

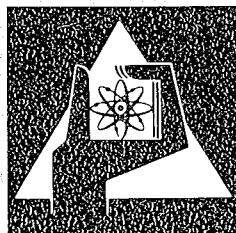
**KERNFORSCHUNGSZENTRUM  
KARLSRUHE**

Dezember 1977

KFK 2542

**Vorstudie für eine intensive Neutronenquelle**

Herausgeber: J. E. Vetter, Institut für Kernphysik



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

**KARLSRUHE**

Als Manuskript vervielfältigt

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.  
KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

KFK 2542

Vorstudie für eine intensive Neutronenquelle

Herausgeber: J. E. Vetter, Institut für Kernphysik

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H., Karlsruhe



An dieser Studie haben durch Beiträge und  
Diskussionen mitgewirkt:

W. Bauer, IK	W. Peppler, IRE
G. Boehme, RBT	B. Piosczyk, IK
U. Borgstedt, IMF	W. Reichardt, IAK
A. Citron, IK	D. Rusch, INR
K. Ehrlich, IMF	G. Schatz, IAK
W. Eyrich, INR	F. K. Schmidt, IK
L. Grimm, BAU	J. Schneider, LIT
D. Kaletta, IMF	J. E. Vetter, IK
F. Käppeler, IAK	H. Vogg, LIT
H. Kapulla, RBT	K. W. Zieher, IK
M. Kuchle, INR	
K. Mittag, IK	
J. Moritz, VORST	
A. Müller, IRE	

Herausgeber: J. E. Vetter, IK

## Zusammenfassung

Erste Wand und Blanket eines Fusionsreaktors sind intensiver hochenergetischer Neutronenbestrahlung ausgesetzt. Die dadurch hervorgerufenen Schädigungswirkungen liegen außerhalb des durch Spaltungsreaktoren gewonnenen Erfahrungsbereichs. Um zuverlässige für den Entwurfsingenieur verwendbare Materialdaten geben zu können, bedarf es der Neutronenbestrahlung unter weitgehend realen Bedingungen. -

Die im folgenden beschriebene Intensive Neutronenquelle erlaubt es, in einem für in situ Tests ausreichenden Volumen eine Bestrahlungsumgebung zu erzeugen, in der die notwendigen Flüsse von  $\geq 10^{14} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  mit einem fusionsrelevanten Spektrum erreicht werden. Betriebssicherheit und Verfügbarkeit der Quelle erlauben Langzeitbestrahlungen um standzeitbestimmende Schädigungen akkumulieren zu können. -

Ein technisches Konzept einer solchen Quelle wird vorgestellt. Ein Linearbeschleuniger beschleunigt  $\geq 100 \text{ mA}$  Deuteronen auf 40 MeV und läßt sie auf eines oder mehrere Targets aus schnell bewegtem flüssigem Lithium fallen. In diesem Target werden über eine dn-Reaktion Neutronen erzeugt, die in die unmittelbar hinter den Targets befindlichen Bestrahlungsräume einfallen.

Die Probleme, die in einer weitgehenden Studienphase und einer bauvorhergehenden und baubegleitenden Entwicklung bearbeitet werden müssen, werden aufgezeigt. Kosten und Realisierungsdauer werden abgeschätzt.

## Preliminary Study of an Intense Neutron Source

### Abstract

The first wall and the blanket of a fusion reactor are exposed to an intense high-energy neutron irradiation. The resulting damage effects are outside the domains where experience has been gathered with fission reactors. Neutron irradiation must be performed under largely practical conditions so that reliable data can be indicated which are useful for the design engineer.

The intense neutron source described in this paper allows to generate in a volume sufficient for in-situ tests an irradiation environment in which the required fluxes of  $\geq 10^{14} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  are attained with a fusion relevant spectrum. Due to its reliability and availability, the source is suited for long-term irradiations so that damage influencing the life time can be accumulated.

A technical concept of such a source is presented. A linear accelerator accelerates  $\geq 100 \text{ mA}$  deuterons to 40 MeV and makes them impinge on one or several targets consisting of quickly moving liquid lithium. In this target neutrons are generated via a dn-reaction, which subsequently penetrate into the irradiation spaces immediately behind the targets.

The problems are indicated which have to be tackled in a continuing phase of studies as well as in development work preceding and accompanying the construction phase.

# Inhaltsverzeichnis

	<u>Seite</u>
Zusammenfassung	
1. <u>Motivation für eine intensive Neutronenquelle vom d-Li-Typ</u> <u>- der Aspekt der Strahlenschädigung in der ersten Wand</u> <u>eines Fusionsreaktors.</u>	1
1.0 Einleitung	1
1.1 Die strahleninduzierte Schädigung und ihr Einfluß auf das Materialverhalten	4
1.1.1 Defekterzeugung durch elastische Stoßprozesse	4
1.1.2 Defekterzeugung durch inelastische Stoßprozesse	8
1.2 Simulation durch Bestrahlungsquellen	15
1.3 Bestrahlungseigenschaften der d-Li-Quelle	18
1.4 Vergleich der Eigenschaften der d-Li-Quelle mit den Anforderungen	22
2. <u>Weitere Anwendungsgebiete für eine d-Li-Quelle</u>	25
2.1 Modelluntersuchungen am Fusionsreaktorblanket	25
2.2 Physik schneller Neutronen	25
2.3 Aktivierungsanalyse und Isotopenproduktion	26
3. <u>Technisches Konzept</u>	27
3.0 Übersicht	27
3.1 Der Deuteronenbeschleuniger	28
3.1.1 Ionenquelle	32
3.1.2 Gleichspannungsvorbeschleuniger	33
3.1.3 Strahlanpassung	36
3.1.4 Hochfrequenzbeschleuniger	42



	<u>Seite</u>
3.2 Target und Bestrahlungseinrichtungen	50
3.2.1 Neutronentargets und Kühlkreisläufe	50
3.2.2 Bestrahlungseinrichtungen	58
3.3 Abschirmungen und Gebäudeanordnung	61
3.3.1 Abschirmungen	61
3.3.2 Gebäudeanordnung	66
4. <u>Bau und Nutzung</u>	68
4.1 Voraussetzungen für Bau und Nutzung	68
4.1.1 Vorbereitung	68
4.1.2 Bau	69
4.1.3 Betrieb	69
4.2 Notwendige F + E - Arbeiten	70
4.3 Kosten für Bau und Betrieb	71

# 1. Motivation für eine intensive Neutronenquelle vom d-Li-Typ - der Aspekt der Strahlenschädigung in der ersten Wand eines Fusionsreaktors

## 1.0 Einleitung

Als eines der wichtigsten Probleme bei der Entwicklung eines Fusionsreaktors (FR) wurde die Strahlenschädigung der ersten Wand erkannt (1,2,3). In einem FR mit  $dt$ -Reaktion wird etwa 80 % der freigesetzten Energie auf schnelle Neutronen übertragen. Diese 14 MeV-Neutronen bewirken eine nahezu homogene Volumenschädigung des Wandmaterials durch elastische und inelastische Stoßprozesse mit den Gitteratomen. Während man Flüsse von der Größenordnung wie sie im FR erwartet werden von Spaltreaktoren gewohnt ist, differiert das typische FR-Spektrum weitgehend von den bekannten Spaltungs-spektren.

Neben der Eigenschaft des FR eine besonders harte Neutronenstrahlung zu erzeugen, gibt es weitere charakteristische Unterschiede, die vom Konzept des zugrunde gelegten FR-Entwurfs abhängen. Dieses sind Brennzzyklus (gepulster bzw. quasikontinuierlicher Betrieb), mechanische Wandbelastung und Arbeitstemperatur, um nur die wichtigsten Einflüsse herauszugreifen.

Eine Übersicht über die Vielfalt der Materialprobleme, die man infolge Strahlenschädigung erwartet, kann man anhand der Erfahrungen geben, die bei der Entwicklung Schneller Brutreaktoren (SBR) gewonnen wurden.

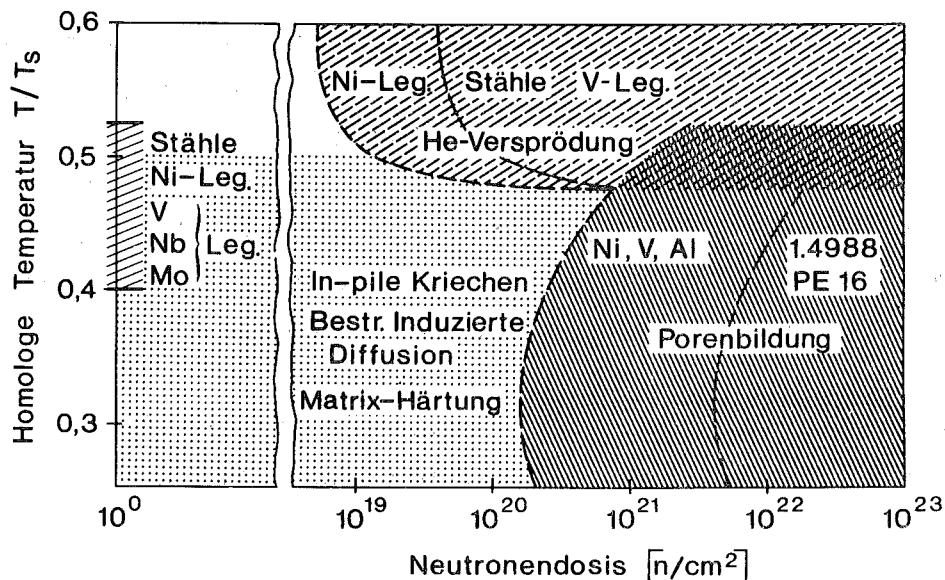


Abb. 1.1: Schematische Darstellung des Temperatur-Dosis-Schädigungsbereichs für die wichtigsten Arten der Strahlenschädigung (Schnellbrütterspektrum)

In Abb. 1.1 sind dazu in einem Temperatur-Dosis-Diagramm die in einem typischen SBR-Spektrum auftretenden Strahlenschädigungseffekte eingetragen. Als besonders kritisch für die Auslegung dieses Reaktors haben sich dabei folgende Phänomene erwiesen:

1. Das Schwellverhalten von Werkstoffen aufgrund der Bildung von Leerstellenagglomeraten (Poren).
2. Die Hochtemperaturversprödung, als deren Ursache die Bildung von Heliumbläschen über  $(n, \alpha)$ -Prozesse angesehen wird.
3. Die Tieftemperaturversprödung, die auf der Bildung von Defektclustern aus Leerstellen bzw. Zwischengitteratomen beruht.
4. Das "in-pile-Kriechen", das ähnlich wie das Schwellen zu Dimensionsänderungen des Werkstoffs unter Bestrahlungseinfluß führt.

Aus Abb. 1.1 geht hervor, daß sich bestimmte Effekte wie Defektclusterbildung und Punktfehler monoton mit der Dosis entwickeln, während Hochtemperaturversprödung und Porenbildung erst in Erscheinung treten, wenn eine bestimmte Mindestdosis akkumuliert wurde. Aus Abb. 1.1 ist ferner erkennbar, in welchen Dosisbereichen die einzelnen Phänomene technisch relevant werden.

Eine direkte Übertragung der bisher gewonnenen Ergebnisse auf den FR scheidet jedoch an den prinzipiellen Unterschieden beider Reaktorsysteme. Eine Extrapolation ist insofern problematisch und riskant, weil weder eine allgemeingültige Theorie zum Strahlenschaden formulierbar ist, noch verlässliche Skalierungsgesetze evident geworden sind. Die bisher entwickelten Ansätze sind nur für spezielle Experimente anwendbar.

Andererseits haben die Erfahrungen bei der Entwicklung des SBR jedoch deutlich gemacht, wie entscheidend die Effekte der

Strahlenschädigung die Betriebsdauer und damit die Wirtschaftlichkeit eines Reaktors beeinflussen. Für den FR ist das Problem der Betriebsdauer noch kritischer: die der Strahlung am stärksten ausgesetzten Komponenten sind nicht in einfacher Weise auswechselbar wie die Brennstabbündel des SBR. Der gegebenenfalls erforderliche Ersatz der ersten Wand eines FR mit den damit verbunden Kosten und Stilllegungszeiten kann die Wirtschaftlichkeit eines FR stark beeinträchtigen.

Schließlich ist zu bedenken, daß das für die Materialentwicklung des SBR entscheidende Hilfsmittel, nämlich ein Reaktor mit ähnlichen Bedingungen, für die FR-Konzeption nicht zur Verfügung steht: ein Testreaktor vom FR-typ wird in absehbarer Zeit nicht realisierbar sein.

In Anbetracht dieser Situation ist mit einem umfangreichen, langwierigen Materialentwicklungsprogramm für den FR zu rechnen, das rechtzeitig begonnen werden muß, um Daten für den Bau von Demonstrationsanlagen zur Verfügung zu haben.

Diese Daten lassen sich nur durch Zusammenfassen aller Ergebnisse erreichen, die durch verschiedene Bestrahlungsexperimente gewonnen werden, von denen jedes nürmehr Teilaspekte der Schädigungseffekte simuliert.

In den folgenden Kapiteln wird daher nach einer Charakterisierung der Schädigungsmechanismen (Kap. 1.1) eine kritische Betrachtung der verschiedenen Simulationsmethoden durchgeführt (Kap. 1.2). Es wird sich dabei zeigen, daß die Methoden der Ergänzung durch eine Hochflußbestrahlung bedürfen, die unter Bedingungen durchgeführt wird, die den im FR erwarteten Gegebenheiten entsprechen. Dies kann, wie im Folgenden ausgeführt wird, durch eine intensive Neutronenquelle auf Beschleunigerbasis (d-Li-Quelle) optimal erreicht werden.

## 1. 1 Die strahlungsinduzierte Schädigung und ihr Einfluß auf das Materialverhalten

Die Wechselwirkung zwischen Strahlung und Festkörper führt zu Veränderungen der Festkörpereigenschaften; dieses Phänomen wird gewöhnlich als Strahlungsschaden beschrieben. Die elastische Wechselwirkung, die im einfachsten Fall durch das Bild zweier zusammenstoßender harter Kugeln dargestellt wird, beschreibt die Verlagerung von Gitteratomen. Im inelastischen Stoßprozeß wird die innere Energie der Stoßpartner verändert, und der Stoß wird durch eine nichtverschwindende Reaktionsenergie ( $Q \neq 0$ ) charakterisiert. Diese inelastische nukleare Wechselwirkung trägt bei höheren Neutronenenergien in zunehmendem Maß zum Verlagerungsprozeß bei.

### 1.1.1 Defekterzeugung durch elastische Stoßprozesse

#### Defekterzeugung, dpa

Die einfachste Störung der dreidimensionalen Kristallgitterperiodizität besteht in der Heraushebung eines Gitteratoms aus einer stabilen Position unter Zurücklassung eines unbesetzten Gitterplatzes oder einer Leerstelle. Die zur Verlagerung des Atoms notwendige Energie  $E_D$  muß vom stoßenden Teilchen aufgebracht werden; sie beträgt für Metalle etwa 40 eV. Das verlagerte Atom, als PKA bezeichnet (primary knocked-on atom) bewegt sich von seinem Gitterplatz weg und läuft mit relativ hoher Energie durch das Gitter, wo es durch weitere Stöße abgebremst wird. Während dieses Abbremsprozesses kann ein energiereiches PKA weitere Verlagerungsprozesse initiieren, so daß Verlagerungskaskaden entstehen können. Die räumliche Ausdehnung dieser Kaskaden liegt bei einigen nm, der Entstehungsprozeß spielt sich innerhalb einiger  $10^{-13}$  s ab. Nach dem Aufbau der Stoßkaskaden muß die darin deponierte Rückstoßenergie aus dem Verlagerungsgebiet abfließen. Dies erfolgt über Stoßketten, und wenn die

Energie auf thermische Werte abgesunken ist, durch Phononen. Ein großer Teil der Defektpaare, nämlich die dicht benachbarten Zwischengitteratome und Leerstellen rekombinieren spontan, bis nach etwa  $10^{-11}$  s eine stabile Ansammlung von Defekten vorliegt. Diese sind dann einer Messung zugänglich. Als Maß für diese strahlunginduzierte Schädigung gilt die Defekterzeugungsrate, die angibt, wie häufig ein Gitteratom pro Zeiteinheit irreversibel verlagert wird. Ihre Einheit ist dpa/s = displacement per atom and second . Sie berücksichtigt keine diffusionsbedingte Annihilation der Defekte durch Rekombination oder Vernichtung an Senken. Der Aufbau der Stoßkaskaden hängt nur wenig vom Material ab, dagegen stark von der Energie der primären Rückstoßatome. Das Rückstoßenergiespektrum ist daher neben der Defekterzeugungsr

ate ein wichtiges Vergleichskriterium für die Wirkung verschiedener Bestrahlungsquellen.

### Rückstoßenergiespektren

Anhand von Abb. 1.2 und 1.3 sollen die prinzipiellen Unterschiede der Energieverteilung der Rückstoßspektren verschiedener Bestrahlungsarten diskutiert werden. Abb.1.2 zeigt die Rückstoßspektren geladener Teilchen im Vergleich zu Fusionsneutronen. In einer monoenergetischen 1 MeV-Elektronenbestrahlung werden z.B. nur niederenergetische PKA erzeugt ( $\leq 60$  eV), während Ionenbestrahlung bevorzugt Rückstoßatome mit höheren Energien liefert. Aus Abb. 1.2 wird deutlich, daß diese Rückstoßspektren qualitativ und quantitativ von einem FR-Spektrum differieren und daß eine Anpassung an dieses nur bereichsweise möglich ist (z.B. 33 MeV Nb<sup>+</sup> in 4  $\mu$ m Tiefe).

Ein Vergleich der Rückstoßspektren von Neutronenbestrahlungen ist in Abb. 1.3 vorgenommen. Hier fällt die stark abweichende Charakteristik des Spaltungsreaktors auf. Spaltneutronen besitzen ihr für die Schadenserzeugung effektives Rückstoß-

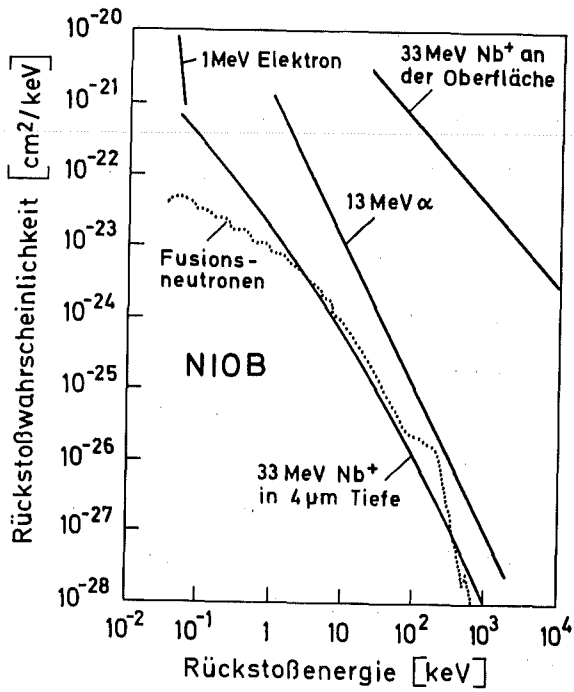


Abb. 1.2: Vergleich der Rückstoßspektren geladener Teilchen mit FR-Spektrum

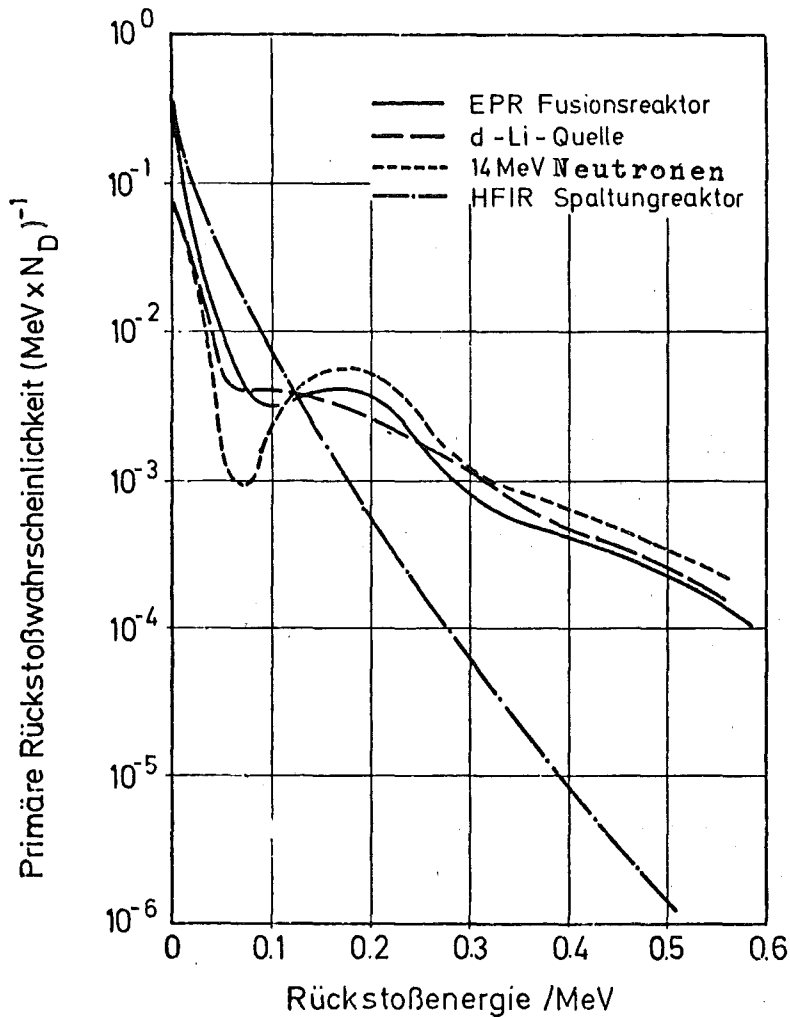


Abb. 1.3: Vergleich der Rückstoßspektren von Neutronenbestrahlungen mit FR-Spektrum (nach ORNL-Zeichnung)

spektrum zwischen 10 und 50 KeV. Für Fusionsneutronen mit ihrem typischen dominanten 14 MeV-Neutronenanteil verschiebt sich das effektive Rückstoßspektrum um eine Größenordnung zu höheren Energien hin und ist um 200 KeV zentriert (hier sind die inelastischen Anteile mitberücksichtigt worden, siehe nächster Abschnitt.)

Eine gute Annäherung der Energieverteilungen der Spektren allein ist jedoch nicht ausreichend zur Charakterisierung der Schädigungseffekte. Die verschiedenen Strahlungsarten ergeben sehr unterschiedliche Defekterzeugungsraten und damit auch stark differierende Dichten der Schädigung.

Man erwartet, daß diese Unterschiede in den Rückstoßspektren und die damit verbundene unterschiedliche Morphologie der Schäden einen Einfluß auf die beobachteten makroskopischen Phänomene hat. So haben Parkin und Goland (4) auf einen Zusammenhang zwischen dem Rückstoßspektrum und der Porendichte und -größe beim Schwellen eines Werkstoffs hingewiesen.

#### Einfluß weiterer Parameter

Erfolgt eine Bestrahlung bei höheren Temperaturen, -typische Reaktortemperaturen sind 450 - 800 C, - so tritt neben der spontanen Rekombination eine thermisch aktivierte Vernichtung und/oder Agglomeration der Punktfehler und Kaskaden ein, die stark von Materialparametern abhängig ist. Zu den Materialparametern gehören neben der chemischen Komposition die Versetzungs- und Ausscheidungsstruktur eines Werkstoffes, von denen die nach der Bestrahlung gefundene Schadensstruktur bestimmt wird. Diese Materialparameter sind jedoch keine unveränderlichen Größen, sondern werden durch die Bestrahlung selbst verändert. Neben der Bestrahlungs- und Temperaturbelastung sind die Reaktorbauteile weiteren Belastungen ausgesetzt, von denen die mechanischen Spannungen und der Kühlmiteleinfluß die wichtigsten sind.



Effekte wie Schwellen und strahlungsinduziertes Kriechen hängen außerdem empfindlich davon ab, wie schnell die Defekte während der Bestrahlung erzeugt werden. Dies kann man aus dem Vergleich von Reaktordaten (niedrige Defekterzeugungsrates) mit Ionenbestrahlungen (hohe Defekterzeugungsrates) ersehen (5).

In Tabelle 1.2, Spalte 2 werden die Defekterzeugungsrates für verschiedene Bestrahlungsquellen verglichen. Die dort angegebenen Defekterzeugungsrates pro einfallendem Teilchen unterscheiden sich um bis zu 6 Größenordnungen.

### 1.1.2 Defekterzeugung durch inelastische Stoßprozesse

Die Unterschiede in den Neutronen-Rückstoßspektren (s. Abb.1.3) oberhalb und unterhalb 100 keV illustrieren die fundamentalen Unterschiede im Stoßprozeß. Während niederenergetische Rückstoßatome einen wesentlichen Beitrag elastischer Streuprozesse darstellen, tritt das Maximum für nichtelastische Neutronenstöße bei einem Viertel der maximalen Rückstoßenergie auf. So kommen beispielsweise nur 8 % der Rückstoßatome oberhalb 100 keV aus elastischen Stößen. Der Anteil der verschiedenen Stoßprozesse als Funktion der Neutronenenergie wird für Nb in Abb. 1.4 gezeigt. Danach wächst die totale Schadensenergie, (das ist der Anteil der kinetischen Energie eines einfallenden Teilchens, der zur Defekterzeugung zur Verfügung steht), im wesentlichen mit der Neutronenenergie. Beachtenswert ist die zunehmende Bedeutung der  $(n, p)$ - und  $n, \alpha$ -Reaktionen mit wachsender Neutronenenergie, die im folgenden eingehender behandelt werden.

### Gasförmige Transmutationsprodukte, FR - Parameter

Der Einfluß gasförmiger Transmutationsprodukte auf die Strahlenschädigung durch  $(n, p)$ - und  $(n, \alpha)$ -Reaktionen ist besonders im Falle der He-Bildung eingehender untersucht worden (6).

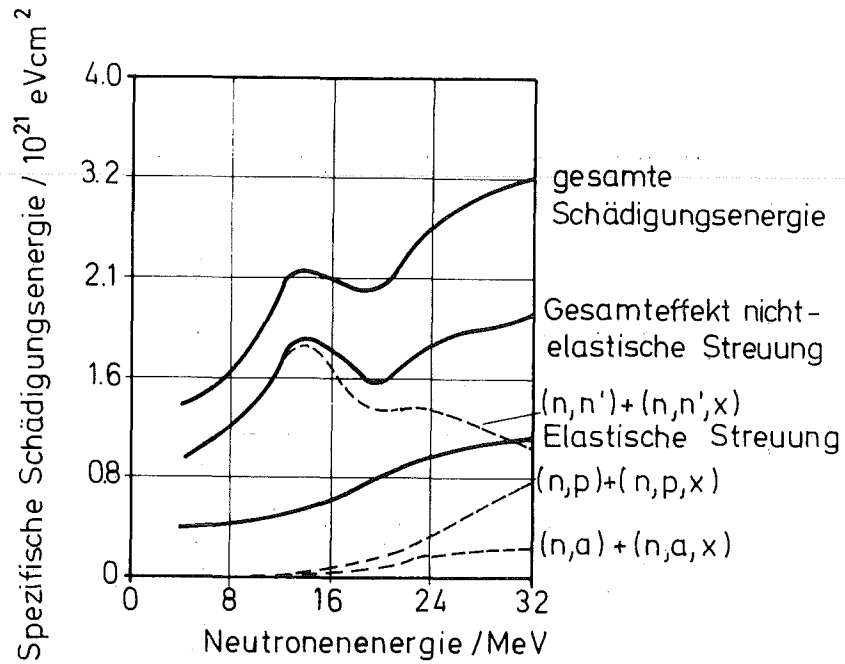


Abb. 1.4 Spezifische Schädigungsenergie bei höheren Neutronenenergien für Nb

Neutronendosis [n/cm <sup>2</sup> ]	Phänomen	Sättigungsdosis [ n/cm <sup>2</sup> ]
≥ 10 <sup>16</sup>	Defektclusterung Matrixhärtung Tieftemperaturversprödung	10 <sup>21</sup> - 10 <sup>23</sup>
≥ 10 <sup>18</sup>	In-pile-Kriechen	-
≥ 10 <sup>19</sup>	Hochtemperaturversprödung	-
≥ 10 <sup>21</sup>	Porenbildung sowie korrelierende Schwell-In-pile-Kriechwechselwirkung	> 10 <sup>23</sup>

Tabb.1.1 Auftreten verschiedener Bestrahlungsphänomene als Funktion der Dosis (Schnellbrütterspektrum) im Temperaturbereich 0.3 - 0.5 T<sub>s</sub>

Quelle	Verlagerungs- effektivität	Wasserstoff- produktion	Helium- produktion	At.ppm He dpa
14-MeV n	1	1	1	1
d-Li-Quelle	0,94		0,43	0,46
FR (Benchmark)	0,55	0,33	0,31	0,56
EBR (Schneller Brüter)	0,22	0,013	0,013	0,06
50-MeV-Ni a)	$10^5$	-	-	0,00
2-MeV-He a)	$10^3$	-	$5 \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^3$
Absolutwerte f. 14MeV n und 1 MW/m <sup>2</sup> Wandbel.	$4,2 \cdot 10^{-7}$ [dpa/s]	$76 \cdot 10^{-7}$ [At.ppm H/s]	$24 \cdot 10^{-7}$ [At.ppm He/s]	5,7 [At.ppmHe/dpa]

a) Teilchenfluß  $5 \mu\text{A}/\text{cm}^2 = 3,1 \cdot 10^{13}$  Teilchen/cm<sup>2</sup>s, Werte im Schädigungsmaximum

Tab.1.2:Verlagerungs- und Transmutationsraten für Niob (13, 14, 15)

(Die Werte sind pro einfallendes Teilchen angegeben und wurden auf 14 MeV Neutronen normiert.)

g / v	Defekt-Typ	Einfluß auf:
≥ 1	He-Cluster	Blistering Hochtemperaturversprödung
≈ 1/4	He-Blase	Hochtemperaturversprödung Blasen-Schwellen
<< 1	stabile Poren	Poren-Schwellen In-pile Kriechen

Tab. 1.3 : Klassifikation der Helium-Leerstellen-Agglomerate.  
g: Zahl der Helium-Atome, v: Zahl der Leerstellen

Helium besitzt eine äußerst geringe Löslichkeit in Metallen, so daß es bevorzugt in Form von He-Leerstellen-Komplexen ausscheidet und die Rolle eines Keimbildners übernimmt. Der durch das Helium induzierte Schaden hängt nicht nur von dem Heliumgehalt, sondern ebenfalls von der Leerstellenkonzentration ab, so daß es zu unterschiedlichen Bestrahlungsphänomenen kommt (s. Tab. 1.3). Das Helium-Leerstellen-Verhältnis ist im allgemeinen nicht angebar, da es eine komplexe Funktion der Bestrahlungs- wie Materialparameter ist. Für eine erste Orientierung dient jedoch der FR-Parameter, der das Verhältnis aus der Gaserzeugungsrate und der Defekterzeugungsrate  $g_p/d_p$  angibt. Die Tab. 1.2 zeigt, daß in einem Fusionsreaktor dieser Wert um ein bis zwei Größenordnungen über dem Wert eines Spaltreaktors liegt. Wie sich die Verhältnisse ändern, wenn einem hohen He-Angebot eine hohe freie Leerstellenkonzentration

gegenübersteht - und dieses ist die Situation der ersten Wand eines Fusionsreaktors - ist bisher weder experimentell noch theoretisch geklärt worden.

Die ersten experimentellen Ansätze und Überlegungen indizieren ( 7 - 9 ), daß dem gasgetriebenen Schwellen (großer FR-Parameter) ein hoher Stellenwert zukommt. Dieses gasgetriebene Schwellen und seine Schwellbeträge sind jedoch nicht aus klassischen Schwelldaten extrapolierbar.

Der kleine FR-Parameter für mit Spaltneutronen bestrahlte Materialien gilt für alle Werkstoffe mit Ausnahme nickelhaltiger Systeme. Infolge einer Doppelreaktion in Nickel,  $^{58}\text{Ni}$  ( $n, \gamma$ )  $^{59}\text{Ni}$  +  $^{59}\text{Ni}$  ( $n, \alpha$ )  $^{56}\text{Fe}$ , lassen sich in einem gemischten thermisch/schnellen Spaltflußreaktor hohe FR-Parameter (z.B. 95 für den 316 - Stahl) erreichen, die je nach Ni-Gehalt auf den gewünschten integralen Wert gebracht werden können. Rechnungen zur spektralen Verteilung der Transmutationsprodukte und damit des FR-Parameters liegen nicht vor. Eine Äquivalenz mit dem FR-Parameterspektrum ist nicht zu erwarten, da im ersten Fall das He über niederenergetische, im letzteren Fall über hochenergetische Kernprozesse erzeugt wird.

#### Feste Transmutationsprodukte

Die Zunahme der Wirkungsquerschnitte von ( $n, \alpha$ ) und ( $n, 2n$ )-Reaktionen im MeV-Bereich bewirkt, daß in Fusionsreaktorwandmaterialien erheblich größere Mengen von Transmutationsprodukten entstehen, als in Werkstoffen, die dem Fluß eines Spaltreaktors ausgesetzt sind. Auch die Anzahl der zu berücksichtigenden Transmutationen steigt, da ihre Erzeugung erst oberhalb von Energieschwellen erfolgt, die im Spaltreaktorspektrum nur zum Teil erreicht werden.

Die Auswirkungen dieser durch Bestrahlung im Gefüge entstehenden Fremdstoffe auf die mechanischen Eigenschaften eines Werkstoffs sind mit dem gegenwärtig vorhandenen Kenntnisstand sehr schwierig zu berechnen, Erfahrungen liegen mangels geeigneter Bestrahlungsquellen kaum vor.

Tabelle 2.2b gibt einen Überblick über die größten Transmutationsraten, die durch ein FR Spektrum in möglichen Wand- und Strukturmaterialien erzeugt werden (3). Die Raten sind in Einheiten von At.ppm pro Jahr und MW/m<sup>2</sup> Wandbelastung angegeben. Um mögliche Wirkungen auf das mechanische Verhalten abschätzen zu können, ist die Löslichkeit bei 40 % der Schmelztemperatur des Wirtsmaterials mit angegeben.

Material	Transmutation	Erzeugungsrates in At.ppm/a·MWm <sup>-2</sup>	Löslichkeit bei 0,4 Tm in At.%
Nb	Zr	700	10
Al	Mg	400	4
	Si	40	0,006
Mo	Tc	400	?
	Ru	30	?
V	Cr	130	Mischkristall
	Ti	80	70
316-Stahl	Mn	1200	60
	V	200	20
	Ti	50	3

Tabelle 2.2b: Transmutationsraten und Löslichkeiten der Transmutationsprodukte für FR-Wand- und Strukturmaterialien

In Nb als Wandmaterial wird vorwiegend Zr in einer Rate von 700 At ppm/a MWm<sup>-2</sup> erzeugt. Die hohe Löslichkeit läßt zunächst keine Schwierigkeiten erwarten. Über das Verhalten bei gleichzeitiger Produktion von Helium gibt es allerdings nur unvollständige Aussagen: die bei den Messungen an einem Nb-1Zr-System implantierten He-Mengen lagen eine Größenordnung unter den im FR erwarteten.

In Al führt die Erzeugung von Si bereits bei Belastungen von  $2 \text{ MWa/m}^2$  zu Problemen: Si scheidet sich aus und führt zu einer Versprödung des Al. Über die Auswirkungen von in Mo erzeugtem  $T_c$  läßt sich keine Aussage treffen, da noch kein Phasendiagramm vorliegt. Die in V und Stahl erzeugten Produkte haben ausreichend hohe Löslichkeit. Es ist jedoch bekannt, daß der Ti-Gehalt das Ausscheidungsverhalten von Ti-Oxid stark beeinflusst, wodurch wiederum eine signifikante Auswirkung auf Heliumblasenbildung und Porenschwellen entsteht. Vielstoffsysteme, wie die im Reaktorbau vorzugsweise verwendeten Stähle, zeigen ein sehr komplexes Verhalten, so daß hier eine Aussage bezüglich der Auswirkung von Transmutationsprodukten nahezu unmöglich ist.

Den heute möglichen Prognosen liegen einfache Phasendiagramme zugrunde, die unter thermischen Gleichgewichtsbedingungen gewonnen wurden. Daß diese unter Bestrahlung ihre Gültigkeit verlieren können, zeigen erste Untersuchungen am Fe-Cr-Ni-System. Verlagerungsschaden, Gaserzeugung und Bildung fester Transmutationsprodukte müssen als synergistische Effekte angesehen werden, deren Gesamtheit erst die Strahlenschädigung ausmacht. Experimente und Diskussion auf der Basis des verallgemeinerten FR-Parameters, der das Verhältnis von gasförmigen und festen Transmutationsprodukten zum Verlagerungsschaden angibt, stehen noch aus.

## 1. 2 Simulation durch Bestrahlungsquellen

Wie im vorigen Kapitel gezeigt wurde, sind die wichtigsten Kriterien, die die Schadenserzeugung kennzeichnen, und nach denen die Güte der Simulation der FR-Situation beurteilt werden muß, die folgenden:

- 1) Die Defekterzeugungsrate ( $\text{dpa s}^{-1}$ ).
- 2) Die Gasproduktionsrate ( $\text{gpa s}^{-1}$ ), auf Helium bezogen.  
Diese wird mit der dpa verknüpft durch den FR-Parameter:  
 $\text{gpa/dpa}$ .
- 3) Die Form des Rückstoßspektrums, die die Defektstellengröße und -dichte bestimmt.

Zu diesen physikalischen Kriterien treten bei der Beurteilung der Situation technische, nämlich:

- 4) Die Größe des Bestrahlungsvolumens, das in den verschiedenen Fällen zur Verfügung steht.
- 5) Die Möglichkeit, Versuchsbedingungen wie Temperatur und mechanische Spannung einzustellen und zu kontrollieren.
- 6) Die Verfügbarkeit der Quelle, von der es abhängt, welche integralen Werte des dpa und gpa man akkumulieren kann.  
Zusammen mit dem Kriterium 4 entscheidet sie auch über den Umfang des durchführbaren Bestrahlungsprogramms.

Nach diesen Kriterien, ist die Tabelle 1.3 aufgebaut in der die infrage kommenden Simulationsmethoden miteinander verglichen werden.

Bestrahlungen mit schweren Ionen erlauben das Erreichen hoher Defekterzeugungsraten und sind deshalb für Grundlagenuntersuchungen sehr geeignet. Die Volumina sind jedoch so klein, daß technische Dimensionen nicht erfaßt werden. Bei leichten Ionen können mit entsprechend niedrigerer Defekterzeugungsrate hinreichend große Volumina bestrahlt werden, um in situ-tests mechanischer Eigenschaften durchzuführen.



Bestrahlungsquelle	Erreichbare Defekterzeugungsrate $\kappa$ [s <sup>-1</sup> ]	Heliumproduktion/Schädigung	Rückstoßspektrum (Energieverteilung)	Bestrahlungsvolumen	Instrumentierungsmöglichkeiten	Verfügbarkeit in Verlagerungen/Atom
Schwere Ionen Ni, Nb etc. (100keV-100MeV)	$\leq 10^{-2}$	einstellbar durch duale Strahltechnik	hochenergetischer Anteil simulierbar (siehe Abb.2)	$10^{-4}$ cm <sup>3</sup>	T <sub>R</sub>	$\geq 100$ dpa Begrenzung durch hohe Konz. des Implantats
Leichte Ionen d, He etc.	$\sim 10^{-5}$	in Teilvolumina durch duale Strahltechnik	grob simulierbar (siehe Abb.2)	$\sim 10^{-2}$ cm <sup>3</sup>	T <sub>R</sub> , $\sigma$	$\sim 10$ dpa
Hochspannungsmikroskop (HVEM) (1 MeV)	$\leq 10^{-3}$	durch simultanen He-Einschuß einstellbar	nicht simulierbar	$\sim 10^{-6}$ cm <sup>3</sup>	T <sub>R</sub>	$\geq 100$ dpa Begrenzung durch Kontamination
Spaltungsreaktoren thermisch: schnell:	$10^{-8}$ - $10^{-7}$ $10^{-6}$	bei Ni-Legierungen möglich sonst nur durch Vorimplantation von He möglich	nicht simulierbar Abweichungen im hochenergetischen Bereich (siehe Abb. 8)	(pro Bestrahlungskapitel) $\sim 10^{+4}$ cm <sup>3</sup>	T <sub>R</sub> , $\sigma$	$\leq 10$ dpa + $\leq 100$ dpa + bei mehrjähriger Bestrahlungszeit
d - t -Quelle 14 MeV n	$\leq 10^{-7}$	vergleichbar mit FR	gut simulierbar (siehe Abb.3)	$< 0.5$ cm <sup>3</sup>	T <sub>R</sub>	$\leq 1$ dpa
d-Li-Quelle (n-Spektrum)	$\sim 10^{-6}$	in gleicher Größenordnung wie FR (materialspezifisch)	gut simulierbar (siehe Abb.3)	$\sim 400$ cm <sup>3</sup>	T <sub>R</sub> , $\sigma$	10 dpa

Tabelle 1.4: Bestrahlungsquellen zur Simulation fusionspezifischer Materialschäden

Das Rückstoßspektrum eines FR wird jedoch nur grob simuliert. Bei leichten und schweren Ionen muß der FR-Parameter " künstlich" durch Implantation von He-Ionen eingestellt werden.

Elektronenbeschuß im Hochfeld-Elektronenmikroskop erlaubt die simultane Beobachtung der Schadensentwicklung. Die Volumina sind jedoch extrem klein und das Rückstoßspektrum sehr verschieden vom FR-Fall. Simultane He-Implantation zur Einstellung des FR-Parameters wird erwogen.

Spaltungsreaktoren bieten große Bestrahlungs-Volumina. Der FR-Parameter kann bei Verwendung thermischer Neutronen in nickelhaltigen Legierungen eingestellt werden. Das Rückstoßspektrum ist dann aber sehr FR-unähnlich. Bei Verwendung schneller Spaltneutronen bleibt das Defizit im Spektrum bei hohen Energien, und der FR-Parameter kann allenfalls in einer oberflächennahen Schicht durch vorherige Implantation eingestellt werden.

Eine Quelle, auf Beschleunigerbasis, die die Fusionsreaktionen (d-t-Reaktion) erzeugt, gibt in Spektren und Fusionsparameter eine gute Simulation, liefert aber Neutronenflüsse, die für den FR typisch sind nur über ein so kleines Volumen, daß an die Durchführung von Bestrahlungsprogrammen mit in situ Tests mechanischer Größen nicht zu denken ist.

Lediglich die im Folgenden näher beschriebene d-Li-Quelle wird in allen Beziehungen den aufgestellten Kriterien gerecht. Das Rückstoßspektrum ist, wie in Abb. 1.3 zeigt, dem FR-Spektrum sehr ähnlich. In den aufgestellten Kriterien nicht erfaßbare Einflüsse, z.B. der gpa bezogen auf Wasserstoff, über den sehr wenig bekannt ist, werden automatisch mitsimuliert. Die Bestrahlungseigenschaften der d-Li-Quelle werden im folgenden Kapitel ausführlicher dargestellt.

### 1.3 Bestrahlungseigenschaften der d-Li-Quelle

Durch Ausnutzung der Aufbruchreaktion  $d+{}^7\text{Li}\rightarrow p,n,{}^7\text{Li}$  können starke Flüsse schneller Neutronen erzeugt werden. Die Energie der Neutronen entspricht im Mittel etwa der halben Deuteronenenergie. Um das 14 MeV Spektrum eines Fusionsreaktors zu simulieren, bedarf es daher einer Beschleunigung der Deuteronen auf Energien  $>30$  MeV.

Die Ausbeuten und Spektren der auf diese Weise erzeugten Neutronen wurden z.B. am Karlsruher Zyklotron gemessen (18) und im Hinblick auf das Interesse an intensiven Neutronenquellen durch neuere Untersuchungen ergänzt (17).

Die n-Ausbeute im an das Target angrenzenden Halbraum ist von Stromstärke, Energie und Geometrie des einfallenden d-Strahls bestimmt und zeigt außerdem eine charakteristische Abhängigkeit vom Winkel gegenüber der Einschußrichtung ( Abb. 1.5).

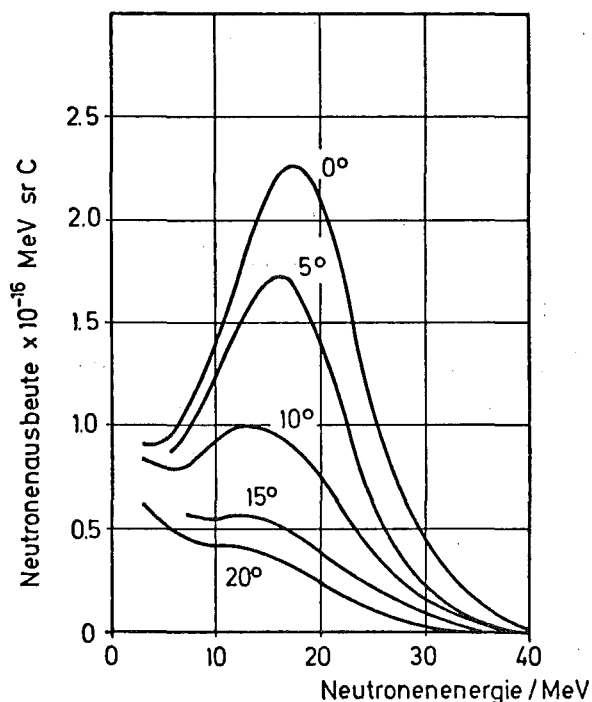


Abb. 1.5:

n-Energiespektren für verschiedene Winkel. Die Neutronen wurden durch Beschuß eines Li-Targets mit 40 MeV Deuteronen erzeugt (nach 12)

Die starke Bündelung - der Halbwertswinkel beträgt nur etwa  $10^\circ$  - ist eine wesentliche Eigenschaft dieser Quelle und unterscheidet

sie von den isotropen d-t- und Spaltungsquellen. Die Abgrenzung des Bestrahlungsvolumens zu den Seiten erleichtert den Zugang zu den im Bereich hoher Flüsse befindlichen Proben.

Die gesamte Ausbeute an schnellen Neutronen in Vorwärtsrichtung ( $E_n > 2 \text{ MeV}$ ) beträgt nach mehreren Messungen (17) für eine Deuteronenenergie von 40 MeV

$$Y_0 = (4.09 \pm 2.9) \times 10^{17} \text{ C}^{-1} \text{ sr},$$

die Quellstärke beträgt  $5 \times 10^{17}$  Neutronen/Coulomb.

Das bedeutet, daß ein Produktionswirkungsgrad von 8% (Neutronen pro Deuteron) erreicht wird.

Wie in Kapitel 3 ausgeführt wird, scheint es durchführbar zu sein, einen Deuteronenstrom  $\geq 100 \text{ mA}$  zu erreichen. Das mit 100 mA Stromstärke erzeugte Neutronenfeld ist in Abb. 1.6 dargestellt.

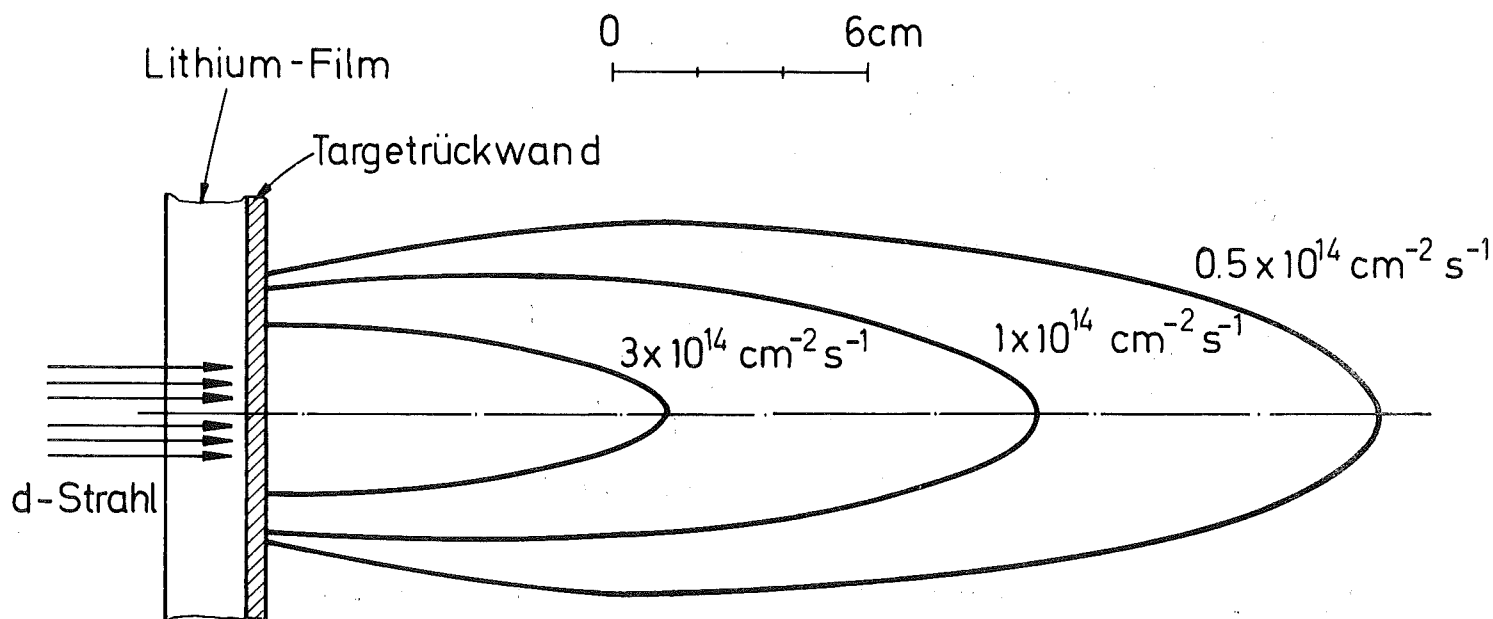


Abb. 1.6: Konturen gleicher Flußdichte im Bestrahlungsgebiet (nach 12)

Hier wurde angenommen, daß die Abhängigkeit der Intensität über den kreisrunden Strahlquerschnitt einer Gaußverteilung folgt, deren doppelte Halbwertsbreite 2 cm beträgt. Die Strahlgeometrie hat einen Einfluß auf das Neutronenfeld, der jedoch mit wachsendem Targetabstand abnimmt. Die dargestellten Flächen gleicher Flußdichte umschließen ein Volumen, das für Flußdichten  $>10^{14} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  ca.  $400 \text{ cm}^3$  beträgt. Innerhalb dieses Volumens sind Bestrahlungsversuche möglich, die je nach Annäherung an das Target Echtzeit - oder Zeitraffer-Experimente gestatten, bezogen auf die Bedingungen in der ersten Wand eines Fusionsreaktors mit  $1 \text{ MW/m}^2$  Wandbelastung.

Eine Erhöhung der Deuteronenstromstärke auf 200 mA würde dieses Volumen auf ca.  $1000 \text{ cm}^3$  vergrößern.

Das Energiespektrum der Neutronen ist von der Energie der Deuteronen und dem Austrittswinkel der Neutronen gegenüber der Strahlachse abhängig. Die Abhängigkeit von der Deuteronenenergie ist in Abb. 1.7 dargestellt.

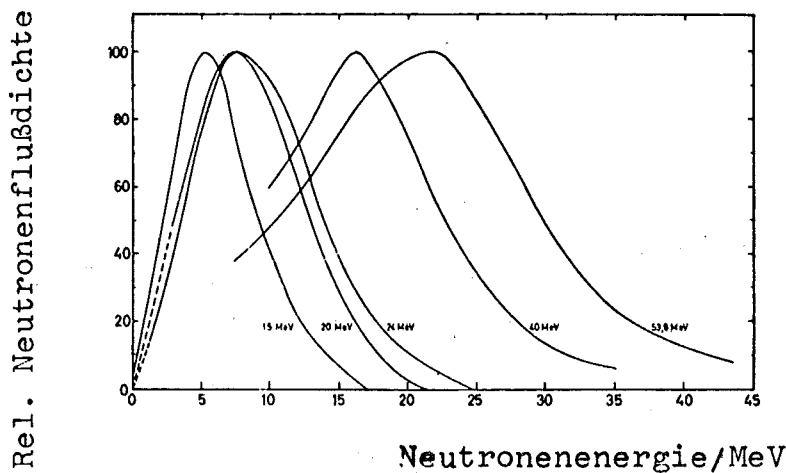


Abb. 1.7: Neutronenspektren für Deuteronenenergien von 15, 20, 24, 40, 53,8 MeV (aus 18)

Hier wurden die Neutronen durch ein Berylliumtarget produziert, die Ergebnisse sind aber für ein Lithiumtarget in guter Näherung

ebenfalls gültig. Um einen Schwerpunkt des n-Spektrums bei 14 MeV zu erhalten, ist eine d-Energie von 34 MeV erforderlich.

Die Wahl der d-Energie sollte jedoch nach den Erfordernissen der Experimente geschehen, nämlich in der Weise, daß die Schädigungswirkungen, besonders die Transmutationsraten, optimal simuliert werden.

Eine Variation der Deuteronenenergie hat jedoch auch einen Einfluß auf die Ausbeute. So ist beispielsweise die Ausbeute für eine d-Energie von 40 MeV um 60% höher als bei 30 MeV. Die Möglichkeit, die Energie der Neutronen den gewünschten Bedingungen anzupassen, ist durch den in einer Hochstromquelle eingesetzten Linearbeschleuniger gegeben.

Die in Abb. 1.5 dargestellten Kurven zeigen die vom Raumwinkel abhängige Veränderung der Spektren. So wird mit zunehmendem Winkel die Breite der Verteilung größer und die Schwerpunkte verschoben sich zu niedrigen Energien. Durch Wahl eines passenden Ortes im Neutronenfeld läßt sich daher ebenfalls eine Variation der Schädigungsparameter erreichen (19).

Die d-Li-Quelle liefert kontinuierliche Flüsse. Grundsätzlich ist es auch möglich, die Ionenquelle des Beschleunigers zu pulsen und damit dem Strahl eine Zeitstruktur aufzuprägen. Der Spitzenstrom entspricht dabei dem Strom im kontinuierlichen Betrieb. Die Mikrostruktur des Strahls - eine Eigenschaft aller Hochfrequenzbeschleuniger - wird für die Bestrahlungen ohne Bedeutung sein: sie kann eliminiert werden.

Die Anlage kann so gebaut werden, daß Langzeitbetrieb möglich ist. Durch Koordination der Wartungsarbeiten und Verdopplung der Komponenten endlicher Lebensdauer kann eine hohe Verfügbarkeit erreicht werden. Nach Erfahrungen mit großen Beschleunigeranlagen sind Werte von 80% erreichbar.

#### 1.4 Vergleich der Eigenschaften der d-Li-Quelle mit den Anforderungen

Die Volumenschädigung in der ersten Wand eines Fusionsreaktors, der nach einem der gegenwärtig aussichtsreichsten Reaktorkonzepte "Tokamak" oder "Spiegelmaschine" arbeitet, läßt sich optimal mit einer d-Li-Quelle modellieren. Geht man von der für einen wirtschaftlichen Reaktorbetrieb erforderlichen Wandbelastung von  $1 \text{ MW/m}^2$  aus, so entsprechen dem äquivalente Flüsse der d-Li-Quelle von  $10^{14} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  (12). Dieser Fluß ist innerhalb eines Volumens von  $400 \text{ cm}^3$  zu erreichen, so daß Echtzeitbestrahlungen möglich sind. Verändert man die Probenposition und geht man dichter an das Li-Target heran, so läßt sich überdies eine bis zu zehnfache Zeitraffung für ein Probenvolumen von ca.  $5 \text{ cm}^3$  erzielen.

Die Schädigungsparameter (Rückstoßspektrum - lokale und energetische Verteilung der Defekte, die Defekt- und He-Erzeugungsrate und der FR-Parameter) in einer ersten Wand des Fusionsreaktors lassen sich nahezu durch die d-Li-Quelle reproduzieren. Eine Simulation der Volumenschäden durch andere Quellen wie Spaltreaktoren, **d-t-Quellen und Ionenbeschleuniger ist dagegen grundsätzlich** nur bezüglich einzelner Parameter möglich, wie die Tabelle 1.4 ausweist. Eine simultane Erfassung aller Schädigungsparameter mit einer Quelle läßt nur die d-Li-Quelle zu. Dieser Vorteil ist am stärksten für nickelarme Materialien ausgeprägt.

Das Bestrahlungsvolumen der d-Li-Quelle von ca.  $400 \text{ cm}^3$  ist hinreichend groß, um neben mikroskopischen einfache mechanische in-situ-Experimente durchzuführen. Die Relevanz von makroskopischen mechanischen Materialtests ist unbestritten für die Erzeugung von mechanischen Festigkeitswerten. Eine Erklärung oder gar Vorhersage mechanischer Größen auf der Basis von mikrostrukturellen Beobachtungen ist bisher nicht möglich.

Die Eigenschaft der Quelle, das Neutronenfeld hoher Flußdichten auf einen begrenzten Raum zu konzentrieren, bietet den großen Vorteil, daß Kontroll- und Meßeinheiten der instrumentierten Bestrahlungsproben einer geringeren Strahlenbelastung ausgesetzt sind. Damit werden opti-

male Voraussetzungen bezüglich der Reproduzierbarkeit und Genauigkeit von Experimenten geschaffen, wie sie nur bei Beschleunigerbestrahlungen möglich, dagegen bei Reaktorbestrahlungen nicht realisierbar sind.

Die angestrebte hohe Verfügbarkeit der Quelle von 80% und die bei der Auslegung der Anlage vorgesehene lange Lebensdauer der Komponenten ermöglicht Langzeitbestrahlungen. Die Quelle kann auch gepulst betrieben werden, so daß eine Simulation von Brennzyklen des FR in weitem Umfang gegeben ist.

#### Literatur

- (1) Memorandum über die technologischen Probleme des Fusionsreaktors; vorgelegt von den Forschungszentren GfK Karlsruhe, IPP Garching, KFA Jülich und HMI Berlin, (1973) unveröffentlicht
- (2) B.L. Eyre, W.M. Lomer, R.S. Nelson  
AERE Report 8131 Harwell (1975)
- (3) G.L. Kulcinski  
Radiation Damage: The Second Most Serious Obstacle to Commercialization of Fusion Power, Proc. Intern. Conf. on Radiat. Eff. and Tritium Technology, Gatlinburg, Tenn. (USA) Vol. I, 17, Oct. 1-3 (1975)
- (4) D.M. Parkin, A.N. Goland  
Radiation Eff. 28, 31 (1976)
- (5) B.L. Eyre, R. Bullough  
J. Nucl. Mater. 26, 249 (1968)
- (6) D.R. Harries  
J. Brit. Nucl. Eng. Soc., p. 74 (1967)
- (7) R. Bullough, M.R. Haynes  
Gatlinburg Proc., IAEA-Meeting on Radiation Damage Units, Harwell (GB), Vol. I, 230 (1976)
- (8) D.J. Mazey, R.S. Nelson  
Gatlinburg Proc., ibid. Vol I, 240



- (9) H. Wiedersich, J.J. Burton, J.L. Katz  
J. Nucl. Mater. 51, 287 (1974)
- (10) A.D. Marwick  
J. Nucl. Mater. 55, 259 (1975) und 56, 355 (1975)
- (11) M.J. Saltmarsh  
ORNL, persönl. Mitteilung
- (12) INGRID, A Proposal for an Intense Neutron Generator for  
Radiation-induced Damage Studies in the CTR Materials Program,  
ORNL-TM-5233 (1976)
- (13) D.M. Parkin, A.N. Goland  
Analysis of Radiation Damage in Fusion-Simulation Neutron  
Spectra Gatlinburg Proc., Vol I, 417
- (14) G.L. Kulcinski, D.G. Doran, M.A. Abdon  
ASTM STP 570, 329 (1975)
- (15) D. Kaletta  
KFK-Bericht 2282 (1976)
- (16) Proc. IAEA-Meeting on Radiation Damage Units, Harwell (GB),  
1-3 Nov. 1976, Ed. R.S. Nelson et al.
- (17) ORNL-TM-5696 (1976)
- (18) KFK-Bericht 1288 (1970)
- (19) ORNL-TM-5554 (1976)
- (20) CTR Materials Irradiation Testing Facility, CMIT-Proposal,  
Hanford (1975), unveröffentlicht
- (21) P. Grand et al.  
An Intense Li(d,n) Neutron Radiation Test Facility for  
controlled Thermonuclear Reactor Materials Testing,  
Nuclear Technology 29, 327 (1976) und BNL 20159 (1975),  
BNL 20840 (1976)
- (22) A Proposal for a High Intensity Neutron Source,  
Lawrence Livermore Laboratory (1976), unveröffentlicht

## 2. Weitere Anwendungsgebiete für eine d-Li-Quelle

Neben ihrer Hauptanwendung für die Materialuntersuchung sind noch weitere Anwendungen möglich. Manche davon erfordern Zusatzeinrichtungen.

### 2.1 Modelluntersuchungen am Fusionsreaktorblanket

Diese Anwendung schließt sich eng an das Hauptprogramm an. Neben Untersuchungen von Materialien und Kombinationen von Materialien wäre es erwünscht, auch Moduln des Blankets als Ganzes der Neutronenstrahlung auszusetzen, um durch solche integrale Tests die Funktionstüchtigkeit der Blanketstruktur zu untersuchen. Da aber solche Moduln Abmessungen von etwa  $50 \times 50 \times 50 \text{ cm}^3$  haben, kann der Fluß von  $10^{14} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$  mit der vorgeschlagenen Quelle nicht über eine ganze Stirnfläche des Moduls erzielt werden. Man könnte jedoch Modellmoduln von  $10 \times 10 \times 50 \text{ cm}^3$  bauen, für die die Bestrahlung möglich wäre. Die gute Zugänglichkeit würde eine komplette Instrumentierung des Modells, das für etwa 1 Jahr bestrahlt werden müßte, erlauben.

Ein Aspekt, der hier beispielsweise untersucht werden könnte, ist die Lithiumkühlung des Blankets. Hier werden beim Betrieb des Lithiumtargets bereits wichtige Erfahrungen anfallen. Daneben aber wird z.B. die strahlungsinduzierte Korrosion des Kühlkreislaufs im Modellversuch untersucht werden können.

Die speziellen Anforderungen für diese Anwendungen sind gering. Der Strahl müßte entsprechend den Modelldimensionen erweitert werden und es müssen evtl. Neutronenreflektoren angebracht werden, um den Neutronenfluß anzupassen.

### 2.2 Physik schneller Neutronen

Hier können sowohl Kerndaten, die für die Fusionsreakorttechnologie (FRT) wichtig werden, als auch grundlegende Untersuchungen genannt werden. Ein Teil dieser Untersuchung kann jetzt schon an Zyklotrons unter Benützung von Flugzeitspektrometern durchgeführt werden. Für manche Probleme, wie die Untersuchung neutroneninduzierter Reaktionen

an instabilen Substanzen, die nur in kleinen Mengen vorhanden sind, oder von Polarisierungseffekten wäre eine Intensitätserhöhung um den Faktor 10 bis 100 erforderlich. Hier braucht man eine Pulsstruktur mit Pulsen, die  $< 1$  ns lang sind und einen Abstand von wenigen  $\mu$ s haben. Hierzu bietet sich die Lösung an, durch eine geeignete schnelle Ablenkvorrichtung jeden hundertsten bis tausendsten Hochfrequenzpuls aus dem Deuteronenstrahl herauszulenken, und zwar direkt am Ausgang des Beschleunigers, wo noch eine starke Pulsstruktur vorhanden ist (s. Kap. 3). Man wird den ausgelenkten Strahl nach weiterer Bündelung auf ein Lithium- oder Urantarget fallen lassen und den entstehenden Neutronenstrahl in einen Neutronenflugkanal von etwa 100 m eintreten lassen, an dessen Ende sich ein Experimentierareal anschließen würde. Bei sonst gleicher Pulsdauer und -Folgefrequenz ist die Neutronenintensität am Experimentierort der mittleren Stromstärke proportional. Dieser beträgt für z.B. das Karlsruher Zyklotron maximal  $50 \mu$ A während bei Auslenken jedes hundertsten Pulses nach dem hier vorgeschlagenen Linearbeschleuniger 1 mA verfügbar wären.

### 2.3 Aktivierungsanalyse und Isotopenproduktion

Die Verfügbarkeit schneller Neutronenflüsse  $> 10^{14} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  eröffnet für Isotopenproduktion und Aktivierungsanalyse neue Möglichkeiten. Die erst bei höherer n Energie auftretenden  $(n, \alpha)$   $(n, 2n)$  und  $(n, p)$ -Reaktionen erlauben es, neuartige Nuklide zu erzeugen, die in Medizin und Tracertechnik Anwendung finden. Hohe Flüsse verkürzen die Bestrahlungszeiten bzw. erlauben den Aufbau einer hohen spezifischen Aktivität.

Die Hochfluß-Neutronenaktivierungsanalyse mit 14 MeV-Neutronen bietet für die Spurenelementanalytik ein breites, neues Betätigungsfeld. Beispiel: Fe ist bei gleichen Neutronenflußdichten und einer Stunde Bestrahlungszeit mit 14 MeV-Neutronen ca.  $10^4$  mal besser nachzuweisen als mit thermischen Neutronen.

Für die Isotopenproduktion durch längere Bestrahlung wären periphere Bereiche der Bestrahlungskammern geeignet. Für die Aktivierungsanalyse wäre der schnelle Transport von aktivem Material aus Bereichen hohen Neutronenflusses in Meßräumen mit geringem Strahlungsuntergrund vorzusehen. Dazu wäre eine Rohrpostleitung in einer der Strahlungskammern anzubringen.

### 3. Technisches Konzept

#### 3.0 Übersicht

Das erwünschte Neutronenspektrum um 14 MeV wird durch Beschuß eines Lithiumtargets mit Deuteronen erzeugt, die in einem Linearbeschleuniger auf eine Energie von 40 MeV gebracht wurden. Die benötigten hohen Flüsse erfordern einen kontinuierlichen Teilchenstrahl von  $\geq 100$  mA Stromstärke.

Die vorgeschlagene Neutronenquelle besteht aus zwei durch einen Strahl tunnel getrennten Anlagenteilen, nämlich Beschleuniger und Bestrahlungsgebiet.

Im Beschleunigerteil der Anlage sind Ionenquelle, Gleichspannungsvorbeschleuniger, Pulsungssystem, Hochfrequenzbeschleuniger und die erforderlichen Versorgungseinrichtungen zusammengefaßt. (Abb. 3.1). Der Beschleuniger ist so ausgelegt, daß der Ionenstrahl mit möglichst großer Transmission dem Target zugeführt wird. Verdopplung des Vorbeschleunigers und konservative Auslegung der Komponenten sorgen für eine hohe Verfügbarkeit.

Hauptteil dieses Anlagenkomplexes ist der Hochfrequenzlinearbeschleuniger. Hier werden Alternativen vorgeschlagen, die sich im Eingangsteil unterscheiden, in dem hier verschiedene Beschleunigungsstrukturen Anwendung finden. Die Betriebsfrequenz des Beschleunigers ist 27 bzw. 54 MHz.

Auf den 50 m langen Linearbeschleuniger folgt ein 40 m langer Strahlkanal, durch den der d-Strahl dem Bestrahlungsgebiet zugeführt wird. Um eine hohe Verfügbarkeit zu erreichen, sind drei voneinander unabhängige Targets und Bestrahlungsräume vorgesehen.

Die Neutronentargets bestehen aus einem den Strahlweg kreuzenden flüssig-Lithium - jet von ca. 10 cm Breite und 1,5 cm Tiefe. Die im Target gestoppten Deuteronen deponieren nahezu die gesamte Strahlleistung von 4 MW (bei 100 mA d-Strom) in einem Volumen von ca. 2 cm<sup>3</sup>. Diese Wärme wird durch die an das Target angeschlossenen Kühlkreisläufe abgeführt. Die im Lithium entstehenden Aktivierungs- und Korrosionsprodukte werden durch Reiniger ausgeschieden.

An die Targetrückwand schließt sich unmittelbar das Bestrahlungsvolumen an. Die hier platzierten Proben sind durch fernbediente Manipulatoren und über durch die Abschirmwände geführte Stopfen zugänglich.

Die gesamte Anlage benötigt eine Grundstücksfläche von 12.000 m<sup>2</sup> und erfordert einen umbauten Raum von 50.000 m<sup>3</sup>.

### 3.1 Der Deuteronenbeschleuniger

Kontinuierliche Strahlströme  $> 1$  mA erfordern Linearbeschleunigeranordnungen. Hochfrequenzlinearbeschleuniger werden in mehreren Beschleunigerzentren der Welt betrieben. Der hier diskutierten Anlage sind einerseits die Protoneninjektoren für große Synchrotrons, andererseits die Ionenlinearbeschleuniger verwandt.

Die Protoneninjektoren verwenden Linearbeschleuniger vom Alvareztyp, in denen gepulste Strahlen von über 200 mA Stromstärke auf Energien von typisch 50 bis 100 MeV beschleunigt werden. Die Betriebsfrequenz beträgt 200 MHz, das Tastverhältnis ist jedoch niedrig ( $\leq 10^{-3}$ )

Für die Beschleunigung schwerer Ionen werden ebenfalls Alvarezbeschleuniger<sup>+)</sup> eingesetzt, deren Betriebsfrequenz jedoch bei 70 bzw. 108 MHz liegt. Diesen Beschleunigern ist noch eine weitere Struktur vom Wideroetyp<sup>+)</sup> vorgeschaltet (GSI Darmstadt), die für die niedrigen Geschwindigkeiten günstigere Beschleunigungseigenschaften aufweist, da sie bei niedrigerer Frequenz betrieben werden kann (27 MHz). Diese Beschleuniger werden zwar mit hohem Tastverhältnis (25 bis 30 %) betrieben, liefern jedoch nur sehr geringe Ionenströme, die durch die Quellen begrenzt sind. Schließlich wurden ebenfalls zur Ionenbeschleunigung Wendel-, IH-, Spiral- und Split-Ring-Strukturen entwickelt.

Diese Strukturen sind prinzipiell auch zur Beschleunigung von Deuteronen geeignet. Die hier erarbeitete Technologie ist eine bedeutende Grundlage für den Bau des Beschleunigerteils einer Neutronenquelle.

Ein wesentlicher Unterschied zu den existierenden Maschinen ist jedoch für die hier beschriebene Anlage die Notwendigkeit, den hohen Strahlstrom kontinuierlich zu erzeugen. Hierdurch ergeben sich besondere Anforderungen an die verschiedenen Komponenten, die in den folgenden Kapiteln ausführlich diskutiert werden.

Es wird ein technisch realisierbares Konzept entwickelt, das den besonderen Anforderungen Rechnung trägt. Die wichtigsten Parameter des vorgeschlagenen Beschleunigers sind in Tab. 3.1 zusammengestellt, eine Übersicht des Beschleunigerteils ist in Abb. 3.1 dargestellt.

+) vgl. Abb. 3.3 auf Seite 45

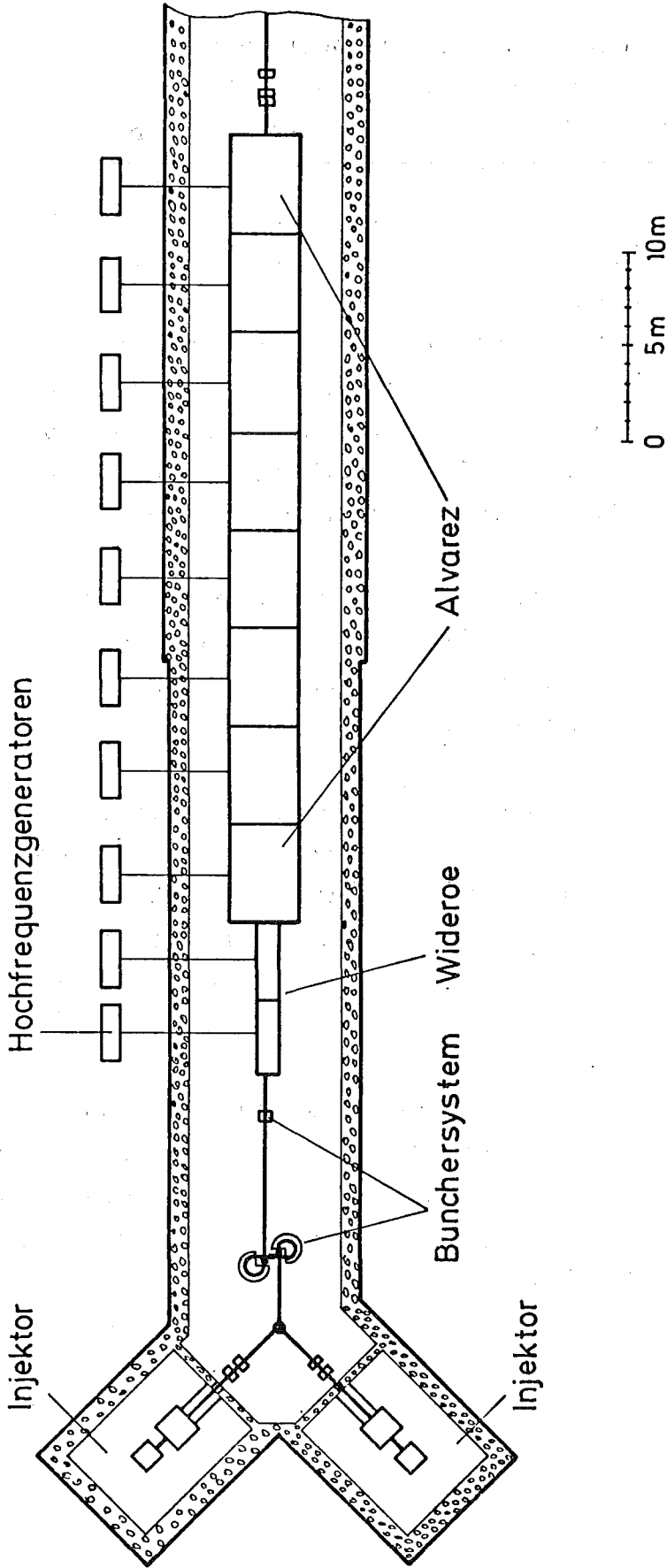


Abb. 3. 1: Beschleunigerteil d-Li Quelle

Nutzbarer Deuteronenstrom	100 (200) mA
Endenergie , maximal	40 MeV
Vorbeschleuniger	luftisolierte Hochspannungskaskade
Angestrebte Hochspannung	750 kV
Stabilität der Hochspannung	$10^{-3}$
Ionenquellentyp	Duoplasmastrom
Gesamter Ionenstrom	170 (340) mA
Wirkungsgrad des Bunchers	80 %
Norm. transversale Emittanz am Eingang des Beschleunigers	$< 1 \pi$ cm mrad
Typ der Beschleunigungsstrukturen	Wideroe bei 27 MHz und/oder Alvarez bei 54 MHz
benötigte Hf-Leistung	7 (11) MW

Tabelle 3.1: Parameter des Deuteronenbeschleunigers

In den folgenden Abschnitten werden als zentrale Begriffe Emittanz und Akzeptanz verwendet. Die Emittanz beschreibt den Raumbedarf eines Teilchenstrahls, während die Akzeptanz den vom Beschleuniger zur Verfügung gestellten Raum angibt. Als Raum wird dabei ein 6-dimensionaler Phasenraum verstanden, der in den transversalen Koordinaten durch Achsenabstand und Winkeldivergenz und in seinem longitudinalen Anteil durch die Ausdehnung der Strahlpakete (Phasenlänge) und die Energieabweichung gebildet wird. Bei geeigneter Normierung ist die Emittanz im Idealfall eine Konstante der Bewegung. Im Hochstrombeschleuniger vergrößert sich jedoch durch Abbildungsfehler und durch Raumladungseinflüsse im Verlauf des Beschleunigungsprozesses.



Die Akzeptanz ist dagegen eine Größe, die durch geeignete Parameter des Hochfrequenzbeschleunigers so gewählt werden muß, daß sie stets größer als die Emittanz des angebotenen Strahls ist. Hierdurch wird ein verlustfreier Strahltransport d.h. eine Transmission von 100 % erreicht. Die niedrigste Akzeptanz ergibt sich am Eingang des Beschleunigers, so daß hier eine besonders sorgfältige Abstimmung aller Parameter erreicht werden muß. Der in Kap. 3.1.4 vorgelegte Vorschlag, eine spezielle Niederenergiestruktur (Wideroe) zu verwenden, ist ein Beitrag, einen möglichen Engpaß im Beschleunigereingang zu beseitigen.

### 3.1.1 Die Ionenquelle

Für eine Strahlstromstärke von 100 (200) mA in Linearbeschleuniger muß aus der Quelle insgesamt ein Ionenstrom von mindestens 170 (340) mA extrahiert werden. Dabei wurde berücksichtigt, daß der Wirkungsgrad des vorgesehenen Bunchersystems bei 80 % liegen wird und der Anteil der atomaren Ionen am gesamten extrahierten Ionenstrom etwa 75 % beträgt. Läßt man eine Verschlechterung der Emittanz bei der Gleichspannungsvorbeschleunigung und der Strahlpulsung zu, so muß die Emittanz der Quelle deutlich kleiner sein als die notwendige Emittanz am Eingang des Hf-Beschleunigers. Weitere Anforderungen an die Ionenquelle sind Zuverlässigkeit, lange Lebensdauer und Langzeitstabilität.

Mehrere Ionenquellen scheinen geeignet zu sein, diese Anforderungen zu erfüllen (1÷3). Die ausgedehntesten Erfahrungen liegen bei Duoplasmatronquellen vor, die bei den meisten Protonenbeschleunigern benutzt werden. Im gepulsten Betrieb (Tastverhältnis  $10^{-3}$ - $10^{-4}$ ) werden zuverlässig Protonenströme bis über 0.5 A mit guter Strahlqualität erreicht (normierte transversale Emittanz nach der Vorbeschleunigung  $\epsilon_n \leq 0.5$  cm mrad) erreicht (2). Erfahrungen mit Duoplasmatronquellen sind auch in der GfK Karlsruhe vorhanden. Eine dort existierende Quelle

liefert im Dauerstrich etwa 10mA Protonen. Im Pulsbetrieb werden Ströme bis 0.5 A erwartet. Über die Strahlqualität dieser Quelle ist jedoch wenig bekannt (5).

Beim Betrieb einer Duoplasmatronquelle im Dauerstrich werden bei den angestrebten Ionenströmen unter anderem folgende Probleme erwartet, die einer eingehenden Untersuchung bedürfen:

Der zur Erzeugung des Ionenstromes notwendige hohe Entladungsstrom verursacht eine starke thermische Belastung der Elektroden, die daher gut gekühlt werden müssen. Eine Erosion der Elektroden dürfte die Lebensdauer und das Langzeitverhalten der Quelle nachteilig beeinflussen. Die Lebensdauer vergleichbarer gepulster Quellen liegt bei 5 000 - 10 000 h und wird meistens durch die Kathode begrenzt. Eine im Dauerstrich betriebene 100 mA Quelle zeigte eine Lebensdauer von 250 h (4). Bei der Erzeugung von Deuteronen sind allerdings bei gleichen Strömen die defokussierenden Raumladungskräfte verglichen mit Protonen um 12 größer.

### 3.1.2 Der Gleichspannungsvorbeschleuniger

Eine möglichst hohe Vorbeschleunigung reduziert die Probleme, die mit der Injektion hoher Ströme in den Hf-Beschleuniger zusammenhängen. Die Verwendung von luftisolierten Kaskadengeneratoren gewährleistet zuverlässigen Betrieb bei leichter Zugänglichkeit. Für die Vorbeschleunigung von gepulsten Strömen bis über 0.5 A werden bei Protonenlinearbeschleunigern Hochspannungskaskaden bei vorwiegend 750 kV verwendet. 750 kV - Kaskadengeneratoren für einen kontinuierlichen Laststrom von  $> 0.5$  A mit einer Stabilität der Hochspannung von  $10^{-3}$  gehören zum Stand der Technik. Die Leistungsversorgung der Hochspannungsplattform erfolgt über Isolationstransformatoren.

Eines der kritischsten Teile des Vorbeschleunigers dürfte das Beschleunigungsrohr sein. Um eine Verschlechterung der Emittanz durch Raumladungskräfte zu reduzieren, sollte die Beschleunigung auf der kleinstmöglichen Länge erfolgen. Die Beschleunigung hoher Ströme wird daher vorwiegend mit Hochgradientenrohren durchgeführt. Überschläge im Beschleunigungsrohr können bei der Beschleunigung hoher kontinuierlicher Ströme die Langzeitstabilität und Zuverlässigkeit stark beeinträchtigen. Inwieweit eine 750 kV-Vorbeschleunigung einen zuverlässigen Betrieb ermöglicht, wird endgültig erst in Voruntersuchungen geklärt werden können. Eine niedrigere Spannung würde zwar die Probleme im Vorbeschleuniger reduzieren, jedoch die Schwierigkeit auf den Eingangsteil des Hochfrequenzbeschleunigers verlagern. Der Auslegung des Beschleunigungsrohres müssen Rechnungen über Strahldynamik unter Einfluß der Raumladung vorangehen. Außerdem werden die Erfahrungen, die bis dahin in den anderen Laboratorien (6) wie auch in der GfK Karlsruhe (7) gewonnen sein werden, eine wertvolle Hilfe darstellen.

Literatur:

- 1) Th. Sluyters, Proc. of the 1972 Proton Linear Acc. Conf.  
Los Alamos, p. 283
- 2) O.B. Morgan, G.G. Kelley, R.C. Davis  
Rev. Sci. Inst. 38, 467 (1967)
- 3) J.E. Osher, IEEE Trans Nucl. Sci., Vol. NS - 22,  
No. 3, (1975), p. 1626
- 4) C.D. Curtis, Proc. of the 1976 Proton Linear Acc. Conf.,  
Chalk River, AECL 5677 (1976), p. 179
- 5) W. Eyrich, private Mitteilung
- 6) J. Ungrin et all, Proc. of the 1976 Proton Linear  
Acc. Conf, Chalk River, AECL 5677 (1976), p. 171
- 7) E. Becker et al., KFK-Bericht 2016, Juli 1974

### 3.1.3 Strahlanpassung

Der kontinuierliche Deuteronenstrahl des Injektors muß in kurze Pakete konzentriert werden. Hierzu bietet sich das Prinzip des Klystronbunching an. Durch periodische Geschwindigkeitsmodulation des Strahls wird ein Zusammenlaufen der Teilchen in kurze Pakete erreicht. Ein einfacher Hochfrequenzmodulator drängt maximal 60 % des Strahls auf eine Pulslänge von  $\Delta\phi = 60^\circ$  zusammen. Bei Verwendung eines zweiten Modulators (1) kann der Wirkungsgrad auf 75 % bis 85 % erhöht werden.

Die restlichen Teilchen befinden sich zwischen den Pulsen und würden während der Beschleunigung nach und nach verlorengehen. Zum Teil würden sie bei erheblich größerer als der Einschußenergie auf Strukturteile treffen und diese aktivieren. Um dies zu verhindern, werden diese Teilchen vor der Injektion in den Beschleuniger in einem sogenannten Chopper an wohldefinierter Stelle ausgesondert und damit die Aktivierung lokal begrenzt.

Bei einem einfachen Chopper wird der Strahl mit Hilfe eines Hochfrequenzdeflektors periodisch über eine Öffnung geschwenkt. Die praktisch erreichbare Strahlausbeute liegt bei etwa 50 % bis 60 %. Die Randfelder des Hochfrequenzdeflektors erzeugen eine ungewollte Energiemodulation, (2, 3) die zu einer Vergrößerung der Pulslänge führt. Neben der geringen Ausbeute bleibt nur eine geringe Akzeptanzreserve in der longitudinalen Phasenebene.

Ein besserer Wirkungsgrad wird durch das von Beringer und Gluckstern (4) vorgeschlagene und von L.C. Teng (5) vervollständigte Strahlpulsungssystem erreicht. Bei der zu erwartenden großen Emittanz des Strahls  $\epsilon_n = 1 \pi \text{ cm mrad}$  muß die Ablenkung in den Hochfrequenzdeflektoren erheblich größer sein als dort angegeben. Dies erfordert korrektive Maßnahmen,

so daß das System aus insgesamt 10 Hochfrequenzresonatoren bestünde. Die Emittanz wird nach einer groben Abschätzung verdoppelt. Die Ausbeute könnte nahezu 100% sein. Es wäre erforderlich, dieses System genauer zu analysieren um evtl. eine Modifikation zu finden, die die genannten Nachteile nicht besitzt.

Im folgenden wird ein Strahlpulsungssystem vorgeschlagen, da bei einer Strahlausbeute von mehr als 80 % bei der angenommenen Emittanz von  $1\pi$  cm mrad brauchbare Strahlpakete liefert und dabei nur 5 Hochfrequenzresonatoren erfordert. Teilchen, die außerhalb der Strahlpakete liegen, werden in dieser Anordnung an definierter Stelle eliminiert und gelangen daher nicht in den Beschleuniger. Die Pulsanordnung verwendet die von Beringer und Gluckstern (4) vorgeschlagene Aufspaltung des Strahls durch ein Septum. Das hochfrequente Aufspalten geschieht in Anlehnung an das in der GfK Karlsruhe entwickelte Chopper-Buncher-System (6,7) mit Hilfe von Geschwindigkeitsmodulation und statischen Ablenkmagnetfeldern.

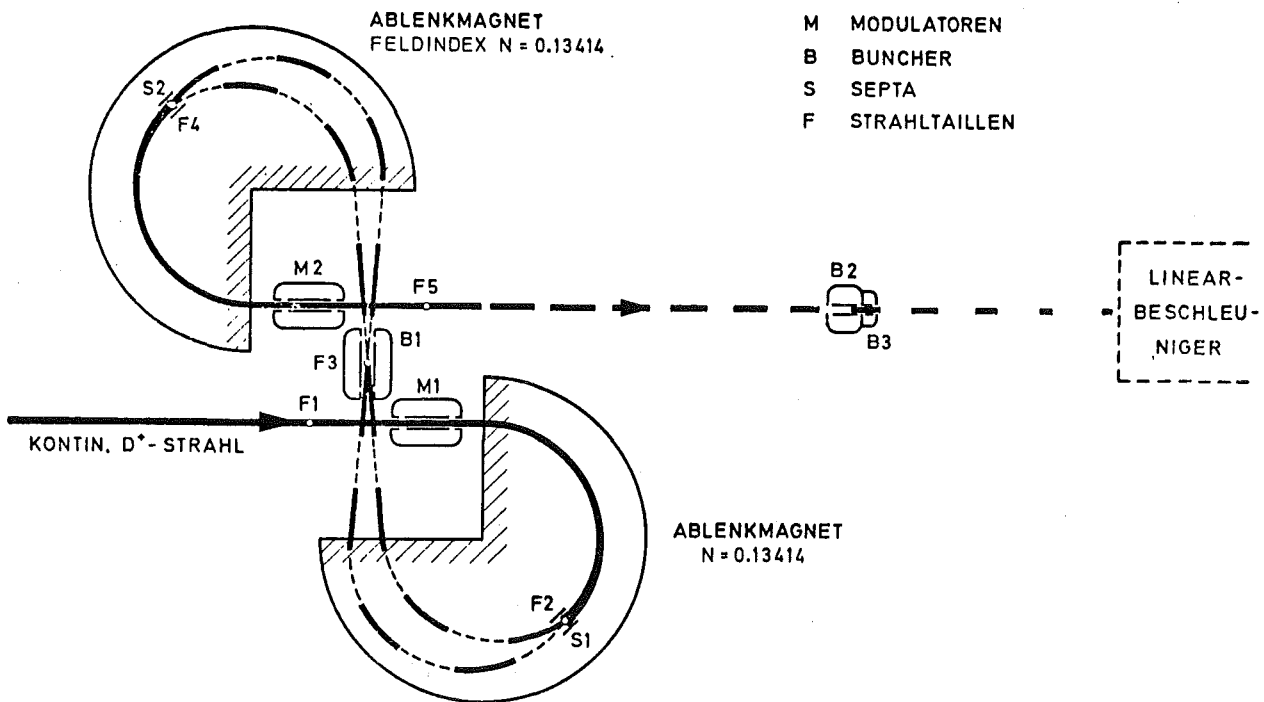


Abb. 3.2: Schematische Darstellung des Strahlpulsungssystems

## Funktionsweise des vorgeschlagenen Strahlpulsungssystems

Der kontinuierliche Deuteronenstrahl erfährt in einem hochfrequenten Geschwindigkeitsmodulator (M 1) eine harmonische Geschwindigkeitsmodulation. Im nachfolgenden Magnet wird der Strahl gemäß seinem longitudinalen Impuls abgelenkt und aufgespalten. Am Ort der stärksten Aufspaltung befindet sich ein elektrostatisches Septum (S 1), das den Strahl in zwei Teilbündel aufspaltet. Die Teilbündel bestehen aus gleichlangen Strahlpaketen und Lücken. Infolge der verschiedenen Bahnlängen der Teilbündel erreichen die Pakete paarweise gleichzeitig einen Hochfrequenzmodulator (Buncher B 1), der den Paketen eine etwa 5 mal kleinere Geschwindigkeitsmodulation überlagert. Im nachfolgenden  $270^\circ$  Magnet wird die Wirkung des Septums durch ein zweites Septum (S 2) rückgängig gemacht. Außerdem verschieben sich die Pakete der beiden Teilbündel infolge weiterer Wegdifferenz und schließen sich nach dem Septum wieder lückenlos aneinander. Der folgende Modulator (M 2) kompensiert die Modulation des ersten Modulators (M 1). Die Modulation des Bunchers (B 1) sorgt für eine Konzentration der Teilchen im Abstand  $\beta \lambda_{acc}$ , wobei  $\lambda_{acc}$  die Vakuumwellenlänge der Beschleunigerfrequenz und  $\beta$  die relative Teilchensollgeschwindigkeit der Deuteronen nach dem Injektor ist. Nach einer geeigneten Driftstrecke  $s_1$  von etwa 4 bis 7 m sorgt ein weiteres Modulatorpaar B 2 und B 3 für eine schnellere Konzentration der Teilchen um den Paketschwerpunkt (Sollteilchen). Diesem Modulatorpaar folgt nochmals eine Driftstrecke  $s_2$  von ungefähr 1.5 bis 3 m zum Beschleunigereingang.

Durch die hohe Symmetrie der Anordnung werden Laufzeitunterschiede infolge der Strahldivergenz zwischen dem Modulator M1 und M 2 minimalisiert. Außerdem ist das Magnetsystem zwischen den Strahltaillen  $F_1$ ,  $F_3$  und  $F_5$  achromatisch. Dies reduziert die Emittanzverschlechterung auf einen unwesentlichen Beitrag. Abb. 3.2 zeigt das Prinzip des Strahlpulsungssystems. Tabelle 3.2 enthält den Parametersatz und die errechneten Daten der erzeugten Strahlpulse am Beschleunigereingang.

Parameter	$f_{\text{Beschl.}}$	27 MHz	54 MHz
Parameter:			
Modulation	$\left(\frac{\Delta W}{W}\right)_{M1, M2}$	$\pm 7\%$	$\pm 6\%$
Modulation	$\left(\frac{\Delta W}{W}\right)_{B1}$	$\pm 1.4\%$	$\pm 1.2\%$
Modulation	$\left(\frac{\Delta W}{W}\right)_{B2}$	$\pm 5\%$	$\pm 5\%$
Modulation	$\left(\frac{\Delta W}{W}\right)_{B3}$	$\pm 1.5\%$	$\pm 1.5\%$
Ablenkung	$\Delta r' \text{ Sept.}$	$\pm 0.1\%$	$\pm 0.1\%$
Bahnradius	$r_0$	62.2 cm	31.1 cm
Driftlänge	$s_1$	700 cm	400 cm
Driftlänge	$s_2$	300 cm	160 cm
long. Emittanz: +)			
Phasenlänge	$\Delta\phi_{\text{Beschl.}}$	$\pm 21^\circ$	$\pm 22^\circ$
Energiebreite	$\frac{\Delta W}{W}$	$\pm 7\%$	$\pm 6\%$
Ausbeute	$\eta$	90 %	81 %

Tabelle 3.2: Parameter des Strahlpulsungssystems und erreichbare longitudinale Emittanz

+ ) Raumladungseffekt nicht berücksichtigt



Die transversale Emittanz geht wesentlich in die Wahl des Chopper-Buncher-Systems und dessen Parameter ein. Wächst die Emittanz über  $2\pi$  cm mrad, so stößt die Realisierung eines Chopper-Buncher-Systems auf ernsthafte Schwierigkeiten. In diesem Fall müßte auf das Zerhacken des Strahls verzichtet und der Strahl nur durch Buncher in Pakete konzentriert werden. Für diese Entscheidung ist eine möglichst frühe Kenntnis des vom Injektor angebotenen Strahls erforderlich.

#### Raumladungseffekt, auf die transversale Bewegung

Eine Abschätzung für eine vereinfachte, jedoch nicht homogene Ladungsverteilung zeigt, daß die Raumladungskräfte vor dem Beschleuniger keine ernsthaften Probleme erwarten lassen. Bei einer Strahltaille von  $r = 1$  cm und einem Strahlstrom von 0.2 A muß pro Strahltaille mit einer Emittanzverschlechterung von  $(0.06 - 0.12)\pi$  cm mrad gerechnet werden. Dies ist etwa 10 % der transversalen Emittanz und gilt dort, wo der Strahl bereits moduliert ist und sich keine Raumladungskompensation durch Restgasionisation aufbauen kann. Die erforderlichen Gradienten der Quadrupolfelder können mit kommerziell erhältlichen Quadrupolmagneten erreicht werden. Die transversale Strahlanpassung läßt daher keine besonderen Probleme erwarten.

#### Strahlnachweis und Strahlanalyse

Für den Strahlnachweis kommen unter anderem nichtdestruktive Strahlprofilanzeiger infrage, die auf Restgasionisation beruhen. Ein Vorschlag (8) für einen nichtdestruktiven, zweidimensionalen Strahlprofilanzeiger kann dabei Anwendung finden. Die Funktionsfähigkeit des vorgeschlagenen Prinzips wurde für Protonen ( $I < 1$  mA) nachgewiesen.

Für die Emittanzbestimmung sowohl transversal als auch longitudinal werden für sehr genaue Messungen destruktive Methoden nicht zu umgehen sein. Die Kühlung der Blenden läßt sich bei 0.25 A und 750 keV mit ausreichender Reserve durchführen.

Zu den wichtigsten Aufgaben, die im Pulsformungsbereich bei der Strahlanpassung und der Strahldiagnostik im Rahmen weiterer Studien durchgeführt werden müssen, gehören:

Rechnung der longitudinalen und transversalen Strahlemittanz unter Berücksichtigung einer inhomogenen Raumladung und unter Berücksichtigung der Abbildungsfehler der Ablenkungsmagneten.

Rechnerische Optimierung des Pulsformungssystems.

Rechnerische Ermittlung der zulässigen Toleranzen der verschiedenen Parameter.

Bau und Test eines nichtdestruktiven, zweidimensionalen Strahlprofilanzeigers.

Entwicklung eines nichtdestruktiven, longitudinalen Strahlanalysators.

Weiterentwicklung, Bau und Test von destruktiven strahldiagnostischen Geräten, insbesondere longitudinale und transversale Emittanzmeßgeräte für hohe Ströme (0.25 A).

#### Literatur:

1. K. Blasche, R. Friemelt, UNILAC Bericht Nr. 1-69 (1969)
2. T.K. Fowler, W.M. Good, Nucl.Instr. and Meth. 7 (1960) p.245
3. D.J. Warner, Vth Int.Conf.on High Energy Acc. (1965) p.612
4. R. Beringer, R.L. Gluckstern, Proc. 1964 Lin. Acc. Conf., MURA - 7/14 (1964) p. 564
5. L.C. Teng, Proc. of the Proton Lin. Acc. Conf, Chalk River AECL 5677 (1976)
6. K. W. Zieher, Nucl.Instr. and Meth. 105, (1972) p. 221
7. K. W. Zieher, KFK 2058, (August 1974)
8. K.W. Zieher, (1971) unveröffentlicht

### 3.1.4 Der Hochfrequenzbeschleuniger

Die wichtigsten Anforderungen an den Hochfrequenzlinearbeschleuniger sind:

Endenergie	40 MeV
Strahlstromstärke	$\geq 100$ mA
Tastverhältnis	1
Hohe Verfügbarkeit und Betriebszuverlässigkeit	

Die relativ niedrige Anfangsgeschwindigkeit der Deuteronen (im günstigsten Fall  $\beta = 0.028$  bei 0.75 MeV Injektorenergie) verbunden mit der großen Strahlstromstärke läßt aus strahldynamischen Gründen keine wesentlich größere Betriebsfrequenz als 50 MHz zu.

Das geforderte Tastverhältnis von 1 führt im Vergleich zu existierenden gepulst betriebenen Linearbeschleunigern zu erhöhten Anforderungen an das Kühlsystem für die Strukturen. Der große Bedarf an Hochfrequenz-Leistung - etwa 7 MW bei 100 mA Strahlstrom - erfordert Leistungsverstärker mit hoher Dauerstrichleistung.

In den folgenden Abschnitten wird die Parameterwahl für die Struktur begründet. Es werden alternative Konzepte für die Beschleunigerstrukturen entwickelt, die sich im Niederenergieeteil unterscheiden.

#### Parameterwahl für die Beschleunigungsstruktur

##### a) Injektionsenergie

Die Größe des beschleunigbaren Stroms wird durch die longitudinale und die transversale Akzeptanz des Linearbeschleunigers bestimmt. Beide Akzeptanzen müssen größer als die entsprechenden Emittanzen des Strahls sein, damit der injizierte Strom ohne Teilchenverlust beschleunigt werden kann. Die Akzeptanzen werden durch die Geometrie der Beschleunigungsstruktur, deren Betriebsfrequenz, die Geschwindigkeit der Teilchen und durch das Gegeneinanderwirken von fokussierenden und defokussierenden Kräften bestimmt. In longitudinaler Richtung wirkt das beschleunigende elektrische Hochfrequenzfeld gleichzeitig auch fokussierend, während es in transversaler Richtung des Strahl defokussiert. Dieser Defokussierung wirkt eine starke Fokussierung durch magnetische Quadrupole

entgegen, die in der Regel in den Driftröhren der Strukturen untergebracht sind. Bei großem Strahlstrom macht sich die in den Strahlpaketen defokussierend wirkende Raumladungskraft störend bemerkbar. Sie muß durch Vergrößerung der Fokussierungskräfte kompensiert werden. Wie in den folgenden enggedruckten theoretischen Überlegungen gezeigt wird, werden die Akzeptanzen insbesondere bei großem Strahlstrom rasch um so größer, je größer man die Injektionsenergie in den Beschleuniger und je niedriger man seine Betriebsfrequenz wählt. Wir gehen dabei davon aus, daß eine Vorbeschleunigung auf 0.75 MeV mit ausreichender Zuverlässigkeit erreicht werden kann und legen im Folgenden diesen Wert als Injektionsenergie zugrunde.

#### b) Betriebsfrequenz und Strukturtyp

Die optimale Wahl der Frequenz  $f$  ist eng mit der des Strukturtyps gekoppelt. Je kleiner  $f$  ist, um so größer werden die Akzeptanzen, um so kleiner werden die longitudinalen Raumladungsprobleme, aber um so größer wird der Durchmesser der Struktur und damit die Probleme bei ihrer Fertigung. Bei einer Frequenz von 54 MHz hat ein Alvarez einen Durchmesser von etwa 3.6 m, was an der Grenze des technisch machbaren liegen dürfte. Dagegen ist bei einem Wideroe auch noch 27 MHz möglich: sein Durchmesser ist dann etwa 1.2 m.

Die Akzeptanzen verschiedener Strukturtypen wurden unter Berücksichtigung der Raumladungseffekte miteinander verglichen. Am günstigsten schneidet dabei der 27 MHz Wideroe, gefolgt vom 54 MHz Alvarez und vom 54 MHz Wideroe ab. Für die 54 MHz I - H - Struktur sind die erforderlichen Quadrupolfeldstärken technisch nicht machbar. Bei Strukturen mit Zwischentankfokussierung, wie Spirale, Split-Ring oder Wendel sind wegen der zu großen Quadrupolabstände die transversalen Strahlquerschnittsmodulationen und damit die Raumladungskräfte zu groß. Der 108 MHz Alvarez scheidet wegen zu großer longitudinaler Raumladungskräfte und zu großer Quadrupolfeldstärken aus.

Hochfrequenzgeneratoren für diesen Frequenzbereich mit Leistungen von 0.5 MW gehören zum Stand der Technik. Der Gesamtwirkungsgrad dieser Generatoren wird mit 55 % angegeben.

Die mittlere Lebensdauer der Leistungstetroden in den Endstufen soll 15 000 h betragen. Einer besonderen Untersuchung bedürfen jedoch die Verhältnisse, die bei wechselnder Last. (Option Strahlpulsung) auftreten.

Die longitudinale Akzeptanz  $A_{\parallel} = \pi \Delta \phi \Delta W$  läßt sich unter Vernachlässigung der Änderung der Teilchengeschwindigkeit am Beschleunigeranfang in "smooth approximation" abschätzen. Für ihre Parameterabhängigkeit erhält man:

$$\Delta \phi \sim \phi (1 - \mu) \quad ; \quad \Delta W \sim [\beta^3 E \phi^3 (1 - \mu)^3 / f]^{1/2} ; \mu \sim I f / (\beta^2 E \phi^3)$$

Hierbei ist  $\phi$  die Sollphase, E die elektrische Feldstärke, f die Frequenz, I die Strahlstromstärke und  $\mu$  das Verhältnis der defokussierenden Raumladungskraft zur fokussierenden Kraft des Feldes in longitudinaler Richtung. Da die longitudinale Emittanz des Strahls in dem infrage kommenden  $\beta$ -Bereich nicht wesentlich von  $\beta$  abhängt, wird also die Akzeptanzreserve besonders bei großem Strom mit wachsendem  $\beta$  schnell größer. Die Sollphase liegt bei der Injektion bei etwa -35 Grad, was einen Kompromiß zwischen Beschleunigungseffektivität und Akzeptanz darstellt. E wählt man so groß wie möglich, wobei Begrenzungen durch Sparking und durch Kühlprobleme zu beachten sind.

Zur Abschätzung der transversalen Akzeptanz  $A_{\perp} = \pi \beta r r'$  läßt sich der Courant-Snyder-Formalismus für periodische Fokussierungssysteme anwenden, da die Kräfte der transversalen Bewegung in guter Näherung lineare Funktionen des Abstandes von der Strahlachse sind.

Hierbei wird allerdings die Zunahme der Teilchengeschwindigkeit (und damit die rasche Abnahme der defokussierenden Kräfte durch das HF-Feld) vernachlässigt. Weiterhin wird die Kopplung von longitudinalen und transversalen Phasenschwingungen nicht berücksichtigt. Die defokussierende Wirkung der Raumladungskräfte wird bei dieser Rechnung unter der Annahme in betracht gezogen, daß ein Strahlpaket ein homogen geladenes Ellipsoid von geeignet gewählten mittleren Abmessungen ist. Die qualitativen Tendenzen werden durch diese Rechenmethode richtig wiedergegeben. Die quantitativen Ergebnisse müssen jedoch durch wesentlich aufwendigere Einzelteilchenrechnungen noch überprüft werden.

Für kleinen Strahlstrom erhält man näherungsweise  $A_{\perp} \sim \beta / f p$ , falls man sich in der Mitte des Stabilitätsgebiets der transversalen Teilchenschwingungen befindet.  $p\pi$  ist die Phasendifferenz der Hochfrequenzschwingung zwischen benachbarten Beschleunigungsspalten. Für diese Abschätzung wurde angenommen, daß der Transittimefaktor bei der Injektion gleich 0.7 ist. Der Einfluß der Raumladungskräfte auf die transversale Akzeptanz nimmt mit  $p^2 I / \beta^3$  zu; er kann durch die Führungsfelder der Quadrupole kompensiert werden. Durch Sättigung an den Polen liegt die Obergrenze für die Quadrupolfeldstärke jedoch bei 1 Tesla. Ebenso wie im longitudinalen Fall hängt auch die transversale Emittanz des Strahls nicht wesentlich von  $\beta$  ab. Da  $A_{\perp}$  insbesondere bei großem I stark mit  $\beta$  zunimmt, gewinnt man also auch an transversaler Akzeptanzreserve, wenn man  $\beta$  so groß wählt, wie es der Injektor erlaubt. Dies ist  $\beta = 0.028$  bei 0.75 MeV Injektionsenergie.

### Zwei alternative Beschleunigerkonzepte

In Tabelle 3.3 werden zwei mögliche Konzepte für den d-Beschleuniger vorgestellt, die sich aufgrund der oben beschriebenen Parameterüberlegungen als die aussichtsreichsten erwiesen.

Lösungsvorschlag 2 der Tabelle verwendet ausschließlich eine Alvarezstruktur bei 54 MHz Betriebsfrequenz. Da sich dieser Beschleunigertyp - wenn auch bei höheren Frequenzen - in der Praxis bestens bewährt hat, wurde er in den amerikanischen Bauvorschlägen (1,2,3) eingesetzt. Die Lösung hat den Vorteil geringer Komplexität: es wird nur ein Strukturtyp und eine Betriebsfrequenz verwendet.

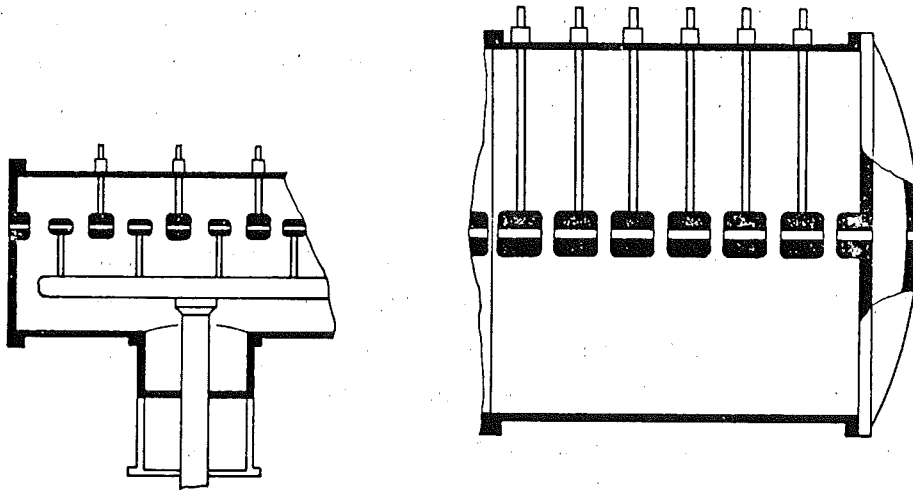


Abb. 3.3: Prinzipbild von Wideroe (l) und Alvarezstruktur (r)

Wie die Werte in Tab. 3.3 zeigen, erreicht jedoch die von dem vorgeschlagenen Pulsungssystem angebotene longitudinale Emittanz bereits die Akzeptanz. Die longitudinale Emittanz hängt kritisch von der transversalen Emittanz ab, die hier mit  $1 \pi \text{ cm mrad}$  angenommen wurde. Für höhere Werte der transversalen Emittanz kann ein Klystronbuncher (Kap. 3.1.3) günstiger sein.

Bei einem Klystronbuncher erhält man allerdings grundsätzlich Teilchenverluste im Beschleuniger.

Im alternativen Vorschlag, (Lösungsvorschlag 1 der Tabelle 3.3), werden die Deuteronen bis zu einer Energie von 6 MeV mit einer bei 27 MHz betriebenen Wideroestruktur beschleunigt. Daran schließt sich ein 54 MHz Alvarezbeschleuniger an, der für die höhere Teilchengeschwindigkeit eine wirksamere Beschleunigung liefert.

Die Übergangsenergie ist so gewählt, daß ausreichende Akzeptanzreserven in longitudinaler und transversaler Richtung vorhanden sind (siehe Tabelle 3.3). Injektionsenergie, Gesamtlänge und Bedarf an Hochfrequenzleistung entsprechen dem Vorschlag 2.

Der wesentliche Unterschied liegt in der größeren Akzeptanz am Beschleunigereingang. Diese Akzeptanzreserve (4-fache Emittanz) kann dazu verwendet werden, einen Strahl von 100 mA auch dann zu beschleunigen, wenn die Emittanz des Vorbeschleunigers hinter den Erwartungen zurückbleibt. Bei Erreichen der angenommenen Emittanz ist die Beschleunigung eines höheren Stromes von 200 mA möglich.

Die Tatsache, daß der zweite Teil des Beschleunigers auf der doppelten Frequenz des Eingangsteils betrieben wird, ermöglicht es, die Stromstärke, die mit Lösung 2 erreicht wird, zu verdoppeln. Man kann den Wideroeteil duplizieren und zwei Strahlen in den Alvarez einschließen. Dies würde keine neuen Raumladungsprobleme zur Folge haben, da die beiden mit einer Frequenz von je 27 MHz in den 54 MHz Alvarez eingeschossenen Strahlpaketfolgen sich nach dem Reißverschlußprinzip aneinanderreihen würden. (4)

Tabelle 3.3 Orientierende Parameter des Deuteronenbeschleunigers

Beschleunigungsstruktur	1. Lösungsvorschlag		2. Lösungsvorschlag
	Wideroe	und Alvarez	Alvarez
Injektionsenergie	0.75 MeV	6 MeV	0.75 MeV
Endenergie	6 MeV	40 MeV	40 MeV
Betriebsfrequenz	27 MHz	54 MHz	54 MHz
Strahlstrom	100 mA	100 mA	100 mA
Emittanz longitudinal ( $\pi\Delta\phi\Delta W$ )	$35^\circ \times 75 \text{ keV}$	$35^\circ \times 170 \text{ keV}$	$35^\circ \times 64 \text{ keV}$
Akzeptanz longitudinal; 100 mA	$45^\circ \times 100 \text{ keV}$	$50^\circ \times 500 \text{ keV}$	$37^\circ \times 62 \text{ keV}$
Halbachsen 200 mA	$37^\circ \times 80 \text{ keV}$	$48^\circ \times 460 \text{ keV}$	$22^\circ \times 29 \text{ keV}$
Emittanz transversal ( $\beta_{rr}'$ )	1 cm mrad	3 cm mrad	1 cm mrad
Akzeptanz transversal; 100 mA	4.0 cm mrad	18 cm mrad	2.5 cm mrad
200 mA	2.0 cm mrad	18 cm mrad	1.7 cm mrad
Zahl der Strukturtanks	2	8	9
Gesamtlänge	8 m	42 m	50 m
Strukturdurchmesser	1.2 m	3.6 m	3.6 m
Strukturverlustleistung	0.5 MW	2.1 MW	2.6 MW
Hochfrequenzleistung insgesamt bei 100 mA Strahlstrom	1 MW	6 MW	7 MW

Als longitudinale Emittanz wird die einhüllende Ellipse angegeben. Sollphase ist in allen Fällen -  $35^\circ$ . Die Akzeptanzen sind ohne Reserven angenommen. Emittanzen und Akzeptanzen bei Injektion



Bei allen Lösungsvorschlägen läßt sich eine hohe Betriebszuverlässigkeit dadurch erreichen, daß man alle Komponenten für eine möglichst hohe Lebensdauer auslegt, also bei der Dimensionierung äußerst konservativ vorgeht.

Für den Benutzer des Beschleunigers sei erwähnt, daß bei beiden Typen die Endenergie variiert werden kann. Die Energieschärfe beträgt etwa  $\pm 300$  keV bei 40 MeV. Die Zeitstruktur der Strahlpulse ist bei Verwendung des 27 MHz Wideroe 37 nsec Abstand und 1.8 nsec Dauer, beim Einsatz des 54 MHz Alvarez allein 19 nsec Abstand und 0.8 nsec Dauer. Diese Daten lassen sich durch Veränderung der Betriebsbedingungen im letzten Beschleunigerabschnitt variieren.

### Notwendige Entwicklungen

Zur genauen Bestimmung der Akzeptanzen sind Berechnungen über die Teilchendynamik notwendig, bei denen Folgendes berücksichtigt wird: Zunahme der Teilchengeschwindigkeit durch die Beschleunigung; Kopplung zwischen longitudinaler und transversaler Teilchenbewegung; genaue Ladungsverteilung in den Strahlpaketen bei Betrachtung der Raumladungskräfte; Fertigungs- und Justierfehler. Diese Rechnungen dienen auch zur Bestimmung des Teilchenverlustes aus dem Strahl entlang des ganzen Beschleunigers. Es wäre sinnvoll, dies durch Messungen an existierenden Protonlinearbeschleunigern zu ergänzen. Den Ergebnissen entsprechend muß die Strahlenabschirmung berechnet und dimensioniert werden.

Die Beschleunigungsstrukturen müssen berechnet, optimiert und konstruiert werden. Der hier zur Diskussion gestellte Wideroe unterscheidet sich in einigen Gesichtspunkten von dem sich bei der GSI im Einsatz befindlichen. Die wegzukühlende Verlustleistung ist etwa um einen Faktor 4 größer, was durch geeignete Dimensionierung des Kühlsystems gelöst werden könnte.

Die Änderung der Teilchengeschwindigkeit pro Längeneinheit ist größer. Daher muß der Wideroe in Anlehnung an die bei der GSI entwickelten Methoden neu dimensioniert werden, wofür der Aufbau eines 1 : 2 Modells erforderlich ist. Der Strahllochdurchmesser unseres Wideroes ist etwa um einen Faktor 3 größer als derjenige bei der GSI, was große, neu zu entwickelnde Quadrupole zur Folge hat.

Das HF-Regelsystem muß konzipiert werden, wobei die Strahlbelastung insbesondere für den gepulsten Betrieb in Betracht gezogen werden muß. Hochleistungsverstärker, Hf-Verteilung, Hf-Einkopplung und eine Beschleunigungsstruktur müssen unter Originalbedingungen getestet werden.

#### Literatur

- 1) P. Grand et al. Proc. of the 1976 Prot. Lin. Acc. Conf., Chalk River, Ontario AECL - 5677, (1976) p. 153
- 2) J. Staples et al., ibid, p. 148
- 3) K. Batchelor, ibid, p. 160
- 4) B. Montague, CERN-Bericht ISR - 300 - LIN - 67-15 (1967)

## 3.2 Target und Bestrahlungseinrichtungen

### 3.2.1 Neutronentargets und Kühlkreisläufe

Lithiumtarget und angeschlossener Kühlkreislauf müssen eng aufeinander abgestimmt werden. Es wird davon ausgegangen, daß 3 Bestrahlungsstationen mit jeweils einem Target vorgesehen werden. Jedem Target ist ein Kühlkreislauf zugeordnet, um eine hohe Flexibilität und Unabhängigkeit zu gewährleisten. Eine Verbindung der Lithiumsysteme untereinander besteht über die Reinigungs- und Ablaßsysteme. Die Lithiumtargets sind der spezifischen Aufgabe entsprechend entweder auf hohen Neutronenfluß auf kleiner Fläche bzw. mittleren Neutronenfluß auf größerer Fläche auszulegen. Besondere Aufmerksamkeit gilt der Handhabung der Targets sowie der Aktivierung der Lithiumsysteme. Die Aufgabe erscheint technisch lösbar, erfordert aber gewisse Entwicklungsarbeit und für das Target auch stützende Experimente.

Target: (siehe Tab. 3.4)

Das eigentliche Target besteht aus einem etwa 15 mm starken, an einer senkrechten Wand herabströmenden Li-Film (7). Der Li-Film ist zum Vakuum hin offen. Die Wand ist gleichzeitig Abschluß der Vakuumstrecke des Deuteronenbeschleunigers. Die durch Deuteronenabbremung entstehende Wärme von 4 MW ist vom Lithium abzuführen. Je nach Fokussierung des Deuteronenstrahls wird diese Wärmemenge auf einer mehr oder minder großen Fläche bzw. in einem Filmvolumen erzeugt. Die Wärmequellverteilung im Li-Film erreicht in etwa 11 mm Tiefe ein Maximum. Es muß sichergestellt werden, daß es an dieser Stelle nicht zum Sieden kommt, denn damit würde der Film zerstört. Obwohl örtlich die Siedetemperatur u.U. beträchtlich überschritten wird, ist nicht zu erwarten, daß das Li- auf siedet, weil in der Kernströmung keine Siedekerne vorhanden sein dürften. Dies wird begünstigt durch die Tatsache, daß in den unter Hochvakuum betriebenen Li-Kreisläufen hochreines, entgastes

<p><u>Target:</u></p> <p>Bestrahlungsfläche je nach Fokussierung          Li-Geschwindigkeit abhängig vom          Target-Aufbau          Stärke Li-Film          Li-Ein-Austrittstemperatur          Wärmeleistung          Werkstoff-Neutronenfenster</p>	<p><math>3 \text{ cm}^2 - 10 \text{ cm}^2</math>    <math>10 \text{ m/s bis } 30 \text{ m/s}</math>  <math>1,5 \text{ cm}</math>  <math>220/320 \text{ C}</math>  <math>4 \text{ MW}</math>          Vanadium-Titan  <math>80 - 20</math></p>
<p><u>Kühlkreisläufe:</u></p> <p><u>Primärsystem Li-Kreislauf (3 benötigt)</u>          Kühlleistung          Durchsatz          Pumpenförderhöhe          niedrigster Druck im System          Li - Inventar          Max. Temperatur          Rohrleitung          Raumbedarf (Grundfläche x Höhe)</p>	<p><math>4 \text{ MW}</math>  <math>70 \text{ m}^3/\text{h}</math>  <math>2 - 3 \text{ bar}</math>  <math>10^{-10} \text{ bar}</math>  <math>0,5 \text{ m}^3</math>  <math>370 \text{ C}</math>  <math>\text{NW } 100</math>  <math>25 \text{ m}^2 \times 12 \text{ m}</math></p>
<p><u>Sekundärsystem alternativ:</u></p> <p>organische Flüssigkeit mit Dampf- oder          Luftkühler oder Natrium mit Luftkühlung</p>	
<p><u>Abläßsysteme für Primärsystem (2-fach benötigt):</u></p> <p>Auffangvolumen          Raumbedarf (Grundfläche x Höhe)</p>	<p><math>1,2 \text{ m}^3</math>  <math>25 \text{ m}^2 \times 4 \text{ m}</math></p>
<p><u>Reinigungssysteme für Li: (2-fach benötigt)</u></p> <p>Kaltfalle (Grobreinigung)          Heißfalle          Tritiumreinigung-Ionengetterpumpe          mit Metallfenster zum Lithium          Raumbedarf (Grundfläche x Höhe)</p>	<p><math>1 \text{ m}^3/\text{h}</math>  <math>0,5 \text{ m}^3/\text{h}</math>  <math>200 \text{ l/h}</math>  <math>20 \text{ m}^2 \times 7 \text{ m}</math></p>

Tab. 3.4: Wichtigste Auslegungsdaten für Target  
 und Li-Kreisläufe

Lithium vorliegt. Verschiedene Untersuchungen mit hochentgastem Natrium (8) im Institut für Reaktorentwicklung der GfK haben die hohe Überhitzbarkeit von Flüssigmetallen bestätigt. Weiterhin muß die hydraulische Stabilität des Films gewährleistet sein. Zur Auslegung des Targets sind folgende thermohydraulischen Probleme durch Analysen und stützende Experimente zu lösen:

- Stabilität des Li-Films
- Wärmequellverteilung im Film
- Temperaturverteilung (Vermeiden von Sieden im Film).

Die Targets haben durch die hohe Neutronendosis nur eine begrenzte Lebensdauer; außerdem müssen sie in der Konstruktion dem Versuchsvorhaben angepaßt werden. Sowohl der Bestrahlungsraum als auch das Target selbst sind nach Betrieb hoch radioaktiv und nur durch Fernbedienung zu handhaben. Die Konstruktion des Targets muß so konzipiert werden, daß ein fernbedienter Ein- und Ausbau leicht möglich ist. Erschwerend ist dabei, daß das Target sowohl an das Vakuumsystem der Beschleunigerstrecke als auch an den Li-Kreislauf anzuschließen ist. Je nach Aufgabenstellung des Bestrahlungsexperiments werden unterschiedliche Targets benötigt.

Zur Konstruktion der Targets sind folgende Probleme zu lösen:

- Leichte Auswechselbarkeit
- Absolut sichere Verbindung mit Hochvakuumssystemen und Li-Kreisläufen
- Erfüllung der thermohydraulischen Forderungen
- Li-Dampf darf nicht in das Vakuumsystem der Beschleunigerstrecke gelangen können.

Zur Ausbildung des Li-Films gibt es mehrere alternative Vorschläge. Der Film strömt an einer geraden Wand herab, die Wand wird leicht gekrümmt, um die Zentrifugalkräfte zur Stabilisierung des Films auszunutzen, oder der Film strömt ohne Wand-

berührung durch den Vakuumraum, damit entfällt die Wandreibung. Bei der Ankopplung des Targets an den Lithiumkreislauf ist eine Verschweißung die sicherste Lösung. Die Probleme sollten zunächst in alternativen Konstruktionen durchdacht werden. Eine Erprobung im simuliertem Originalaufbau, sei es im Na-, aber besser in einem Li-Kreislauf, erscheint notwendig.

Kühlkreisläufe: (siehe Tab. 3.4 u. Abb.3 .4)

Es sind 3 voneinander unabhängige Kühlkreisläufe, die jeweils aus einem Primär Li-System und einem Sekundärsystem, dessen Bauart noch offen ist, bestehen. Die Li-Kreisläufe sind je einem Target zugeordnet. Die Hauptkomponenten eines Li-Kreises sind: Elektromagnetische Pumpe (gute Regelbarkeit), Wärmetauscher, Rohrleitungsschleife zum und vom Target, Auffang bzw. Vakuumtank, Anschlüsse an Abfluß- u. Reinigungssysteme. Große Teile des Kreislaufs werden unter Vakuum, bzw. Unterdruck betrieben, was besondere Probleme bei der Leckdetektion aufwirft. Da auf der Saugseite der Pumpe wegen möglicher Kavitation kein zu niedriger Druck herrschen darf, ist eine vertikale Bauweise des Kreislaufs mit möglichst tief angeordneter Pumpe unumgänglich. Bei Wechsel des Targets empfiehlt sich das Lithium nur bis in Höhe des Auffangtanks abzulassen. Nur in Notfällen ist ein Schnellabfluß in das ebenfalls unter Unterdruck stehende Abflußsystem vorzusehen. Besondere Maßnahmen sind wegen der aus dem Targetbereich anfallenden aktiven Stoffe vorzusehen. Es handelt sich dabei im wesentlichen um Tritium mit 70 Ci/Tag entsprechend 7,0 ppm/Jahr im Li-Inventar des Kreises und um Beryllium  $Be^7$  mit 170 Ci/Tag. Die Kreislaufräume müssen deshalb abgeschirmt werden. Um eine begrenzte Zugänglichkeit nach einiger Stillstandzeit zu erreichen, ist jeder Li-Kreislauf in einem gesonderten Raum unterzubringen; ebenso muß das Abflußsystem in abgeschirmten Räumen getrennt von den Kreislaufräumen angeordnet werden. Wegen möglicher Leckagen sind alle Räume mit Li-führenden Komponenten mit gasdichten Blechschrürzen auszukleiden und mit entsprechenden

Li-Auffangsystemen zu versehen. Die Abluft aus diesen Räumen unterliegt einer ähnlichen Behandlung (Tritiumaktivität!) wie sie einem Reaktorcontainment entspricht. Da Tritium durch viele Werkstoffe u.a. auch die Kreislaufwerkstoffe in einem gewissen Umfang hindurchdiffundieren kann, ist dem Wärmetauscher zum Sekundärsystem hin besondere Aufmerksamkeit zu widmen.

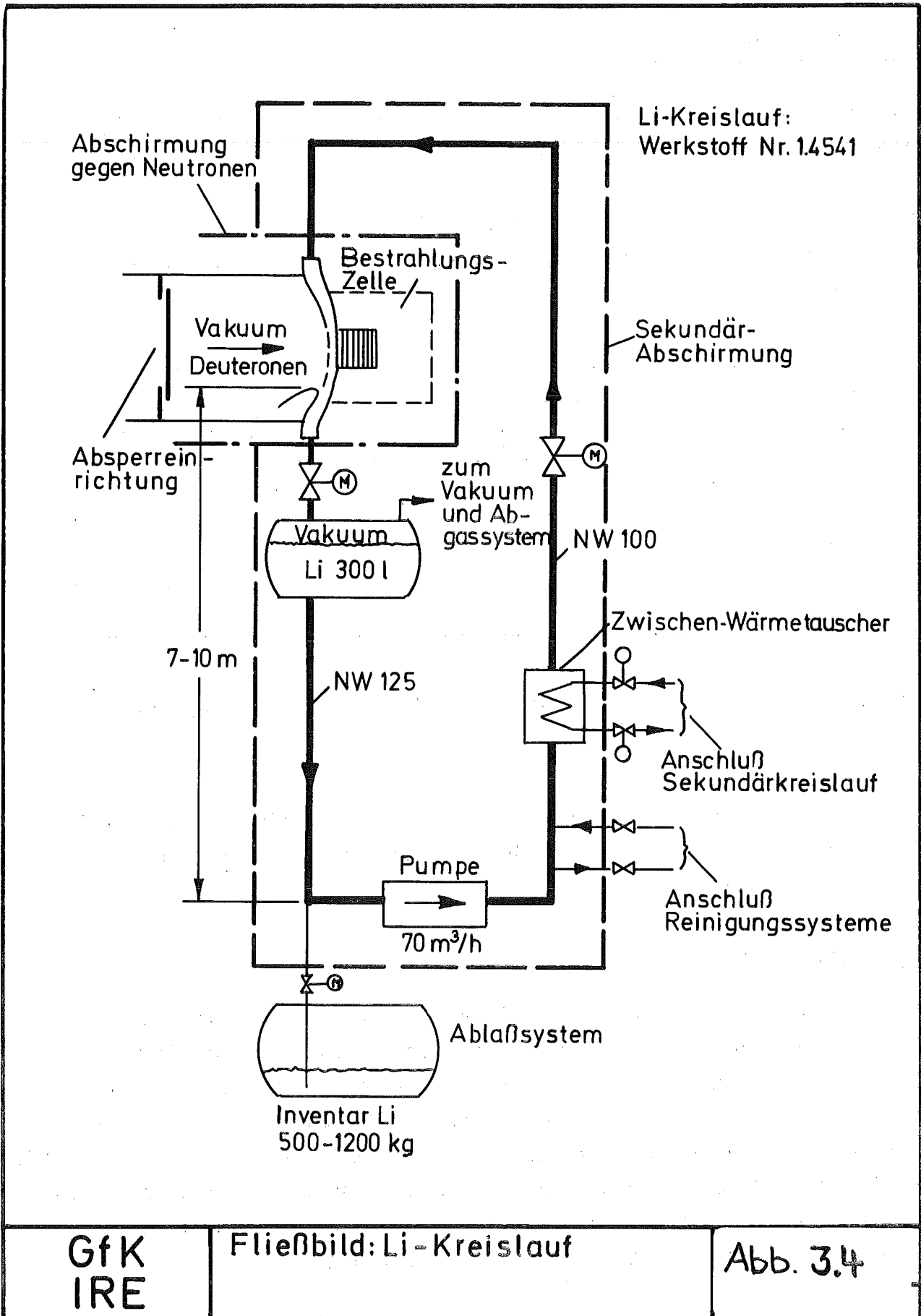
### Werkstoffe der Targets und der Lithiumkreisläufe

Unter den genannten Bedingungen ist die Legierung V-20 Ti (Target) in Lithium sehr beständig. Der Sauerstoffgehalt im Lithium ist für die Werkstoffverträglichkeit nicht kritisch, dagegen müssen Stickstoff und Kohlenstoff möglichst niedrig gehalten werden, um Veränderungen der Oberflächenschicht zu vermeiden.

Als Rohr-Werkstoff in Kombination mit der Legierung V-20 Ti unter den genannten Betriebsparametern ist nur ein stabiler austenitischer Stahl einsetzbar. Werkstoff Nr. 1.4541 (X10 CrNiTi 18/9) ist bis T 673 K ausreichend. Die Gehalte an Stickstoff und Kohlenstoff im Lithium sollten möglichst niedrig gehalten werden, obwohl bei der Kreislauftemperatur die Reaktionsgeschwindigkeit gering ist.

### Li-Reinigungssysteme

Die Reinheit des Lithiums ist für die Wechselwirkung mit den Werkstoffen von Bedeutung, ferner müssen Korrosionsprodukte und Tritium entfernt werden. Das Li der Kreisläufe kann im Bypass ( 5 % des Li-Kreislaufsystems) über zwei voneinander unabhängige Reinigungssysteme, bestehend aus EM-Pumpe, Kaltfalle, Heißfalle u. Tritiumabscheidung gereinigt werden. Da es zur Ansammlung von Aktivität insbesondere bei der Tritiumabscheidung kommen wird, ist eine getrennte Abschirmung solcher Komponenten sehr wichtig.



GfK  
IRE

Fließbild: Li-Kreislauf

Abb. 3.4



### Verunreinigungen im Lithium

Die in Tab. 3.5 angegebenen Konzentrationen können aufgrund der Löslichkeiten (1, 2, 3) maximal im Lithium gelöst sein.

Nach (3) sind bei  $p=10^{-6}$  Torr und 773 K 30 ppm bzw. bei 1273 K 1ppm Wasserstoff oder entsprechend 25 ppm und 2 ppm Tritium löslich.

Temperatur (K)	Konzentrationen in Gew.-%		
	Sauerstoff	Stickstoff	Kohlenstoff
473	0.0035	0.145	0.09
523	0.0090	0.388	0.19
573	0.0200	0.870	0.37

Tabellè 3.5: Konzentrationen von O, N und C in Li als Funktion der Temperatur

Aufgrund der Löslichkeiten (4) können im Lithium bei 673 K Korrosionsprodukte in der Größenordnung 0,01 bis 1 ppm gelöst transportiert werden.

### Reinigungsverfahren

Nach Tabelle 3.5 kann Sauerstoff weitgehend durch eine bei 473 K arbeitende Kaltfalle durch Filtration entfernt werden. Kohlenstoff und Stickstoff müssen mindestens vor Inbetriebnahme des Kreislaufs aus dem Lithium entfernt werden. Dazu bieten sich Getterreaktionen an, Titan bindet beide Elemente (3). Da Stickstoff aus der Atmosphäre in den Kreislauf eingeschleppt werden kann, empfiehlt sich analytische Kontrolle und eine Zirkon/Titan-Heißfalle auch für den Betrieb.

Tritium kann nicht in der Kaltfalle abgeschieden werden, auch das Abpumpen auf  $10^{-6}$  Torr reicht nicht aus, es zu entfernen. Wirksame Methoden können sein:

Sekundärer NaK-Kreislauf mit Kaltfalle bei 303 K senkt den  $p_T$  auf  $10^{-9}$  Torr ( 1 ppm bei der maximalen Temperatur (5) ).

Diffusionsfenster mit nachgeschalteter Pumpe (Ionengetter- bzw. Kryosorptionspumpe) lassen eine Absenkung des Tritiumpartialdrucks auf  $10^{-9}$  Torr zu. Gute Reinheiten sollen durch eine Heißfalle mit Yttriumgetter erreichbar sein (quantitative Angaben fehlen).

Ein Verfahren zur Extraktion mit geschmolzenen Salzen scheint vielversprechend zu sein (6).

Es gibt keine beschriebenen Verfahren zur Entfernung von Korrosionsprodukten. Denkbar ist die Ansammlung von Schwermetallen auf z.B. Molybdänblech. Solche "Abscheider" könnten im Vakuumbehälter angebracht werden.

#### Literatur

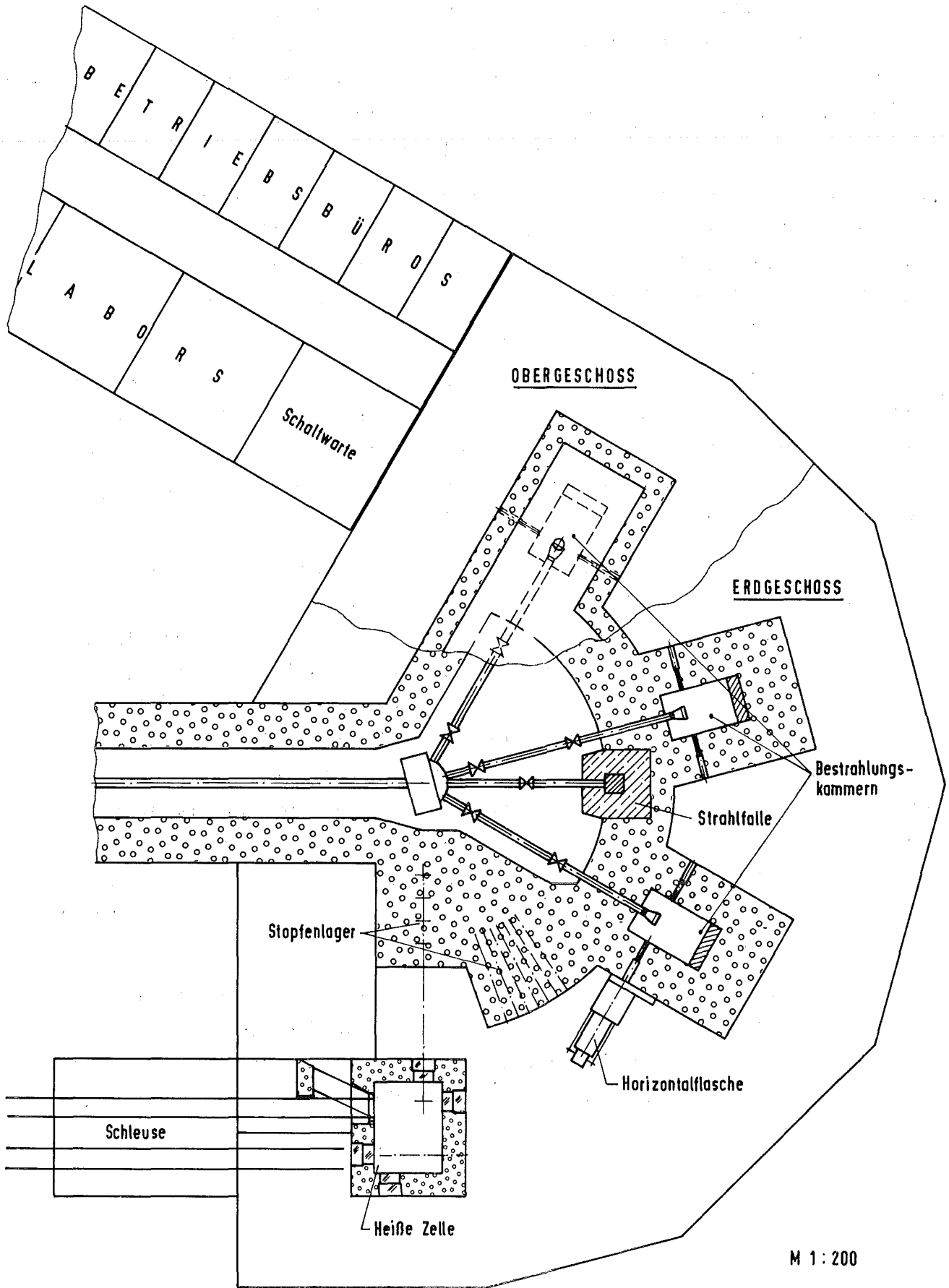
- 1) V.A. Maroni, E.J. Cairns, F.A. Gafasso:  
Bericht ANL-8001, (1973)
- 2) R.M. Yonco, E. Veleckis, V.A. Maroni:  
J. Nucl. Mat. 57, (1975), 317-324
- 3) D.L. Smith, K. Natesan:  
Nucl. Technol. 22, (1974), 392-404
- 4) H.W. Leavenworth, R.E. Cleary:  
Acta Metall. 9, (1961), 519-520
- 5) K. Natesan, D.L. Smith:  
Nucl. Technol. 22, (1974), 138-150
- 6) V.A. Maroni, R.D. Wolson, G.E. Staahl:  
Nucl. Technol. 25, (1975), 83 - 91
- 7) Proposal for an Accelerator-based Neutron Generator  
BNL- 20159 (1975)
- 8) R. Riethmüller  
KFK 2334, (1976)

### 3.2.2 Bestrahlungseinrichtungen

Am Ende der Beschleunigungsstrecke wird ein kleiner Teil des Deuteronenstrahls (z.B. jeder 100. oder 1000. Puls) seitlich abgelenkt und im Gebäude für kernphysikalische Experimente (vgl. Abb. Lageplan) auf ein Neutronentarget (Li, Be oder U) gerichtet. Für neutronenphysikalische Messungen ist ein ca. 100 m langes Flugrohr von etwa 1 m Durchmesser mit Meßstationen in z.B. 15 m, 40 m und 100 m Entfernung vom Target vorgesehen.

Der weitaus größte Teil der beschleunigten Deuteronen durchläuft zwecks Glättung der Pulsstruktur des Strahls den ca. 50 m langen, in Beschleunigungsrichtung liegenden Strahlentunnel zum großen Experimentiergebäude für Materialuntersuchungen (vgl. Abb. 3.5) - und wird hier durch einen Schaltmagneten auf das Li-Target in einer oder, nach einem vorgegebenen Programm alternierend, in zwei oder drei Bestrahlungskammern geleitet. Es erscheint aus Verfügbarkeitsgründen zweckmäßig, vorzugsweise eine Kammer für Kurzzeit- und zwei Kammern für Langzeitbestrahlungen einzurichten und sie derart anzuordnen, daß die Umrüstung einer jeden unabhängig vom Betrieb der anderen möglich ist.

Die Bestrahlungsexperimente werden dicht hinter dem Li-Target angeordnet sein. Sie können entweder auf einer festen Struktur in der Kammer oder auf der inneren Stirnfläche der beiden horizontalen bzw. des einen vertikalen Stopfens montiert werden. In den letztgenannten Fällen ist ein schneller Ein- und Ausbau der Bestrahlungseinsätze mit der Horizontalflasche bzw. der fernbedienten Krananlage über den Bestrahlungskammern möglich. Dabei können die zu bestrahlenden Materialproben grundsätzlich außerhalb oder - falls ein beidseitig frei fallender Li-Targetstrom realisierbar ist - auch innerhalb des Vakuums der



M 1 : 200

Abb. 3.5 Bestrahlungseinrichtungen

Li-Target-Kammer angeordnet werden. Die Komponenten der zu den Bestrahlungsexperimenten gehörigen Hilfskreisläufe (Wärmetauscher, Pumpen, etc.) werden ebenso wie die Bestrahlungsmesstechnik außerhalb der Kammern aufgestellt und je nach Notwendigkeit mit beweglichen Abschirmelementen umbaut.

Der Innenraum der Bestrahlungskammer (3 m lang, 2 m breit, 3 m hoch) wird am zweckmäßigsten mit Helium gefüllt. Dadurch wird gegenüber Luftfüllung ein Rückhaltetank zum Abklingen der Ar-41-Aktivität eingespart und vor allem ein Li-Brand bei Leckagen im Targetraum vermieden.

Von den ca. 110 (220) kW Wärmefreisetzung in den Abschirmwänden einer Kammer fällt etwa die Hälfte in der in Strahlrichtung gelegenen Rückwand an. Es erscheint deswegen zweckmäßig, dieser Wandfläche eine Neutronenmoderator- oder -absorberschicht vorzulagern (z.B. Flüssigkeitstank).

Personenzutritt zu den Bestrahlungskammern wird wahrscheinlich auch nach längerer Abschaltung einer Kammer nicht möglich sein. Es muß deswegen Vorsorge für Fernbedienung und Fernbeobachtung getroffen werden. Die wirtschaftlichste Methode dürfte voraussichtlich darin bestehen, die Deckenelemente der Bestrahlungszelle mit einem fernbedienten Kran abzuheben und ein Paar elektrische Master-Slave-Manipulatoren gekoppelt mit einem Fernsehbeobachtungssystem von oben in die Kammer abzusenken. Bei zweckmäßiger Gestaltung der Einrichtungen in der Bestrahlungskammer dürfte somit nicht nur der Ein- und Ausbau der nicht an Stopfen montierten Bestrahlungsexperimente, sondern auch der des Li-Target-Gehäuses möglich sein.

Dasselbe Fernbedienungssystem könnte dann in ähnlicher Weise auch für Wartungs-, Reparatur- und Auswechselarbeiten im kreis-ausschnittförmigen Schaltmagnetraum eingesetzt werden, falls das zur Reduzierung der Strahlenbelastung des Personals erforderlich werden sollte.

Zur Montage und Demontage der Bestrahlungseinsätze, zur Umrüstung der horizontalen und vertikalen Bestrahlungskanal-Stopfen und zur Zerlegung und Verpackung der Bestrahlungsproben, der Target-Gehäuse und sonstigen aktivierten Teile, dient eine Heiße Zelle mit konventioneller Ausrüstung. Die eigentlichen Nachbestrahlungsuntersuchungen können in am Standort vorhandenen Laboratorien durchgeführt werden.

### 3.3 Abschirmungen und Gebäudeanordnung

#### 3.3.1 Abschirmungen

Zur Reduktion des Strahlenpegels außerhalb der Beschleuniger- und Experimentiereinrichtungen auf ein tolerierbares Niveau von 0,25 mrem /h sind Abschirmungen notwendig. Bei der projektierten intensiven Neutronenquelle sind im wesentlichen in drei Bereichen Strahlenquellen zu berücksichtigen:

- im Niederenergie - Strahlführungsgebiet, das sich zwischen Gleichspannungsvorbeschleuniger und Linearbeschleuniger befindet,
- längs des Linearbeschleunigers, in dem die Deuteriumionen auf 40 MeV beschleunigt werden, und
- in den Bestrahlungszellen.

Den Abschätzungen der erforderlichen Wandstärken der Abschirmung wird Beton der Qualität TSF der Dichte  $2,3 \text{ g/cm}^3$  zugrundegelegt, dessen Abschirmeigenschaften theoretisch am sorgfältigsten untersucht wurden (1), (2). In Klammern sind die Werte für einen Ausbau auf einen Targetstrom von 200 mA angegeben.

### Buncherbereich

Aus der Ionenquelle wird für einen Targetstrom von 100 mA (200 mA) ein Ionenstrom von ca. 170 mA (340) extrahiert. Der Anteil atomarer Ionen wird bei ca. 75% liegen, der Wirkungsgrad des Bunchersystems wird ca. 80 % betragen.

Daraus ergibt sich ein Strahlverlust von etwa 70 mA (140). Als Folge einer d-d-Reaktion, die an Oberflächen stattfindet, auf die Deuteriumionen während des Betriebs auftreffen, werden insgesamt ca.  $1,5 \cdot 10^{11}$  ( $3 \times 10^{11}$ ) Neutronen/sec freigesetzt.

Werden die räumlich getrennten Neutronenflächenquellen zu einer Punktquelle zusammengefaßt und angenommen, daß die Abschirmwand von der Punktquelle 2,5 m entfernt ist, so genügen 135 (145) cm Beton, um den Strahlenpegel auf das erforderliche Maß zu senken.

### Linearbeschleuniger

Die Strahlverluste im Beschleuniger sind nicht bekannt. Es wird davon ausgegangen, daß es möglich ist, die Verluste auf  $2,5 \mu\text{A/m}$  zu begrenzen. Durch Wechselwirkung der Deuteriumionen mit Kupferstrukturen werden Neutronen freigesetzt. Die Neutronenausbeute ist eine Funktion der Deuteriumenergie (3).

Sie wächst von  $3 \cdot 10^8$  ( $\text{s } \mu\text{A sr})^{-1}$  für  $E_d = 10 \text{ MeV}$  auf  $10^{11}$  ( $\text{s } \text{A sr})^{-1}$  für  $E_d = 40 \text{ MeV}$ . Darüber hinaus wird das Neutronenspektrum härter. Dementsprechend muß die Abschirmung von ca. 1,1 (1,2) m am Beschleunigereintritt auf 2,7 (2,8) m am Beschleunigerende verstärkt werden.

### Bestrahlungszellen

Die Abb.3.6 zeigt für eine Energie der Deuteriumionen von 40 MeV die differentiellen Neutronenausbeuten der  $\text{Li}(d, n)$ -Reaktion für die Streuwinkel  $\theta = 0^\circ$  und  $\theta = 20^\circ$  (entnommen (3) ).

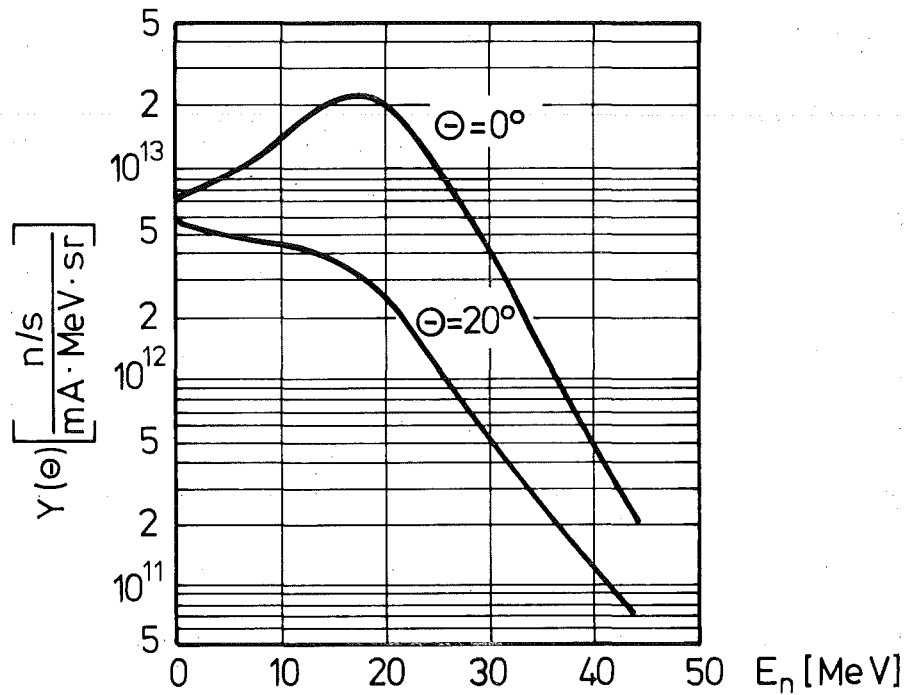


Abb. 3.6 Neutronenausbeuten der Li (d,n)-Reaktion mit 40 MeV Deuteronen

Mit den Ausbeuten für  $\theta = 0^\circ$ , den energieabhängigen Dosisfaktoren aus (1) und (2) wurde für eine Zellentiefe von 3 m die an der Zellenaußenwand zu erwartende Dosis als Funktion der Abschirmdicke berechnet (s. Abb. 3.7)



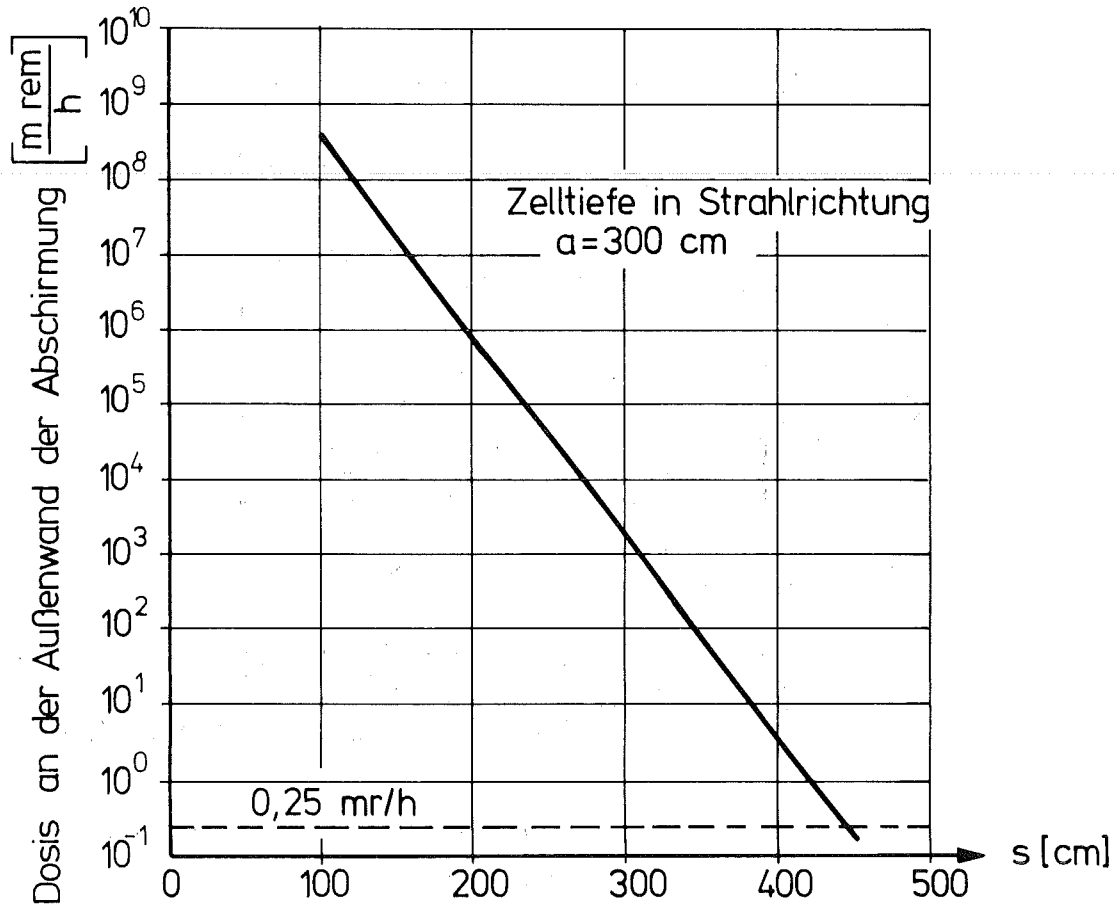


Abb. 3.7 Erforderliche Wandstärke  $s$  [cm] der Betonabschirmung der Bestrahlungszelle in Strahlrichtung  $E_d = 40$  MeV, Strahlstrom am Target = 100 mA

Hiernach wären 4,45 (4,6) m Beton notwendig, um die Dosis auf 0,25 mrem/h zu senken. Es ist bemerkenswert, in welchem Maße der hochenergetische Teil des Neutronenspektrums zur Dosis hinter der Abschirmung beiträgt.

Die energiereichsten 3 % der Neutronen sind für 90% der Dosis verantwortlich (s. Abb.3.8)

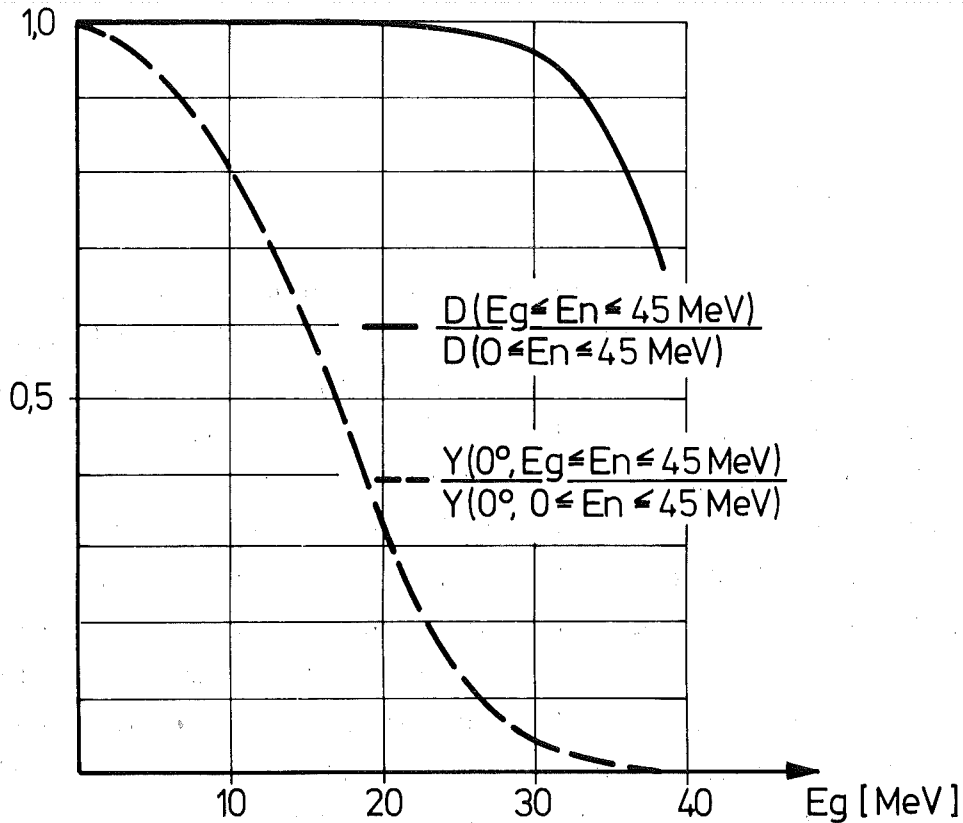


Abb. 3.8 Dosis- und Ausbeuteverhältnisse als Funktion der unteren Energiegrenze  $E_g$  des Neutronenspektrums

Dieses Verhältnis ist natürlich von der Abschirmdicke abhängig. In Abb.3.8 wurde als Wandstärke 4 m Beton gewählt. Die Abb. 3.8 macht deutlich, welche Bedeutung eine möglichst genaue Kenntnis des Neutronenspektrums für Abschirmrechnungen besitzt.

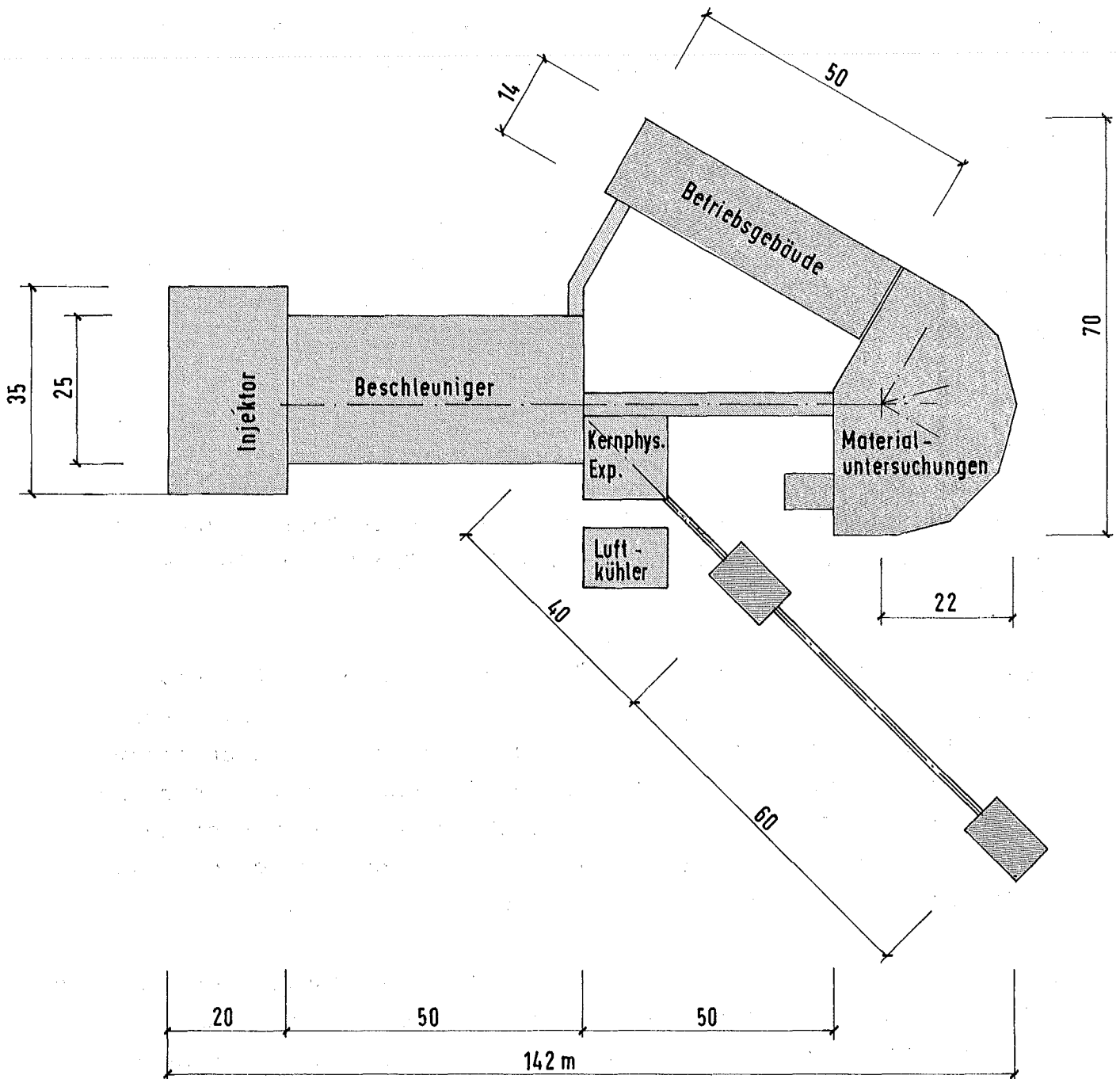
Für die seitlichen Abschirmungen der Bestrahlungszellen wurde, unter den in (3) getroffenen Voraussetzungen für die differentiellen Neutronenausbeuten, eine Wandstärke von 3,9 m errechnet.

- (1) F.A. R. Schmidt, ORNL - RSIC - 26 (1970)
- (2) R.W. Roussin et al. Nucl. Eng. and Design 24, (1973), p.250
- (3) M.J. Saltmarsh and R.E. Worsham, ORNL - TM - 5233

### 3.3.2 Gebäudeanordnung

Die Funktion der Einzelgebäude bestimmt ihre gegenseitige räumliche Zuordnung und ihre Größe (vgl. Abb. 3.9 Lageplan). Insgesamt ergeben sich mehr als 50.000 m<sup>3</sup> umbauten Raumes. Die mit ca. 8 m über Gelände niedrigsten Bauteile sind das zweigeschossige Betriebsgebäude, der Injektorbau und der Bau für kernphysikalische Versuche; die erforderliche Bauhöhe der Beschleunigerhalle dürfte ca. 10 m, die des Gebäudes für Materialuntersuchungen ca. 14 m betragen. Größere Bautiefen benötigen ein Teil des Injektorgebäudes (ca. 6 m unter Strahlachse) und die Li-Kreislauf Räume unter den Bestrahlungskammern (ca. 10 m unter Strahlachse). Diese letztgenannten Li-Kreislauf Räume sind voraussichtlich die einzigen der Gesamtanlage, die in der für hochaktive kerntechnische Einrichtungen angemessenen Weise gegen äußere Einwirkungen wie Flugzeugabsturz, Erdbeben und chemische Explosion gesichert werden müssen.

Alle zugehörigen Versorgungseinrichtungen bleiben in dem für die vorhandene Infrastruktur eines Zentrums üblichen Rahmen. Lediglich die elektrische Anschlußleistung ist mit ca. 15 (23) MVA ungewöhnlich hoch. Eine Energierückgewinnung unter wirtschaftlichen Bedingungen und damit u.U. auch eine Reduzierung des Fremdenergieverbrauchs erscheint möglich.



M 1:1000

Abb. 3.9 Lageplan

## 4. Bau und Nutzung

### 4.1 Voraussetzungen für Bau und Nutzung

Im folgenden sind einige der Voraussetzungen aufgeführt, die für Vorbereitung, Bau und Nutzung der Quelle erforderlich sind.

#### 4.1.1 Vorbereitung

Die Konzeption der Quelle muß von vornherein in ein Materialentwicklungsprogramm eingebettet sein. Dazu gehören, wie oben (Kap. 1.2) ausgeführt, neben Grundlagenuntersuchungen Simulationsexperimente und Bestrahlungen in Spaltreaktoren. Hierbei fällt der intensiven Neutronenquelle die Rolle der abschließenden Prüfung mechanischer Daten der Baumaterialien und Demonstration ihrer Standzeit zu.

Ein solches Programm setzt eine starke Materialforschungsgruppe voraus sowie Bestrahlungsquellen wie Test-Reaktoren, Ionen-Beschleuniger und eine d-t-Quelle.

Neben diesem Materialprogramm müssen zur sinnvollen Auslegung der Bestrahlungsräume Überlegungen zur Entwicklung geeigneter Bestrahlungseinsätze angestellt werden. Da das Neutronenspektrum stark von der Umgebung modifiziert wird, müssen Neutronentransportrechnungen durch eine hierin erfahrene Gruppe durchgeführt werden. Sie sollten durch Experimente mit einem Zyklotron, das 40 MeV Deuteronen liefern kann, abgesichert werden.

Es ist offensichtlich von Vorteil, wenn die genannten Fertigkeiten und Instrumente am vorgesehenen Standort der Quelle vorhanden sind. Soweit dies nicht der Fall ist, muß eine enge Zusammenarbeit mit entsprechend ausgerüsteten auswärtigen Zentren von vornherein sichergestellt werden.

#### 4.1.2 Bau

Der Bau der intensiven Neutronenquelle ist mit einem Forschungs- und Entwicklungsprogramm (s. Kap. 4.2) verbunden. Nach Art und Umfang dieser Arbeiten ist nicht abzusehen, daß die Anlage von einem Generalauftragnehmer der Industrie gebaut werden kann. Besondere Expertise ist insbesondere für den Entwurf der Beschleunigungsstruktur, der Flüssigmetalltargets sowie der Bestrahlungskammern erforderlich. Die Anlage ist im Sinne der Strahlenschutzverordnung vom 13.10.76 eine Anlage zur Erzeugung ionisierender Strahlen und bedarf daher bei einem Standort in der Bundesrepublik der Errichtungs- und Betriebsgenehmigung. Die hierin geforderten Auflagen und Nachweise sind durch den Erbauer zu erfüllen. Erfahrung auf diesem Gebiet sollte unmittelbar am Standort der Quelle vorhanden sein, um eine zügige Errichtung zu ermöglichen.

#### 4.1.3 Betrieb

Die Betriebskosten werden wesentlich von vorhandener Infrastruktur und Hilfseinrichtungen beeinflusst. Innerhalb der Infrastruktur werden neben allgemeinen Versorgungsleistungen die für kerntechnische Anlagen spezifischen Dienste Strahlenschutz, Dekontamination, Transport aktiver Substanzen und Beseitigung radioaktiver Abfälle in Anspruch genommen.

Wichtigste Hilfseinrichtung ist - neben den bereits erwähnten Bestrahlungsquellen für vorbereitende Untersuchungen - ein Komplex heißer Zellen mit Testeinrichtungen zur Untersuchung von Festigkeitseigenschaften, Korrosion und chemischer Zusammensetzung der bestrahlten Werkstoffe.

In den folgenden Abschätzungen, die modellhaft für einen Standort Karlsruhe angegeben sind, ist diese Einrichtung als vorhanden vorausgesetzt (die hier installierten Nachbestrahlungseinrichtungen erforderten Investitionen von ca. 50 MDM).

#### 4.2 Notwendige F + E - Arbeiten

Eine kritische Durchsicht der möglichen Schwierigkeiten für den Bau der Quelle ergibt folgendes Bild: Es werden keine grundsätzlichen Probleme erwartet, die eine Realisierung der Quelle infrage stellen. Es sind aber für wesentliche Komponenten (Beschleuniger, Target) Extrapolationen bestimmter Parameter notwendig. Das Zusammenwirken mehrerer Parameter (z.B. Strom und Emittanz der Ionenquelle) muß demonstriert werden. Hohe Zuverlässigkeit und lange Lebensdauer sind wesentliche Anforderungen an das Gerät. Daraus ergibt sich, daß für die Komponenten der Anlage (Ionenquelle, Vorbeschleuniger, eine Sektion des Linearbeschleunigers, Hochfrequenzsender, Target und Kühlkreislauf Prototypen erstellt werden müssen. Diese Prototypen können entweder zur weiteren Entwicklung oder zur Erweiterung der Maschine bzw. Duplizierung kritischer Baugruppen verwendet werden.

Neben diesen Prototyparbeiten sind schwerpunktmäßig folgende F + E Probleme zu lösen:

- 1) Berechnung der Strahlführungsparameter und der Strahlverluste entlang des Beschleunigers.
- 2) Berechnung der Abschirmungen und der Aktivierung für Beschleuniger und Bestrahlungszellen.
- 3) Theoretische Untersuchungen und Modellmessungen zur Thermohydraulik der Targets.
- 4) Untersuchungen zur Korrosion, Aktivierung und Reinigung der Flüssigmetallkreisläufe.
- 5) Berechnung und Messung der Neutronenfelder im Bestrahlungsgebiet.
- 6) Entwurf und Erstellung von Baumustern für Fernbedienungsanordnungen zur Manipulation der Proben und zum Fernausbau der Targets.

- 7) Entwurf und Baumustererstellung für Probenhalterungen und Anordnungen zur Simulation bestimmter physikalischer und chemischer Umgebungen.

Weitere Entwicklungsarbeiten sind in den vorausgehenden Kapiteln angesprochen. Das F + E Programm erstreckt sich über etwa fünf Jahre und kann teilweise baubegleitend durchgeführt werden. Es sind Investitionen von 15 - 20 MDM erforderlich. Die Freigabe der größeren Investitionen des Programms kann nach Ablauf einer 1 1/2 jährigen Studienphase erfolgen. Die Bearbeitung der genannten F + E Aufgaben erfordert einen Personaleinsatz von 120 - 150 MJ.

#### 4.3 Kosten für Bau und Betrieb

Die Bauzeit der Anlage beträgt voraussichtlich fünf Jahre. Dies setzt eine Finanzierung des beschriebenen F + E Programms zu einem früheren Zeitpunkt und eine rechtzeitige Veranlassung und Finanzierung der Gebäudeplanung und der Entwurfsarbeiten für Beschleuniger und Targets voraus. Mögliche Verzögerungen durch notwendige Genehmigungsverfahren nicht eingerechnet, kann die Anlage frühestens 1986 in Betrieb genommen werden.

Die erforderlichen Investitionen (ohne Prototypkosten) betragen 95 MDM (1977). Sie teilen sich wie folgt auf:

Beschleuniger	35 MDM
Targets und Bestrahlungseinrichtungen	19 MDM
Gebäude, Versorgung Entsorgung usw.	41 MDM

Die unter Gebäude etc. angegebenen Kosten enthalten sowohl Ingenieursleistungen als auch Folgekosten für eine Erweiterung der Ver- und Entsorgungseinrichtungen für einen modellhaft angenommenen Standort der Anlage im Kernforschungszentrum Karlsruhe.



Gebäude und Abschirmungen sind für einen späteren Ausbau der Anlage auf einen Targetstrom von 200 mA ausgelegt. Die mit der Erweiterung verbundenen Investitionen im Anlagenbereich sind zum Zeitpunkt dieser Studie noch nicht angebar.

In den aufgeführten Kosten sind Investitionen für die Optionen "Neutronenphysikalische Anordnungen" und Einrichtungen für "Erzeugung von Radioisotopen und Durchführung von Aktivierungsanalysen" in Höhe von 4.5 MDM enthalten.

Der Personaleinsatz für das Bauprogramm beträgt bei 5-jähriger Bauzeit ca. 320 MJ (ohne in Kap. 4.2 angegebene F + E Arbeiten).

Es wird nach einer Anlaufphase mit einer Verfügbarkeit der Quelle von 80% gerechnet. Bei im Jahresmittel 6500 Volllaststunden mit einem Targetstrom von 100 mA betragen die Stromkosten 9.5 MDM/a. Basis für diese Angabe ist ein Strompreis von 97 DM/MWh. Die mögliche Energierückgewinnung wurde hierbei nicht berücksichtigt. Kosten für Wartung, Ersatzteile und sonstiges Verbrauchsmaterial wird auf 2 MDM/a veranschlagt. Für den Betrieb der Anlage ist nach Abschluß der Bauzeit ein Personal von 60 Mann vorzusehen.

Zahlreiche Gespräche innerhalb und außerhalb des Kernforschungszentrums haben diese Studie gefördert. Die Autoren bedanken sich besonders für die ausführlichen Diskussionen mit Dr. M. J. Saltmarsh, ORNL und Dr. N. Angert, Dr. D. Böhne, Dr. K. Kaspar und Dr. E. Malwitz, GSI Wixhausen.