

KfK 3587
September 1983

Vorschlag für eine Neutronenquelle mit rotierendem Feststofftarget **NERO**

Herausgeber: H. G. Dittrich, S. Malang
Institut für Technische Physik
Institut für Reaktorbauelemente

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Technische Physik

Institut für Reaktorbauelemente

KfK 3587

Vorschlag für eine
NEUTRONENQUELLE MIT ROTIERENDEM FESTSTOFFTARGET

N E R O

Herausgeber H. G. Dittrich, S. Malang

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

Als Manuskript vervielfältigt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
ISSN 0303-4003

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit enthält einen Vorschlag für eine Neutronenquelle, die in einem Testvolumen von etwa 500 cm^3 einen Fluß an 14 MeV Neutronen von ca. $10^{13} \text{ n}/(\text{s} \cdot \text{cm}^2)$ liefert. Durch Verwendung von Reflektormaterialien kann ein Fluß von 2 bis $3 \times 10^{13} \text{ n}/(\text{s} \cdot \text{cm}^2)$ erzeugt werden, wobei dann das gesamte Energiespektrum an der ersten Wand eines Fusionsreaktors nachgebildet wird. Zur Erzeugung der Neutronen wird die D-T-Fusionsreaktion ausgenutzt. Hierzu wird ein gemischter Strahl aus D- und T-Teilchen mit einer Energie von 200 keV und einer Intensität von $0,2 \text{ A}/\text{cm}^2$ auf einen $10 \times 20 \text{ cm}^2$ großen Brennfleck eines rotierenden Targets geschossen.

Abstract

Proposal of a NEutron Source with ROTating Solid Target: NERO

In the present paper a proposal is made for a neutron source furnishing a 14 MeV neutron flux of approx. $10^{13} \text{ n}/(\text{s} \cdot \text{cm}^2)$ in a test volume of about 500 cm^3 . By use of reflector materials a flux of 2 to $3 \times 10^{13} \text{ n}/(\text{s} \cdot \text{cm}^2)$ can be generated, thus simulating the whole energy spectrum at the first wall of a fusion reactor. The D-T fusion reaction is exploited for the neutron production. A mixed D-T particle beam of 200 keV energy and $0.2 \text{ A}/\text{cm}^2$ intensity is shot onto a $10 \times 20 \text{ cm}^2$ focal spot of a rotating target.

An diesem Vorschlag haben durch Beiträge und
Diskussionen mitgewirkt:

H.G. Dittrich	ITP
K. Ehrlich	IMF II
H. Frey	ITP (ehem.)
G. Grathwohl	IMF I
W. Henkes	IKVT
E. Hölzchen	IT
E. Hutter	IT
D. Kaletta	IMF II
R. Klingelhöfer	IKVT
P. Komarek	ITP
M. Küchle	INR
G. Leppelmeier	LLNL, USA
G. Ludhard	NUKEM GmbH.
S. Malang	IRB
K.A. Schmidt	IAK
A. Suppan	IT

<u>Inhalt</u>	Seite
1. Kurzfassung	5
2. Einleitung	6
3. Technisches Konzept	10
3.1 Grundkonzept	10
3.2 Konstruktive Ausführung	11
3.3 Target	14
3.3.1 Mechanisches Konzept	14
3.3.2 Generelle Auslegung	18
3.3.2.1 Strahlzusammensetzung und Beschleunigerspannung	18
3.3.2.2 Wahl des Strahlquerschnitts	19
3.3.2.3 Targetgeschwindigkeit	21
3.3.2.4 Targetdurchmesser	21
3.3.2.5 Leistungsdichte	22
3.3.3 Überschlagsrechnungen zur thermohydraulischen Auslegung	22
3.3.3.1 Berechnung des Temperaturprofils	23
3.3.3.2 Kühlung der Kupferröhrchen	28
3.3.4 Ausgasen der Wasserstoffisotope aus der Targetoberfläche	29
3.3.5 Inkorporation von Helium im Target	30
3.3.5.1 Fehlende äußere Spannungen	31
3.3.5.2 Aufgeprägte Spannungen	31
3.3.6 Beschichtung und Regeneration der Targetoberfläche	32
3.3.6.1 Betriebsverhalten der Targetschicht, Materialwahl	32
3.3.6.2 Zerstäubung des Targetmaterials	33
3.3.6.3 Ersatz des zerstäubten Targetmaterials	34
3.3.6.4 Tritiummenge im System, Sicherheitsaspekte	35
3.3.7 Brennstoffkreislauf	37
3.4 Das Beschleunigersystem	40
3.4.1 Generelle Machbarkeit und Stand der Technik	40
3.4.2 Verwendung von D-T-Gemischen	41
3.5 Abschätzung der Baukosten	42
3.6 Einsatzmöglichkeiten von NERO bei der Materialentwicklung	43

3.6.1	Bestrahlung von metallischen Werkstoffen	43
3.6.2	Bestrahlung von keramischen Werkstoffen	45
4.	Literatur	47

1. Kurzfassung

Die vorliegende Arbeit enthält einen Vorschlag für eine Neutronenquelle, die in einem Testvolumen von etwa 500 cm^3 einen Fluß an 14 MeV Neutronen von ca. $10^{13} \text{ n}/(\text{s} \cdot \text{cm}^2)$ liefert. Durch Verwendung von Reflektormaterialien kann dieser auf 2 bis $3 \cdot 10^{13} \text{ n}/(\text{s} \cdot \text{cm}^2)$ gesteigert werden, wobei dann das gesamte Energiespektrum an der ersten Wand eines Fusionsreaktors nachgebildet wird. Zur Erzeugung der Neutronen wird die D-T Fusionsreaktion ausgenutzt. Hierzu wird ein gemischter Strahl aus D- und T-Teilchen mit einer Energie von 200 keV und einer Intensität von $0,2 \text{ A}/\text{cm}^2$ auf einen $10 \times 20 \text{ cm}^2$ großen Brennfleck eines rotierenden Targets geschossen.

Der Anwendungsbereich der Neutronenquelle liegt bei niederen bis mittleren Bestrahlungsdosen. Damit lassen sich insbesondere Skalierungsexperimente durchführen, die es ermöglichen sollen, aus anderen Bestrahlungsuntersuchungen gewonnene Ergebnisse auf Fusionsbedingungen zu übertragen.

Die Kosten der Anlage werden, grob geschätzt, mit ca. 50 Mio. \$ beziffert.

2. Einleitung

Fusionsreaktoren stellen sehr hohe Anforderungen an die verwendeten Konstruktionsmaterialien, insbesondere an die der sog. ersten Wand, die das Fusionsplasma umgibt und der vollen Strahlenbelastung ausgesetzt ist.

Die Untersuchung und Weiterentwicklung solcher Materialien erfordert aber Anlagen, mit denen man die Strahlenbelastung, wie sie im Fusionsreaktor herrscht, erzeugen bzw. möglichst gut simulieren kann. Es müssen sowohl der Neutronenfluß als auch das Energiespektrum dem des Fusionsreaktors ähnlich sein. In Bild 1 ist die Energieverteilung der Neutronen, wie sie in der Nähe der ersten Wand vorliegt, dargestellt. Das Spektrum ist gekennzeichnet durch ein scharfes Maximum bei 14 MeV, das etwa 1/3 des Gesamtflusses entspricht. Der Rest des Spektrums liegt bei niedrigeren Energien und ähnelt dem eines Spaltreaktors.

In großem Umfang wurden Materialbestrahlungen bisher nur in Spaltreaktoren durchgeführt. Die dort gewonnenen Ergebnisse sind aber nicht ohne weiteres auf Materialschädigungen in Fusionsreaktoren übertragbar. Das Energiespektrum von Spaltneutronen weicht, wie in Bild 1 dargestellt, stark von dem in einem Fusionsreaktor ab. Im Spaltneutronenspektrum fehlt völlig der starke Anteil an 14 MeV-Neutronen. Der restliche langsamere Teil des Fusionspektrums wird zwar recht gut überdeckt, jedoch wird im Fusionsreaktor die Materialschädigung der ersten Wand hauptsächlich durch die schnellen 14 MeV Neutronen hervorgerufen. Bild 1 verdeutlicht dies anhand des Wirkungsquerschnittes für die n, α Reaktion im Stahl 316, d. h. für die Heliumproduktion. Man erkennt einen steilen Anstieg bei hohen Energien von etwa 14 MeV.

Das exakte Spektrum liefert natürlich der Fusionsreaktor selbst. Es ist deshalb vorgesehen, Materialentwicklung an den ersten Fusions-Testanlagen wie INTOR, NET oder analogen Anlagen mit Spiegeleinschluß durchzuführen. Um den Bau dieser Anlagen selbst durch Simulationsbestrahlungen genügend abzusichern, sind neben Reaktorbestrahlungen leistungsstarke Neutronenquellen erwünscht.

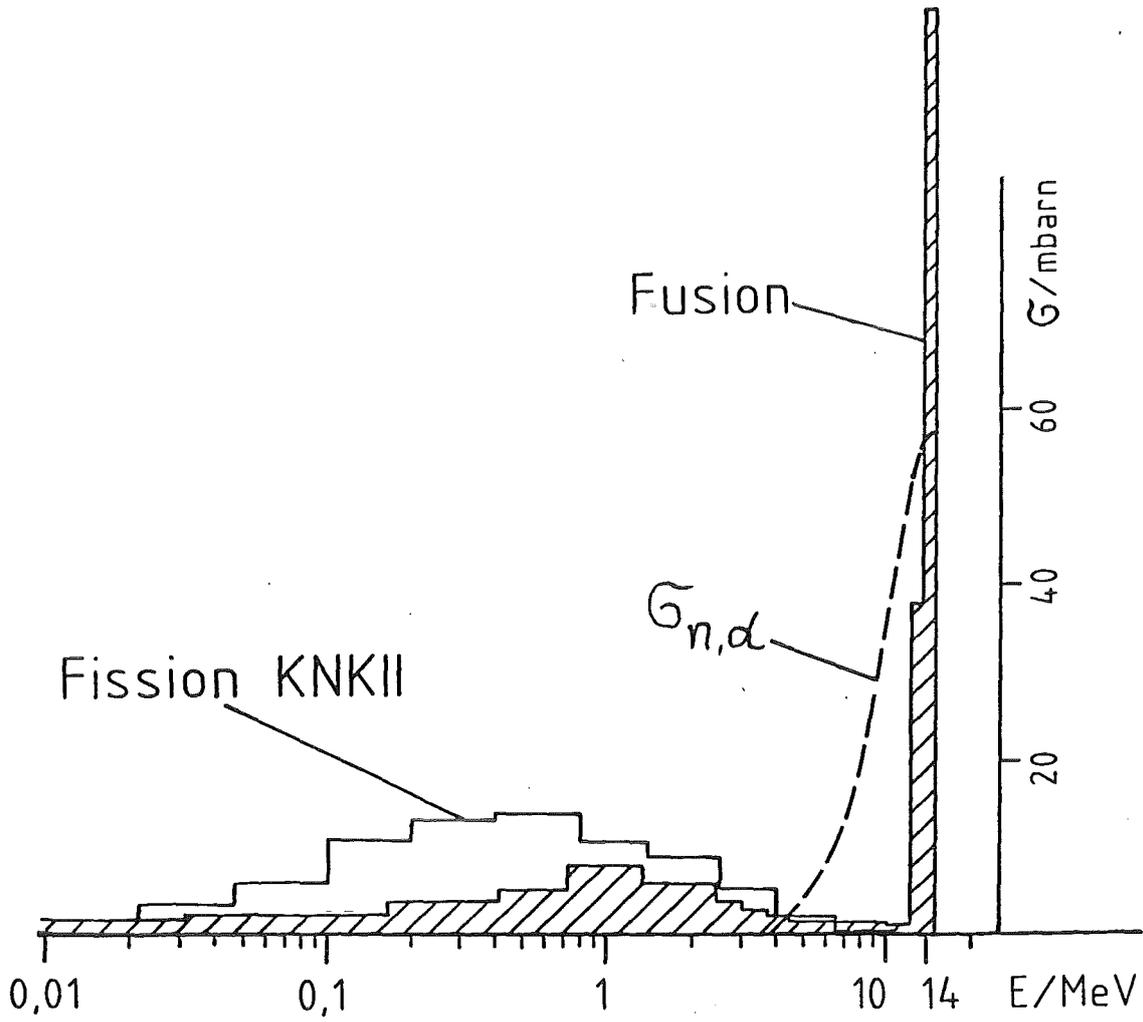


Bild 1 Neutronenspektrum für den Fusionsreaktor an der ersten Wand und den schnellen Brutreaktor KNK II, sowie der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{n,\alpha}$ für die Heliumproduktion im Stahl 316.

Im folgenden wird eine großflächige Neutronenquelle mit rotierendem Feststofftarget "NERO" vorgestellt, die im Dauerbetrieb einen Neutronenfluß von 2 bis 3×10^{13} n/(cm²·s) liefert. Der Anteil an 14 MeV Neutronen beträgt hierbei 1×10^{13} n/(cm²·s). Damit wird das Fusionsreaktorspektrum exakt nachgebildet. Der Fluß steht in einem Bestrahlungsvolumen von etwa 500 cm³ zur Verfügung, das damit ausreichend groß bemessen ist, um Langzeit- und Kurzzeitproben gemeinsam zu bestrahlen.

Das Konzept von NERO basiert auf der Überlegung, daß großflächige (ca. 200 cm²) Neutralteilcheninjektoren mit einer Energie von ca. 200 keV und einer Stromdichte von 0,2 A/cm² innerhalb der nächsten Jahre auch für Dauerbetrieb mit D, T voraussichtlich verfügbar gemacht werden können. Diese Injektoren lassen sich zum Beschießen von Feststofftargets verwenden, in denen D und T eingelagert ist.

Mit NERO könnte eine große Zahl von interessanten Materialuntersuchungen für künftige Fusionsreaktoren durchgeführt werden, da der Neutronenfluß bis auf einen Faktor von rund 5 an die eines Testreaktors mit einer Wandbelastung von 1 MW/m² heranreicht bzw. sogar etwa dem von jetzt diskutierten Tokamaks entspricht.

Für den Bau und den Betrieb von NERO brauchen nur solche Technologien entwickelt zu werden, die in späteren Fusionsanlagen ebenfalls verfügbar sein müssen. Damit könnte man mit NERO Erfahrungen auf den für Fusionsreaktoren wichtigen Gebieten sammeln wie:

- Tritiumhandhabung einschließlich Reinigung, Abtrennung und Speicherung;
- Austausch von aktivierten Bauteilen mit Remote Handling Systemen;
- Entwicklung und Betrieb von intensiven DC-Ionenquellen für Neutralteilcheninjektoren;

- Entwicklung von Tritium-verträglichen Vakuumbauteilen, insbesondere von Hochvakuum-pumpen für den Dauerbetrieb;
- Entwicklung von Kühlsystemen für hoch-wärmebeanspruchte Oberflächen;
- Entwicklung von Sicherheitssystemen zur Beherrschung von Störfällen.

Die Beschränkung von NERO liegt, wie erwähnt, im Neutronenfluß von $\sim 10^{13}$ 14 MeV-Neutronen/(sec·cm²). Ziel weiterer Untersuchungen sollte es daher sein, den Neutronenfluß noch zu steigern. Dies gelingt in demselben Maße, wie man die Wärmeabfuhr von der Targetoberfläche erhöhen kann.

Im vorliegenden Bericht wird das Grundprinzip von NERO vorgestellt. Wichtige technische Schlüsselprobleme werden dabei eingehender beleuchtet, insbesondere die Frage der Wärmeabfuhr aus dem rotierenden Target.

3. Technisches Konzept

3.1 Grundkonzept

In NERO wird der Neutronenfluß wie im Reaktor aus der Deuterium-Tritium (D-T) Fusionsreaktion gewonnen. Hierzu wird folgendes Prinzip angewandt:

Aus mehreren großflächigen Ionenquellen werden gemischte Strahlen aus Deuterium und Tritium extrahiert, auf 200 kV beschleunigt und mit einer Stromstärke von 60 A auf einen ca. $10 \times 20 \text{ cm}^2$ großen Brennfleck auf der Innenseite einer rotierenden Targettrommel gerichtet. Die Aufweitung des Strahls nach dem Verlassen des Beschleunigers auf dem Wege zum Target infolge Coulombwechselwirkung wird durch Raumladungskompensation über Ionisierung des Untergrundgases weitgehend unterdrückt, so daß die Stromstärke auf dem Brennfleck noch 40 A beträgt. Beim Einsatz derartiger Injektoren an Plasmamaschinen mit magnetischem Einschluß müssen die Ionen neutralisiert werden. Das ist hier nicht erforderlich und auch nicht mit dem angegebenen Aufwand durchführbar, weil der Wirkungsgrad für die Neutralisierung von 200 keV-Deuteronen nur 20% beträgt.

Die beschlossene Targetoberfläche ist mit einer dünnen Schicht aus Scandium (Sc) überzogen, die den Zweck hat, durch Bildung von Hydriden (ScT_2 , ScD_2 , ScDT) eine Beladung mit Deuterium und Tritium - möglichst großer Dichte - zu erhalten. Geladen wird die Schicht kontinuierlich durch den DT-Strahl selbst.

In einer etwa $1 \mu\text{m}$ dicken ersten Schicht der Targetoberfläche finden Fusionsreaktionen statt, die dort eine Flußdichte von $2 \times 10^{13} \text{ n}/(\text{cm}^2 \cdot \text{sec})$ an 14 MeV Neutronen liefern. Diese Quellstärke und die große Fläche des Brennflecks gewährleisten im Abstand von 2 cm an der Außenseite der Targettrommel einen 14 MeV Neutronenfluß von $10^{13} \text{ n}/(\text{cm}^2 \cdot \text{sec})$. Durch Verwendung von Bleireflectoren wird dieser Fluß durch Neutronen geringerer Energie auf insgesamt 2 bis $3 \times 10^{13} \text{ n}/(\text{cm}^2 \cdot \text{sec})$ erhöht. Damit wird das Neutronenspektrum vor der ersten Wand eines Fusionsreaktors mit magnetischem Einschluß praktisch exakt nachgebildet.

Da ständig ein geringer Teil der Sc-Oberfläche durch Sputterprozesse abgetragen wird (etwa $0,1 \mu\text{m/h}$), muß dieser laufend durch kontrolliertes Aufdampfen wieder ersetzt werden.

3.2 Konstruktive Ausführung

Eine konstruktive Ausführung von NERO ist in Bild 2 wiedergegeben. Die Anlage besteht im wesentlichen aus der Ionenquelle, Strahlsumpf und Strahldetektor, dem rotierenden Target mit Bestrahlungskanal und Aufdampfeinrichtung sowie Vakuumgehäuse, Vakuumsystem und Abschirmung.

Dieser innere Teil der Testanlage wird ergänzt durch die Tritiumaufbereitung, heiße Zellen für Materialuntersuchungen, Labors und die zum Betrieb der Anlage erforderlichen Hilfsanlagen und -einrichtungen.

Das Vakuumgefäß hat die Abmessungen ca. $5 \text{ m} \times 3,5 \text{ m} \times 3,5 \text{ m}$ und ist für einen äußeren Überdruck von 1 bar ausgelegt. Ein Endvakuum von ca. 10^{-4} mbar wird durch Vorvakuum- und nachgeschaltete Kryopumpen erreicht. Die Kryopanelle sind seitlich sowie oben und unten am Behälter angeordnet. Um die Anlage im Dauerbetrieb fahren zu können, ist die Kryofläche überdimensioniert, so daß jeweils ein Teil der Fläche, nach Abschottung durch ein Klappensystem, während des Betriebes regeneriert werden kann. Um die Dosisleistung in der Experimentierhalle in den gesetzlich zulässigen Grenzen zu halten, ist die Testanlage von einer ca. 2 - 2,5 m starken Abschirmwand umgeben, deren Decke und Seitenwände zum Zweck der Austauschbarkeit von Anlagenteilen abhebbar bzw. verfahrbar sind.

Die Ionenquelle enthält vier Einzelquellen, die im Kleeblatt angeordnet sind und deren Strahlen sich am Targetrad auf einer Brennfläche von $10 \times 20 \text{ cm}^2$ vereinigen. Der mittlere Auftreffwinkel beträgt 80° , bezogen auf die Targetradachse. Von den vier Einzelquellen sind jeweils drei mit einer Gesamtleistung von ca. 12 MW gleichzeitig in Betrieb. Davon gelangen ca. 8 MW auf die Brennfläche am Targetrad.

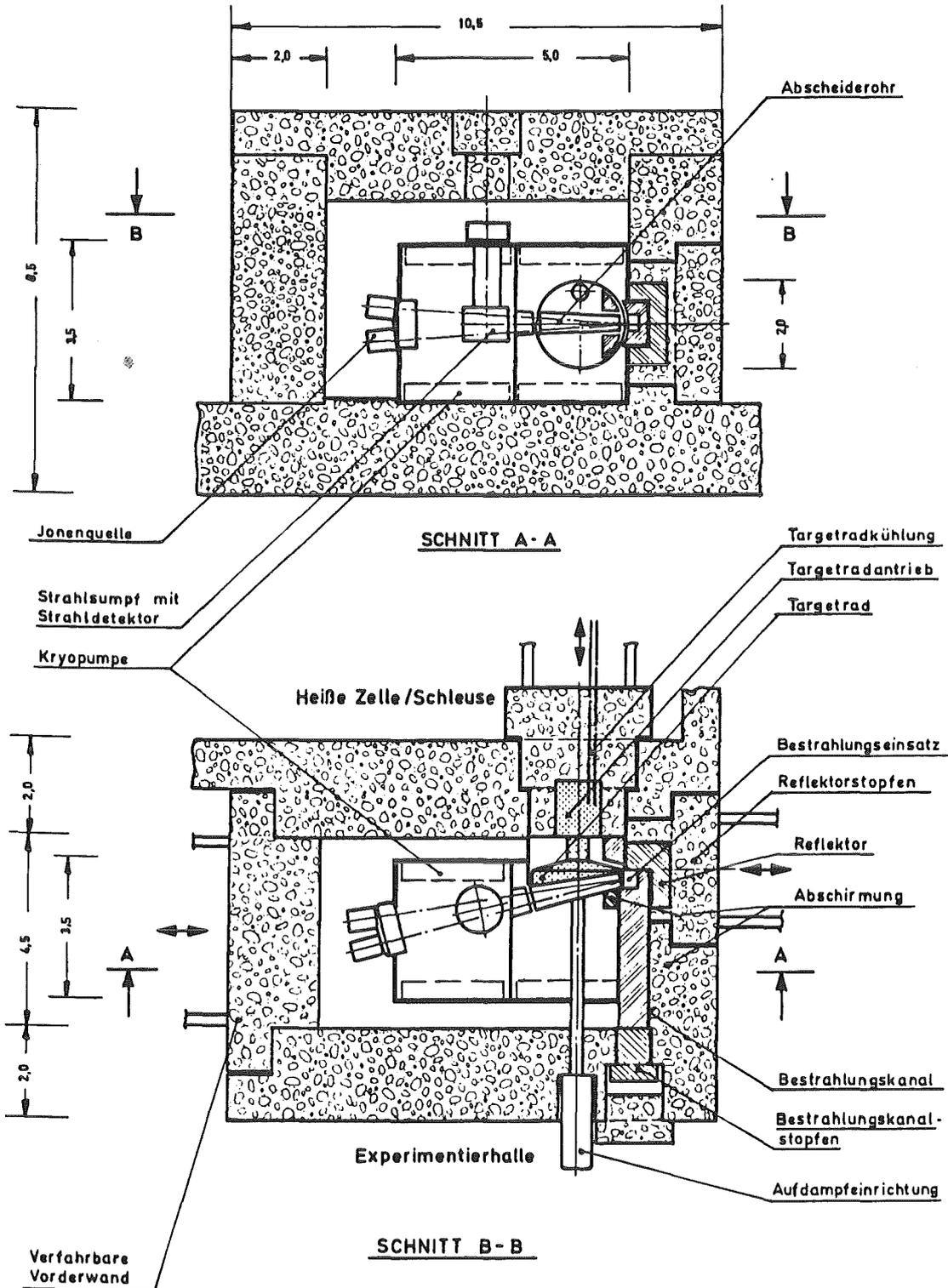


Bild 2 Konstruktive Anordnung der Neutronenquelle NERO

Um Verunreinigungen des Teilchenstrahles, welche besonders während der Anfahrphase auftreten, nicht auf das Targetrad gelangen zu lassen, ist zwischen Beschleuniger und Abscheiderohr ein Strahlsumpf, verbunden mit einem Strahldetektor, angeordnet. Der Strahlsumpf besteht aus einem wassergekühlten, rotierenden Target, das den Teil der Wärmeleistung abführen kann, der während der Anfahrphase für das Sauberschießen des Strahls anfällt.

Wegen der begrenzten Lebensdauer der Ionenquellen sind nach dem Wegfahren der stirnseitigen Abschirmwand die Einzelquellen zugänglich. Mittels Fernbedienungstechnik, in Verbindung mit einem abgeschirmten Transportbehälter, ist es möglich, die Quellen unter Vakuumbedingungen zu wechseln. Das wassergekühlte Targetrad ist horizontal gelagert und bildet mit dem horizontal verfahrbaren Stopfen eine Einheit. Im eingefahrenen Zustand verschließt dieser den Vakuumbehälter. Versorgungsleitungen für das Targetrad und dessen Antrieb werden vakuumdicht durch den Stopfen geführt. Die Lagerung und die rotierende Abdichtung können dabei als Stand der Technik angesehen werden. /9/

Die Aufdampfvorrichtung zum Bedampfen des Targetrades mit Scandium ist im oberen Bereich des Rades angeordnet und durch einen horizontalen Kanal von der Experimentierhalle aus handtierbar. Das Abscheiderohr wird von oben eingesetzt. Es wird auf einer Betriebstemperatur von ca. 1000° C gehalten, bei der sich zwar vom Targetrad abgesputtertes Scandium niederschlägt, aber während der Betriebsphase kaum Tritium gebunden wird.

Der Bestrahlungseinsatz ist in den Bestrahlungskanal-Stopfen integriert und wird mit diesem in den Bestrahlungskanal eingesetzt. Dieser ist horizontal angeordnet und gegenüber dem Vakuumgefäß abgedichtet. Die Hauptenergie der Neutronenstrahlung ist 14 MeV. Zur Erhöhung des Neutronenflusses ist außerhalb des Bestrahlungskanals ein Bleireflektor angeordnet, der gleichzeitig als Neutronenmultiplikator wirkt. Zusätzliche Reflektoren sind so angeordnet, daß eine Öffnung von 22 cm x 12 cm

als Strahlenfenster verbleibt. Um Teile des Bestrahlungs-
kanals, die der starken Neutronenstrahlung ausgesetzt sind,
austauschen zu können, muß der Reflektorstopfen gezogen wer-
den. Ein Austausch dieser Teile ist dann fernbedient möglich.

3.3 Target

3.3.1 Mechanisches Konzept

Je nachdem, wie der Strahl auf das rotierende Target trifft,
sind drei prinzipiell verschiedene Anordnungen möglich:

- a) Targetfläche ist Stirnseite einer Scheibe;
- b) Targetfläche ist Außenseite einer Trommel;
- c) Targetfläche ist Innenseite einer Trommel.

Gewählt wurde die Anordnung c), welche schematisch in Bild 3
gezeigt ist. Die wichtigsten Gründe hierfür sind:

- unbegrenzte Gestaltungsmöglichkeit für den Bestrahlungsraum,
- Höhenabmessung bei einem rechteckigen Strahlquerschnitt
praktisch unbegrenzt,
- jeder Punkt der Targetfläche hat dieselbe Geschwindigkeit,
- Fliehkraft bewirkt ein Pressen und nicht ein Auseinander-
reißen von Target, Targetträger und Rad.

Der letzte dieser aufgeführten Gründe v. a. ermöglicht eine
Konstruktion, bei der Targetträger und Rad nur einseitig ver-
bunden sind und bei der sich deshalb der Targetträger frei
ausdehnen kann.

Gewählt wurden als Targetträger Kupferröhrchen mit 3 mm Außen-
durchmesser und 0,4 mm Wandstärke, die, entsprechend Bild 4,
auf der Innenseite des Rades in axialer Richtung angeordnet
sind. Bild 5 zeigt einen Querschnitt durch diese Röhrchen.
Zu bemerken ist, daß die Lötverbindung zwischen den Röhrchen
nur zur Erzielung einer geschlossenen Targetoberfläche dient,
jedoch keinerlei Festigkeitsaufgaben hat. Wie aus Bild 4 zu
ersehen ist, sind die Röhrchen haarnadelförmig gebogen und mit
ihren freien Enden in Sammlern eingelötet. Röhrchen und Sammler

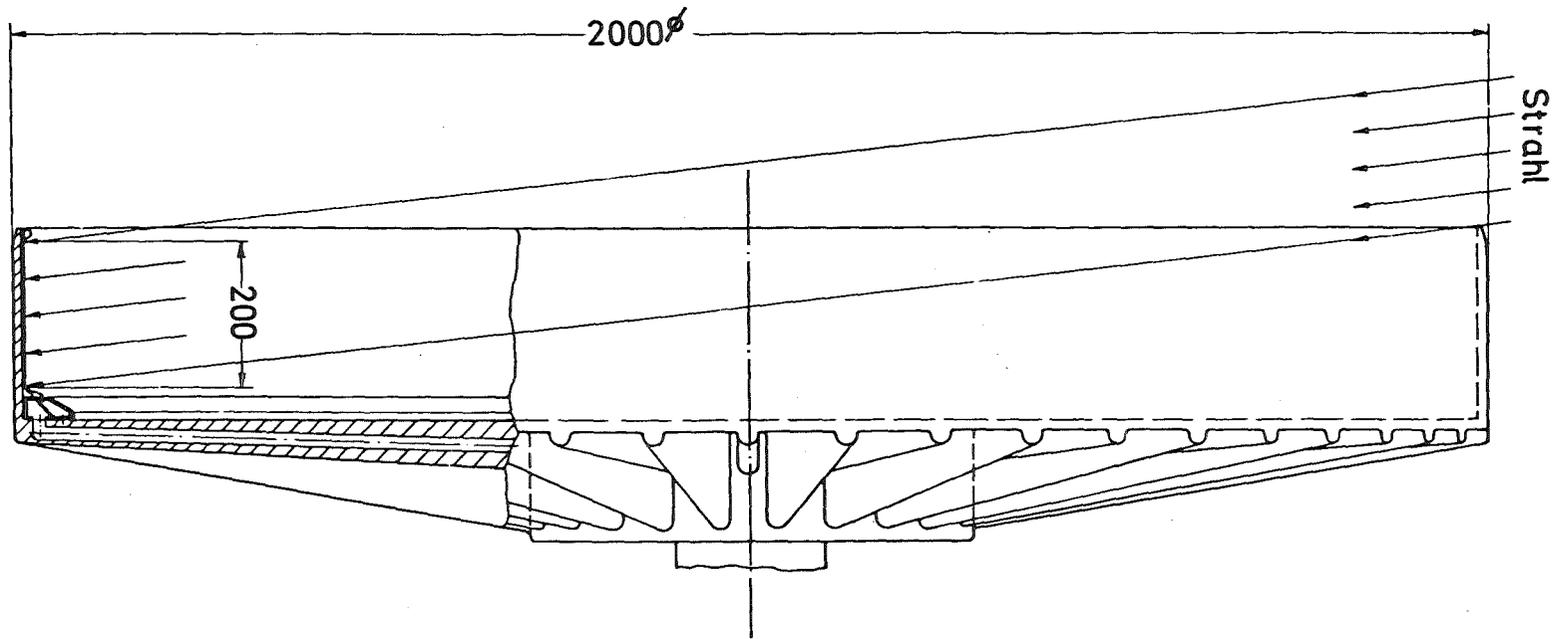


Bild 3 Ansicht des Targetrades

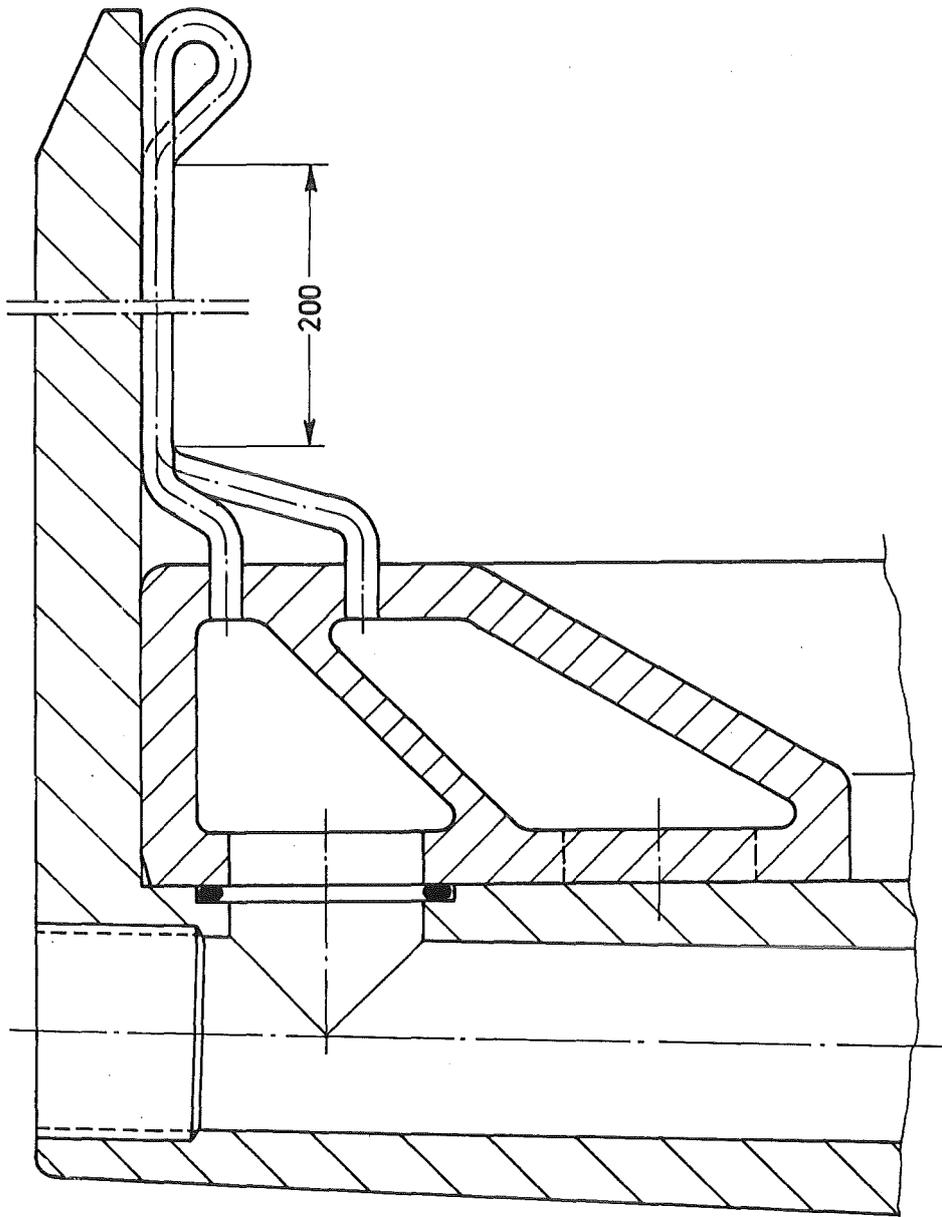


Bild 4 Anordnung der Kupferröhrchen auf der Innenseite der Targettrommel

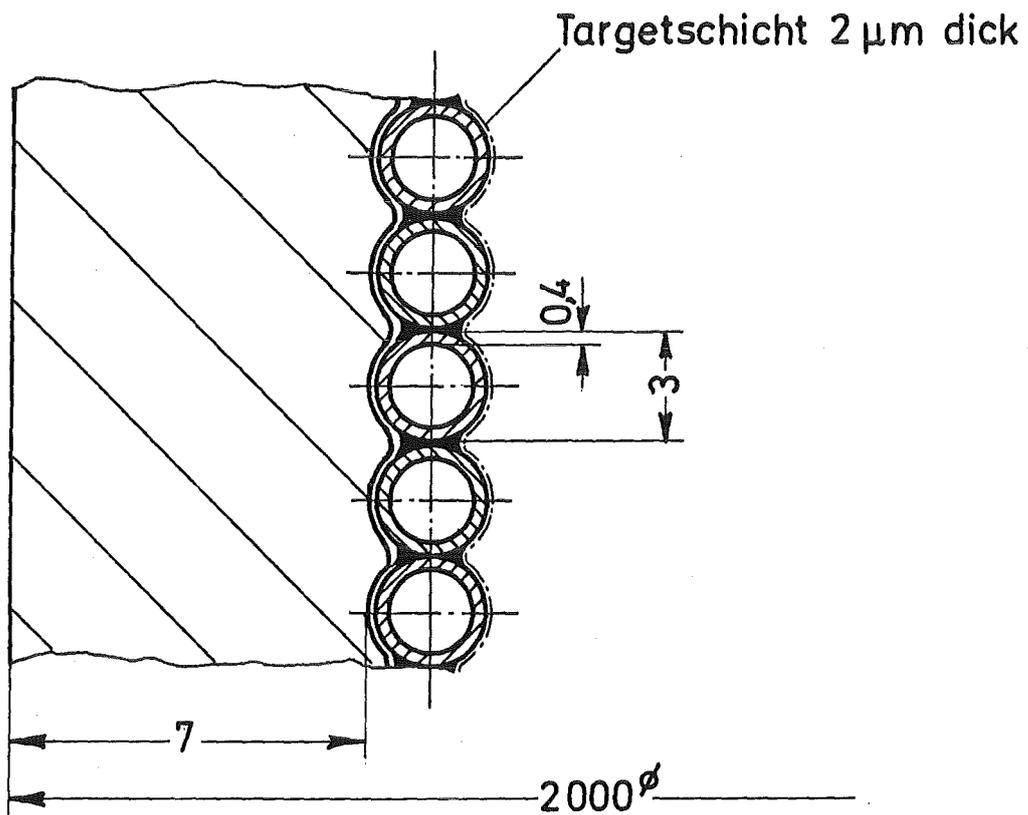


Bild 5 Querschnitt durch die Wand der
Targettrommel

bilden eine Einheit, welche mit dem Rad verschraubt und deshalb leicht auswechselbar ist. Zur Kühlung sind die Röhrchen von Wasser durchströmt, wobei zur Verhinderung von Dampfblasenbildung ein Systemdruck von ca. 60 bar gewählt wurde.

3.3.2 Generelle Auslegung

Die wichtigsten Auslegungsgrößen für eine D-T-Neutronenquelle mit rotierendem Target sind:

- Strahlzusammensetzung
- Beschleunigerspannung
- Strahlquerschnitt
- Targetgeschwindigkeit
- Targetdurchmesser
- Leistungsdichte

3.3.2.1 Strahlzusammensetzung und Beschleunigerspannung

Ein Langzeitbetrieb kann mit einer D-T-Neutronenquelle nur dann erreicht werden, wenn der Strahl ein Isotopengemisch aus je 50% Deuterium und Tritium enthält. Erwünscht ist ein möglichst hoher atomarer Anteil, weil D_2 , T_2 oder DT-Moleküle zu einer Erhöhung der optimalen Beschleunigerspannung führen. Als optimal ist hier diejenige Beschleunigerspannung bezeichnet, bei der die Neutronenausbeute je kW Wärmeleistung im Target ein Maximum erreicht. Bei einem ScDT-Target wird bei 100% D^+T^+ -Strahl die maximale Neutronenausbeute mit einer Beschleunigerspannung von 220 kV erreicht. Sinkt der atomare Anteil auf 75% ab, so erhöht sich die optimale Beschleunigerspannung auf 260 kV. In beiden Fällen ist das Maximum der Neutronenausbeute als Funktion der Beschleunigerspannung sehr flach. Wird z. B. eine Beschleunigerspannung von 200 kV gewählt, so sinkt die Neutronenausbeute je kW um 2% (bei 100% atomarem Anteil) bzw. um 6% (bei 75% atomarem Anteil) im Vergleich zum jeweiligen Maximalwert ab. Bei einer Beschleunigerspannung von 200 kV und einem atomaren Anteil von 80% in einem DT-Strahl beträgt die Neutronenausbeute bei einem ScDT oder YDT-Target etwa $0,5 \cdot 10^{12} \text{ n}/(\text{s} \cdot \text{kW})$.

3.3.2.2 Wahl des Strahlquerschnitts

Die thermische Belastung des Targets hängt bei gegebener Umfangsgeschwindigkeit v nicht nur von der Wärmestromdichte \dot{q} ab, sondern auch von der Verweilzeit t eines Punktes auf der Targetoberfläche im Strahl und damit von der Strahlbreite b .

$$t = b/v$$

Ein Maß für die thermische Belastung des Targets ist die Temperaturerhöhung ΔT der Oberfläche während der Verweilzeit t . Nach [1] gilt für eine halb-unendliche Wand

$$\Delta T = 2 \cdot \dot{q} \cdot \sqrt{t} / \sqrt{\pi \cdot c \cdot \rho \cdot \lambda}$$

mit der spezifischen Wärme c , der Dichte ρ und der Wärmeleitfähigkeit λ .

Aus diesen beiden Gleichungen folgt:

$$\dot{q} = \sqrt{\pi \cdot c \cdot \rho \cdot \lambda} \cdot \Delta T / \sqrt{4t} = 0,866 \cdot \sqrt{c \cdot \rho \cdot \lambda \cdot v} \cdot \Delta T / \sqrt{b}$$

Die Größen ΔT und v sind aus thermischen und mechanischen Gründen begrenzt, jedoch unabhängig von der Strahlbreite. Deshalb gilt für die zulässige Wärmestromdichte und damit für die erreichbare Neutronenquellstärke I_0

$$\dot{q} \sim I_0 \sim 1/\sqrt{b}$$

für eine dünne Wand der Stärke s gilt

$$\Delta T = \dot{q} \cdot t / (s \cdot c \cdot \rho) = \dot{q} \cdot b / (s \cdot c \cdot \rho \cdot v) \rightarrow \dot{q} \sim I_0 \sim 1/b$$

Wie später gezeigt wird, stellt bei der gewählten Konstruktion der zweite Fall eine sehr gute Näherung dar.

Der Einfachheit halber soll bei den folgenden Überlegungen zur Bestimmung der optimalen Strahlbreite von einem runden Strahlquerschnitt ausgegangen werden, obwohl derartige Überlegungen auch bei rechteckigem Strahlquerschnitt möglich sind.

Wird mit a der Radius des Strahles beim Auftreffen auf das Target, mit z der Abstand von der Targetoberfläche in Strahlrichtung bezeichnet, so gilt nach /2/ für den Fluß ϕ auf der Strahlachse

$$\phi = I_0 \cdot \ln(1 + (a/z)^2) / 4$$

Setzt man in diese Gleichung

$$q \sim I_0 \sim 1/b = 1/(2 \cdot a) \quad \text{ein, so ergibt sich}$$

$$\phi \sim \ln(1 + (a/z)^2) / a.$$

Der minimale Abstand z_{\min} liegt unabhängig vom Strahlradius a aus konstruktiven Gründen fest. Hiermit läßt sich der optimale Strahlradius, mit dem für gegebene Randbedingungen (z_{\min} , v , ΔT , c , ρ) der maximale mögliche Fluß erreicht wird durch Bestimmung des Maximums der Funktion

$$\phi = K \cdot \ln(1 - (a/z)^2) / a$$

ermitteln. Es ergibt sich ein sehr flaches Maximum bei

$$a_{\text{opt}} = 1.98 \cdot z_{\min}$$

Bei der gewählten Konstruktion ist der minimale Abstand zwischen Targetoberfläche und Bestrahlungsprobe etwa 2 cm. Die Strahlbreite wird deshalb mit $b = 2 \cdot a = 10$ cm festgelegt. Während die Strahlbreite, wie gezeigt, durch die thermische Belastung des Targets begrenzt ist, gibt es für die Strahlhöhe keine derartige Begrenzung. Diese Höhe ist letztlich begrenzt durch die Kosten für den Beschleuniger und die Stromkosten im Betrieb. Da das Bestrahlungsvolumen und der maximale Fluß mit der Strahlhöhe anwächst, wird eine Höhe von 20 cm gewählt.

3.3.2.3 Targetgeschwindigkeit

Wie im vorhergehenden Abschnitt gezeigt wurde, ist der erreichbare Neutronenfluß umgekehrt proportional zur Targetgeschwindigkeit. Diese ist begrenzt durch die infolge der Fliehkraft auftretenden Zugspannungen in dem rotierenden Rad. Bei der gewählten Konstruktion liegt der Fall eines rotierenden Ringes vor, dessen Dicke im Vergleich zum Durchmesser vernachlässigbar klein ist. Wird außerdem die Stützwirkung der Nabe vernachlässigt, so gilt für die Fliehkraftspannung σ im Ring

$$\sigma = v^2 \cdot \rho$$

mit v = Umfangsgeschwindigkeit und ρ = Materialdichte.

Bei der Materialauswahl kommt es deshalb auf ein möglichst großes Verhältnis σ_{zul}/ρ an.

Da gleichzeitig eine geringe Dichte erwünscht ist, um die Neutronen möglichst ungehindert passieren zu lassen, bietet sich eine Leichtmetall-Legierung wie z. B. Duraluminium an. Dieser Werkstoff hat bei einer Temperatur von 150° C eine Dauerstandfestigkeit von 250 MPa. Bei einer mittleren Dichte des rotierenden Ringes von $3,3 \text{ g/cm}^3$ entspricht dies einer Umfangsgeschwindigkeit von 275 m/s.

Die Wahl einer Umfangsgeschwindigkeit von 100 m/s ist daher mit Sicherheit nicht unrealistisch, sondern beinhaltet noch ein gewisses Entwicklungspotential.

3.3.2.4 Targetdurchmesser

Wie im vorhergehenden Abschnitt gezeigt wurde, ist die Fliehkraftspannung in einem rotierenden Ring nur von der Umfangsgeschwindigkeit und nicht vom Durchmesser abhängig. Bei gleichbleibender Geschwindigkeit nimmt jedoch die Anpreßkraft C zwischen dem Ring und den Röhrchen auf der Innenseite des Ringes entsprechend

$$C = m \cdot v^2/R$$

mit größer werdendem Radius R ab. Ein größerer Durchmesser hat außerdem den Vorteil, daß die zur Abkühlung des Targets nach einem Strahldurchgang zur Verfügung stehende Zeit größer ist. Als Kompromiß zwischen diesen Forderungen nach einem möglichst großen Durchmesser und den damit verbundenen Handhabungsproblemen wurde ein Raddurchmesser von 2 m gewählt. Um bei diesem Durchmesser eine Umfangsgeschwindigkeit von etwa 100 m/s zu erreichen, ist eine Drehzahl von 1000 min^{-1} erforderlich.

3.3.2.5 Leistungsdichte

Die Neutronenquellstärke ist proportional zur Wärmestromdichte auf der Targetoberfläche. Bei einem ruhenden Target ist die Wärmestromdichte auf wenige kW/cm^2 begrenzt. Mit rotierenden Targets wurden Wärmestromdichten bis zu 100 kW/cm^2 erreicht. /3/ Hierbei ist jedoch zu bemerken, daß nach 3.3.2.2 die thermische Belastung nicht nur von der Wärmestromdichte, sondern auch von der Strahlbreite abhängt. Mit Strahlbreiten von 100 mm wurden Wärmestromdichten bis zu etwa 20 kW/cm^2 realisiert. /4/, /5/. In /6/ wurde bei einer Strahlbreite von 160 mm eine Wärmestromdichte von 40 kW/cm^2 vorgeschlagen. Es besteht die Aussicht, daß durch die gewählte Konstruktion infolge der im Vergleich zu anderen Konstruktionen wesentlich geringeren Wärmespannungen eine Erhöhung der Wärmestromdichte auf mindestens 40 kW/cm^2 möglich ist. Deshalb soll im folgenden von diesem Wert ausgegangen werden. Bei einer Beschleunigerspannung von 200 kV beträgt hierbei die Stromdichte $0,2 \text{ A/cm}^2$.

3.3.3 Überschlagsrechnungen zur thermohydraulischen Auslegung

Wie in den Bildern 4 und 5 gezeigt, dienen Kupferröhrchen mit 3 mm Außendurchmesser und 0,4 mm Wandstärke als Targetträger. Das eigentliche Target, in dem die Neutronen erzeugt werden, ist ein Film aus ScDT oder YDT, welcher in einer Dicke von

etwa $2 \mu\text{m}$ auf der freien Oberfläche des Targetträgers aufgebracht ist. Die Eindringtiefe der Wasserstoffisotope des Strahles in diese Schicht beträgt etwa $1 \mu\text{m}$.

Bei einem Strahldurchgang werden die Kupferröhrchen auf einem Teil ihres Umfanges von dem Wärmestrom $\dot{q} = 40 \text{ kW/cm}^2$ beaufschlagt. Die Innenseite der Röhrchen wird von dem durchströmenden Wasser kontinuierlich gekühlt.

Berechnet werden sollen:

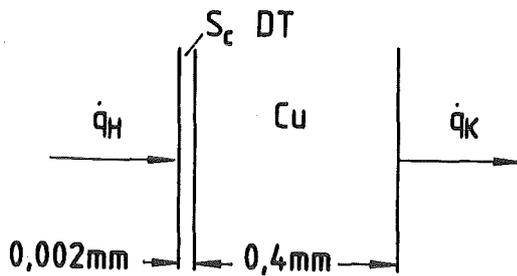
- Temperaturprofile in der Rohrwand als Funktion der Zeit;
- zeitlicher Verlauf der Temperatur an der Targetoberfläche;
- erforderliche Wassergeschwindigkeit und resultierender Druckverlust in den Kupferröhrchen;
- Zugspannung in der Rohrwand infolge des Wasserdrucks.

3.3.3.1 Berechnung des Temperaturprofils

Als erste Näherung wird das Temperaturprofil in der Rohrwand mit einer eindimensionalen Wärmeleitrechnung bestimmt. Vereinfachend wird außerdem angenommen, daß auch die Kühlung nur auf einen Teil des Rohrumfanges wirksam ist. Wassertemperatur und Wärmeübergangszahl zwischen Rohrrinnenwand und Wasser werden als zeitlich konstant betrachtet.

Zusammenfassend bedeuten diese Vereinfachungen, daß eine ebene Wand betrachtet wird, die an der einen Oberfläche mit einem vorgegebenen, zeitlich veränderlichen Wärmestrom \dot{q}_H beaufschlagt und an der anderen Oberfläche durch Zwangskonvektion \dot{q}_K gekühlt wird.

Die Randbedingungen sind:



$$T_w = 80 \text{ } ^\circ\text{C}$$

$$\alpha_w = 6 \text{ W}/(\text{cm}^2 \cdot \text{K})$$

$$0 \leq t < 1 \text{ ms} \quad \dot{q}_H = 40 \text{ kW}/\text{cm}^2$$

$$T_w = \text{konst.} = 80^\circ \text{C}$$

$$1 \leq t < 60 \text{ ms} \quad \dot{q}_H = 0$$

$$\alpha_w = \text{konst.} = 6 \text{ W}/(\text{cm}^2 \cdot \text{K})$$

Die Berechnung erfolgte mit Hilfe des HEATING-5-Programmes /8/. Beginnend mit einer über der Wand konstanten Temperatur von 100°C wurden sovielen Zyklen hintereinander berechnet, bis die Temperatur an der beheizten Oberfläche nach 60 ms identisch war zur Temperatur bei 0 ms.

Das Ergebnis dieser Rechnungen ist in den Bildern 6 und 8 dargestellt. Bild 6 zeigt das Temperaturprofil in der Wand für verschiedene Zeitpunkte. Es ist ersichtlich, daß sich das Temperaturprofil schon nach 0,1 ms weitgehend ausgebildet hat und anschließend nur noch parallel nach oben verschoben wird. Hierdurch wird die Annahme, daß die Temperaturerhöhung an der Oberfläche linear mit der Zeit und nicht mit \sqrt{t} ansteigt, wie es bei einer halb-unendlich dicken Wand der Fall wäre, gerechtfertigt.

Ein Vergleich von Bild 6 mit Bild 7, welches einem Bericht über einen Teststand für JET-Neutralteilcheninjektoren entnommen wurde /5/, zeigt, daß die Temperaturänderungen an der Oberfläche nahezu identisch sind. Die Wärmespannungen sind bei der gewählten Konstruktion mit Sicherheit kleiner als bei den relativ starren Hypervapotron-Elementen.

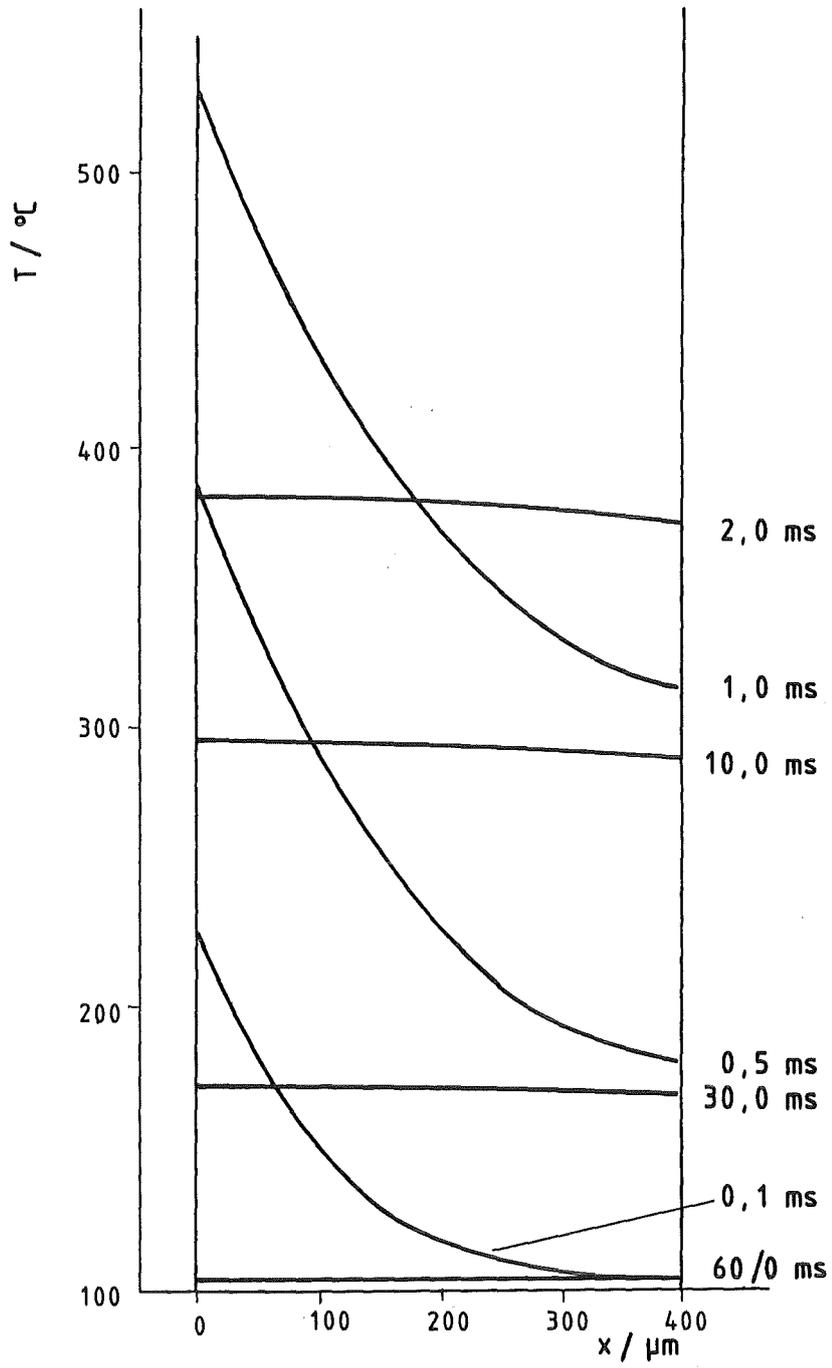


Bild 6 Temperaturprofile in der Rohrwand für verschiedene Zeitpunkte

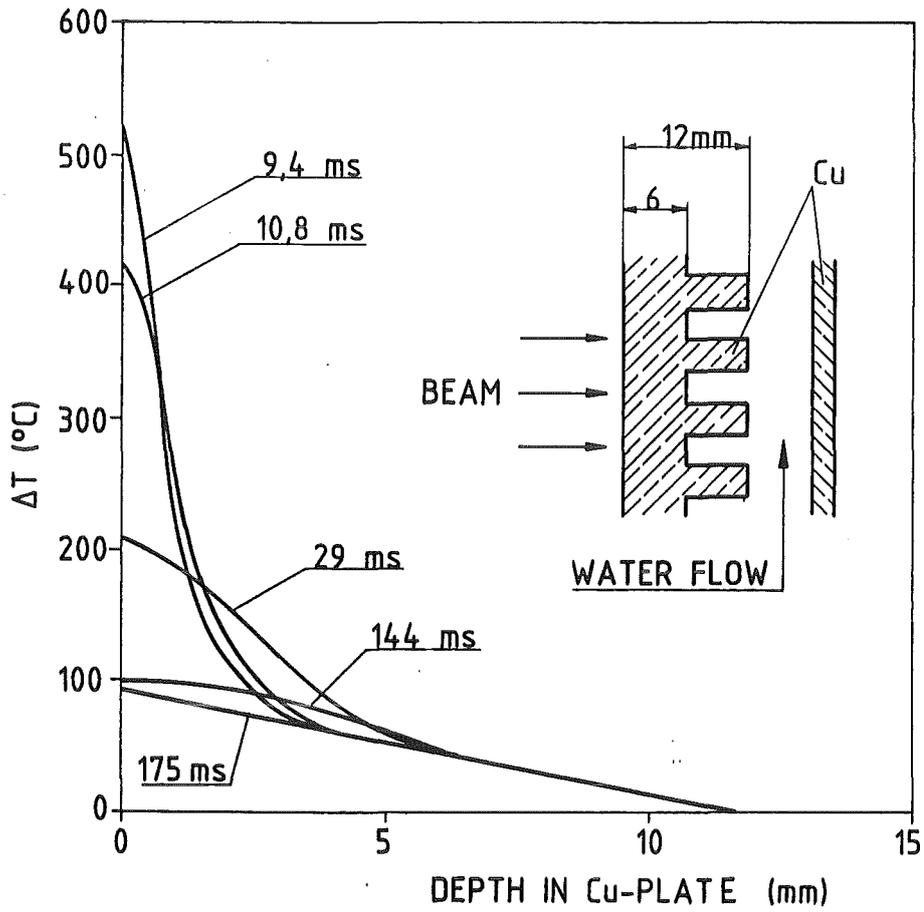


Bild 7 Temperaturverteilung in der Wand eines "Hypervapotron" Elements an einem JET Versuchsstand. Spezifische Wärmebelastung = $18,6 \text{ kW/cm}^2$ aus /5/.

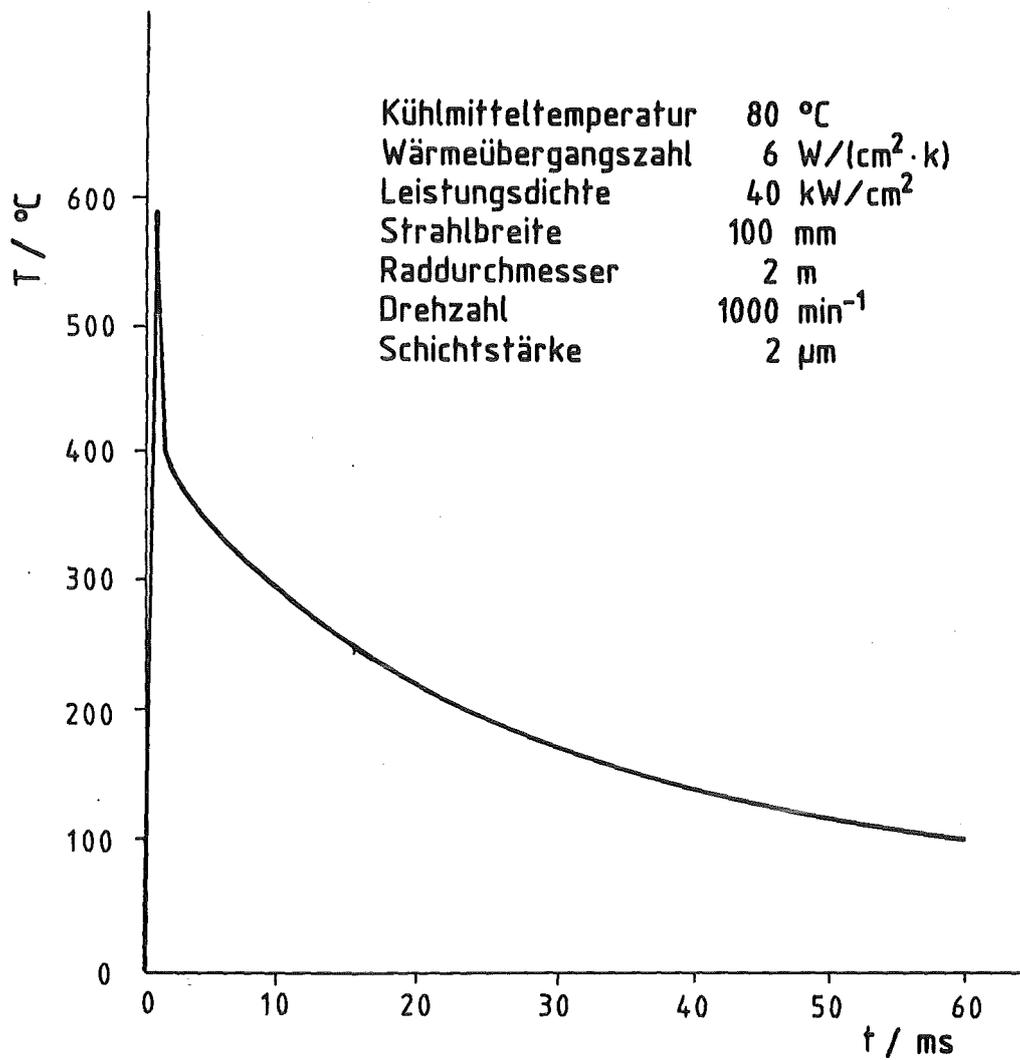


Bild 8 Zeitlicher Temperaturverlauf auf der Targetoberfläche

Bild 8 zeigt den Temperaturverlauf an der Targetoberfläche, welcher für den Gleichgewichtszustand der Wasserstoffisotope im Target sehr wichtig ist. Es ist zu ersehen, daß ein Wert von 400°C nur für weniger als 2 ms überschritten wird, was für Scandium oder Yttrium sicherlich zulässig ist.

3.3.3.2 Kühlung der Kupferröhrchen

Mit den gewählten Daten

- Strahlbreite 10 cm
- Strahlhöhe 20 cm
- maximale Wärmestromdichte 40 kW/cm^2
- Raddurchmesser 2000 cm
- Drehzahl 1000 min^{-1}
- Röhrchendurchmesser 0,3 cm
- Röhrchenwandstärke 0,04 cm
- Kühlwasseraufheizspanne 40 K

ergeben sich

- mittlere Wärmestromdichte $0,67\text{ kW/cm}^2$
- Wassergeschwindigkeit 12 m/s
- Druckverlust in den Röhrchen 5 bar
- Wasserdurchsatz gesamt 50 kg/sec

Die durch den Wasserdruck von 60 bar in den Kupferröhrchen verursachte Zugspannung beträgt 19,5 MPa.

3.3.4 Ausgasen der Wasserstoffisotope aus der Targetoberfläche

Bei Neutronenquellen, in denen ein Deuteriumstrahl auf ein Tritium-haltiges Target gerichtet ist, muß die Targetoberfläche möglichst kalt gehalten werden, um das Ausgasen von Tritium zu begrenzen,

Bei Quellen, die mit einem gemischten Strahl arbeiten, stellt sich im stationären Betrieb ein Gleichgewicht ein, bei dem der Massenstrom an Wasserstoffisotopen, die vom Strahl im Target implantiert werden, genauso groß ist wie der Massenstrom, der aus dem Target herausdiffundiert. Ideal wäre es, wenn sich dieses Gleichgewicht bei einem stöchiometrischen Verhältnis im Target, d. h. bei ScDT bzw. YDT einstellen würde.

Bei einer Stromdichte von $0,2 \text{ A/cm}^2$, bestehend aus je 50% D^+ und T^+ , beträgt die Teilchenstromdichte

$$N_{\text{D}} = N_{\text{T}} = I/(2 \cdot e) = 0,1 \text{ A/cm}^2 / (1,602 \cdot 10^{-19} \text{ A} \cdot \text{s}) = 6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$$

Hiermit ergeben sich je cm^2 Strahlquerschnitt die Massenströme

$$\dot{m}_{\text{D}} = 2 \cdot 10^{-6} \text{ g}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s}) \quad \text{und}$$

$$\dot{m}_{\text{T}} = 3 \cdot 10^{-6} \text{ g}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})$$

In /7/ wurde das Ausgasen von Wasserstoff aus Yttriumhydrid experimentell untersucht. Es wurde festgestellt, daß der geschwindigkeitsbestimmende Schritt die an der Oberfläche ablaufende Rekombination des adsorbierten Wasserstoffes zu Molekülen bzw. die Desorption der H_2 -Moleküle von der Oberfläche ist. Gemessen wurde z. B. bei 900°C und $1,5 < \text{H/Y} < 1,86$ ein Wasserstoffstrom von $2 \times 10^{-6} \text{ g}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})$. Dies entspricht der oben berechneten Teilchendichte.

3.3.5 Inkorporation von Helium im Target

Der 200-keV-(D,T)-Strahl erzeugt in der Targetschicht in einer Tiefe von ca. 1 μm infolge der D-T-Reaktion neben einer Neutronenquellstärke von $2 \cdot 10^{13} \text{ n}/(\text{s} \cdot \text{cm}^2)$ eine 3,5 MeV-Helium-Teilchenquellstärke von ebenfalls $2 \cdot 10^{13} \text{ He}/(\text{s} \cdot \text{cm}^2)$. Bei einem Durchmesser des Targetrades von 200 cm und einer Strahlbreite von 10 cm beträgt die auf den gesamten Umfang bezogene Quellstärke $3,2 \cdot 10^{11} \text{ He}/(\text{s} \cdot \text{cm}^2)$.

Bei angenommener isotroper Erzeugung verlassen $\geq 40\%$ des Heliums die Targetschicht durch Austreten aus der Oberfläche, da die Reichweite des Heliums in der ScD_2 -Schicht groß gegen die des (D,T) Strahles ist. Damit bleiben effektiv im Target etwa $2 \cdot 10^{11} \text{ He}/(\text{s} \cdot \text{cm}^2)$. Bei einer Dicke der Targetschicht von etwa 2 μm dringt der größte Teil dieser Heliumkerne in die Kupferwand ein. (Reichweite der He-Kerne in ScD_2 etwa 15 μm , in Cu etwa 6 μm).

Innerhalb der Reichweite der He-Kerne im Kupfer wird hierbei pro Sekunde eine Heliumkonzentration von etwa $5 \cdot 10^{-3}$ appm aufgebaut, da bei den vorherrschenden maximalen Temperaturen von $\leq 600^\circ\text{C}$ eine Ausdiffusion des Heliums nicht stattfindet. Das Helium wird vielmehr im Gitter durch Punktdefekte (Leerstellen) oder Liniendefekte (Versetzungen, Korngrenzen) eingefangen und clustert zu größeren Helium-Leerstellen-Komplexen, die als Blasen im Elektronenmikroskop sichtbar sind. Untersuchungen über den Einfluß des Heliums auf Cu sind nicht bekannt. Geht man von den Erfahrungen aus anderen He-Metall-Systemen (Ti, V, Fe, Ni) aus, so wird das Materialverhalten entscheidend dadurch bestimmt, ob das Material infolge einer aufgeprägten Spannung (externe Last oder induzierte Wärmespannung) bestimmte Festigkeitswerte besitzen muß oder nicht. Generell beeinflussen im spannungsfreien Fall erst Hochdosis-Phänomene (Schwellen, Blistern) das Materialverhalten, während unter Spannung bereits Niederdosisbestrahlungen das Materialverhalten beeinträchtigen.

3.3.5.1 Fehlende äußere Spannungen

In diesem Fall wird das Materialverhalten durch die Konzentration des in der Matrix befindlichen Heliums bestimmt: Bei ca. 100 appm Helium (d.h. nach $2 \cdot 10^4$ s Bestrahlungszeit) setzt bei $T \geq 0,4 T_m$ (T_m = Schmelztemperatur in K) ein Volumenschwellen von einigen Prozent ein, das mit zunehmender Heliumdosis bei einigen At.% Helium (d.h. nach etwa 10^7 s \approx 1/3 a) zu Oberflächenverformung führt (Blister-Effekt).

3.3.5.2 Aufgeprägte Spannungen

Durch die Agglomeration des Heliums an Korngrenzen wird deren Festigkeit reduziert und die Neigung zum Korngrenzenriß stark erhöht. Dieses führt auf den bekannten Effekt der He-Versprödung. Eingehende Untersuchungen an Stählen haben gezeigt, daß bereits äußerst geringe He-Konzentration (bei Lokalisierung an der Korngrenze) von 10^{-4} bis 10^{-2} appm bei moderaten Zugspannungen (50 - 100 MPa) die Zeitstandfestigkeit auf einige 100 h begrenzen können. Bei signifikanten Wärmespannungen dominiert dieser Effekt gegenüber dem Fall ohne äußere Spannungen.

Bei einem Wasserdruck von 60 bar, der in den Cu-Rohren vorliegt, beträgt die Zugspannung in der Rohrwand etwa 20 MPa, der sich periodisch eine Wärmespannung überlagert.

Die bruchmechanische Frage, inwieweit das Versagen einer 6 μ m dicken Cu-Schicht die Zeitstandfestigkeit der darunterliegenden Matrix beeinflusst (abhängig von der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Oberflächenrisse entlang Korngrenzen ins Materialinnere) kann an dieser Stelle nicht beantwortet werden.

Sollte die Integrität der Kupferröhrchen durch die Helium-Inkorporation gefährdet sein, so ist zu erwägen, ob durch eine konstruktive Änderung eine Verbesserung möglich ist. Hierbei würde die Innendruckbelastung von einem etwa 0,1 mm starken Stahlrohr aufgenommen, auf das als Wärmespeicher eine etwa 0,3 mm starke Kupferschicht aufgebracht wird.

3.3.6 Beschichtung und Regeneration der Targetoberfläche

3.3.6.1 Betriebsverhalten der Targetschicht, Materialwahl

Die Targetschicht auf der gekühlten Cu-Unterlage enthält in 2 μm dicker Schicht ($13\,000\text{ cm}^2$) 7,6 g Sc und 4800 Ci T_2 und eine äquivalente Menge D_2 , insgesamt $1/3\text{ Mol DT}$ entsprechend einer Ionenstrahlladung von 32,3 kAsec. Die Schicht wird durch den Ionenstrahl $\text{D}^+ + \text{T}^+$ (40 A) in ca. 15 min mit dem Entladungsgas beladen und sättigt sich dabei soweit (bis ca. $\text{Sc}(\text{DT})_{1,7}$), daß sich an jeder Stelle der rotierenden Targetschicht am Umfang des Rades ein lokaler Zustand mit einer um einen stationären Mittelwert schwankenden Konzentrationsverteilung im Bereich der Eindringtiefe der Ionen einstellt, bei dem sich Ioneneinstrom und Rückdiffusion des Gases ins Vakuum im Zeitmittel die Waage halten.

Dort wird die Schicht während des lokalen Strahlimpulses (40 J/cm^2 bei 1 μm Eindringtiefe in 1 msec) bei ansteigender Temperatur (bis 600°C) nahezu gesättigt und nach dem Überschreiten einer charakteristischen Temperatur - von der Maximalsättigung ausgehend wieder partiell entleert. Θ ergibt sich durch Gleichsetzen des aus der Stromdichte bestimmten Ausgasdrucks

$$P_d = (j/e) \sqrt{2\pi m k T} \quad \text{N/m}^2 \quad \text{und}$$

dem Plateaudruck aus dem Phasendiagramm des Metallhydrid-Metall-Wasserstoffsystems für die Temperatur $T = \Theta$:

für $\text{ScH}_{0,5} - 1,6$ z.B. $\log p_{\text{torr}} = 10,499 - 10477/T$ und für

die Dihydridphase des Y:

$$\text{Y H}_{0,5} - 1,8 \quad \log p_{\text{torr}} = 10,522 - 11876/T.$$

Nach dem Ende des lokalen Strahlimpulses, also nach dem Austritt der Targetstelle aus dem Strahl, sinkt die Temperatur in wenigen msec wieder unter die Temperatur Θ ab, so daß der dann herrschende Targetzustand bis zum nächsten Durchgang quasi eingefroren wird. Je nach dem Maß des Überschreitens der Temperatur Θ können dann bei zunehmender Entgasung der Schicht Phasenumwandlungen und Volumenänderungen mit Ribbildungen im Bereich der Eindringtiefe erfolgen, da bei der Entgasung ca. 15% Volumenschwund erfolgt. Diese Entgasung zeigt sich in einer temperaturbedingten Absenkung der Neutronenausbeute, die sich beim Entgasen in Zeiten ähnlicher Art wie bei der Beladung des Targets (dort im Anstieg der Neutronenausbeute) bemerkbar machen.

Die charakteristische Temperatur liegt beim Sc bei ca. 532°C beim Yttrium liegt sie bei ca. 634°C um 100° höher. Das in dieser Hinsicht stabilere Yttrium hat jedoch noch die Möglichkeit einer Trihydridphase mit stärkeren Strukturänderungen bei höherer Beladung. Daher erscheint Sc vorerst als günstiger.

3.3.6.2 Zerstäubung des Targetmaterials

Je ca. 500 einfallende Ionen D^+ und T^+ mit 200 keV Energie wird ein Metallatom des Metallhydrids (z.B. ScDT) entfernt, die Schicht verliert also $5 \cdot 10^{17}$ Sc/sec entsprechend 3,2 gSc pro Tag (bei einem Gesamtgewicht der Schicht von 7,54 g bei $2 \mu\text{m}$ Schichtdicke). Andere Ionen zerstäuben die Schicht im Verhältnis 1:1 (gilt nicht für He!). Edelgase, auch He diffundieren in der Schicht nur unter dem Einfluß der von den Strahlteilchen angeregten Platzwechselfvorgänge und beladen die Schicht mit erhöhter Konzentration am Ende der Reichweite. Das durch den radioaktiven Zerfall des Tritiums gebildete He bleibt größtenteils in der Schicht und wird erst beim Zerstäuben des Materials durch den Ionenstrahl freigesetzt.

Um zu verhindern, daß die abgestäubte Metallmenge sich am Ort des Niederschlages sofort wieder mit der Wasserstoffmenge zu ScDT

spontan durch Gasaufnahme aus dem Restgas aufsättigt, wird dieses Material auf der Innenseite eines Baffelrohres, das mit 2 m Länge den Strahlquerschnitt vor dem Target einhüllt, abgefangen, wobei das Rohr auf einer Temperatur von 1000°C gehalten wird. Dadurch wird der Tritiumgehalt dieses Materials auf 1%, ca. 8 kCi in 1,2 kg Sc/a gesenkt.

3.3.6.3 Ersatz des zerstäubten Targetmaterials

Zur Erstbeschichtung eines erneuerten Targets und zur fortlaufenden Neubeschichtung zum Ersatz des abgestäubten Materials (z.B. Sc, Y) wird das Aufdampfverfahren benutzt, da es im Gegensatz zum Edeltgassputtering reine Schichten ohne Edeltgaskontamination des Beschleunigers (erhöhte Targetzerstäubung!) erlaubt.

Aus Gründen der gelegentlich zu ersetzenden Glühkathoden werden (z. B. 3) mehrere kleine Elektronenstrahlverdampfer mit permanentmagnetischer Strahlumlenkung in minimalem Abstand (ca. 5cm) auf die Innenseite des Targetrandes gerichtet. Sie können gemeinsam an getrennten Netzgeräten mit verschiedenen Spannungen und Leistungen zur Gewährleistung eines gleichmäßigen Schichtaufbaus betrieben werden. Sie können jedoch dazu auch einzeln axial verschiebbar über die ganze Targetbreite angewandt werden. Für Sc kommt man mit Einzelleistungen von 2 - 3 kW bei 4 - 6 kV bei einem Tiegelvolumen zur Aufnahme eines vorgeschmolzenen und entgasten Metallpellets von ca. 10 g (ca. 3,5 cm³) aus. Die vollständige Verdampfung eines solchen Pellets reicht aus für den Betrieb des Targets an 1,5 Tagen.

Die Elektronenstrahlverdampfer sind so konstruiert, daß der Elektronenstrahl den gesamten Rand des Tiegels (distal durch Wobbeln der Hochspannung mit überlagerter Wechselspannung, lateral durch ein variables Zusatzmagnetfeld) überstreichen kann. Auch soll der Dampfstrahl durch den Tiegelrand so kollimiert werden, daß eine Selbstbedampfung des Korpus des Verdampfers außerhalb der als Tiegel für das Pellet dienenden konischen Vertiefung nicht möglich ist, wozu sichergestellt sein muß, daß ein nachgefüttertes Pellet den Tiegelrand nicht überragt. Unter diesen Bedingungen kann die Weiterverwendung des Kondensats am Tiegelmantel praktisch verlustfrei erfolgen. Verlustzonen außerhalb des Targetrandes werden ebenfalls durch 1000 °C heiße Auffangbleche abgeschirmt.

Die Stabilisierung der Dampfdichte erfolgt während des Verdampfungsvorgangs durch Regelung der Temperatur der Glühkathode zur Emissionsstromregelung. Dabei ist auch eine Grenzwertabschaltung vorzusehen, die bewirkt, daß beim Überschreiten einer max. Verdampferleistung der Strom kurzzeitig (ca. 10 sec) unterbrochen wird, um ein Ablösen eines angeklebten Tropfens (durch Abkühlung) zu ermöglichen. Die Dampfdichtemessung erfolgt mittels der vom Elektronenstrahl im Metaldampf erzeugten Ionen, die auf ein gesondertes Auffängerblech abgesaugt und gemessen und auf den Elektronenstrom bezogen, ein zur Regelung der Kathode verwendbares Maß für den Dampfdruck sind.

Die Konstanz der Schichtdicke wird ebenfalls durch einen Regelkreis bewirkt, bei dem anhand der Aktivierung des Sc durch den bei der Rotation des Targets weitgehend gemittelten thermischen Neutronenfluß des Sekundärspektrums der Quelle ein γ -Signal induziert wird. Die Reaktion $\text{Sc}^{45} (n, \gamma) \text{Sc}^{46m}$ mit $T_{1/2} = 18,6 \text{ sec}$ hat einen Erzeugungsquerschnitt von 9,6 b und erzeugt eine Gammastrahlung von 142 keV, die mit mehreren Kollimatorrohren, die in radialer Richtung von mehreren Stellen der Targetbreite außerhalb der Strahlenabschirmung selektiv gemessen und zur Darstellung der Schichtverteilung axial, bzw. auch längs des Umfanges in Koinzidenz-Analyse der γ -Strahlung mit dem Drehwinkel, verwendet werden, um die Verdampfer mit entsprechend der Halbwertszeit kurzer Regelzeit zu steuern.

Verdampferpellets und Glühkathoden können mit einfachen Fernbedienungen während des Beschleunigerbetriebes außerhalb der Strahlenabschirmung im Vakuum gewechselt und gewartet werden.

3.3.6.4 Tritiummenge im System, Sicherheitsaspekte

Die Tritiummenge im Target und auf den 1000°C -Auffangflächen beträgt zusammen ca. 20 000 Ci. Diese Menge ist klein gegenüber der umlaufenden Menge, die für den Strahlbetrieb benötigt wird und auf den Kryopaneln niedergeschlagen werden muß.

Bei einem Wirkungsgrad der Ionenquellen von ca. 50% entsprechen 40 A Ionenstrahlstrom einem Tritium-Strom von 12 Ci/sec ($10 \text{ cm}^3 \text{ D}_2 + 2 \text{ Dt} + \text{T}_2$ pro sec). Für eine Kryopumpzeit von

1 h werden dann 43,2 kCi zusätzlich benötigt, so daß mit einem Pufferspeicher zum Betrieb der Anlage 100 kCi = 10 g Tritium ausreichen sollten.

Für einen 24h-Betrieb wären jedoch auf den Panels ca. 1 MCi ($T_2 + D_2$) kondensiert, also mit dem Deuterium zusammen ca. 0,8 m³ Wasserstoffgas NTP. Dieses Gas würde bei Lufteinbruch bei 1/30 atm schon ein zündendes Gemisch mit einer Energiefreisetzung von 10 MJ ergeben. Infolge der pyrophoren Sc-Ablagerungen ist die Zündung so gut wie sichergestellt. Daher sollte die Kryopumpzeit nicht über 1 h ausgedehnt werden.

Eine kontrollierte Belüftung des Systems darf nur nach sorgfältiger langsamer Oxydation zur Bildung von schützenden Oberflächenoxydschichten erfolgen. Vorher müssen alle Wasserstoffe und die Sc-Niederschlagsbleche in getrennte Vakuumkompartements entfernt werden. Dann wird durch die Oxydation der Oberflächen eine aus Tritiumwasser und Tritiumgas gemischte Aktivität von ca. 1 Ci/m² freigesetzt. Dieser Oxydationsprozeß verläuft bei Zimmertemperatur mit einer Zeitkonstante von ca. 5 Tagen.

mitgeführte geringe Anteile von D_2 und T_2 als Hydride zurückgehalten werden. Das Helium (8) wird wegen möglicher Restkontamination mit Tritium zur Abfallbehandlung geleitet. - Das Ti-Bett kann für einen Betriebszyklus von 1 Jahr ausgelegt werden. Beim Regenerieren bei 1170 K wird der frei werdende Wasserstoff (7) dem Produktstrom (4) zugeschlagen.

Bei weiterem Erwärmen der Kryopumpe werden die Wasserstoffisotope und die Verunreinigungen verdampft. Eine zweite Turbomolekularpumpe fördert diesen Brennstoffstrom (2) auf einen Oxidationskatalysator, an dem vorhandener Sauerstoff mit dem anwesenden Wasserstoff zu Wasser umgesetzt wird. Nachfolgend (3) hält ein Molekularsieb, gekühlt auf 75 K /10/, alle Verunreinigungen und Wasser zurück. Das gereinigte D-T-Gemisch wird zurück zu den Injektoren bzw. zum Pufferbehälter geleitet (4).

Zum Regenerieren des Molekularsieves wird auf eine zweite Einheit umgeschaltet, das Adsorberbett auf ca. 400 K erwärmt und der freigesetzte Gasstrom zur Abfallbehandlung abgesaugt (5).

Die Komponenten des Reinigungssystems haben den geringen Stoffströmen entsprechend kleine Abmessungen, so daß dieses in einem Gehäuse, ähnlich einer Handschuhbox, untergebracht werden kann. Das Gehäuse steht unter Argon-Atmosphäre, um explosive Gasgemische zu vermeiden. Im Falle einer Tritiumleckage kann über das Abfallbehandlungssystem gespült werden (10).

Eine Abfallbehandlung könnte z. B. bestehen aus einer Saugpumpe, einem Sammelbehälter, einem Oxidationskatalysator, an dem durch Zugabe von Sauerstoff mitgeführtes Deuterium und Tritium zu Wasser oxidiert wird, sowie einem Molekularsiebbett, an dem das Wasser zurückgehalten wird /12/. Die anderen Abgasbestandteile werden bei genügend geringer Radioaktivität an die Atmosphäre abgegeben. Das Wasser kann fixiert und gelagert oder einer Aufarbeitung von tritiierten Wässern zugeführt werden.

3.4 Das Beschleunigersystem

3.4.1 Generelle Machbarkeit und Stand der Technik

Zusammenfassend kann man davon ausgehen, daß der Stand der Technik des Beschleunigersystems ungefähr demjenigen entspricht, der für die Neutralteilcheninjektion in der Entwicklungsphase III von JET, d. h. etwa 1987, anvisiert wird.

Für die einzelnen Komponenten des geplanten Beschleunigers gilt:

1. Die Quellen sind vorhanden.
2. Ein Beschleuniger des infrage kommenden Typs wurde bis 120 kV, 65 A, erprobt. Dieses Gerät war für 1 s Strahldauer ausgelegt, d. h., die Elektroden wurden vom Rand her durch Wärmeleitung während der Impulspausen gekühlt.

Elektroden, die mit Kühlkanälen versehen sind, wurden bereits entwickelt und werden auch bei JET eingesetzt. Eine Erprobung im Langzeitbetrieb, wie hier vorgesehen, steht noch aus.

Bei der Extrapolation auf 200 kV muß geprüft werden, welche Leistungsdichte maximal transportiert werden kann.

Außerdem muß auf der technischen Seite das für den Schutz des Elektrodensystems notwendige Schnellabschaltungssystem (10 μ s), das mit z. Z. verfügbaren 120 kV-Tetroden als Längsröhren arbeitet, für 200 kV verfügbar gemacht werden. Eine entsprechende Entwicklung ist für JET im Gange.

3. Der für die Plasmaexperimente allein infrage kommende neutralisierte Anteil des beschleunigten Strahls ist für die Neutronenquelle fast vernachlässigbar. Es muß deshalb darauf geachtet werden, daß der nicht neutralisierte Strahl, um seine Divergenz hinreichend klein zu halten, genügend gut durch Ionisierung des Untergrundgases raumladungskompensiert ist. Bei ca. 10^{-4} Torr sollte aufgrund vorliegender experimenteller Erfahrungen und damit übereinstimmender theoretischer Resultate ein Öffnungswinkel von nicht größer als $0,4^\circ$ infolge des verbleibenden den Strahl aufweitenden elektrischen Querfeldes möglich sein. Das

bedeutet eine Herabsetzung der Leistungsdichte an dem ca. 4 m entfernten Target auf etwa die Hälfte verglichen mit der Quelle. Selbst ohne weitere Maßnahmen ließen sich mit dem für 160 kV ausgelegten System für JET (8 Quellen pro beamline) unter Verwendung von 5 Quellen, deren Strahlen gemeinsam in einer beamline auf das Target gerichtet werden, die angepeilten 40 kW/cm^2 am Target erreichen (wobei der Unterschied zwischen 160 kV und 200 kV außer Betracht blieb). Diese Anordnung wäre jedoch wesentlich aufwendiger und größer als in Bild 2.

Da außerdem an eine stärkere Fokussierung durch z. B. gekrümmte Elektroden gedacht werden kann, ließe sich etwa mit drei Quellen pro beamline wie in Bild 2 auskommen.

Schließlich ist eine Instabilität im praktisch ausschließlich durch Raumladung kompensierten Strahl grundsätzlich nicht ausschließbar, weil die Strahlgeschwindigkeit größer als die thermische Geschwindigkeit der Elektronen im Untergrundplasma ist und damit energieverzehrende Plasmaschwingungen angeregt werden können. Physikalisch sollte dieser Prozeß begrenzt sein, sobald die Elektronengeschwindigkeit die der Strahlteilchen erreicht hat und damit der Energieverlust auf das Verhältnis der Masse von Deuteronen und Elektronen begrenzt sein. Die Aussagen im letzten Absatz sind noch nicht experimentell überprüft, was aber grundsätzlich an Testständen wie bei JET oder bei KfA möglich wäre.

3.4.2 Verwendung von D-T-Gemischen

Bei gleicher Geschwindigkeit bezüglich Betrag und Richtung von Ladungsträgern beim Eintritt in einen elektrostatischen Beschleuniger sind die Trajektorien der Träger im Beschleuniger unabhängig von der Größe der spezifischen Ladung der Träger. Die Trajektorien werden lediglich mit fallender spezifischer Ladung langsamer durchlaufen.

Verschiedene Anfangsgeschwindigkeiten treten bereits in Quellen mit einem Wasserstoffisotop auf, weil stets die drei

Ionensorten H^+ , H_2^+ und H_3^+ bzw. D^+ , D_2^+ und D_3^+ vorliegen, so daß, einheitliche Temperatur der drei Spezies vorausgesetzt, maximal das Verhältnis $\sqrt{3}$ bei den möglichen Eintrittsgeschwindigkeiten in den Beschleuniger auftritt. Der Einfluß auf den beschleunigten Strahl ist jedoch unbedeutend. Im Falle des D - T - Gemischs würde sich das entsprechende Verhältnis auf $\sqrt{4,5}$ (T_3^+ und D^+) erhöhen.

Von den Plasmaquellen und den Beschleunigungsstrecken her besteht deshalb keine Notwendigkeit die Isotope D und T voneinander zu trennen.

Bei dem geplanten Tokamak ZEPHYR in Garching trat die gleiche Fragestellung für 160 kV-Injektoren auf und wurde im gleichen Sinne entschieden.

3.5 Abschätzung der Baukosten

In der gegenwärtigen Phase erster Überlegungen erscheint zunächst nur eine grobe Schätzung des Aufwandes möglich und sinnvoll. Dabei kann von der bei TASKA verwendeten Kostenbasis, die auch international bei INTOR verwendet wurde, ausgegangen werden. Um fälschende Umrechnungswerte dieser Kostenbasis zu vermeiden, erfolgen die Zahlenangaben zunächst in US- $\$$.

Nachfolgende Tabelle zeigt die abgeschätzten Werte mit Bezug auf die spezifischen Kosten. Danach dürften sich die direkten Baukosten für NERO auf

110 - 120 Mio. DM

belaufen.

An wesentlichen Betriebskosten fallen der Elektrizitätsverbrauch von rund 10 MW an.

Tabelle 2: (Grobe) Kostenschätzung für NERO

	Spez. Kosten	Total Mio. \$
Teilcheninjektor (200 keV/8 MW)	2,5 \$/W	20,0
Targetkühlung		
"Dump" (8 MW _{th})	22,6 \$/kW	0,18
Kühlturm (20 MW _{th})	25,5 \$/kW	0,51
Leitungssysteme (10 MW _{th})	0,22 \$/W	2,2
Rotierendes Target mit An- trieb und Bedampfung		2,0
Vakuum- und Pumpsystem	wie TASKA, ohne dortige Ventilkosten	9,0
Tritiumkreis	~ TASKA-glove box	5,8
Gebäude		
800 m ³ "Reaktorkammer"	600 \$/m ³	0,48
~ 10 ⁴ m ³ aktive Räume	270 \$/m ³	2,70
~ 10 ⁴ m ³ Hilfsräume	80 \$/m ³	0,8
Handhabungseinrichtungen	< 1/2 TASKA mit 5 heißen Zellen	6,6
	GESAMT	<u>50,27 Mio. \$</u>

3.6 Einsatzmöglichkeiten von NERO bei der Materialentwicklung

3.6.1 Bestrahlung von metallischen Werkstoffen

Aus dem vorliegenden Entwurf geht hervor, daß NERO mit einem 14 MeV-Neutronenfluß von $1 \cdot 10^{13}$ n/cm²s eine Wandbelastung von 0,25 MW/m² in einem Testvolumen von ca. 500 cm³ simulieren kann. Daraus ergibt sich gegenüber anderen existierenden oder in Planung befindlichen Quellen folgender Vergleich in Tab. 3:

Tab. 3 Vergleich verschiedener Bestrahlungsquellen im Hinblick auf Defektraten und Bestrahlungsvolumina

<u>Bestrahlungsquelle:</u>	<u>Defektrate:</u>	<u>in einem Volumen von:</u>
RTNS-II (14 MeV)	$\sim 10^{-8}$ dpa/s	1,5 cm ³
NERO (14 MeV)	$\sim 10^{-7}$ dpa/s	500 cm ³
FMIT (breites Spektrum um 14 MeV)	$\geq 4 \cdot 10^{-6}$ dpa/s	100 cm ³
FMIT (")	$> 10^{-7}$ dpa/s	1500 cm ³

Positiv ist also das relativ große Bestrahlungsvolumen für die maximale Schädigungsrate zu werten.

Setzt man hierzu in Vergleich die Anforderungen, die hinsichtlich der Strahlenschäden für die zukünftigen Maschinen auftreten, so ergibt sich folgendes Bild in Tabelle 4:

Tab. 4 Defektraten in künftigen Fusionsmaschinen

TASKA/INTOR	$\sim 6 \cdot 10^{-7}$ dpa/s	unbegr. Experimentier- volumen
DEMO	$\sim 3 \cdot 10^{-6}$ dpa/s	unbegr. Experimentier- volumen

Damit ergibt sich eine deutliche Einschränkung der Verwendung dieser Quelle in Bezug auf die zu erreichende Dosis und damit hinsichtlich der damit studierbaren Bestrahlungsphänomene. Maximal erreichbar sind ca. 10 dpa in 4 Jahren Bestrahlungszeit. Die Einschränkung würde insbesondere alle Hochdosisphänomene wie das bestrahlungsinduzierte Schwellen, Kriechen und Sättigungsphänomene bei der mechanischen Verfestigung betreffen.

Andererseits wäre NERO besonders für sog. Skalierungsexperimente geeignet, in denen der spezifische Einfluß der 14 MeV-Neutronen auf Defektkaskaden und mechanische Eigenschaften (nicht im Sättigungsbereich der Schädigung) untersucht wird. Ferner könnte auch die Erzeugung gasförmiger und fester Transmutationsprodukte sowie deren Auswirkung auf die makroskopischen Eigenschaften unabhängig von der Materialzusammensetzung studiert werden.

Mit Hilfe von NERO könnten also die im Rahmen des Fusionsprogramms geplanten Simulationsbestrahlungen mit leichten Ionen und die Experimente an thermischen Materialtestreaktoren wie HFR, BR2, Siloe etc. hervorragend skaliert werden. Das heißt, eine Beurteilung der Übertragbarkeit der Ergebnisse aus Simulationsexperimenten auf 14 MeV Neutronenbestrahlungen könnte für diesen Dosisbereich gegeben werden.

In dem zur Verfügung stehenden Bestrahlungsraum lassen sich hierzu verschiedene Experimente durchführen, die zum Teil auch gleichzeitig ablaufen könnten. Für Hochdosisexperimente ist NERO allerdings nicht geeignet.

3.6.2 Bestrahlung von keramischen Werkstoffen

Keramische Werkstoffe weisen einen breiten Anwendungsbereich im Fusionsreaktor auf, entsprechend vielfältig sind die an die Werkstoffe gestellten Anforderungen. Die Liste infrage kommenden Werkstoffe enthält sowohl konventionelle Materialien (Beispiel: Elektroporzellan) als auch neue, hochbelastbare Werkstoffe, deren erfolgreicher Einsatz im Fusionsreaktor eine zielgerichtete Weiterentwicklung voraussetzt (Beispiel: SiC im Bereich der Ersten Wand, BeO-, Al₂O₃-Fenster für HF-Heizung).

Der Einsatz von NERO für die Untersuchung des Bestrahlungsverhaltens von keramischen Werkstoffen bietet sich aus folgenden Gründen an:

Verschiedene keramische Komponenten weisen Betriebsbedingungen mit geringen bis mäßigen Dosen auf.

Beispiel: Fenster für HF-Heizung.

Elektrische Isolation des Torus (10^{19} - 10^{21} n/cm²)

Isolation in schwach abgeschirmten Spulen (10^{21} - 10^{23} n/cm²).

Bestrahlungsverhalten konventioneller Isolatoren ist bisher unbekannt.

Die Veränderung kritischer Eigenschaften, z.B. die bestrahlungsinduzierte Leitfähigkeit von Isolatoren könnte für einige Anwendungen von Bedeutung sein.

Die unmittelbare Verfügbarkeit dieser Neutronenquelle bietet die Möglichkeit, die Strahlenbeständigkeit von Keramiken gerade im Rahmen von Materialentwicklungsarbeiten in einem relevanten Dosisbereich zu untersuchen. Für Skalierungsexperimente gelten entsprechende Feststellungen, wie sie für Metalle im vorangehenden Abschnitt getroffen wurden.

4. Literatur

- /1/ H.S. Carslaw and J.C. Jaeger
Conduction of heat in solids, Oxford Clarendon Press,
1959.
- /2/ R.A. van Konynenburg, H.H. Barschall, R. Booth, and
C. Wong
Characteristics of rotating target neutron source and its
use in radiation effects studies,
ANL/CTR-75-4, pp. 171-182.
- /3/ H.G. Haubold, KfA,
Hochleistungstargets in Röntgenröhren
GSI 73-7, Aug. 1973, S. 20-30.
- /4/ E.B. Deksnis, H. Flänkle, J.L. Hemmerich, P.H. Kupschus,
C.N. Meixner:
Persönliche Mitteilung.
- /5/ R. Becherer, A. Bariaud, F. Bottiglioni, J.P. Bussac,
M. Desmons, M. Fumelli, P. Raimbault, Z. Sledziewski,
F.P.G. Valckx
Test bed for a long pulse 160 keV neutral beam - line,
12th Symposium on Fusion Technology, 1982, Jülich.
- /6/ J.C. Crawford, W. Bauer,
Large area solid target neutron source
ANL/CTR-75-4, pp. 227-242.
- /7/ J. Jung,
Die Kinetik der Wasserstoffabgabe von YH_x im Vakuum
zwischen 550 und 950 °C.
Journal of Nuclear Materials 49 (1973/74) 299-308,
North-Holland Publishing Company.

- /8/ W.D. Turner et al:
Heating 5 - an IBM 360 heat conduction program, ORNL/CSD/TM-15
- /9/ R. Booth, J.C. Davis, C.L. Hanson, J.L. Held, C.M. Logan,
J.E. Osher, R.A. Nickerson, B.A. Pohl, and B.J. Schumacher:
Rotating target neutron generators,
Nuclear Instruments and Methods 145 (1977) 25-39; North-
Holland Publishing Co.
- /10/ E.C. Kerr, J.R. Bartlit, R.H. Sherman:
Fuel cleanup system for the tritium systems test assembly.
Design and experiments.
Proc.: Tritium Technology in Fission, Fusion and Isotopic
Applications; Dayton Ohio, April 29- May 1;
Conf-800427, American Nuclear Society (1980) 115 - 118.
- /11/ Gmelin: Handbuch der Anorganischen Chemie,
8. Auflage, 1951; TITAN, System Nr. 41,
Verlag Chemie GmbH, Weinheim, Bergstraße.
- /12/ J.L. Anderson, R.H. Sherman:
Tritium systems test assembly; Design for major device
fabrication review;
LA-6855-P, Los Alamos Scientific Laboratory, Los Alamos,
New Mexico, June 1977.
- /13/ P. Cloth, J. Darvas, D. Filges, H.-G. Haubold, J. Hemmerich,
H.R. Ihle, N. Kirch, P. Kupschus, C. Meixner:
Neutron generator with rotating selfcharging target;
ANL/CTR-75-4, pp 243-247.
- /14/ J. Kim and O.B. Morgan:
An intense 14 MeV neutron source using a spherical
drive-in target;
ANL/CTR-75-4, pp 250-257.