritisch sind. Unter der Voraussetzung reiner Sedimentation des Brennstoff-Stahl-Granulats nach einem hypothetischen Unfall laufen in eine derartige Schüttung Reaktivitätsrampen von 6 - 15 $\$/\text{sec}$ ein, die aber wegen des thermohydraulisch andersartigen Verhaltens von Schüttungen gegenüber der intakten Brennstabanordnung voraussichtlich nur milde Leistungstransienten mit nachfolgenden Expulsionsmechanismen zur Folge haben. Die untersuchten Brennstoff-Stahl-Anordnungen bleiben unterkritisch, wenn mehr als 50 % des Brennstoffinventars während und nach dem hypothetischen Unfall aus dem Kern ausgetragen werden.

Für die sich zwischen den Gitterplatteneinsätzen absetzenden Brennstoffmengen, die zu 10 % des gesamten Brennstoffinventars abgeschätzt wurden, konnte gezeigt werden, daß sie unter der Annahme eines Naturkonvektionskreislaufs innerhalb des Gitterplatteneinsatzes über den größten Teil der Gitterplatte langfristig gekühlt werden können. Voraussetzung ist die Aufrechterhaltung der Naturkonvektion zwischen den Brennelementen im deformierten Kernbereich.

Bei der Untersuchung des Verhaltens der Brennstoff-Stahl-Massen auf dem Boden des unteren Sammelbehälters konnte gezeigt werden, daß die Problematik einmal in dem thermohydraulischen Verhalten der Anordnung liegt und zum anderen im mechanischen Verhalten des Bodens des unteren Sammelbehälters unter extremen Temperaturbedingungen. Mit den hier verwendeten

sehr vereinfachenden Annahmen kann bei der Ablagerung großer Brennstoff-Stahl-Massen auf dem Boden bezüglich der Frage der langfristigen Integrität keine endgültige Schlußfolgerung gezogen werden. Da der untere Sammelbehälter beim SNR die letzte wesentliche Barriere ist, bevor die Brennstoff-Stahl-Massen sich auf dem ungekühlten Kalottenboden des Reaktortanks ablagern, kann auf der Grundlage der durchgeführten Untersuchungen nicht zweifelsfrei ausgeschlossen werden, daß die Brennstoff-Stahl-Massen nach einem schweren hypothetischen Unfall in den externen Corecatcher gelangen.

8. Nomenklatur

a	1	Anreicherung,
	1	Austragungswahrscheinlichkeit
c	versch.	Konstante
c_p	J/kg·K	spezifische Wärme
d	m	Durchmesser
D	m	äquivalenter Brennelement-Durchmesser
f	1	Reibbeiwert
F	m ²	Fläche
h	m	Wandstärke
$h_{t \max}$	m	maximale Tiefe der eingefüllten Masse am Pol der Kalotte
H	m	Höhe
k	1 oder $\%$	Reaktivität
l	m	Länge
m	kg	Masse
\dot{m}	kg/sec	Massendurchsatz
n	1	Anzahl der Brennelement-Reihen
p	N/m ²	Druck
\dot{q}	W/cm ³	Wärmequellendichte
\dot{Q}	W	Energiestrom
r	m	Radius
r_ρ	1	Schmierdichte
Re	1	Reynoldszahl
s	m	Brennelement-Mittenabstand
t	sec	Zeit
T	°C	Temperatur

u	m/sec	Geschwindigkeit
V	m ³	Volumen
x	m	horizontale Koordinate
z	m	axiale Koordinate im Core oder Brennelement
α	1	relativer Kühlmittelvolumenanteil
β	1	relativer Stahlvolumenanteil
γ	1	relativer Zusatzmaterialvolumenanteil
ξ	m	Reflektorsaving
ϵ	1	relatives Leervolumen = Porosität
Δ	°C	Temperatur
λ	W/m K	Wärmeleitfähigkeit
η	N sec/m ²	dynamische Zähigkeit
ρ	kg/m ³	spezifische Dichte
φ	1	Volumenanteil Brutstoff/Volumenanteil Spaltstoff
ψ	1	Flächenanteil der Aufwärtsströmung an der gesamten Kanalfläche
ω	1	relativer Brennstoff + Brutstoffanteil

Indizes:

AN	Antrieb
Aufw	Aufwärts-
BE	Brennelement
BL	unteres axiales Blanket mit Spaltgasplenum
BR	Brutstoff
BS	Brennstoff
c	kritisch
E	Eintritt
fl	flüssig
ges	Gesamt-
GE	Gitterplatteneinsatz
GP	Gitterplatte
Gr	Grenz-
h	hydraulisch
H	Hüllmaterial
i	innen
k	kleinster
Kr	Kreislauf
N	Nennzustand, Auslegungswert
Na	Natrium
o	Anfangswert, Betriebswert, oben
Pu	Plutonium
rel	relativ
S	Strukturmaterial
Sch	Schüttung

SG	Spaltgas
St	Stahl, Hülle
U	Uran
u	unten
W	Wand

9. Literatur

- [1] R. Meyder:
Literaturübersicht zum Problem des Brennstoffschmelzens,
(interner Bericht) Juni 1972
- [2] G. Heusener, G. Kessler, H. Lauber:
Analysis of Hypothetical Accidents for SNR 300,
KFK 1834, September 1973
- [3] N.J.M. Rees:
Mechanical Effects of Core Accidents,
Intern. Conf. on Engineering of Fast Reactors for Safe
and Reliable Operation
Kernforschungszentrum Karlsruhe, 9.-13. Oct. 1972
- [4] K. Gast, H. Will:
Sprengversuche an Core-Modellen,
(interner Bericht) Mai 1972
- [5] J. B. van Erp:
Out-of-pile-Studies,
ANL-RDP-8, Aug. 1972, p. 9.10
- [6] Sicherheitsbericht zum SNR 300,
INTAT 84a, Mai 1971
- [7] P. Voj, B. Heß, E. Ruppert:
Strömungs- und Schwingungsuntersuchungen an einem
Schnellbrüter-Brennelement in Natrium,
Atomkernenergie Bd. 21, 1973, Lfg. 1, S. 9
- [8] L.A. Neimark:
Posttransient Examination of Samples, Experiment L2
ANL-RDP-13, Jan. 1973, p. 9.17
- [9] Brennelement Typ SNR,
(private Mitteilung von INTERATOM), Januar 1971

- [10] R. Meyder:
Betrachtung über die Nachwärmeabfuhr nach einem Reaktor-
unfall,
(interner Bericht) September 1971
- [11] Vossebrecker, Grönefeld:
SNR-Notkühlung,
(interner INTERATOM-Bericht) Januar 1971
- [12] Y.W. Chang, J. Gvildys:
Code for Elastic-Plastic Response of Primary Containment,
ANL-RDP-7, Juli 1972, p. 9.33
- [13] VDI-Wärmeatlas, 1963, VDI-Verlag Düsseldorf
- [14] H. Unger:
Wärmefreisetzung im Brennstoff nach Abschalten des Reaktors
Atomenergie, Bd. 19, 1972, Lfg. 4, S. 283
- [15] J. Fischer, J.D. Schilb, M.G. Chasanov:
Investigation of the Distribution of Fission Products
among Molten Fuel and Reactor Phases, Part I: The
Distribution of Fission Products between Molten Iron
and Molten Uranium Dioxide,
ANL-7864, October 1971
- [16] K. Schleisiek:
persönliche Mitteilung, 2.4.1973
- [17] ANL-7800, LMFBR Nuclear Safety Program,
Annual Report, July 1971, p. 380
- [18] G. Erben:
Messung des Wärmeüberganges und des Druckverlustes
von gasdurchströmten Kugelpackungen und dessen Abhängig-
keit von Packungsdichte und Temperatur,
Ext. Bericht INR-4/67-10, Juni 1967
- [19] H. Barthels:
Druckverlust in Kugelschüttungen,
BWK 24/72, Heft 6, S. 233

- [20] J.C. Hesson, R.H. Sevy, T.J. Marciniak:
Postaccident Heat Removal in LMFBRs:
In Vessel Considerations
ANL-7859, Sep. 1971
- [21] H. Brauer:
Eigenschaften der Zweiphasenströmung bei der
Rektifikation in Füllkörpersäulen
Dechema Monogr. Bd. 37
- [22] R. Jeschar:
Druckverlust in Mehrkornschüttungen aus Kugeln,
Arch. f. Eisenhüttenwesen 35, Heft 2, S. 91, 1964
- [23] K. Polthier:
Druckverlust und Wärmeübergang in gleichmäßig durch-
strömten Schüttsäulen aus unregelmäßigen Teilchen,
Arch. f. Eisenhüttenwesen 37, Heft 5, S. 365, 1966
- [24] K. Polthier:
Strömung und Wärmeübergang in Schüttungen mit rotations-
symmetrischen Oberflächenprofilen und Kornverteilungen,
Arch. f. Eisenhüttenwesen 37, Heft 6, S. 453, 1966
- [25] J.P.Jaks, R.P. Merrill:
The Use of Mean Hydraulic Radius in Characterizing the Pressure
Drop in Packed Beds,
Can. Journal of Chem. Eng., Vol. 49, 10/71, p. 699
- [26] P. Voj. D. Markfort, E. Ruppert:
A Thermal Hydraulic Analysis for Fuel Element with
Liquid Metal Cooling,
Paper presented at the International Seminar on Heat
Transfer in Liquid Metals, Trogir, Sept. 6.-11. 1971
- [27] Gröber, Erk, Grigull:
Wärmeübertragung,
Springer-Verlag, 3. Aufl., Neudruck 1963

- [28] G. Enderle, U. Schumann:
FORTRAN-Programme zur analytischen Beschreibung der Anlaufströmung in eindimensionalen Geometrien,
Ext. Bericht 8/71-6, Okt. 1971
- [29] A.I. Tamarin:
The Effective Thermal Conductivity of Beds of Unconsolidated Particles, Heat Transfer Sov. Res., Vol. 2, No. 5, Sept. 1970
- [30] H. Kämpf, G. Karsten:
Effects of Different Types of Void Volumes on the Radial Temperature Distribution of Fuel Pins,
Nucl. Appl. and Techn., Vol. 9, Sept. 1970, p. 288
- [31] G. Ondracek, B. Schulz:
Zum Ansatz der Porositätsabhängigkeit für die Wärmeleitfähigkeit keramischer Brennstoffe,
KFK 1272/3, PSB 3. Vj.-Ber. 1972, Dez. 1972, S. 112-27
- [32] P. Zehner:
Experimentelle und theoretische Bestimmung der effektiven Wärmeleitfähigkeit durchströmter Kugelschüttungen bei mäßigen und hohen Temperaturen,
Dissertation an der Universität Karlsruhe 1972
- [33] G. Kessler:
Zusammenstellung der neuesten experimentellen Ergebnisse zum Brennstabversagen und zur Brennstoff-Natrium-Wechselwirkung,
(interner Bericht), 1971
- [34] C.E. Dickermann:
First Mark-II-Loop Experiments (E4 and E5) on Fuel-movement, Failure of Mixed-oxide Fuel during a Power-excursion Accident ANL-7833, June 1971, p. 8.17
- [35] W.F. Murphy:
Posttransient Examinations of Samples,
ANL-7854, Aug. 1971, p. 8.16

- [36_] D.R. Armstrong, F.J. Testa, D. Raridon Jr.:
Interaction of Sodium with Molten UO_2 and Stainless
Steel using a Dropping Mode of Contact
ANL-7890, Dec. 1971
- [37_] D.R. Armstrong:
Fragmentation of UO_2 and Stainless Steel Dropped into a
Pool of Sodium,
ANL-7776, Jan. 1971, p. 117
- [38_] J.C. Carter, L.W. Deitrich:
Loss-of-flow Simulation with Seven-pin Cluster of Fresh
Fuel (Test L2-3)
ANL-RDP-8, August 1972, p. 9.23
- [39_] S. Malang, K. Rust:
RELAX - Ein FORTRAN-Programm zur numerischen Bestimmung
von Temperaturfeldern mittels der Relaxationsmethode der
Thermodynamik,
KFK 1053, Sept. 1969
- [40_] U. Schumann:
MAPLIB - Ein Programmsystem zur Bereitstellung von Stoff-
daten für Rechenprogramme,
KFK 1253, Sept. 1970
- [41_] J.C. Hesson, J.L. Anderson, R.O. Ivins:
Chemloc II, A Computer Program describing the Core Heating
and Cladding Steam Reaction for a Water-Cooled Power Reactor
following a Loss of Coolant,
ANL-7361, Apr. 1968
- [42_] J. Simon-Weidner:
Untersuchung des Einflusses einiger Parameter auf Abschmelz-
vorgänge in einem Reaktor unter Verwendung einer modifizier-
ten Version des Programmes Chemloc II,
MRR 100, Sept. 1972
- [43_] M.F. Lyons, R.F. Boyle, J.H. Davies, V.E. Hazal, T.C. Rowland:
 UO_2 Properties Affecting Performance,
Nucl. Eng. and Des. 21 (1972) p. 167-199

- [⁻44_] Friedrich:
persönliche Mitteilung, INTERATOM, 20.10.1972
- [⁻45_] M.H. Fontana:
Core Melt-Through in LMFBR's - a Condensed Review
ORNL-TM-3504, Sept. 1971
- [⁻46_] B. Kuczera, W. Zimmerer:
SNR-300-Modell, Konsistenziteration zwischen Neutronen-
physik und Thermohydraulik für den stationären Reaktor,
(interner Bericht) Dezember 1972
- [⁻47_] H. Löhr:
SNR-Referenzdaten für neutronenphysikalische Rechnungen,
Stand Ende 1970, (interner INTERATOM-Bericht) April 1971
- [⁻48_] D. Thiem:
Materiallisten für SNR-Modell im CRASH-Programm,
(interner Bericht) September 1972
- [⁻49_] G. Kußmaul:
Kritikalitätsuntersuchungen zu einem Core-Catcher für
den SNR 300
(interner Bericht) 1973
- [⁻50_] Interatom-Zeichnung, Gitterplatte
(private Mitteilung), Dezember 1972
- [⁻51_] Interatom-Zeichnung, Vorabzug, Gitterplatteneinsatz
(private Mitteilung) Februar 1973
- [⁻52_] A. Pee:
Stoffdaten von Natrium,
KFK 924, Februar 1969
- [⁻53_] R. Meyder:
Kühlung von Coreschmelze im Sammelbehälter,
(interner Bericht) Dezember 1971

- [54] E. Sowa, J. Hesson, R. Gebner, G. Goldfuss:
Heat Transfer Experiments Through Beds of UO_2 Particles
in Boiling Sodium,
Trans. Am. Nucl. Soc. 14, Nr. 2, 1971, p. 725
- [55] E.S. Sowa, J.C. Hesson:
High-heat-flux Tests with Improved Bottom-heated Apparatus
ANL-RDP-10, Oct. 1972, p. 9.36
- [56] L. Baker Jr., J.C. Hesson:
Engineering Analyses of Debris Containment in Reactor
Vessels,
ANL-RDP-11, Nov. 1972, p. 9.30
- [57] E.S. Sowa:
Debris-bed Heat-transfer Experiments in Sodium,
ANL-RDP-12, Dec. 1972, p. 9.36
- [58] E.S. Sowa:
High-heat-flux Tests with Improved Bottom-heated Apparatus,
ANL-RDP-13, Jan. 1973, p. 9.27
- [59] M. Jahn, H.H. Reinecke:
Calculations by finite differences of the thermohydraulic
processes in a molten reactor core,
Technical Report RS 48/1 of the Process Technology
Department, University of Hannover, 1972
- [60] Tratz:
Verfahren zur Berechnung des Wärmeüberganges beim kon-
trollierten Kernschmelzen,
(persönliche Mitteilung) Juli 1971
- [61] J.L. Wantland, M.H. Fontana:
Enhancement of Heat and Mass Transfer by Internal Convection
in Molten Cores,
ORNL-4374, June 1969, p. 48
- [62] R.S. Peckover:
The Use of Core Catchers in Fast Reactors,
Paper presented at the

International Meeting on Reactor Heat Transfer,
Karlsruhe, Oct. 9-11, 1973

[63]

J.C. Hesson:
Simulation Experiments for Internal Heat Generation,
ANL-RDP-2, Febr. 1972, p. 8.34

[64]

L. Barleon, M. Dalle Donne, S. Dorner:
Temperature and Heat-Flux Distribution in the Molten
Core Mass of a GCFR after a Hypothetical Melt-Down-Accident,
KFK 1755, November 1972

[65]

F.A. Kulacki, R.J. Goldstein:
Thermal Convection in a Horizontal Fluid Layer with
Uniform Volumetric Energy Sources,
Journal of Fluid Mechanics, Vol. 55, p. 271, 1972

[66]

SNR-Reaktortank, unterer Sammelbehälter,
INTERATOM-Zeichnung (private Mitteilung) Dezember 1972

[67]

F. Sass, Ch. Bouche, A. Leitner:
Dubbel's Taschenbuch für den Maschinenbau, 1. Band,
Springer-Verlag, 12. Auflage, 1966

[68]

te Heesen:
Messung von Materialwerten des Stahls X 6 Cr Ni 18 11
(Werkst.-Nr. 1.4948) bei 900 °C,
(interner INTERATOM-BERICHT), September 1971

Anhang:

Verzeichnis der Tabellen

- Tab. 1: Brennstoffaustragung aus dem Brennelement maximalen Durchsatzes bei Nenndruckgefälle.
- Tab. 2: Brennstoffaustragung aus dem Brennelement maximalen Durchsatzes bei Regelung auf 5 % des Nenndurchsatzes im Kreislauf.
- Tab. 3: Hydraulische Daten der Strömung zwischen den Brennelementen, bezogen auf die Strömung um ein Brennelement.
- Tab. 4: Druckverluste in den Zonen zwischen den Brennelementen und im Brutmantel für $\dot{m} = 0,3 \text{ kg/sec}$.
- Tab. 5: Ergebnisse der Parameterstudie zur Berechnung im Brennelement kühlbarer Schütthöhen.
- Tab. 6: Durchmesserspektrum der Brennstoff-Stahl-Schüttungen in den Brennelementen.
- Tab. 7: Liste der Mischungen.
- Tab. 8: Resultate der DIXY-Rechnungen.
- Tab. 9: Fallzeit der Brennstoff-Partikel in Abhängigkeit von ihrem Durchmesser.
- Tab. 10: Ergebnisse der Parameterstudie zur Berechnung des Naturkonvektions-Kreislaufes im Gitterplatteneinsatz.

Verzeichnis der Abbildungen:

- Abb. 1: Schematische Darstellung des angenommenen Brennelementzustandes nach dem Reaktivitätsstörfall.
- Abb. 2: Brennstoffaustragungsrichtungen und Austragungswahrscheinlichkeiten a_i .
- Abb. 3: Schematische Darstellung des angenommenen Brennelementzustandes nach dem Störfall totaler Pumpenausfall.
- Abb. 4: Strömungsführung zwischen den Brenn- und Brutelementen auf Grund von Naturkonvektion.
- Abb. 5: Kühlbare Schütthöhen im Brennelement in Abhängigkeit von der Wärmequellendichte im Brennstoff.
- Abb. 6: Kühlbare Schütthöhen im Brennelement in Abhängigkeit vom Zeitpunkt, zu dem sich die Schüttung ausgebildet hat.
- Abb. 7: Kühlbare Schütthöhen im Brennelement in Abhängigkeit von dem am Brennelement anstehenden Druckgefälle.
- Abb. 8: Durchmesserspektrum der Brennstoff-Stahl-Schüttung und ihrer Komponenten.
- Abb. 9: Im Brennelement kühlabares relatives Schüttungsvolumen in Abhängigkeit vom effektiven Partikeldurchmesser und der Porosität.
- Abb. 10: Kühlbare Schütthöhen im Brennelement in Abhängigkeit vom effektiven Partikeldurchmesser und der Porosität.
- Abb. 11: Schematische Darstellung der angenommenen Brennstoffanordnung innerhalb und außerhalb eines Brennelementes.
- Abb. 12: Geometrisches Modell des SNR 300 nach Niederschmelzen des Cores, Fall 1a und 1b.

- Abb. 13: Schichtenanordnung im inneren Bereich des SNR 300 nach Niederschmelzen, Fall 1c, 2a, 2b und 2c.
- Abb. 14: Schichtenanordnung im inneren Bereich des SNR 300 nach Niederschmelzen, Fall 3 und 4.
- Abb. 15: Schichtenanordnung im inneren Bereich des SNR 300 nach Niederschmelzen, Fall 5, 6a und 6b.
- Abb. 16: Sinkgeschwindigkeit von UO_2 -Partikeln in flüssigem Natrium in Abhängigkeit von ihrem Durchmesser.
- Abb. 17: Schüttungsaufbau im Brennelement durch Absinken der Brennstoffpartikel im Natrium.
- Abb. 18: Anordnung und Geometrie der Gitterplatteneinsätze.
- Abb. 19: Temperaturdifferenz zwischen der Zentraltemperatur im natriumbenetzten Brennstoff auf der Gitterplatte und der Natriumtemperatur im Gitterplatteneinsatz.
- Abb. 20: Nomogramm zur Bestimmung der Kühlbarkeit des Brennstoffes auf der Gitterplatte.
- Abb. 21: Modell zum Energietransport im Gitterplatteneinsatz.
- Abb. 22: Modell zur Strömung im Gitterplatteneinsatz.
- Abb. 23: Axiale Aufteilung des Strömungskanales im Gitterplatteneinsatz.
- Abb. 24: Mittlere Natriumtemperatur der Zone 1 im Gitterplatteneinsatz in Abhängigkeit vom Flächenanteil der Aufwärtsströmung.
- Abb. 25: Mittlere Natriumtemperatur der Zone 1 im Gitterplatteneinsatz in Abhängigkeit von der transportierten Energie.
- Abb. 26: Temperaturverlauf entlang dem Stromfaden im Gitterplatteneinsatz.

Abb. 27: Modell der Anordnung von Brennstoffschmelze im unteren
Sammelbehälter.

Abb. 28: Nomogramm zur Bestimmung der Belastung des unteren Sammel-
behälters unter der Annahme einer frei aufgelagerten
ebenen Kreisscheibe.

Tab. 1: Brennstoff-Austragung aus dem Brennelement
maximalen Durchsatzes bei Nenndruckgefälle

	BE	BR	Kreislauf
$\frac{\dot{m}}{\dot{m}_{NKr}}$ [%]	14,37	52,26	66,63
Δp [10^5 N/m^2]	7,321	7,321	2,55
\dot{m}_{BE} [kg/sec]	3,7		
\bar{u} [m/sec]	0,4694		
d_{Gr} ($u = \bar{u}$) [μm]	640		
$\frac{V_{Sch} (d < d_{Gr})}{V_{Sch ges}}$ [%]	60		

Tab. 2: Brennstoff-Austragung aus dem Brennelement
 maximalen Durchsatzes bei Regelung auf 5 % des
 Nenndurchsatzes im Kreislauf

	BE	BR	Kreislauf
$\frac{\dot{m}}{\dot{m}_{\text{NKr}}}$ [%]	2,29	2,747	5,037
Δp [10^4 N/m^2]	2,32	2,32	0,145
\dot{m}_{BE} [kg/sec]	0,59		
\bar{u} [m/sec]	0,075		
d_{Gr} ($u = \bar{u}$) [μm]	93		
$\frac{V_{\text{Sch}} (d < d_{\text{Gr}})}{V_{\text{Sch ges}}}$ [%]	18		

Tab. 3: Hydraulische Daten der Strömung zwischen den Brennelementen, bezogen auf die Strömung um ein Brennelement

Zone	d_h [cm]	F [cm ²]	l [cm]	n [1]	ν_{Na} [°C]
Brutmantel	28	70	360		500
Gitterplatteneinsätze $r = 145 \div 100$ cm	11,2	12,7	40	3,5	500
" " $r = 100 \div 60$ cm	11,2	5,42	40	3,5	500
" " $r = 60 \div 15$ cm	11,2	11,97	45	4	546
BE, unterhalb des BS	1,07	10,2	120		546
BE, oberhalb des BS	1,07	10,2	137		900
BE, beide Coreverspannungsebenen	0,732	2,5	17		900
BE, deformierter Bereich	1,07	3,42	76		900

Tab. 4: Druckverluste in den Zonen zwischen den Brennelementen und im Brutmantel
für $\dot{m} = 0,3 \text{ kg/sec}$

Zone	$Re \cdot 10^{-4}$	f	Δp
Brutmantel	5,07	0,0213	0,302
Gitterplatteneinsätze	11,18	0,65	76,25
$r = 145-100 \text{ cm}$			
$r = 100-60 \text{ cm}$	26,2	0,65	418,5
$r = 60-15 \text{ cm}$	12,68	0,65	99,4
BE, unterhalb des BS	1,42	0,0285	168,3
" , oberhalb des BS	2,05	0,0255	141,3
" , beide Coreverspannungsebenen	5,7	0,0208	473,0
" , deformierter Bereich	6,09	0,0205	762,0
Notkühlwärmetauscher			80,0
$\Sigma_i \Delta p_i$			2219,052

Tab. 5: Ergebnisse der Parameterstudie zur Berechnung im Brennelement kühlbarer Schütthöhen

ϑ_E [$^{\circ}\text{C}$]	400	500
H [cm]	3,96	3,57

ϵ_{BL} [%]	30	40
H [cm]	3,96	4,01

ϵ_{SG} [%]	0	50	100
H [cm]	3,98	3,96	3,95

Tab. 6 : Durchmesserpektrum der Brennstoff-Stahl-Schüttungen in den Brennelementen

$\frac{V}{V_{ges}}$ [%]	d [mm] kleiner als
10	0,052
20	0,103
30	0,172
40	0,27
50	0,415
60	0,65
70	1,08
80	2,16
90	6,0
100	∞

Mit dem Mittelwert $\bar{d} = 1,56$ mm, aber dem Effektivwert von $d_{BS} = 0,14$ mm.

Tab. 7 : Liste der Mischungen

Nr.	Mischung	Kühlmittel: NA 230			BE-Kasten + Abstandshalter			Hüllmaterial					
		T [°C]	α	ρ [g cm ⁻³]	Material	T [°C]	β_S	ρ [g cm ⁻³]	Material	T [°C]	β_H	ρ [g cm ⁻³]	Material
1	oberes axiales Blanket	900	0.46094	0.7356	Na	900	0.10733	7.6492	S	900	0.10389	7.6492	H
2	radiales Blanket	400	0.31221	0.8553	Na	400	0.11737	7.879	S	400	0.1153	7.879	S
3	Spaltgasplenium im Blanket	400	0.31221	0.8553	Na	400	0.11737	7.879	S	400	0.21981	7.879	S
4	geleerte Corezone	900	0.897	0.7356	Na	900	0.103	7.6492	S	-	-	-	-
5	geleerte Abschalt- und Regelstäbe	473	0.8414	0.838	Na	473	0.1586	7.8745	S	-	-	-	-
6	Plenumbereich unter dem Core	400	0.0834	0.8553	Na	400	0.10733	7.879	S	400	0.80927	7.879	H
7	Plenumbereich unter dem Core	400	0.2378	0.8553	Na	400	0.10733	7.879	S	400	0.5609	7.879	H
8	Plenumbereich unter dem Core	400	0.28818	0.8553	Na	400	0.10737	7.879	S	400	0.42651	7.879	H
9	Coreschmelze	900	0.0834	0.7356	Na	900	0.10579	7.6492	S	-	-	-	-
10	Coreschmelze-Blanketmischung	900	0.0834	0.7356	Na	900	0.10579	7.6492	S	-	-	-	-
11	Restblanket	900	0.0834	0.7356	Na	900	0.10579	7.6492	S	900	0.38671	7.6492	H
12	Coreschmelze (Schüttung)	900	0.0834	0.7356	Na	900	0.10579	7.6492	S	-	-	-	-
13	Untere Sicherheitsstäbe	473	0.6391	0.838	Na	473	0.2043	7.8745	S	-	-	-	-

Tab. 7: Liste der Mischungen (Fortsetzung)

Nr.	Brennstoff/Brutstoff										Zusatzmaterial			
	T [°C]	ω	ρ [g cm ⁻³]	r _p	a _u	a _{Pu}	γ	Material	T [°C]	γ	ρ [g·cm ⁻³]	Material		
1	900	0.32784	10.50	0.86	0.0025	0.	399.0	UO ₂	-	-	-			
2	625	0.45512	10.76	0.8816	0.0025	0.	399.0	UO ₂	-	-	-			
3	-	-	-	-	-	-	-	-	400	0.35061	1.402·10 ⁻³	He		
4	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-			
5	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-			
6	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-			
7	-	-	-	-	-	-	-	-	400	0.094	0.1402·10 ⁻³	He		
8	-	-	-	-	-	-	-	-	400	0.17798	0.1402·10 ⁻³	He		
9	2800	0.81081	9.78	1.0	0.0025	0.2741	3.807	UO ₂ /PuO ₂	-	-	-			
10	2800	0.81081	9.71	1.0	0.0025	0.1274	9.565	UO ₂ /PuO ₂	-	-	-			
11	900	0.4241	10.50	0.8638	0.0025	0.	399.0	UO ₂	-	-	-			
12	2800	0.81081	6.846	0.7	0.0025	0.2741	3.807	UO ₂ /PuO ₂	-	-	-			
13	-	-	-	-	-	-	-	-	473	0.1566	2.14	B ₄ C ₁₀ (65% B)		

Tabelle 7 : Liste der Mischungen (Fortsetzung), Nomenklatur

Werkstoffe: S = Stahl, W.Nr. 1.4981

H = Stahl, W.Nr. 1.4988

$\alpha, \beta_S, \beta_H, \omega, \gamma$ = Volumenanteile

ρ = reale Dichte

r_ρ = Schmierdichte

a_u = $U_{25}/(U_{25} + U_{28})$ = U_{25} -Anreicherung

a_{Pu} = $Pu/(Pu + U)$ = Pu-Anreicherung

φ = $(V_{28} + V_{40} + V_{42})/(V_{25} + V_{49} + V_{41})$ = Volumenanteil Brutstoff/
Volumenanteil Spaltstoff

Tabelle 8: Resultate der DIXY-Rechnungen

Fall	Höhe der Brennstoffzone (cm)	Mischung der Brennstoffzone	k	Bemerkungen
1a	18.81	9	1.214	grobes Netz
1b	8.93	9	1.0223 1.0264	grobes Netz feines Netz
3	15.26	9	1.0007	grobes Netz, Höheniteration
6a	47.07	12	1.293	grobes Netz
6b	23.38	12	0.99996	grobes Netz, Höheniteration

Tab. 9: Fallzeit der BS-Partikel in Abhängigkeit von ihrem Durchmesser

d [mm]	\bar{d} [mm]	v_{rel} [%]	u [m/sec]	t [sec]
0 -0.038	0.023	10	0.007	320
0.038-0.07	0.054	10	0.038	58.95
0.07 -0.11	0.09	10	0.072	31.11
0.11 -0.16	0.134	10	0.115	19.48
0.16 -0.23	0.19	10	0.165	13.58
0.23 -0.33	0.275	10	0.238	9.41
0.33 -0.48	0.395	10	0.328	6.83
0.48 -0.75	0.59	10	0.444	5.05
0.75 -1.4	1.0	10	0.605	3.70
1.4 - ∞	2.3	10	0.89	2.52

Tabelle 10: Ergebnisse der Parameterstudie zur Berechnung des Naturkonvektionskreislaufes im Gitterplatteneinsatz

$\dot{Q}_{GP} = 17,4 \text{ kW}$:

ψ [%]	0,3	0,4	<u>0,5</u>	0,6	0,7
$\overline{\vartheta}_1$ [°C]	701,24	683,64	677,69	679,06	690,33

$\psi = 0,5$; $\dot{q}_{BS} = 60 \text{ W/cm}^3$:

v_{BS}/v_o [%]	5	<u>10</u>	15	20
\dot{Q}_{GP} [kW]	8,7	<u>17,4</u>	26,1	34,8
$\overline{\vartheta}_1$ [°C]	599,11	677,69	754,07	829,85

$\psi = 0,5$; $v_{BS}/v_o = 10 \%$:

\dot{q}_{BS} [W/cm ³]	45	<u>60</u>	80
\dot{Q}_{GP} [kW]	13,05	<u>17,4</u>	23,2
$\overline{\vartheta}_1$ [°C]	638,79	677,69	728,87

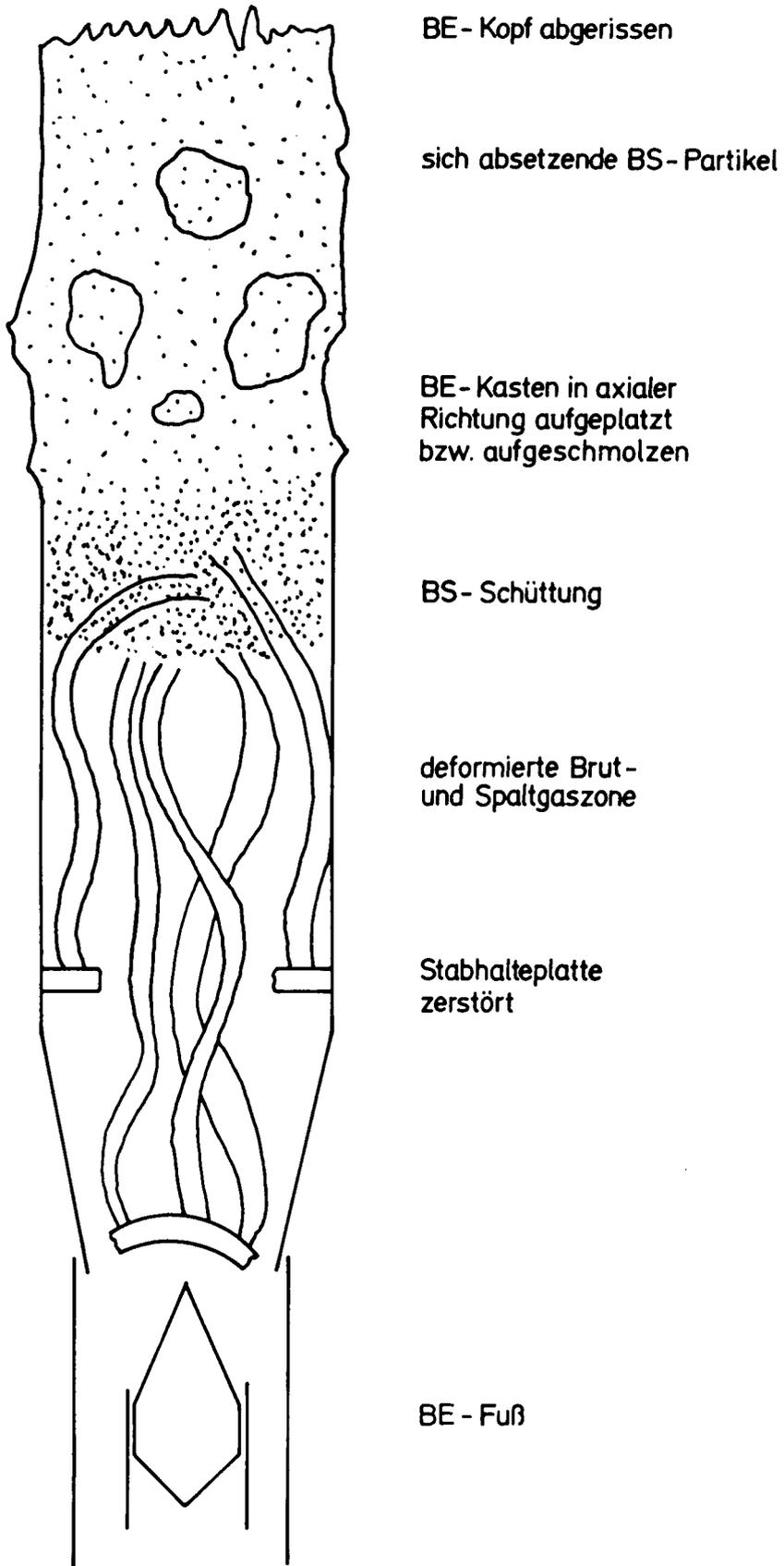


Abb. 1: Schematische Darstellung des angenommenen Brennelementzustands nach dem Reaktivitätsstörfall

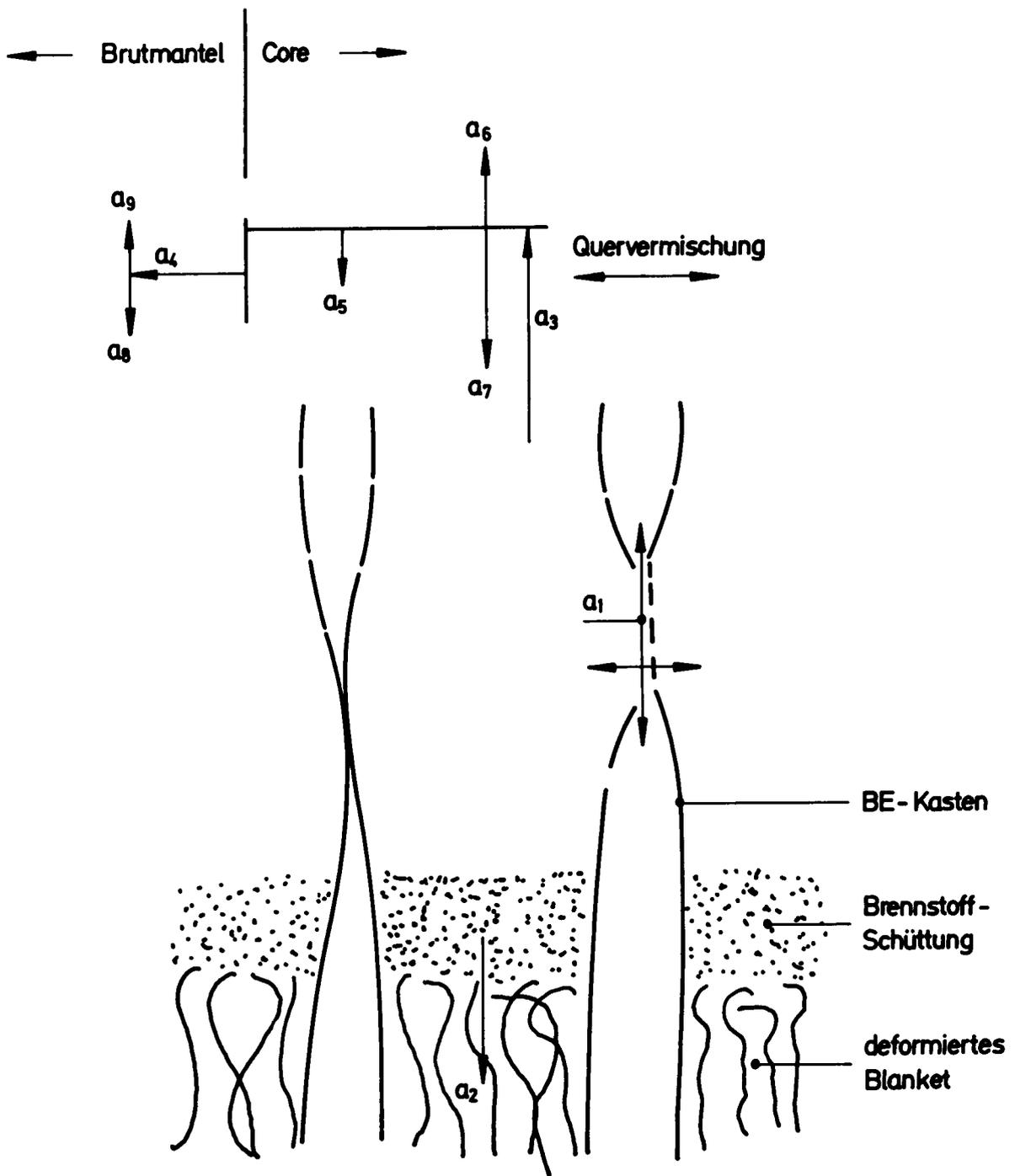


Abb. 2: Brennstoffverteilungsrichtungen und Aus-
 tragungswahrscheinlichkeiten a_i

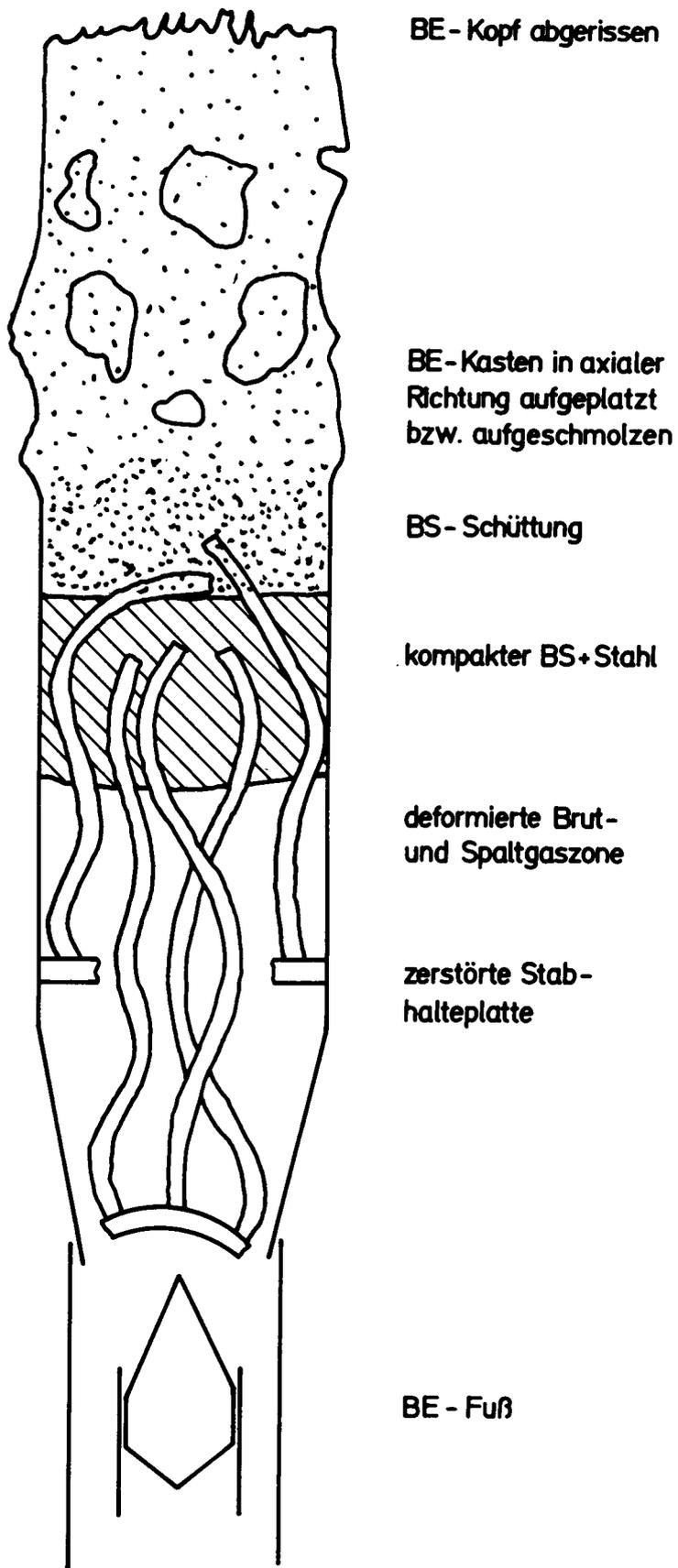


Abb. 3: Schematische Darstellung des angenommenen Brennelementzustandes nach dem Störfall totaler Pumpenausfall

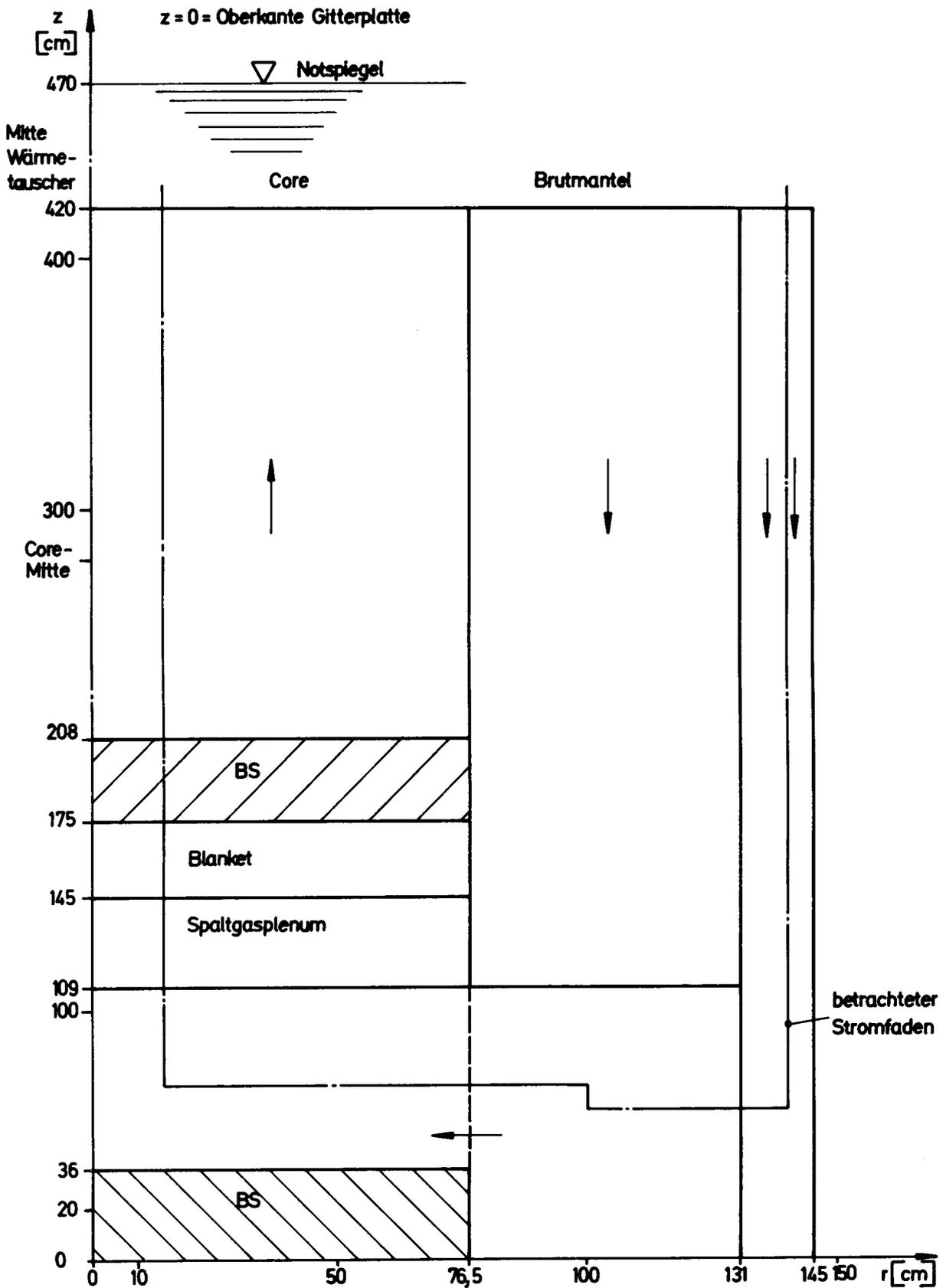
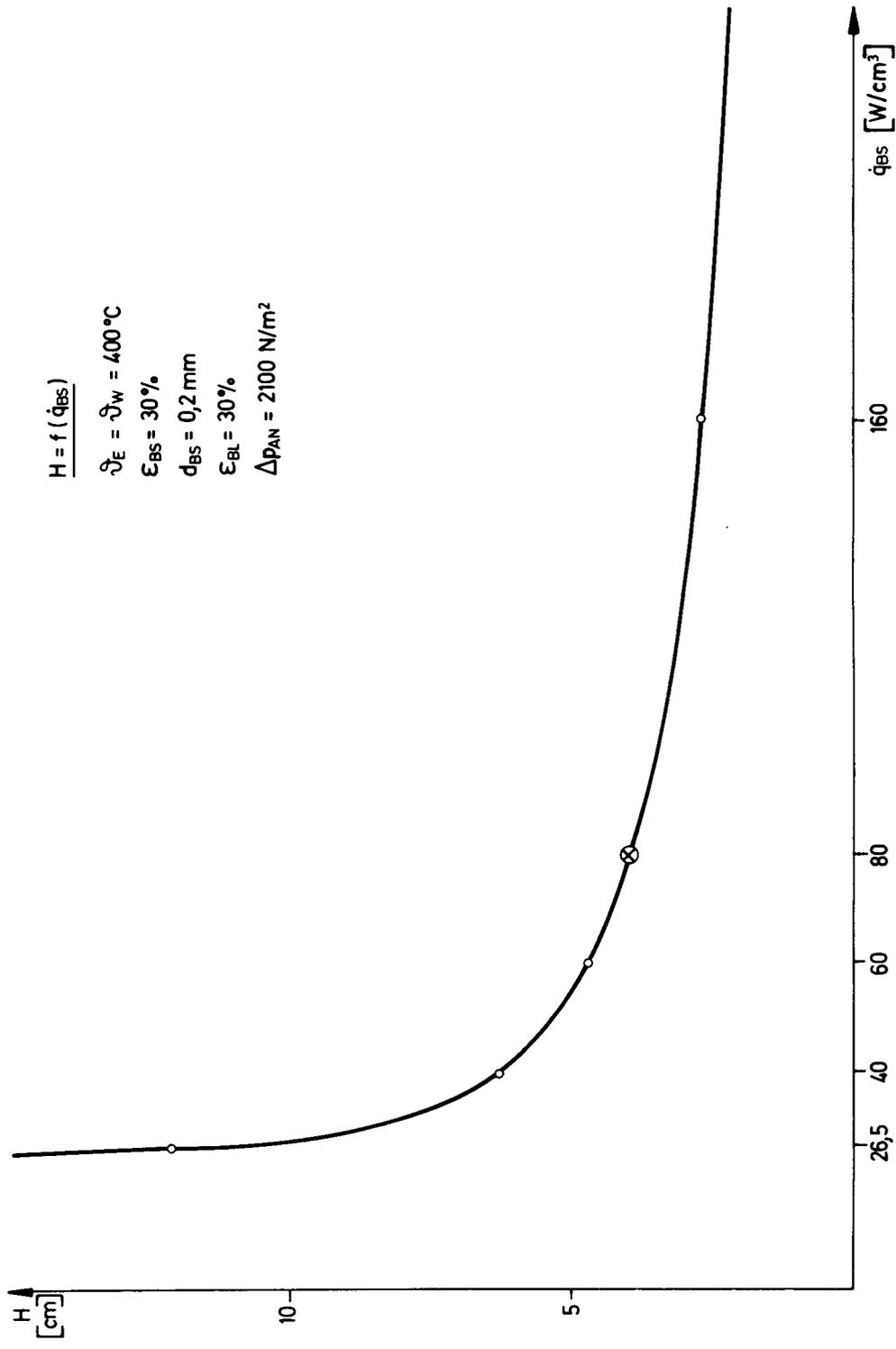


Abb. 4: Strömungsführung zwischen den Brenn- und Brutelementen auf Grund von Naturkonvektion



**Abb. 5: Kühlbare Schütthöhen im Brennelement in Abhängigkeit
 von der Wärmequellichte im Brennstoff**

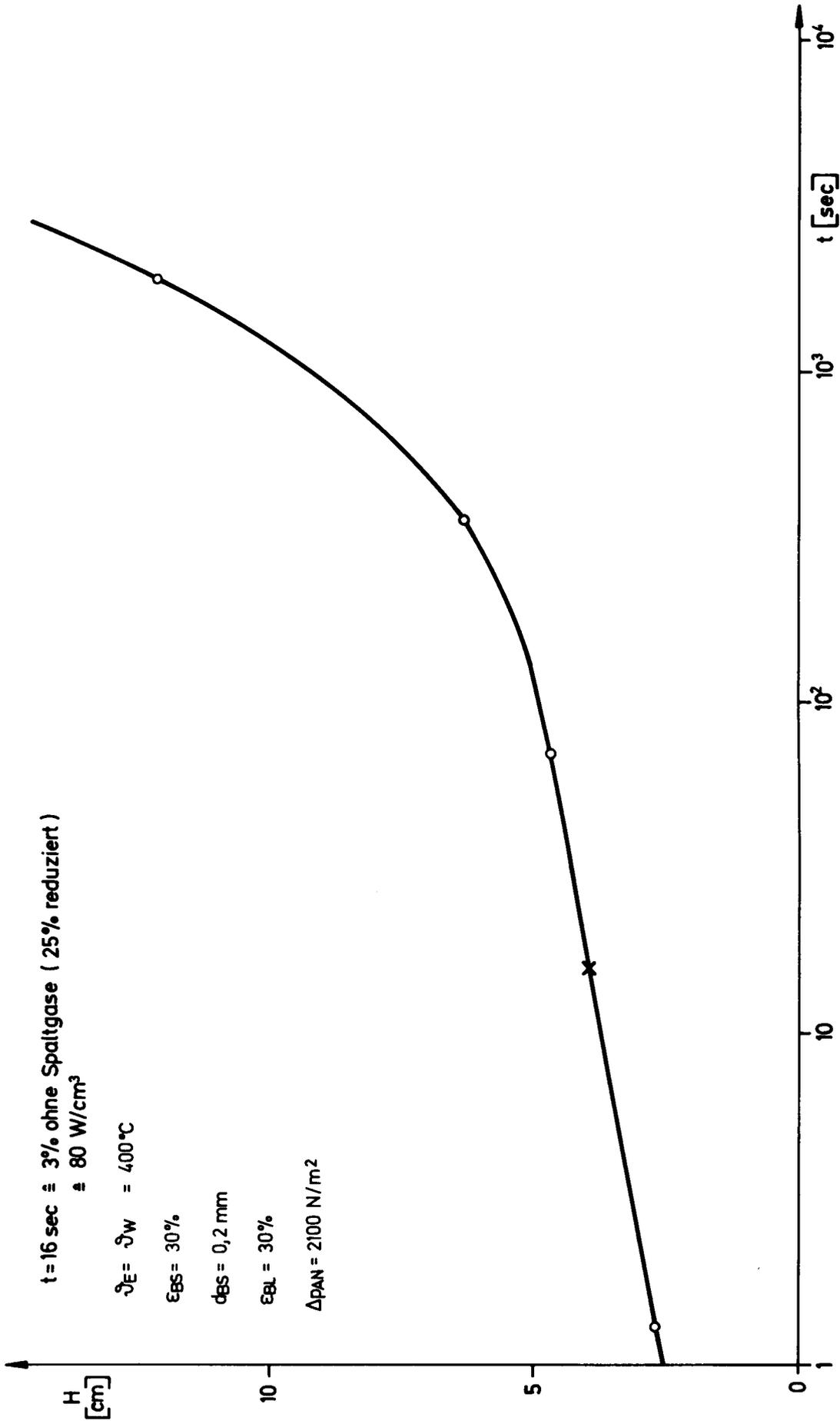


Abb. 6: Kühlbare Schütthöhen im Brennelement in Abhängigkeit vom Zeitpunkt, zu dem sich die Schüttung ausgebildet hat

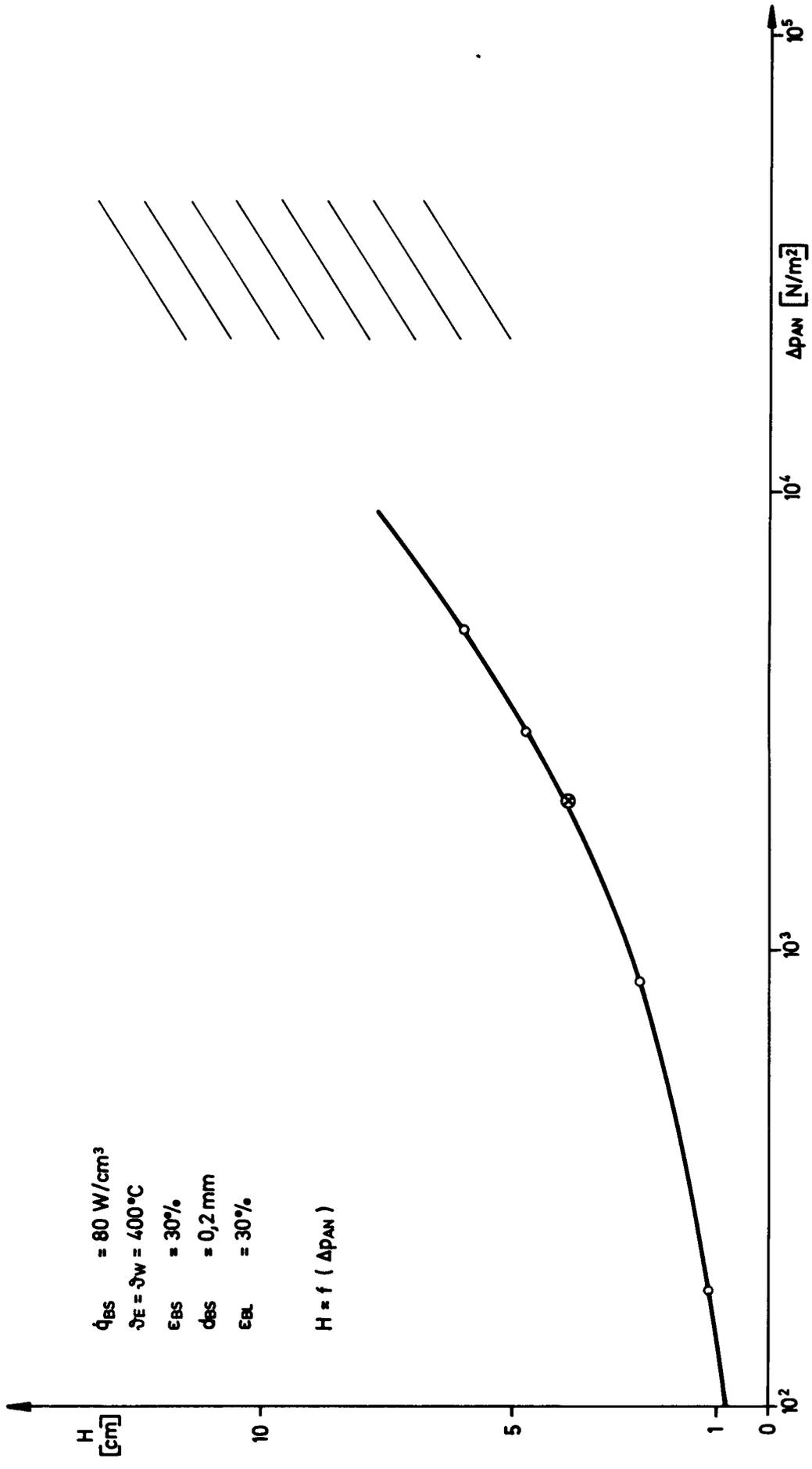


Abb. 7: Kühlbare Schütthöhen im Brennelement in Abhängigkeit von dem am Brennelement anstehenden Druckgefälle

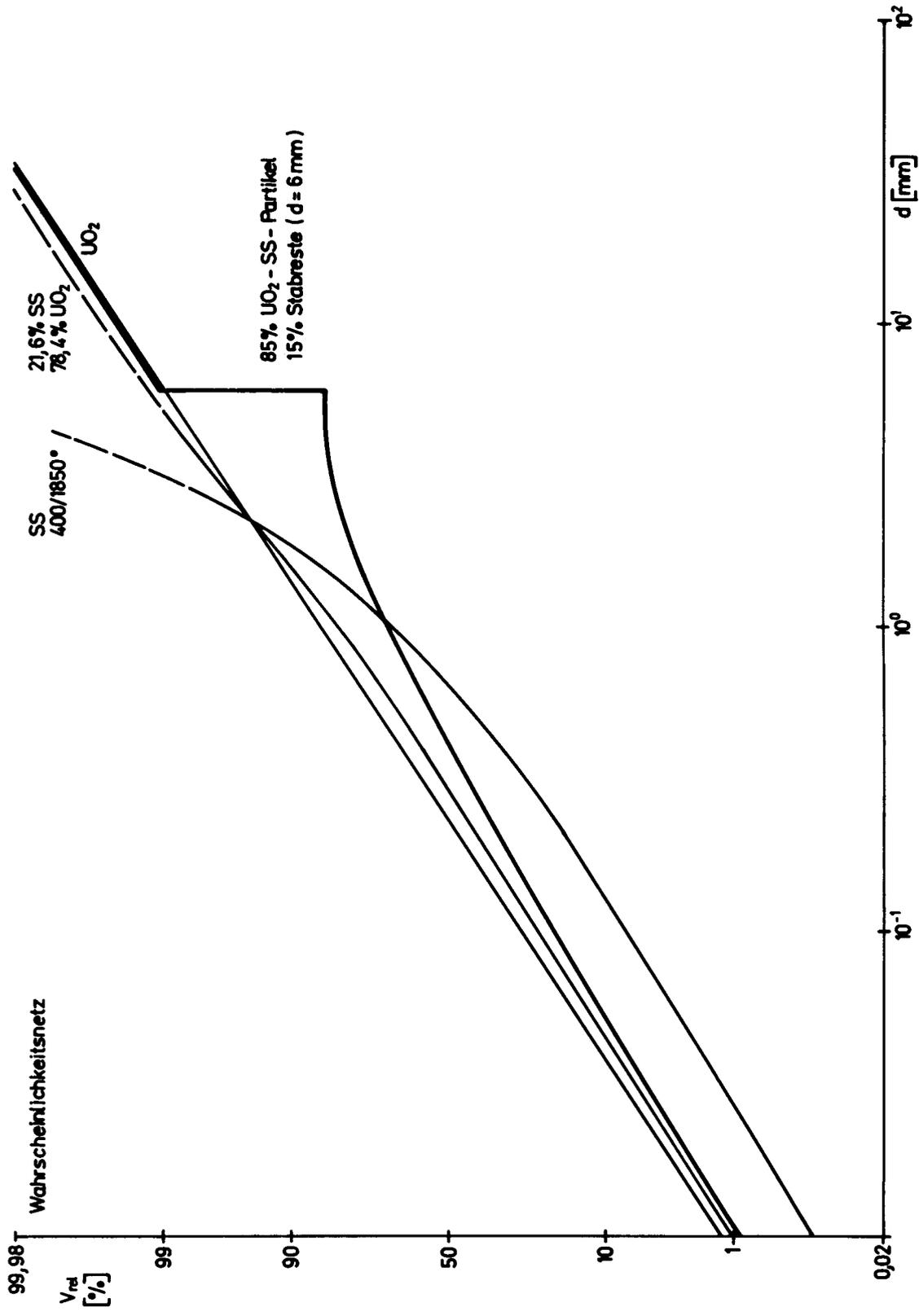


Abb. 8: Durchmesserpektren der Brennstoff-Stahl-Schüttung und ihrer Komponenten

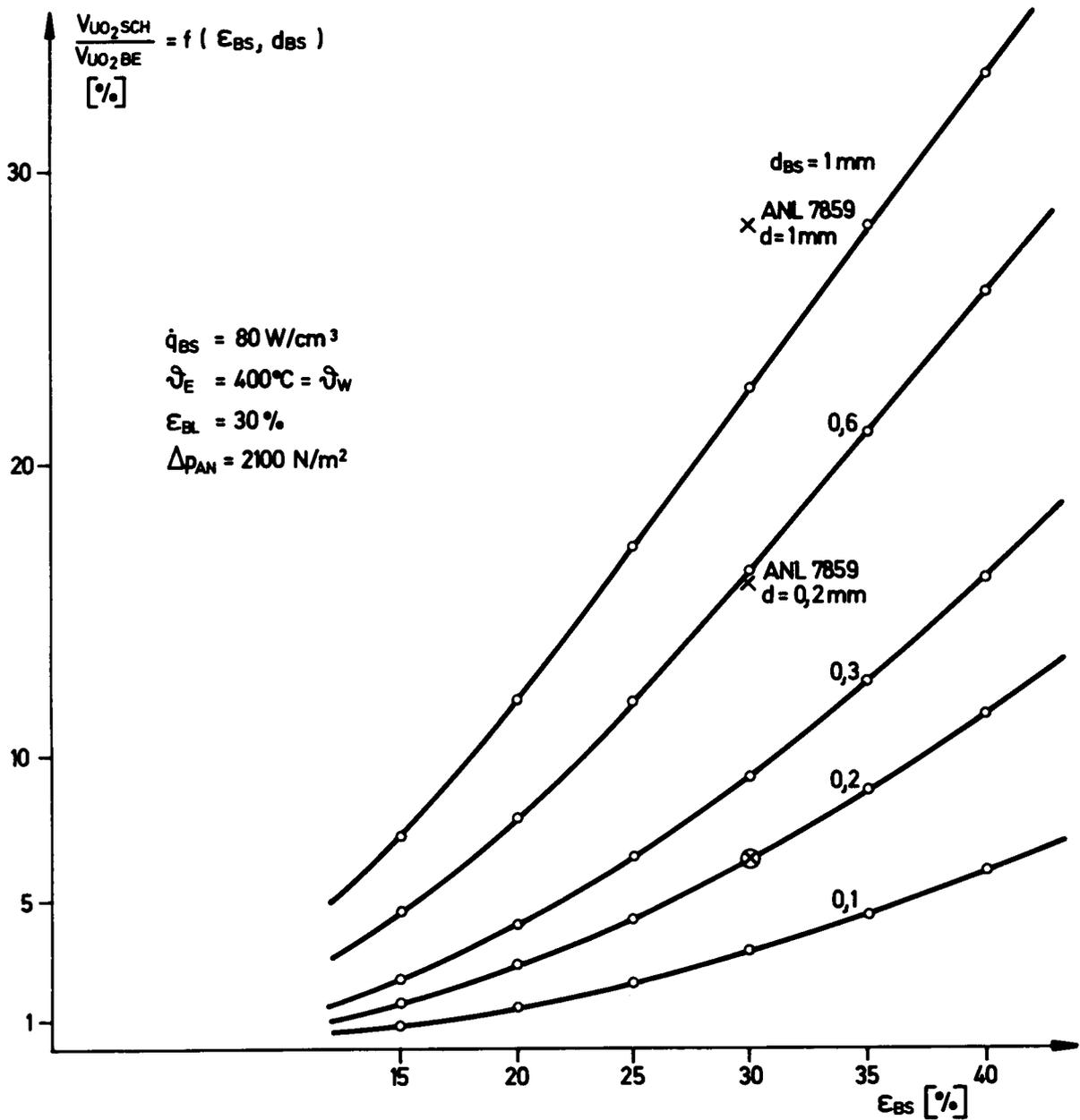


Abb. 9: Im Brennelement kühlbares relatives Schüttungs-
 Volumen in Abhängigkeit vom effektiven Partikel-
 durchmesser und der Porosität

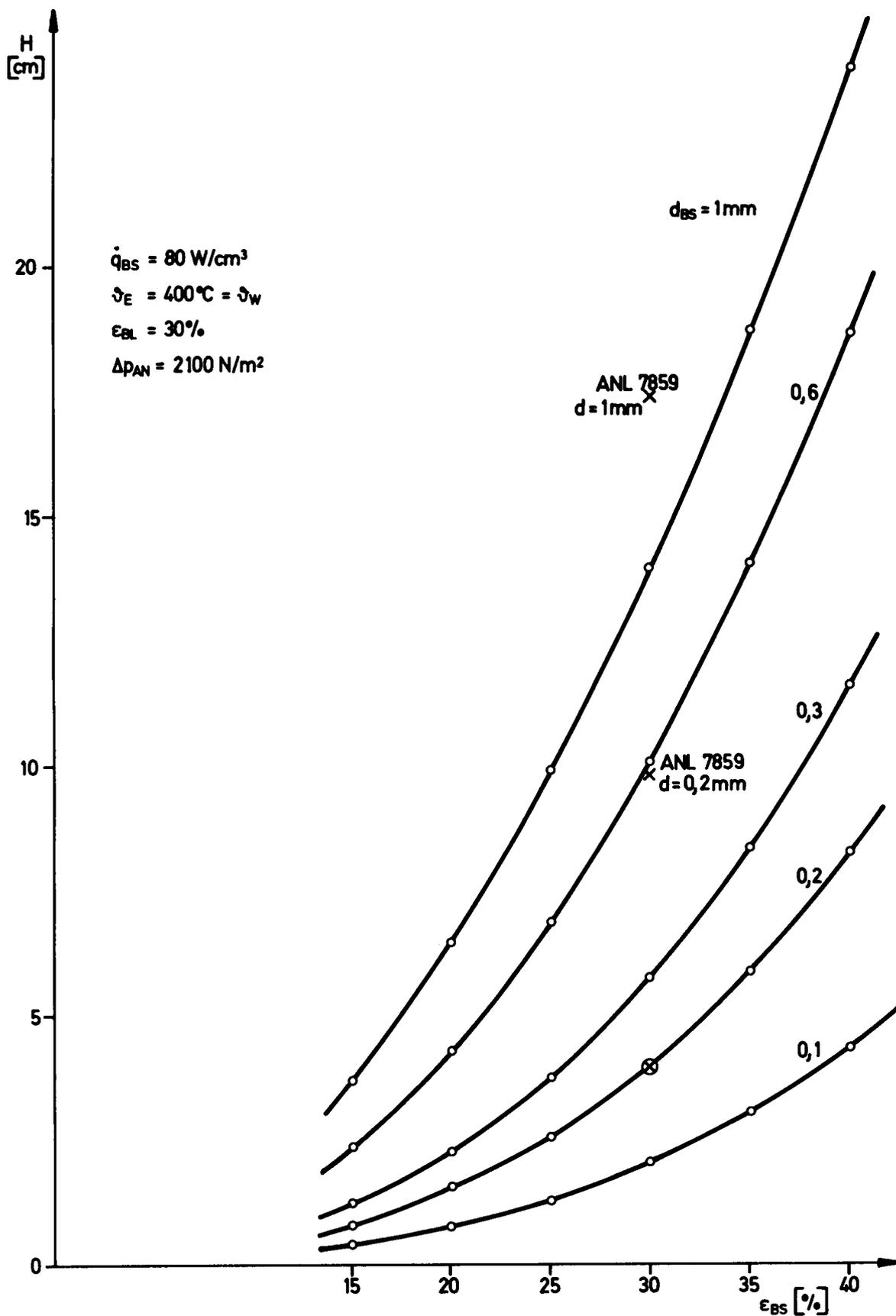


Abb. 10: Kühlbare Schütthöhen im Brennelement in Abhängigkeit vom effektiven Partikeldurchmesser und der Porosität

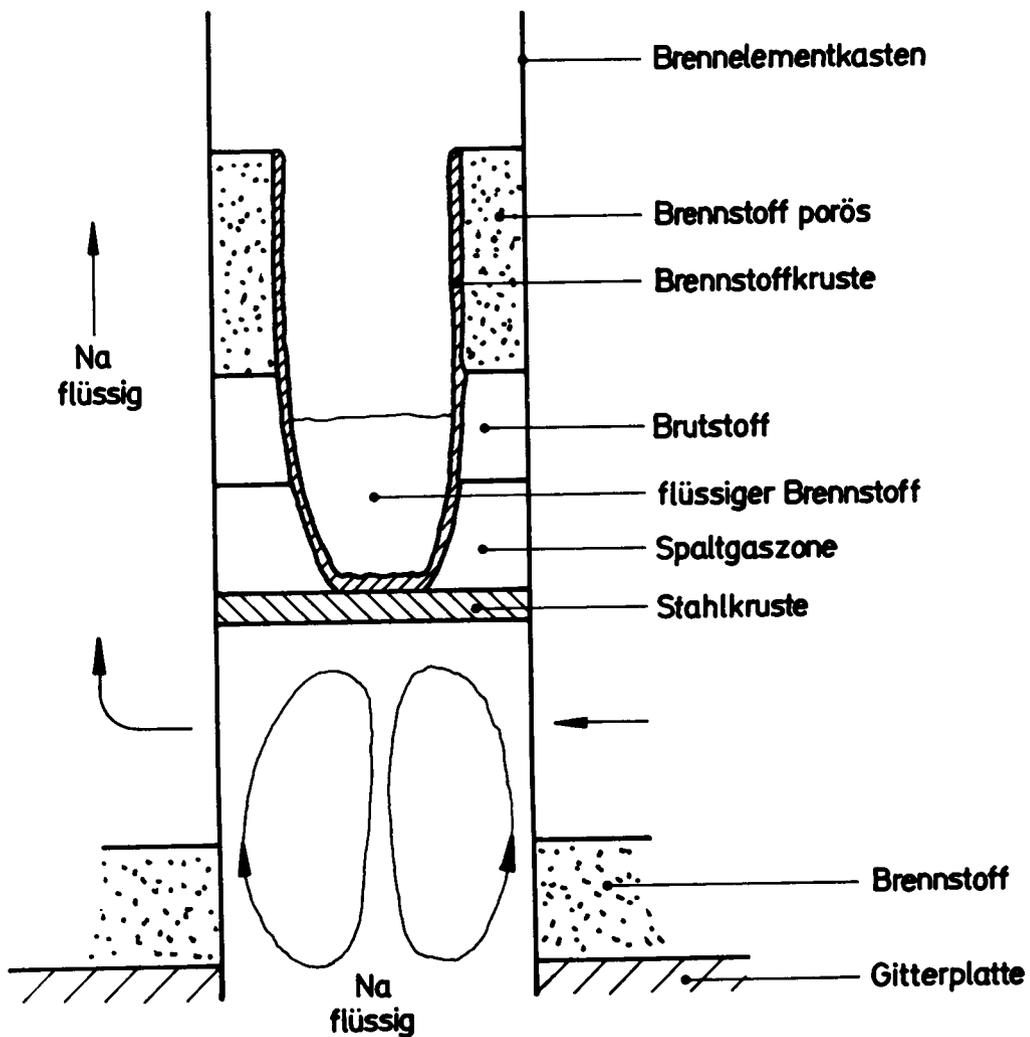


Abb. 11: Schematische Darstellung der angenommenen Brennstoffanordnung innerhalb und außerhalb eines Brennelementes

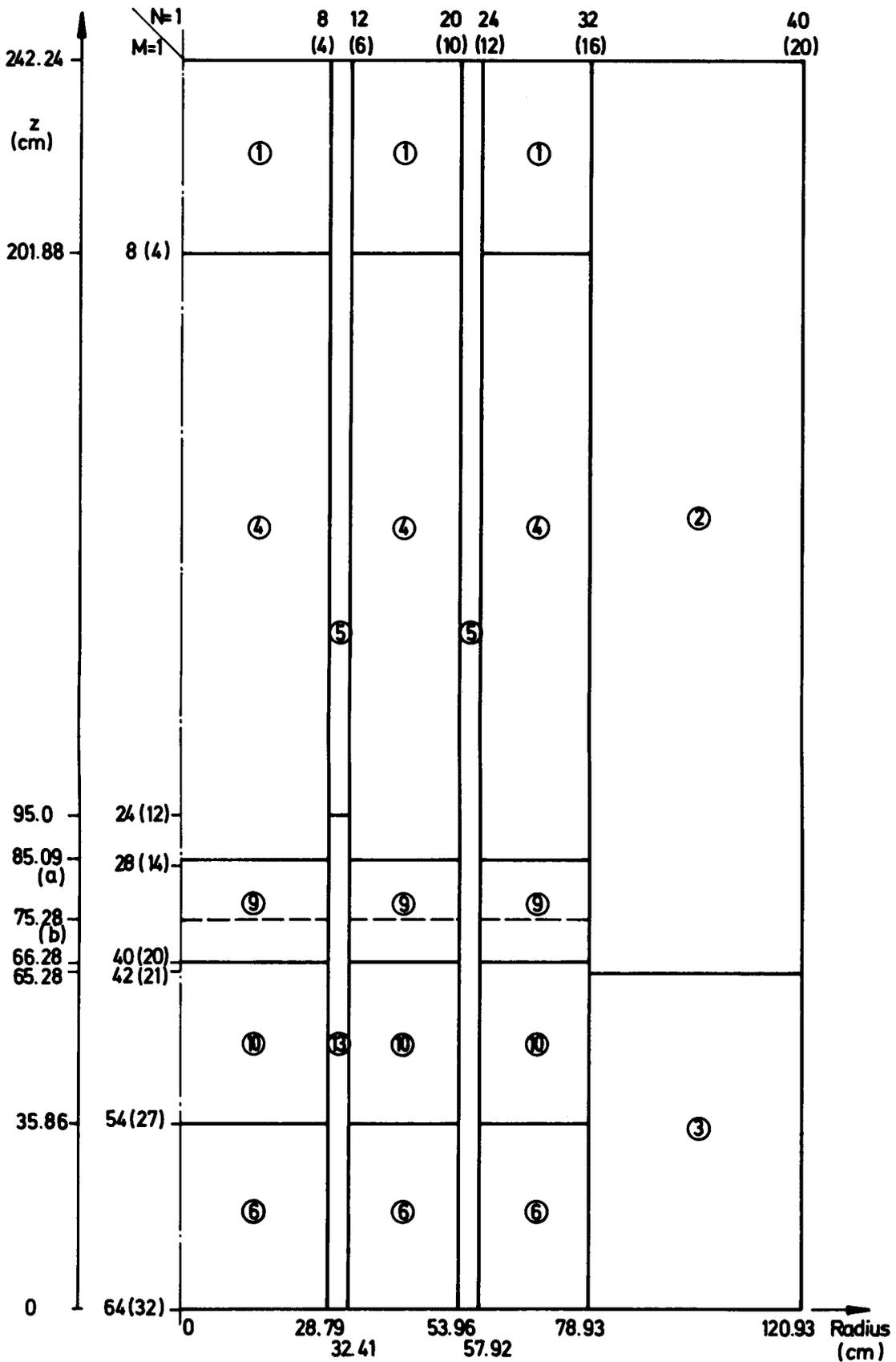


Abb. 12: Geometrisches Modell des SNR 300 nach Niederschmelzen des Cores, Fall 1a und 1b

①, ② usw. sind die Mischungsnummern (s. Tab. 7)

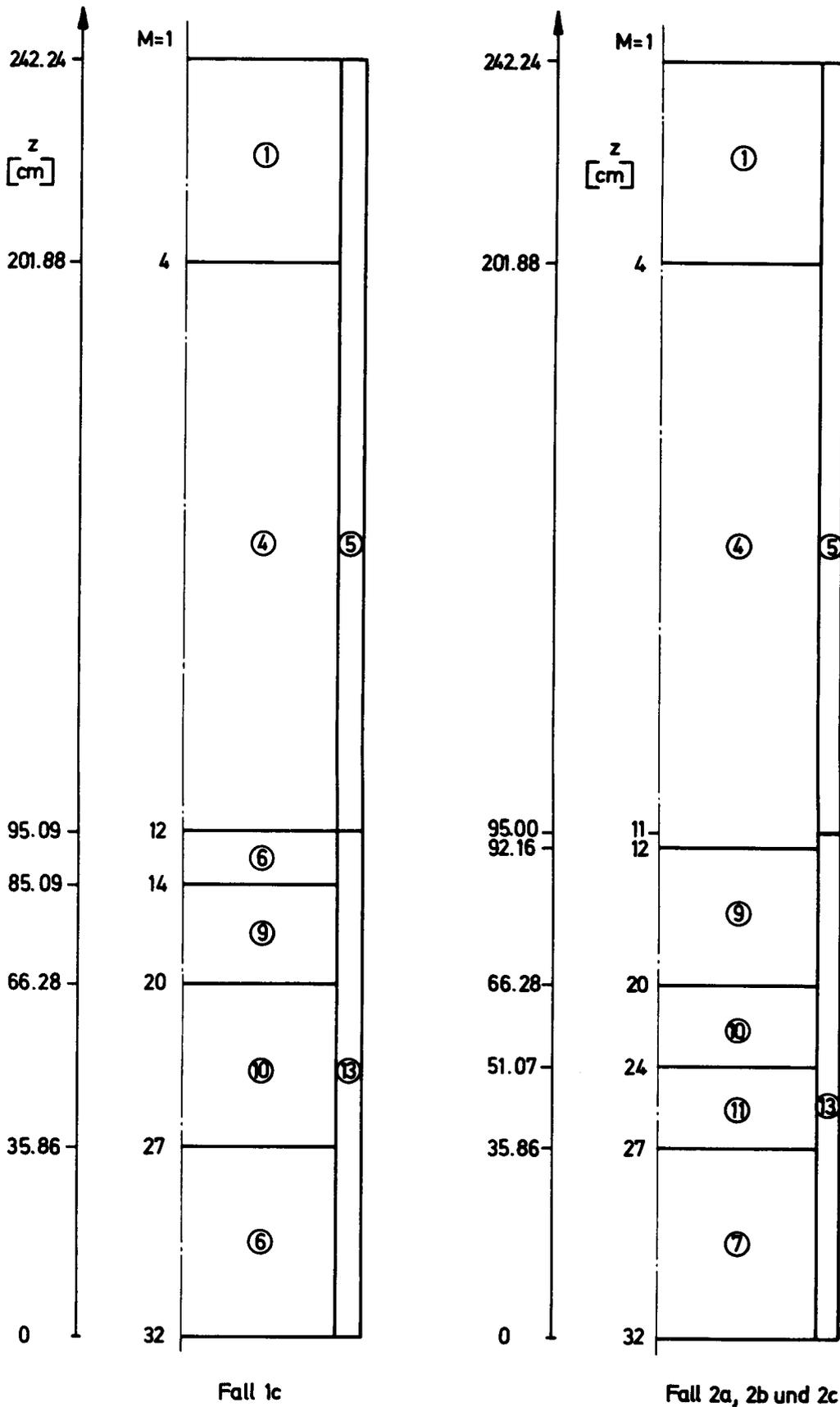
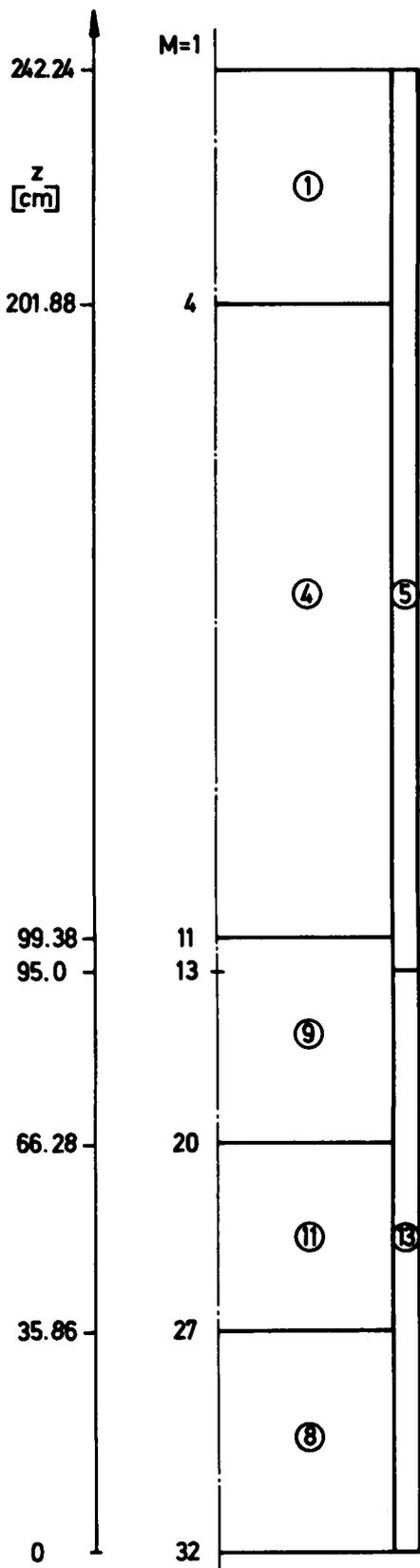
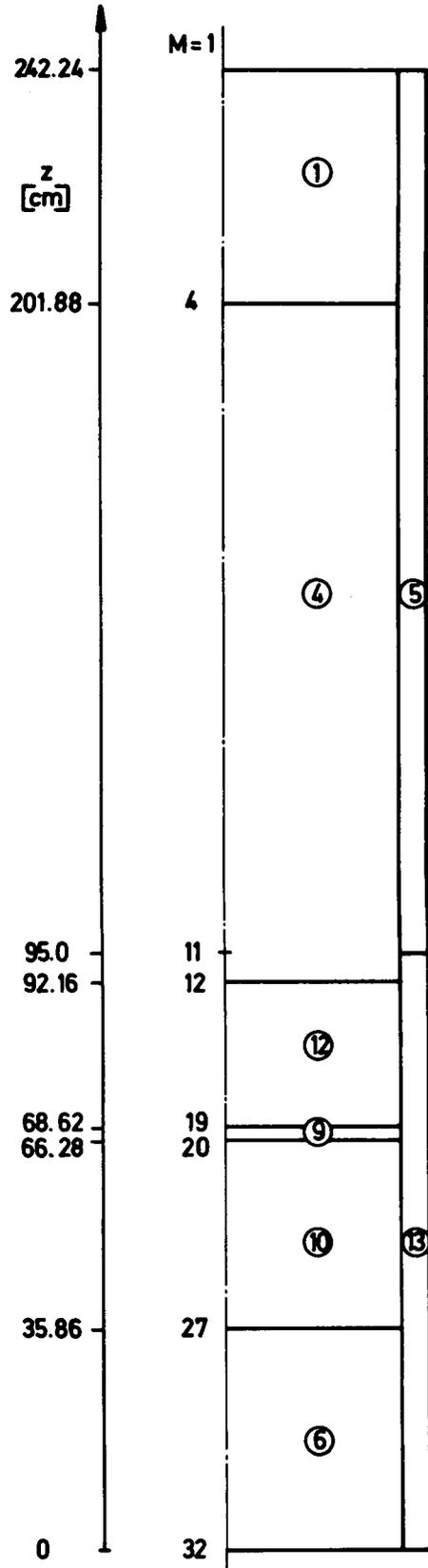


Abb. 13: Schichtenanordnung im inneren Bereich des SNR 300 nach Niederschmelzen

① , ② usw. sind die Mischungsnummern (s. Tab. 7)



Fall 3



Fall 4

Abb. 14: Schichtenanordnung im inneren Bereich des SNR 300 nach Niederschmelzen

① , ② usw. sind die Mischungsnummern (s. Tab. 7)

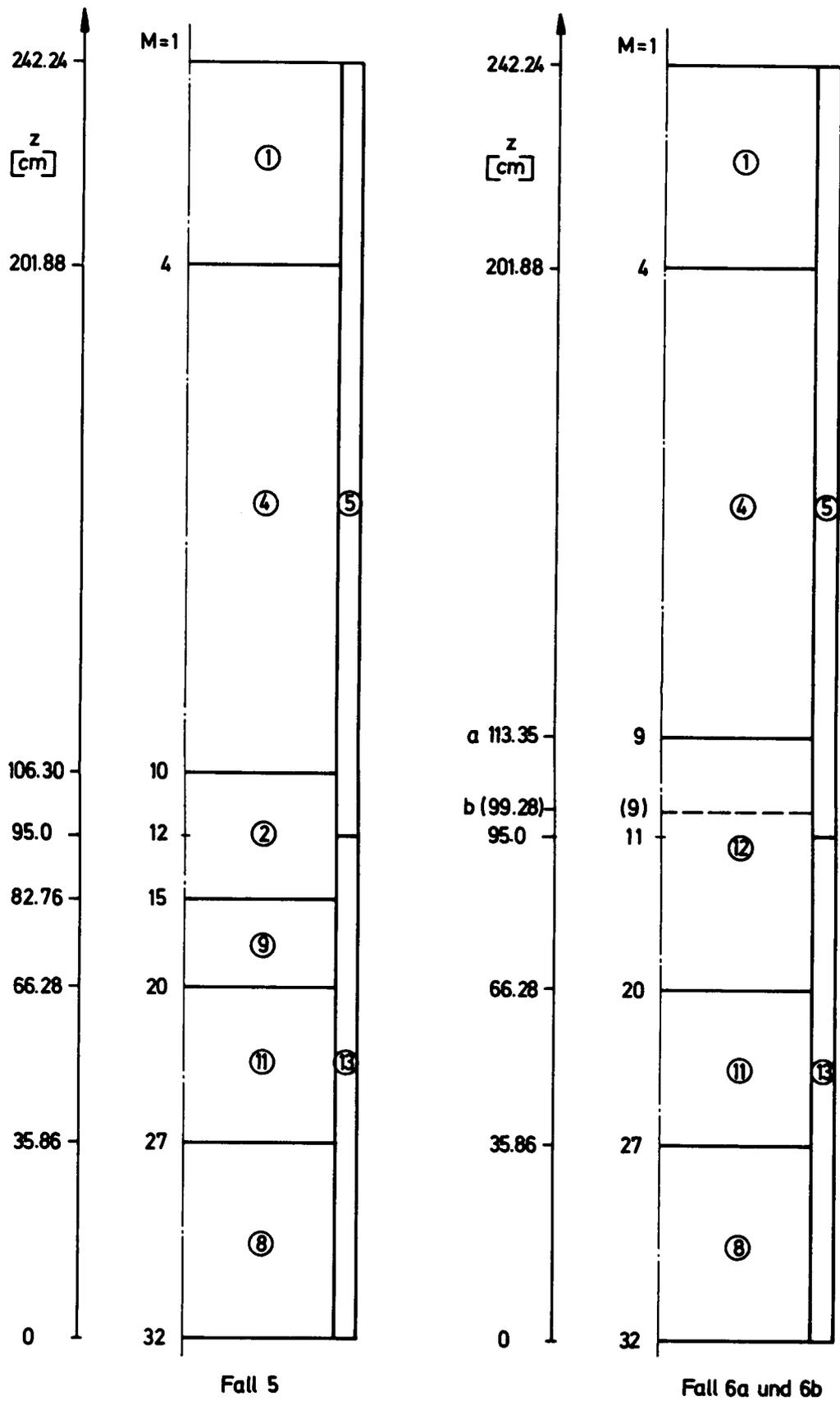


Abb. 15: Schichtenanordnung im inneren Bereich des SNR 300 nach Niederschmelzen

① , ② usw. sind die Mischungsnummern (s. Tab. 7)

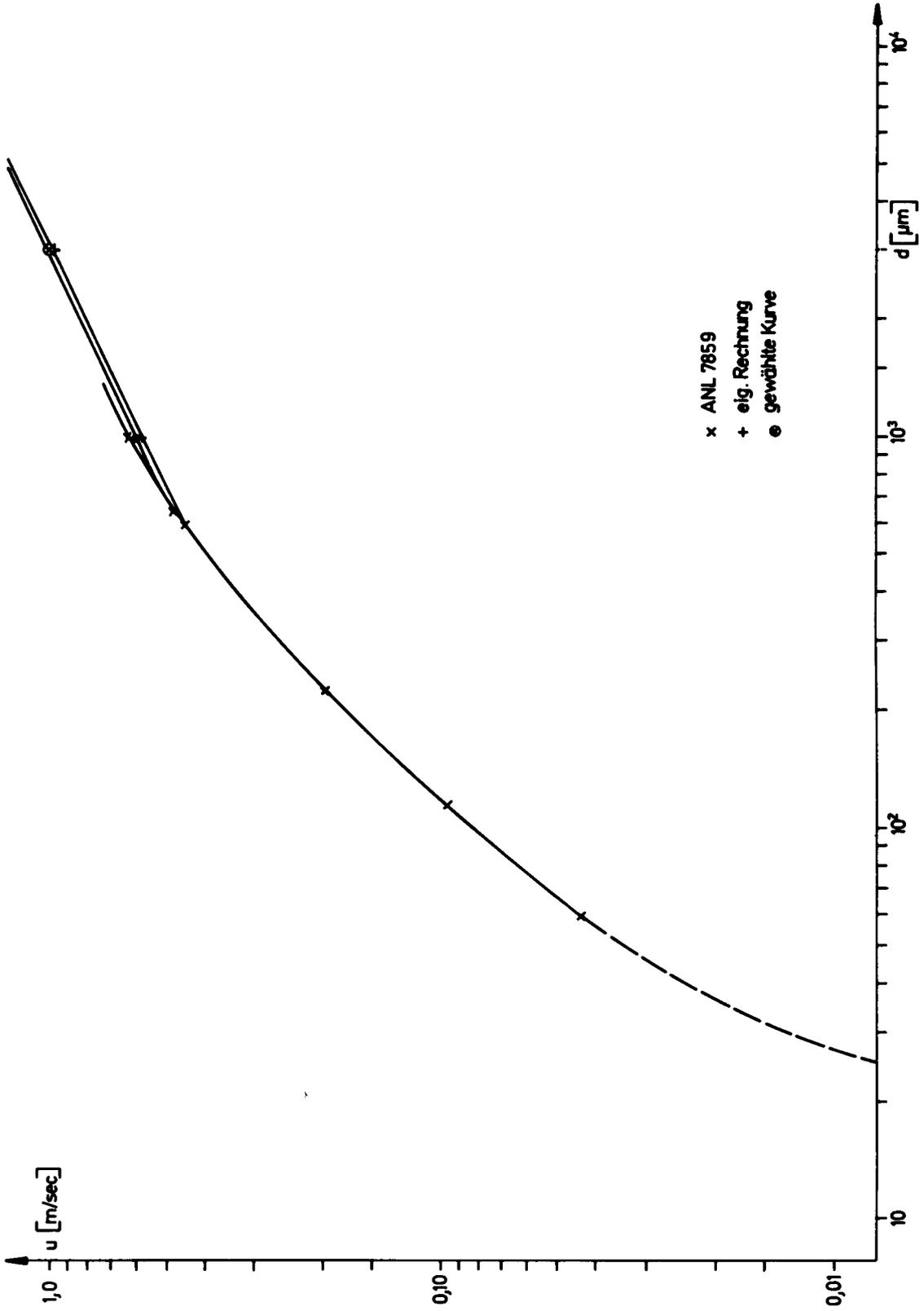


Abb. 16: Sinkgeschwindigkeit von UO_2 -Partikeln in flüssigem Natrium in Abhängigkeit von ihrem Durchmesser

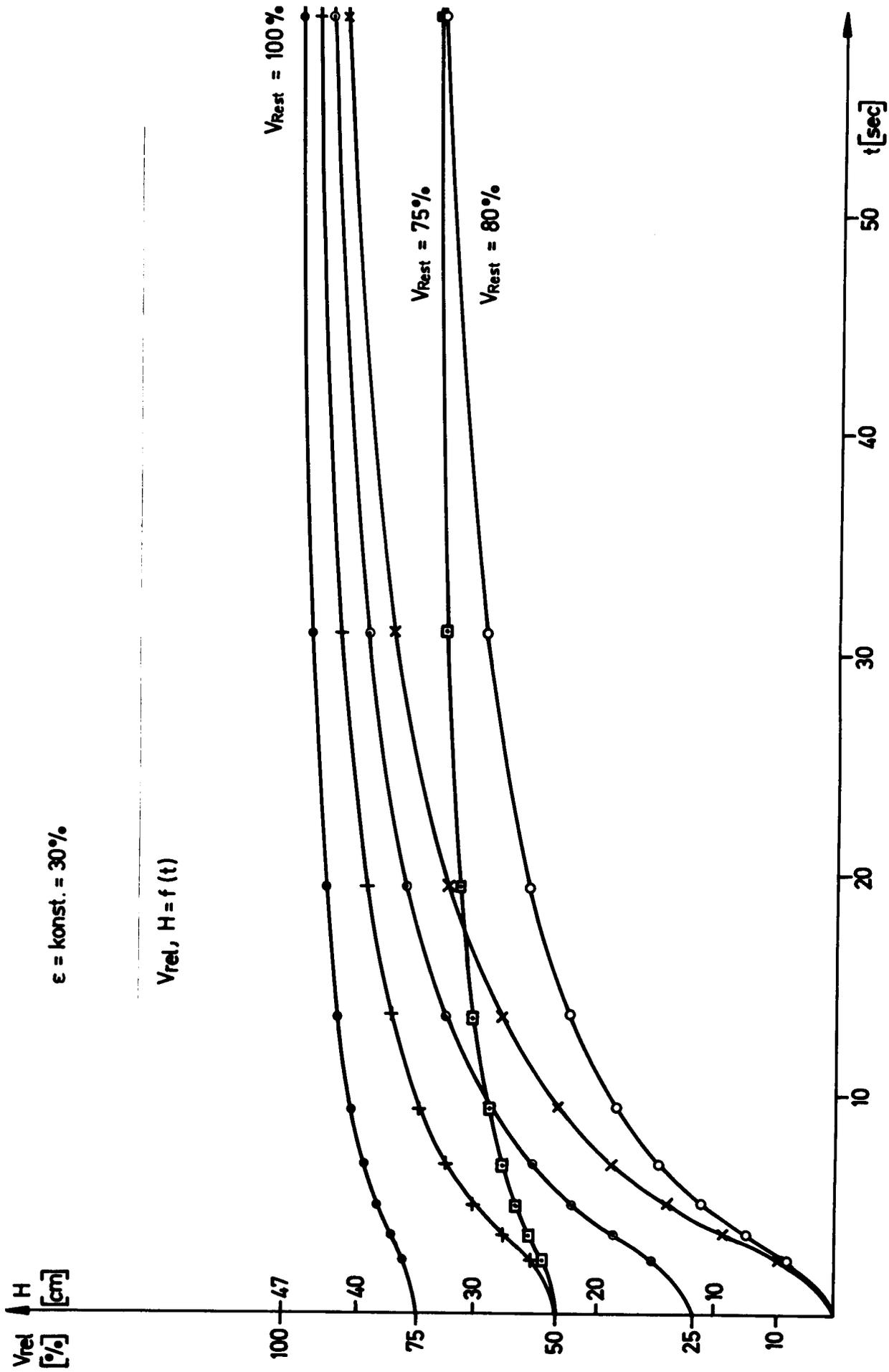


Abb. 17: Schüttungsaufbau im Brennelement durch Absinken der Brennstoffpartikel im Natrium
 ($l_0 = 224 \text{ cm}$)

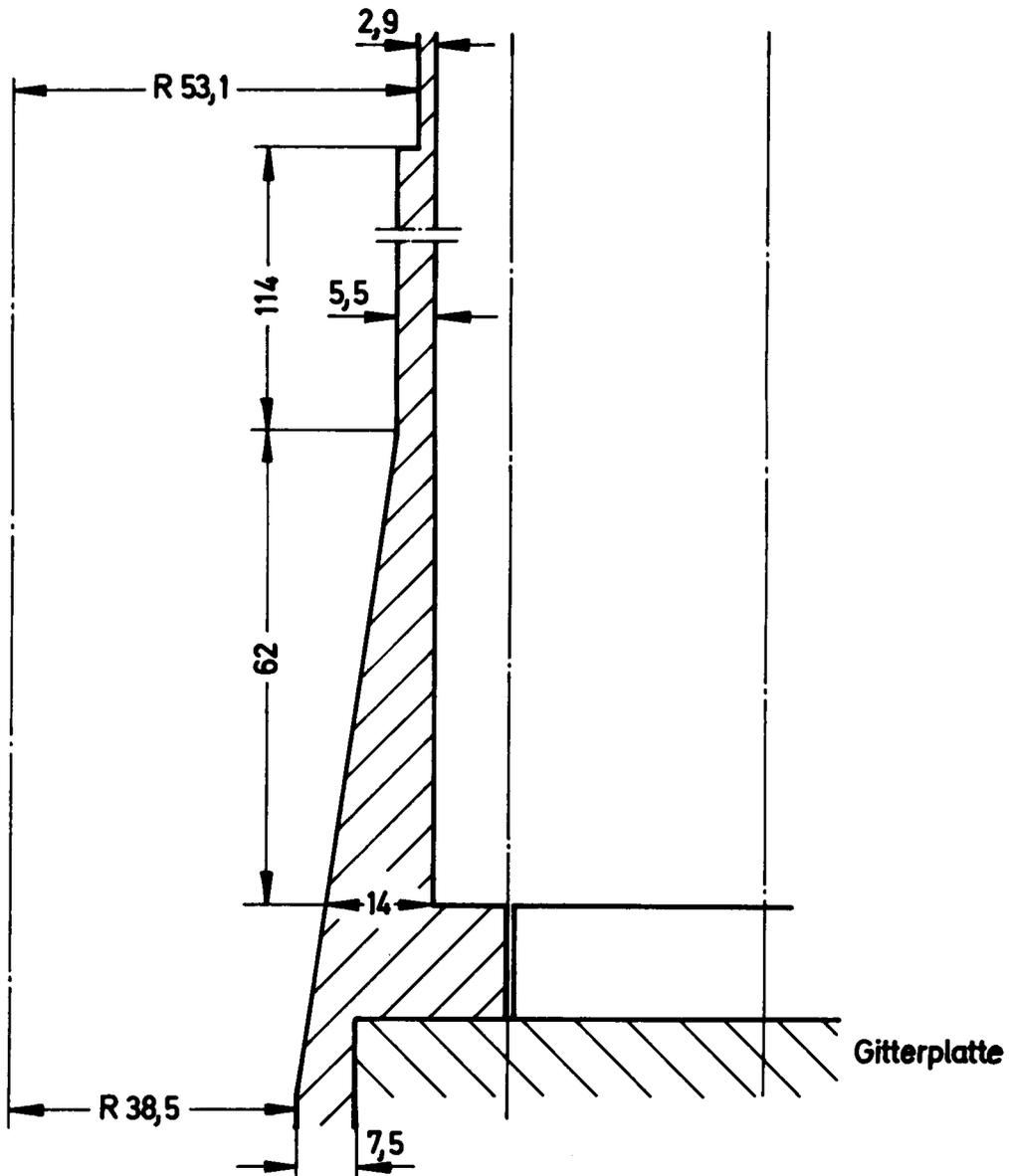
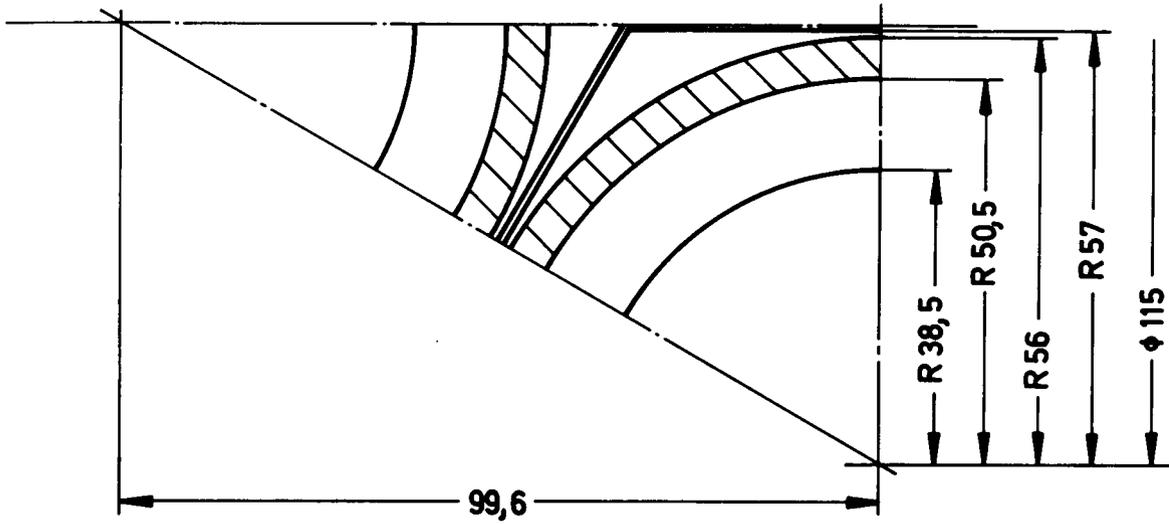


Abb. 18: Anordnung und Geometrie der Gitterplatten-einsätze

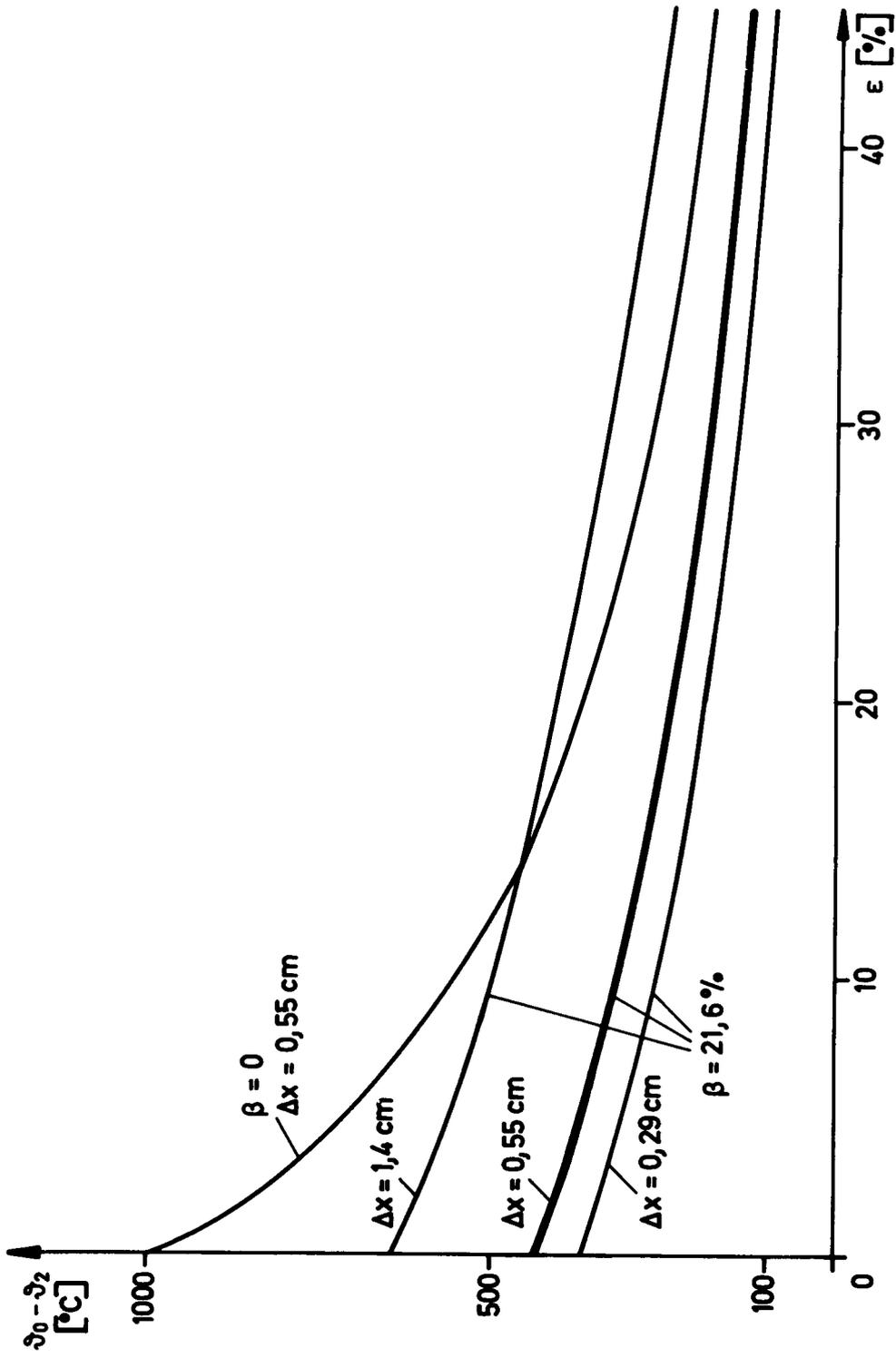


Abb. 19: Temperaturdifferenz zwischen der Zentraltemperatur im natriumbe-
 netzten Brennstoff auf der Gitterplatte und der Natriumtemperatur
 im Gitterplatteneinsatz (eindimensionales Modell)

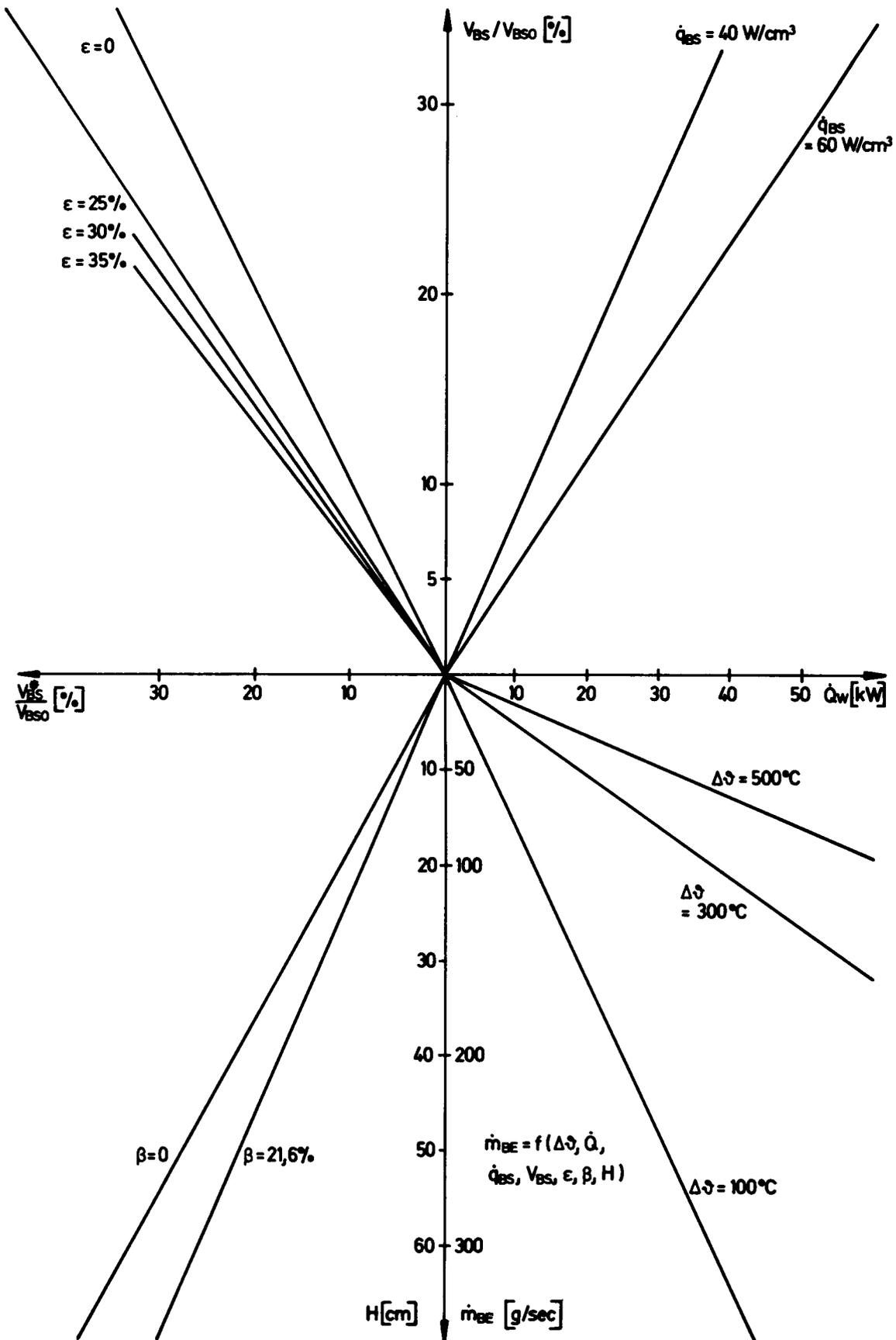


Abb. 20: Nomogramm zur Bestimmung der Kühlbarkeit des Brennstoffes auf der Gitterplatte (s. Kapitel 5)

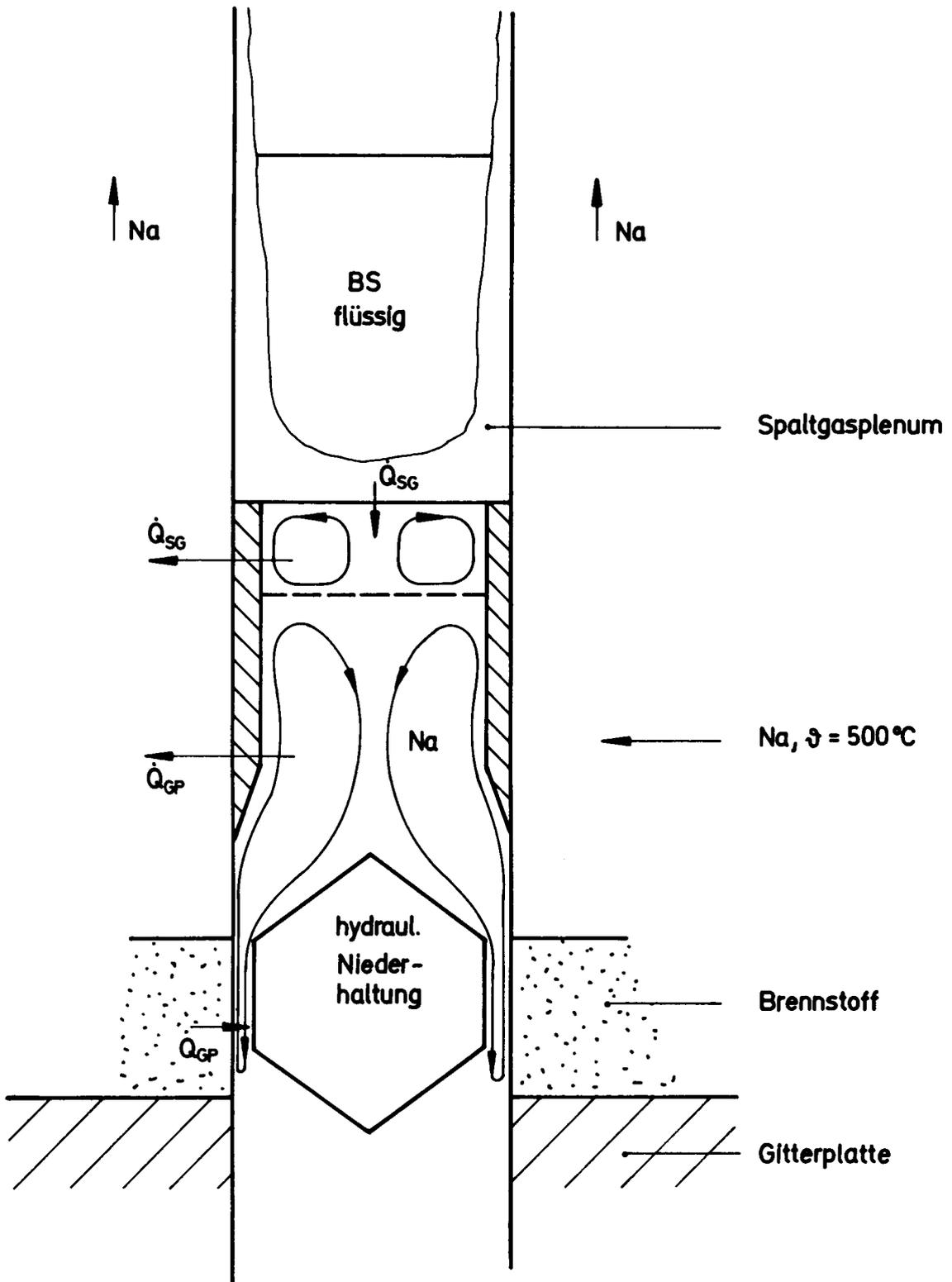
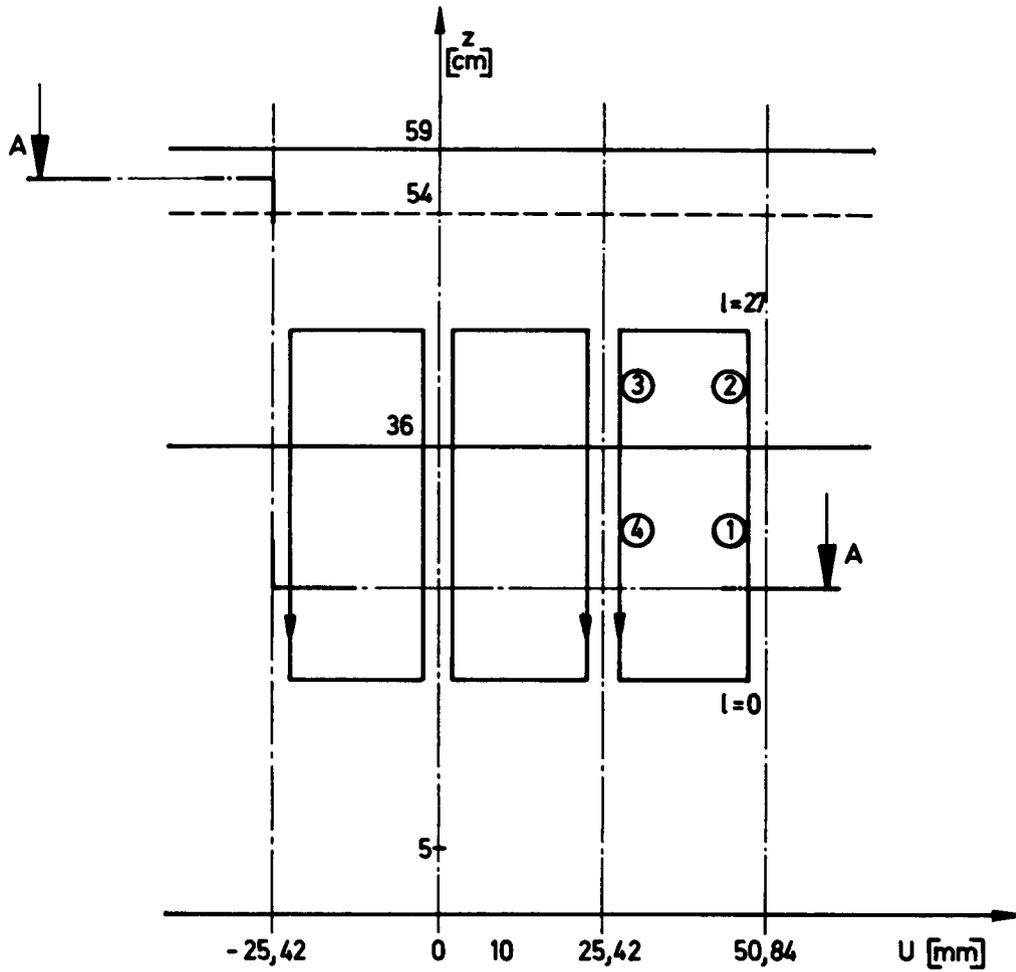


Abb. 21: Modell zum Energietransport im Gitterplatteneinsatz



Schnitt A-A

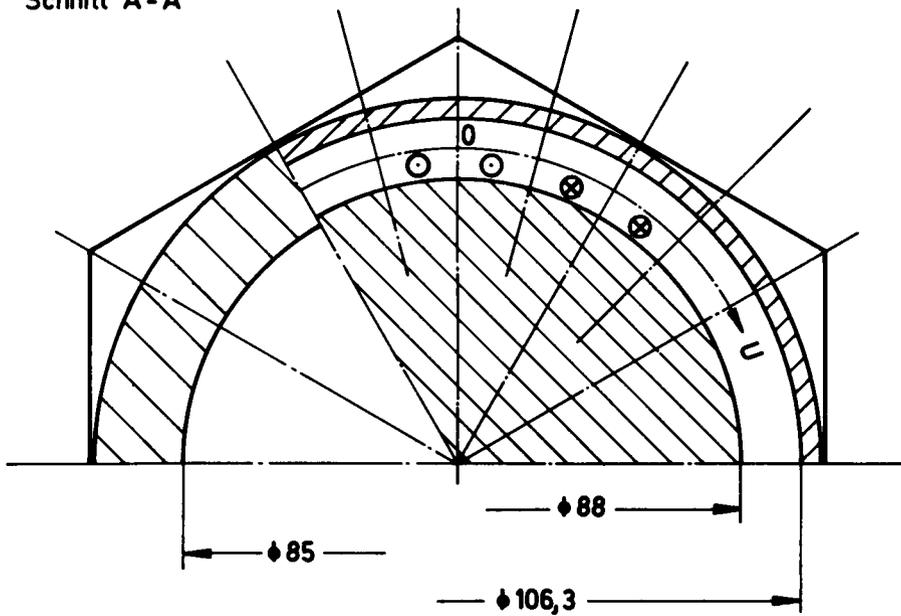
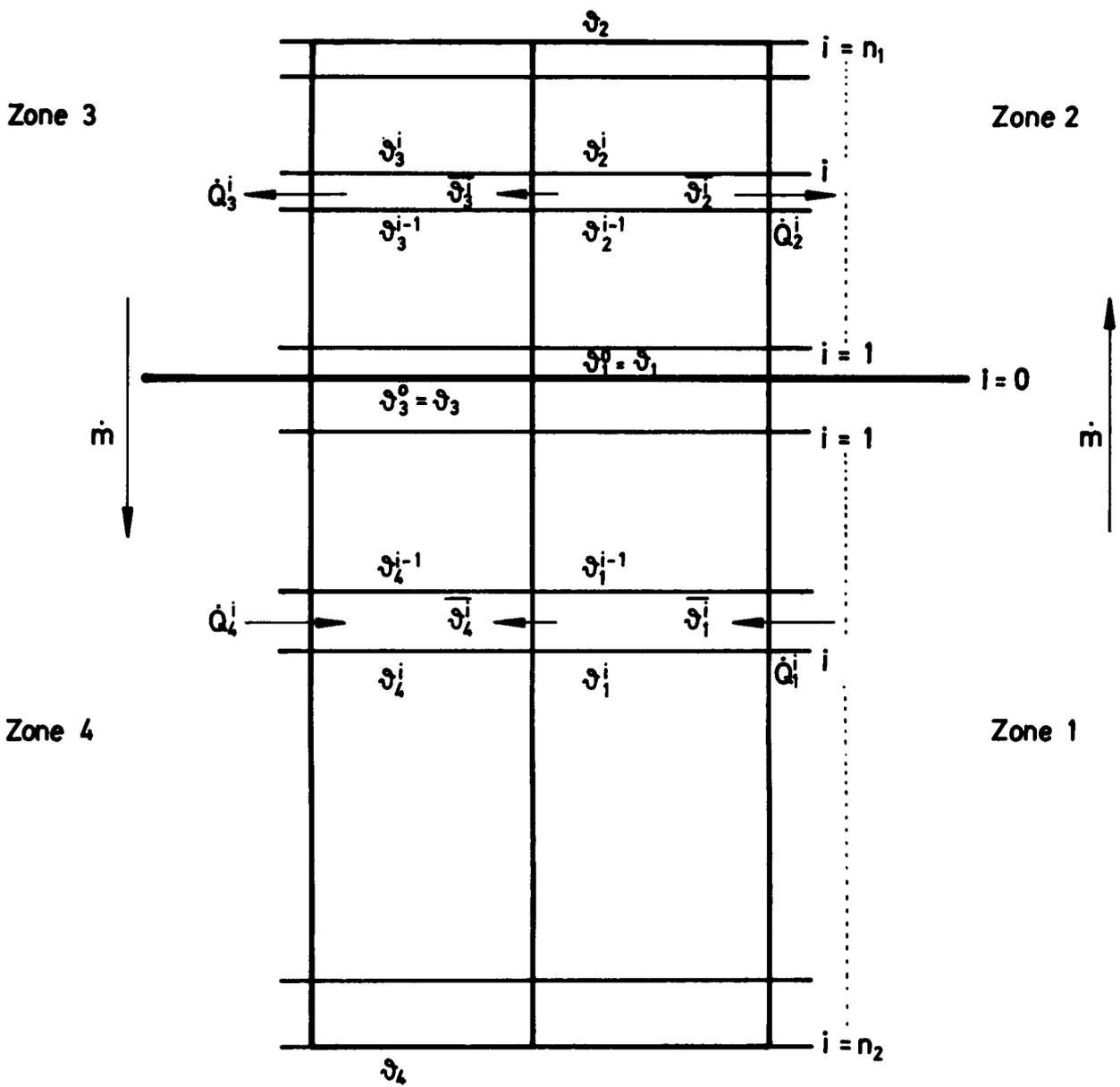


Abb. 22: Modell zur Strömung im Gitterplatteneinsatz



ϑ_j^i = Zonenausstrittstemperaturen

Abb. 23: Axiale Aufteilung des Strömungskanals im Gitterplatteneinsatz

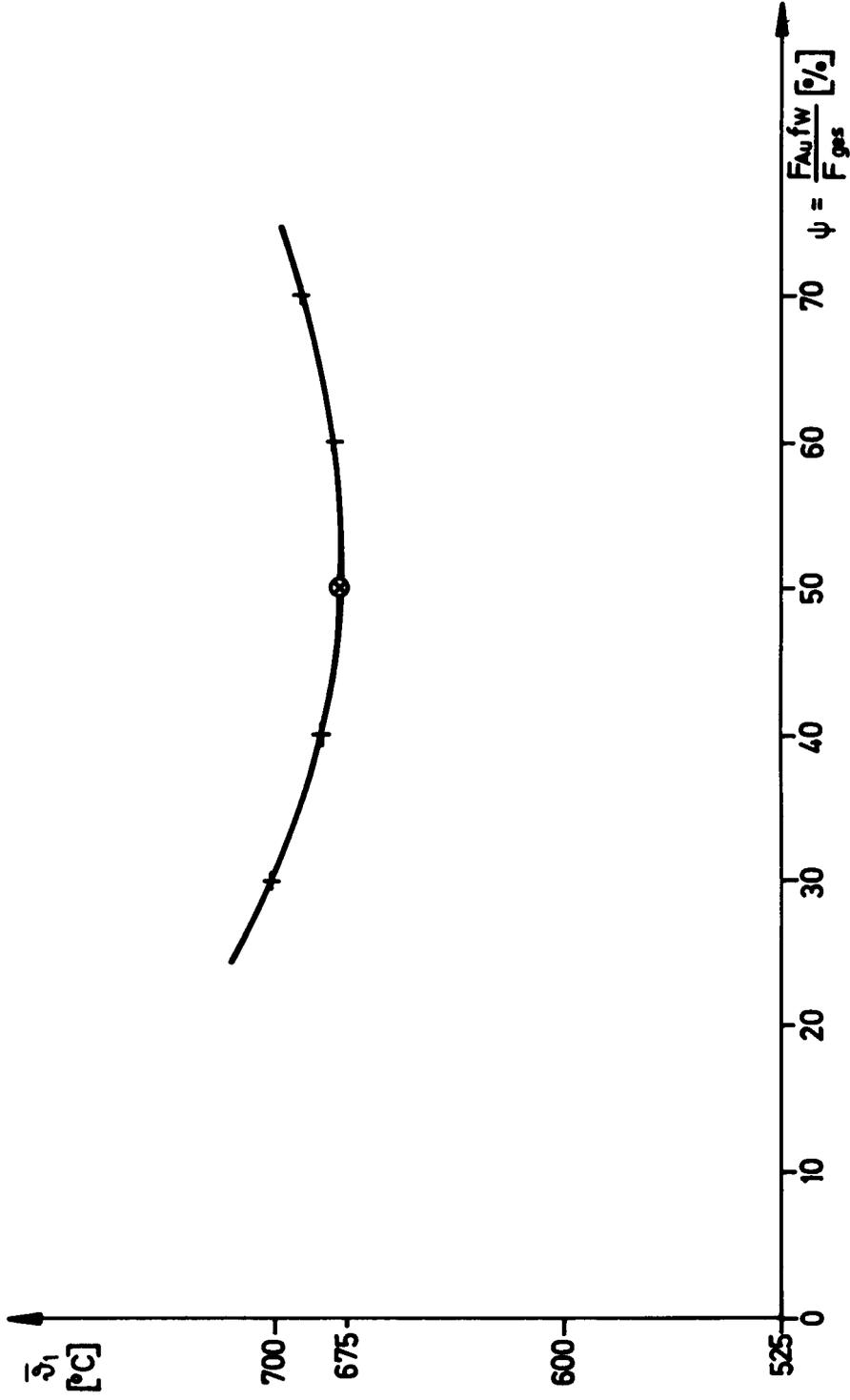
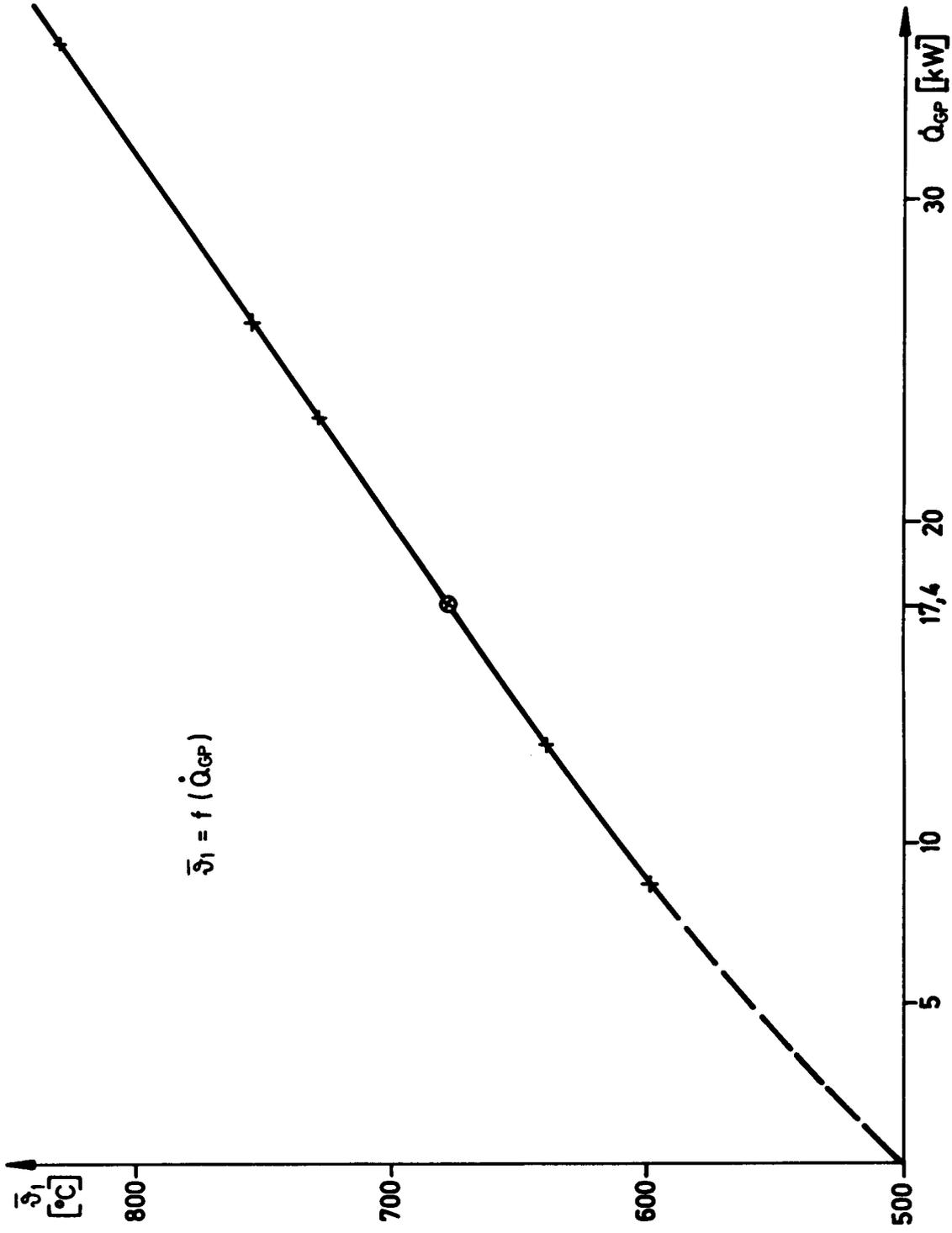


Abb. 24: Mittlere Natriumtemperatur der Zone 1 im Gitterplatteneinsatz
in Abhängigkeit vom Flächenanteil der Aufwärtsströmung



$$\bar{T}_1 = f(\dot{Q}_{GP})$$

Abb. 25: Mittlere Natriumtemperatur der Zone 1 im Gitterplatteneinsatz in Abhängigkeit von der transportierten Energie

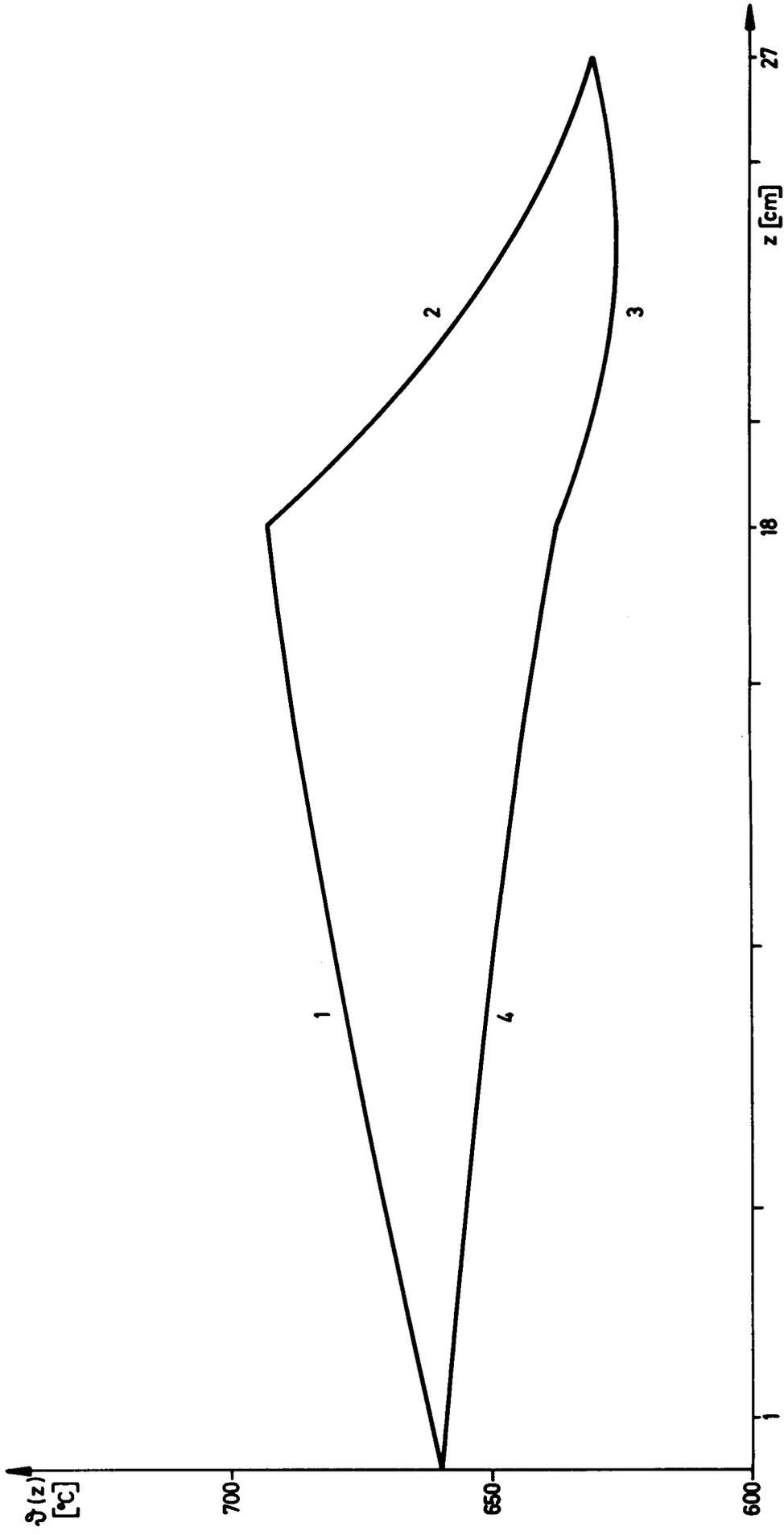


Abb. 26: Temperaturverlauf entlang dem Stromfaden im Gitterplatteinsatz

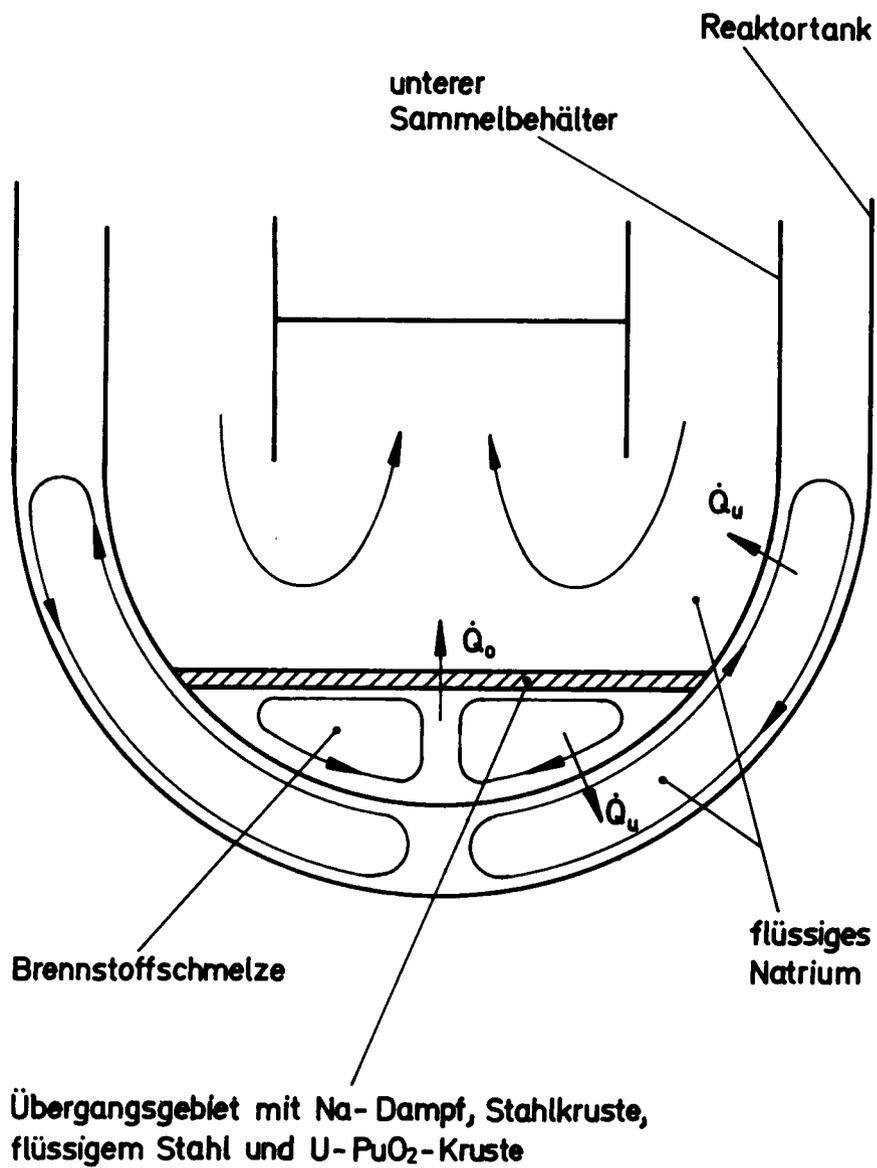


Abb. 27: Modell der Anordnung von Brennstoffschmelze im unteren Sammelbehälter

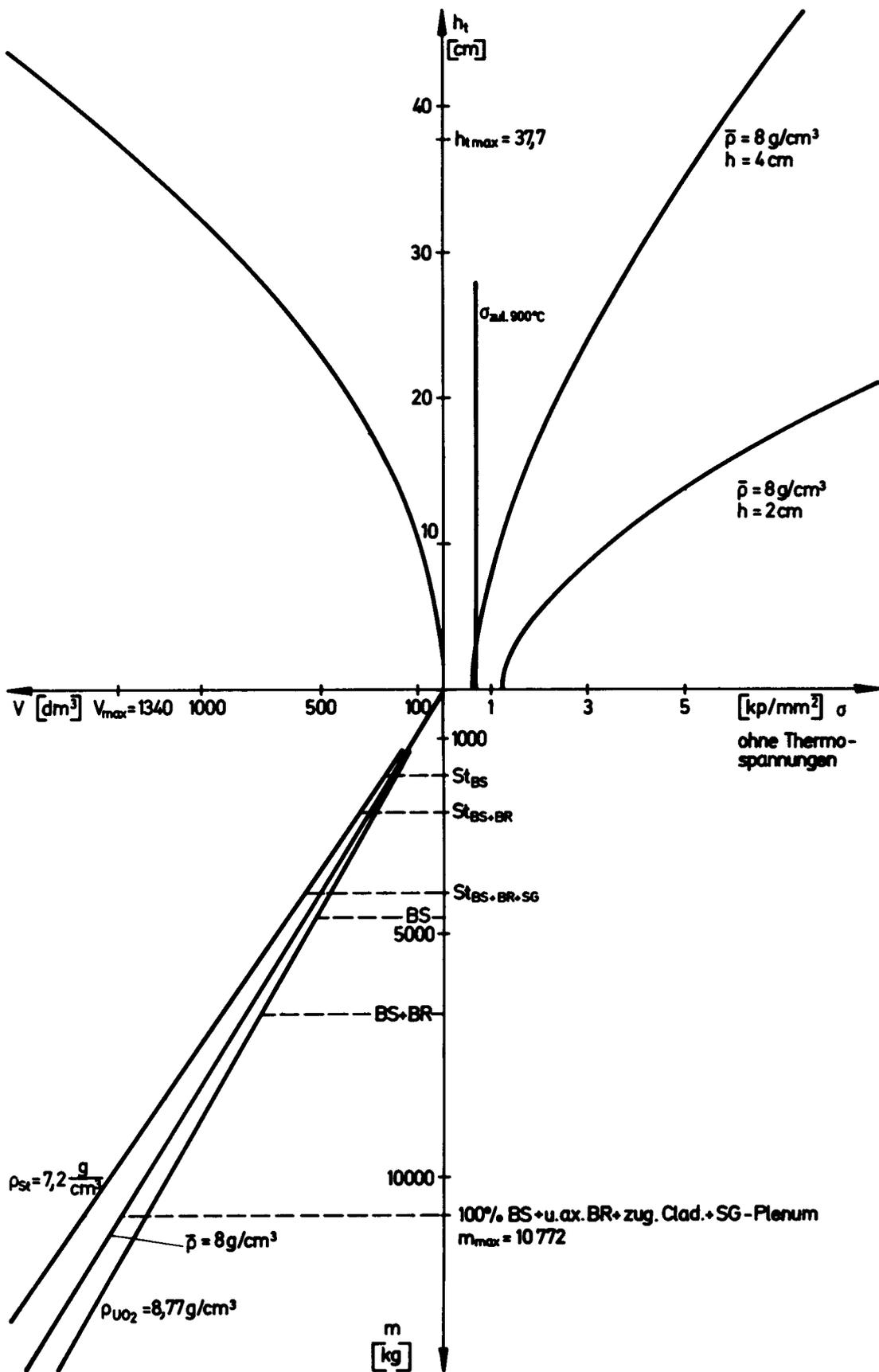


Abb. 28: Nomogramm zur Bestimmung der Belastung des unteren Sammelbehälters unter der Annahme einer frei aufgelagerten ebenen Kreisscheibe