



KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH GmbH

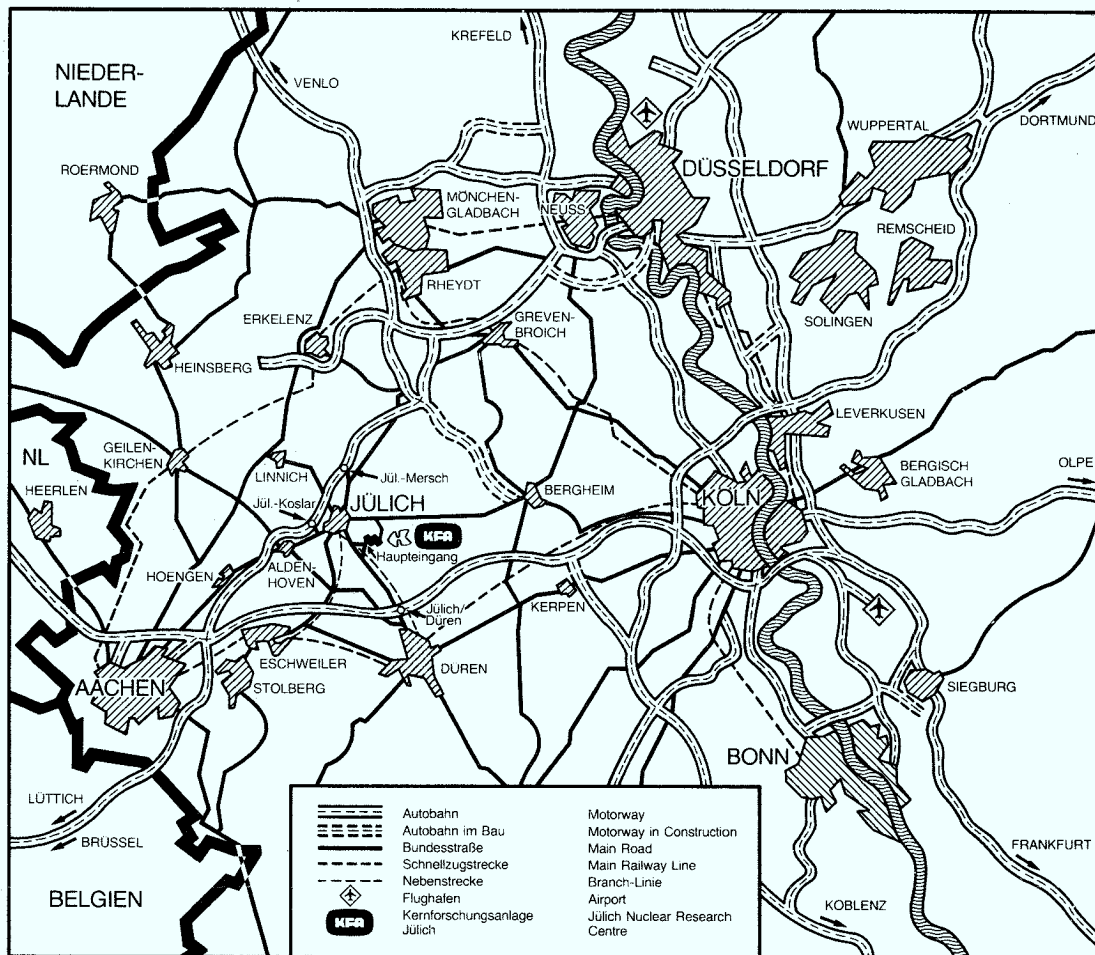
Institut für Reaktorentwicklung

**Zur Realisierbarkeit eines Booster-Targets
für eine Spallations-Neutronenquelle
im Hinblick auf Thermohydraulik
und Materialbelastung**

von

Hardy Weisweiler

Jül-2121
März 1987
ISSN 0366-0885



Als Manuskript gedruckt

Berichte der Kernforschungsanlage Jülich – Nr. 2121
 Institut für Reaktorentwicklung Jüli-2121

Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH
 Postfach 1913 · D-5170 Jülich (Bundesrepublik Deutschland)
 Telefon: 02461/610 · Telex: 833556-0 kf d

**Zur Realisierbarkeit eines Booster-Targets
für eine Spallations-Neutronenquelle
im Hinblick auf Thermohydraulik
und Materialbelastung**

von

Hardy Weisweiler

D 82 (Diss. T.H. Aachen)

Realization of a Booster-Target for a Spallation-Neutron Source in regard to Thermalhydraulics and Material Load

by

Hardy Weisweiler

ABSTRACT

For a spallation plant (SNS), which has been completed recently, a second target is previewed as a booster with additional multiplication by neutron fission. This allows a multifarious use of the SNS. As spallation material uranium is proposed. A pulsed proton beam (40 μ A, 10 Hz) is directed on the target, which produces about 2 MW. In this paper several target designs are presented and investigated under various aspects above all the thermal hydraulic one. Further main points are, besides questions of materials, thermostresses occurring in the target elements, loads by irradiation and thermal cycling caused by the pulsed proton beam and by switch-on and -off transients. Using metal α -uranium as spallation material with zircaloy2-cladding of the target-elements, in all target concepts considered here, maximum temperatures below 400 °C can be achieved by cooling with sodium as well as with water. By the use of water, a temperature level can be attained, so that the load by thermostresses is below admissible values. This is equally true, when making use of UMo10, which shows according to the experimental data available up to now better behaviour under thermal cycling than unalloyed uranium.

Zur Realisierbarkeit eines Booster-Targets für eine
Spallations-Neutronenquelle im Hinblick auf
Thermohydraulik und Materialbelastung

von

Hardy Weisweiler

KURZFASSUNG

Für eine Spallationsanlage (ISIS), die vor kurzem in England in Betrieb genommen wurde, steht für eine breitgefächerte Nutzung ein zweites Target als Booster mit zusätzlicher Multiplikation durch Neutronenspaltung zur Diskussion. Als Spallationsmaterial wird Uran vorgeschlagen. Hierbei wird ein gepulster Protonen-Strahl (40 μ A, 10 Hz) auf das Target mit einer Leistung von ~ 2 MW gelenkt. Im Rahmen dieser Arbeit werden einige Targetdesigns vorgestellt und unter vor allem thermohydraulischen Aspekten untersucht. Weitere Schwerpunkte sind neben Materialfragen, die in den Targetelementen bei zeitlich konstanter Temperatur auftretenden Thermospannungen, die Belastung durch Bestrahlung und durch thermisches Zyklieren bedingt durch den gepulsten Protonenstrahl bzw. durch An- und Abschaltvorgänge.

Bei der Verwendung von metallischem γ -Uran als Spallationsmaterial mit Zircaloy2-Cladding der Targetelemente lassen sich in allen vorgeschlagenen Target-Konzepten sowohl bei Natrium als auch bei Wasserkühlung Maximaltemperaturen unter 400 Grad erreichen. Bei Wasserkühlung kann ein Temperaturniveau erreicht werden, das die durch Thermospannung bedingte Belastung zulässige Werte nicht überschreitet. Dies gilt ebenfalls bei der Verwendung von UMo10, welches nach den bisher verfügbaren experimentellen Daten günstigeres Verhalten bei thermischer Zyklierung aufweist als unlegiertes Uran.

VORWORT

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit am Institut für Reaktorentwicklung der Kernforschungsanlage Jülich GmbH.

Das Thema wurde von Herrn Prof. Dr.rer.nat. R. Schulten gestellt, wofür ich mich an dieser Stelle besonders bedanken möchte.

Herrn Prof. Dr.-Ing. H. Barnert danke ich für die Übernahme des Koreferates und die anregenden Diskussionen.

Bei Herrn Dr.rer.nat. W. Scherer bedanke ich mich für seine freundliche Unterstützung insbesondere für die Bereitstellung der Ergebnisse der neutronenphysikalischen Rechnungen bezüglich des Targets.

Herrn Dr.rer.nat. H. Gerwin bin ich für seine bereitwillige Unterstützung sehr zu Dank verpflichtet.

Für die Bereitstellung von Informationsmaterial möchte ich mich bei Herrn Dr. A. Carne (Rutherford-Appleton-Lab., England) bedanken.

Herrn Koschmieder (KFA-ISF), Herrn Dr.-Ing. Breitbach (KFA-ISF), Herrn Knapp (Rechenzentrum d. Universität Stuttgart) und besonders Herrn Dipl. Ing. U. Wagner gilt mein Dank für die Beratung bezüglich der Handhabung des Finite-Elemente-Programms ASKA ebenso Frau D. Müller für ihre Hinweise bezüglich der Rechnerorganisation.

Herrn Dr. Krautwasser (KFA-IRW) bin ich für die Informationen hinsichtlich materialtechnischer Fragen sehr dankbar.

Schließlich möchte ich mich bei meinen Kollegen für die vielen anregenden Diskussionen bedanken.

LISTE DER SYMBOLE

a	Temperaturleitfähigkeit (Kap. 7)
A	Querschnittsfläche (Anhang A)
B	Matrix d. Ableitungen d. Formfunktion N (Anhang E1)
c	Schallgeschwindigkeit (Kap. 9.1)
C_p	Wärmekapazität (Kap. 3.1.1)
d	Durchmesser (Anhang A)
D	Displacement-Produktion (Kap. 10)
D	Stoffwerte-Matrix (Anhang E1)
$DTEA$	Temperaturdifferenz Einlaß/Auslaß (Kap. 4.2.1)
$DTKERN$	" im Urankern
$DTWAND$	" im Cladding
$DTWA-FL$	" zwischen Wand u. Fluid
E	Elastizitätsmodul (Kap. 3.1.1)
E_0	Schädigungsenergie-Querschnitt (Kap. 10)
E_d	Displacementenergie (Kap. 10)
f	Pulse/s (Kap. 10)
f	Frequenz (Anhang D)
f	Elementkräftevektor (Anhang E2)
Fo	Fourier-Zahl (Anhang C1)
g	Temperaturgradient (Anhang E1)
K	Elementsteifigkeitsmatrix (Anhang E2)
l	Kühlkanallänge (Anhang A)
L	Länge (Kap. 9.1)
N	Uran-Atome/Volumen (Kap. 10)
N	Formfunktion (Anhang E)
Nu	Nusselt-Zahl (Anhang E1)
p	Druck (Kap. 6)
p	Protonen/Puls (Kap. 10)
p_x, p_y, p_z	Kräfte entlang der Oberfläche (Anhang E2)
Φ	Leistungsdichte
P	Knotenpunktkraft (Anhang E2)
Pr	Prandtl-Zahl
q_0	Krit. Heizflächendichte (Kap. 6)
r	Halbmesser des Protonenstrahls (Kap. 10)
R	Reaktionsrate (Kap. 10)

R	Schwellrate (Kap. 10)
Re	Reynolds-Zahl (Anhang A)
S	Faktor (Kap. 6)
S	Fläche (Anhang E)
t	Zeit
T	Temperatur
T	Matrix der Temperaturen (Anhang E1)
u,v,w	Verschiebungen im Körper (Anhang E2)
u	Übertemperatur (Kap. 8)
U	benetzter Umfang (Anhang A)
U	Knotenpunktverschiebung (Anhang E2)
w	Kühlmittelgeschwindigkeit (Kap. 6)
-W	Potential durch äußere Kräfte (Anhang E2)
x,y,z	Koordinaten
X,Y,Z	Volumenkräfte (Anhang E2)

GRIECHISCHE SYMBOLE

α	thermischer Ausdehnungskoeffizient (Kap. 3.1.1)
α	orthorombische Kristallform (Kap. 3.1.1)
α	Wärmeübergangskoeffizient (Anhang E)
β	tetragonale Kristallform (Kap. 3.1.1)
γ	kubisch-raumzentrierte Kristallform (Kap. 3.1.1)
Δ	Differenz
ϵ	Dehnungsvektor (Anhang E2)
ϑ	Temperatur (Kap. 6)
λ	Wärmeleitfähigkeit (Kap. 3.1.2)
λ_n	Eigenwert (Anhang D)
Λ	Dehnungsenergie (Anhang E2)
ν	Querkontraktionszahl (Anhang E4)
ξ	Widerstandsbeiwert (Anhang A)
Π	Potentielle Energie (Anhang E2)
ρ	Dichte
σ	Spannung

σ_v	Vergleichsspannung
$\sigma_{b,10000}$	Zeitstandfestigkeit (Kap. 3)
$\sigma_{0,1}$	Streckgrenze (Kap. 3)
σ	Spannungsvektor (Anhang E2)
ϕ	Leistungsdichte (Anhang A)
χ	Integral (Anhang E)
ω	Kreisfrequenz (Anhang D)

INDIZES

A	Auslaß (Kap. 6)
e	Element (Anhang)
E	Elementgesamtzahl (Anhang E2)
E	Einlaß (Kap. 6)
EA	Einlaß-Auslaß (Kap. 6)
Fl	Fluid (Anhang C)
h	hydraulisch (Anhang A)
i	innen (Anhang C)
i	Punkt i (Anhang E1)
K	Kühlmittel (Kap. 6)
K	Knotenpunkt (Anhang E2)
m	Mittelwert (Kap. 6)
max	Maximalwert (Kap. 9.1)
n	Faktor (Kap. 10.1)
n	Faktor (Anhang C)
p	Puls (Kap. 9.1)
P	Elementpunktzahl (Anhang E1)
S	Siedepunkt (Kap. 6)
tr	transponiert (Anhang E)
$u_{x,y,z}$	Koordinate (Anhang E)
U	Uran (Kap. 4.2)
V	Volumen (Anhang E)

1.0 EINLEITUNG

Zur Untersuchung des raum-zeitlichen Verhaltens der Atome und Moleküle in kondensierter Materie werden unter anderem Neutronenquellen verwendet. Zielsetzung ist dabei zu verstehen, wie durch das Zusammenwirken vieler Mechanismen und Bausteine die makroskopischen Eigenschaften von Stoffen zustandekommen.

Zu den Bereichen der Forschung, die sich mit diesem Themenkomplex, der Untersuchung von Vielteilchensystemen, beschäftigen, gehören wesentliche Teile der Physik und Chemie der festen Körper und Flüssigkeiten sowie der Oberflächen- einschließlich der Katalysatorforschung, der Polymerenforschung, der Molekular- und der Mikrobiologie.

Darüberhinaus wird der Einsatz von Neutronen aufgrund der Qualität der mit ihnen gewonnenen Erkenntnisse trotz der Schwierigkeiten im Zugang zu Neutronen-Strahlung für die Werkstoffforschung seitens der Industrie diskutiert /SNQI/.

Zur Produktion von Neutronen können zum einen Kernreaktoren herangezogen werden, zum anderen bietet die Ausnutzung des Spallationsprozesses Vorteile, wobei hierbei vor allem die hohe Neutronenausbeute pro freigesetzter Energie zu nennen ist.

Der Spallationsprozeß kann dabei durch Beschuß eines Targets aus schweren Elementen wie z. B. Blei, Tantal, Wolfram, Wismut oder Uran mit hochenergetischen Protonen ausgelöst werden.

Bis jetzt sind verschiedene Konzepte für eine Spallationsneutronen-Quelle untersucht und teilweise realisiert worden /SNQP, ISI/.

Aus der Konzeption des Targets resultieren verschiedene Qualitäten der austretenden Neutronen. Dies ist für den Experimentator relevant, der für seinen Versuch bestimmte Anforderungen an die Neutronen z.B. bezüglich der Energieverteilung bzw. Zeitstruktur stellt.

Vor kurzem wurde in England eine Spallationsanlage, die sogenannte ISIS, in Betrieb genommen /ISI/.

Für eine breitgefächerte Nutzung ist ein zweites Target speziell für subthermische Neutronen geplant.

Es wird diskutiert, dieses zweite Target als Booster, d.h. mit zusätzlicher Multiplikation durch Kernspaltung zu konzipieren.

Zur näheren Bestimmung des Designs eines Booster-Targets wurden im Rahmen dieser Arbeit vor allem thermohydraulische Rechnungen unter Berücksichtigung neutronenphysikalischer und insbesondere werkstofflicher Aspekte durchgeführt.

Um zunächst einen Einblick in die Konzeption der zur Zeit bestehenden Spallationsanlage ISIS in England, für die das Booster-Target in der Diskussion ist, zu gewähren, wird im folgenden Kapitel eine allgemeine Beschreibung geliefert.

Da die im Booster zur Anwendung gelangenden Materialien extremen Bedingungen wie z.B. hoher Strahlenbelastung und gegebenenfalls hohen Temperaturen ausgesetzt sein werden, ist eine Auswahl geeigneter Werkstoffe und Kühlmittel zu treffen. Mit der Charakterisierung und einem Vergleich des Materialverhaltens beschäftigt sich Kapitel 3.

Hieran anschließend werden verschiedene Target-Designs vorgestellt und zunächst qualitativ analysiert.

Es folgt die quantitative Analyse der Temperaturverhältnisse für stationäre und instationäre Energiedeposition, der Druckverluste, der Volumenströme etc. sowie die Untersuchung der Thermospannungsbelastung der Targetelemente.

Schließlich folgen Betrachtungen hinsichtlich des zu erwartenden Zeitstandverhaltens und eine Diskussion für ausgewählte Target-Konzepte sowie eine Empfehlung für eine sinnvolle Konzeption. Im Anhang werden die Berechnungsgrundlagen und die zur Berechnung verwendeten bzw. erstellten Computer-Programme erläutert.

2.0 ALLGEMEINE BESCHREIBUNG DER SPALLATIONSANLAGE ISIS

Im folgenden sei die Spallationsanlage in England (ISIS) und insbesondere ihre Targetstation, so wie sie derzeit besteht, kurz beschrieben ebenso wie die allgemeinen Daten bezüglich eines Booster-Targets.

Die Anlage besteht aus einem Beschleuniger (Zyklotron), der Protonen auf etwa 800 MeV bringt, und einer Target-Station, in der die Neutronen, initiiert durch die Protonen, produziert und dem Experimentator über Strahlrohre verfügbar gemacht werden.

Die Target-Station mit ihren Einzelheiten ist in Abbildung 1 auf Seite 4 /CARS/ dargestellt.

Der Protonenstrahl ist gepulst mit einer Stromstärke von 200 μA und arbeitet mit 50 Hz. Er trifft senkrecht auf das Target und dringt über das Target-Fenster in die Brennelement-Anordnung ein.

Die Protonen lösen dort die Spallationsreaktion aus, wodurch hochenergetische Neutronen freigesetzt werden.

Neben der Spallation tritt, da Uran als Targetmaterial vorgeschlagen wurde, außerdem noch Kernspaltung auf.

Über Moderatoren, die um das Target angeordnet sind, werden die Neutronen auf die gewünschte Energie abgebremst und mittels der um die Target-Anordnung positionierten Strahlrohre zum Experimentator geleitet. Die primäre Neutronenausbeute beträgt beim jetzigen ISIS-Target 26 Neutronen pro Proton /ATC/.

Für das Booster-Target ist hochangereichertes Uran vorgesehen /SCHE2/, wobei durch unterschiedlichen Grad der Anreicherung in den Targetelementen in Strahlrichtung eine konstante Leistungsdichte von etwa 250 MW/m^3 im Uran erreicht werden soll /SCHE1/.

Dies ergibt als gesamte Leistung des Booster-Targets etwa 2 MW, die über die Kühlung abzuführen ist. Im Vergleich dazu produziert ISIS 0,23 MW.

In Zukunft soll jeder 5. Protonenpuls auf den Booster gelenkt werden, so daß sich für ihn eine Frequenz von 10 Hz, 40 μ A und $2,5 \cdot 10^{14}$ p/s ergeben.

Die primäre Neutronenausbeute des Booster-Targets ist voraussichtlich etwa 25 Mal höher als im ISIS-Target. Die Ausbeute bezüglich der aus dem Moderator austretenden Neutronen erhöht sich im Vergleich um etwa das Zwölffache /SCHE4/.

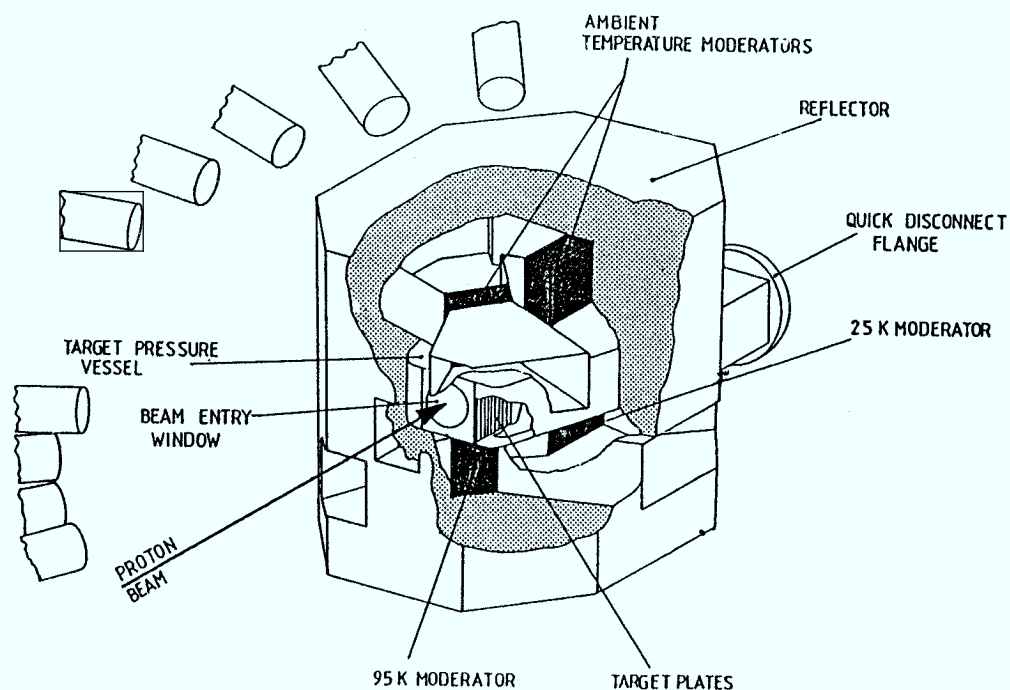


Abbildung 1. : Target-Anordnung mit Moderatoren

3.0 WERKSTOFFE

Im folgenden Kapitel werden Kriterien für die Werkstoffauswahl für das Booster-Target aufgezeigt sowie Eigenschaften für infrage kommende Werkstoffe.

Die Werkstoffreaktionen werden hauptsächlich qualitativ beschrieben und teilweise mit quantitativen Resultaten belegt.

Den Schluß der Erläuterungen zu den Werkstoffen bildet eine Zusammenfassung, tabellarische Gegenüberstellungen von Werkstoffeigenschaften sowie eine Erläuterung der sich aus den Werkstoffcharakteristika ergebenden Probleme.

3.1 VERGLEICH VERSCHIEDENER WERKSTOFFE

Die Werkstoffe für das Booster-Target können wegen teilweise vergleichbarer Verhältnisse nach ähnlichen Kriterien wie für einen Schnellen Brüter ausgewählt werden.

Wie der Brüter so ist auch das Booster-Target durch ein schnelles Neutronenspektrum und hohe Leistungsdichte gekennzeichnet. Das Material wird im Unterschied zum Brüter hier jedoch noch zusätzlich durch Protonenstrahlung belastet.

Die Leistungserzeugung wird neben der Spallation hauptsächlich durch Kernspaltung bewirkt, wodurch Spaltgase entstehen, die je nach Standzeit bei der Brennelement-Auslegung zu berücksichtigen sind.

Als allgemeine Kriterien für die Materialauswahl für Brennstoff und Hüllmaterial erscheinen folgende sinnvoll:

1. Hohe Wärmeleitfähigkeit (für kleine Temperaturgradienten)
2. Gute Temperaturwechselbeständigkeit
3. Hoher Schmelzpunkt
4. Möglichst keine Phasenumwandlungen
5. Kein Eigenschaftsanisotropien (kubisches Gitter)
6. Geringe Neutronenabsorption
7. Hoher Spaltstoffanteil (nur Brennstoff)
8. Ausreichende Zeitstand- und Kriechfestigkeit im gewünschten Temperaturbereich
9. Möglichst geringe Versprödung durch Bestrahlung
10. Bei Bestrahlung nur geringe Verschlechterung der Wärmeübertragungseigenschaften
11. Günstiges Schwellverhalten d.h. a) möglichst niedrige Schwellrate und b) schwache Temperaturabhängigkeit des strahlungsinduzierten Schwellens
12. Genaue Kenntnis des bestrahlungsinduzierten Kriechens
13. Ausreichende Kühlmittel-Korrosionsbeständigkeit
14. Genügende Verträglichkeit mit angrenzenden Materialien und Spaltprodukten

Bezüglich eines geeigneten Brennstoffes für den Booster ist vor allem das Kriterium möglichst hohen Spaltstoffanteils von Bedeutung.

3.1.1 Brennstoff

Für Leistungsreaktoren wird heute UO_2 verwendet; für das Booster-Target wird insbesondere metallisches Uran diskutiert. Die folgende Tabelle zeigt eine Gegenüberstellung einiger Eigenschaften der üblichen Brennstoffe.

Brennstoffe	U		UO_2
Wärmeleitfähigkeit (W/m/K)	25	>	2,1
Wärmekapazität (J/g/K)	$11,3 \times 10^{-2}$	<	$26,4 - 30,6 \times 10^{-2}$
Linearer Ausdehnungskoeff.	13×10^{-6}	>	$9,1 - 10,8 \times 10^{-6}$
E-Modul (N/mm ²)	$15,9 - 18,0 \times 10^4$	<	$18,7 \times 10^4$
T _{Schmelz} (°C)	1132	<	2760-2880
T _{Siede} (°C)	3820	>	~3200
Phasenumwandlungspunkt (°C)	667,7 (α/β) 774,8 (β/γ)		-

Tab. 1 Vergleich von Brennstoffeigenschaften

Die Punkte, die besonders für die Verwendung von metallischem Uran sprechen, sind seine im Vergleich zu UO_2 weitaus höhere Leitfähigkeit und die Möglichkeit des Spaltstoffanteils von U_{235} bis theoretisch 100 Prozent des Brennstoffes.

Während die Wärmekapazität c_p , der Ausdehnungskoeffizient α und der Elastizitätsmodul E bei U und UO_2 keine gravierenden Unterschiede aufweisen, ist der Schmelzpunkt von U wesentlich kleiner. Allerdings stellt diese Temperatur nicht die Verwendungsgrenze dar, vielmehr ist dies der wesentlich niedriger liegende Phasenumwandlungspunkt von 668°C , der wegen der bei seinem Überschreiten auftretenden Volumenänderung unbedingt zu vermeiden ist.

Die bis zu dieser Temperatur stabile α -Phase stellt aufgrund des anisotropen Verhaltens jedoch keine günstige Struktur dar.

UO_2 verhält sich dagegen im ganzen Temperaturbereich bis zu $T_{\text{Schmelz}} = 2800$ Grad Celsius isotrop. Allerdings kann isotropes metallisches Uran durch Abschrecken aus der γ -Phase erhalten werden.

Anisotropie führt zu irreversiblen Formänderungen. Bei vielkristallinen Stoffen wie z.B. bei Keramiken dehnen sich die verschiedenen Kristalle unterschiedlich aus, was bei zyklischer Temperaturbelastung zur Rißbildung führt. Bei Metallen treten meist nur bleibende Formänderungen auf.

Allgemein ist dies abhängig von der Wärmeleitfähigkeit, dem Elastizitätsmodul, dem Ausdehnungskoeffizienten und der Bruchfestigkeit. Der aus diesen Werten gebildete Schockkoeffizient, der ein Maß für die thermische Belastbarkeit darstellt, ist allgemein für Metalle d.h. hier für U sehr günstig. Nichtmetalle und damit UO_2 weisen wesentlich schlechtere Werte auf.

3.1.2 Umhüllungsmaterialien

Für den Hüllstoff gelten im Prinzip die gleiche Kriterien wie für den Brennstoff. Lediglich das Kriterium des Spaltstoffanteils entfällt.

Wie in der nachfolgenden Tabelle ersichtlich, sind bei Zircaloy alle Werte kleiner als beim Stahl 1.4790. Hinsichtlich der Wärmespannungen resultieren durch den kleinen Ausdehnungskoeffizienten und den geringen E-Modul nur kleinere Werte bei gegebener Temperaturdifferenz im Material. Andererseits werden bei gleicher Materialstärke wegen der im Vergleich zu den Stählen kleinen Wärmeleitfähigkeit bei gleichem zu übertragendem Wärmestrom höhere Temperaturdifferenzen auftreten. Hierdurch mag der Effekt des günstigen E-Moduls und des Ausdehnungskoeffizienten hinsichtlich kleiner Wärmespannungen im Einzelfall wieder ausgeglichen werden. Darüberhinaus hat Zircaloy eine vergleichsweise geringe Festigkeit ($\sigma_{0,2}$).

Zwar ist sein Neutronen-Wirkungsquerschnitt im thermischen Bereich sehr gering, zeigt aber im hier relevanten schnellen Bereich keinen merklichen Unterschied zu Stahl.

Der Stahl 1.4790 zeigt bezüglich der Festigkeit bessere Werte als Incoloy und Inconel. Während sein E-Modul der kleinste im Vergleich zu Incoloy und Inconel ist, weist α den größten Betrag auf. Allerdings sind die Unterschiede bezüglich dieser beiden Werte unter den Edelstählen nur gering. Lediglich in Bezug auf die Zeitstandfestigkeit und $\sigma_{0,2}$ liegt beim Stahl 1.4790 eine Präferenz vor.

Tab. 2

Stoffwerte verschiedener Metalle

Hüllmaterial	Zirkaloy	1,4970	Incoloy	Inconel
α ($10^{-6}/K$) bei 20-100°C bei 20-600°C	5,84-6,39	< 11,8 17,1	< 17,6 18,2	> 12,8 14,5
λ (W/m/C)	12,0-17,0 (300°C)	< 12 (20°C) 18 (600°C)	< 12,14 (20°C) 22,61 (600°C)	> 10,05 (20°C) 18,84 (600°C)
E (N/mm ²) (10^4)	8,0	< 19,51	< 21,4-16,5	~ 21,0-17,5
$\sigma_{0,2}$ (N/mm ²) (10^1)	20,0-50,0	< 55,0-38,0	> 25,0-15,0	< 45,0-35,0
$\sigma_{b_{10000}}$ (N/mm ²) (10^1)		> 30,0-14,0	> 26,0-8,5	> 28,0-14,0

Stoffwerte verschiedener Metalle /KUM, SMI/

3.2 ALLGEMEINE ANFORDERUNGEN AN DAS KÜHLMEDIUM

Für ein wünschenswertes Kühlmediums erscheinen folgende Anforderungen sinnvoll:

1. Das Kühlfluid sollte gute Wärmeübertragungseigenschaften haben, d.h. insbesondere eine hohe Wärmekapazität und gute Wärmeleitfähigkeit besitzen.
2. Zur Vermeidung von Phasenwechseln muß eine Kühlflüssigkeit einen niedrigen Schmelzpunkt und einen hohen Siedepunkt aufweisen.
3. Gute Verträglichkeit mit den in Kontakt kommenden Medien ist erwünscht.
4. Das Neutronen-Spektrum sollte im Booster möglichst nicht beeinflusst werden, d.h. daß das Kühlmedium eine möglichst geringe Moderationswirkung haben sollte.
5. Das Fluid sollte gute Strahlenbeständigkeit und thermische Stabilität besitzen.

Vor allem wegen ihrer geringen Moderationswirkung sind Flüssigmetalle als Kühlmedium für das Booster-Target geeignet. Hier wäre z.B. Natrium, Quecksilber, Wismut usw. zu nennen. In der Schnellbrüter-Technologie ist der Einsatz von flüssigem Natrium als Kühlmittel erprobt, sodaß seine Verwendung auch im Booster-Target sinnvoll erscheint.

Darüberhinaus wäre eine Wasserkühlung, welche ebenfalls industriell vielfach erprobt ist, zu erwägen. Jedoch ist hier die Moderationswirkung größer. Dieser Effekt kann bei Verwendung von schwerem Wasser reduziert werden, sodaß D_2O eventuell ebenfalls als Kühlmittel dienen könnte.

3.3 GESAMTBETRACHTUNG DER WERKSTOFFE UND KÜHLMITTEL

Es soll zunächst der generelle Aufbau eines Schnellbrüter-Brennstabes bzw. sein Verhalten im Reaktor skizziert werden, um dann Vergleiche hinsichtlich eines Booster-Target-Elementes zu ziehen.

Die im Schnellen Brüter eingesetzten Brennstäbe bestehen aus Stahlumhüllung und UO_2 -Brennstoff. Zwischen diesen Materialien besteht ein He-gefüllter Spalt /GME/. Am oberen bzw. unteren Ende des Stabes befindet sich ein Leerraum für Spaltgase. Im Laufe des Einsatzes im Reaktor kommt es zu Volumenänderungen sowohl des Brennstoffes als auch der Umhüllung. Diese ist auf Bestrahlungsreaktionen zurückzuführen. Bei instationärem Betrieb macht sich auch noch die unterschiedliche thermische Ausdehnung der Materialien bemerkbar.

Durch die Bestrahlungsreaktionen dehnen sich die Materialien unterschiedlich aus, wobei es im allgemeinen an verschiedenen Stellen des Elementes zu Kontakt zwischen Hülle und Brennstoff kommt. Der Stahl 1.4970 wird für UO_2 insbesondere hinsichtlich der gut untersuchten akzeptablen chemischen und physikalischen Wechselwirkungen als günstiges Umhüllungsmaterial beim Schnellen Brüter angesehen /KLOS,BOE,DIE/. Es zeigt vor allem im Gegensatz zum Zirkaloy, das wegen seines im thermischen Bereich niedrigen Absorptionsquerschnitts in thermischen Reaktoren Verwendung findet /SMI/, isotropes Wachstum. Die Absorptionsquerschnitte im schnellen Bereich sind für beide Materialien klein und kaum differierend.

Bezüglich der durch Bestrahlung zu erwartenden Volumenänderungen wird in Kapitel 10 eine Abschätzung gegeben.

Neben der bei diesen Vorgängen evt. schon auftretenden Rissen am Brennelement des Boosters ist insbesondere die mögliche Blockierung des Kühlmittelstroms zu beachten.

Nimmt man z.B. eine Volumenzunahme des eingespannten Elementes von 10 Prozent an, was bei Edelstahl bei entsprechender Dosis auftreten kann, und sei dies ebenfalls für das Spallationsmaterial gültig, so entspräche dies bei einem 7,7 mm dicken Element (rundum eingespannt) einer Vergrößerung von 0,256 mm. Der Kühlkanal von 1,75 mm zwischen den Elementen würde um diesen Betrag verkleinert, was einer Reduktion des Kühlmittelstroms in diesem Kanal um ca. 15 Prozent entspräche. Dies ist mit einem entsprechenden Temperaturanstieg verbunden. Zwar wird dies für das Cladding-Material ohne Belang sein, jedoch kann die Zentraltemperatur des Spallationsmaterials zu hoch werden. Besonders wichtig ist dieser Aspekt bei der Verwendung von α -Uran als Spallationsmaterial, das schon bei ca. 668 Grad Celsius eine Strukturumwandlung erfährt. γ -Uran zeigt kein anisotropes Wachstum /NICK/, was hinsichtlich zyklischer thermischer Beanspruchung günstiger ist. α -Uran neigt nämlich dabei wegen seiner Kristallstruktur besonders zu irreversiblen Formänderungen.

Metallisches Uran zeigt im allgemeinen geringere Korrosionsresistenz als UO_2 /NICK/, so daß in jedem Fall ein Cladding für das Brennelement vorzusehen ist. Dabei steht die Wahl zwischen direktem Kontakt der Materialien oder noch zusätzlichem Spalt zwischen Cladding und Brennstoff. In beiden Fällen sind die chemischen und physikalischen Wechselwirkungen zu beachten. Ohne Spalt treten aufgrund der Temperaturen und der unterschiedlichen Materialeigenschaften Thermospannungen insbesondere an den Grenzflächen der beiden Werkstoffe auf. Zur Reduzierung dieser Belastungen ist deshalb auf ähnliche Eigenschaften wie z. B. vergleichbare Ausdehnungskoeffizienten bzw. E-Moduli etc. zu achten. Wie Tabelle 3 zeigt, erscheint diesbezüglich der Stahl 1.4970 sowohl für Uran als auch für UO_2 günstiger als Zircaloy.

Für das bisher konzipierte ISIS-Target wurde Zircaloy und metallisches Uran (Mo-legiert) in direkten Verbund gewählt. Beide Materialien lassen sich durch isostatisches Pressen gut verbinden und zeigen auch an der Grenzfläche zwischen Cladding und Uran keine ungünstigen Kristallverbindungen (s. Kap.11).

Eigenschaft	Temp. (°C)	Zr	Zirkaloy 2(4)	Aust.stahl (kfz) 1.4970	Incoloy 800	Inconel 625	U	UO ₂
$\alpha_{th} (10^{-6}/^{\circ}C)$	20-100 20-600	5,89-6,39 (500°C)>8,85	5,84- (500°C) 6,4	11,8 (Lösungsgegl., kaltverf., 17,1 ausgelagert)	17,6 18,2	12,8 14,5	13 (20°) 10,8 (400-800°C)	9,1 (27-400°C)
$\lambda (W/m \cdot grad)$	20 600	20,9 (300°C) 18,0	12,0 (300°C) 17,0	12,0 18,0	12,14 22,61	10,05 18,84	25 33,0	2,1
E (N/mm ²) (10 ⁴)	20 200 400 600	A B 9,7 9,2 8,3 8,1 7,0 7,0	A B 9,8 8,8 8,8 8,0 7,7 6,9	19,5 16,0	21,4 16,5	21,0 17,5	15,9-18,0	18,7 (20°C)
$\sigma_{0,2} (N/mm^2) (10^1)$	20 200 400 600	5-30 4-15 3-7	20-50 10-30 8-23	55 38	25,0 18,0 16,0 15,0	45,0 35,0 35,0 35,0		
$\sigma_b (N/mm^2) (10^1)$	20 200 400 600	15-45 45-60 55-70	38-55 23-38 15-23		60,0 51,0 45,0 38,0	95,0 80,0 75,0 75,0		
$\sigma_{10000} (N/mm^2) (10^1)$ (Zeitdehng.)	550 600 650 700			28,0 22,0 13,0	22,0 17,0 11,5 7,5	28,0 14,0		
$\sigma_{b/10000} (N/mm^2) (10^1)$ (Zeitdehng.)	550 600 650 700			30,0 23,0 14,0	26,0 19,0 13,0 8,5	31,0 20,0		
$\rho (g/cm^3)$		6,51	6,55	8,0	8,0	8,44	theor. (25°C) 19,5 prakt. 18,5-19,0	theor. (25°C) 10,96 (2800°C) 9,67

Zu Zr:

A: in Verformungsrichtung

B: senkrecht zur Verformungsrichtung

Alle Festigkeitseigenschaften stark
vom Grad der Kaltverformung abhängig

Tab. 3 Allgemeiner Vergleich von Umhüllungsmaterialien und Brennstoffen

Somit käme diese Materialkombination besonders auch wegen des im Vergleich zu UO_2 höheren möglichen Spaltstoffanteils bei metallischem Uran auch für das Booster-Target infrage.

Im Booster ergeben sich im Vergleich zur wassergekühlten ISIS hinsichtlich der Leistungsproduktion Unterschiede. Im Booster beruht die Leistungsproduktion neben der Spallation vor allem auf Schnellspaltung. Hierdurch ergeben sich Ähnlichkeiten zum Schnellen Brüter insbesondere bezüglich der Brennelementkonzeption. So ist den auch im Booster mit der Produktion von Spaltgasen zu rechnen. Für die gasförmigen Substanzen wäre eventuell ein Freiraum zwischen Cladding und Brennstoff vorzusehen bzw. überhaupt Spalte. Andererseits ist ein Abbrand wegen des damit verbundenen Leistungsabfalls unerwünscht und tatsächlich auch kaum vorhanden. Rechnungen /SCHE2/ ergaben diesbezüglich einen Abbrand von 1% in 600 Tagen. Ein Spalt zwischen Brennstoff und Hülle wäre somit lediglich für eine mechanischen Entkopplung und damit zur Unterdrückung von Thermospannungen sinnvoll.

Bei einer konstruktiven Auslegung ähnlich der Elemente konventioneller Leistungsreaktoren, ist der Spalt mit He ausgefüllt. Dies beeinträchtigt sehr den Wärmedurchgang. Temperaturrechnungen für ein Booster-Target-Element mit fluidgefülltem Spalt (s. Kap. 8.2) ergaben sehr hohe Maximaltemperaturen bei Verwendung von Helium. Schon bei relativ geringen Spaltbreiten wird der Phasenumwandlungspunkt von α -Uran überschritten.

Alternativ könnte auch Na mit seiner guten Wärmeleitfähigkeit als Füllung dienen. Hier spielt jedoch die Frage der chemischen Wechselwirkung eine gravierende Rolle /BOR/.

Die Verhältnisse im Booster sind insbesondere bezüglich der Strahlenbelastung extremer als in der wassergekühlten ISIS. Auch die thermische Belastung liegt teilweise höher. Dies ergibt sich bei der Verwendung von Natrium schon durch die höhere notwendige Kühlmittelinlauftemperatur, die wegen der Schmelztemperatur über 100 Grad Celsius liegen muß. Ein wassergekühltes Target hat demgegenüber den Vorteil einer niedrigeren Kühlmittelinlauftemperatur. Hinzu kommt eine Wärmekapazität die 3 Mal so hoch ist wie die von

Na. Da die abzuführende Leistung mit etwa 2 MW beträgt, macht sich dies hinsichtlich der Austrittstemperatur sehr bemerkbar. Allerdings sind die Wärmeübergänge bei beiden Medien sehr unterschiedlich. Wasser weist dabei schlechtere Werte auf.

Bezüglich des zu erzeugenden Neutronenpulses ist eine Moderation durch das Kühlmittel unerwünscht. Von diesem Gesichtspunkt aus ist Na vorteilhafter als Wasser. Weiter ist die Korrosionsfähigkeit zu berücksichtigen. Bei Na scheint dies nicht zur Standzeitbegrenzung zu führen /BOR,SMI/.

Insgesamt ergibt sich für die Brennelementkonzeption folgendes:

Aufgrund des möglichen höheren Spaltstoffanteils ist metallisches Uran bzw. eine Uran-Legierung UO_2 vorzuziehen.

Aus Korrosionsgründen wird ein Hüllmaterial (Cladding) notwendig. Bei den voraussichtlich niedrigen Abbränden kann auf einen Spaltgasraum verzichtet werden, so daß ein direkter Kontakt zwischen Cladding und Uran mit niedrigem resultierendem Temperaturniveau im Brennelement möglich wird. Als Cladding-Material erscheint z. B. der Stahl 1.4970 im Hinblick auf Thermospannungen sinnvoll, da er im Vergleich zu Uran ähnliche Materialdaten aufweist. Für Zircaloy2 spricht jedoch, daß geeignete Verfahren für das Aufbringen auf das Uran-Metall bekannt sind und keine den Verbund schwächende interkristalline Phasen an den Grenzflächen auftreten. Im folgenden wird somit von einem Target-Element mit metallischem Uran (bzw. einer Uran-Legierung) als Spallationsmaterial und in direktem Kontakt Zircaloy2 als Cladding ausgegangen.

Als Kühlmittel kommen die in der konventionellen Kernkrafttechnik üblichen Kühlmedien Natrium und Wasser in Betracht. Zur Minimierung der Moderationswirkung ist bei Wasser als Kühlmittel D_2O zu wählen.

4.0 TARGETKONZEPTION MIT NA-KÜHLUNG

Zur näheren Bestimmung eines Booster-Target-Designs wurde unter Berücksichtigung neutronenphysikalischer Randbedingungen besonderes Augenmerk auf geringe thermische Belastung des Targets gelegt.

So ist z. B. bei der Verwendung von α -Uran, der Strukturumwandelungspunkt von ca. 668 Grad Celsius zu unterschreiten. Darüberhinaus ist z. B. für eine geringe Materialbelastung durch Thermospannungen ein niedriges Temperaturniveau bzw. sind geringe Temperaturgradienten anzustreben.

Aufgrund des gepulsten Protonenstrahls sowie durch An- und Abschaltvorgänge erfährt das Target eine thermische Zyklisierung. Dies führt zu Material- bzw. Volumenänderungen im Uran (Kap. 10.2). Der Einfluß der Zyklisierung ist um so geringer, je niedriger die Temperaturen sind.

Im folgenden werden 10 verschiedene Designs für das Booster-Target vorgestellt und die dabei zu erwartenden Temperaturverhältnisse, Volumenströme und Druckverluste sowie Pumpleistungen aufgezeigt. Die Targets unterscheiden sich in Kühlstromführung und Targetelement-Geometrie. Hierbei wird zunächst als Kühlmittel Natrium betrachtet.

Bei den Targets sind folgende Bedingungen vorausgesetzt:

- Spallationsmaterial:	U_{α}
- Targetleistung :	$\sim 2,0 \text{ MW}$
- Pulsfrequenz:	10 Hz
- Leistungsdichte:	$250,0 \text{ MW/m}^3$
- Maximale Temperatur:	$600,0 \text{ Grad}^{\circ}\text{C}$
- Plattendicke inkl. Cladding:	7,7 mm
- Cladding-Dicke (Zircaloy2):	0,25 mm
- Spalt zwischen den Platten:	1,75 mm

- Kühlmittel: Na
- Max. Kühlmittelgeschwindigkeit: 6,0 m/s

Die minimale Temperatur des Natriums, daß bei ca. 100 Grad Celsius schmilzt, soll im Target eine ausreichende Temperaturdifferenz vom Schmelzpunkt besitzen. Hier wird 150 Grad Celsius angesetzt und als Einlaufemperatur gewählt.

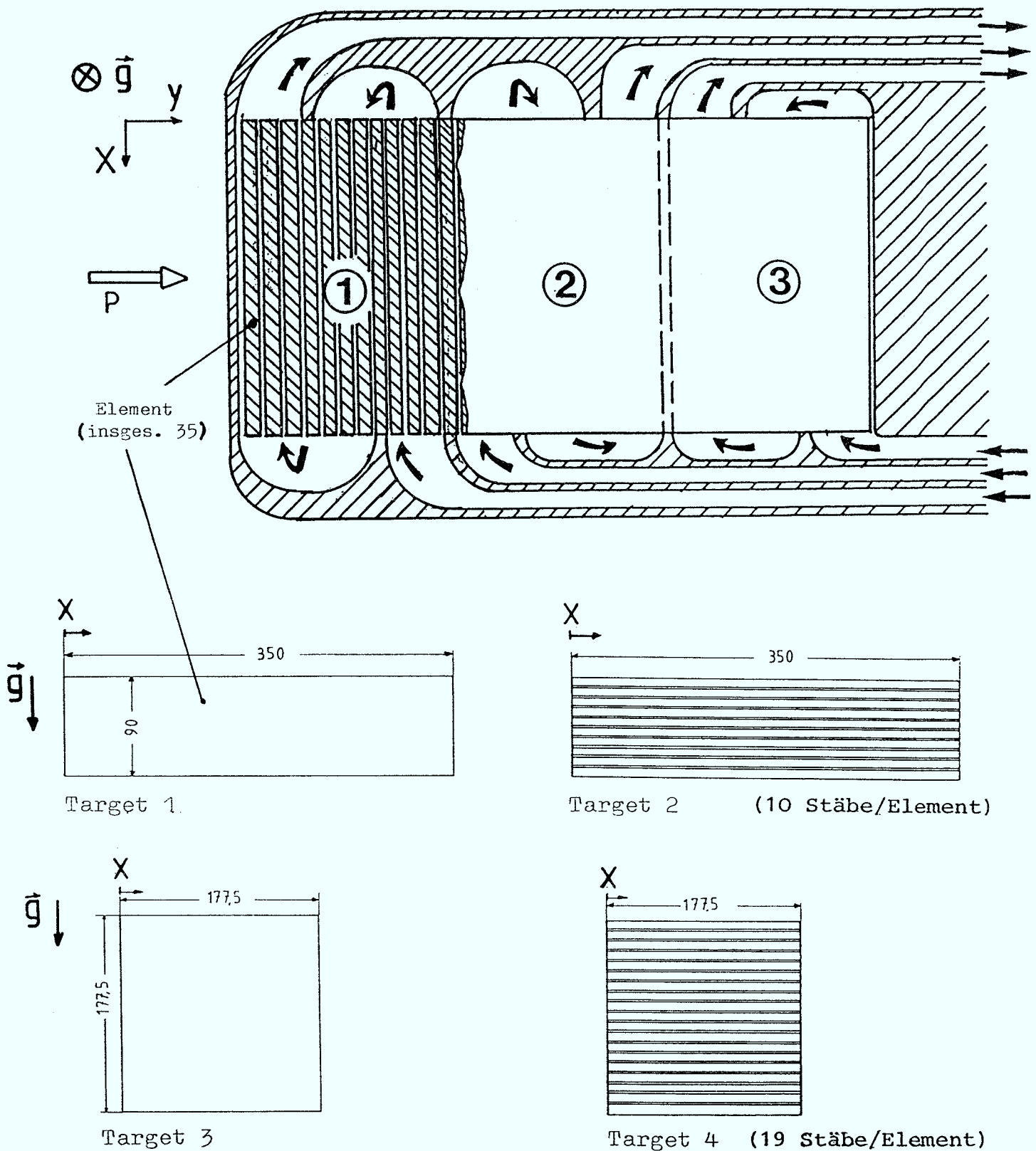
Zu den Eigenschaften von Natrium im Vergleich zu Wasser sei hier folgendes gesagt:

Natrium besitzt flüssig eine Dichte, die 85% der des (leichten) Wassers bei Raumtemperatur beträgt. Seine Wärmekapazität macht vergleichsweise nur 33% aus. Für eine Natrium-Kühlung sind bei gleichem Massenstrom höhere Geschwindigkeiten bzw. für gleiche Wärmeabfuhr höhere Massenströme nötig. Jedoch ist der Wärmeübergang und die Wärmeleitfähigkeit von Natrium weitaus günstiger.

4.1 VORSTELLUNG VERSCHIEDENER TARGETDESIGNS

4.1.1 Targets mit mäanderförmigem Strömungsverlauf

Abbildung 2 zeigt schematisch das Target 1-4 mit Kühlkanälen. Bei einer Leistungsdichte von 250 MW/m^3 im Uran ergibt sich eine für das gesamte Target geltende durchschnittliche Leistungsdichte von 200 MW/m^3 . Dieser Wert erscheint für eine quasi konstante Leistungsdichte entlang der Strahlachse durch unterschiedliche Anreicherung realisierbar /SCHE1/.



Ansicht der Targets aus Protonenstrahl-Richtung

Abbildung 2. : Targetdesign 1-4 mit mäanderförmiger Kühlstromführung quer zur Strahlrichtung

Die maximale Geschwindigkeit von 6 m/s für Natrium wird aus Korrosionsgründen /SMI/ angenommen.

Es sind drei zuführende Kanäle vorgesehen, die je einen, hier als Elementeblock bezeichneten, Target-Abschnitt versorgen.

Die Strömungsführung ist dabei mäanderförmig und so gewählt, daß an den Ausgängen jeweils etwa gleiche Austrittstemperatur herrscht. Es wird so pro Kanal ein Drittel der produzierten Leistung abgeführt.

Der Vorteil bei dieser Art der Kühlstromführung mit 3 zu- und abführenden Kanälen besteht darin, daß im Gegensatz zur Strömungsführung durch alle Elemente hintereinander, die heißeste Stelle im Target eine wesentlich niedrigere Temperatur aufweist.

Für die vorausgesetzten geometrischen Verhältnisse gilt folgendes:

1. Gesamtplattenzahl: 35 Platten (Target 1 und 3)
2. Leistung (nur Uran, in anderen Teilen vernachl.): 1,97 MW
3. Die Strömungsführung ist mäanderförmig, wobei der Massenstrom durch 4 Spalte geführt wird und nach zweimaliger Umlenkung aus dem Block abgeführt wird.

Für Block 1 wäre zu untersuchen, in wie weit der Kühlpalt am Strahlfenster zu reduzieren ist. Da hauptsächlich von der ersten, also einer, Platte Wärme abzuführen ist, kann eine Verkleinerung des Spaltes auf die Hälfte erwogen werden. Dies ist eventuell wünschenswert, da der Protonenstrahl weniger abschirmend wirkendes Kühlmittel durchquert. Jedoch mag dieser Effekt wegen der geringen Kanalbreite von 1,75 mm oder 0,875 mm vernachlässigbar sein.

In Target 1 werden Platten von 90 mm Höhe und 350 mm Länge (x-Richtung) angenommen. Die Targetlänge (Elemente inklusive Spalte) beträgt ca. 330 mm (y-Richtung)

Bei diesen Maßen sind von neutronenphysikalischer Seite her günstige Verhältnisse zu erwarten /SCHE1/.

Der Volumenstrom wäre für das Target 1 ca. 11,3 l/s. Es ergibt sich eine Aufheizspanne $\Delta T_{EA} = 155$ Grad, die für alle drei Blöcke etwa gleich ist. Für Block 2 ist ΔT_{EA} bei 4 gleichgroßen Spalten wegen der etwas höheren Leistung nur geringfügig d.h. $\sim 4,4\%$ höher.

Die Maximaltemperaturen (T_{max}) bzw. Temperaturdifferenzen für das Cladding (keine Leistungsproduktion, ΔT_{Wand}) und Plattenkern (ΔT_{Kern}) sowie ΔT_{EA} sind in Abbildung 3 auf Seite 23 unter Target 1 zu finden.

Die Maximaltemperatur gilt für das Platteninnere am Auslaufbereich. Die angegebene Temperatur (390 Grad Celsius) ergibt sich dabei unter der Annahme, daß die Temperatur im Einlaufbereich bis zu den Platten 150 Grad beträgt.

Das Target 2 (Abbildung 2 auf Seite 19) sieht statt der Platten zylindrische Elemente vor. Bei einem minimalen Abstand von 1,75 mm sind anstelle einer Platte 10 Rundelemente übereinander angeordnet. Bei gleicher Targetleistung erhöht sich im Vergleich zum Plattentarget die Leistungsdichte jedoch ebenfalls die vom Volumenstrom durchströmte Fläche (Abbildung 4 auf Seite 24 und Abbildung 5 auf Seite 24). Der Volumenstrom liegt dann bei 27 l/s. Die Maximaltemperatur beim Target mit Stäben beträgt ca. 270 Grad Celsius. Aus Abbildung 3 auf Seite 23 wird die große Verringerung von ΔT_{EA} und trotz höherer Leistungsdichte sogar von ΔT_{Kern} deutlich.

Das Stabtarget ist somit von den Maximaltemperaturen her günstiger als das Plattentarget. Konstruktiv ist jedoch zu beachten, daß die Stäbe fixiert werden müssen z. B. durch geeignete Lochbleche an den Enden (Abbildung 6 auf Seite 25). Zur Strömungsführung wären die Stäbe, die anstelle der 4. 8. und 12. Platte eines Blockes eingesetzt sind, untereinander auf gesamter Länge zu verbinden (Abbildung 7 auf Seite 25). All diese Einbauten reduzieren die

durchströmte Fläche, so daß der Massenstrom wegen der Einhaltung der Maximalgeschwindigkeit ebenfalls zu verringern ist, was sich direkt auf ΔT_{EA} und damit auf die maximalen Temperaturen auswirkt.

Ist aus neutronenphysikalischer Sicht auch ein quadratisches Target möglich (Abbildung 2 auf Seite 19), so läßt sich im Vergleich zum Plattentarget 1 die Kühlspalthöhe, wenn man das Uranvolumen der Platte sowie deren Dicke konstant hält, von 90 auf 177,5mm vergrößern. Im gleichen Verhältnis verändert sich der mögliche Volumenstrom und damit ΔT_{EA} .

Wie Abbildung 3 auf Seite 23 zeigt (Target 3), liegt die Temperatur im Elementkern ca. bei 313 Grad Celsius und damit deutlich niedriger als beim Plattentarget 1.

Denkt man sich anstelle der Platten nun runde Stabelemente (Abstand zu Nachbarstab: ~1,75 mm), die die gleiche Leistung wie die Platten erzeugen, so verringern sich analog zum Target 2 die Werte in Relation zum Plattentarget und erreichen nur noch ca 245 Grad Celsius (Target 4).

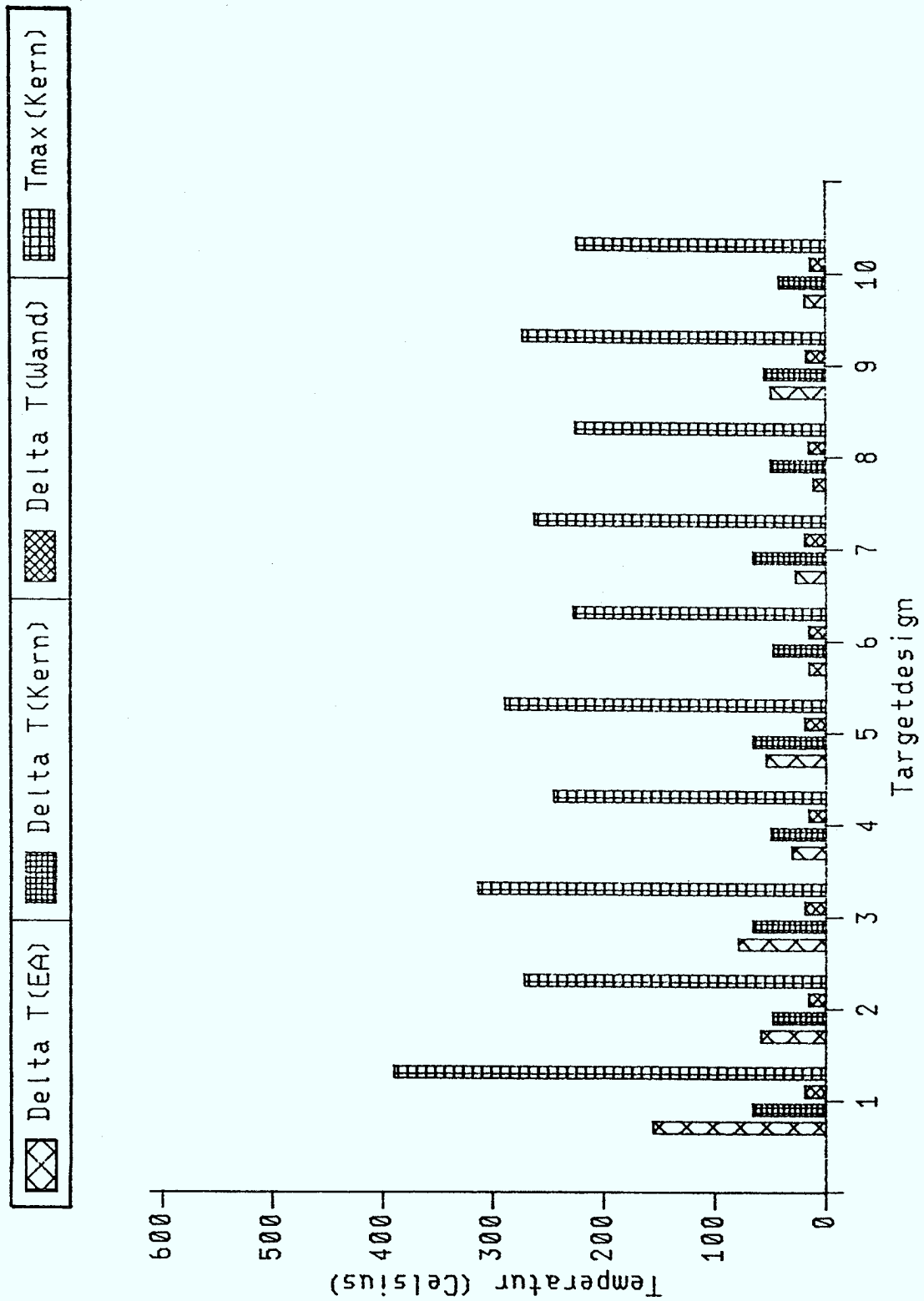


Abbildung 3. : Temperaturdifferenzen zwischen Ein- und Auslauf, im Cladding, im Uran sowie die maximale Temperatur im Uran bei verschiedenen Targetdesigns

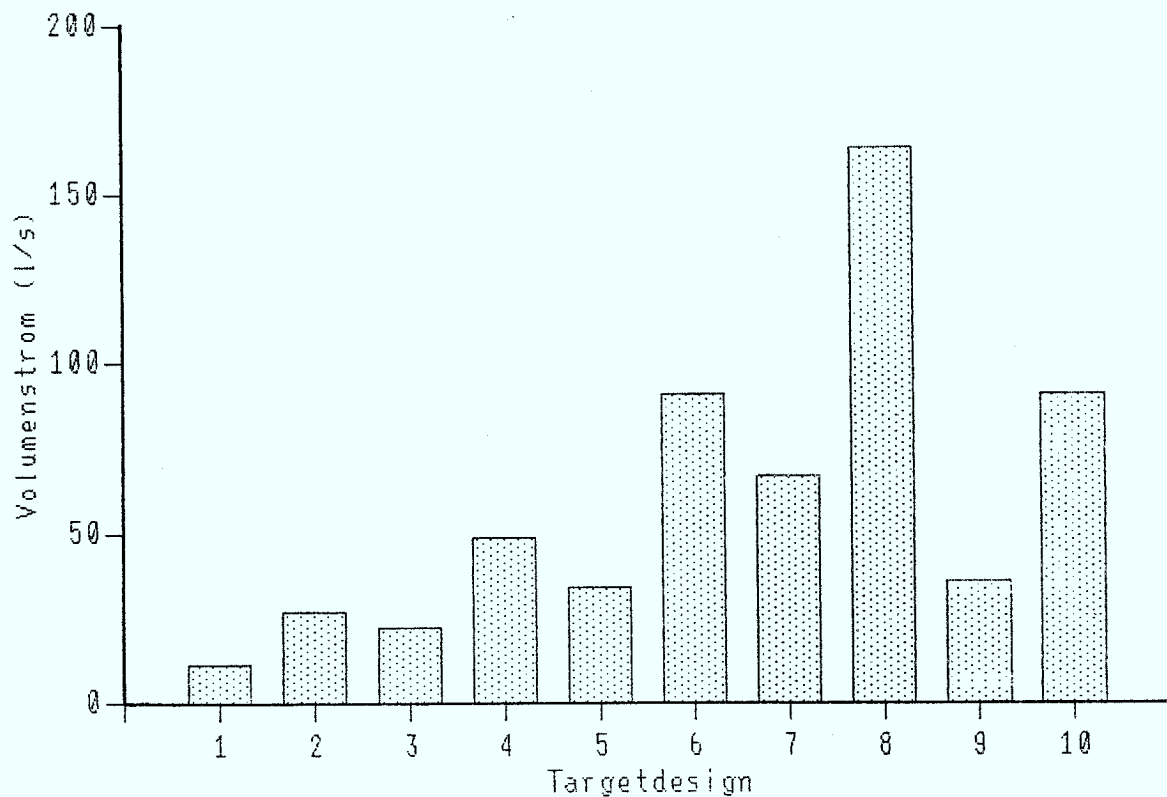


Abbildung 4. : Volumenstrom für verschiedene Targetdesigns

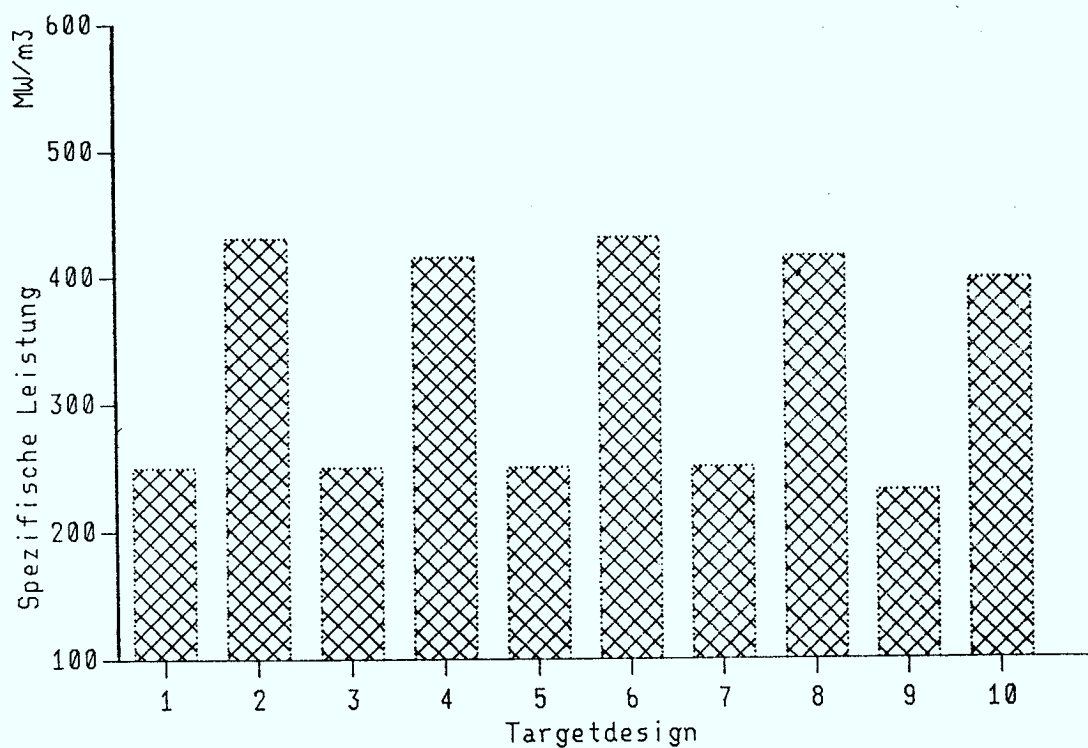


Abbildung 5. : Spezifische Leistung im Uran für verschiedene Targetdesigns

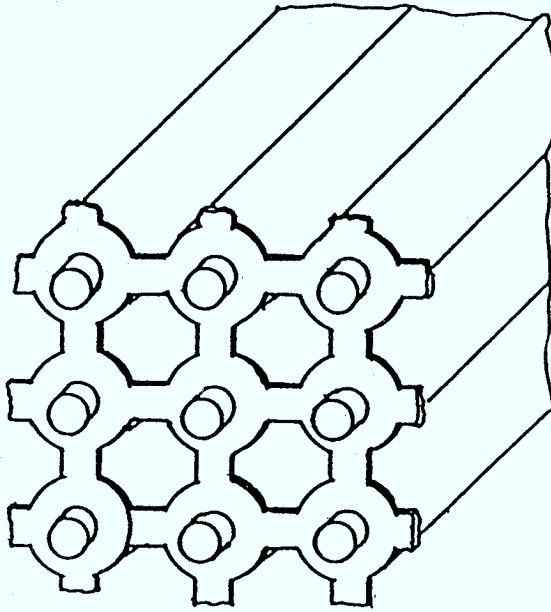


Abbildung 6. : Halterung für zylindrische Targetelemente

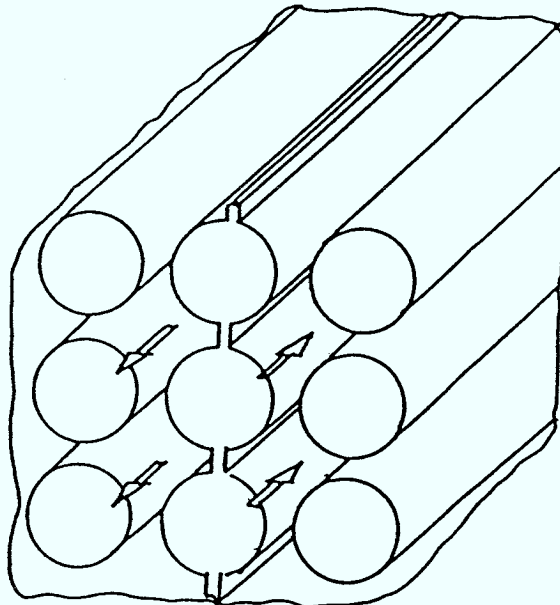


Abbildung 7. : Verbindung für zylindrische Targetelemente
zur Fluidstromabgrenzung zwischen den Blöcken

4.1.2 Targets mit einfachem, geradem Strömungsverlauf quer zur Strahlrichtung

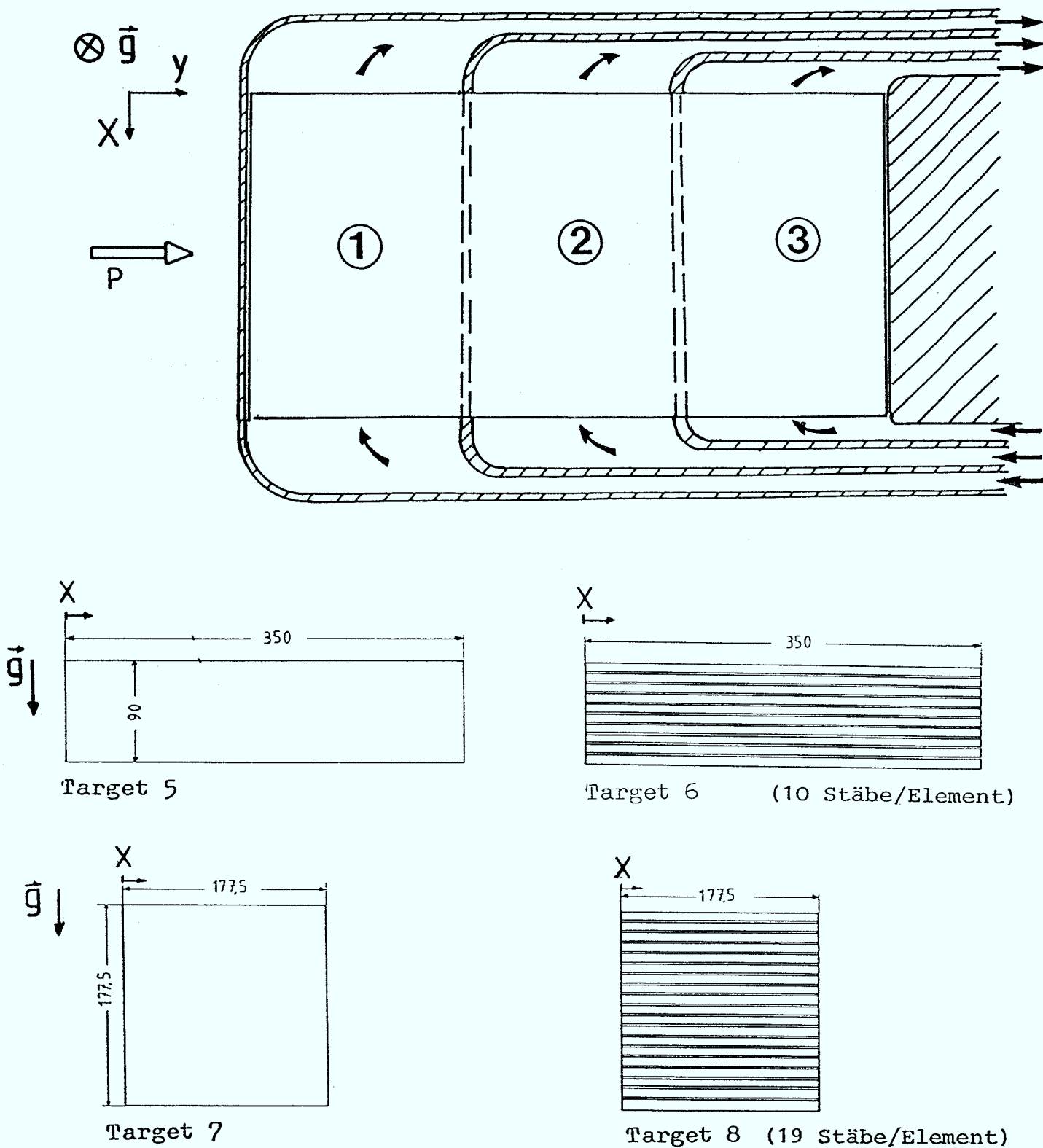
Im Vergleich zu den bisher erläuterten Targets wurde bei Target 5-8 eine andere Kühlstromführung gewählt (Abbildung 8).

So werden alle Platten eines Blocks in einer Richtung vom Massentrom gekühlt. Die Platten von Target 5 sind wie bei Target 1 90x350 mm² groß. Target 6 ist das Target mit 10 Zylindrischen Elementen anstatt einer Platte.

Das Plattentarget 5 weist eine maximale Temperatur im Uran im Auslaufbereich von ~290°C auf. Die Temperatur des Targets mit runden Elementen (Target 6) liegt niedriger und zwar bei 228°C.

Werden nun wiederum quadratische Elemente vorausgesetzt (Target 7), läßt sich das ΔT_{EA} im Vergleich zu den oben genannten Targets weiter erniedrigen. Die quadratische Form wirkt sich jedoch beim Stabelementtarget 8 im Vergleich zum Stabelementtarget 6 wegen des ohnehin schon geringen ΔT_{EA} nicht gravierend auf die maximalen Temperaturen aus.

Die maximale Temperatur beim Plattentarget 7 erreicht bei dieser Elementanordnung, wie sie prinzipiell in Target 1,3 und 5 vorliegt, ihren geringsten Wert von 262 Grad Celsius. Die des Targets mit Rundelementen erreicht ebenso ihren vergleichsweise geringsten Wert von 225 Grad Celsius.



Ansicht der Targets aus Protonenstrahl-Richtung

Abbildung 8. : Targetdesign 5-8 mit gerader Kühlstromführung quer zur Strahlrichtung

4.1.3 Targets mit axialer Strömungsführung

Bei diesen Targets sind bei gleichem Targetvolumen (außer Zufuhr- und Abfuhrkanälen) die Elemente nicht quer sondern parallel zur Strahlrichtung (y-Richtung) angeordnet (Abbildung 9). Zur Erzielung relativ niedriger thermischer Belastung am Strahleintritt ist der Eintritt in das Plattenbündel vorne.

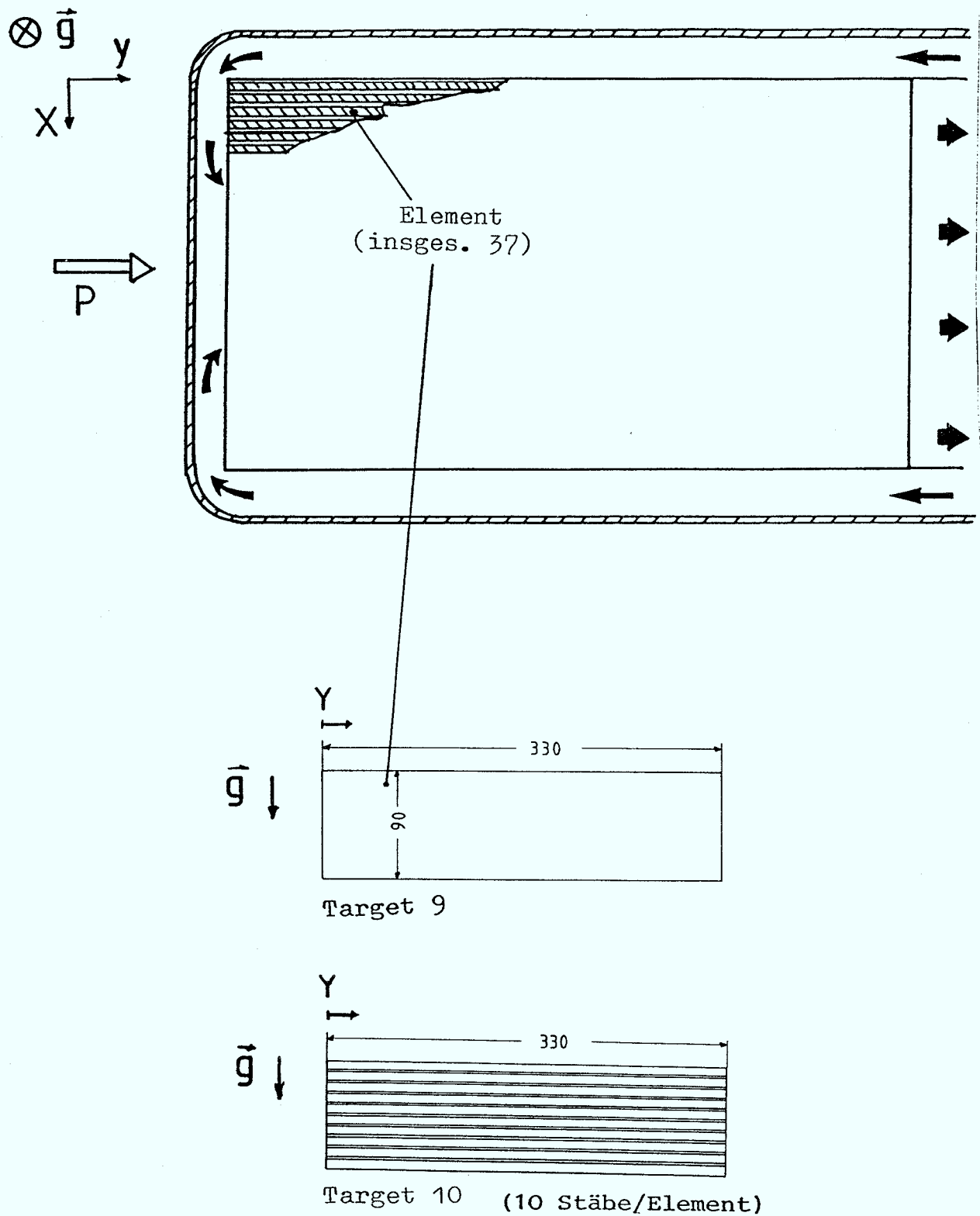
Unter der Annahme, daß sich das Fluid vom Einlauf bis zum Eintritt vorne nur vernachlässigbar erwärmt, ergibt sich eine maximale Temperatur von ca. 273 Grad im Plattentarget 9 und ca. von 200 Grad beim Target mit Stäben (Auslauf).

Die Angaben gelten für eine bezüglich der Protonen-Strahl-Richtung rechteckige Querschnittsfläche von $90 \times 350 \text{ mm}^2$ (vgl. Target 1,2,5 und 6).

Target 9 besteht dabei aus 37 Platten (Abstand: $\sim 1,75 \text{ mm}$) bzw. Target 10 aus 10 übereinanderliegenden Reihen mit je 38 zylindrischen Elementen. Die Platten sind 90 mm hoch, 7,7 mm dick und ca. 330 mm lang (y-Richtung). Die Rundelemente mit gleicher Länge wie die Platten haben einen Durchmesser von ca 7,4 mm (Abstand vertikal und horizontal $\sim 1,75 \text{ mm}$).

Zwar ergeben sich bei diesen beiden Targets niedrige Temperaturen, jedoch mag hier das eingangs erwähnte Problem der Absorptionswirkung des Natriums wegen des vergleichsweise breiten Kanals am Strahlfenster relevant werden.

Geht man zu einem, aus Protonen-Strahl-Richtung gesehen, quadratischen Target ($177,5 \times 177,5 \text{ mm}^2$, nicht im Bild), mit 19 Platten (Höhe: 177,5 mm, Länge (y-Richtung): 330 mm) bzw. 19x19 Rundelementen Abstand: $\sim 1,75 \text{ mm}$) über, so ergeben sich quasi die gleichen Temperaturverhältnisse wie bei den rechteckigen Targets 9 und 10. Die Maximaltemperaturen weichen weniger als 5% ab.



Ansicht der Targets quer zur Protonenstrahl-Richtung

Abbildung 9. : Targetdesign 9 u. 10 mit gerader Kühlstrom-
führung parallel zur Strahlrichtung

4.2 ANALYSE UND NÄHERE BESTIMMUNG EINES NA-GEKÜHLTEN TARGETDESIGNS

Bei allen vorgestellten Targetdesigns ergeben sich unter Vernachlässigung des Einflusses von Einbauten auf die Massenströme Temperaturen, die weit unter 600 Grad Celsius liegen und damit unter dem Umwandlungspunkt von U_{α} .

Vergleicht man die Temperaturen zwischen Platten- und Stabelementkonzept, so ergeben sich in allen Fällen günstigere Verhältnisse beim Target mit Stäben. Nachteilig mögen sich für die Realisierung des Stabelementtargets jedoch die Strömungsquerschnittsverengung durch Elementabstandshalter auswirken.

Vor allem sind für die gleiche Gesamtleistung des Targets sehr viel höhere Leistungsdichten im Uran zu erzielen. Dies erscheint aus Anreicherungsgründen schwierig /SCHE4/.

Geradlinige Strömungsführung durch die Plattenblöcke (Target 5-8) ergibt hinsichtlich der Maximaltemperaturen günstigere Verhältnisse gegenüber der mäanderförmigen (Target 1-4). Allerdings sind die erstgenannten Designs durch eine heiße und eine kalte Hälfte gekennzeichnet, die letztgenannten dagegen durch eine Verteilung der heißen Stellen im gesamten Target. Hierbei ist der Aspekt der auftretenden Thermospannungen ein entscheidendes Kriterium für die Beurteilung der Targets.

Zwar sind die Temperaturen bei den axial durchströmten Targets 9-10 vergleichsweise niedrig, jedoch ist ein Abschirmeffekt hinsichtlich der Protonen durch das Natrium am Strahlfenster vorhanden, so daß dieses Design von der neutronenphysikalischen Seite weniger günstig erscheint.

Für alle Targets läßt sich sagen, daß quadratische Elemente deutlich günstigere Ergebnisse liefern als rechteckige.

Hinsichtlich der Berechnung der Temperaturen sei noch angemerkt, daß die Stoffwerte als konstant vorausgesetzt wurden. Die Wärmeleitfähigkeit des Urans steigt zwar mit der Temperatur, jedoch ist der Einfluß nicht sehr groß. Diesbezüglich geben die folgenden Bilder beispielhaft Auskunft, die den ersten Plattenblock von Target 1 mit mäanderförmiger Durchströmung darstellen. Die Temperaturverhältnisse in Abbildung 10 auf Seite 32 sind ohne, die in Abbildung 11 - bei darüberhinaus feinerer Diskretisierung - mit Temperaturabhängigkeit gerechnet /GER/. Die Wärmeleitfähigkeit für Uran wurde unter Berücksichtigung des Strahleneinflusses nach folgender Gleichung

$$\lambda_U(T) = 0,9 (24,43 + 0,023 \cdot T) \text{ /CUR/}$$

$$[\lambda_U] = \text{W/m/K}$$

$$[T] = ^\circ\text{C}$$

berechnet. Die Erniedrigung der Leitfähigkeit durch Bestrahlung wurde hierbei, wie es auch für die Untersuchungen des wassergekühlten ISIS-Targets/England angenommen wurde, mit 10 Prozent angesetzt.

Die maximalen Temperaturen unterscheiden sich lediglich um 10 Grad. Die Leistung der Targets wurde für die Rechnung als nur im Uran produziert angesetzt. Geht man davon aus, daß die gleiche spezifische Leistung auch im Cladding erzeugt wird, so ergibt sich zunächst eine Erhöhung der Gesamtleistung von 1,97 MW auf 2,1 MW (Basis = Target 1). Die Temperatur zwischen Ein- und Austritt vergrößert sich dementsprechend um 6,6 Prozent. Für Target 1 mit dem größten ΔT_{EA} wären dies ca. 11 Grad.

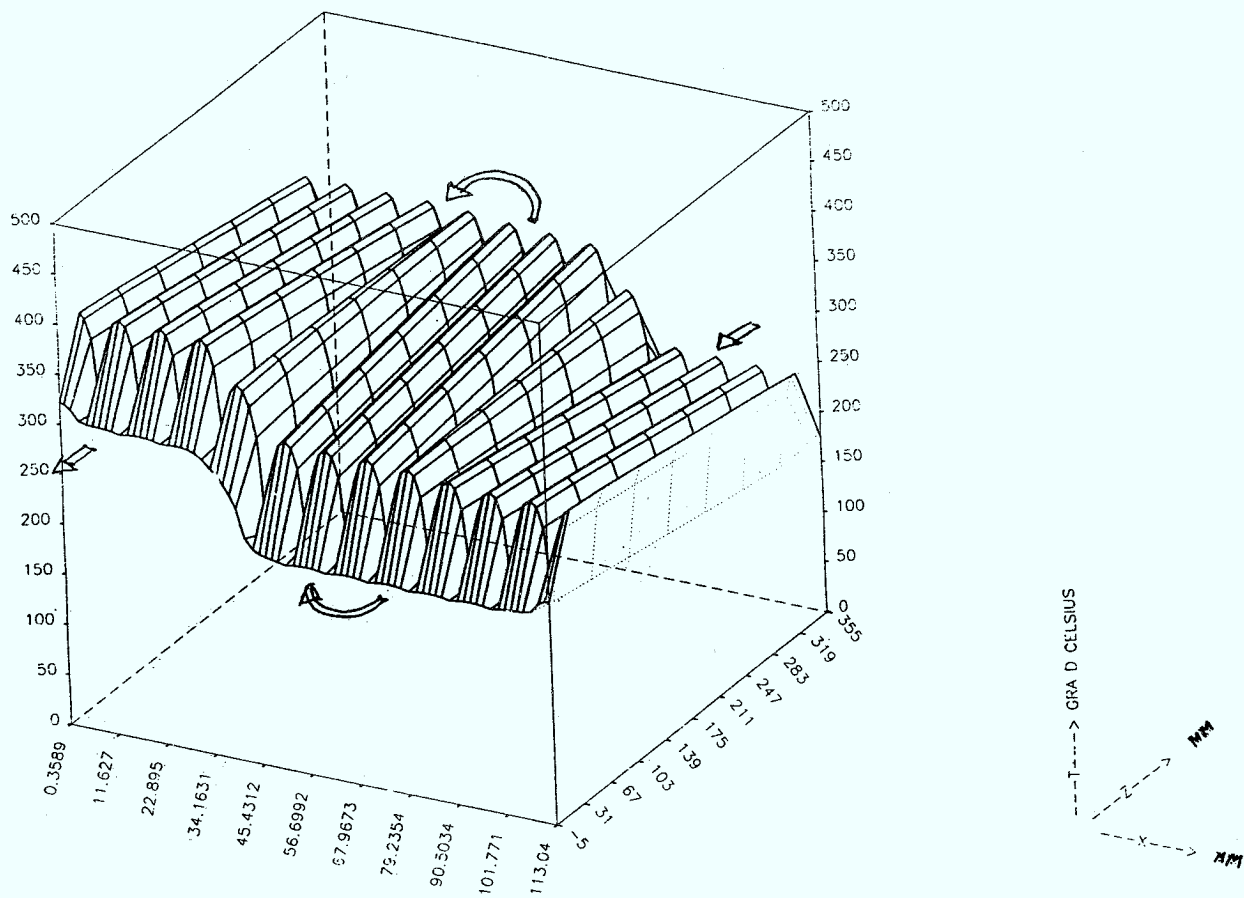


Abbildung 10. : Temperaturprofil in Plattenblock,Target 1,
 $\lambda_U = \text{konst.}$

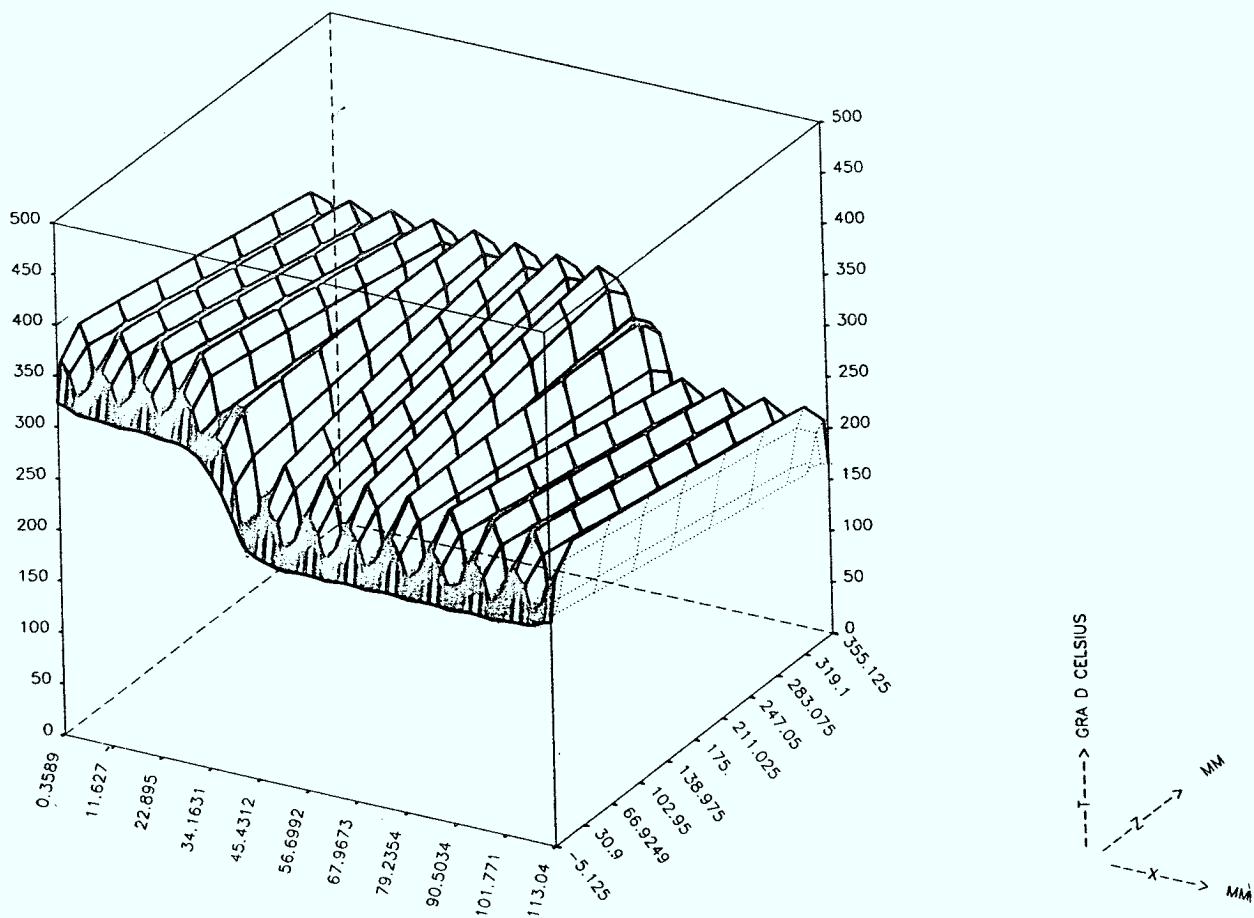


Abbildung 11. : Temperaturprofil in Plattenblock,Target 1,
 $\lambda_U = f(T)$

Bei den Plattentargets erhöht sich die Wandtemperaturdifferenz um 3,47% ,bei den Targets mit Stabelementen um 7,3%. Letzteres bedeutet etwa ein Änderung von 0,7-1,4 Grad.

Beträgt die spezifische Wandleistung nur etwa 3% der des Urans, wie dies neutronenphysikalische Rechnungen zeigen /SCHE2/, so fällt der Unterschied in der Wandtemperatur sogar in den Bereich von einigen Zehntel Prozent.

Die Leistungsproduktion im Cladding bewirkt demnach keine gravierende Änderung der Temperaturverhältnisse.

Vergleicht man die oben vorgestellten Target-Designs, so läßt sich folgendes feststellen:

Das Ziel geringer Leistungsdichte im Uran ist durch Platten-Targets zu erreichen. Die Targets mit Stabelementen weisen dagegen aufgrund der größeren für das Kühlmedium zur Verfügung stehenden Durchsatzfläche vergleichsweise ein niedrigeres Temperaturniveau auf. Dies differiert bei Target 1 und 2 um etwa 118 Grad d.h. bezüglich Target um entsprechend 30 Prozent. Dieser Unterschied ist bei den Targets 3 bis 10 jedoch geringer und beträgt bei bei den Designs 7 und 8 etwa 36 Grad entsprechend 14 Prozent und bei Target 9 und 10 48.6 Grad bzw. 17.8 Prozent. Dieser Vorteil ist allerdings mit der bei gleicher Gesamtleistung zu erzielenden, wesentlich höheren Leistungsdichte in den Stäben zu vergleichen. Die Leistungsdichte hat in den Stabelementen für alle Targetkonzepte etwa 70 Prozent höher zu sein.

Betrachtet man nun die in den Targets zu erwartenden Druckverluste (Abbildung 12 auf Seite 34) so findet man geringere Werte bei den Targets mit Stabelementen, wobei die Unterschiede jedoch in allen Fällen wenige Zehntel bar betragen. Die Pumpleistungen (Abbildung 13) sind wegen der höheren Volumenströme dagegen höher. Alle Pumpleistungen liegen im Bereich von einigen Kilowatt und sind somit sehr viel geringer als die Targetleistung und damit kein entscheidendes Kriterium für diese Target-Konzepte.

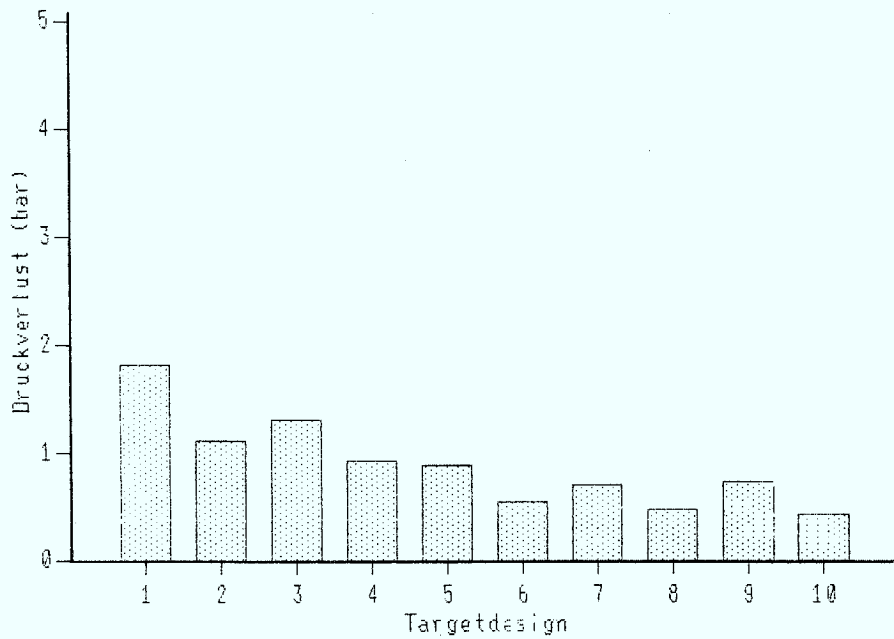


Abbildung 12. : Druckverlust in Target 1-10

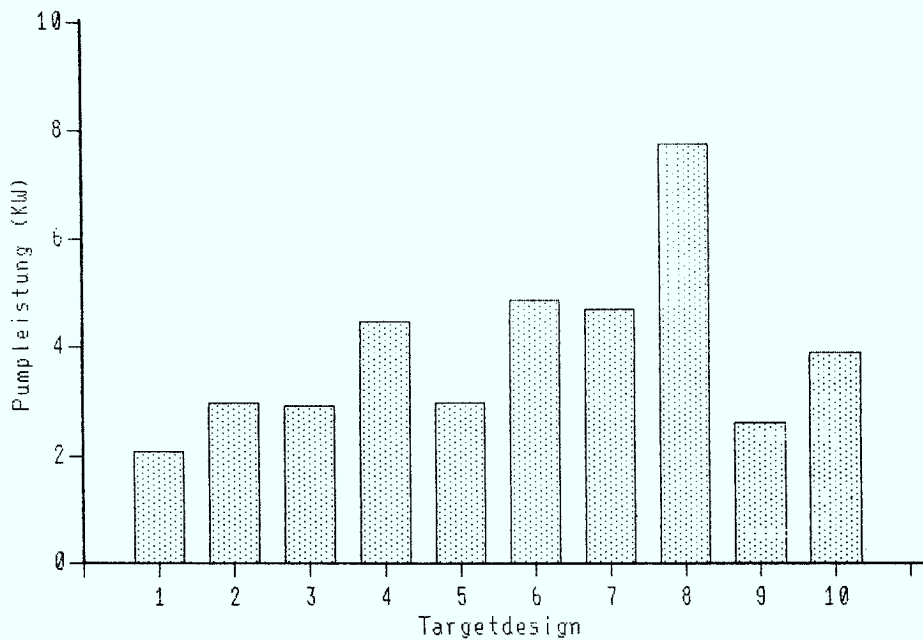


Abbildung 13. : Pumpleistung für Target 1-10

Vergleicht man die Target-Designs hinsichtlich der Strömungsführung, so zeigt sich, daß eine merkliche Reduzierung der Maximal-

Vergleicht man die Target-Designs hinsichtlich der Strömungsführung, so zeigt sich, daß eine merkliche Reduzierung der Maximaltemperatur durch Übergang vom mäanderförmigem Verlauf (Target 1-4) zu einfacher Durchströmung quer zur Strahlachse (Target 5-8) erreicht werden kann. Hierbei sind Target 1 mit Target 5, Target 2 mit Target 6 usw. zu vergleichen. Während bei den Platten-Targets 1 und 5 ein Unterschied für die Maximaltemperaturen von etwa 100 Grad zu erwarten ist, beträgt er für die Platten-Targets 2 und 6 ca. 50 Grad. Die Targets mit Stabelementen 3 und 7 differieren um 43,7 Grad bzw. Target 4 und 8 um ca. 20 Grad.

Hierbei wird gleichzeitig der Einfluß der unterschiedlichen Abmessungen der Targetelemente deutlich. So ergeben sich bei der quadratischen Form wegen des größeren Spaltquerschnittes niedrigere Temperaturniveaus (Target 3,4 bzw. 7,8) als bei rechteckigen Elementen.

Eine Strömungsführung parallel zur Achsrichtung (Target 9 und 10) führt zu vergleichsweise niedrigen Temperaturen, jedoch ist dieses Konzept wegen der Strahlabschirmung durch die große Natriummenge am Strahleintritt nicht günstig (s.o.).

Zusammenfassend ergeben sich somit unter besonderer Berücksichtigung eines niedrigen Temperaturniveaus und geringer Leistungsdichte günstige Verhältnisse bei Targets mit Platten-Elementen und einfacher Strömungsführung quer zur Strahlrichtung.

Es werden deshalb die Target-Designs 5 bzw. 7 im folgenden näher diskutiert.

4.2.1 Parameterstudie

Die Targetkonzeption mit Platten und einfacher Kühlmitteldurchströmung (Target 5 und 7) soll hinsichtlich des Einflusses der Plattendicke untersucht werden.

Neben niedrigen Temperaturen und geringen Leistungsdichten ist auf den Abschirmeffekt durch das Strukturmaterial zu achten. Der Anteil von Cladding oder von Kühlmedium soll also möglichst klein im Vergleich zum Spallationsmaterial sein.

Darüberhinaus sollten die Druckverhältnisse auf niedrigem Niveau liegen, um den die Elemente umgebenden Targetbehälter aber vor allem das Strahl-Fenster möglichst wenig zu belasten.

Die Ergebnisse der durchgeführten Parameterstudie basieren auf den folgenden Annahmen:

Der Spalt zwischen den Elementen beträgt konstant 1,75 mm; das Cladding ist 0,25 mm dick.

Die Gesamtleistung beträgt 2,1 MW. Unter der Annahme einer Leistungsdichte von 250 MW/m^3 im Uran und etwa 3 Prozent dieses Wertes im Cladding ergibt sich eine durchschnittliche Leistungsdichte in der Plattenreihe von ca. 200 MW/m^3 .

Die Targetlänge ist konstant. Die Maße der Zuführungen für das Kühlmedium werden so berechnet, daß durchschnittlich 6 m/s nicht überschritten werden. Letzteres gilt ebenfalls für die Platten-spalte.

Variiert wird die Uranplattendicke, wobei ausgehend von den Verhältnissen bei Target 5 bzw. 7 mit 7,2 mm Uran die Plattenstärke reduziert wird, um möglichst niedrige Temperaturen zu erhalten.

In Abbildung 14 sind für das Target 5 (rechteckige Platten) die sich ergebenden Temperaturverhältnisse für verschiedene Plattendicken angegeben. Hierbei ist DTEA die Aufheizspanne des Kühlmittels vom Ein- zum Auslauf, DTKERN die Temperaturdifferenz im Uran-

Kern des Elementes, DTWAND die Temperaturdifferenz im Cladding, DTWA-FL der Temperatursprung zwischen Fluid und Elementewand sowie TMAX die maximale Temperatur im Target, die im Uran im Auslaufbereich auftritt.

Unter der Bedingung konstanter Targetlänge und der Konstanz von Spalt- und Claddingdicke sind hier die Verhältnisse außer für die in Target 5 angenommenen Uranplattendicke von 7,2 mm für 8 weitere Targets mit dünneren Elementen dargestellt.

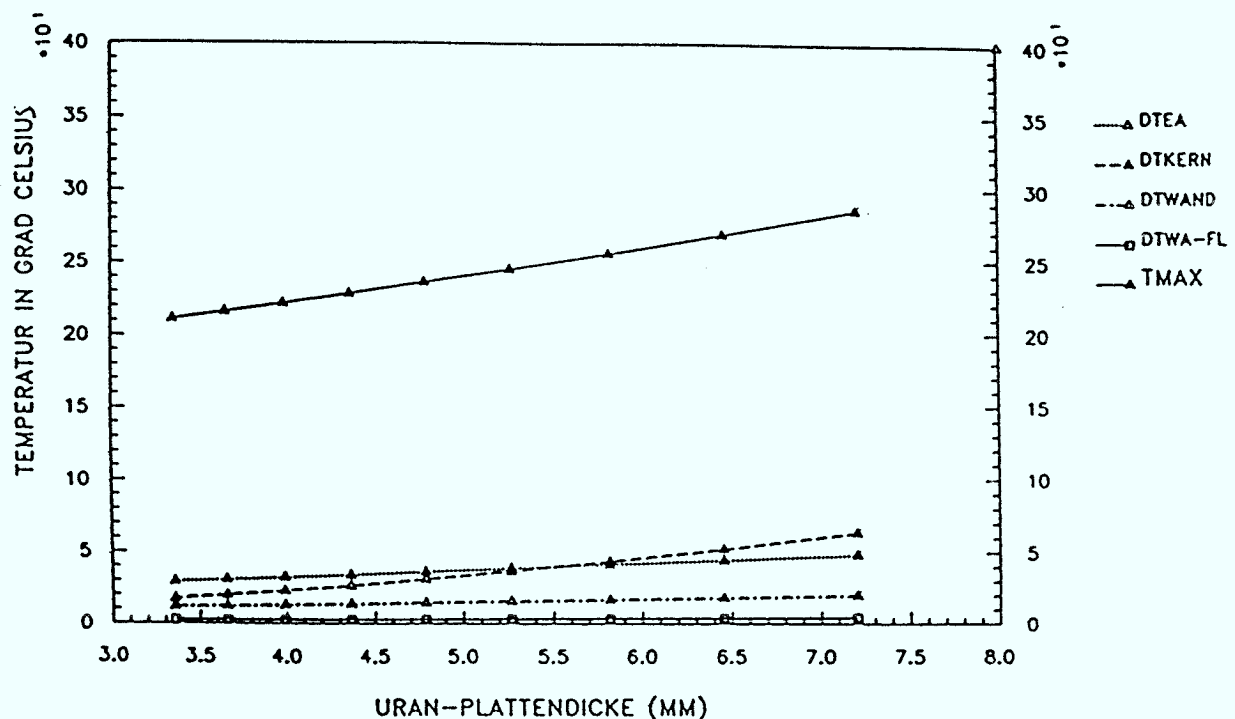


Abbildung 14. : Temperaturen in Target 5 (Na-gekühlt)

Bei kleinen Plattendicken ergeben sich höhere Plattenzahlen und Leistungsdichten wie in Abbildung 15 bzw. in Abbildung 16 dargestellt. Die Leistungsdichten erreichen bei den dünnsten Platten etwa 350 MW/m^3 .

Die im Bild angegebenen Leistungsdichten gelten nur für das Uran. Für die Rechnungen wurde angenommen, daß die im Cladding produzierte Leistungsdichte 3 Prozent der dem Uran zugeordneten Wert entspricht. Bei einer mittleren Leistungsdichte im Target-Element von 250 MW/m^3 , wie sie bei der Ausgangs-Target-Version mit 7,7 mm

Plattendicke bzw. 7,2 mm Uran-Dicke angenommen ist, resultiert ein etwas höher liegender Wert im Uran von etwa 265 MW/m^3 . Für alle angegebenen Fälle ist die durchschnittliche Leistungsdichte im Element somit etwas niedriger als im Bild dargestellt, wobei jedoch die mittlere Leistungsdichte im gesamten Target mit etwa 200 MW/m^3 konstant gehalten ist.

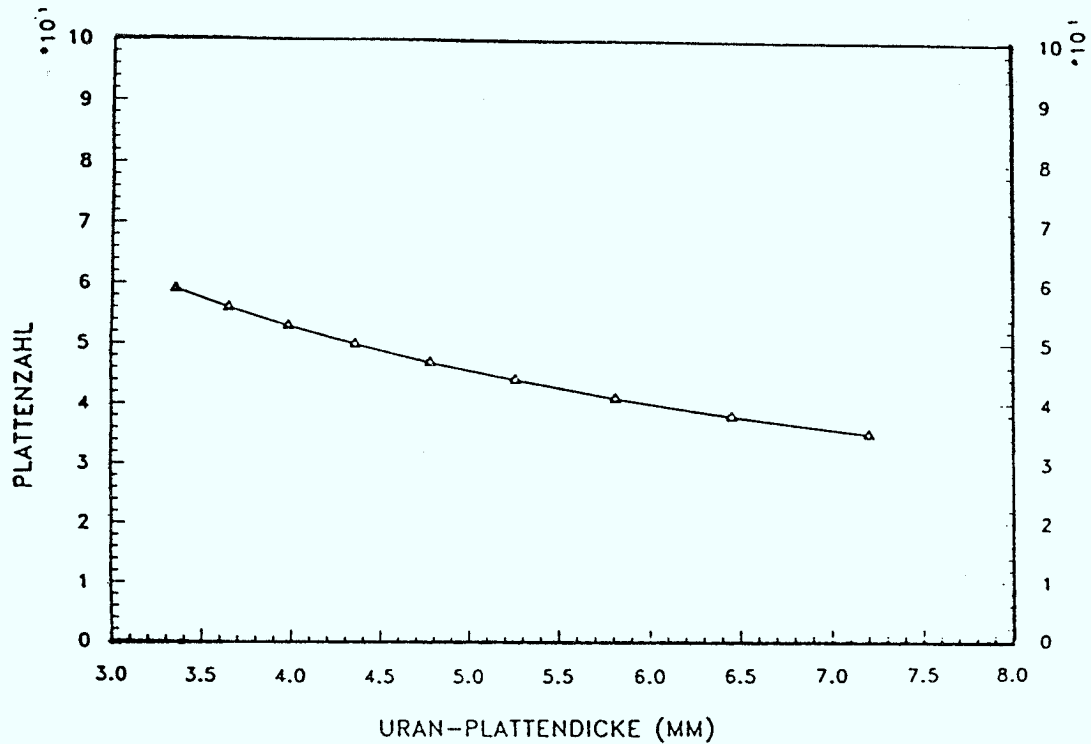


Abbildung 15. : Plattenzahlen in Target 5 (Na-gekühlt)

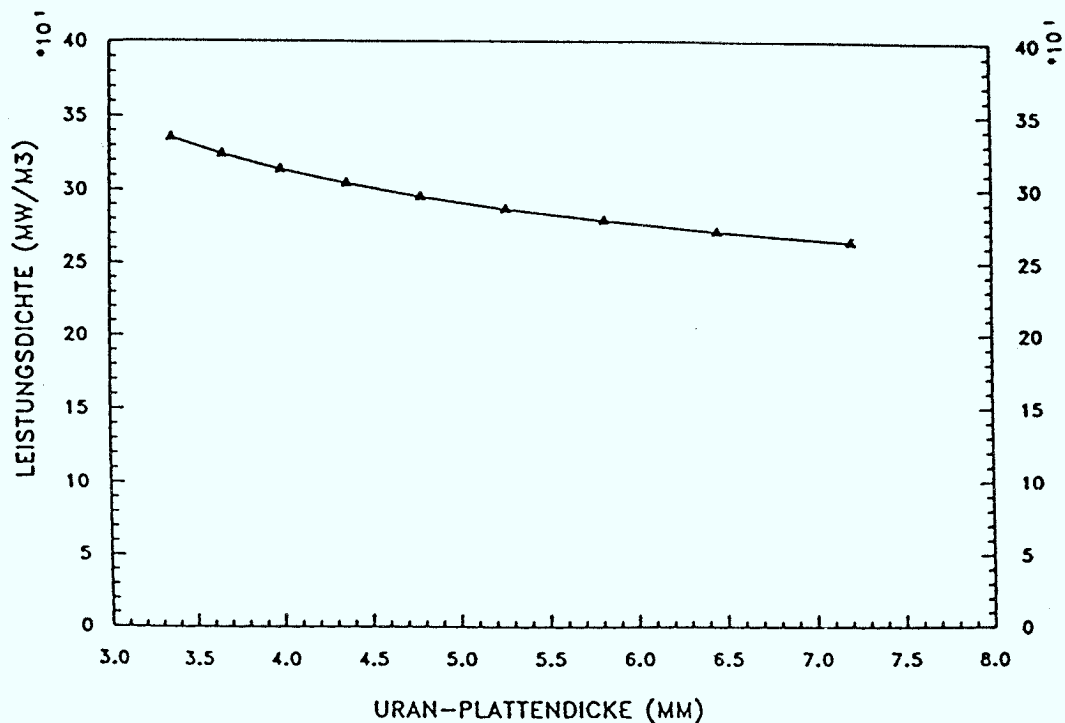


Abbildung 16. : Leistungsdichten im Uran in Target 5 (Na-gekühlt)

Der Volumenstrom wird bei kleinen Plattendicken ebenso wie die Spaltbreiten der Zuführ- bzw. Abführkanäle größer (Abbildung 17 und Abbildung 18). Für die Rechnung wurde in allen Fällen in diesen Kanälen 6 m/s als maximale Geschwindigkeit angesetzt. Zu den Seiten wird das Target also deutlich breiter, zumal da an jeder Seite drei Zu- bzw. Abführungen bestehen. Große Fluidmengen sind wegen der Abschirmwirkung jedoch unerwünscht.

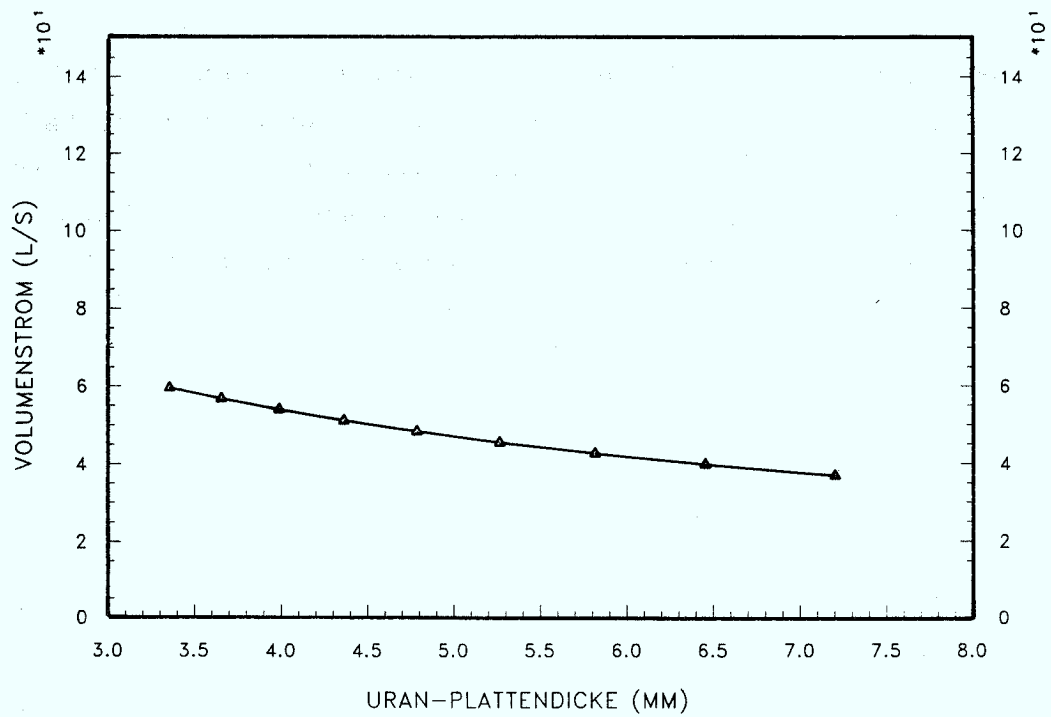


Abbildung 17. : Volumenströme in Target 5 (Na-gekühlt)

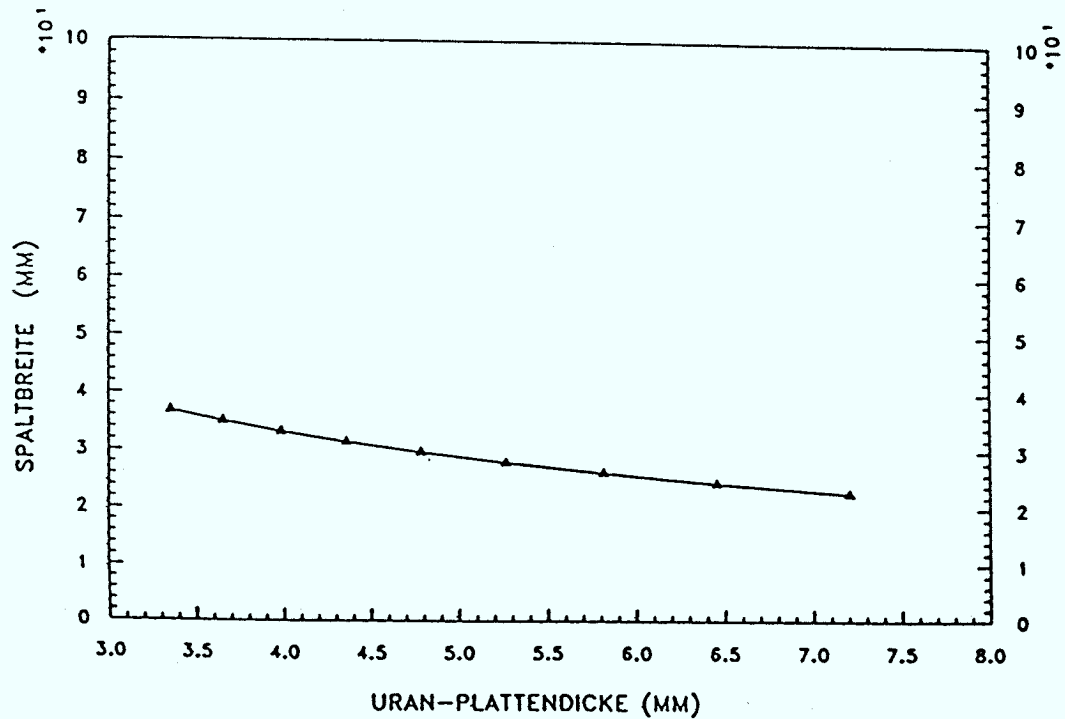


Abbildung 18. : Spaltbreiten der Versorgungskanäle in Target 5 (Na-gekühlt)

Die Druckverluste (Abbildung 19) variieren im wesentlichen wegen der Veränderung der Versorgungskanäle. Mit ihrer Vebreiterung und damit Annäherung an die Sammelraumabmaße reduzieren sich ihre Verluste. Dies gilt aufgrund der z. B. beim Eintritt in den Sammelraum nunmehr geringeren Änderung des Strömungsquerschnittes.

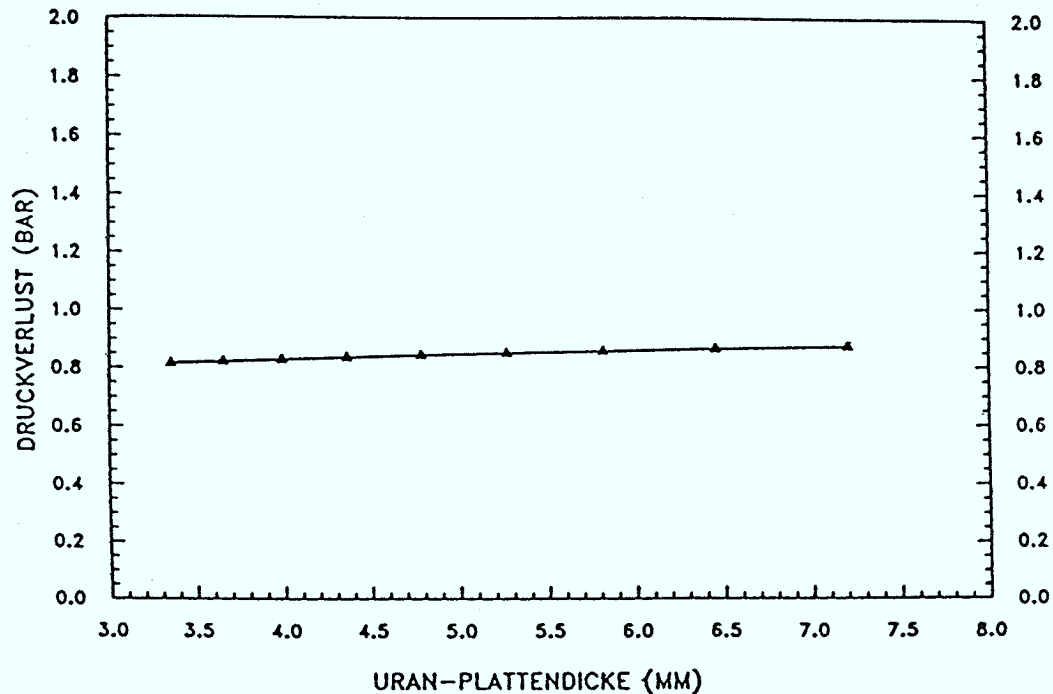


Abbildung 19. : Druckverluste in Target 5 (Na-gekühlt)

Bei kleinen Plattendicken ergeben sich wegen der höheren Volumenströme bei quasi gleichen Druckverlusten größere Pumpleistungen (Abbildung 20) bis etwa 5 kW. Dies ist angesichts der Targetleistung von 2.1 MW vernachlässigbar.

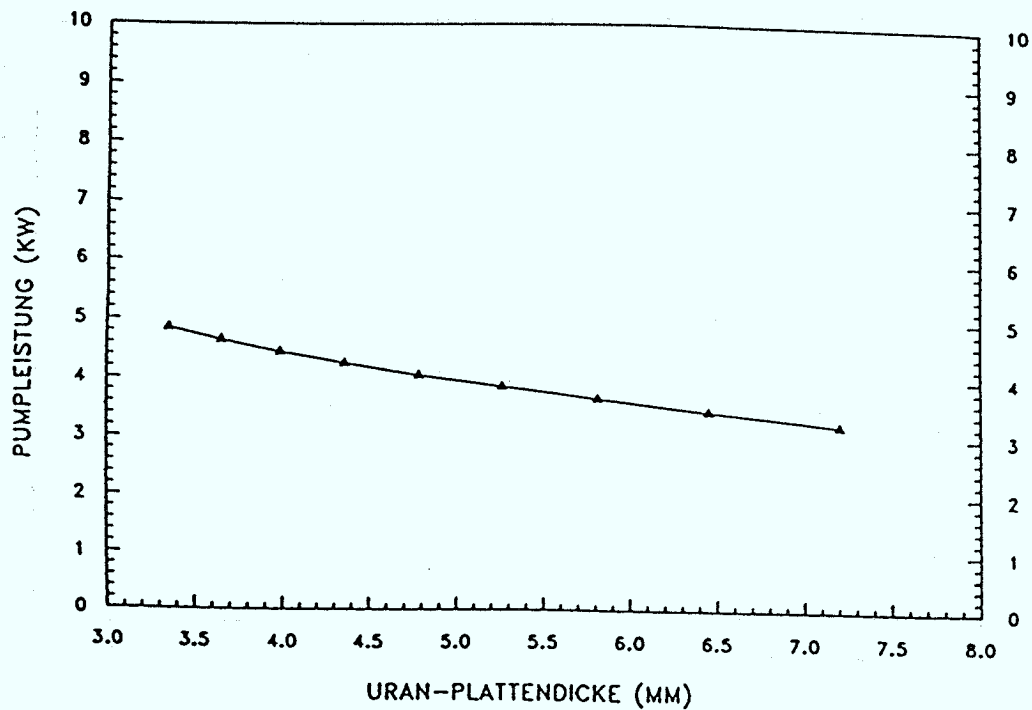


Abbildung 20. : Pumpleistung für Target 5 (Na-gekühlt)

Bei der Bestimmung eines geeigneten Targets sind niedrige Leistungsdichten und Temperaturen von Interesse. In Abhängigkeit von der Elementdicken ergibt sich für beide Parameter gegenläufiges Verhalten. Bei einer Gleichgewichtung beider Einflussgrößen läßt sich für das Produkt aus Leistungsdichte und maximaler Temperatur ein Optimum finden, wie Abbildung 21 zeigt. Dieses ergibt sich für eine Uranplattendicke von ca. 4,4 mm. Für diese Plattendicke ergeben sich ca. 230 Grad Celsius als Maximaltemperatur (Auslauf der Platten) bzw. 185 Grad Celsius für das Natrium.

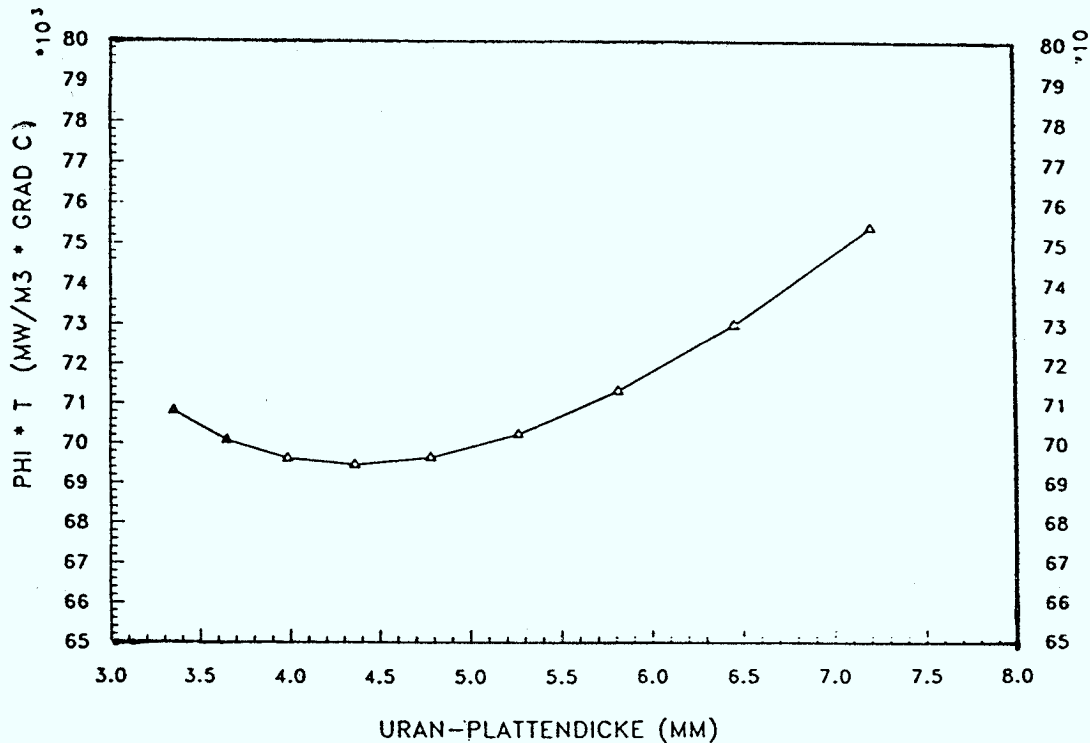


Abbildung 21. : Produkt aus Leistungsdichte und Maximaltemperatur in Target 5 (Na-gekühlt)

Für quadratische Targetelemente (Target 7) sind für die Temperaturen günstigere Verhältnisse zu erwarten (Abbildung 22). Dabei ist die Verbesserung bei den dicksten Elementen mit etwa 35 Grad am größten. Dort beträgt die Maximaltemperatur, wie erwähnt, ca. 262 Grad Celsius. Bei der Wahl der dünnsten Platten reduziert sich diese Temperatur auf knapp unter 200 Grad, was ca. 12 Grad unter dem Wert von Target 5 also der Konzeption mit Rechteckplatten liegt.

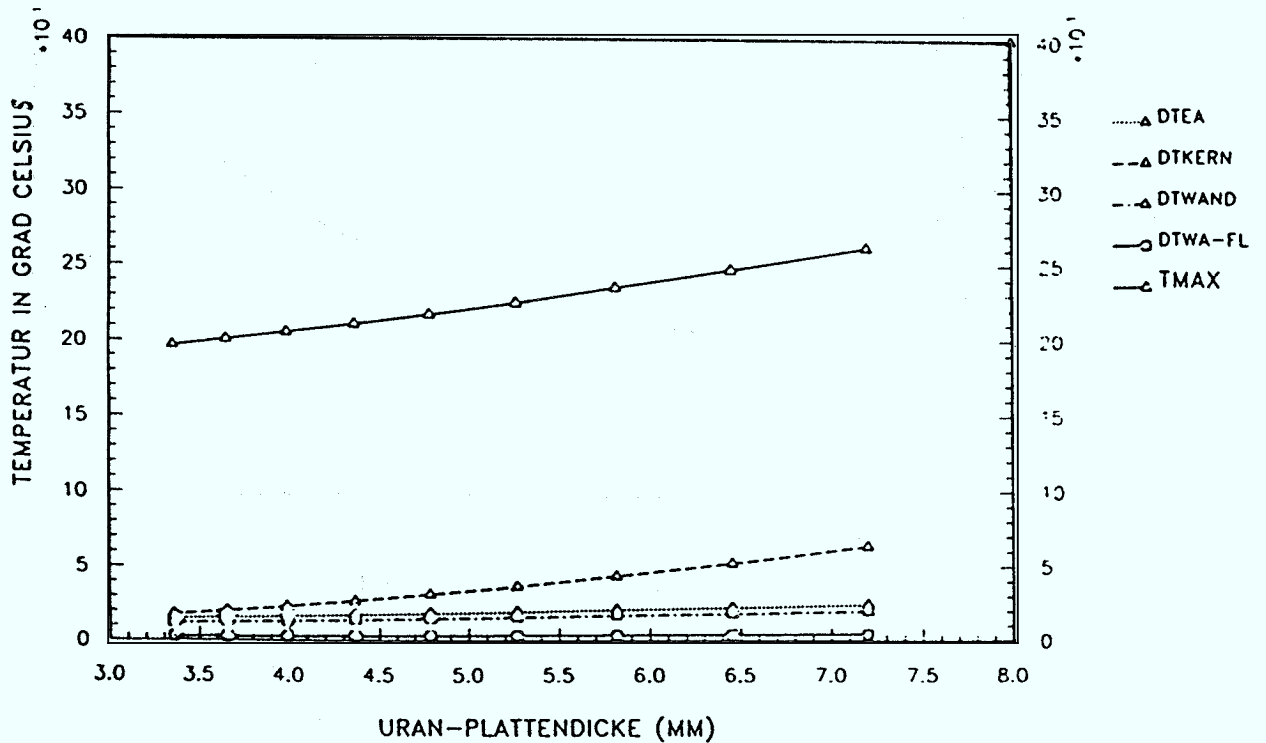


Abbildung 22. : Temperaturen in Target 7 (Na-gekühlt)

Bei Target 5 sind die Leistungsdichten und Elementzahlen aufgrund der Volumenkonstanz vom Uran und der gleichen Gesamtleistung identisch der von Target 7. Es läßt sich wiederum ein Optimum finden und zwar für die gleiche Elementstärke.

Die maximalen Temperaturen liegen bei etwa 210 Grad Celsius für das Uran und bei ca. 165 Grad Celsius für das Fluid.

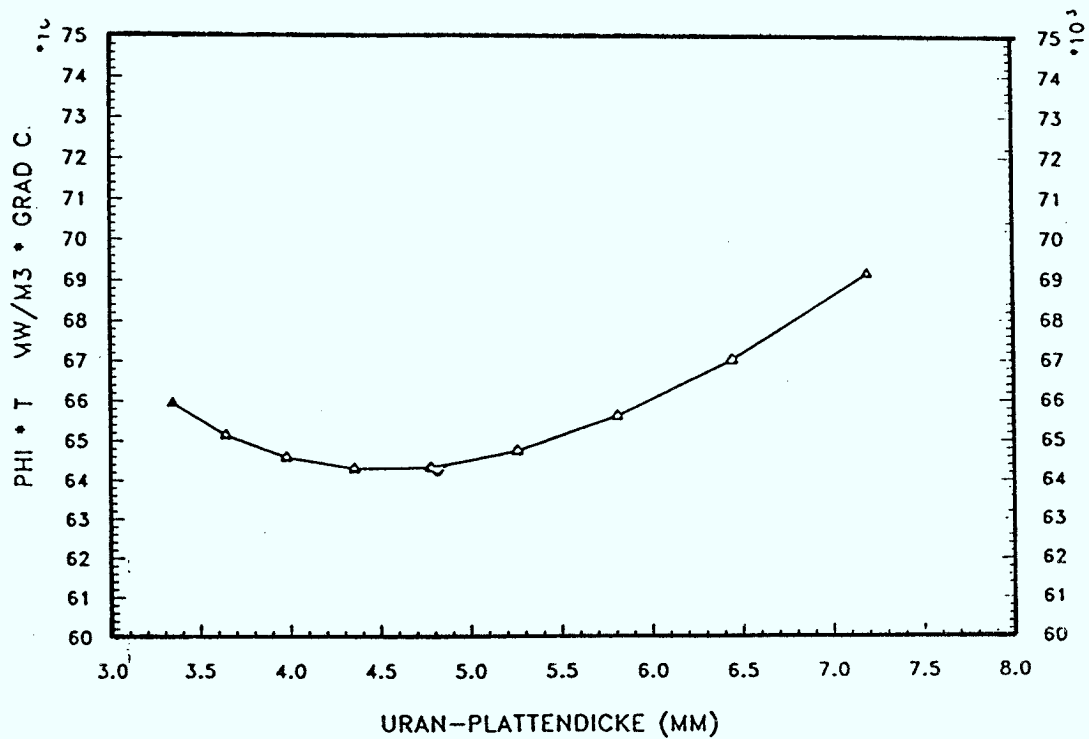


Abbildung 23. : Produkt aus Leistungsdichte und Maximaltemperatur in Target 7 (Na-gekühlt)

Die Spaltbreiten der Zufuhrkanäle sind, wie Abbildung 24 zeigt, jedoch zu erhöhen.

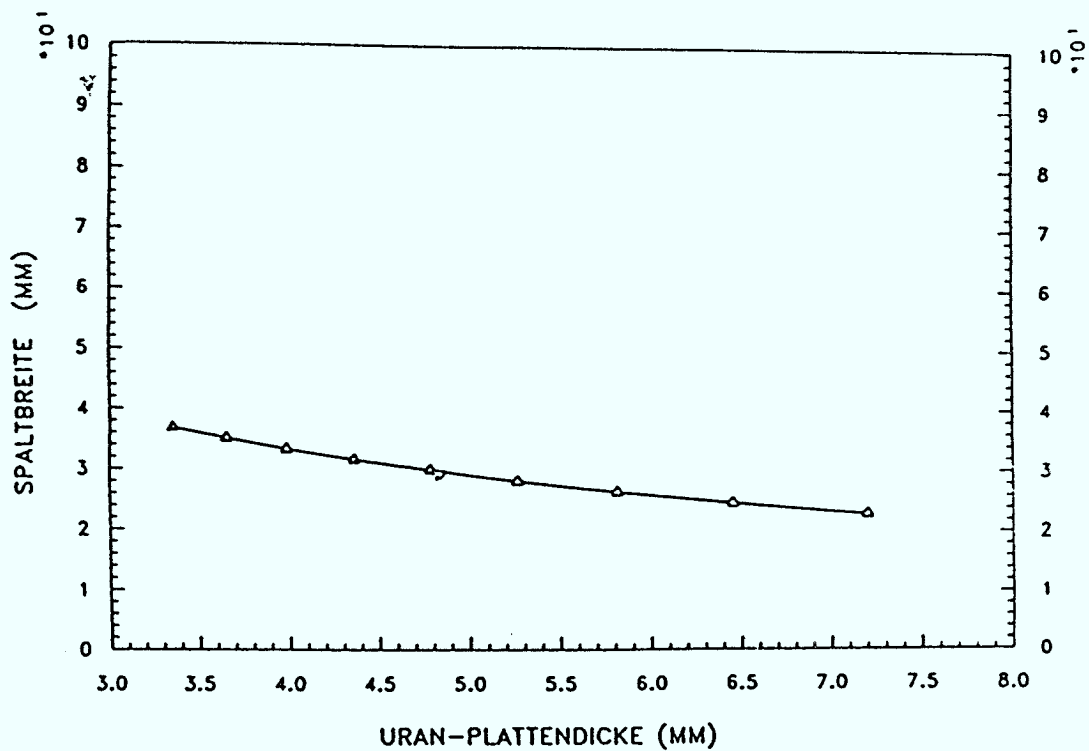


Abbildung 24. : Spaltbreiten der Versorgungskanäle in Target 7 (Na-gekühlt)

Das Druckverlustniveau ist wegen der kürzeren Platten geringer (Abbildung 25).

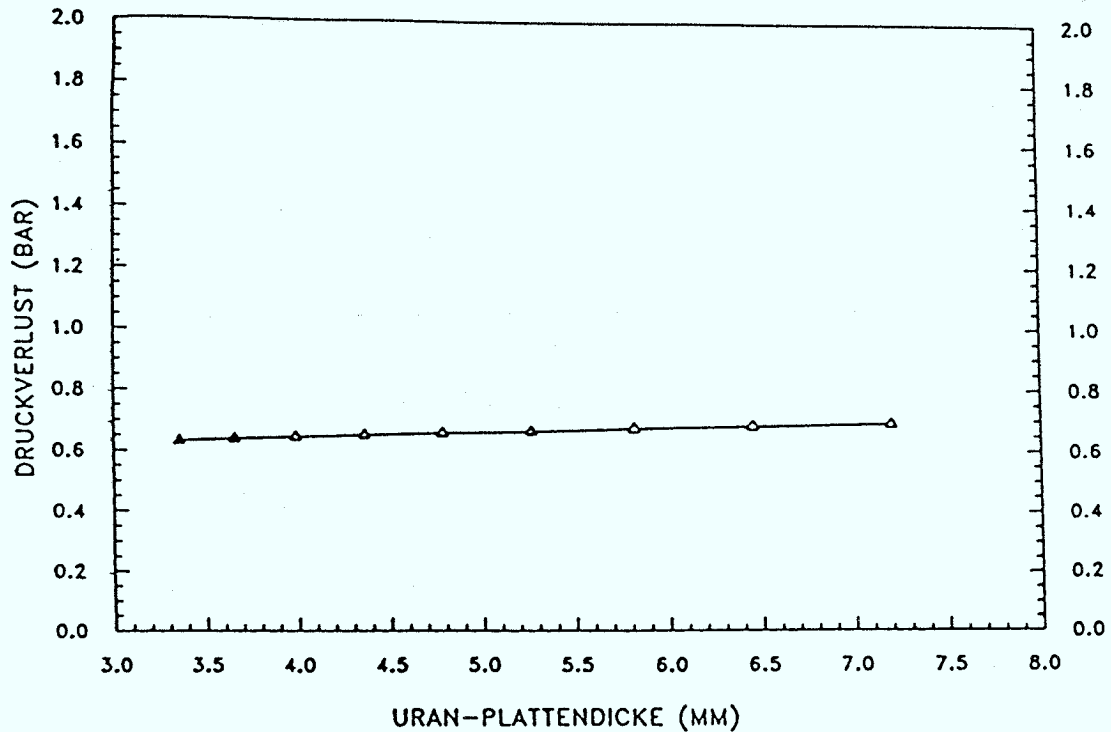


Abbildung 25. : Druckverluste in Target 7 (Na-gekühlt)

Der Volumenstrom ist in allen Fällen wegen der höheren Elemente und damit entsprechend größerer Spalte größer (Abbildung 26). Für die Pumpleistung resultieren ebenfalls höhere Werte (Abbildung 27).

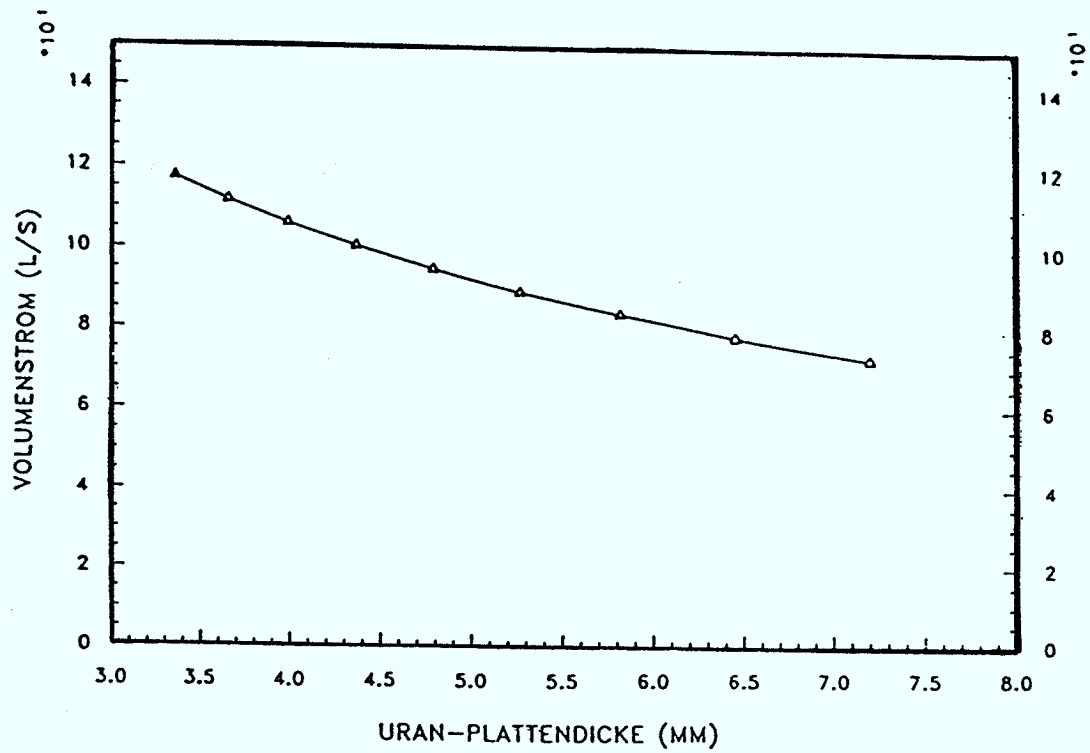


Abbildung 26. : Volumenströme in Target 7 (Na-gekühlt)

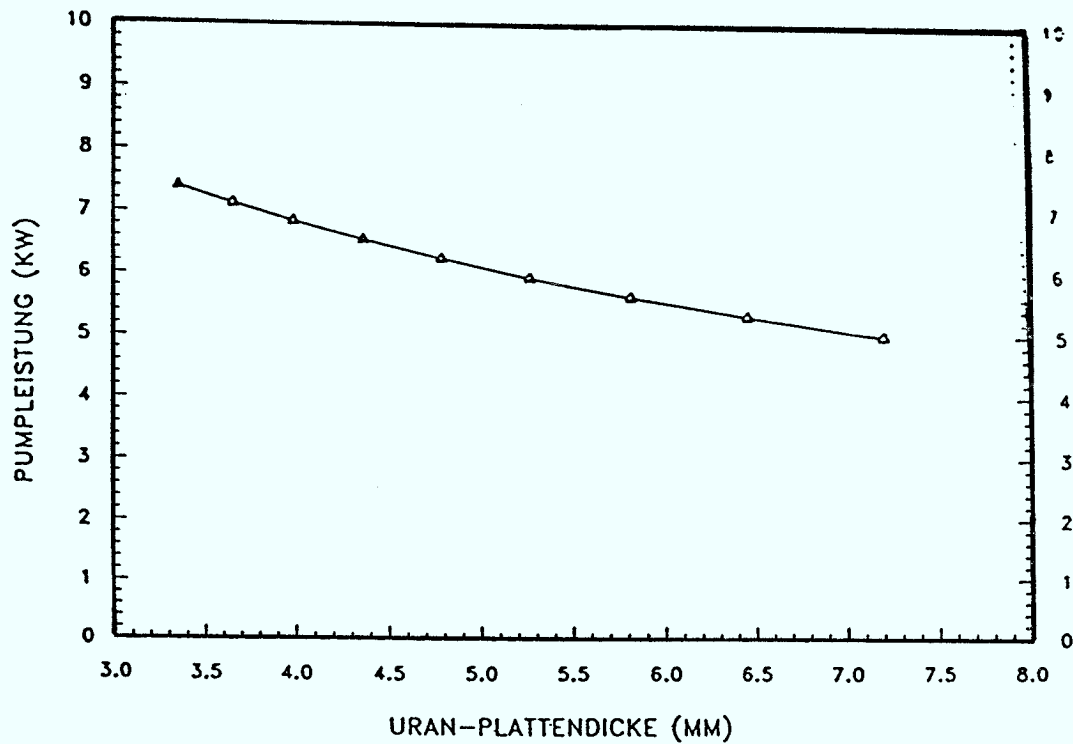


Abbildung 27. : Pumpleistung für Target 7 (Na-gekühlt)

Es wird insgesamt deutlich, daß das Temperaturniveau durch eine höhere Plattenzahl sehr stark reduziert werden kann. Bei kon-

stanter Gesamtleistung führt dies jedoch zu deutlich angehobenen, notwendigen Leistungsdichten und zu höherem Anteil von Cladding und Kühlmedium. Die Anteile des Fluids (ohne Zu- und Abfuhrkanäle) sowie des Claddings und des Urans am Plattenreihenvolumen sind in Abbildung 28 dargestellt. Mit abnehmender Plattendicke ergibt sich eine Zunahme des Claddingmaterials sowie des Fluids am Targetvolumen. Bei z.B. 1,8 mm Urandicke ist der Fluidanteil genauso groß wie der des Urans. Dies ist von der neutronenphysikalischen Seite u. a. wegen der Absorptionswirkung her ungünstig, sodaß diesbezüglich dickere Platten zu bevorzugen sind.

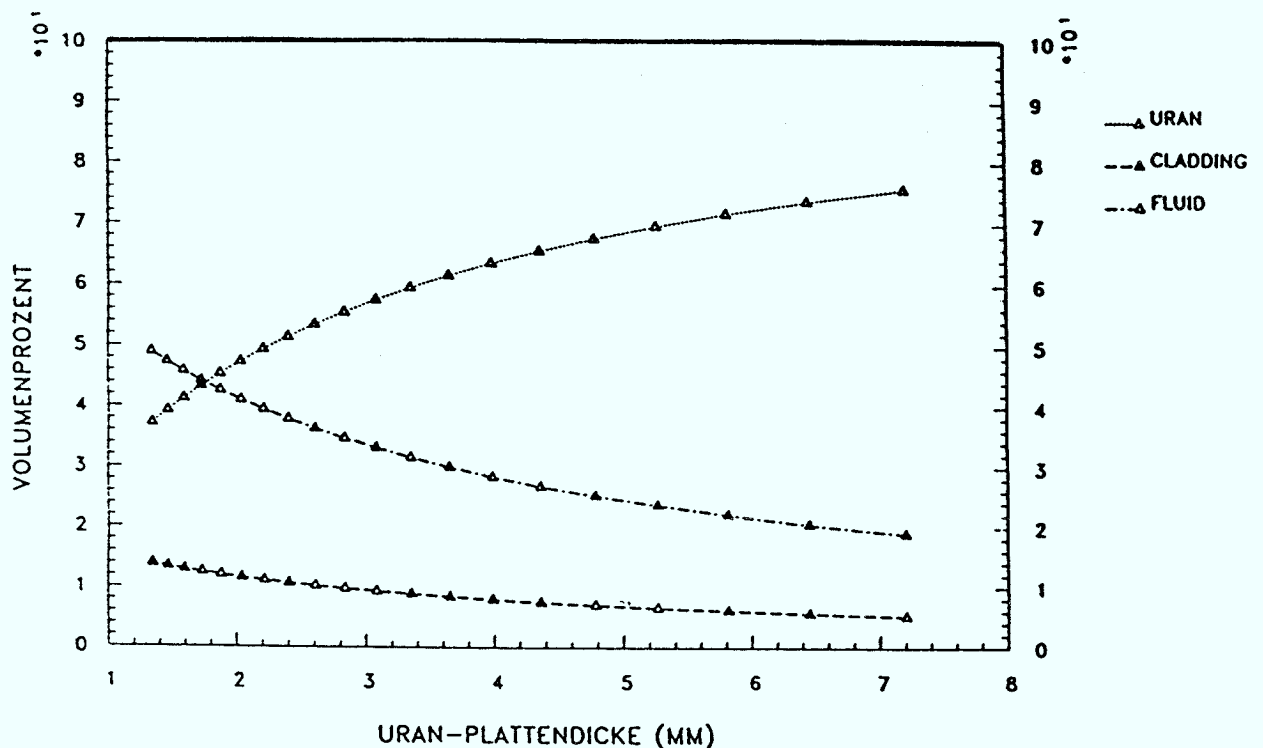


Abbildung 28. : Volumenanteile in Target 7 (Na-gekühlt)

5.0 TARGETKONZEPTION MIT WASSER-KÜHLUNG

Als Alternative zur Na- Kühlung soll im weiteren Wasser als Kühlmedium hinsichtlich der hieraus resultierenden thermohydraulischen Konsequenzen untersucht werden.

Von der neutronenphysikalischen Seite erscheint Wasser als Kühlmedium für den Booster noch tolerabel /SCHE2/. Jedoch ist hierbei das schwere Wasser dem leichten Wasser vorzuziehen, da H_2O eine hier unerwünscht hohe Moderationswirkung zeitigt.

Die im folgenden dargestellten Ergebnisse beziehen sich hinsichtlich der Strömungsführung und der hieraus resultierenden günstigen Temperaturverhältnisse auf die Targetversion 5 bzw. 7 mit einfacher Kühlmittelführung quer zur Strahlachse.

Die Einlauftemperatur wurde mit 50 °C angesetzt. Darüberhinaus gelten hier alle Randbedingungen, die auch für das Na-Target angenommen wurden. Auch die Geschwindigkeit von 6 m/s wurde hier vorausgesetzt.

Im folgenden Bild sind die Temperaturverhältnisse für die heißeste Stelle in Target 5 für verschiedene Plattendicken dargestellt.

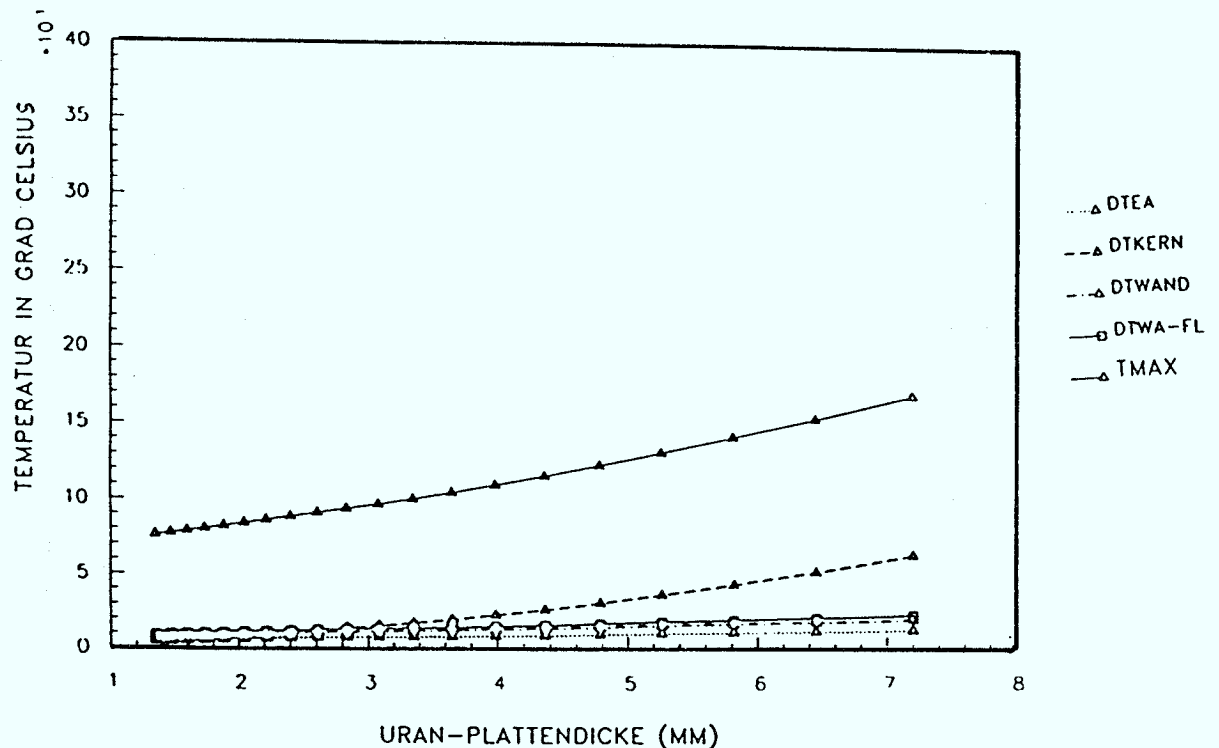


Abbildung 29. : Maximaltemperatur in Target 5 (D_2O -gekühlt)

Die maximalen Temperaturen liegen unter 170 Grad Celsius. Dies resultiert aus der niedrigen realisierbaren Einlauftemperatur im Vergleich zu Natrium, der etwa dreifach höheren Wärmekapazität des Wassers und der etwa 20 Prozent höheren Dichte des Kühlmediums. Der Wärmeübergang des Wassers ist zwar ungünstiger im Vergleich zu Natrium und führt schlechtestenfalls zu einem Wand-Fluid-Temperatursprung von etwa 23 Grad (bei Na etwa 4 Grad), dies kann jedoch die obigen günstigen Eigenschaften des Wassers nicht aufwiegen.

Bezüglich der notwendigen Plattenzahlen, Leistungsdichten, Volumenströme sowie Spaltbreiten der Versorgungskanäle gelten die gleichen Verhältnisse wie beim Na-Target 5.

Die Druckverluste für D_2O -Kühlung sind im folgenden Bild angegeben. Sie liegen unter 1,05 bar.

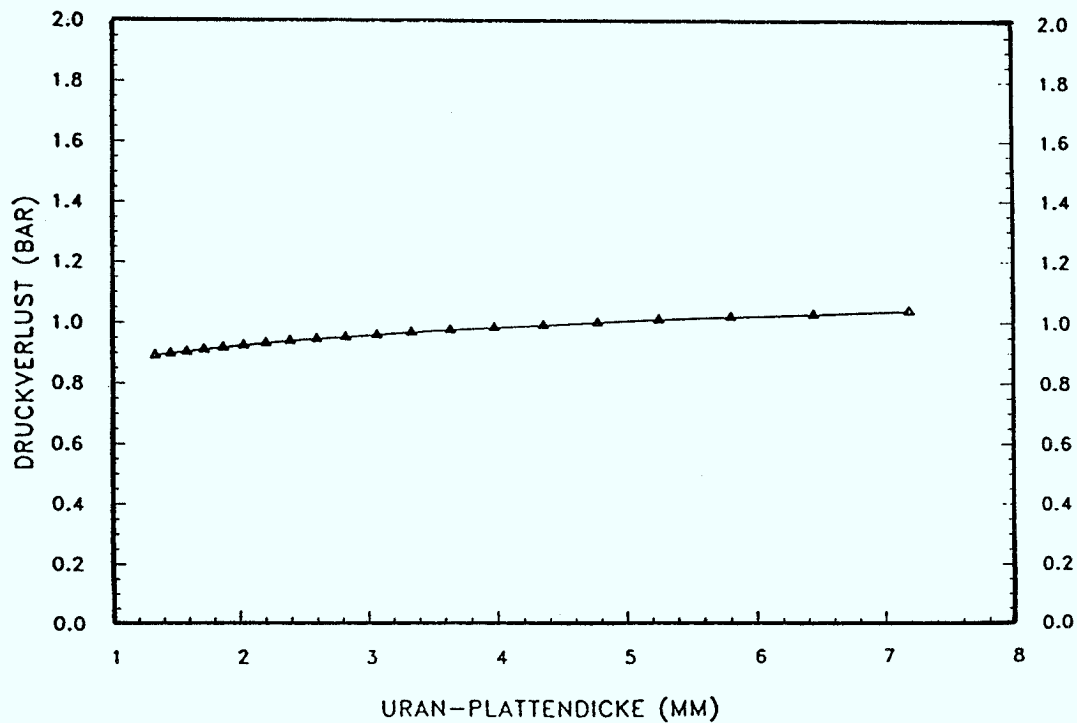


Abbildung 30. : Druckverluste in Target 5 (D_2O -gekühlt)

Die für verschiedene Plattendicken resultierenden, notwendigen Pumpleistungen liegen in der Größenordnung von einigen kW, wie folgende Abbildung zeigt.

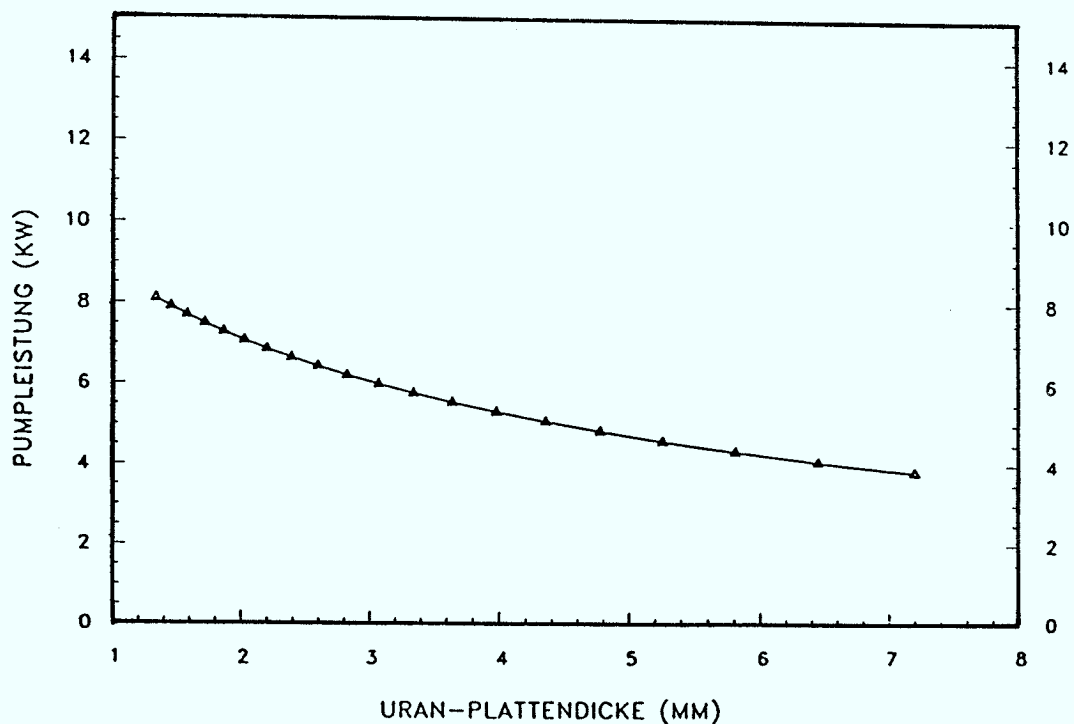


Abbildung 31. : Pumpleistung für Target 5 (D_2O -gekühlt)

Das Produkt aus Leistungsdichte und Maximaltemperatur - beides relevante, zu minimierende Größen - ist in Abbildung 32 dargestellt.

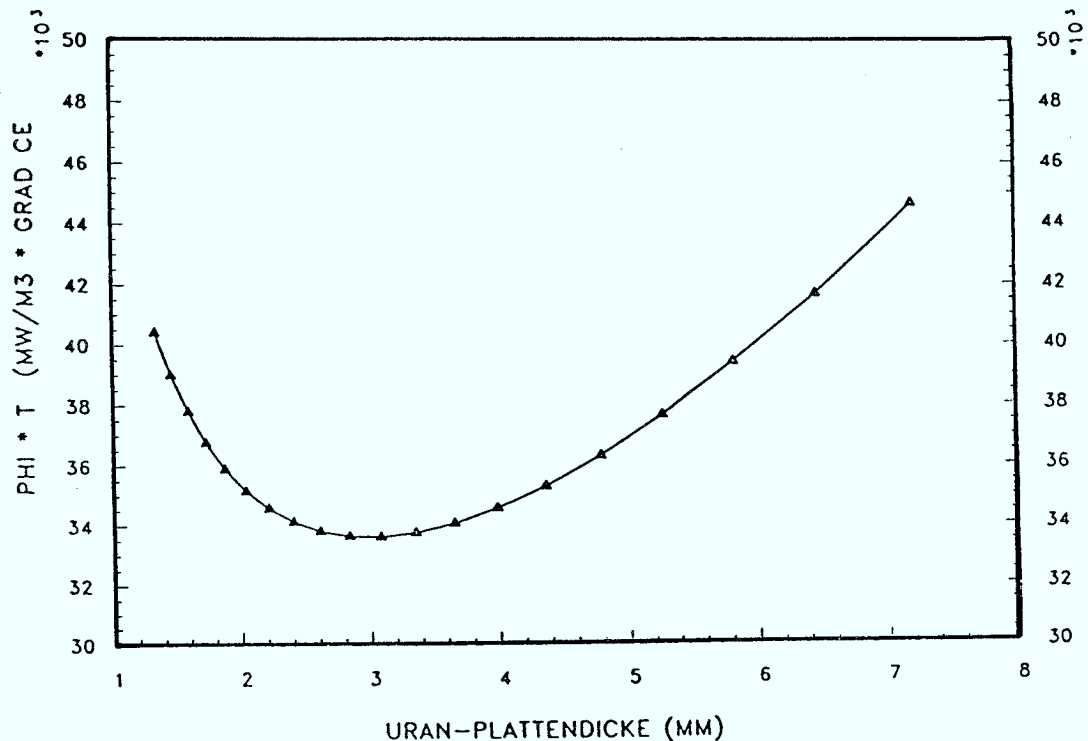


Abbildung 32. : Produkt aus Leistungsdichte und Maximaltemperatur in Target 5 (D₂O-gekühlt)

Dieses Produkt wird für eine Plattendicke von ca. 3 mm minimal, wobei dabei mit einer maximalen Temperatur von ca. 100 Grad bei einer maximalen Fluidtemperatur von ca. 60 Grad Celsius zu rechnen ist.

Wie bei den Na- gekühlten Targets ist beim Übergang von rechteckigen zu quadratischen Elementen eine Verbesserung der Temperaturverhältnisse möglich.

Aus Abbildung 33 wird ersichtlich, daß die Temperaturen im Vergleich zu Target 5 sich nicht gravierend ändern. Die maximale Temperatur liegt denn auch mit ca. 162 °C nur wenige Grad unter der von Target 5.

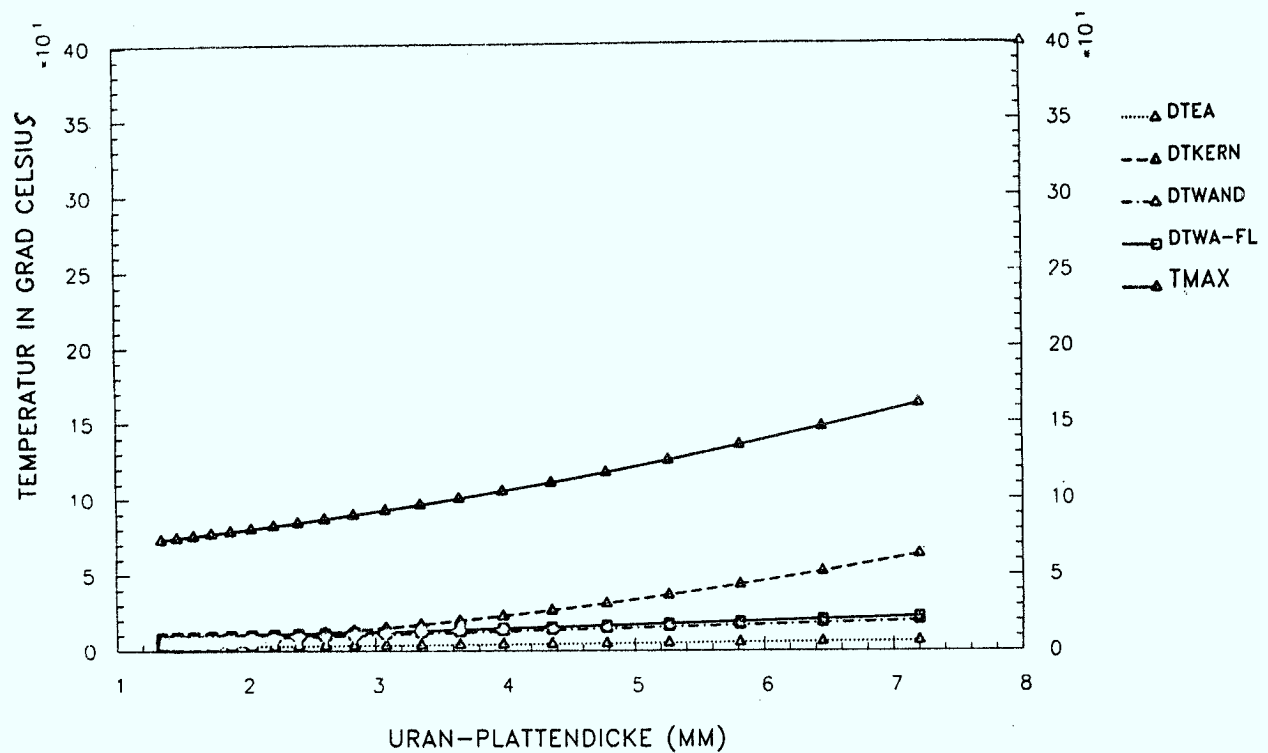


Abbildung 33. : Temperaturen in Target 7 (D_2O -gekühlt)

Dies resultiert im wesentlichen aus der bei Wasser in beiden Targets nur geringen Aufheizspanne von 10-15 Grad, die bei Vergrößern des Volumenstroms auch nur wenige Grad fallen kann. Der Wärmeübergang ändert sich ebenfalls nur geringfügig.

Plattenzahlen, Leistungsdichten, Volumenströme und Versorgungskanalbreiten gelten wie für das Na-Target 7.

Die Druckverluste liegen etwas niedriger als bei Target 5 bei etwa 0,8 bar (Abbildung 34)

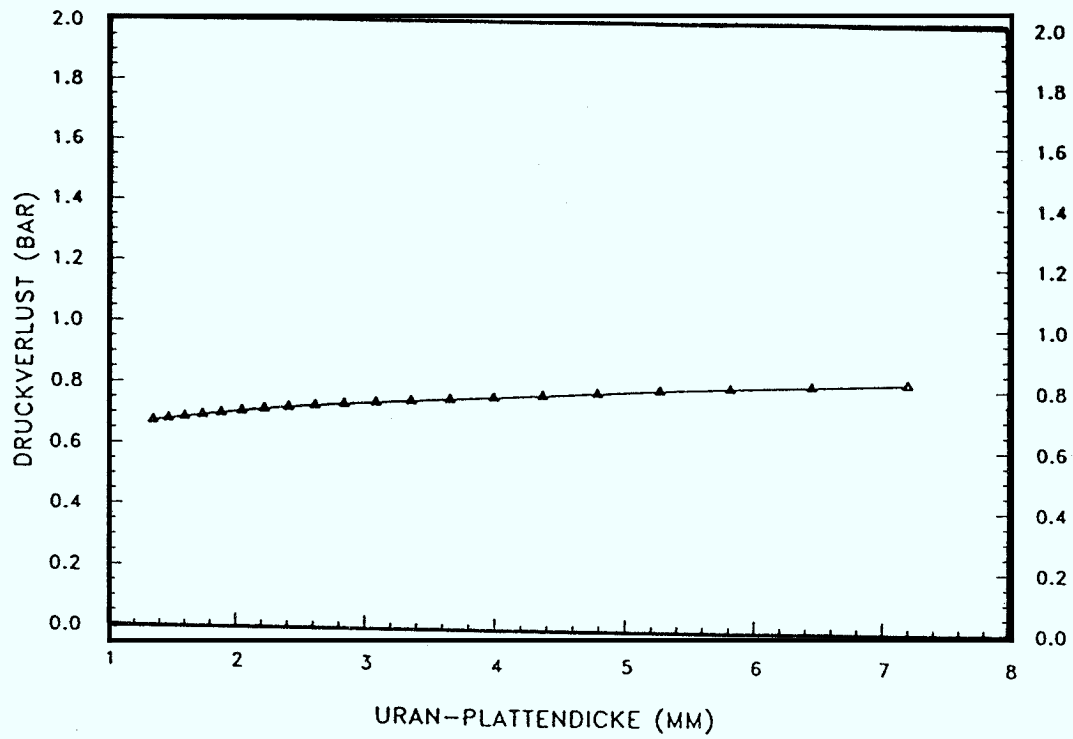


Abbildung 34. : Druckverluste in Target 7 (D_2O -gekühlt)

Die Pumpleistungen sind in folgender Abbildung 35 wiedergegeben.

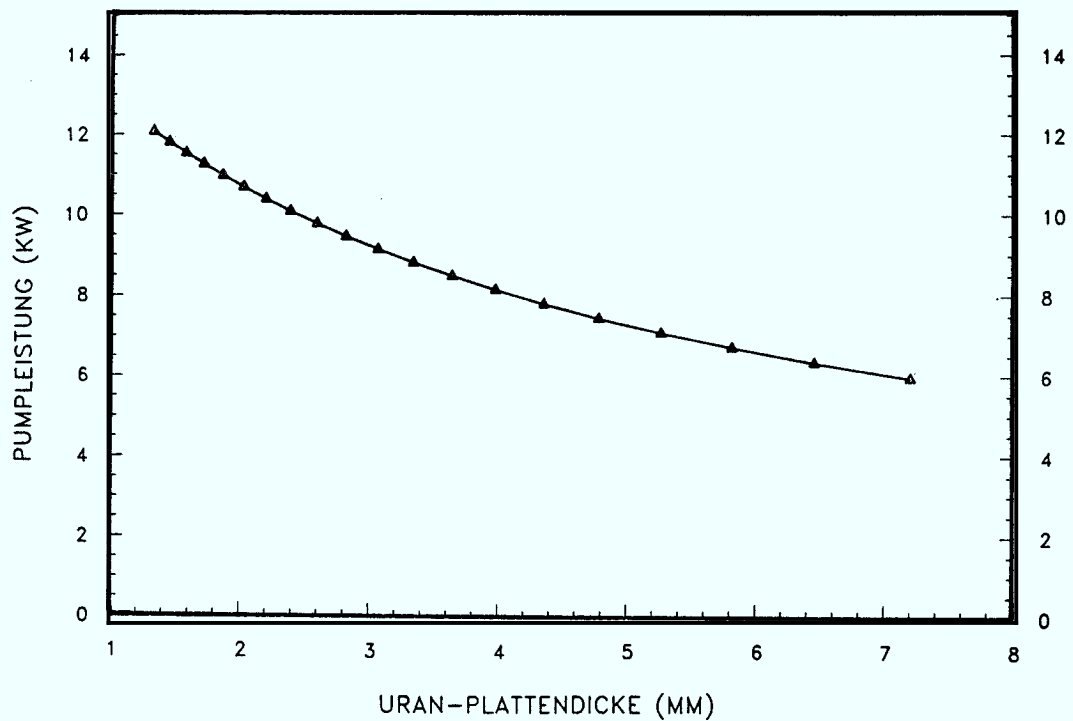


Abbildung 35. : Pumpleistungen für Target 7 (D_2O -gekühlt)

Sie liegen etwa 50 Prozent höher als bei Target 5. Aus dem Produkt Leistungsdichte und Temperatur ergibt sich ein Optimum (Abbildung 36), was bei 3 mm liegt.

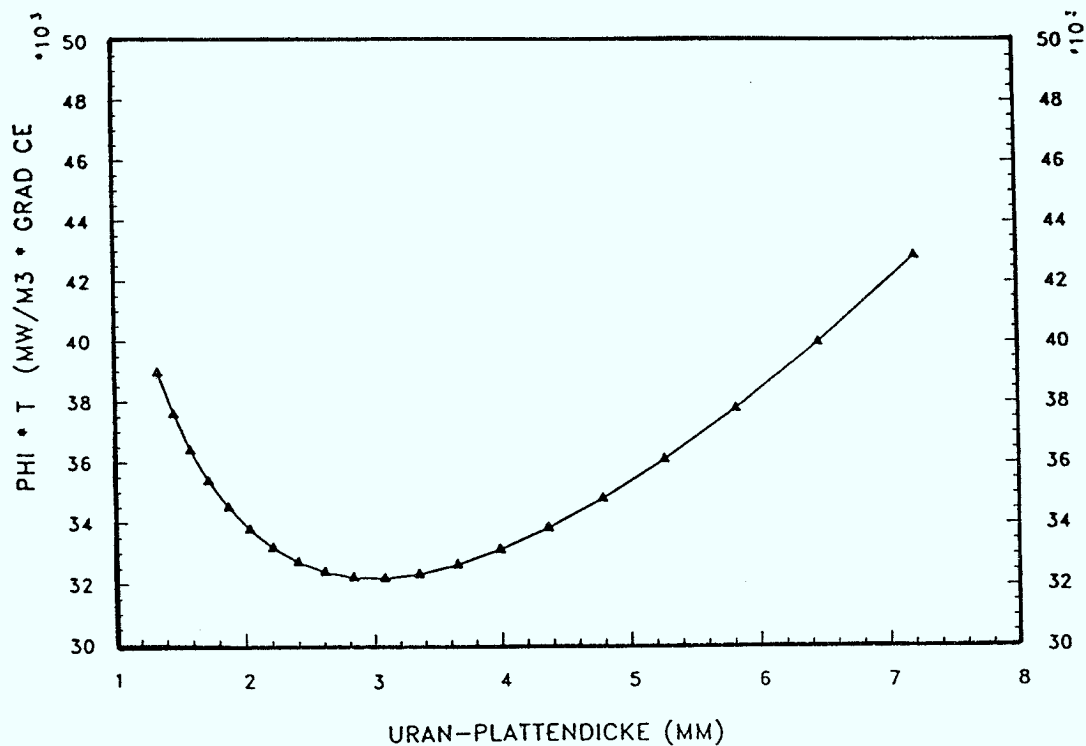


Abbildung 36. : Produkt aus Leistungsdichte und Maximaltemperatur in Target 7 (D₂O-gekühlt)

Hierfür ergibt sich eine maximale Temperatur im Uran von ca. 95 Grad Celsius bzw. eine Fluidmaximaltemperatur von unter 55 Grad Celsius.

6.0 KRITISCHE HEIZFLÄCHENBELASTUNG, DURCHFLUSSINSTABILITÄTEN

Betrachtet man die Fluidtemperaturen der diskutierten Targets und die Siedetemperaturen der Kühlmedien, so ergeben sich bei Natrium und Wasser verschiedene Verhältnisse.

Die Temperaturen für Natrium liegen maximal bei 200 °C (Target 5) bei einer Siedetemperatur von 877 °C (1 bar) /FOU/.

Bei Wasserkühlung ist der Abstand zur Siedetemperatur von 100 Grad Celsius (1 bar) wesentlich geringer, da Temperaturen des Kühlmittels bis etwa 65 Grad erreicht werden.

Die Fluidtemperaturen stellen prinzipiell nur Durchschnittswerte dar, die lokal an der Brennelementwand aufgrund hoher Heizflächenbelastung erheblich überschritten werden können.

Wichtig ist also insbesondere beim wassergekühlten Target die Sicherheit gegen Burnout bzw. die kritische Heizflächenbelastung zu klären.

Nach Mirshak /MIR/ gilt folgende Gleichung:

$$q_B = 1,51 \cdot 10^2 \cdot (1 + 0,1197 \cdot w) \cdot (1 + 0,00914 \cdot \Delta T_m) \cdot (1 + 0,186 \cdot p)$$

mit

$$q_B = \text{krit. Heizflächenbelastung (W/cm}^2\text{)}$$

$$w = \text{Geschwindigkeit des Kühlmittels (m/s)}$$

$$\Delta T_m = \vartheta_s - \vartheta_k \text{ (Grad)}$$

(Differenz zwischen Siedetemp. u. mittl. Temp. des
Kühlmittels)

$$p = \text{Druck des Kühlmittels (bar)}$$

Diese Gleichung bietet sich für die Berechnung beim Booster an wegen der hinsichtlich der Maße und Geometrie der Kanäle, Drücke und Geschwindigkeiten ähnlichen Verhältnisse bei der Versuchsdurchführung Mirshaks.

In Abbildung 37 ist die Mirshakgleichung für verschiedene Geschwindigkeiten und Drücke sowie einer Temperatur von 65 °C, wie

sie ungünstigenfalls im wassergekühlten Target auftritt, dargestellt.

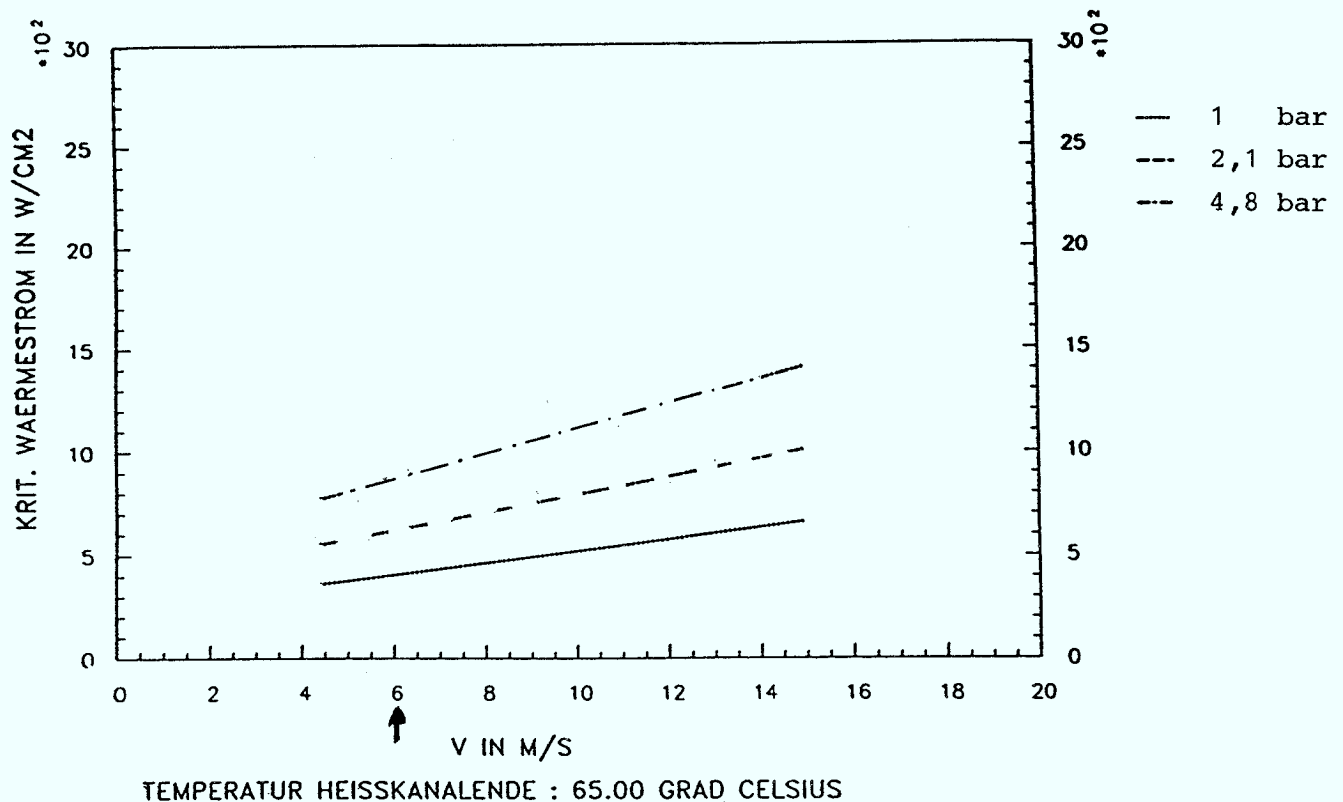


Abbildung 37. : Kritische Heizflächenbelastung

Die Wärmestromdichte bei 7,2 mm dicken Uran-Platten beträgt ca. 100 W/cm². Wenn man die Leistungsdichten für dünnere Target-Elemente betrachtet, stellt dies den maximalen Wert dar.

Vergleicht man dies mit den kritischen Wärmestromdichten bei 6 m/s (Abbildung 37) für verschiedene Drücke, so ergibt sich, daß sie beim wassergekühlten Booster selbst bei den kleinsten angegebenen Drücken um ein mehrfaches höher liegen.

Es kann somit ohne weiteres eine Geschwindigkeitsreduzierung vorgenommen werden, ohne das die Gefahr des Erreichens der kritischen Wärmestromdichte besteht.

Versuche, die in der Reaktorstation Harwell durchgeführt wurden /FOR/, haben ergeben, daß unter Umständen in parallel durchströmten Kanälen Durchflussinstabilitäten auftreten. Damit ist zu rechnen, wenn folgende Bedingung erfüllt wird:

$$(\vartheta_A - \vartheta_E)_{\text{grenz}} = 0,8 (\vartheta_S - \vartheta_E)$$

bzw. $\Delta T_{EA(\text{grenz})} = 0,8 \Delta T_S$

mit

ϑ_A = Temp. d. Kühlwassers am Kanalaustritt

ϑ_E = Temp. d. Kühlwassers am Kanaleintritt

ϑ_S = Siedetemperatur des Kühlwassers

Man kann einen Faktor S als Sicherheitsabstand des Normalbetriebes zur Durchflussinstabilität definieren

$$S = \frac{\Delta T_{EA(\text{grenz})}}{\Delta T_{EA}} = \frac{0,8 \Delta T_S}{\Delta T_{EA}}$$

Die Aufheizspanne für die wassergekühlten Targets variiert, wobei höchstens 15 Grad erreicht werden.

Mit einer Siedetemperatur von 100 Grad Celsius bei 1 bar ergibt sich ein S von 2,66.

Dies ist quasi der ungünstigste bei den Targets auftretende Fall, wobei jedoch offensichtlich ausreichende Sicherheit gegenüber Durchflussinstabilitäten herrscht.

Bei höheren Drücken bzw. niedrigeren Aufheizspannen (Targets mit dünneren Platten) erhöht sich der Sicherheitsfaktor entsprechend.

7.0 TEMPERATURVERHALTEN BEI AN- UND ABSCHALTVORGÄNGEN

Hinsichtlich der Materialbelastung durch Temperaturwechsel sind die An- und Abschaltvorgänge zu betrachten.

Für eine Analyse wurde ein plattenförmiges Targetelement untersucht. Dabei wurde davon ausgegangen, die Leistungsproduktion plötzlich zu unterbrechen. Darüberhinaus war die Temperatur in der Platte bei der analytischen Lösung als konstant angenommen. Bei vorgegebener, fester Randtemperatur kühlt sich die Platte von ihrem Temperaturniveau solange ab, bis dieser Randwert überall erreicht ist. Für eine unendliche Platte ist die Differentialgleichung

$$\frac{\delta^2 T}{\delta x^2} - \frac{1}{a} \frac{\delta T}{\delta t} = 0$$

zu lösen (s. Anhang).

Diese Lösung vernachlässigt jedoch den Einfluß des Claddings bzw. der endlichen Ausdehnung der Platte. Die Stirnwände sind allerdings vergleichsweise schmal, der Wärmeverlust ist damit gering. Demgegenüber steht das dünne Cladding mit seiner im Vergleich zu Uran geringeren Leitfähigkeit, so daß eine wenn auch geringe isolierende Wirkung zu erwarten ist.

Zur Kontrolle wurden entsprechende zweidimensionale Vergleichsrechnungen mittels dem an der KFA vorhandenen Thermohydraulikprogramms THERMIX durchgeführt (s. Anhang). Dabei wurde eine Uran-Platte mit Zircaloy-Cladding abgebildet. Das innere anfängliche Temperaturfeld in der beidseitig gekühlten Platte resultierte aus einer konstanten Leistungsdichte, wobei der Verlauf in der Platte zwischen den Kühlkanälen somit parabelförmig war. Nach Beendigung der Leistungsdeposition ergibt sich eine Abkühlung des Plattenelementes dessen zeitlicher Ablauf, durch die beiden Rech-

nungswege erfaßt, in Abbildung 38 für die Plattenmitte dargestellt ist.

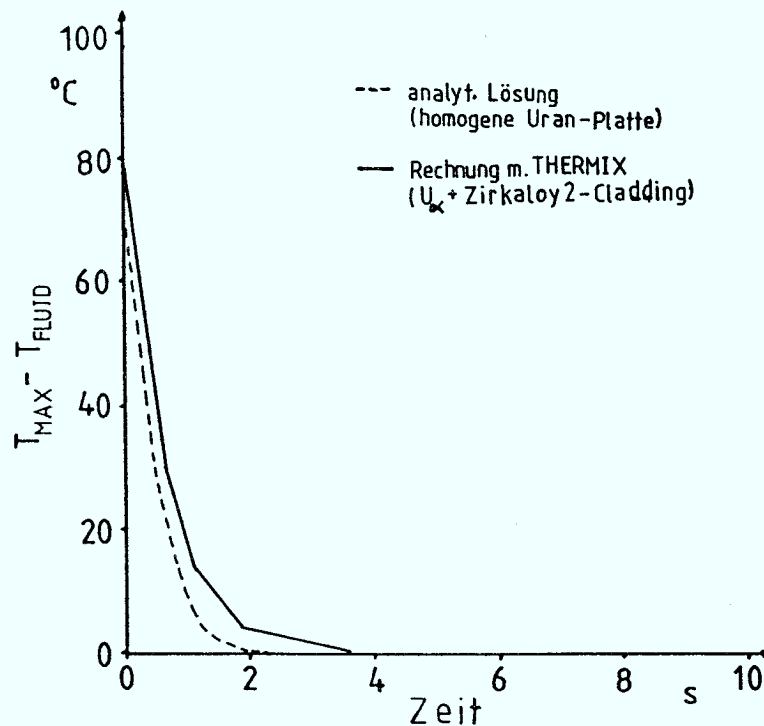


Abbildung 38. : Temperaturverhalten eines Targetelementes bei Abschaltvorgängen

Das Abkühlverhalten, das durch beide Rechenwege hinreichend approximiert wird, zeichnet sich durch raschen Temperaturabfall aus, welcher in etwas über 2 Sekunden zu den Randtemperaturen führt.

Dies charakterisiert in guter Näherung das Verhalten eines natriumgekühlten Targetelements, da wegen des außerordentlich guten Wärmeübergangs von Natrium, zumal bei der Geschwindigkeit, der Wärmeübergangswiderstand vernachlässigbar ist.

Anders sieht dies beim wassergekühlten Target aus, wo ein wesentlich schlechterer Wärmeübergang herrscht. Die Temperaturdifferenzen von Fluid zur Wand betragen trotz einer Geschwindigkeit von 6 m/s über 20 Grad.

Für das Anfahrverhalten der Platte ist ein etwas komplizierterer Verlauf der Temperaturen zu erwarten, da der Protonenstrahl eine pulsierende Leistungsdeposition bewirkt, dementsprechend sind zusätzlich Temperaturschwankungen in der Pulsfrequenz zu erwarten. Mit einer in Kapitel 7 erläuterten analytischen Näherung ergibt sich dann ein Verhalten wie in Abbildung 39 dargestellt.

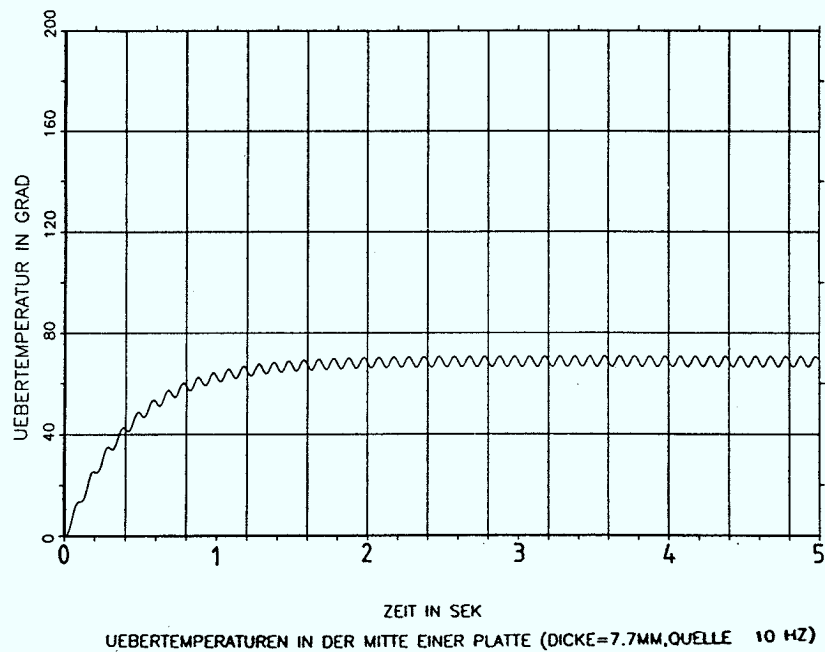


Abbildung 39. : Temperaturverhalten eines Targetelementes bei Anschaltvorgängen

8.0 LEISTUNGSDEPOSITION IM DAUERBETRIEB

Im folgenden werden die Temperaturverhältnisse für eine Platte aus dem Booster-Target im Normalbetrieb mit oszillierender homogen verteilter Leistungsdichte diskutiert. Es wird dabei der entscheidende Einfluß der Leistungsdepositionsfrequenz auf das Temperaturprofil aufgezeigt.

Nachdem zunächst über eine vereinfachende Rechnung der Einfluß einer beliebig kurz eingetragenen Wärmemenge erläutert wird, werden die Ergebnisse für eine harmonisch schwingende Quelle dargestellt und für verschiedene Frequenzen angegeben. Für die letzteren Rechnungen wurde ein Programm (PERIOPL) erstellt.

Des weiteren werden die Ergebnisse für den Fall stationärer Leistungsdeposition bei einer Platte mit Cladding plus fluidgefülltem Spalt aufgezeigt. Hierzu wurde ebenfalls ein Programm erstellt (PLASTAT) und für den zweidimensionalen Fall Rechnungen mit dem Thermohydraulik-Programm THERMIX /KUJ,VER/ durchgeführt.

8.1 TEMPERATURVERHÄLTNISSE IN EINER URAN-PLATTE MIT OSZILLIERENDER QUELLE

Bei gepulstem Protonenstrahl schwanken je nach den Eigenschaften des bestrahlten Materials ,der Frequenz und der eingebrachten Leistung mehr oder minder stark die Temperaturen um einen örtlichen Mittelwert.

Die Wärmeproduktion konzentriert sich auf die extrem kurze, im Mikrosekundenbereich liegende Dauer des Pulses. In dieser Zeit ist Wärmeabgabe de facto vernachlässigbar. Sie verteilt sich vielmehr über den gesamten Zeitraum bis zum nächsten Puls.

Die während eines Pulses freigesetzte Wärme bewirkt im bestrahlten Material eine kurzfristige Temperaturerhöhung. Bis zum Eintreffen des nächsten Pulses kühlt sich das Targetelement durch Wärmeleitung und Konvektion ab, so daß die anfängliche Temperatur wieder erreicht wird.

Es wird eine mittlere Leistungsdichte von 250 MW/m^3 im Targetelement angesetzt. Da die Leistung aber nicht zeitlich konstant auf diesem Niveau eingebracht sondern in Pulsen produziert wird, ist natürlich die momentane, während des Pulses vorliegende, Leistungsdichte wesentlich höher. Das Produkt aus Leistungsdichte und Zeit ist jedoch konstant.

Die pro Puls deponierte Energie pro Volumen ergibt sich somit zu

$$Q = \phi * \Delta t$$

mit $\Delta t = \text{Pulsabstand}$
 $\phi = \text{mittlere Leistungsdichte}$

Es sei zunächst von der vereinfachenden Annahme ausgegangen, daß die Abkühlzeit zwischen den Pulsen klein sei im Vergleich zur Leistungsdepositionszeit und daß damit der während des Pulses abgeführte Wärmeanteil vernachlässigbar ist. Die somit gesamte momentan gespeicherte Wärme ergibt einen Temperatursprung ΔT , der wie folgt abschätzbar ist

$$\Delta T = \frac{Q}{\rho c_p}$$

Der Temperaturhub ist somit proportional der Zeit bzw. umgekehrt proportional der Pulsfrequenz.

Für die konkrete Berechnung wurde von einer homogenen Platte der Dicke 7,7 mm ausgegangen, die folgende Materialeigenschaften besitzt:

$$\begin{aligned} \lambda_U &= 27 \text{ W/m/K} \\ \rho &= 19000 \text{ kg/m}^3 \\ c_p &= 97 \text{ J/Kg/K} \end{aligned}$$

Dies entspricht den Daten für metallisches Uran, wobei hier Temperaturunabhängigkeit angenommen ist.

Bei einer Frequenz von 10 Hz ist Δt 0.1 s, womit sich ein Temperaturhub von etwa 14 °C ergibt.

Schematisch ist das Temperatur- und Leistungsverhalten in Abbildung 40 und Abbildung 41 dargestellt.

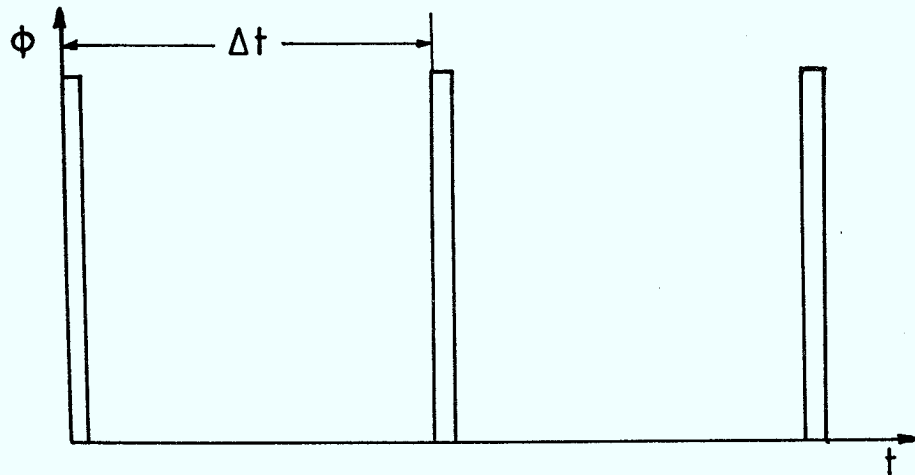


Abbildung 40. : Leistungsdeposition im Targetelement (schematisch)

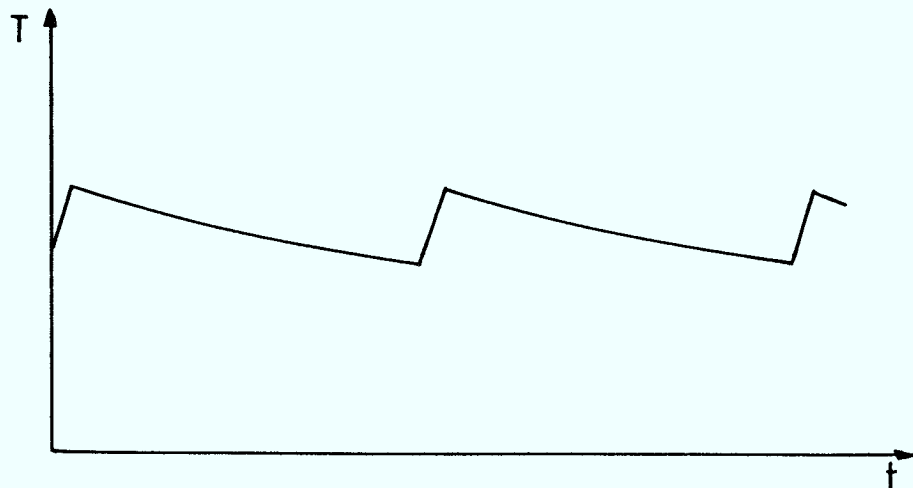


Abbildung 41. : Temperaturverhalten des Targetelements (schematisch)

Die obigen Annahmen berücksichtigen nicht die hohe Wärmeleitung des Urans, auch ist hinsichtlich der Leistungsdeposition die Annahme beliebig kleiner Zeiten für den Eintrag gemacht. Im folgenden sollen deshalb die Untersuchungen für eine harmonisch schwingende Quelle erläutert werden.

Die Platte sei nun mit einer zeitabhängigen Leistungsdichte $\phi(t)$ der Form

$$\phi(t) = \Phi_0 (1 - \cos(\omega t))$$

$$\text{mit } \omega = 2\pi f$$

$$\Phi_0 = 250 \text{ MW/m}^3$$

belastet. $\phi(t)$ schwankt somit zwischen 0 und 500 MW/m^3 . Der zeitliche Mittelwert beträgt 250 MW/m^3 .

Zur Berechnung der Temperaturverhältnisse in der Platte mit oszillierender homogen verteilter Quelle wurde ein Programm PERIOPL erstellt.

Es basiert auf der analytischen Lösung der Wärmeleitungsgleichung mit Quellterm der folgenden Form:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \frac{1}{a} \frac{\partial T}{\partial t} = - \frac{\Phi_0}{\lambda} (1 - \cos(\omega t))$$

Die Lösung kann über Laplace-Transformation erfolgen und führt auf eine unendliche Reihe periodischer und e-Funktionen (s. Anhang).

Die Rechnung berücksichtigt den Einschwingvorgang und gibt das Temperaturprofil längs der Plattendicke für beliebige Zeiten an.

Für die Plattenränder wurde auf beiden Seiten eine zeitlich konstante Temperatur T_0 angenommen, die für Na als umgebendes Medium wegen des Schmelzpunktes größer als 100 Grad Celsius zu sein hat, für einen genügenden Abstand so z.B. 150 Grad.

Im folgenden werden nur noch die Übertemperaturen

$$u(x,t) = T(x,t) - T_0$$

angegeben.

Als Grenzfälle für die Frequenz f können $f \rightarrow 0$ bzw. $f \rightarrow \infty$ betrachtet werden.

Im ersten Fall schwingt die Temperatur in Phase mit der Leistungsdichte wobei die Übertemperatur u bei 0 Grad beginnt und danach maximal ca. 140 Grad erreicht. Bei sehr großen Frequenzen hinkt die Temperatur u der Leistungsdichte $\phi(t)$ nach, zeitigt aber nur noch kleine Amplituden, die im Grenzfall Null werden.

Die Temperatur ist dann zeitlich quasi konstant und erreicht maximal (bei $L/2$) ca. 70 Grad d.h. damit den Wert, der bei zeitlich konstantem $\phi = 250 \text{ MW/m}^2$ auftritt.

Ehe das endgültige oszillierende Temperaturprofil erreicht d.h. die Anlaufphase vorüber ist, vergehen bei metallischem Uran mit seiner guten Wärmeleitfähigkeit und seiner geringen Wärmekapazität ca. 3 Sekunden.

Abbildung 42 zeigt die maximale und minimale Temperaturdifferenz zum Plattenrand in der Plattenmitte in Abhängigkeit von der Frequenz der Wärmequelle. Es wird hierbei deutlich, dass die Temperatur sich ab ca. 15 Hz so verhält, als sei ϕ konstant.

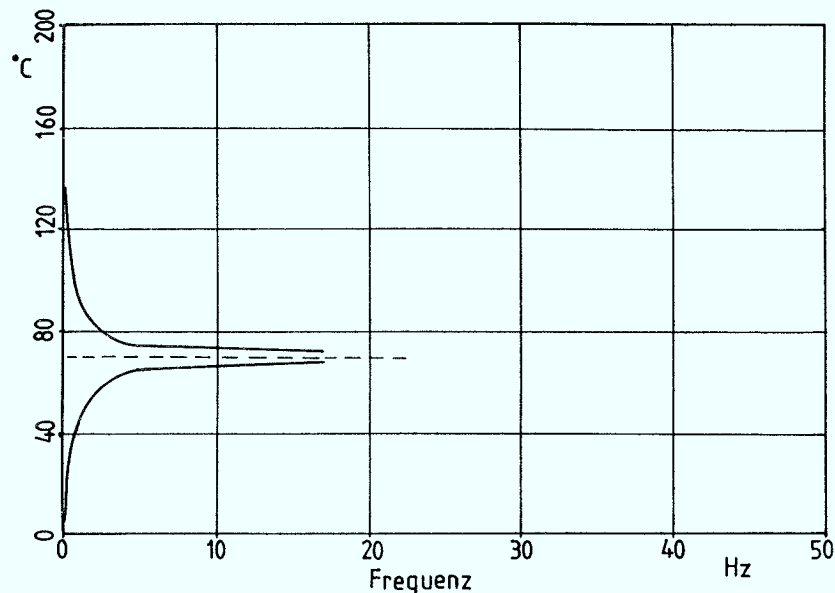


Abbildung 42. : Maximale und minimale Übertemperaturen in der Mitte einer Target-Platte in Abhängigkeit von der Frequenz

Es sind nun die Resultate der beiden beschrittenen Rechenwege zu vergleichen.

In Abbildung 43 sind zunächst die Verläufe der Leistungsdeposition für beide Fälle (schematisch) aufgetragen.

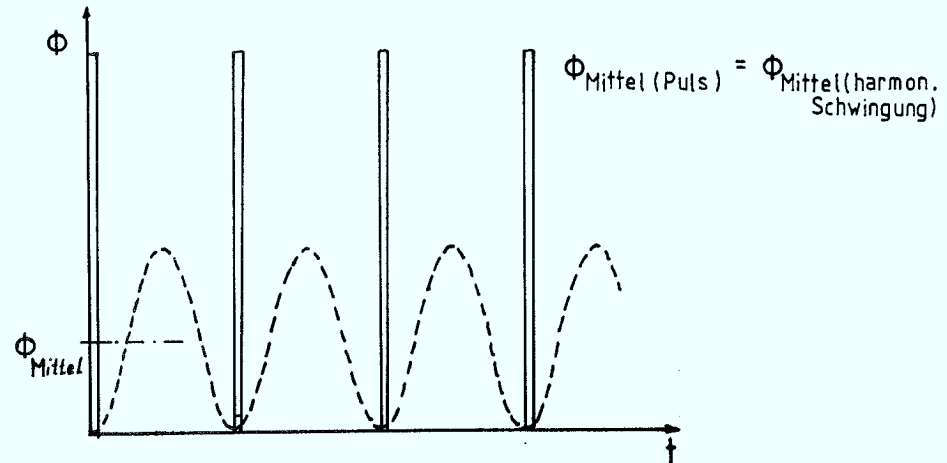


Abbildung 43. : Leistungsdeposition (Oszillation,Puls) im Targetelement

Ermittelt man den Temperaturhub für verschiedene Frequenzen so ergibt sich folgendes Bild.

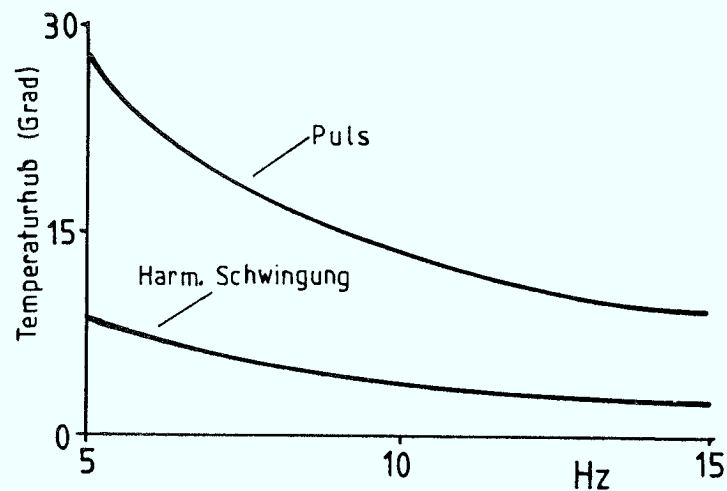


Abbildung 44. : Temperaturhub im Targetelement für verschiedene Frequenzen (Hz)

Für niedrige Frequenzen z. B. 1 Hz ergeben sich sehr abweichende Resultate. Hierbei beträgt der Temperaturhub bei der einfachen Rechnung ca. 135,6 Grad Celsius, während er bei Rechnung mit einer harmonisch oszillierenden Quelle lediglich 47,6 Grad beträgt. Hier wird besonders die unterschiedliche Qualität des Energieeintrages deutlich.

Es muß allerdings darauf hingewiesen werden, daß der Frequenz nach unten hin natürliche Grenzen gesetzt sind, um noch im Mittel die gleiche Leistungsdichte, also hier 250 MW/m^3 , zu erzeugen. Für das Hinuntergehen zu immer kleineren Pulsfrequenzen muß auch die vom Strahl zu produzierende momentane Leistungsdichte entsprechend immer höher werden, um noch immer die gleiche mittlere Leistungsdichte zu ergeben. Dies wird begrenzt durch die Protonenstrahlenergie und die Anreicherung im Target.

Es wird nun der Bereich, in dem die Frequenz für das Booster-Target angesetzt wird, betrachtet und die Erreichbarkeit der mittleren gewünschten Leistungsdichte unterstellt.

Aus dem Bild läßt sich entnehmen, daß für größer werdende Frequenzen sich die Resultate rasch annähern und für 10 Hz ca. 14 Grad bzw. 4 Grad betragen.

Für die Temperaturverhältnisse im Material ergibt sich somit bei dieser Frequenz fast schon Unabhängigkeit von der Zeitstruktur der Leistungsdeposition.

Bei einem höheren Wert von z.B. 50 Hz, wie er für die Leistungsdeposition bzw. für den Protonenstrahl bei der derzeitigen ISIS in England vorliegt, kann bei Temperaturberechnungen somit erst recht von einer zeitlich konstanten Leistungsdichte ausgegangen werden.

Beim Booster-Target sind jedoch lediglich 10 Hz vorgesehen. Die Temperaturen im Targetelement werden aus obigem, wenn auch nur wenige Grad, schwanken. Dabei ist der tatsächliche Temperaturhub wegen des schockartigen Energieeintrages eher bei dem höheren Wert von etwa 14 Grad anzusiedeln.

Hieraus resultiert - also nicht nur bei An- und Abschaltvorgängen - schon im Dauerbetrieb eine dynamische Thermospannungsbelastung des Targetelementes.

Ihr Einfluß auf die Standzeit wird in Kapitel 9 untersucht.

8.2 TEMPERATUREN BEI UMHÜLLTER PLATTE MIT SPALT

Die obigen Berechnungen gehen von einer homogenen Platte mit oszillierender Quelle aus. Der günstigste Fall tritt danach bei höheren Frequenzen auf. Die Temperaturen sind dann zeitlich quasi konstant, wovon im folgenden ausgegangen werden soll.

In den erläuterten Targetkonzepten wurden Uran-Elemente mit in direktem Kontakt stehendem Zircaloy-Cladding vorausgesetzt. Vor allem an den Grenzflächen sind, wie in Kapitel 9. erläutert wird, Thermospannungsspitzen zu erwarten. Dies könnte durch einen fluidgefüllten Spalt, also mechanische Entkopplung, verhindert werden. Hierbei werden aufgrund der mehr oder weniger vorhandenen Isolationswirkung durch das Fluid höhere Temperaturen im Elementinneren auftreten.

Folgende Tabelle gibt Aufschluß über die im Spalt für Natrium- bzw. Heliumfüllung sich ergebenden Temperaturdifferenzen und der im Innern einer Platte zu erwartenden Maximaltemperaturen bei verschiedenen Spaltbreiten. Die Gesamtplattendicke beträgt 7,7 mm. Als Randtemperatur wurde mit 150 Grad Celsius angenommen, was den Verhältnissen im Einlaufbereich eines Na-gekühlten Targets entspricht.

Natrium im Spalt

Spaltdicke (mm)	0,25	0,1
$\Delta \vartheta_{\text{SPALT}}$ (°C)	2,8	1,1
ϑ_{MAX} (°C)	231,6	229,9

Helium im Spalt

Spaltdicke (mm)	0,1	0,05	0,025
$\Delta \vartheta_{\text{SPALT}} (^{\circ}\text{C})$	600,0	300,0	150,0
$\vartheta_{\text{MAX}} (^{\circ}\text{C})$	828,8	528,8	378,8

Dabei gilt:

$$\begin{aligned}
 \lambda_{\text{NA}} &= 80 \quad \text{W/m/K} \\
 \lambda_{\text{HE}} &= 0,15 \quad \text{W/m/K} \\
 \lambda_{\text{U}} &= 27 \quad \text{W/m/K} \quad (7,2 \text{ mm}) \\
 \lambda_{\text{ZIRCALOY}} &= 12 \quad \text{W/m/K} \quad (0,25 \text{ mm})
 \end{aligned}$$

Es wird deutlich, daß sich die Temperaturverhältnisse erheblich verschlechtern, wenn das in der Reaktortechnik als Spaltfüllung üblicherweise verwendete Helium /GME/ eingesetzt wird. Bei der Berechnung wurde der Wärmetransport durch Strahlung vernachlässigt, womit die Temperaturen bei Helium - bei diesen Temperaturniveaus allerdings nicht gravierend - zu hoch abgeschätzt sind.

In jedem Fall sind wesentlich höhere Maximaltemperaturen im Targetelement als ohne Spalt bzw. mit Natrium zu erwarten.

Die Maximaltemperaturen erreichen selbst bei kleinen Spaltbreiten (z. B. 0,05 bzw. 0,025 mm) mehrere 100 Grad Celsius, wobei die niedrigen Randtemperaturen des Külmitteleinlaufbereiches vorausgesetzt wurden. Bei den höheren Werten am Auslauf in den verschiedenen Na-gekühlten Targets vergrößern sich die Temperaturmaxima entsprechend, so daß sehr leicht der Strukturumwandlungspunkt des Urans erreicht bzw. überschritten werden kann. Lediglich bei den wassergekühlten Targets liegen mit Kühlmitteltemperaturen unter 100 Grad Celsius günstigere Verhältnisse vor. Darüberhinaus ist zu beachten, daß zu Erzielung vertretbarer Temperaturen die sehr geringen Spaltbreiten bei der Fertigung eingehalten werden müssen und diese auch während des Betriebes sich nicht wesentlich vergrößern dürfen.

Da sich durch die Bestrahlung die Wärmeleitfähigkeit des Urans verschlechtert und sich ebenso wie durch thermische Zylierung

Dimensionsänderungen des Urans (Kap. 10.2) ergeben, erscheint ein He-gefüllter Spalt nicht sinnvoll. Zwar zeigt Natrium keine wesentliche Isolationswirkung, jedoch müßten hier die eventuell begrenzenden Korrosionseffekte näher untersucht werden.

Neben der offenbar problematischen Fluidfüllung könnte zum Spannungsabbau auch ein weiteres Metall zwischen Cladding und Uran dienen. Wie Versuche diesbezüglich zeigten /KRA1/, ergeben sich jedoch Probleme an den Grenzflächen durch Bildung von instabilen, interkristallinen Phasen.

Insgesamt erscheint somit direkt aufgebrachtes Cladding die günstigsten Verhältnisse zu liefern.

9.0 THERMOSPANNUNGEN IM STATIONÄREN FALL

Wichtig für die Beurteilung des Targets sind die auftretenden Spannungen. In den Targetelementen sind aufgrund der Verwendung verschiedener Materialien im Verbund und durch die Temperaturverhältnisse Thermospannungen zu erwarten.

Für geringe Spannungen sind ein möglichst niedriges Temperaturniveau und kleine Gradienten sowie freie Dehnungsmöglichkeit der Teile mit verschiedenen Materialeigenschaften wichtig.

Für die Abschätzung der Spannungen wurden mit dem an der KFA verfügbaren Finite-Elemente-Programm ASKA (s. Anhang) umfangreiche Rechnungen durchgeführt, Für die Temperaturfeldrechnung und die Netzgeneration wurden eigene Programme erstellt.

Die Untersuchungen bezogen sich auf die temperaturmäßig stark belasteten Target-Elemente. Bei den Targets mit mäanderförmiger Strömungsführung (z. B. Target 1) sind dies die Platten im Auslauf mit ihrem hohen Temperaturniveau aber auch Platten mit an beiden Seiten entgegengesetzter Fluidströmung und damit asymmetrischer Temperaturbelastung.

Das Targetelement wurde so genau als möglich abgebildet, wobei besonderer Wert auf das Cladding gelegt wurde. Wegen seiner geringen Dicke von 0,25 mm im Vergleich zum Längsmaß des Targetelements (177-350mm) ergaben sich bei einer dreidimensionalen Modellierung der Platte Diskretisierungsprobleme und numerische Unsicherheiten. Zum Vergleich wurden deshalb numerisch verlässliche zweidimensionale Rechnungen durchgeführt, deren Resultate trotz ihrer vereinfachenden Abbildung gute Übereinstimmung mit der dreidimensionalen Rechnung zeigten (s. Anhang).

In Abbildung 45 sind die Vergleichsspannungen für den mittleren, thermisch besonders belasteten Ein- und Auslaufbereich eines Plattenelementes aus dem Natrium-gekühlten Target 1 dargestellt. Es entspricht einem Element mit an beiden Seiten entgegengesetzter

Kühlmittelführung und einer Kühlmittleinlauftemperatur von 150°C. Das Fluid umströmt das Element und tritt mit ca. 250°C aus. Diese Verhältnisse ergeben sich in Target 1 für je ein Element pro Plattenblock (am Einlauf der Kühlmittelversorgung).

Die höchsten Spannungen treten im Cladding bzw. an der Grenze zwischen Cladding und Uran auf (Abbildung 46). Sie überschreiten die Streckgrenze von Uran ($\sigma_{0,2}=240-186 \text{ N/mm}^2$ (100-250 °C) /REA/) und die vom Zircaloy2 ($\sigma_{0,2}=300-500 \text{ N/mm}^2$ (20 °C) bzw. 220 N/mm² (200°C) /KUM/), so daß Fließen zu erwarten ist.

Geht man zur Wasserkühlung über und wählt eine Eintrittstemperatur von 50 °C, ergibt sich eine Fluidaustrittstemperatur von ca. 80 °C. Die Spannungsverhältnisse sind in Abbildung 47 dargestellt. Es wird deutlich, daß die Vergleichsspannungen geringer sind und unter die Streckgrenze vom Zircaloy fallen. Die Spannungen für einen Schnitt entlang der x-Achse nahe dem Ein- bzw. Auslauf sind in Abbildung 48 dargestellt. An den Grenzen zwischen Uran und Cladding, wo die Temperaturen im Bereich von 100 °C liegen, wird die bei diesen Temperaturen vorliegende Streckgrenze des Urans knapp erreicht. Die Temperaturen in den Elementen müssen somit auf relativ niedrigem Niveau gehalten werden, um die Streckgrenze nicht zu überschreiten.

Die Temperaturen der wassergekühlten Platte entsprechen auch etwa denen in den wassergekühlten Targets 5 und 7. Jedoch fließt dort das Kühlmittel entlang aller Elementwände in die gleiche Richtung, so daß im Platteninneren weniger belastende, symmetrische Temperaturverläufe vorliegen. Darüberhinaus führt die Aufheizrate des Fluids auf Austrittstemperaturen unter 100 °C, so daß sich auch in diesen Platten ähnlich niedrige Spannungsverhältnisse ergeben.

Bei der Verwendung von UMol0 als Brennstoff ergeben sich günstigere Verhältnisse, wie Abbildung 49 und Abbildung 50 zeigen. Zwar hat UMol0 eine schlechtere Leitfähigkeit als α -Uran (hier $\lambda=16 \text{ W/m/K}$ angenommen /NUK/), womit sich die Zentraltemperaturen erhöhen (s. Kap. 11), jedoch ist der Elastizitätsmodul

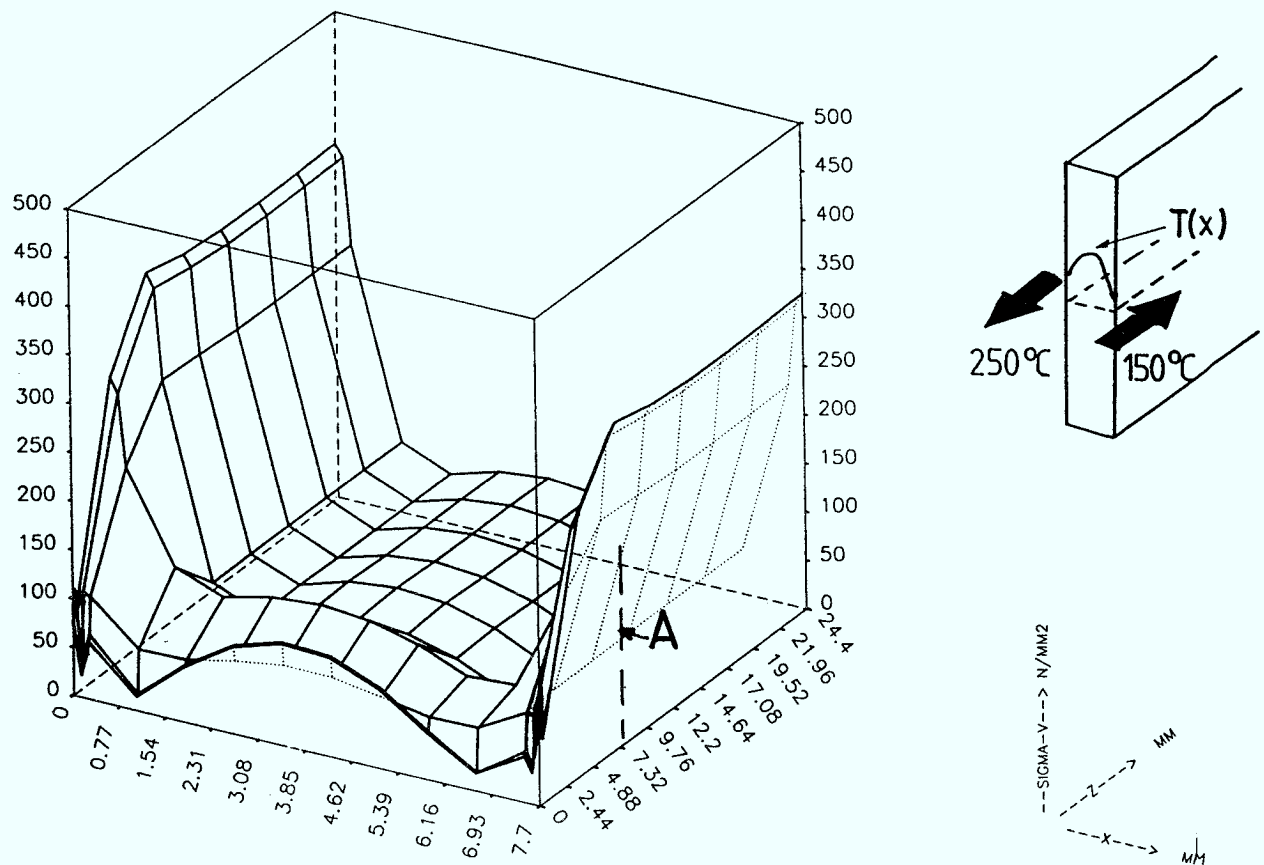


Abbildung 45. : Vergleichsspannungen in Plattenelement
(Target 1, U_α , Na-Kühlung)

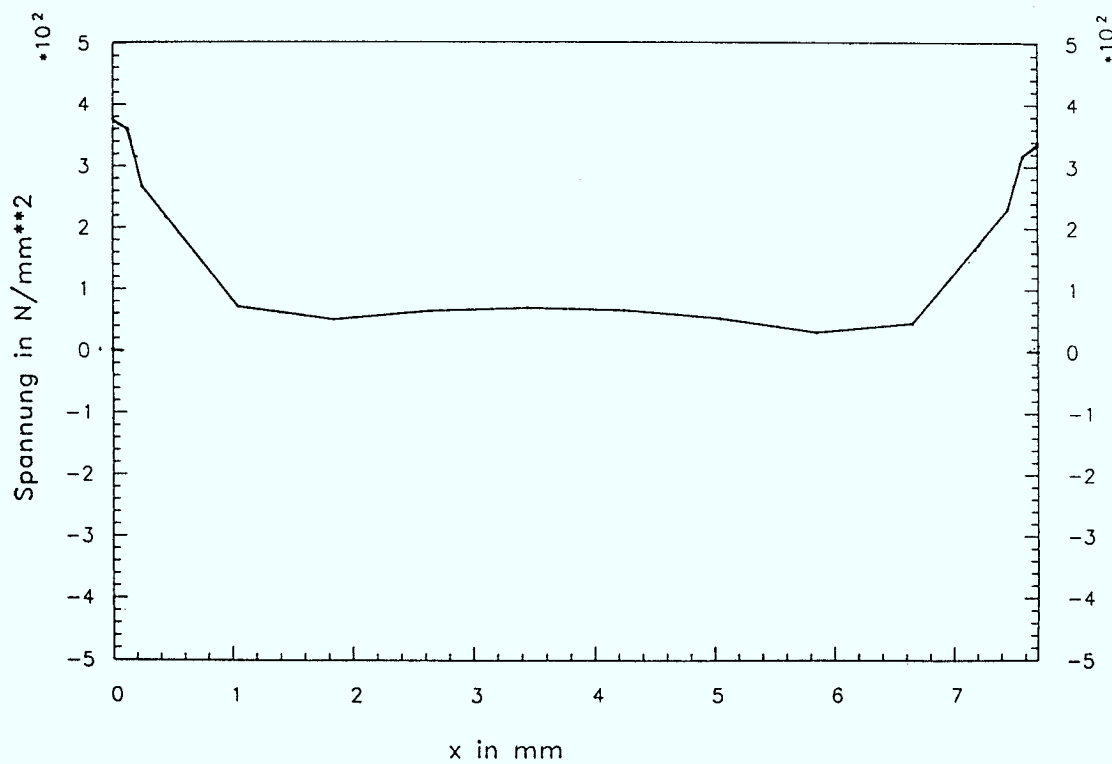


Abbildung 46. : Vergleichsspannungen (bei A) entlang der x-
Achse im Plattenelement (Target 1,
 U_α , Na-Kühlung)

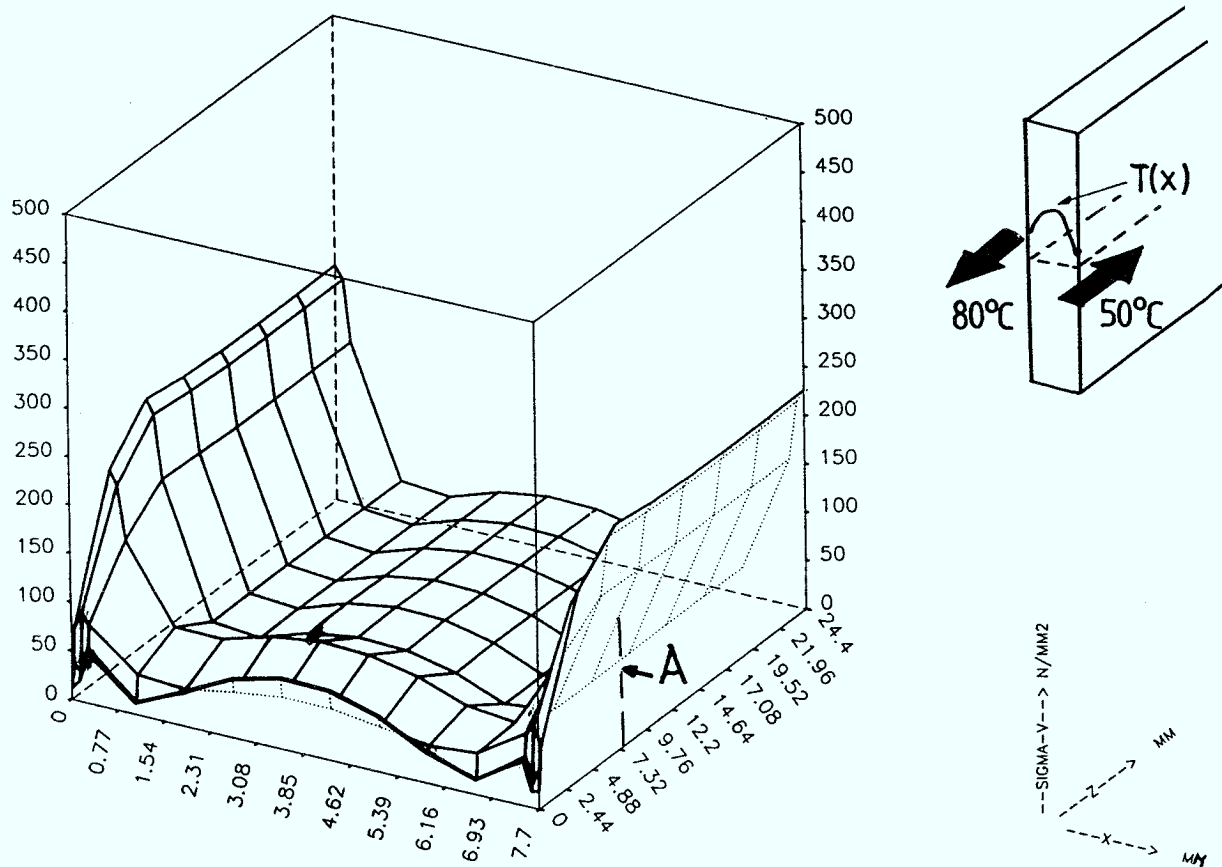


Abbildung 47. : Vergleichsspannungen in Plattenelement
(Target 1, U_α , D_2O -Kühlung)

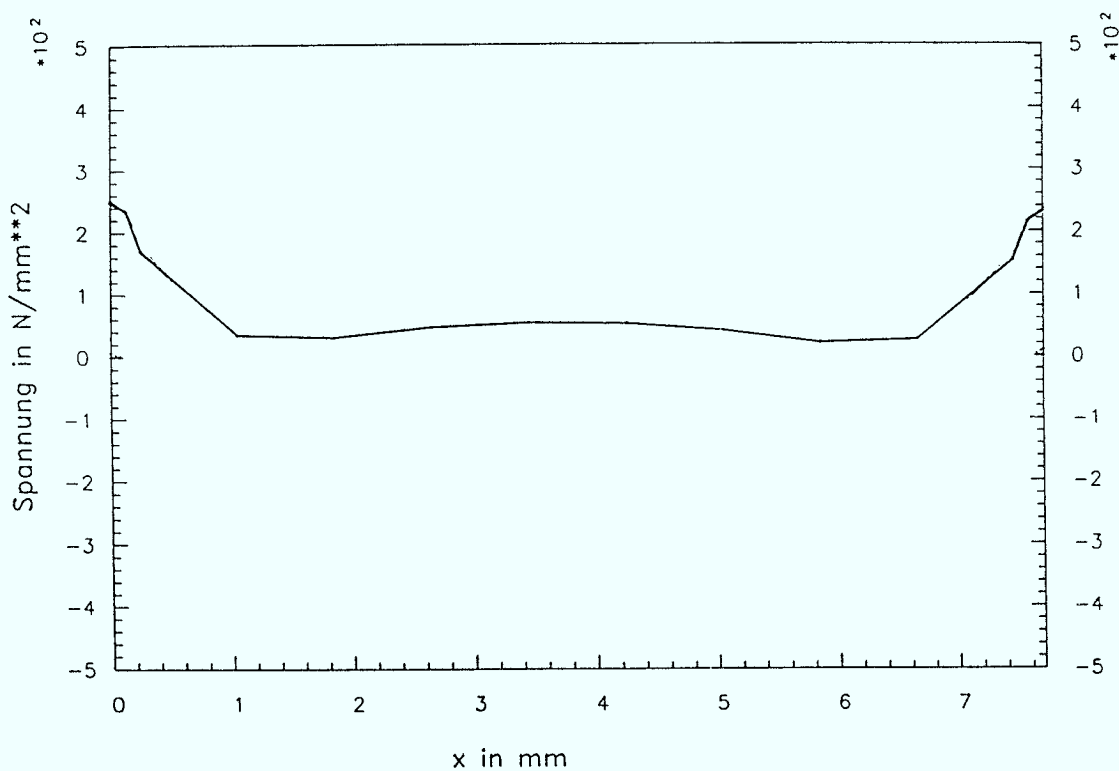


Abbildung 48. : Vergleichsspannungen (bei A) entlang der x-Achse im Plattenelement (Target 1, (Target 1, U_α , D_2O -Kühlung)

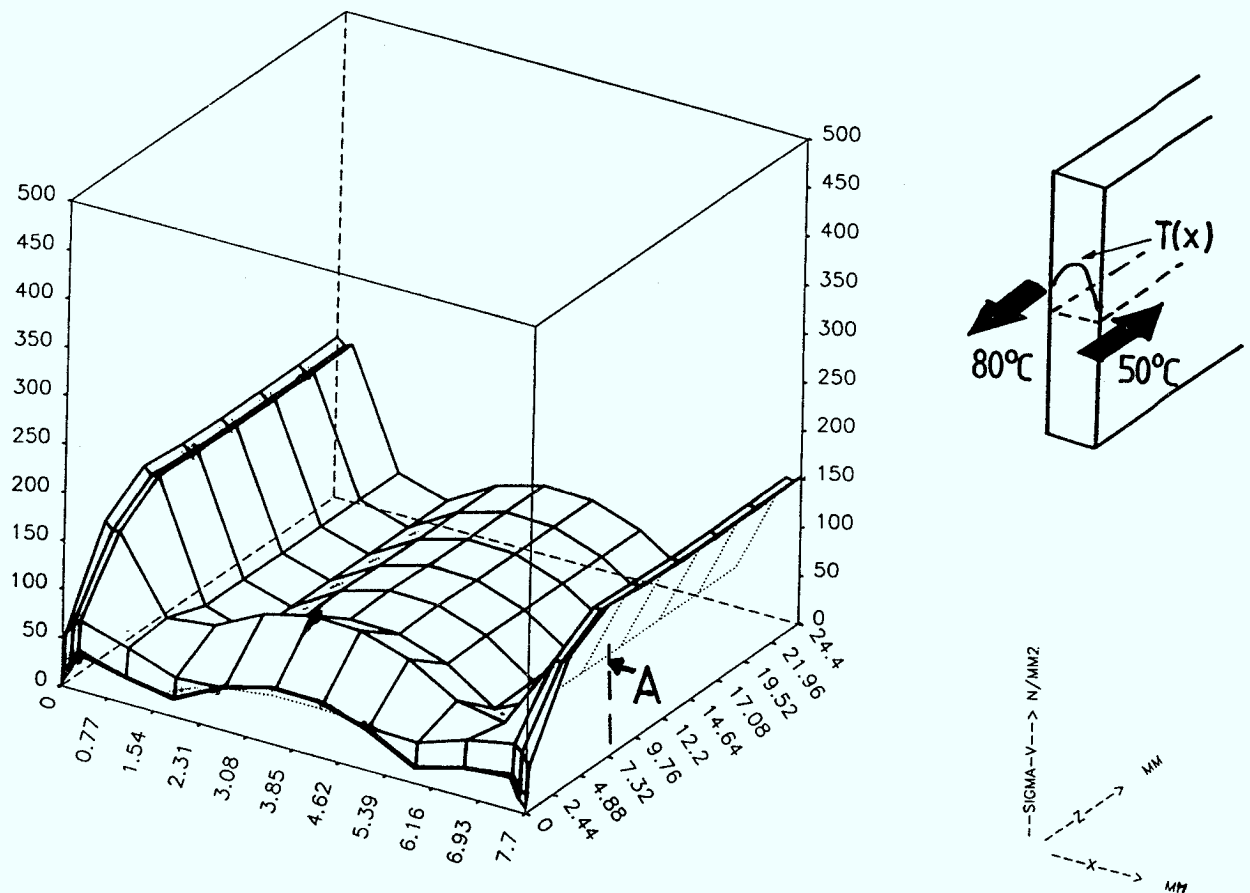


Abbildung 49. : Vergleichsspannungen in Plattenelement
(Target 1,UMo10,D₂O-Kühlung)

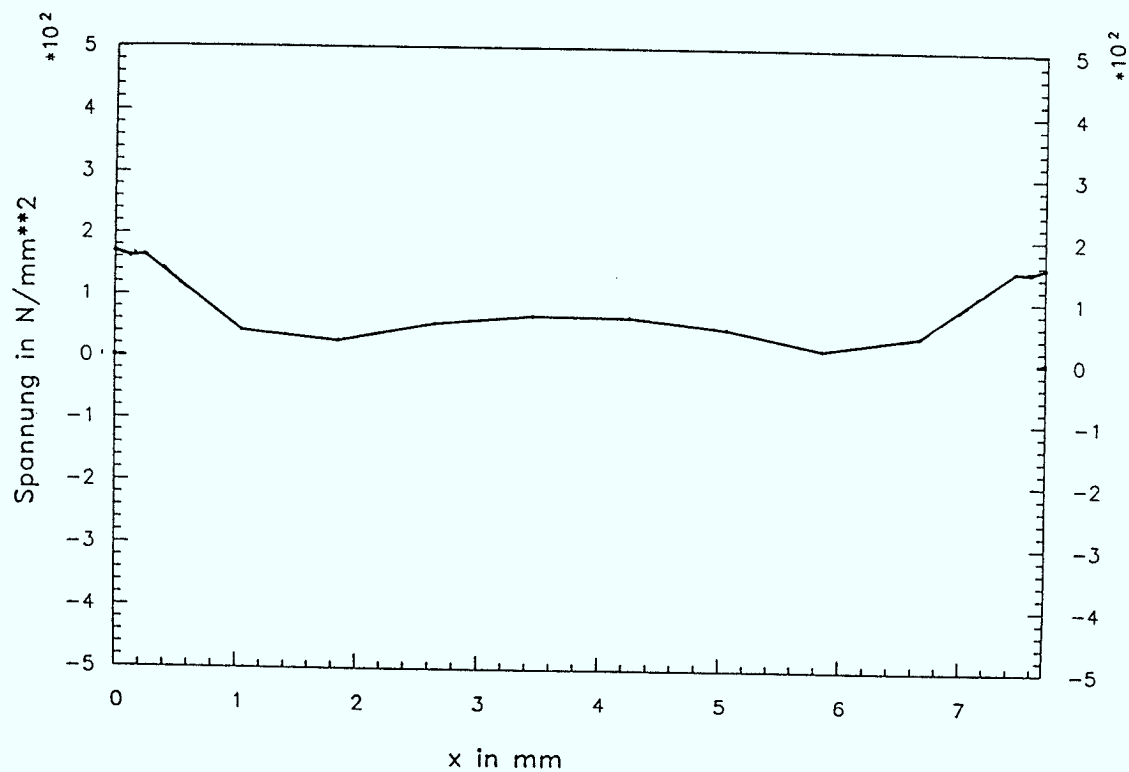


Abbildung 50. : Vergleichsspannungen entlang der x-Achse im
Plattenelement (Target 1,UMo10,D₂O-Kühlung)

ca. 50 Prozent geringer bei quasi gleichem Wärmeausdehnungskoeffizienten und gleicher Querkontraktionszahl, so daß insgesamt niedrigere Spannungen resultieren. Darüberhinaus ist die Streckgrenze von UM010 höher als die von α -Uran (s. Kap. 9.1).

9.1 SCHOCKBELASTUNG DES TARGETELEMENTES

Die gepulste Leistungsdeposition durch den Protonenstrahl im Mikrosekundenbereich bewirkt am bestrahlten Material in ähnlich kurzer Zeit eine Temperaturerhöhung. Dies kann dazu führen, daß das dem aufgeheizten Bereich benachbarte Material nicht in ausreichendem Maße beschleunigt wird. D. h. es kann der thermischen Dehnung nicht folgen und behindert die Ausdehnung.

Es treten somit Spannungen auf, die als Schockwellen die Targetelemente durchlaufen.

Unter Vernachlässigung von Einflüssen des Strahlprofils läßt sich unter der Annahme linear-elastischen Verhaltens eine einfache Abschätzung der oberen Grenze der auftretenden Spannungen angeben /SIE/. Die Angaben gelten für eindimensionale Rechnung.

Kriterien sind dabei die Dauer des Wärmepulses t_p und die Schallgeschwindigkeit c im aufgeheizten Medium.

Ist die Zeit des Wärmepulses kleiner als die Dauer, die eine Schallwelle für die Durchquerung eines im Mittelteil aufgeheizten, dünnen Stabes der Länge $2L$ benötigt d.h. wenn gilt

$$c * t_p < 2L$$

so läßt sich die aus der Temperaturerhöhung ΔT_0 resultierende Spannung abschätzen durch

$$\sigma_0 = E * \alpha * \Delta T_0$$

Es ist dabei E der Elastizitätsmodul und α der Ausdehnungskoeffizient des Targetmaterials. Falls $c * t_p > 2L$, so kann die maximale Spannung mit folgender Gleichung erfaßt werden

$$\sigma_{\max} = \sigma_0 * 2L / (c * t_p)$$

In Tabelle 4 sind für Uran und für die Legierung UMo10 Materialdaten, Temperaturhübe und die resultierenden Maximalspannungen angegeben. Die Stoffdaten wurden aus /KRA,NUK,KUM/ entnommen und zeigen eine gewisse Schwankungsbreite, die sich dann auch in verschiedenen Spannungswerten niederschlägt.

	α (10^{-6} K^{-1})	E (10^3 N/mm^2)	$c \cdot t_p$ (m)	ΔT °C	σ_0 (N/mm^2)
U	13	159 - 180	0,31	13,6	28,1 - 31,8
UMo10	12,31 - 13,4	87,8 - 88,3	0,22	11	12 - 12,4

Tab. 4 Daten zur Beurteilung der durch die gepulste Quelle im Targetelement hervorgerufenen Temperaturhübe und Spannungen

Als t_p wurden 100 μs angenommen und $2L=350 \text{ mm}$ (= maximale Targetelementlänge). Diese Länge ist für beide Materialien größer als $c \cdot t_p$, so daß damit eine konservative Spannungsrechnung durchgeführt wurde.

Die Legierung UMo10 wurde hier zum Vergleich gewählt, da dieses Material bei Versuchen mit thermischer Zyklisierung günstigeres Verhalten als unlegiertes Uran zeigte (Kap. 9). So ergibt sich denn auch bei gleichem Energieeintrag bei UMo10 eine wesentlich geringere Spannungsbelastung als bei unlegiertem Uran. Die Spannungen bei UMo10 betragen je nach Vergleichsbasis lediglich 38 -44 Prozent der Werte des α -Urans. Dies resultiert vor allem aus dem wesentlich geringeren E-Modul (bei ca. 11% geringerer Dichte) bei quasi gleichem Temperaturhub und Ausdehnungskoeffizienten des UMo10 im Vergleich zum α -Uran.

	Streckgrenze (N/mm ²)	Bruchgrenze (N/mm ²)
U	240 - 186 (100-250 °C)	586 - 413 (100-250 °C)
UMo10	560 - 700 (100 °C)	560 - 700 (100 °C)

Tab. 5 Streckgrenzen und Bruchgrenzen von α -Uran und UMo10 /REA,SNQR/

In obiger Tabelle sind zum Vergleich die Streckgrenzen und die Bruchgrenzen von α -Uran und UMo10 angegeben. Da es sich jedoch um eine Wechselbelastung handelt, tritt Materialversagen bei wesentlich niedrigeren Spannungswerten auf allerdings in Abhängigkeit von der Zyklenzahl und dem Spannungsniveau.

Wegen der Frequenz von 10 Hz ist für eine ausreichende Standzeit mit Zyklenzahlen von einigen Millionen zu rechnen (s. Kap. Targetstandzeit). Somit sind die Spannungswerte mit Dauerfestigkeitswerten für Wechselbelastung zu vergleichen. Für die hier anzusetzenden Zyklenzahlen sind jedoch zur Zeit keine Daten verfügbar, so daß an dieser Stelle nur eine Abschätzung gegeben wird.

Wie im vorigen Kapitel erläutert, führen das Temperaturniveau bzw. die Temperaturgradienten zu Belastungen die im Uranmittelteil bis etwa 60 N/mm² bzw. bei UMo10 80 N/mm² erreichen. Die Spannungsanteile aus der zeitlich unveränderlichen Temperaturbelastung und dem Einfluß der Temperaturschwankungen überlagern sich. Addiert man vereinfachend die gemäß der Spannungsrechnung nach /SIE/ erhaltenen Spannungswerte σ_0 auf die statischen Thermospannungen, so erhält man Werte, die unterhalb der Streckgrenze liegen.

Die Dauerfestigkeit hängt vor allem von Spannungsniveau und Spannungsschwankung ab.

Vergleicht man die durch die pulsierende Schockbelastung bedingten Spannungen σ_0 z. B. mit der Streckgrenze, so zeigt sich, daß sie

nur maximal 17 Prozent betragen. Allgemein liegt die Dauerfestigkeitsgrenze bei oszillierender Belastung prozentual durchaus in dieser Größenordnung, so daß bei diesem Spannungsniveau auch hier mit der Dauerfestigkeit des Urans zu rechnen ist.

Kritischer werden die Spannungsverhältnisse an den Grenzflächen zu Zircaloy. Dort liegen die Vergleichsspannungen im α -Uran schon bei unveränderlichem Temperaturfeld bei 240 N/mm^2 und dies auch nur bei Wasserkühlung. Die Streckgrenze wird knapp überschritten. Bei der Verwendung von UMol0, bei der Spannungsspitzen von 170 N/mm^2 auftreten, bleibt man erheblich unterhalb der Streckgrenze.

10.0 BETRACHTUNG DER TARGET-STANDZEIT

Im folgenden werden Angaben zur Standzeit bei verschiedenen Targetkonzepten gemacht. Dabei liegt nach der Analyse der Strahlungseinwirkung der Schwerpunkt der Betrachtung auf dem die Standzeit begrenzenden Einfluß durch die thermische Zyklierung, der das Target ausgesetzt ist.

Die thermische Belastung des Targets besteht zum einen im stationären Betrieb durch das Temperaturniveau und Temperaturgradienten, zum anderen durch das Schwanken der Temperaturen, hervorgerufen durch die gepulste Leistungsproduktion. Letztere Temperaturänderungen sind klein im Vergleich zu Temperaturschwankungen, die bei An- und Abschaltvorgängen auftreten. Die Zahl der Temperaturwechsel durch An- bzw. Ausschalten des Protonenstrahls ist dabei jedoch wesentlich geringer im Vergleich zu der Zahl der Temperaturschwankungen im Dauerbetrieb. Es ist also die Bedeutung der Belastung des Materials bei Dauerbetrieb und bei Anfahr- bzw. Abschaltvorgängen zu erfassen.

10.1 VOLUMENÄNDERUNG AUFGRUND DER ANSAMMLUNG VON SPALT- UND SPALLATIONSPRODUKTEN UND STRAHLENSCHÄDEN

Spallations und Spaltungsreaktionen verursachen feste und gasförmige Produkte, welche sich im Targetmaterial ansammeln und Dimensionsänderungen verursachen. Durch die Spallation werden nicht vernachlässigbare Wasserstoff- und Heliummengen produziert. Feste und gasförmige (vor allem Xenon und Krypton /CAR/) Spaltprodukte sollten betrachtet werden, da pro Spaltung durchschnittlich zwei Atome entstehen.

Neben den Dimensionsänderungen durch Spalt- und Spallationsprodukte ergeben sich darüberhinaus Veränderungen des Materials durch die hochenergetischen Protonen und Rückstoßatome.

Im folgenden werden Rechnungen zu den Konzentrationen von Spallationsprodukten und Defekten durchgeführt und bezogen auf die durch Neutronenstrahlung induzierten Konzentrationen, für die die Dimensionsänderungen bekannt sind.

Die Heliumproduktionsrate $R(\text{He})$ im Uran kann wie folgt abgeschätzt werden.

$$R(\text{He}) = \frac{p f \sigma_{\text{He}} t N}{\pi r^2}$$

mit $R(\text{He}) = \text{Gasatome} / (\text{Volumen} \cdot \text{Zeit})$

p = Protonen/Puls = $2,5 \cdot 10^{13}$

f = Pulse/s = 10 s^{-1} .

σ_{He} = Wirkungsquerschnitt für Helium-Produktion

N = Uran-Atome/ Volumen = $4,8 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$

t = $8,64 \times 10^4 \text{ s/d}$ ($\hat{=}$ 1 Tag)

r = Protonen-Strahl-Halbmesser (parabolisch) = 3,5 cm

Abbildung 51 zeigt die Wirkungsquerschnitte für Wasserstoff- und Helium- Produktion in einigen Materialien bei 800 MeV Protonenstrahlung /CAR/. Für die Wirkungsquerschnitte von Uran wurden extrapolierte Werte verwendet. Mit den entsprechenden Wirkungsquerschnitten ergeben sich für Helium und Wasserstoff

$$R(\text{He}) = 1,56 \cdot 10^{16} \text{ Atome}/(\text{cm}^3 \text{ d})$$

$$R(\text{H}) = 1,56 \cdot 10^{17} \text{ Atome}/(\text{cm}^3 \text{ d})$$

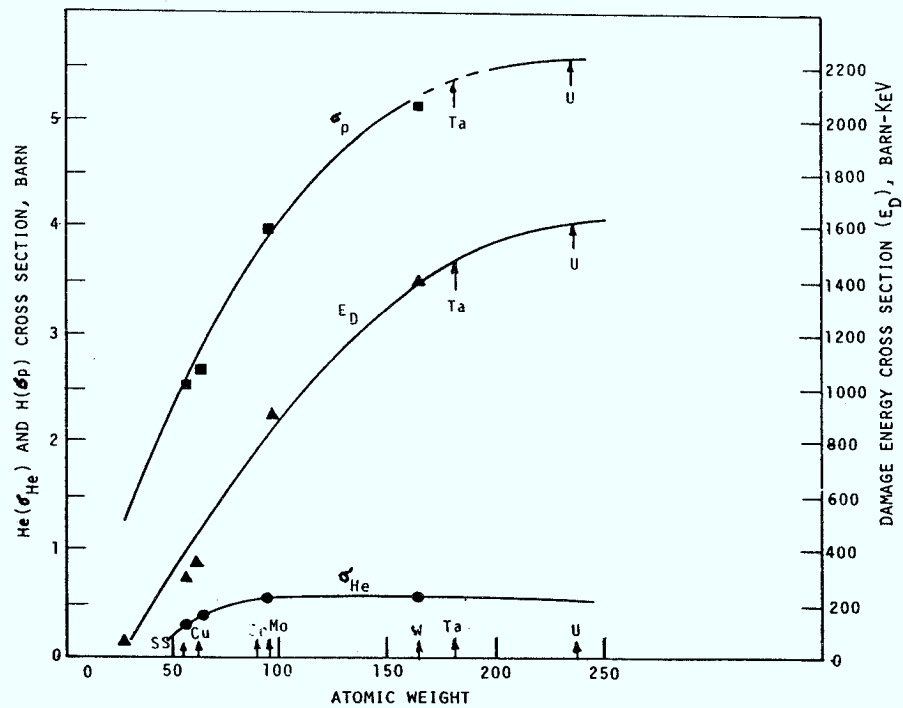


Abbildung 51. : H- und Helium-Produktions-
Wirkungsquerschnitte für 800-Mev Protonen als
Funktion der Atom-Masse

Die Krypton- und Xenonspaltgasproduktion wird abgeschätzt durch

$$R(\text{Kr}+\text{Xe}) = \frac{\rho f \sigma_f N t n}{\pi r^2}$$

mit σ_f = Uranspaltwirkungsquerschnitt für 500 MeV-Protonen = 1,1 barn und
 $n = 0,246$ Krypton- und Xenon-Atome/Spaltung

Dies ergibt

$$R(\text{Kr}+\text{Xe}) = 7,29 \cdot 10^{15} / (\text{cm}^3 \text{ d})$$

Aufgrund der positiven thermischen Diffusion wandert der im Uran produzierte Wasserstoff vom heißen Inneren des Targetelementes zum kalten Äußeren. Der Diffusionskoeffizient ist dabei relativ hoch mit 10^{-5} - 10^{-6} cm²/s bei 200-400 Grad Celsius.

Die Displacement-Produktion pro Sekunde D (DPA/s) durch 500 MeV-Protonen kann durch

$$D = \frac{0,82 E_D P f 10^{-21}}{2 E_d \pi r^2}$$

berechnet werden mit

E_D = Schädigungsenergie-Querschnitt, barn-keV

und

E_d = Displacement-Energie, (40 eV) (Abbildung 51)

Für Uran führt dies auf eine Displacement-Produktion pro Tag (d)

$$D = 0,00943 \text{ DPA/d}$$

durch Spallation.

Pro Spaltung werden nach Literaturangaben etwa $5.4 \cdot 10^4$ Atome herausgeschlagen /CAR/. Aus obiger Gleichung ($R(\text{Kr}+\text{Xe})$) mit $n = 5.4 \cdot 10^4$ ergibt sich nach Division durch N die Displacementrate

$$D = 0,0333 \text{ DPA/d durch Spaltung}$$

Es wird damit deutlich, daß durch die Spaltung die maßgeblichen Schädigungen auftreten.

In Abbildung 52 sind die Dimensionsänderungen für Uran mit verschiedenen Elementzusätzen im ppm-Bereich bei Neutronenbe-

strahlung in Abhängigkeit von der Bestrahlungstemperatur dargestellt.

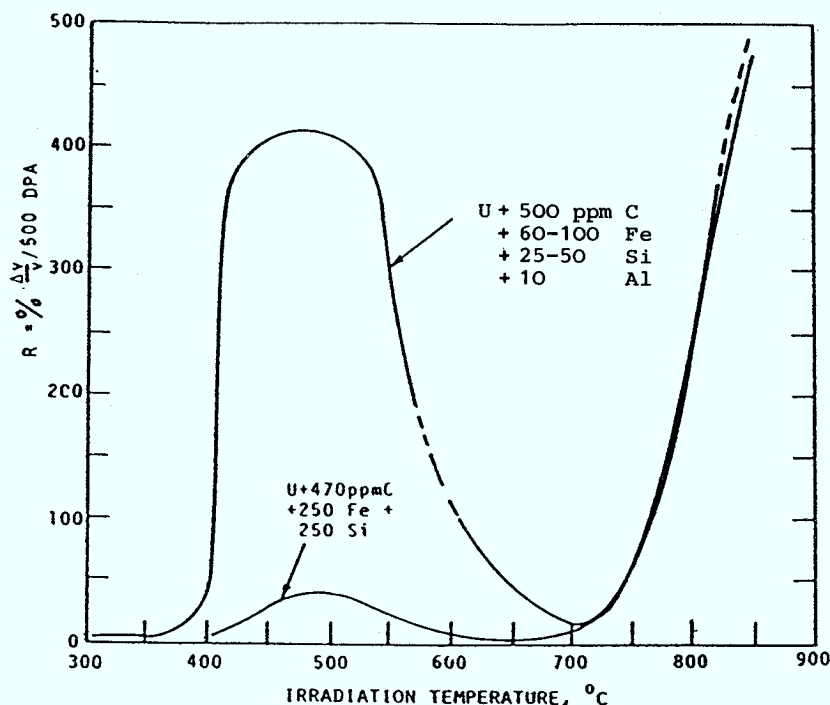


Abbildung 52. : Strahlungsbedingte Schwellung im Uran /CAR/

Unter 600 Grad Celsius wird die Dimensionsänderung vornehmlich durch Agglomeration von Leerstellen und interstitiellen Defekten geprägt. Über 600 Grad trägt die durch Spaltgase induzierte Porosität zur Schwellung bei.

Bleibt man unter 400 Grad Celsius, wie es bei den hier vorgestellten Targets der Fall ist, so ergeben sich für beide Materialien vergleichsweise sehr geringe Volumenänderungen pro Displacement.

Der aus dem Bild abgelesene Wert von $5\%/(500 \text{ DPA}) = 10^{-2}\%/DPA$ für Temperaturen unter 350 Grad Celsius führt mit der aus Spaltung und Spallation resultierenden Displacementrate von $0,0427 \text{ DPA/d}$ zu einem Schwellen von $4,27 \cdot 10^{-4}\%/d$. Bei einer Betriebszeit von einem halben Jahr ergibt sich ein Wert von ca. 0,08 Prozent. Zumindest bei Temperaturen unter 350 Grad Celsius erscheint somit das

strahlungsinduzierte Schwellen vernachlässigbar. Weitaus größeren Einfluß hat das thermische Zyklieren, wie im folgenden Kapitel erläutert.

10.2 MATERIALWACHSTUM DURCH THERMISCHES ZYKLIEREN

10.2.1 Thermische Zyklierung im Normalbetrieb

Die betrachteten Targetkonzepte weisen maximale Temperaturen auf, die unter dem Phasenumwandlungspunkt von Uran von 668°C liegen. Unlegiertes Uran ist also stets in der α -Phase.

Während thermischem Zyklieren ist nun bei polykristallinem, texturbefahtem α -Uran mit Dimensionsänderung allein durch irreversibles thermisches Wachstum zu rechnen. Dies liegt in der stark anisotropen Kristallstruktur von α -Uran begründet.

Wesentlich günstiger ist die Hochtemperaturphase des Urans, das kubische γ -Uran. Dieses läßt sich beispielsweise durch Molybdän auch für niedrigere Temperaturen stabilisieren. Jedoch mag es bei längerem Betrieb zu Umkristallisationserscheinungen kommen, wodurch sich die Eigenschaften wiederum verschlechtern.

Die Dimensionsänderungen durch thermisches Wachstum werden bestimmt durch Zyklierungsvariablen, Textur und Korngröße des Urans. Unter Zyklierungsvariablen werden dabei die mittlere Temperatur, der Temperaturhub, Aufheiz- und Abkühlraten sowie Temperaturhaltezeiten verstanden.

Durch thermisches Zyklieren werden ferner Textur, Mikrostruktur sowie Kriech- und Bestrahlungsverhalten verändert.

Einen Einblick in die Wachstumsraten des α -Urans bei verschiedenen (Mittel)-Temperaturen gibt dabei folgende Abbildung 53.

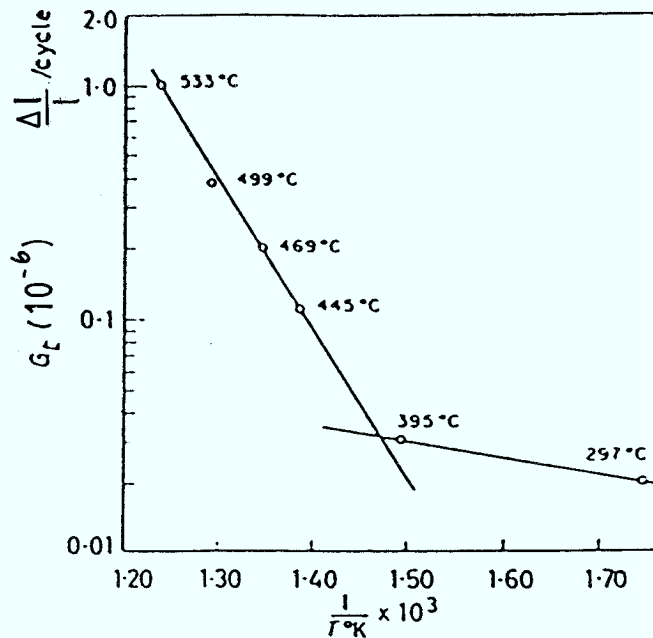


Abbildung 53. : Thermische Wachstumsrate bei 4 Grad Temperaturhub (300°C warmgewalztes, α -geglühtes Uran) /GIT/

Hierbei fehlen jedoch Angaben für niedrigere Temperaturen, wie sie für den Booster relevant wären.

Der rechte Kurventeil wäre somit zu kleineren Temperaturen zu extrapolieren.

Als Temperaturniveau ist für das natriumgekühlte Target bei 150 Grad Celsius Randtemperatur und einer um ca. 72 Grad höheren Zentraltemperatur von 222 Grad Celsius anzusehen; beim wassergekühlten Target bei 50 Grad Randtemperatur ca. 122 Grad.

Für das Natrium-Target erhält man nach Extrapolation etwa $G = \Delta l / l / \text{Zyklus} = 13 \cdot 10^{-9}$ bzw. für das wassergekühlte Target etwa $5 \cdot 10^{-9}$ Längenänderung pro Zyklus.

Dies sind Werte, die für einen Temperaturhub von nur 4 Grad gelten.

Den Einfluß des Temperaturhubes macht Abbildung 54 deutlich.

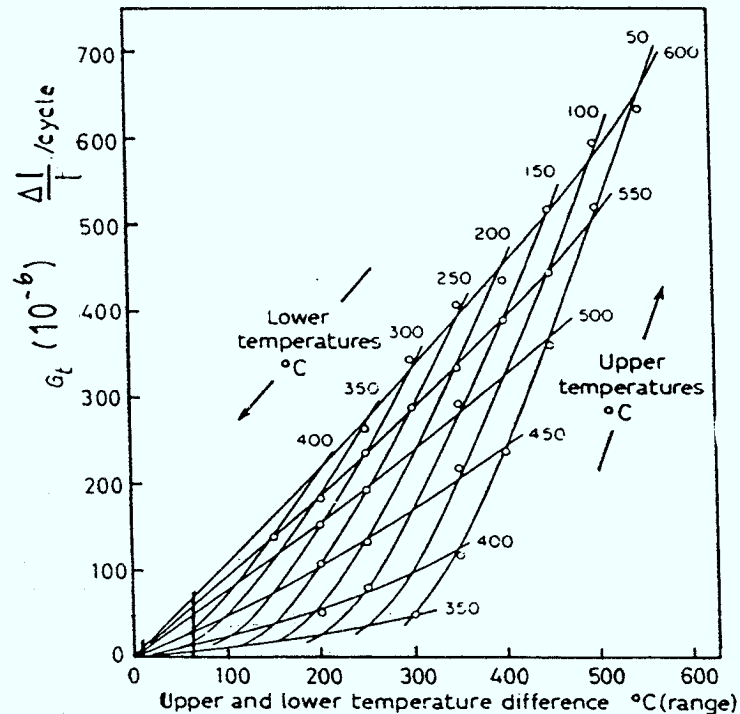


Abbildung 54. : Einfluß der Temperaturdifferenz bei verschiedenen Temperaturniveaus auf die Wachstumsrate (5 Sek. = Aufheizzeit = Abkühlzeit, Haltezeit: obere Temp.: 5 Min., untere: 2 Min.) /GIT/

Es zeigt sich der starke Anstieg des Wachstums bei Obertemperaturen von über 350 Grad Celsius.

Bei festem Temperaturhub steigt das Wachstum mit dem Temperaturniveau.

Dies ist besonders für die natriumgekühlten Targets von Bedeutung, da dort höhere Temperaturen bis knapp 400 Grad auftreten.

Den Einfluß der Aufheiz- bzw. Abkühlraten zeigt Abbildung 55.

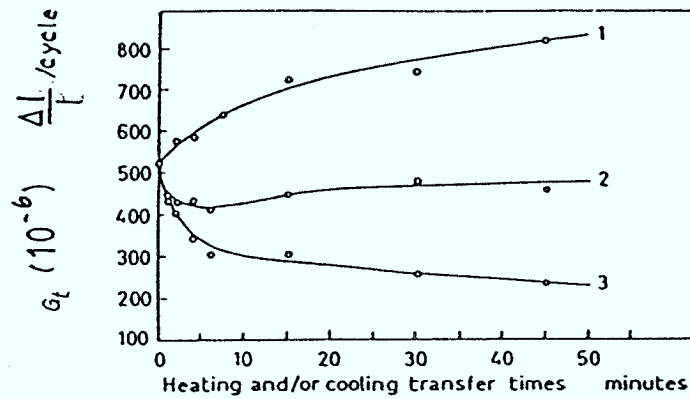


Abbildung 55. : 1=Aufheizzeit variiert, Kühlzeit 5 Sek.
2=Aufheizzeit = Kühlzeit 3=Aufheizzeit 5 Sek.,
Kühlzeit variiert, Obere Temp.=555°C, Untere
Temp.=55°C /GIT/

Die Haltezeiten bei Obertemperatur beeinflussen ebenso das Wachstum, wie folgendes Bild demonstriert.

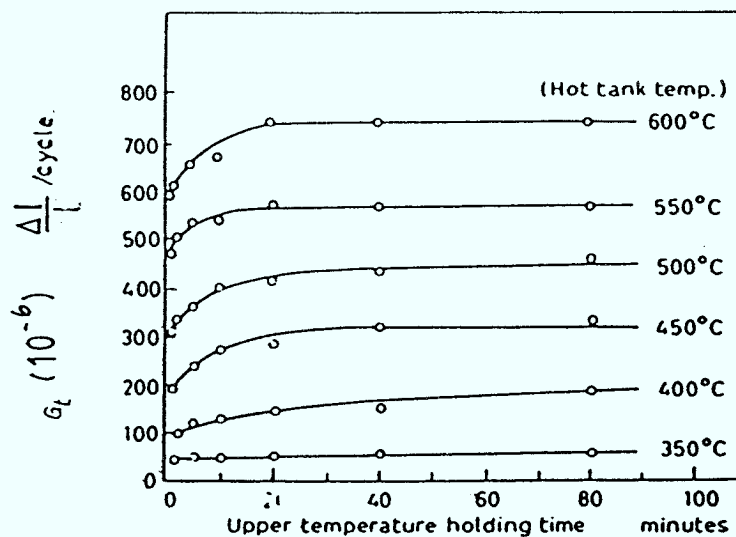


Abbildung 56. : (5 Sek. für Aufheiz- und Abkühlzeit, untere
Temp.=55°C 2 Min. Haltezeit) /GIT/

Da die Aufheiz- und Abkühlraten bei diesen Versuchen im Sekundenbereich lagen sowie die Haltezeiten für Ober- und Untertemperatur im Minutenbereich, sind diese Daten nicht ohne weiteres auf das Booster-Target mit seinem Pulsbetrieb von 10 Hz. übertragbar.

Darüberhinaus resultieren die Daten in den obigen Bildern aus Versuchen bis etwa 300 Zyklen. Wie neuere Versuche zeigen /SNQM/, liegt auch eine Abhängigkeit der Volumenänderungsrate von der Zyklenzahl vor, wobei die Schwellraten unterhalb etwa 50000 Zyklen verglichen mit denen bei höheren Zyklenzahlen z. T. wesentlich größer sind /KRA3/.

Bei diesen Experimenten wurden verschiedene Uran-Legierungen mit 15 Sekunden Aufheiz- und Abkühlzeit für verschiedene Temperaturniveaus und Temperaturhübe getestet.

Trägt man das durchschnittliche Wachstum pro Zyklus mit den Daten aus /SNQM,KRA2/ für verschiedene Basistemperaturen und konstantem Temperaturhub auf, ergibt sich folgendes Bild.

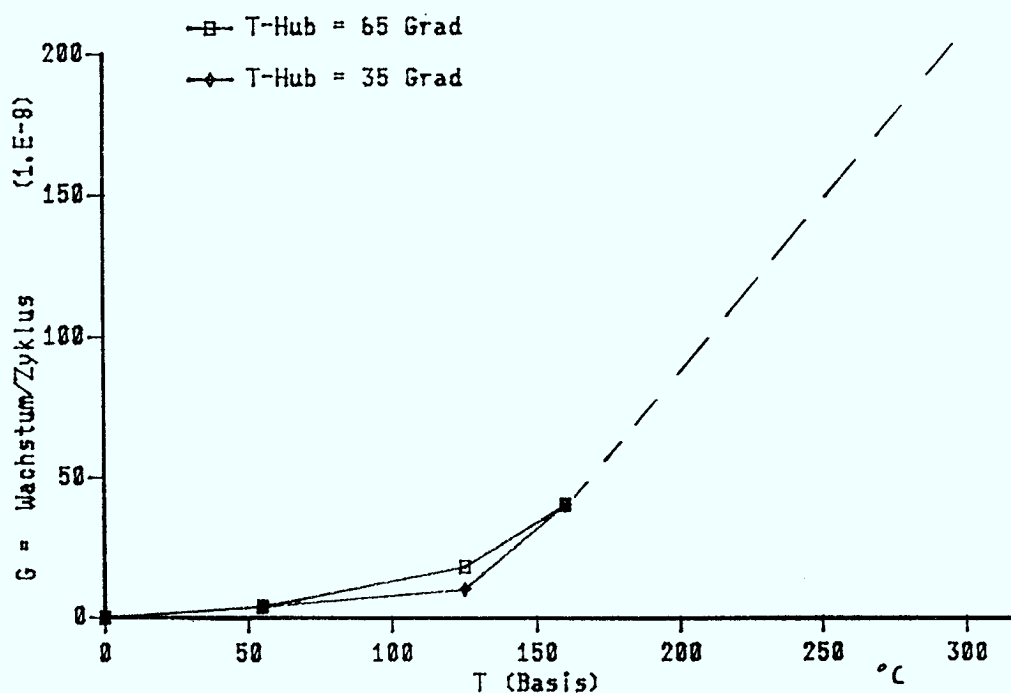


Abbildung 57. : Wachstum pro Zyklus bei verschiedenen Basistemperaturen

Diese Angaben resultieren aus Versuchen mit bis zu 300000 Zyklen.
Für beide Targets lassen sich zugehörige Werte ablesen; jedoch bei Natriumkühlung also bei hoher Basistemperatur nur nach Extrapolation.

Geht man für das wassergekühlte Target von einer Basis von 125 Grad Celsius aus, so ist (unter Berücksichtigung der maximalen Messwertabweichung) mit einem Wachstum von etwa $11 \cdot 10^{-9}$ pro Zyklus zu rechnen. Bei natriumgekühltem Target ist bei 221 °C Basistemperatur $105 \cdot 10^{-9}$ zu erwarten. Diese Werte gelten für einen Temperaturhub von 35 Grad.

Die tatsächliche Temperaturänderung im Dauerbetrieb liegt, wie im vorigen Kapitel gezeigt, zwischen 4 und 13 Grad.

Die Abhängigkeit des Wachstums vom Temperaturhub läßt sich mit den Daten aus /SNQM,KRA2/ wie folgt darstellen.

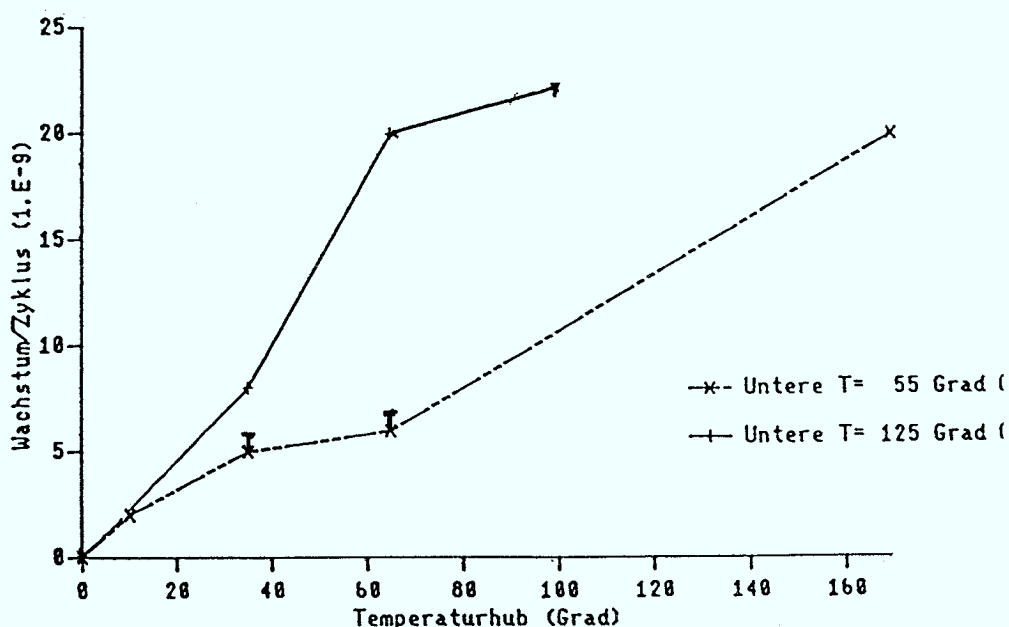


Abbildung 58. : Wachstum pro Zyklus in Abhängigkeit von verschiedenen Temperaturhuben

Die Werte für verschiedene Temperaturniveaus liegen bei kleinen Temperaturhüben sehr nahe beieinander. Unterstellt man in diesem Bereich keine oder nur geringe Abhängigkeit des Wachstums vom Temperaturniveau, wie dies auch Abbildung 58 zeigt, so ist für beide Targetkonzepte bei 4 bis 13,6 Grad Temperaturhub mit $1 - 3 \cdot 10^{-9}$ Wachstum pro Zyklus zu rechnen.

Es stellt sich nun die Frage, welche Dehnungen beim Targetelement zugelassen werden.

Unter Vernachlässigung der reinen thermischen Ausdehnung, die im Bereich von 1/100 mm liegt, wird davon ausgegangen, daß der zur Verfügung stehende Kühlspace durch das Materialwachstum verkleinert wird. Als Grenze mag zum Beispiel 35 Prozent des Spaltes anzunehmen sein.

Bei einem Spalt von 1,75 mm sind dies ca. 0,6 mm, bzw. ca. 8 Prozent der Elementstärke. Hieraus ergeben sich unter der Annahme, daß noch kein Bruch eingetreten ist (und die Kühlung nicht beeinträchtigt wird) und obiges Wachstum pro Zyklus vorausgesetzt, die Standzeiten. Sie sind in der folgenden Tabelle für die beiden betrachteten Temperaturhübe angegeben.

ΔT °C	$(\Delta l/l)/\text{Zyklus}$ (10^{-9})	Zyklen (10^6)	Standzeit (h)
4	1	81	2250
13,6	3	27	750

Tab. 6 Standzeiten (U_α) bei konstantem Pulsbetrieb

Es ist hieraus ersichtlich, daß selbst bei der sehr hohen als zugelässig angenommenen Dehnung nur eine geringe Standzeit resultiert. Nun ist bekannt, daß die tatsächliche Standzeit von Reaktoren mit α -Uran weit über den vorausgerechneten Werten liegt. Die Rech-

nungen basierten auf Daten mit im Vergleich zu den vorgesehenen Standzeiten weitaus geringeren Versuchszeiten.

Die älteren Versuchsdaten z. B. aus /GIT/ ließen auf bestimmte Wachstumsraten schließen, die als konstant auch für große Betriebszeiten angenommen wurden. Offensichtlich ist dies eine zu konservative Betrachtungsweise.

Neueste Experimente /KRA1,KRA2/ mit größeren Versuchszeiten bzw. Zyklenzahlen bis 700000, lassen denn auch darauf schließen, daß nach einer Wachstumsphase des Materials mit einem relativ konstantem Wachstum des Elementes sehr kleine oder sogar negative Schwellraten auftreten können.

Es ergab sich für verschiedene Uranlegierungen mit Zircaloy2-Cladding mit einer Temperaturbasis von 100 Grad Celsius und einem Temperaturhub von über 100 Grad eine maximale Dehnung von 1,2 Prozent /KRA2/.

Diese Versuche wurden, allerdings unbestrahlt, bis zu 700000 Zyklen gefahren.

Ein besonders günstiges Verhalten legte dabei das γ -stabilisierte Uran UM010 an den Tag, das unter diesen Bedingungen keinerlei Geometrieänderung durch Zyklieren zeigte und dies bei 200 Grad Celsius Baistemperatur und einen Temperaturhub von 100 Grad.

10.2.2 Thermische Zyklierung durch An- und Abschaltvorgänge

Neben der permanenten thermischen Zylierung bedingt durch die bei Normalbetrieb vorliegende pulsierende Energiedeposition, kommt es darüberhinaus zur thermischen Belastung bei An- und Abschaltvorgängen.

Für die dabei auftretenden großen Temperatursprünge kann bei konservativer Betrachtungsweise die hieraus resultierende Wachstumsrate aus Abbildung 58 bestimmt werden.

Beim wassergekühlten Target sei von einer unteren Temperatur von 55 Grad Celsius ausgegangen. Dies entspricht in etwa der Randtem-

peratur auf die sich ein Targetelement bei fortgesetztem Kühlstrom abkühlt.

Bei einem Temperaturhub von 72 Grad läßt sich (unter Annahme der maximalen Abweichung des Messwertes) aus Abbildung 58 ein thermisches Wachstum von $8 \cdot 10^{-9}$ pro Zyklus entnehmen.

Nimmt man z.B. eine Betriebsdauer von 90 Tagen an und einer An- und Abschaltung pro Tag, so ergibt sich ein Wachstum von $7,2 \cdot 10^{-5}$ Prozent.

Versucht man mittels der Abbildung 54 Wachstumsraten zu bestimmen - dort betragen die Kühl- und Heizzeiten 5 Sekunden, die Haltezeiten Minuten (300 Zyklen)- ergeben sich in grober Schätzung Werte, die ein bis zwei Größenordnungen höher liegen.

Das oben genannte Wachstum vergrößert sich damit auf z. B. $7,2 \cdot 10^{-3}$ Prozent, was immer noch sehr niedrig ist.

Der Einfluß durch diese Betriebszustände des wassergekühlten Boosters auf das Wachstum scheint somit vernachlässigbar.

Für ein Na-gekühltes Target sind die Messwerte in Abbildung 58 zu extrapolieren. Extrapoliert man die Abweichungen linear, so ergibt sich für 125 Grad Celsius Basistemperatur und Temperaturhub von etwa 72 Grad ein Wachstum von über $20 \cdot 10^{-9}$ pro Zyklus. Dies ist etwa drei Mal höher als beim wassergekühlten Target, was wie oben jedoch ebenso keine signifikante Volumenänderung bewirkt.

10.2.3 Gesamtbetrachtung des thermischen Wachstums beim Booster

Das thermische Wachstum durch An- und Abschaltvorgänge ist beim Booster sowohl für das wassergekühlte und das natriumgekühlte Konzept offensichtlich vernachlässigbar im Vergleich zu den Veränderungen durch die Temperaturschwankungen im Dauerbetrieb. Diese Ergebnisse gelten für die Verwendung von α -Uran.

Vergleicht man die Wachstumsraten der verschiedenen Materialien /SNQM/, so fällt die Unempfindlichkeit des UM010 für thermische Zyklisierung auf.

Hier treten nur geringste Änderungen in Erscheinung, die sogar negativ sein können. Aus /SNQM/ ist zu entnehmen, das selbst bei $\Delta T=205$ Grad Celsius und einer Basistemperatur von $T_0=55$ Grad Celsius bzw. bei $T_0=160$ Grad Celsius und $\Delta T=100$ Grad keine Änderungen gefunden werden konnten.

Dieses Material wäre somit ideal hinsichtlich des thermischen Wachstums. Es wäre durch diesen Effekt zumindest keine Standzeitbegrenzung zu erwarten, wenn man vom Bestrahlungseinfluß durch Protonen bzw. Neutronen, der nicht getestet wurde, absieht.

Problematisch könnten Phasenumwandlungen bei längerem Betrieb werden, die dann zu massiven Volumenänderungen führen. Neuere Ergebnisse /KRA2/ zeigen zumindest bis zu einer Zyklenzahl von 600000 diesbezüglich Stabilität.

11.0 DISKUSSION DER TARGETS

Im folgenden werden die Ergebnisse der vorangegangenen Kapitel diskutiert.

Im Booster-Target soll Uran bzw. eine Uranlegierung verwendet werden.

Durch unterschiedliche Anreicherung der Targetplatten soll eine relativ konstante Leistungsdichte im Target erreicht werden. Vor allem die Bereiche, in denen der Protonen-Strahl abgeschwächt ist, müssen deshalb mit hohem Spaltstoffanteil versehen werden.

Aus diesem Grund ist die Verwendung von metallischem Uran wünschenswert, obgleich dieses von der materialtechnischen Seite her einige Nachteile aufweist.

Aus Korrosionsgründen ist eine Ummantelung, ein Cladding, vorzusehen. Wie die Rechnungen zeigen, ergeben sich bei direktem Kontakt zwischen Cladding und Uran Temperaturen, die unter dem Phasenumwandlungspunkt von Uran liegen. Als Cladding wurde dabei Zircaloy vorgeschlagen.

Zwar erscheint Stahl wegen seines zum α -Uran vergleichbaren E-Moduls und Temperatúrausdehnungskoeffizienten günstiger hinsichtlich auftretender Thermospannungen, jedoch zeigte Zircaloy2 im Verbund mit Uran insbesondere UM010 bei Tests akzeptable Eigenschaften. Für einen Spannungsabbau erscheint zwar eine weitere Metallschicht oder eine Fluidfüllung zwischen Cladding und Spallationsmaterial empfehlenswert. Hierdurch resultieren jedoch eventuell zu hohe Temperaturen im Elementinneren bzw. Materialprobleme an den Grenzflächen (Kap. 8.2).

Die untersuchten Targetkonzepte gehen von verschiedenen Kühlmedien (Na und D_2O) und Strömungsführungen aus unter Verwendung von Uran mit Zircaloy-Cladding.

Hinsichtlich der Temperaturen ergeben sich für eine relativ kurze Kühlmittelführung quer zur Strahlrichtung günstige Verhältnisse. Für das Erreichen einer ausreichend geringen Leistungsdichte im

Spallationsmaterial erscheinen nur Plattenelemente akzeptabel (Target 5 und 7).

Die Targets 9 bzw. 10 mit achsenparalleler Strömungsführung durch das gesamte Target führen zwar zu den besten Temperaturverhältnissen, jedoch ist die Abschirmung am Strahleingang durch das Kühlmedium eventuell unerwünscht hoch. Darüberhinaus sind bei Verwendung von Natrium mit seiner hohen chemischen Reaktivität Sicherheitsaspekte zu berücksichtigen. Besonders ist der eventuelle Bruch des Target-Fensters zu erwähnen, wobei bei diesem Target-Konzept große Kühlmittelmengen freigesetzt werden könnten und ausreichende Kühlung des Targets unter Umständen eventuell nicht gewährleistet werden kann.

Insgesamt erscheint also eine Kühlmittelführung wie in Targetkonzeption 5 bzw. 7 sinnvoll. Für Target 5 sind in folgender Tabelle die Daten aufgelistet.

Target	5	5 _{opt}	5	5 _{opt}
Kühlmittel	Na	Na	D ₂ O	D ₂ O
T _{max} (°C)	285,6	228,2	169,7	97
T _E (°C)	150	150	50	50
T _A (°C)	198,1	184,5	62,7	58
Δp (bar)	0,87	0,84	1,06	0,91
V (l/s)	36,9	51	36,9	62,4
φ _{Uran} (MW/m ³)	264	304,4	264	347
Pumpleistung (kW)	3,2	4,3	3,8	6
Plattendicke (Uran) (mm)	7,2	4,37	7,2	3,09
Plattenhöhe (mm)	90	90	90	90
Plattenlänge (mm)	350	350	350	350
Plattenzahl	35	50	35	62
Breite (mm) der Zu- und Abführung pro Block	22,75	31,5	22,75	38,5

Targetleistung:	2,1 MW
Durchschnittliche Leistungsdichte im gesamten Target:	200 MW/m ³
Max. Fluidgeschwindigkeit:	6 m/s
Spalt zwischen den Platten:	1,75 mm
Claddingdicke (Zircaloy):	0,25 mm

Tab. 7 Daten für Target 5 mit Na- und D₂O-Kühlung

In dieser Tabelle sind neben den Daten für Targets mit 7,2 mm Uran-Plattendicke noch die Werte für die Target-Versionen, die hinsichtlich des Produktes aus Leistungsdichte und Maximaltemperatur minimiert sind (5_{opt}), aufgelistet.

Es sind hier lediglich die Daten für das Target 5 mit rechteckigen Platten angegeben. Zum einen ist dies aus neutronenphysikalischen Gründen wie Zeitstruktur und Intensität des Neutronenpulses vorzuziehen, zum anderen sind bei Verwendung von quadratischen Platten bei gleicher zugelassener, maximaler Fluidgeschwindigkeit von 6m/s die Temperaturunterschiede insbesondere beim wassergekühlten Target nicht gravierend.

So würde sich die maximale Temperatur von ca. 286 Grad bei Natrium-Kühlung um etwa 25 Grad reduzieren, was jedoch nur mit 2-fachem Volumenstrom bei etwa 21 Prozent Druckverlustverminderung (auf 0,7 bar) mit 1,6-facher Pumpleistung erreicht werden könnte.

Bei Wasserkühlung beträgt die Reduktion der Maximaltemperatur von ca. 170 Grad Celsius etwa 7 Grad bei im Vergleich zur Natriumkühlung ca. gleicher Erhöhung von Volumenstrom und Pumpleistung.

Es wird ersichtlich, daß ein wesentlich geringeres Temperaturniveau d. h. eine um über 100 Grad niedrigere Maximaltemperatur bei Wasserkühlung (trotz wesentlich schlechteren Wärmeübergangs) im Vergleich zur Natriumkühlung erreichbar ist. Der Druckverlust liegt mit ca. 1,1 bar etwa 0,2 bar höher als bei Natriumkühlung bei gleichem Volumenstrom.

Betrachtet man die hinsichtlich des Produktes aus Leistungsdichte und Maximaltemperatur optimierten Target-Versionen, so ergibt sich eine Temperaturreduzierung bei Natriumkühlung auf 228 bei Wasserkühlung auf ca. 97 Grad Celsius. Dies ist zu erreichen, wenn bei Reduzierung der Uran-Plattendicke auf ca. 4,4 mm (Na-Kühlung) bzw. 3,1 mm (D_2O) die Plattenzahlen von 35 auf 50 bzw. 62 erhöht werden. Bei etwa gleichbleibendem Druckverlust sind die Volumenströme um 38 Prozent bzw. 69 Prozent und in ähnlichem Maße die Volumenströme und die Pumpleistungen zu erhöhen.

Weder die Volumenströme noch die im wenige Kilowatt-Bereich liegenden Pumpleistungen bzw. Druckverluste (~ 1 bar) sind problematisch. Lediglich die Leistungsdichte im Uran erreicht mit 304 MW/m^3 bzw. ca. 347 MW/m^3 Werte, die relativ hoch liegen. Zu ihrer Erzielung müßte entweder die Anreicherung, die allerdings im Targetendbereich zu Erzielung einer relativ konstanten Leistungsdichte schon etwa 80 Prozent erreicht, oder gegebenenfalls die Protonenstrahlleistung von zur Zeit $0,13 \text{ kW}$ bzw. $200 \mu\text{A}$ erhöht werden. Darüberhinaus müßte der neutronenphysikalische Einfluß des bei Übergang zu dünneren Elementen größer werdenden Target-Volumenanteils vom Kühlmittel und Claddingmaterial untersucht werden.

Insgesamt wird deutlich, daß die Targets mit Natrium-Kühlung hinsichtlich der Temperaturen ungünstiger als die wassergekühlten Targets sind. Das quadratische Plattentarget liefert wiederum bessere Werte als das Target mit rechteckigen Elementen, wobei sich die Verbesserung insbesondere bei Natriumkühlung bemerkbar macht. Bei Wasserkühlung ist dieser Einfluss vernachlässigbar.

Von der thermohydraulischen Seite wäre für den Booster Target 5 mit D_2O -Kühlung vorzuschlagen, wobei falls eine erhöhte Leistungsdichte erreichbar ist, das hinsichtlich des Produktes aus Maximaltemperatur und Leistungsdichte minimierte Target 5 mit seinen noch niedrigeren Temperaturen etwas günstiger wäre.

Der Druck am Einlauf kann dabei z.B. 2 bar betragen, ohne daß gemäß Kapitel 6 eine kritische Heizflächenbelastung eintritt.

Wie in Kapitel 9 gezeigt, ist das Temperaturniveau von entscheidender Bedeutung für die Belastung der Targetelemente durch Thermospannungen. Bei Natrium-Kühlung werden die Streckgrenzen überschritten; bei Wasserkühlung sind die Temperaturen niedriger, so daß die $\sigma_{0,2}$ -Grenze für Zircaloy2 unterschritten und für α -Uran gerade erreicht wird. Die Bruchgrenze wird bei weitem unterschritten.

Auch für das Zyklieverhalten ist das Temperaturniveau wesentlich, so daß auch von dieser Seite Wasserkühlung vorzuschlagen wäre.

Wie in Kapitel 10 beschrieben, zeigt UM010 mit Zircaloy-Cladding, zumindest unbestrahlt, besseres Verhalten als α -Uran hinsichtlich des Schwellens bei Zyklieren. UM010 weist jedoch eine geringere Wärmeleitfähigkeit als α -Uran auf. Die Angaben diesbezüglich zeigen eine große Schwankungsbreite und liegen bei 21-24 W/m/K /KRA1/ bzw. bei 16 W/m/K /NUK,KRA1/.

Hieraus resultieren Maximaltemperaturen beim Natrium-gekühlten Target 5 von 294-329 Grad Celsius (Target 7 270-305 Grad Celsius) bzw. beim optimierten Target 5 mit ca. 4,4 mm Uran-Plattendicke 232-246 Grad Celsius.

Bei Wasserkühlung ergeben sich Werte von 177-213 Grad Celsius bzw. bei Uran-Elementdicke von ca. 3,1 mm Temperaturen von 99-108 Grad Celsius.

Das Temperaturniveau ist also bei UM010 höher, jedoch stellt sich für dieses Spallationsmaterial nicht die Frage des begrenzenden Phasenumwandlungspunktes. UM010 ist durch das stabilisierende Molybdän schon bei Raumtemperatur in der γ -Phase, was der Kristallstruktur von Uran bei hohen Temperaturen entspricht. Eine Volumenänderung, hervorgerufen durch Umkristallisation, wurde selbst bei 200 Grad Basistemperatur und thermischer Zyklierung bis 600000 Zyklen nicht beobachtet.

Wie in Kapitel 9 erläutert, sind wegen des geringeren Elastizitätsmoduls die zu erwartenden Thermospannungen geringer. Die Streckgrenzen der Materialien werden deutlich unterschritten. Auch hinsichtlich des Schockverhaltens ist UM010 dem α -Uran vorzuziehen.

Durch den Zusatz von Molybdän wird die Pulsstruktur sowie die Neutronen-Ausbeute verändert. Falls dies innerhalb tolerabler Grenzen bleibt, wäre somit Target 5 mit UM010 als Spallationsmaterial vorzuschlagen.

12.0 ZUSAMMENFASSUNG

Für die vor kurzem in England in Betrieb genommene Spallationsanlage ISIS wird ein zweites Target als Booster mit zusätzlicher Multiplikation durch Kernspaltung diskutiert. Hierbei wird ein gepulster Protonenstrahl von 40 μ A Stromstärke und einer Wiederholfrequenz von 10 Hz auf das Target mit einer Leistung von etwa 2 MW und Uran als Spallationsmaterial gelenkt.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden zur näheren Bestimmung des Designs des Booster-Targets einige Target-Konzepte vorgestellt und hinsichtlich vor allem thermohydraulischer Aspekte untersucht. Darüberhinaus waren die in den Targetelementen auftretenden Thermospannungen bei zeitlich konstanter Temperatur Gegenstand der Untersuchung. Außerdem wurden die Belastungen durch die Bestrahlung sowie durch thermisches Zyklieren, hervorgerufen durch den gepulsten Protonen-Strahl sowie An- und Abschaltvorgänge, betrachtet.

Die vorgestellten Target-Designs mit Natrium bzw. D_2O als Kühlmittel unterscheiden sich bezüglich des Aufbaus in Targetelementgeometrie und Kühlmittelführung.

Die Target-Elemente bestehen für die Ermöglichung eines hohen Spaltstoffanteils aus metallischem Uran mit direkt aufgebrachtem Zircaloy (0,25 mm) als Hüllmaterial.

Ausgehend von einer für alle Targets angenommenen Leistung von ca. 2 MW und flacher Leistungsdichteverteilung wurden zunächst 10 Target-Designs mit Natrium-Kühlung betrachtet.

Bei aus neutronenphysikalischer Sicht günstiger Targetgeometrie (Höhe: 90mm, Breite: 350 mm, Länge: 330 mm) lassen sich unter der Annahme von 35 äquidistant, quer zur Protonenstrahl-Richtung positionierten Platten-Elementen gleicher Dicke (7,7 mm) und mäanderförmiger Kühlmittelführung die Maximaltemperaturen auf ca. 390 °C begrenzen. Dabei ist aus Korrosionsgründen eine Fluidgeschwindigkeit von höchstens 6 m/s zugelassen und eine 50°C

über dem Schmelzpunkt liegende Einlauftemperatur von 150°C vorausgesetzt.

Zwar liegt die höchste Temperatur deutlich unter dem Phasenumwandlungspunkt von dem hier angenommenen α -Uran, jedoch ist z. B. hinsichtlich Thermospannungen oder thermischem Zyklieren eine niedrigere Temperatur wünschenswert.

Werden anstelle der Platten-Elemente zylindrische Stäbe etwa gleicher Dicke vorausgesetzt, so ergibt sich eine Maximaltemperatur von ca. 270°C .

Beim Übergang zu einem quadratischen Target (ca. $180 \times 180 \times 330 \text{ mm}^3$) lassen sich bei Plattenelementen die Temperaturen auf 313°C , bei Stabelementen auf 245°C reduzieren.

Deutlich kleinere Höchsttemperaturen sind erzielbar, wenn man bei gleicher Elementgeometrie wie bisher ein kurze, gerade Strömungsführung annimmt. Sie variieren von 290°C beim rechteckigen Platten-Target bis 225°C beim quadratischen Stabelement-Target.

Bei Target-Designs mit parallel zur Protonen-Strahlrichtung orientierten Elementen läßt sich bei Platten eine Maximaltemperatur von ca. 273°C und bei zylindrischen Elementen ca. 200°C erreichen.

Die Pumpleistungen liegen für alle Targets im Bereich von wenigen kW bei Druckverlusten von 0,5 bar bis ca. 2 bar.

In den aus Stabelementen bestehenden Targets muß für 2 MW Targetleistung eine Leistungsdichte von ca. 400 MW/m^3 erreicht werden. Dies erscheint für eine flache Leistungsdichteverteilung aus Anreicherungsgründen zu hoch, so daß den Platten-Targets mit 250 MW/m^3 der Vorzug zu geben ist.

Im Vergleich sind bezüglich der erreichbaren Temperaturverhältnisse die Targets mit gerader, kurzer Kühlmittelführung günstig. Zwar sind im Plattentarget mit Elementen parallel zur Protonen-Strahlrichtung vergleichbare Temperaturen zu erzielen, jedoch wurde diese Targetversion u. a. wegen der eventuell neutronenphysikalisch nachteiligen Konsequenzen aufgrund der großen vom Protonen-Strahl zu durchquerenden Kühlmittelmenge am Targetfenster nicht weiter untersucht.

In den Plattentargets sind die Maximaltemperaturen durch dünnere Platten deutlich reduzierbar, allerdings ist eine solche Maßnahme u. a. durch die für eine gleiche Neutronenproduktion notwendige Leistungsdichte im Element aus Anreicherungsgründen stark begrenzt.

Bei der Verwendung von D_2O als Kühlmittel, welches auch von neutronenphysikalischer Seite akzeptabel erscheint, ergibt sich bei gleichem Volumenstrom und quasi gleichem Druckverlust (~ 1 bar, 3 kW Pumpleistung) bei einer Kühlmittelinlauftemperatur von $50^\circ C$ eine Target-Maximaltemperatur von ca. $170^\circ C$. Quadratisches und rechteckiges Target unterscheiden sich in den Höchsttemperaturen nur um wenige Grad, so daß die aus neutronenphysikalischen Gründen günstigere rechteckige, flache Targetversion vorzuziehen ist.

In den Targetelementen sind an den Grenzflächen von Hüllmaterial und Uran erhebliche Thermospannungen zu erwarten.

Beim wassergekühlten Target werden durch die vergleichsweise niedrige thermische Belastung zulässige Spannungswerte von α -Uran und Zircaloy2-Cladding nicht überschritten. Hinsichtlich des Zyklieverhaltens des Urans, welches unter anderem vom Temperaturniveau abhängt, ist Wasserkühlung günstiger als Kühlung mittels Natrium.

Das thermische Zyklieren wirkt durch die hieraus resultierenden Geometrieänderungen bei Verwendung von α -Uran standzeitbegrenzend. Demgegenüber scheinen die Strahlenschädigungen im gleichen betrachteten Zeitraum vernachlässigbar.

Verwendet man $UMo10$ als Spallationsmaterial, so ergeben sich im Vergleich zu Uran höhere Temperaturen jedoch niedrigere maximale Thermospannungen, die bei Wasserkühlung die zulässigen Werte deutlich unterschreiten. Für den Einsatz von $UMo10$ -Uran spricht auch das im Vergleich zu α -Uran bessere Zyklieverhalten.

Insgesamt betrachtet, liefert das in der Arbeit unter der Nummer 5 diskutierte, rechteckige Plattentarget bezüglich der untersuchten Aspekte mit D_2O -Kühlung und UMo10 als Spallationsmaterial die günstigsten Ergebnisse.

13.0 LITERATURVERZEICHNIS

- /ATC/ F. Atchison
A theoretical Study of a Target Reflector and Moderator Assembly for SNS, Rutherford and Appleton Laboratories, Chilton, DIDCOT, Oxon, OX11 0QX, RL-81-006, April 1981
- /BOE/ H. Böhm
Zusammenfassende Beurteilung der für SNR300-Brennstäbe in Betracht kommenden Hüllwerkstoffe, KFK 1999, S.191f, Karlsruhe, Sept. 1974
- /BOR/ H.U. Borgstedt
Korrosionsverhalten von Hüllwerkstoffen, KFK 1999, S.173f, Karlsruhe. Sept. 1974
- /CAR/ J.M. Carpenter
D.L. Price et al.
IPNS--A National Facility for Condensed Matter Research, Argonne Nat. Lab., ANL-78-88, Nov. 1978
- /CARS/ A. Carne, G. H Eaton
et al.
Safety Assessment of the SNS Target Station, SNSPC/P6/82/ 22 April 1983
- /CUR/ W. J. Curtis
Cooling of the ISIS Target, Rutherford Appleton Lab., RAL-86-014, Feb. 1986
- /DIE/ W. Dienst
O. Götzmann u.a.
Mech. u. chem. Wechselwirkung zwischen Brennstoff und Hüllwerkstoffen in Schnellbrüterbrennstäben, KFK Nachrichten, Jahrg. 10, (3-4, 1978), S. 18-22

- /DOE/ G. Doetsch
Handbuch der Laplace-Transformation,
Bd. 3, Anwendungen d. Laplace-Transformation, Birkhäuser Verl. Basel u.
Stuttgart 1956
- /FOU/ O.J. Foust
Sodium-NaK, Engineering Handbook, Vol. 1,
Gordon and Breach, Science Publishers Inc.,
1972
- /GER/ H. Gerwin
Persönliche Mitteilung, KFA/IRE-L,
Thermohydraulik-Code, Juli 1986
- /GIT/ J.H. Gittus
Uranium, Butterworth, London 1963
- /GME/
Gmelin Handbook of inorganic Chemistry,
Supplement Volume A4, Irradiated Fuel
and Reprocessing, Herausg.: Springer Verl.
1982, 8. Aufl.
- /ISI/
ISIS Jahresbericht 1986, (Annual Report)
Copyright: Science and Engineering
Council
- /KLO/ K.D. Kloss
L. Schaefer et al.
Einfluß d. Bestrahlung auf d.
Festigkeitseigenschaften v. Festig-
keitseigenschaften, KFK 1999, S.119f,
Karlsruhe, Sept. 1974
- /KRA1/ P. Krautwasser
Persönliche Mitteilung, Juli 1986,
KFA-Jülich, IRW
- /KRA2/ P. Krautwasser
Persönliche Mitteilung, Sept. 1986,
KFA-Jülich, IRW

/KUJ/ E. Kujowski et al.	User's Manual for THERMIX A Two Dimensional Transient Thermal-Hydraulics Code, Feb. 1980 PS-0558, General Electric, Adv. Reactor Systems Department, Sunnyvale, California 94086
/KUM/ K. Kummerer	Werkstoffe der Kerntechnik, Karlsruhe: Braun, 1980
/LYO/ R. N. Lyon	Engineering Handbook, McGraw-Hill, Inc. Etherington, New York, London 1958
/MIR/ S. Mirshak et al.	Heat Transfer at Burn-out, Bericht der E.I. du Pont de Nemours & Co., Savannah River, USA, Nr. DP-355 (1959)
/NICK/ H. Nickel	Vorlesung: Reaktorwerkstoffe 1-3, TH- Aachen, KFA, 1981
/NUK/	FuE-Bericht, 1985, NUKEM-GmbH, Hanau
/REA/	Reactor Handbook, Vol. I Materials, Editor: C. R. Tipton, 1960 Intersc. Publishers, New York
/SCHE1/ W. Scherer	Persönliche Mitteilung, KFA-IRE Mai 1984
/SCHE2/ W. Scherer	Persönliche Mitteilung, KFA-IRE Herbst 1985
/SCHE3/ W. Scherer	SNS-Booster, Vorläufige Ergebnisse f. Na-Kühlung, Ni-Reflektor, H_2O -Moderator in Slab-Geometrie, (unver- öffentlicht), KFA-IRE, Feb. 1986

/SCHE4/ W. Scherer	Persönliche Mitteilung, KFA-IRE Feb. 1986
/SEG/ L. J. Segerlind	Applied Finite Element Analysis John Wiley & Sons, Inc., 1976
/SIE/ P. Sievers	Elastic Stress Waves in Matter due to rapid Heating by intense High-Energy Particle Beam, European Org. f. Nuclear Research, LAB.II/BT/74-2, Geneva 1974
/SMI/ D. Smidt	Reaktortechnik Bd.1, G. Braun, Karlsruhe, 1971
/SNQI/	SNQ-Info 7. Juli 1985, KFA-Jülich
/SNQM/ P. Krautwasser	Materials Investigations for the SNQ Target Station, Progress Report, S. 14 ff, J../BC 22 02 85, Februar 1985, Editor W. Lohmann
/SNQP/	SNQ-Projekt Proposal, Herausg.: KFA- Jülich, Dez. '84, Bericht: Jülspez.: 113/KfK 3175'1984
/SNQR/ G. S. Bauer et al.	SNQ, Realisierungsstudie zur Spallations Neutronenquelle, Teil II, Techn.-wissen- schaftliche Beschreibung, Mai 1981, KFA- Jülich
/TIM/ S. P. Timoshenko J. N. Goodier	Theory of Elasticity, McGraw-Hill Int. Book-Company, 1984
/VDI/	VDI-Wärmeatlas, 4. Aufl. 1984

/VER/ K. Verfondern

Exp. Überprüfung des Thermo-
hydraulik-Programms THERMIX, Interner
Bericht, KFA-IRE-38-13/78

/ZEIN/ O. C. Zeinkiewicz

The Finite Element Method in
Engineering Science, McGraw-Hill,
London, 1976

ANHANG A. DRUCKVERLUSTBERECHNUNG

Die Druckverlustberechnung für die verschiedenen Targets wurde nach den einschlägigen Formeln gemäß VDI-Atlas /VDI/ durchgeführt. Hierzu wurde ein Programm (DRUCKT) erstellt. Stoffwerte wurden /KUM, REA,FOU/ entnommen.

Für Rohre bzw. Spalte gilt das folgende Druckverlustgesetz:

$$\Delta p = \xi \frac{l}{d_h} \frac{\rho w^2}{2}$$

mit Δp = Druckverlust
 l = Kühlkanallänge
 d_h = hydraulischer Durchmesser
 ξ = Widerstandsbeiwert
 w = Strömungsgeschwindigkeit des Fluids

Der Hydraulische Durchmesser wird nach folgender Gleichung berechnet:

$$d_h = \frac{4A}{U}$$

A bedeutet hierbei die Querschnittsfläche des Kühlkanals und U der benetzte Umfang.

Der Widerstandsbeiwert ξ ist für laminare Strömung nur von der Reynolds-Zahl Re abhängig ($Re < 2300$).

Bei größeren Re-Zahlen kommt noch der Einfluß der Rohr-
rauhigkeit hinzu.

Für die Rechnungen wurden hydraulisch glatte Strömungskä-
näle angenommen.

Es gilt für den Widerstandsbeiwert:

mit $Re < 2 \cdot 10^4$

$$\xi = 0,3164 / (Re^{1/4})$$

falls $Re > 2 \cdot 10^4$ gilt:

$$\xi = 0,0054 + 0,3964 / Re^{0,3}$$

Für kantige Einlaufbereiche (Brennelementreihen) wurde für ΔP

$$\Delta p_{\text{ein}} = \xi_1 \rho w^2 / 2$$

$$\xi_1 = 0,25$$

angesetzt.

Für vorstehenden Einlauf ist $\xi_1 = 0.5$.

Der Druckverlust für eine plötzliche Kanalerweiterung z.B. in einen Sammelraum errechnet sich zu:

$$\Delta p_{\text{aus}} = \left(1 - \frac{f_1}{f_2}\right)^2 \frac{\rho w^2}{2}$$

mit

f_1 = Kanalbreite

f_2 = Erweiterung

Für die Ermittlung des gesamten Druckabfalls ist über alle Druckverluste von Ein- bis Auslauf zu summieren. Hierbei sind die Zuführungen, Verengungen, Sammelräume, Targetelementkanal und der Auslaufkanal zu betrachten.

ANHANG B. WÄRMEÜBERGANGSGESETZE

Für die Berechnung des Wärmeübergangs bei Flüssigmetallkühlung wurde folgendes Gesetz verwendet /LYO/:

$$Nu = 0,025 (Re Pr)^{0,8} + 7$$

$$0 < Pr < 1$$

Der Wärmeübergang von Wasser wurde mit folgender Formel erfaßt /VDI/:

$$Nu = \frac{\zeta/8 (Re - 1000) Pr}{1 + 12,7 \sqrt{\zeta/8} (Re^{2/3} - 1)} \left[1 + \left(\frac{d_h}{l} \right)^{2/3} \right]$$

mit

$$\zeta = (1,82 \log_{10} Re - 1,64)^{-2}$$

ANHANG C. INSTATIONÄRE WÄRMELEITUNG OHNE QUELLE

C.1 ANALYTISCHE LÖSUNG FÜR EIN ABKÜHLENDES TARGETELEMMENT

Zur Beurteilung der Temperaturverhältnisse bei Abkühlung eines Targetelementes ist bei eindimensionaler Betrachtung folgende Differentialgleichung zu lösen

$$\frac{\delta^2 T}{\delta x^2} - \frac{1}{a} \frac{\delta T}{\delta t} = 0$$

mit der Übertemperatur $\bar{T} = \frac{T - T_R}{T_i - T_R}$

und $a = \frac{\lambda}{\rho c_p}$

Der Wärmewiderstand zum Fluid sei vernachlässigt und eine homogene Platte angenommen. Das umgebende Fluid habe die Temperatur ϑ_{Fl} , welche zeitlich konstant sein soll. Die Platte habe zum Zeitpunkt $t = 0$ eine über den ganzen Querschnitt herrschende Temperatur ϑ_i .

(s. Bild)

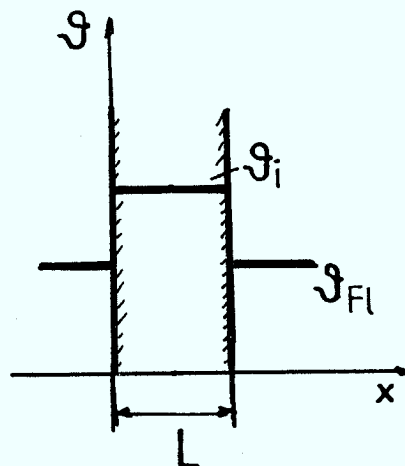


Abbildung 59. :

Die Randbedingungen werden wie folgt angenommen

$$t=0 \quad \begin{array}{l} \vartheta = \vartheta_i \quad 0 \leq x \leq L \\ \vartheta = \vartheta_{Fl} \quad x=0, x=L \end{array}$$

$$t \geq 0 \quad \begin{array}{l} \vartheta = \vartheta(t) \quad 0 \leq x \leq L \\ \vartheta = \vartheta_{Fl} \quad x=0, x=L \end{array}$$

Die Differentialgleichung lässt sich durch einen Produktansatz der Form

$$T = X(x) * Y(t)$$

lösen. Dies führt auf eine unendliche Reihe

$$\frac{T - T_{Fl}}{T_i - T_{Fl}} = \frac{4}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} e^{-\left(\frac{n\pi}{2}\right)^2 F_0} \sin\left(\frac{n\pi}{L} x\right)$$

$$n=1,3,5...$$

mit $F_0 = \frac{a t}{L/2}$

C.2 RECHNUNG MIT THERMIX FÜR EIN ABKÜHLENDES TARGETELEMENT

Zur besseren Abbildung der Verhältnisse in der Targetplatte wurden Rechnungen mittels des in der KFA verfügbaren Thermohydraulik-Programms THERMIX durchgeführt.

Das Programm löst die zweidimensionale Wärmeleitungsgleichung numerisch für die Maschen des diskretisierten Körpers. Näheres zu Aufbau und Arbeitsweise des Programms findet sich in /VER,KUJ/.

Zur Rechnung wurde der Querschnitt einer Platte betrachtet. Hierbei fand der Aufbau des Target-Elementes, mit Uran im Inneren und Zircaloy außen, Berücksichtigung. Darüberhinaus wurden als Start-

temperaturen die parabelförmigen Temperaturverläufe, wie sie in einer beidseitig gleich gekühlten, mit einer Leistungsdichte von 250 MW/m^3 beaufschlagten Platte auftreten, angenommen. Die Stirnflächen wurden als adiabat oder in einer Vergleichsrechnung als gekühlt angesetzt. Dies hatte auf das Temperaturzeitverhalten jedoch, wegen der geringen Ausdehnung der Stirnflächen im Vergleich zu den Seiten der betrachteten Targetelementen, kaum Einfluß. Zum Vergleich der Ergebnisse zwischen analytischer und numerisch ermittelter Lösung siehe Bild 38.

ANHANG D. INSTATIONÄRE WÄRMELEITUNG MIT OSZILLIERENDER QUELLE

Für eine mit einer bestimmten Frequenz schwankenden Leistungsdeposition belasteten Platte, wie es im Boostertargetelement der Fall ist, wurde das Temperaturverhalten untersucht.

Unter der Annahme einer harmonisch oszillierenden Quelle wurde folgende Differentialgleichung gelöst

$$\frac{\delta^2 T}{\delta x^2} - \frac{1}{a} \frac{\delta T}{\delta t} = - \frac{\Phi_0}{\lambda} (1 - \cos(\omega t))$$

Sie unterscheidet sich von der im vorigen Kapitel untersuchten lediglich im Quellterm, der wegen seiner Zeitabhängigkeit die Lösung erheblich kompliziert.

Zum Ziel führt hier die Lösung über eine Laplace-Transformation, wie dies allgemein in /DOE/ beschrieben ist.

Für den hier vorliegenden Fall ergibt sich konkret folgende Reihe

$$u(x,t) = \frac{4\Phi_0 a}{\pi \lambda} \sum_{n=1,3,5,\dots}^{\infty} \left[\frac{\lambda_n^2 (1 - \cos(\omega t)) + \omega^2 (1 - e^{-\lambda_n t}) - \lambda_n \omega \sin(\omega t)}{n \lambda_n (\lambda_n^2 + \omega^2)} \right] \sin\left(\frac{n\pi}{L} x\right)$$

mit $u(x,t) = T(x,t) - T_A$.

Dabei ist T_A die zeitlich konstante Randtemperatur gleich der Kühlfluidtemperatur angenommen.

Der Eigenwert λ_n ist

$$\lambda_n = \left(\frac{n\pi}{L}\right)^2 a$$

mit

$$a = \frac{\lambda}{\rho c_p}$$

und der Wanddicke L

sowie der Kreisfrequenz $\omega = 2\pi f$

f = Frequenz

ANHANG E. VERWENDETE FINITE-ELEMENTE-PROGRAMME

Für die Berechnung der zwei- bzw. dreidimensionalen Temperatur- und Spannungsfelder wurden Finite-Elemente-Programme verwendet. Ihr Aufbau und die theoretischen Grundlagen sollen im nun folgenden erläutert werden.

E.1 BERECHNUNG DER STATIONÄREN TEMPERATURFELDER

Die Temperaturfeldberechnung wurde mittels eines hierzu erstellten Programms zweidimensional durchgeführt und beschränkte sich auf die Targetelemente.

Für die Rechnung der untersuchten Körper wird bei einer vorgegebenen Diskretisierung die Differentialgleichung für Wärmeleitung mit konstanter Quelle für den stationären Zustand

$$\lambda_{xx} \frac{\delta^2 T}{\delta x^2} + \lambda_{yy} \frac{\delta^2 T}{\delta y^2} + \phi = 0$$

mit $\lambda_{xx}, \lambda_{yy}$ = Wärmeleitfähigkeit in x,y-Richtung
 ϕ = Leistungsdichte im Körper (W/m³)

gelöst.

Die Ränder gehorchen dabei den folgenden Randbedingungen:

Für Kontakt zu einem angrenzenden Fluid

$$\lambda_{uu} \frac{\delta T}{\delta u} + \alpha (T - T_{Fl}) = 0$$

$u = x$ oder y

α = Wärmeübergangskoeffizient

bzw. bei Adiabasie

$$\lambda_{uu} \frac{\delta T}{\delta u} = 0$$

Für die Rechnungen wurde die sogenannte Finite-Element-Methode verwendet. Diese Methode erlaubt die Berechnung der den Knotenpunkten zugehörigen Werte durch Minimierung der dem physikalischen Problem zugeordneten integralen Größe.

Für Feldprobleme wie z.B. in der Wärmeübertragung wird ein sogenanntes Funktional minimiert, welches die Eigenschaft besitzt, daß jede Funktion, welche das Funktional minimiert auch die zugehörige Differentialgleichung sowie die Randbedingungen erfüllt.

Das zu der obigen Differentialgleichung zugehörige Funktional bzw. Integral lautet.

$$\begin{aligned} \chi = & \int_V \frac{1}{2} \left[\lambda_{xx} \left[\frac{\delta T}{\delta x} \right]^2 + \lambda_{yy} \left[\frac{\delta T}{\delta y} \right]^2 - 2 \phi T \right] dV \\ & + \int_S \frac{1}{2} \alpha (T - T_{Fl})^2 dS \end{aligned}$$

Minimierung von χ bedeutet

$$\frac{\delta \chi}{\delta T} = 0$$

Das Funktional läßt sich mit

$$g^{\text{tr}} = \left[\frac{\delta T}{\delta x}, \frac{\delta T}{\delta y} \right]$$

und

$$D = \begin{bmatrix} \lambda_{xx} & 0 \\ 0 & \lambda_{yy} \end{bmatrix}$$

wie folgt formulieren

$$\chi = \int \frac{1}{2} [g^{\text{tr}} D g - 2 \phi T] dV + \int \frac{1}{2} \alpha [T - T_{\text{H}}]^2 dS$$

Hierbei ist das Integral über alle Elemente (e) zu berechnen.

Für jedes Element e läßt sich eine Kombination einer Formfunktion $N(x,y)$ und der Temperaturen an den Elementknotenpunkten (T) formulieren.

Die hier verwendeten Elemente sind Dreiecke mit einer von x und y linear abhängigen Funktion $N(x,y)$

$$T^e = N^e T = [N_1, N_2, N_3]_e \begin{bmatrix} T_1 \\ T_2 \\ T_3 \end{bmatrix}$$

Somit wird

$$g^e = \begin{bmatrix} \frac{\delta T^e}{\delta x} \\ \frac{\delta T^e}{\delta y} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\delta N_1}{\delta x} & \frac{\delta N_2}{\delta x} & \frac{\delta N_3}{\delta x} \\ \frac{\delta N_1}{\delta y} & \frac{\delta N_2}{\delta y} & \frac{\delta N_3}{\delta y} \end{bmatrix}_e \begin{bmatrix} T_1 \\ T_2 \\ T_3 \end{bmatrix}$$

oder

$$g^e = B^e T$$

Das Funktional für ein Element läßt sich wie folgt formulieren

$$\begin{aligned}\chi^e = & \int_{V^e} \frac{1}{2} T^{\text{tr}} B^{e\text{tr}} D^e B^e T \, dV \\ & - \int_{V^e} \Phi N^e T \, dV \\ & + \int_{S^e} \frac{\alpha}{2} T^{\text{tr}} N^{e\text{tr}} N^e T \, dS \\ & - \int_{S^e} \alpha T_{\text{Fl}} N^e T \, dS + \int_{S^e} \frac{\alpha}{2} T_{\text{Fl}}^2 \, dS\end{aligned}$$

Minimiert man über die Elemente, erhält man

$$\begin{aligned}\frac{\delta \chi^e}{\delta T} = & \left[\int_{V^e} B^{e\text{tr}} D^e B^e \, dV + \int_{S^e} \alpha N^{e\text{tr}} N^e \, dS \right] T \\ & - \int_{V^e} \Phi N^{e\text{tr}} \, dV \\ & - \int_{S^e} \alpha T_{\text{Fl}} N^{e\text{tr}} \, dS\end{aligned}$$

also in vereinfachter Form

$$\frac{\delta \chi^e}{\delta T} = K^e T + f^e$$

Für alle Elemente dann

$$\frac{\delta \chi}{\delta T} = \sum_{e=1}^p [K^e T + f^e] = 0$$

Durch umformen und umbenennen erhält man die einfache Form

$$K T = F$$

Woraus durch Lösung des Gleichungssystems die Temperaturen resultieren.

Für die Berechnung der Temperaturfelder im Körper ist auch die Temperatur T_{F1} des umgebenden Mediums notwendig. Die betrachteten Targetelemente werden von einem an ihnen entlang strömendem Fluid gekühlt. Gemäß der für die Fluide und Kühlanordnungen geltenden Nusselt-Gesetze wird ein α bestimmt und eine geschätzte Randtemperatur T_{F1} bzw. ein Randtemperaturverlauf vorgegeben. Nach Berechnung des Temperaturprofils wird der Wärmestrom in das Fluid mit der durch den Fluidstrom abtransportierten Wärme verglichen und hieraus eine neue Randtemperatur ermittelt, worauf das hiermit verbesserte Temperaturfeld berechnet wird. Diese Iteration wird bis zur Unterschreitung eines vorgegebenen Grenzwertes bezüglich der Temperaturänderung von Lauf zu Lauf durchgeführt.

E.2 SPANNUNGSRECHNUNG

Die Spannungsrechnung erfolgte mit dem an der KFA verfügbaren Finite-Elemente-Elemente-Programm ASKA.

Die Rechnungen erfolgten für den stationären linear-elastischen Fall.

Die benutzte Finite-Elemente-Methode basiert auf der Minimierung der potentiellen Energie Π .

Letztere läßt sich in die Dehnungsenergie Λ und die Energie durch äußere Kräfte $-W$ aufteilen.

$$\mathcal{L} = \int_V \left[\frac{1}{2} \epsilon^{\text{tr}} \sigma - \frac{1}{2} \epsilon_0^{\text{tr}} \sigma \right] dV$$

ϵ^{tr} = Dehnungsvektor

σ = Spannungsvektor

ϵ_0^{tr} = Anfangsdehnungen

Bei Verwendung des Hook'schen Gesetzes

ist
$$\sigma = D \epsilon - D \epsilon_0$$

wobei die Matrix D die Materialkonstanten enthält.

Die Verschiebungen im Körper u sind mit den Knotenpunktverschiebungen am Rand des Elementes U und mit der Formfunktion $N(x,y)$ wie folgt gekoppelt

$$u = N U$$

Die Dehnungen sind mit den Ableitungen B der Formfunktion N über

$$\epsilon = B U$$

verbunden.

Für ein Element ist damit die Dehnungsenergie

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^e = \int_V \frac{1}{2} & \left[U^{\text{tr}} B^{\text{tr}} D^e B^e U \right. \\ & - 2 U^{\text{tr}} B^{\text{tr}} D^e \epsilon_0^e \\ & \left. + \epsilon_0^{\text{tr}} D^e \epsilon_0 \right] dV \end{aligned}$$

Durch äußere Kräfte geleistete Arbeit W bzw. das Potential $-W$ läßt sich in Anteile durch Knotenpunktskräfte W_k , Oberflächenkräfte W_p und Volumenkräfte aufteilen. Die Arbeit durch Knotenpunktskräfte P ist

$$W_k = U^{\text{tr}} P$$

durch Volumenkräfte

$$W_V^e = \int_{V^e} [uX + vY + wZ] dV = \int_{V^e} U^{\text{tr}} N^{\text{tr}} \begin{bmatrix} X^e \\ Y^e \\ Z^e \end{bmatrix} dV$$

Für Oberflächenkräfte gilt

$$W_p^e = \int_{S^e} U^{\text{tr}} N^{\text{tr}} \begin{bmatrix} p_x^e \\ p_y^e \\ p_z^e \end{bmatrix} dS$$

Durch Addieren der einzelnen Potentiale erhält man Π .

Analog dem Vorgehen bei der Temperaturberechnung wird nun dieses Integral minimiert.

Durch Ableiten erhält man formal

$$\frac{\delta \Pi^e}{\delta U} = K^e U + f^e$$

mit K^e als Elementsteifigkeitsmatrix

und dem Elementkräftevektor f^e

Für alle Elemente erhält man nach Nullsetzen der Ableitung

$$K U = F$$

mit

$$K = \sum_{e=1}^E K^e$$

$$F = \sum_{e=1}^E f^e$$

Aus der umfangreichen Literatur zu Finite-Elemente-Methoden in der zu obigem Näheres zu finden ist, seien beispielhaft /ZEIN/ und /SEG/ angegeben.

E.3 PROGRAMM-STRUKTUR

In Abbildung 60 ist die Funktion der verwendeten Programme schematisch angedeutet.

Zunächst ist der zu analysierende Körper zu diskretisieren. Es erfolgt eine Netzgeneration und damit eine Erstellung der Punktkoordinaten. Neben den Stoffdaten für verschiedene Regionen z. B. Uran oder Cladding werden Randtemperaturen benötigt, die geschätzt vorgegeben werden.

Im Temperaturrechnungsprogramm werden diese Daten verwertet und das Temperaturfeld nach Iteration ausgegeben. Dieses zweidimensionale Feld wird umgerechnet in Knotenpunktdehnungen. Darüberhinaus werden weitere Eingabedaten für ASKA generiert. Diese umfassen Elementbestimmungen, Nummerierungen, Randbedingungen etc.

Für die Spannungsberechnung im Körper wurden bei dreidimensionaler Rechnung kubische Elemente (HEXE8) verwendet; bei zweidimensionaler Analyse viereckige Membranelemente (QUAM4).

Bei dreidimensionaler Darstellung wurden die zweidimensionalen Temperaturfelder mehrfach übereinander gelegt und so in der dritten Dimension fortgeführt.

Dies entspricht einer Adiabasie in dieser Richtung.

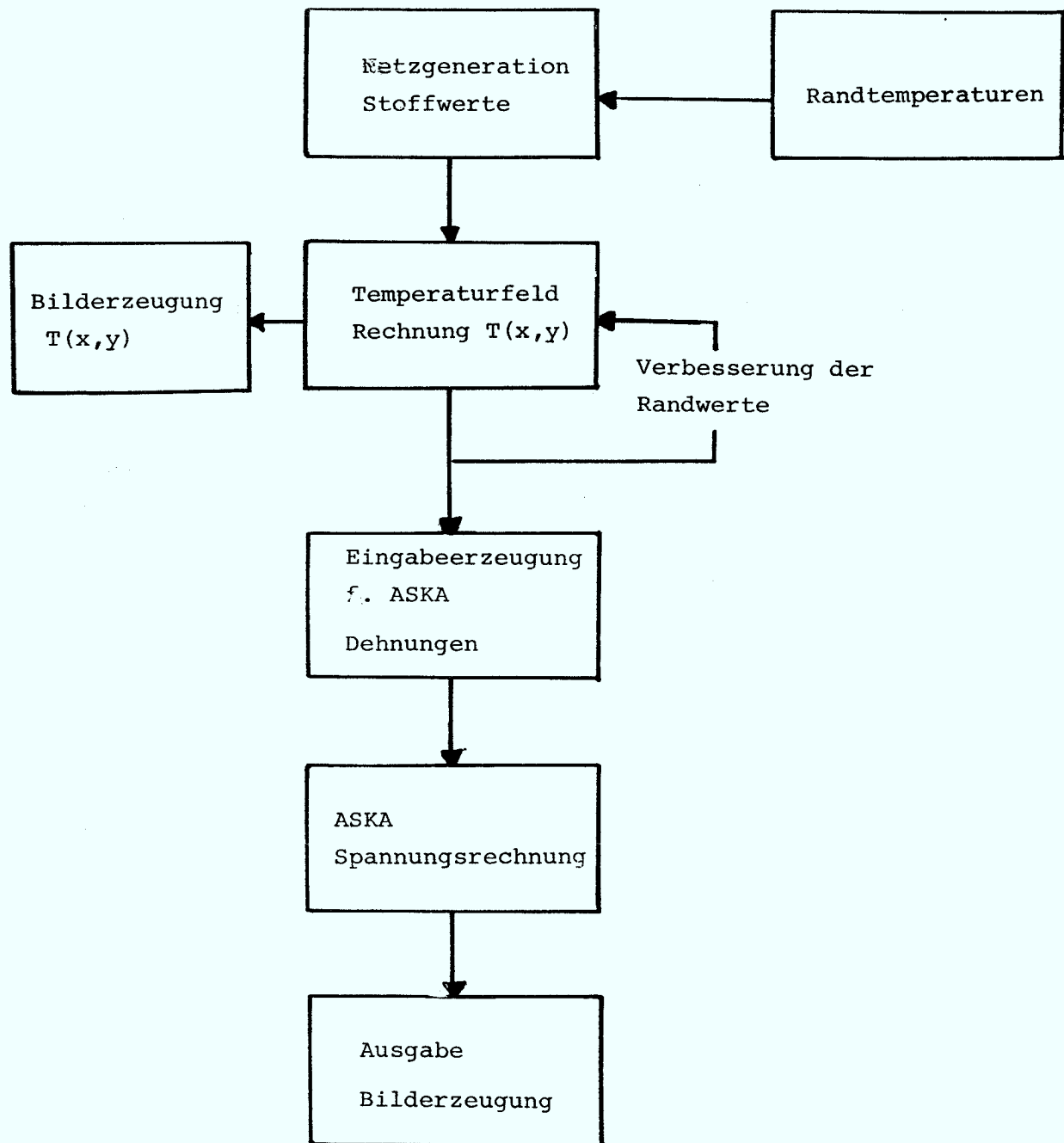


Abbildung 60. : Programm-System zur Temperatur- und Spannungsberechnung

E.4 VERGLEICH DER ZWEI- UND DREIDIMENSIONALEN SPANNUNGSRECHNUNG

Für die Berechnung der Thermospannungen wurde eine gute Modellierung des Targetelementes angestrebt.

Die Platte wurde hierzu dreidimensional abgebildet. Dabei wurde an der Stirnfläche mit den höchsten Temperaturen die Verschiebungsmöglichkeit in axialer Richtung unterdrückt (Loslager), während am anderen Ende des Elementes ein Bereich mit sehr niedrigem E-Modul und einer festen Einspannung (Festlager) angegliedert wurde (Abbildung 61).

Das Festlager, das mit der absoluten Unterdrückung aller drei Verschiebungsrichtungen in der Realität nicht vorkommt und lediglich zu stark überhöhten Spannungswerten führt, diente hier lediglich zur Garantie der statischen Bestimmtheit des Systems.

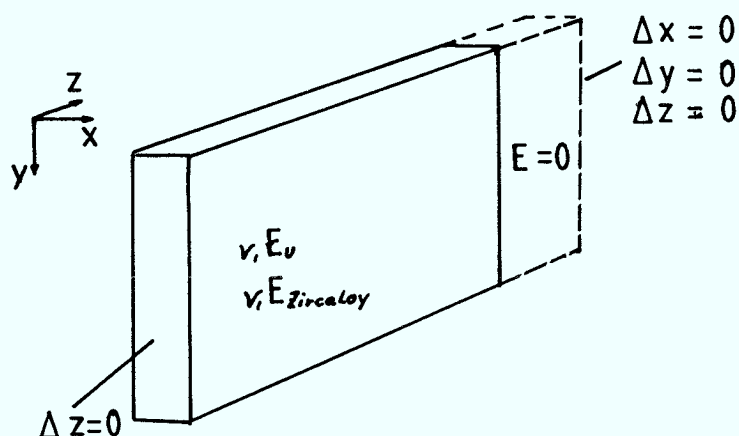


Abbildung 61. : Target-Element-Modell

Im Bereich des Claddings mit seiner im Vergleich zu den Maßen der Platten geringen Ausdehnung von einigen Zehntel Millimetern wurde eine eine möglichst feine Einteilung angestrebt.

Begrenzend war hierbei die unter Berücksichtigung akzeptabler Rechenzeiten realisierbare Punkte- bzw. Netzelementezahl sowie die zulässigen Proportionen der Seitenlängen der verwendeten achteckigen dreidimensionalen Diskretisierungselemente (HEXE8).

Als Beispiel sei in Abbildung 62 eine umströmte Platte, wie sie in den mäanderförmig durchströmten Targets vorkommt dargestellt. Die Ein- und Auslauftemperaturen seien 50 bzw. 80 Grad Celsius. Zur Vereinfachung wird nur der Ein- und Auslaufbereich des Targetelementes mit einigen Schnittebenen dargestellt.

Die Vergleichsspannung wurde mit der Formel nach Mises berechnet:

$$\sigma_v = \sqrt{0,5 ((\sigma_{xx} - \sigma_{yy})^2 + (\sigma_{yy} - \sigma_{zz})^2 + (\sigma_{zz} - \sigma_{xx})^2) + 6(\sigma_{xy}^2 + \sigma_{yz}^2 + \sigma_{zx}^2)}$$

Zur Kontrolle der Güte der dreidimensionalen Rechnung wurden zweidimensionale Rechnungen durchgeführt. Dies ist möglich nach Überführung der Materialwerte in folgender Weise

$$\bar{E} = E / (1 - \nu^2)$$

$$\bar{\nu} = \nu / (1 - \nu)$$

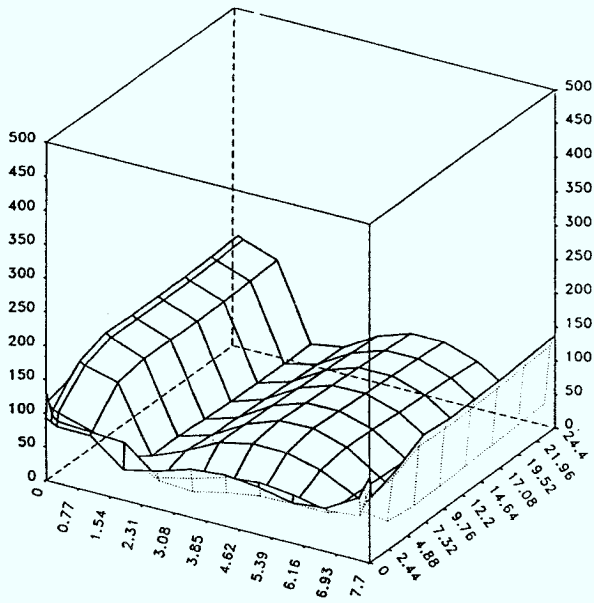
$$\bar{\alpha} = \alpha (1 + \nu)$$

Da die Temperaturprofile sich nicht in der Y-Richtung ändern, ist bei einer in dieser Richtung unendlichen Platte auch der Spannungszustand unverändert, womit obige Umrechnung anwendbar wird. Näheres hierzu findet sich in /TIM/.

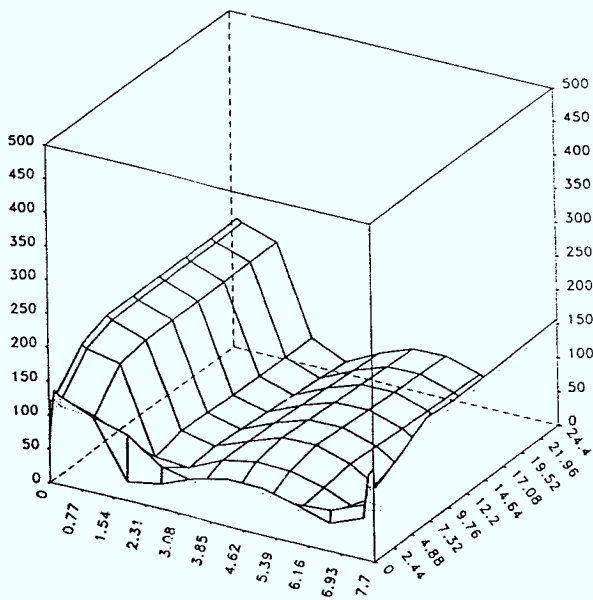
Vergleicht man die Resultate aus der zwei- und dreidimensionalen Rechnung, so zeigt sich eine recht gute Übereinstimmung. Lediglich an der Stirnfläche ($z=0$.) treten größere Diskrepanzen auf.

Wesentlich sind jedoch die vergleichsweise hohen Werte im Inneren ($z>0$) und dort die Vergleichsspannungen an den Rändern bzw. an den Grenzen zwischen Cladding und Uran. Beide Rechnungswege liefern hier vergleichbare Resultate.

3D-Rechnung

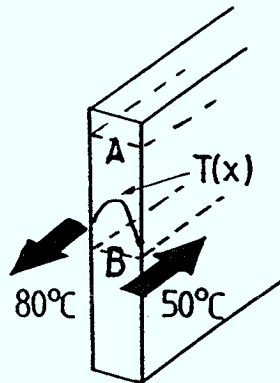


Schnitt A



Schnitt B

2D-Rechnung



$\text{---SIGMA-V---} \rightarrow \text{N/MM}^2$
 $\text{---Z---} \rightarrow \text{MM}$
 $\text{---X---} \rightarrow \text{MM}$

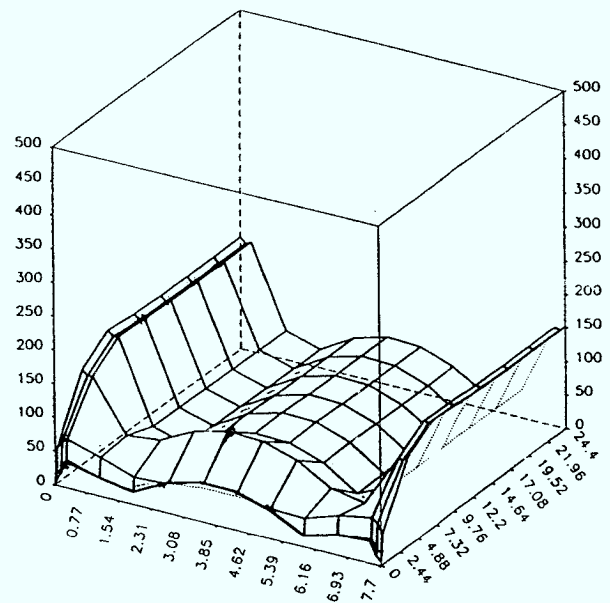


Abbildung 62. : Spannungsverhältnisse bei drei- und zweidimensionaler Rechnung

INHALTSVERZEICHNIS

1.0	Einleitung	1
2.0	Allgemeine Beschreibung der Spallationsanlage ISIS	3
3.0	Werkstoffe	5
3.1	Vergleich verschiedener Werkstoffe	5
3.1.1	Brennstoff	7
3.1.2	Umhüllungsmaterialien	9
3.2	Allgemeine Anforderungen an das Kühlmedium	11
3.3	Gesamtbetrachtung der Werkstoffe und Kühlmittel	12
4.0	Targetkonzeption mit Na-Kühlung	17
4.1	Vorstellung verschiedener Targetdesigns	18
4.1.1	Targets mit mäanderförmigem Strömungsverlauf	18
4.1.2	Targets mit einfachem, geradem Strömungsverlauf quer zur Strahlrichtung	26
4.1.3	Targets mit axialer Strömungsführung	28
4.2	Analyse und nähere Bestimmung eines Na-gekühlten Targetdesigns	30
4.2.1	Parameterstudie	37
5.0	Targetkonzeption mit Wasser-Kühlung	50
6.0	Kritische Heizflächenbelastung, Durchflussinstabilitäten	57
7.0	Temperaturverhalten bei An- und Abschaltvorgängen	60
8.0	Leistungsdeposition im Dauerbetrieb	63
8.1	Temperaturverhältnisse in einer Uran-Platte mit oszillierender Quelle	63
8.2	Temperaturen bei umhüllter Platte mit Spalt	70
9.0	Thermospannungen im stationären Fall	73

9.1 Schockbelastung des Targetelementes	79
10.0 Betrachtung der Target-Standzeit	83
10.1 Volumenänderung aufgrund der Ansammlung von Spalt- und Spallationsprodukten und Strahlenschäden	83
10.2 Materialwachstum durch thermisches Zyklieren	88
10.2.1 Thermische Zyklierung im Normalbetrieb	88
10.2.2 Thermische Zyklierung durch An- und Abschaltvorgänge	95
10.2.3 Gesamtbetrachtung des thermischen Wachstums beim Booster	96
11.0 Diskussion der Targets	98
12.0 Zusammenfassung	103
13.0 Literaturverzeichnis	107
Anhang A. Druckverlustberechnung	112
Anhang B. Wärmeübergangsgesetze	114
Anhang C. Instationäre Wärmeleitung ohne Quelle	115
C.1 Analytische Lösung für ein abkühlendes Targetelement .	115
C.2 Rechnung mit THERMIX für ein abkühlendes Targetelement	116
Anhang D. Instationäre Wärmeleitung mit oszillierender Quelle	118
Anhang E. Verwendete Finite-Elemente-Programme	120
E.1 Berechnung der stationären Temperaturfelder	120
E.2 Spannungsrechnung	124
E.3 Programm-Struktur	127
E.4 Vergleich der zwei- und dreidimensionalen Spannungsrech- nung	129
 Inhaltsverzeichnis	 133

