

WISSENSCHAFTLICH-TECHNISCHE BERICHTE

FZR-369

März 2003

ISSN 1437-322X

Archiv-Ex.:



*Eberhard Altstadt, Carsten Beckert, Sven Eckert,
Hartwig Freiesleben*, Vladimir Galindo, Eckart Grosse,
Bärbel Naumann* und Frank-Peter Weiß*

Energiedispersive Untersuchung der Wechselwirkung schneller Neutronen mit Materie

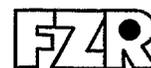
Teilbericht: Auslegung des Neutronen-Produktionstargets

*Technische Universität Dresden, Institut für Kern- und Teilchenphysik

Herausgeber:
Forschungszentrum Rossendorf e.V.
Postfach 51 01 19
D-01314 Dresden
Telefon +49 351 26 00
Telefax +49 351 2 69 04 61
<http://www.fz-rossendorf.de/>

Als Manuskript gedruckt
Alle Rechte beim Herausgeber

FORSCHUNGSZENTRUM ROSSENDORF



WISSENSCHAFTLICH-TECHNISCHE BERICHTE

FZR-369

März 2003

*Eberhard Altstadt, Carsten Beckert, Sven Eckert,
Hartwig Freiesleben*, Vladimir Galindo, Eckart Grosse,
Bärbel Naumann* und Frank-Peter Weiß*

**Energiedispersive Untersuchung der
Wechselwirkung schneller Neutronen mit
Materie**

Teilbericht: Auslegung des Neutronen-Produktionstargets

*Technische Universität Dresden, Institut für Kern- und Teilchenphysik

Energiedispersive Untersuchung der Wechselwirkung schneller Neutronen mit Materie

Teilbericht : Auslegung des Neutronen-Produktionstargets

Eberhard Altstadt¹, Carsten Beckert¹, Sven Eckert¹,
Hartwig Freiesleben², Vladimir Galindo¹, Eckart Grosse³,
Bärbel Naumann^{2*}, Frank-Peter Weiß¹

¹ Institut für Sicherheitsforschung, Forschungszentrum Rossendorf e.V.

² Institut für Kern- und Teilchenphysik, Technische Universität Dresden

³ Institut für Kern- und Hadronenphysik, Forschungszentrum Rossendorf e.V.

Zusammenfassung

Der Aufbau und die erste Nutzung eines kompakten Flugzeitsystems zur energiedispersiven Untersuchung der Wechselwirkung von schnellen Neutronen mit Materialien sind Inhalt eines Vernetzungsprojektes des Forschungszentrums Rossendorf, an dem auch die Technische Universität Dresden im Rahmen eines gemeinsamen DFG-Projektes mitarbeitet. Die geplanten Flugzeit-Experimente mit gepulsten Neutronen werden an der Strahlungsquelle ELBE durchgeführt werden. Erste Ergebnisse zur Entwicklung eines Neutronen-Produktionstargets werden vorgestellt. Mit Hilfe von Strahlungstransport- und Finite-Elemente-Programmen wurden die Verteilungen der Energiefreisetzung des von der Strahlungsquelle ELBE genutzten Elektronenstrahls und der Temperatur im Neutronen-Radiator sowie die zu erwartenden Teilchenspektren und -flüsse am Messplatz berechnet. Überlegungen zur Entwicklung des Strahlfängers werden diskutiert.

*e-mail der Kontaktperson: B.Naumann@fz-rossendorf.de

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Schematischer Aufbau des Neutronen-Produktionstargets	3
3	Energiefreisetzung im Neutronen-Radiator	10
3.1	Auswahl der Radiator-Materialien	10
3.2	Verteilung der Energiefreisetzung im Neutronen-Radiator	14
4	Temperaturverteilung im Neutronen-Radiator	20
5	Spannungen und Dehnungen im Beryllium-Kanal	23
6	Teilchenflüsse	28
6.1	Teilchenflüsse am Neutronen-Radiator	28
6.2	Teilchenflüsse am Messplatz und Strahlungsuntergrund in der Flugzeit- messstrecke	34
7	Aktivierung und Abschirmung des Neutronen-Radiators	43
7.1	Aktivierung des Radiator-Materials	43
7.2	Abschirmung des Blei-Radiators	47
8	Strahlungsfeldberechnungen zum Strahlfänger	53
8.1	Strahlfänger an der Strahlungsquelle ELBE	53
8.2	Geometrie des Strahlfängers für Neutronen-Flugzeit-Experimente . . .	54
8.3	Äquivalentdosisleistungen um den Strahlfänger	55
9	Zusammenfassung und Ausblick	59

Symbole

Abkürzungen

CFD Computational Fluid Dynamics

chemische Elemente

Hg Quecksilber
Pb Blei
Mo Molybdän

Indizes

F Fluid (flüssiges Metall) des Neutronen-Radiators
 W Kanalwand des Neutronen-Radiators
 γ Photonen
 n Neutronen
 e^- Elektronen
 in Parameter beim Eintritt in den Radiator-Kanal
 out Parameter beim Austritt aus dem Radiator-Kanal

Geometrie

x, y, z kartesische Koordinaten
 θ Polarwinkel
 φ Azimutalwinkel

physikalische Größen

A	Aktivität; Fläche	l	Dicke
α	thermischer Ausdehnungskoeffizient	ν	Querkontraktionszahl
\dot{D}	Energiedosisleistung	$P/\Delta V$	Leistungsdichte
ΔE	Energieverlust; deponierte Energie	q	Volumenheizung
ΔE_I	spezifischer Energieverlust durch Ionisation	r_b	Strahlradius
E	Teilchen-Energie	R	Radius
E_0	Energie des Elektronenstrahls	R_C	Radius des Graphitabsorbers
E	Elastizitätsmodul	ρ	Materialdichte
ε_B	Bruchdehnung	s	Wand-Dicke des Radiator-Kanals
F_{NB}	Abschirmungsfaktor der Betonwand	σ_F	Fließspannung
Φ	Teilchenfluenz	σ_B	Bruchspannung
Ψ	Teilchenfluss	t	Zeit
\dot{H}	Äquivalentdosisleistung	$T_{1/2}$	Halbwertszeit
I	Elektronenstromstärke	T	Temperatur
I_γ	absolute Intensität der Gamma-Energie pro 100 Zerfälle	u_r	radiale Verschiebung
L_C	Länge des Graphitabsorbers	v	mittlere Strömungsgeschwindigkeit
		V	Volumen
		X_0	Strahlungslänge [Tsa74]
		Z	Kernladungszahl

1 Einleitung

Im Rahmen des DFG-Projektes "Erzeugung und Nutzung von Neutronen an der Strahlungsquelle ELBE" (FKZ: GR.1674/2-1; TU: FR.575/5-1) ist eine Photoneutronenquelle (Neutronen-Produktionstarget) an der Strahlungsquelle ELBE des Forschungszentrums Rossendorf [Gab00] auszulegen, zu errichten und zum Zwecke der Bestimmung von doppelt differentiellen (Energie und Winkel) Neutronenwirkungsquerschnitten zu betreiben. Für die nachfolgenden Betrachtungen ist in der Regel ein einfallender Elektronenstrahl mit einer Energie von $E_0 = 30$ MeV und einer Elektronenstromstärke von $I = 1$ mA angenommen worden. Die Pulslänge des Elektronenstrahls liegt unterhalb 10 ps. Die Strahlungstransportrechnungen zur Elektronenbremsung und zur Erzeugung von Photoneutronen ergeben, dass bei diesen Parametern in einem Neutronen-Radiator aus Schwermetall, wie Tantal, Blei oder Wolfram (Dicke ca. eine Strahlungslänge), eine Leistung von ca. 10 kW deponiert wird.

Überschlägige Betrachtungen zu einem Feststoff-Radiator aus Tantal zeigten, dass die Wärmestrahlung aus dem sich im Vakuum befindenden Radiator nicht ausreicht, um die Leistung unterhalb der Schmelztemperatur abzuführen. Eine beliebige Vergrößerung des von Elektronen bestrahlten Volumens und der Wärme abstrahlenden Flächen kommt nicht in Betracht, da dies zu einer unerwünschten Verschleifung der Impulscharakteristik des Neutronensignals auf Grund von Neutronenstreuung führen würde. Für die Rechnungen zur thermomechanischen Auslegung sowie zum Strahlungsfeld und zur Aktivierung ist unterstellt worden, es läge ein Neutronen-Radiator aus flüssigem Blei vor, welches in einem Beryllium-Kanal fließt (Blei-Radiator).

2 Schematischer Aufbau des Neutronen-Produktionstargets

Die Abb. 1 bis 5 zeigen den schematischen Aufbau des Targets zur Produktion schneller, gepulster Neutronen.

Da der Kollimator und die Flugzeitmessstrecke auch von anderen Experimenten genutzt werden sollen, ist die gesamte Anordnung zur Erzeugung der Neutronen so aufzubauen, dass sie nach einem jeden Experiment in den darunter liegenden Raum verfahren werden kann. Das schließt den Strahlfänger (Beam dump) hinter dem Blei-Radiator und die Kreisläufe zur Kühlung des Strahlfängers sowie zur Kühlung des flüssigen Bleis ein. Wegen der konstruktiven Gestaltung des Neutronenlabors ist das Platzangebot für das Produktionstarget inklusive der Nebeneinrichtungen auf eine Fläche von ca. $1 \text{ m} \times 2 \text{ m}$ begrenzt. Die Kühlkreisläufe befinden sich derzeit noch in einer frühen Auslegungsphase und werden deshalb hier noch nicht näher beschrieben. Die Detailkenntnis zum Aufbau dieser Kreisläufe ist für die nachfolgend dargestellten Rechnungen allerdings auch nicht nötig.

Entscheidend sind dagegen zunächst folgende Fakten:

Da die gesamte Targetanordnung abgesenkt werden können muss, ist das Vakuum um das Produktionstarget vom Vakuum der Elektronenstrahlführung und von der Neutronen-Flugzeitstrecke zu trennen. Der Elektronenstrahl tritt durch zwei sehr dünne, möglichst dicht beieinander stehende Berylliumfenster in das Targetvakuum ein. Der Brennfleck soll beim Auftreffen auf die Kanalwand des Blei-Radiators

einen Durchmesser von 3 mm haben. Die Radiator-Kanalwand hat einen quadratischen Querschnitt (abgerundete Ecken mit Kantenradius von 1 mm auf der Innenseite, von 6,6 mm \times 6,6 mm außen). Als Wandmaterial für den Blei-Radiator wurde bisher Beryllium mit einer Wandstärke von 0,5 mm betrachtet. Thermomechanische Rechnungen haben gezeigt, dass Wandmaterialien mit niedriger Kernladungszahl günstig sind, um eine zu starke Aufheizung der Kanalwand zu verhindern. Die spezifischen Energieverluste von Elektronen durch Ionisation steigen mit der Kernladungszahl an (s. Kapitel 3.1). Bereits bei einer 0,5 mm dicken Wandung aus Edelstahl würde wegen der thermischen Belastung die Schmelztemperatur erreicht.

Das flüssige Blei tritt in den Bereich des Brennflecks mit einer Temperatur von ca. 400 °C ein und wird hauptsächlich als Folge der Elektronenbremsung entlang einer Fließstrecke von 3 mm bis auf etwa 500 °C aufgeheizt. Die typischen Fließgeschwindigkeiten liegen zwischen 3 m/s und 5 m/s. Der einfallende Elektronenstrahl mit einer Energie von 30 MeV verliert im Blei ca. 30 % seiner Energie (s. Kapitel 3.2). Aus dem Blei-Radiator treten die Photoneutronen mit nahezu isotroper Flugrichtungsverteilung aus. Die gestreuten Elektronen und die Photonen besitzen demgegenüber Flugrichtungsverteilungen mit erhöhter Intensität in Vorwärtsrichtung (Vorwärtskeule).

Die Strahlungswolke in Vorwärtsrichtung ist in einem Strahlfänger aus Graphit, der mit Wolfram ummantelt ist (s. Kapitel 8), aufzufangen, um eine Beschädigung des Vakuumeinschlusses zu verhindern und um in den an das Neutronenlabor angrenzenden Räumen die radiologischen Belastungen unter den Grenzwerten laut Strahlenschutzverordnung halten zu können. Das Neutronenlabor selbst ist während der Experimente nicht begehbar. Die Konstruktion des Strahlfängers soll so weit wie möglich der Standardlösung für die Elektronenstrahlfänger an der Strahlungsquelle ELBE entsprechen. In Abb. 1 ist das Neutronen-Produktionstarget dargestellt, welches aus dem Neutronen-Radiator und dem Strahlfänger besteht.

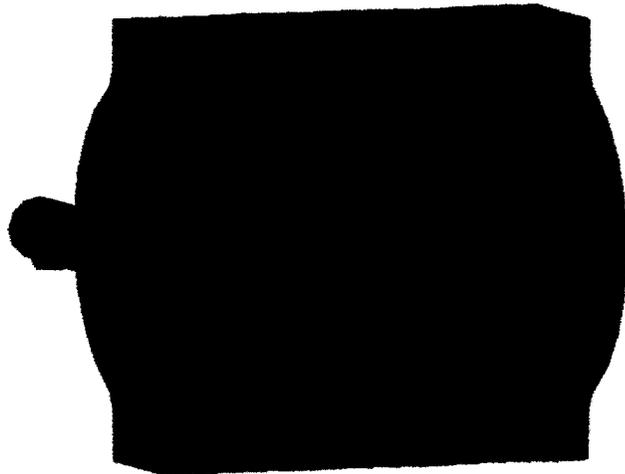


Abbildung 1: *3D-Ansicht des Neutronen-Produktionstargets.*

Die im Strahlfänger erzeugte Wärme kann ausschließlich durch Wärmestrahlung abgeführt werden. Die Abschätzungen zum Standard-Strahlfänger ergeben im inneren Bereich Graphit-Temperaturen bis zu 2000 °C und an der äußeren Graphitoberfläche

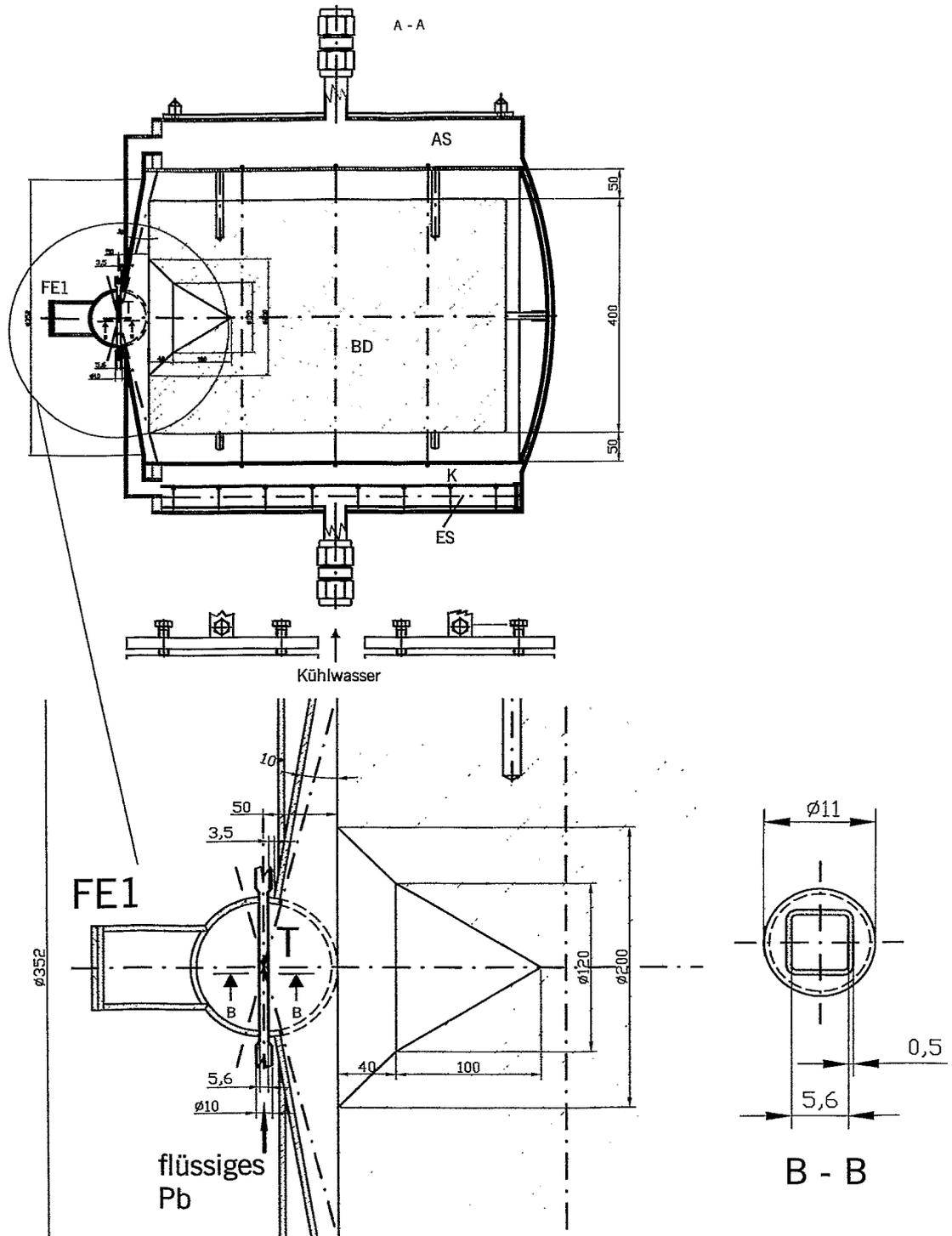


Abbildung 3: Neutronen-Produktionstarget; Seitenansicht;
 BD - Strahlfänger (Beam dump);
 K - Mantelkühlung / Wasserkreislauf;
 ES - Eintrittsammler Kühlwasser;
 weitere Bezeichnungen s. Abb. 2

Die Wände des Kollimators selbst sollen mit einem borierten Material ausgekleidet sein, um die Rückstreuung thermischer Neutronen in die Flugzeitmessstrecke zu verhindern. Die Ergebnisse zur Berechnung der Teilchenflüsse an der Position des Messplatzes nach Durchfliegen der Flugzeitmessstrecke werden in Kapitel 6.2 vorgestellt. In den Abb. 4 und 5 sind die Lageskizze der Flugzeitmessstrecke und die Position des Messplatzes (Lage der zu untersuchenden Materialproben bzw. Detektorposition) dargestellt.

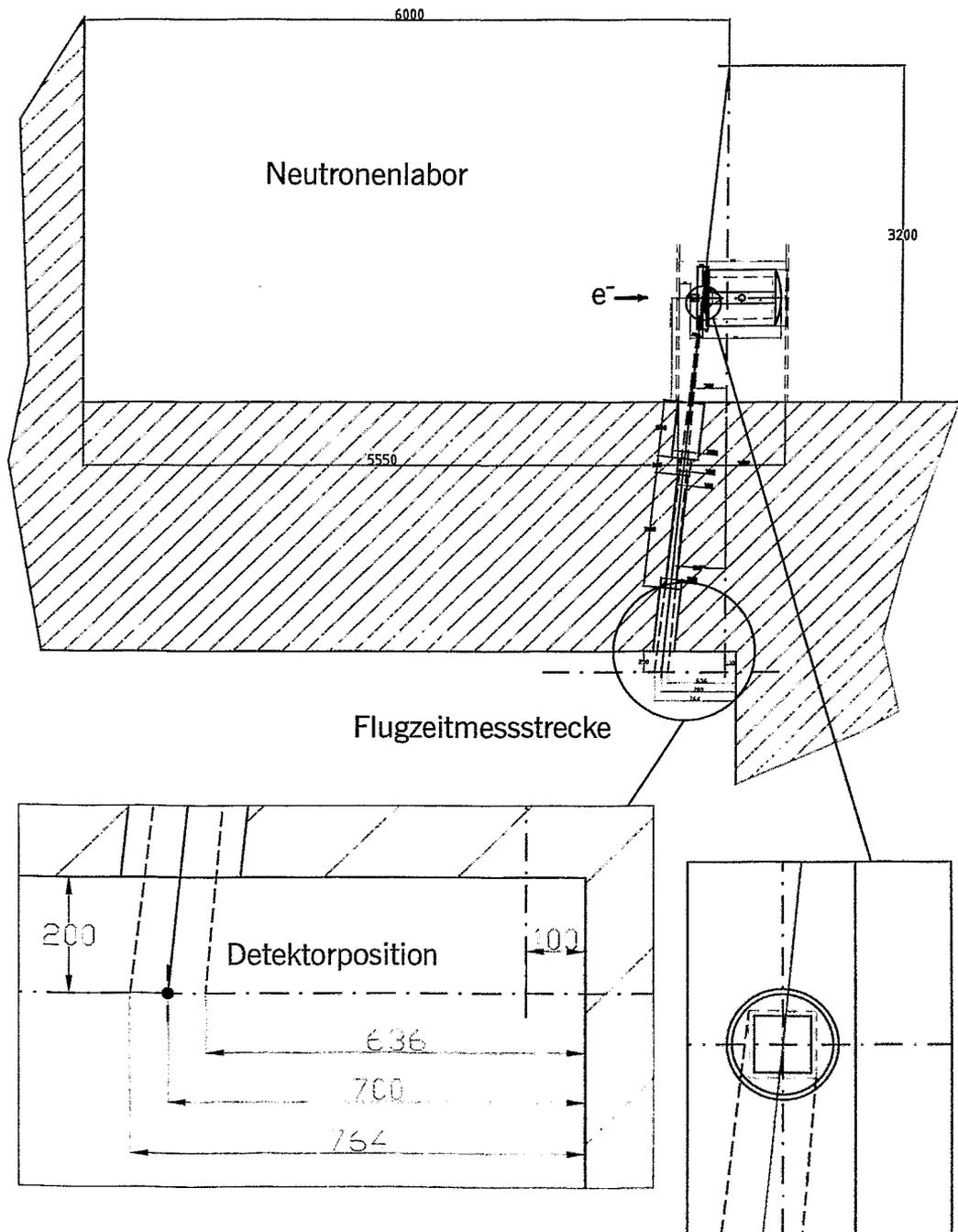


Abbildung 4: Lageskizze von Neutronen-Produktionstarget und Flugzeitmessstrecke.

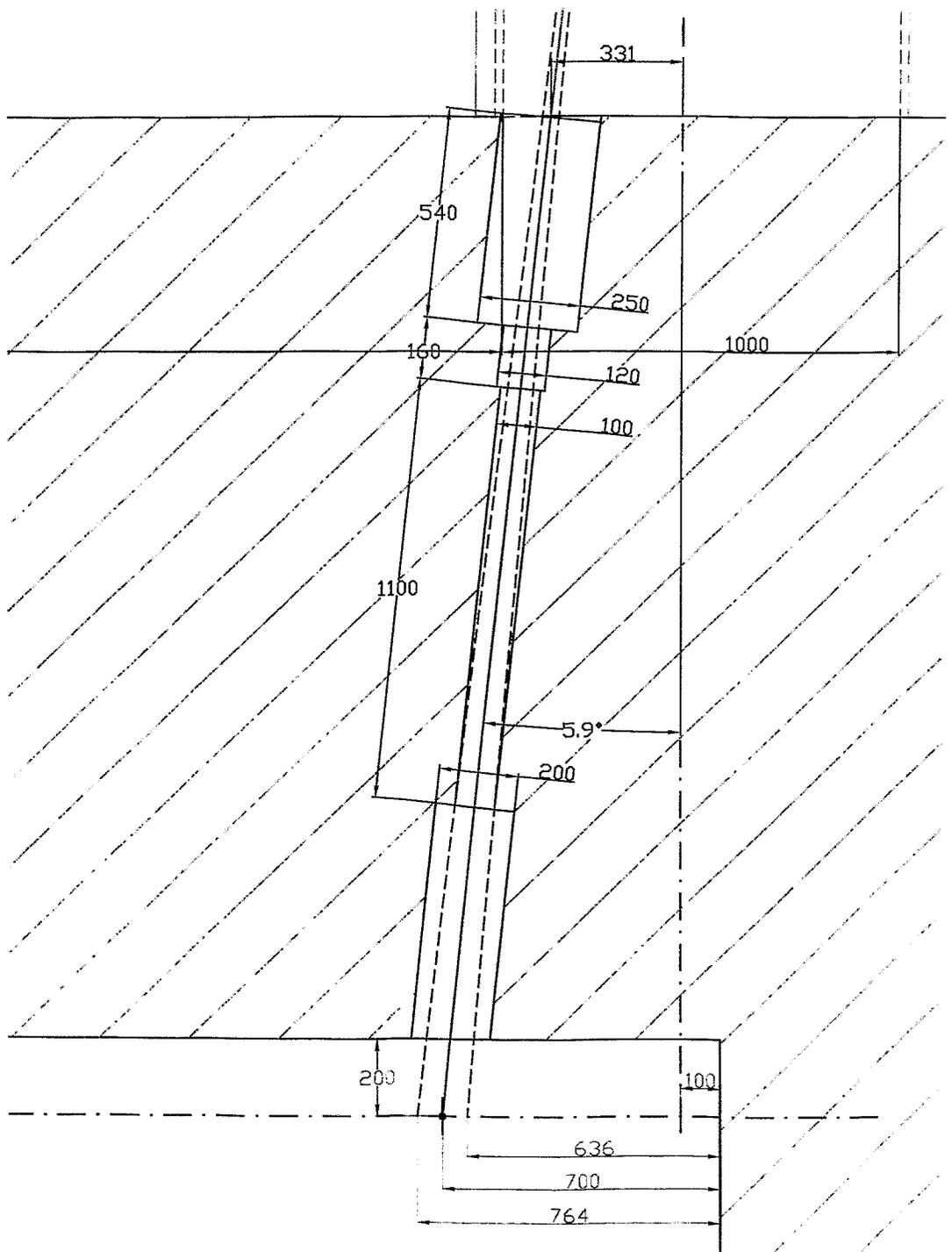


Abbildung 5: Konstruktion des Kollimators.

Sofern in den späteren Kapiteln nicht ausdrücklich anders vereinbart, gilt für die folgenden Darstellungen das in der Abb. 6 relativ zum Radiator-Kanal gezeigte Koordinatensystem. Das flüssige Blei strömt in z -Richtung. Der Elektronenstrahl fällt bei $z=0$ in positiver x -Richtung auf die Stirnwand des Radiator-Kanals.

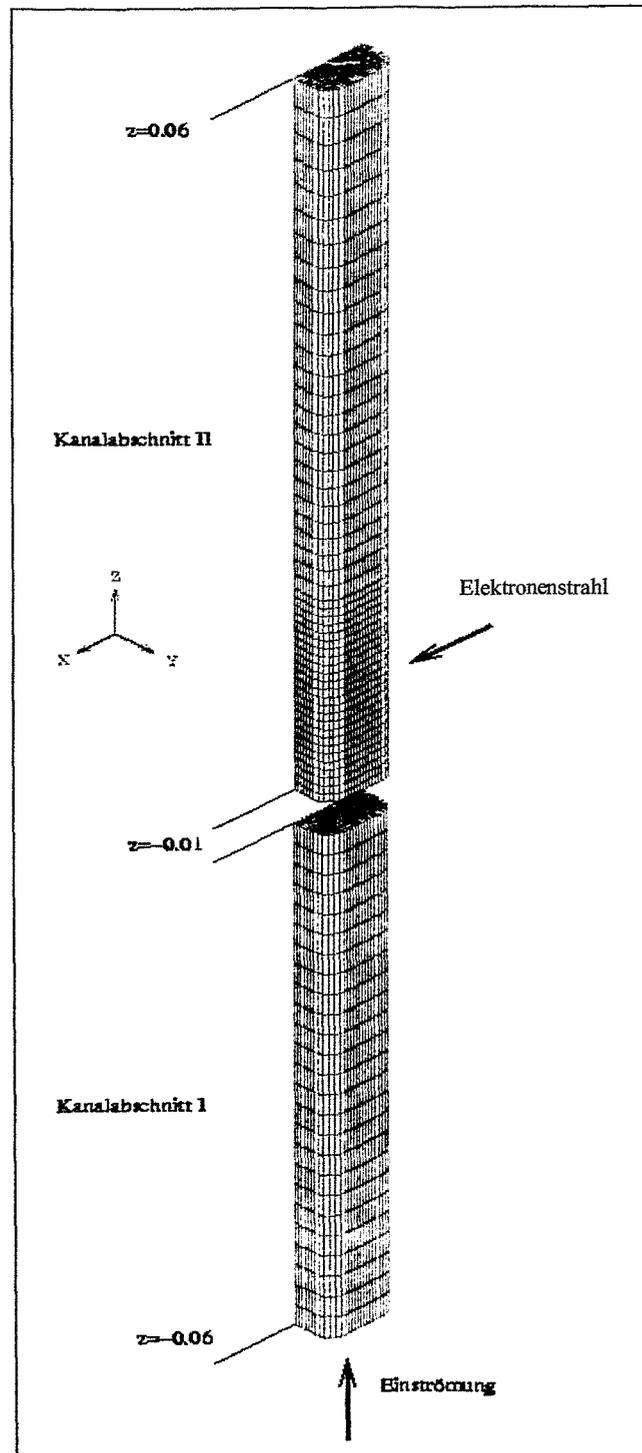


Abbildung 6: Geometrie und CFD-Vernetzung des Radiator-Kanals.

3 Energiefreisetzung im Neutronen-Radiator

3.1 Auswahl der Radiator-Materialien

Ein wichtiger Gesichtspunkt bei der Entwicklung des Neutronen-Produktionstargets ist die Auswahl der Materialien. Die an der Strahlungsquelle ELBE erzeugte maximale Stromstärke beträgt 1 mA. Diese Strahlintensität kann zu sehr hohen Temperaturbelastungen in den Materialien führen.

Die geplanten Neutronen-Flugzeitexperimente erfordern die Auswahl eines Radiator-Materials mit großer Neutronenausbeute. Die Neutronenausbeute wächst mit der Kernladungszahl, da mit steigendem Z auch die Wirkungsquerschnitte des Kernphotoeffektes ansteigen. Für erste Abschätzungen wurde eine Reihe von Materialien betrachtet und die Abhängigkeit der Neutronenfluenz pro Inzidenzelektron, Φ_n , berechnet. Unter Nutzung des Teilchentransport-Programms FLUKA [FLUKA][Fas97] wurde die Neutronenfluenz mit der auf das Volumen normierte Neutronen-Spurlängenverteilung in je zwei Scheiben berechnet. Der Radius und die Dicken der zylindrischen Scheiben wurden in Abhängigkeit von der Strahlungslänge X_0 des betrachteten Materials gewählt: der Radius beträgt $R = 3 \cdot X_0$ und die Dicken betragen $l_1 = 3 \cdot X_0$ bzw. $l_2 = 0,3 \cdot X_0$. Die Elektronen wurden mit einer Energie von $E = 50$ MeV entlang der Zylinderachse in Form eines "Punkt"-Strahls auf die Material-Scheiben gerichtet. Die Abb. 7 zeigt, wie die mit dem Programm FLUKA berechneten Neutronenfluenzen Φ_n in den betrachteten Materialien mit der Kernladungszahl Z ansteigen.

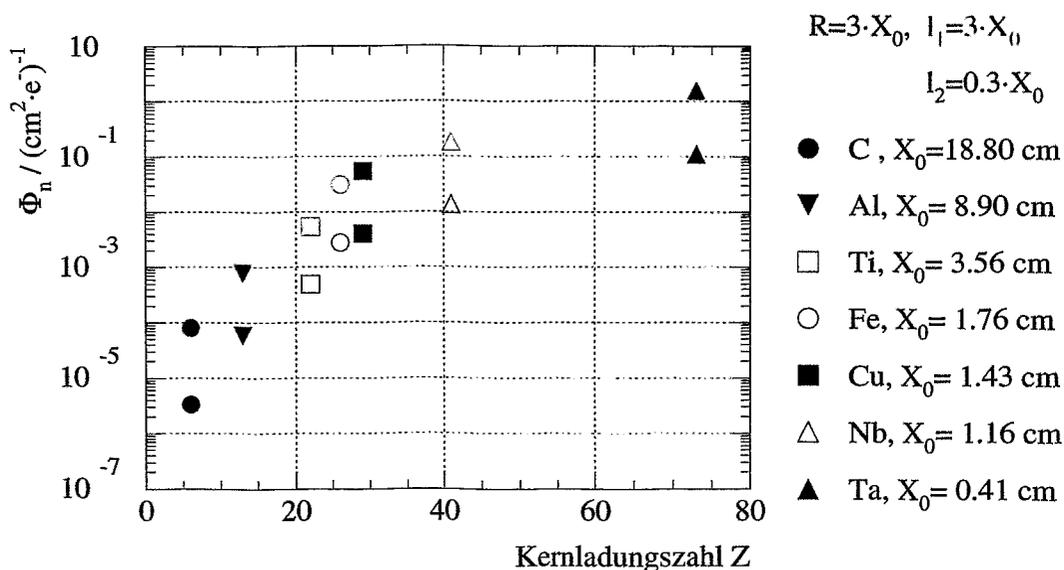


Abbildung 7: Abhängigkeit der Neutronenfluenz von der Kernladungszahl Z bei Material-Dicken als Vielfachem der Strahlungslängen (für Dichten bei 20°C); die Elektronenenergie beträgt $E_0 = 50$ MeV (s. auch [FZR-271]).

Beim Durchgang der Elektronen durch Materie werden diese gebremst und gestreut. Sie wechselwirken mit den Hüllenelektronen und den Atomkernen des Materials. Dabei verlieren sie einen Teil ihrer kinetischen Energie durch Ionisationsverluste, was zur Aufheizung des Materials führt. Die Energieverluste der Elektronen auf Grund der

Bremsstrahlung werden als Strahlungsverluste bezeichnet, wobei das relative Gewicht der Strahlungsverluste mit wachsender Energie zunimmt. Für eine Reihe von Materialien ist die Energieabhängigkeit des spezifischen Energieverlustes für Elektronen, getrennt nach Ionisations- und Strahlungsverlusten, in Abb. 8 dargestellt [NIST]. Im rechten Teil der Abbildung sieht man, dass sich der spezifische Energieverlust der Elektronen bei der Bestrahlung von Materialien mit $Z > 72$ kaum ändert und damit die Verluste bei einer speziellen Energie proportional zur Materialdichte sind.

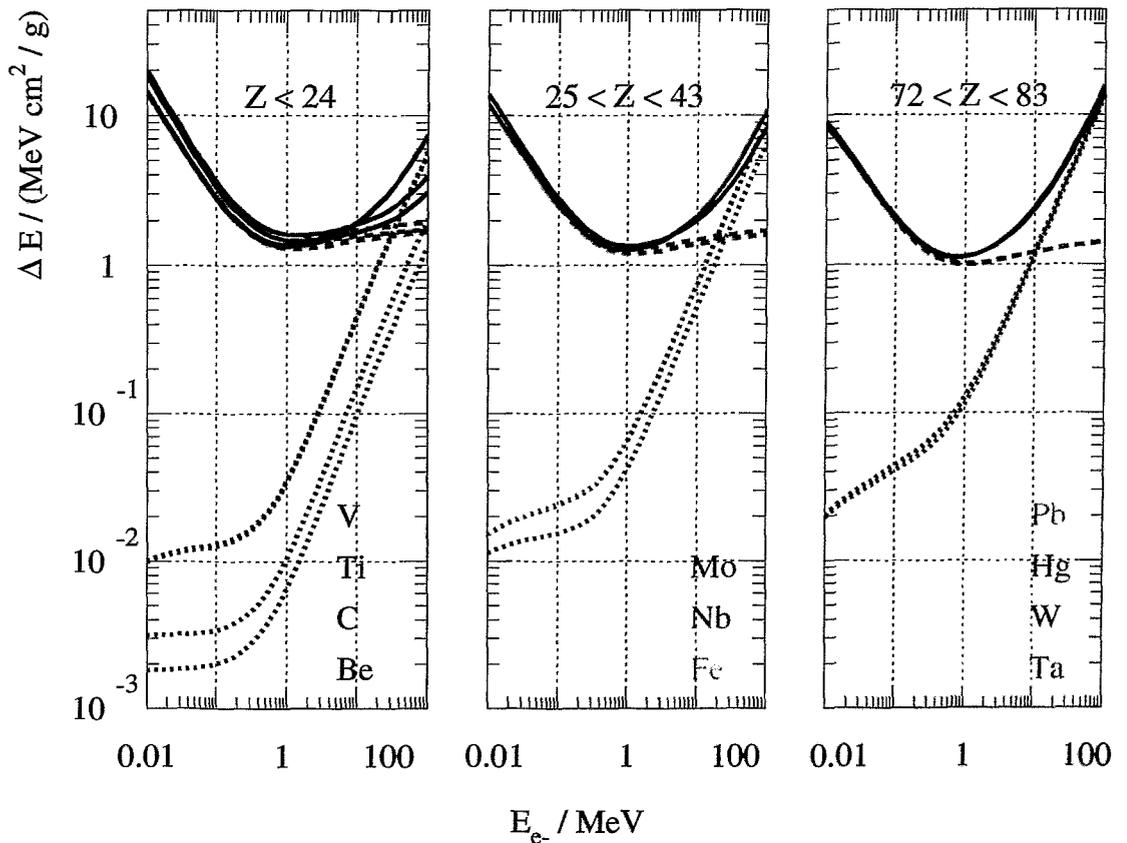


Abbildung 8: Spezifischer Energieverlust von Elektronen in verschiedenen Materialien; durchgehende Linien : gesamter spezifischer Energieverlust; gestrichelte Linien : Ionisationsverlust; gepunktete Linien : Strahlungsverlust; Quelle [NIST].

Für die Produktion gepulster Neutronen wurde anfangs an ein festes Radiator-Material mit großem Z gedacht. Erste Untersuchungen wurden mit einem Tantal-Radiator durchgeführt [Nau00]. In einem zylindrischen Radiator mit einem Radius von $R = 5$ mm und einer Dicke von $l = 4$ mm (entspricht der Strahlungslänge von Tantal) wurde für einen Elektronenstrahl mit einer Energie von 30 MeV und einer Stromstärke von 1 mA ein Leistungseintrag von $\Delta P = 12,5$ kW berechnet. Geht man davon aus, dass die gesamte Wärme durch Strahlung abgeführt wird, heizt sich der Tantal-Radiator bis etwa 6500°C auf. Der Radiator schmilzt, da die Schmelztemperatur von Tantal 2996°C beträgt (s. Tab. 1). Um die im Radiator-Material aufzunehmende Wärmeleistung des Elektronenstrahls abführen zu können, wurde im Weiteren an einen Flüssigmetall-

Radiator gedacht, welcher in einem Kreislauf gekühlt werden kann. Es wurden Rechnungen mit flüssigem Blei sowie mit Quecksilber durchgeführt. In Tab.1 sind einige Materialparameter von Tantal, Quecksilber und Blei zusammengestellt.

Parameter	Einheit	Material		
		Tantal	Quecksilber	Blei
Kernladungszahl		73	80	82
Atomgewicht	amu	180,9479	200,59	207,2
Dichte (20°C)	g/cm ³	16,6	13,6	11,35
Strahlungslänge (20°C)	mm	4,1	4,8	5,6
Schmelzpunkt	°C	2996	-38,87	327,5
Siedepunkt	°C	5425	357	1740
Wärmeleitfähigkeit	W/(m·K)	57,5	8,65	35,3
	Nr.	Massenzahl - [%]		
natürliche Isotopen- verteilung	1	180 - 0,012	196 - 0,2	204 - 1,4
	2	181 - 99,988	198 - 10,1	206 - 24,1
	3		199 - 16,9	207 - 22,1
	4		200 - 23,1	208 - 52,4
	5		201 - 13,2	
	6		202 - 29,7	
	7		204 - 6,8	

Tabelle 1: Vergleich einiger Materialparameter von Tantal, Quecksilber und Blei [Goo96],[Tsa74].

Sollen die Neutronen in einem flüssigen Metall produziert werden, muss auch ein entsprechendes Material für die Kanalwand ausgewählt werden. Das flüssige Metall (Fluid) dient dann gleichzeitig als Kühlmittel der Kanalwand.

Für die Auswahl des Materials der Kanalwand ist die Größe der Neutronenausbeute von zweitrangiger Bedeutung. Es muss vielmehr darauf geachtet werden, dass die Temperatur der Kanalwand unter dem Schmelzpunkt bleibt und die Bruchdehnung groß genug ist, um die Zerstörung der Wand bei hohen Temperaturen zu verhindern. Um eine zu hohe Aufheizung im Bereich des Strahleintritts zu vermeiden, muss die Kanalwand des Radiators möglichst dünn sein. Für eine bestimmte Energie des Elektronenstrahls kann die in der Wand deponierte Energie ΔE_W in Abhängigkeit von der Wand-Dicke s aus dem Ionisationsverlust ΔE_I (s. Abb. 8) mit Gleichung (3.1) abgeschätzt werden.

$$\Delta E_W = \Delta E_I \cdot \rho \cdot s. \quad (3.1)$$

Für einen Elektronenstrahl mit einer Energie von $E_0 = 30 \text{ MeV}$ sind in Abb. 9 die nach Gleichung (3.1) berechneten deponierten Energien in der Kanalwand in Abhängigkeit von der Wand-Dicke s dargestellt. Für einige Materialien wurden die Ergebnisse von Simulationsrechnungen bei Wand-Dicken von 0,5 mm bzw. 0,3 mm eingetragen. Die Abschätzungen stimmen recht gut mit den Simulationsergebnissen überein. Bei gleicher Wand-Dicke s steigt die in der Wand deponierte Energie ΔE_W mit wachsender Kernladungszahl Z .

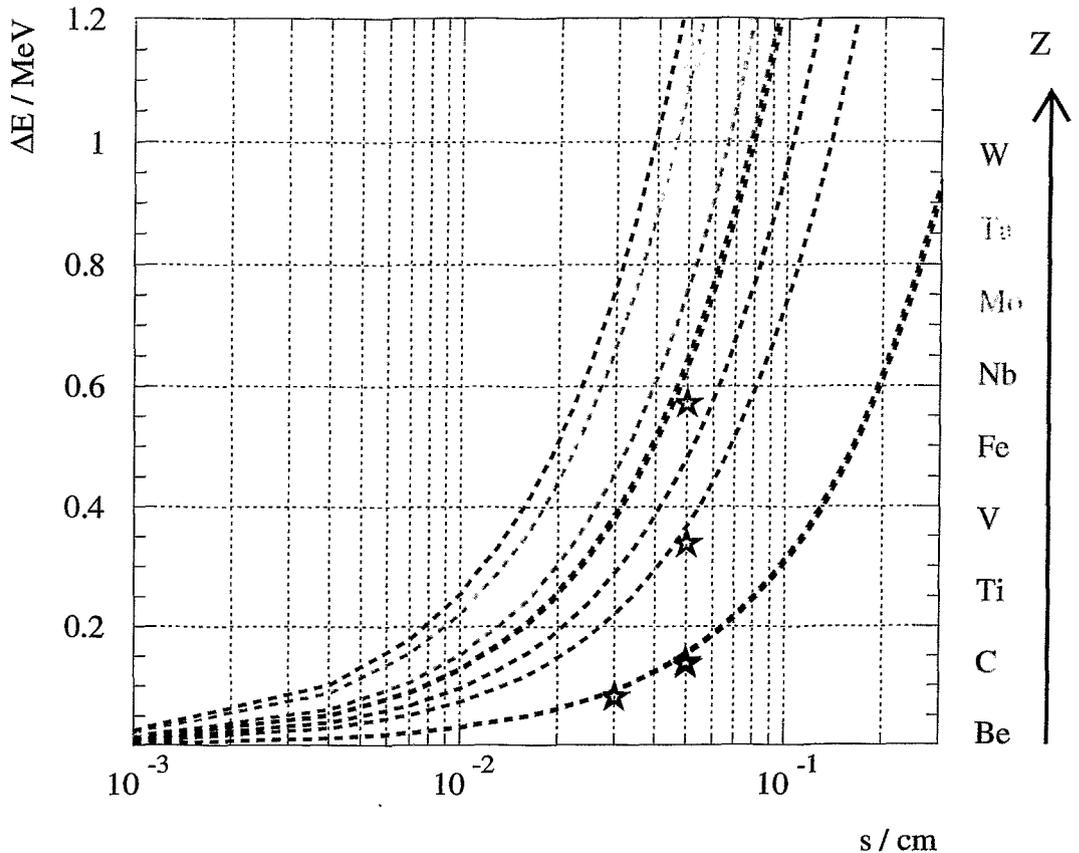


Abbildung 9: Abhängigkeit der deponierten Energie pro Inzidenzelektron durch Ionisationsverlust von der Wand-Dicke bei $E_0 = 30 \text{ MeV}$; die Punkte beziehen sich auf Simulationsergebnisse mit FLUKA (s. Tab. 3).

Ausgehend von einem Elektronenstrahl mit Radius r_b und einer Elektronenstromstärke I kann die eingebrachte Leistungsdichte $\Delta P/V$ in dünnen Kanalwänden nach Gleichung (3.2) abgeschätzt werden.

$$\frac{\Delta P}{V} = \frac{\Delta E_I \cdot \rho \cdot I \cdot s}{\pi \cdot r_b^2 \cdot s} \quad (3.2)$$

Nach dieser Abschätzung wurden die in die verschiedenen Materialien eingebrachten Leistungsdichten in Tab. 2 zusammengestellt, wobei von einem Strahldurchmesser von 3 mm, einer Energie von 30 MeV und einer Elektronenstromstärke von 1 mA ausgegangen wurde.

Aus Stabilitätsgründen wurde zuerst eine 0,5 mm dicke Kanalwand aus Edelstahl betrachtet. Die im Kapitel 5 vorgestellten Ergebnisse (s. Tab. 6) zeigen allerdings, dass sich die Edelstahl-Wand bei einer Elektronenstromstärke von 1 mA zu stark aufheizen würde. Da die geringste Aufheizung der Kanalwand bei der Verwendung von Beryllium erreicht werden kann, wurden weitere Rechnungen mit diesem Material durchgeführt. Entscheidend für die Auswahl des Materials der Kanalwand sind sowohl die technologische Realisierbarkeit der Wand-Dicke, als auch die Materialverträglichkeit zwischen Wand- und Kühl-Material. Die Verwendung von Beryllium bringt auf alle Fälle tech-

Parameter	Material								
	Be	C	Ti	V	Fe	Nb	Mo	Ta	W
ρ [g/cm ³] (bei 20°C)	1,848	1,7 2,25	4,54	6,1	7,87	8,57	10,22	16,6	19,3
ΔE_I [MeV·cm ² /g] (bei 30 MeV)	1,652	1,840	1,622	1,576	1,600	1,509	1,488	1,325	1,316
$\Delta P/V$ [kW/cm ³] ($r_b = 1,5$ mm)	43,2	44,3 58,6	104,2	136,2	178,2	183,0	215,1	312,2	359,3

Tabelle 2: Vergleich materialabhängiger Leistungsdichten in der Kanalwand des Radiators.

nologische Schwierigkeiten bei der Fertigung des Strömungskanals und verursacht hohe Kosten. Zur Materialverträglichkeit mit Blei existieren im relevanten Temperaturbereich keine belastbaren Erkenntnisse in der Literatur.

3.2 Verteilung der Energiefreisetzung im Neutronen-Radiator

Für verschiedene Material-Varianten der Kanalwand und des Kühlmittels des Neutronen-Radiators wurden Simulationsrechnungen zur Bestimmung der Verteilung der deponierten Energie durchgeführt.

Die geometrische Form und die Abmaße eines Flüssigmetall-Radiators zur Erzeugung eines gepulsten Neutronenstrahls wurden im Kapitel 2 ausführlich beschrieben. Der Querschnitt des Kanals, durch welchen flüssiges Metall unter Druck transportiert werden soll, wurde quadratisch gewählt (5,6 mm × 5,6 mm), wobei die Kantenlänge der Strahlungslänge von Blei entspricht. Damit soll gewährleistet werden, dass alle Inzidenzelektronen die gleiche Material-Dicke durchdringen und so eine effektive Neutronenausbeute gewährleistet wird.

Als Kühlmittel und gleichzeitig als Neutronenquelle wurden flüssiges Blei und Quecksilber betrachtet. Als Materialien für die Kanalwand wurden Edelstahl und Beryllium untersucht.

Die Rechnungen wurden jeweils für einen divergenzfreien Elektronenstrahl mit einer Energie von 30 MeV und mit einem Durchmesser von 3 mm durchgeführt. Der Strahl wurde bei $x = -5$ mm und $z = y = 0$ mm gestartet und auf die Kanalwand des Radiators gerichtet; die Strahlrichtung entspricht der x-Achse (s. Abb. 6). Die im Simulationsprogramm vorgegebene Geometrie wird in Abb. 10 am Beispiel eines Blei-Radiators mit Beryllium-Kanal ($s = 0,5$ mm) dargestellt. Die Radiator-Länge in z-Richtung wurde auf ± 3 cm eingeschränkt.

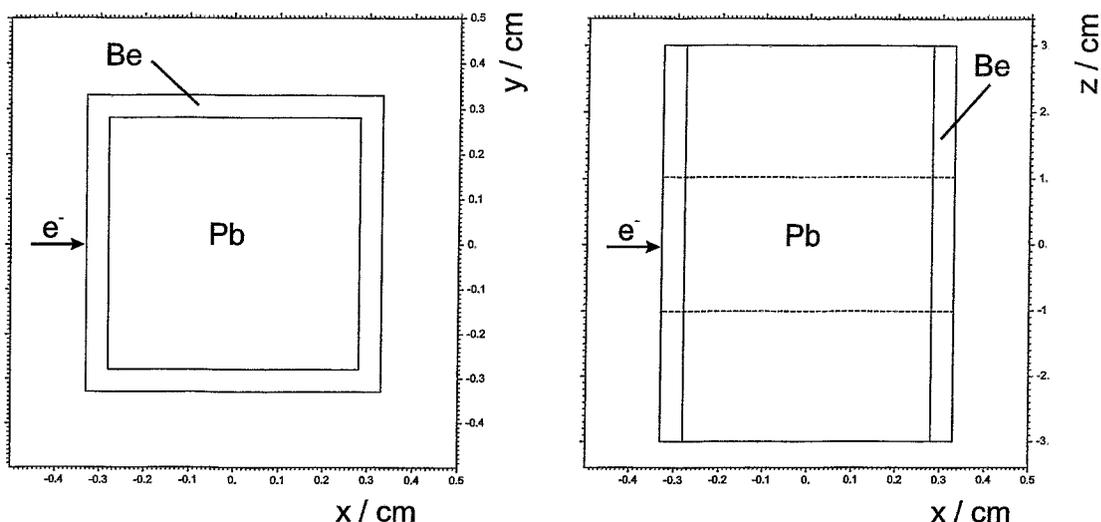


Abbildung 10: Geometrisches Modell des Neutronen-Radiators für FLUKA-Rechnungen; links: Schnitt in der xy -Ebene bei $z=0$ cm; rechts: Schnitt in der xz -Ebene bei $y=0$ cm; gestrichelte Linien bei ± 1 cm beschreiben den z -Bereich entsprechend Tab. 4.

Die in der Kanalwand und im Kühlmittel des Neutronen-Radiators integral deponierten Energie-Anteile pro Inzidenzelektron wurden bei einer angenommenen Elektronenstromstärke von 1 mA in die aufzunehmende Wärmeleistung umgerechnet. Die Ergebnisse für die betrachteten Material-Varianten sind in Tab. 3 zusammengestellt (Edelstahl wird mit "X6" gekennzeichnet). Die Wärmefreisetzung ist abhängig von den Materialparametern, welche im Kapitel 3.1 ausführlich diskutiert wurden (s. Abb. 8 und Tab. 1). Die mit dem Programm FLUKA berechneten Wärmeeinträge in der vorderen Kanalwand, auf welche der Strahl trifft, sind etwa 10% kleiner, als die aus dem Ionisationsverlust abgeschätzten Werte in Abb. 9. Für die in Tab. 3 aufgeführten Radiator-Varianten wurde berechnet, wieviel Energie in jedem Teilvolumen beim Teilchentransport deponiert wird, wobei nicht unterschieden wird, welche Teilchenart die Energie deponiert hat.

Zur Bestimmung der Orts-Verteilungen der Leistungsdichte im flüssigen Metall wurde über die geometrische Anordnung aus Abb. 10 ein geometrisches Gitter in kartesischen Koordinaten gelegt. Berechnet wurden die Leistungsdichten in den Teilvolumina, welche durch folgende Abmaße beschrieben werden :

- 10 Abschnitte zwischen $-0,28 \text{ cm} < x < +0,28 \text{ cm}$;
- 10 Abschnitte zwischen $-0,28 \text{ cm} < y < +0,28 \text{ cm}$ und
- 50 Abschnitte zwischen $-3 \text{ cm} < z < +3 \text{ cm}$.

Für die Abschnitte im Zentrum des Neutronen-Radiators bzw. die jeweils äußeren Abschnitte wurden die Leistungsdichte-Verteilungen für flüssiges Blei in den Abbildungen 11 bis 13 und für Quecksilber in den Abbildungen 14 bis 16 zusammengestellt.

Komponenten	Radiator-Material			
	flüssiges Blei			Quecksilber
	Wand : Dicke und Material			
	0,5 mm X6	0,5 mm Be	0,3 mm Be	0,5 mm Be
Radiator-Material	10,371	10,271	10,245	12,992
Kanalwand (Strahleintritt)	0,571	0,136	0,081	0,136
Kanalwand (Strahlaustritt)	0,388	0,092	0,056	0,060
seitliche Kanalwände	0,256	0,054	0,031	0,048
Summe der Leistungen	11,586	10,553	10,413	13,236

Tabelle 3: *Aufzunehmende Leistungen [kW] im Neutronen-Radiator für verschiedene Materialien und Wand-Dicken bei $E_0 = 30 \text{ MeV}$ und $I = 1 \text{ mA}$.*

Die Temperatur-Verteilung in der Kanalwand bzw. im Kühlmittel wurde mit dem Programm FIDAP [FIDAP] (s. Kapitel 4) berechnet und basiert auf der mit FLUKA ermittelten Leistungsdichte-Verteilung. Für die FIDAP-Rechnungen wurde von einer noch feineren Gitterstruktur ausgegangen. Beachtet wurden außerdem die Strahlsymmetrie und die Symmetrie des Radiators. Die Ergebnisse der Abbildungen 11 bis 16 zeigen, dass für diese Rechnungen die Radiator-Höhe von bisher $\pm 3 \text{ cm}$ ohne Bedenken auf $\pm 1 \text{ cm}$ reduziert werden konnte. Der Wärmeeintrag außerhalb dieses Bereichs ist um mehrere Größenordnungen kleiner und kann vernachlässigt werden. Im Kühlmittel sowie in der vorderen Wand (Strahleintritt) und der hinteren Wand (Strahlaustritt) sind die Berechnungen der Energiefreisetzung in nur einem Quadranten ausreichend. Die Berechnungen für das seitliche Wand-Material wurden auf eine Seite und eine Hälfte beschränkt.

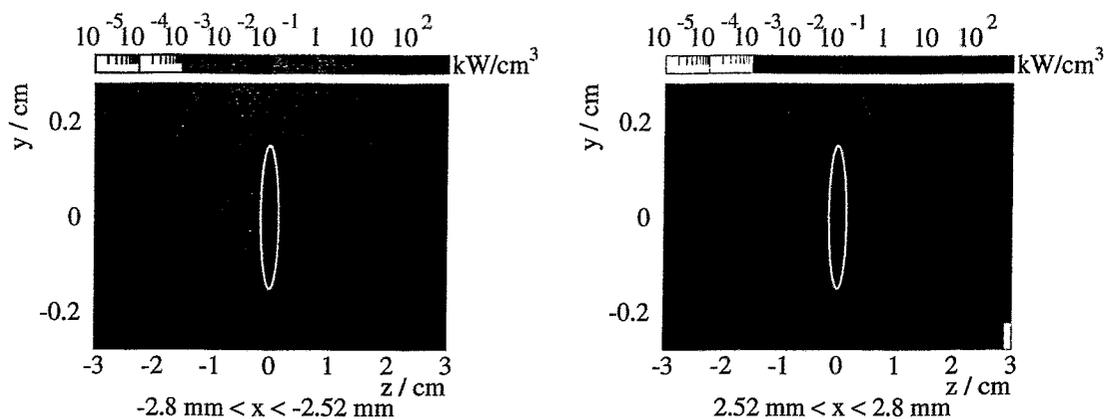


Abbildung 11: Leistungsdichte-Verteilungen im flüssigen Blei : yz -Ebene; markiert wurde der Elektronenstrahl mit einem Durchmesser von 3 mm; links : erster x -Abschnitt; rechts : letzter x -Abschnitt.

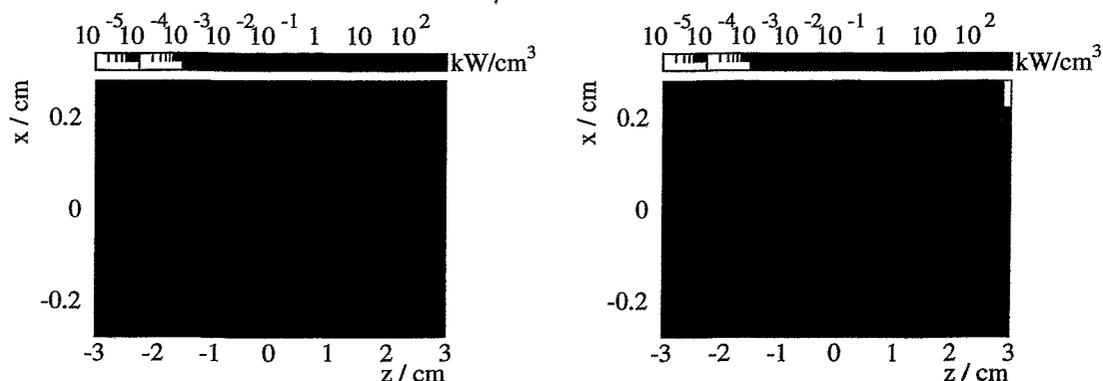


Abbildung 12: Leistungsdichte-Verteilungen im flüssigen Blei : xz -Ebene; links : y -Abschnitt im Zentrum; rechts : äußerster y -Abschnitt.

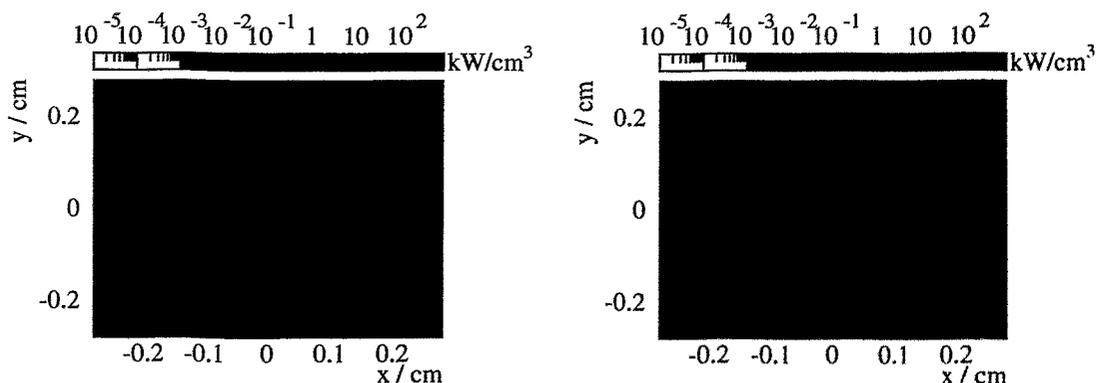


Abbildung 13: Leistungsdichte-Verteilungen im flüssigen Blei : xy -Ebene; links : z -Abschnitt; im Zentrum; rechts : z -Abschnitt bei ca. 1 cm.

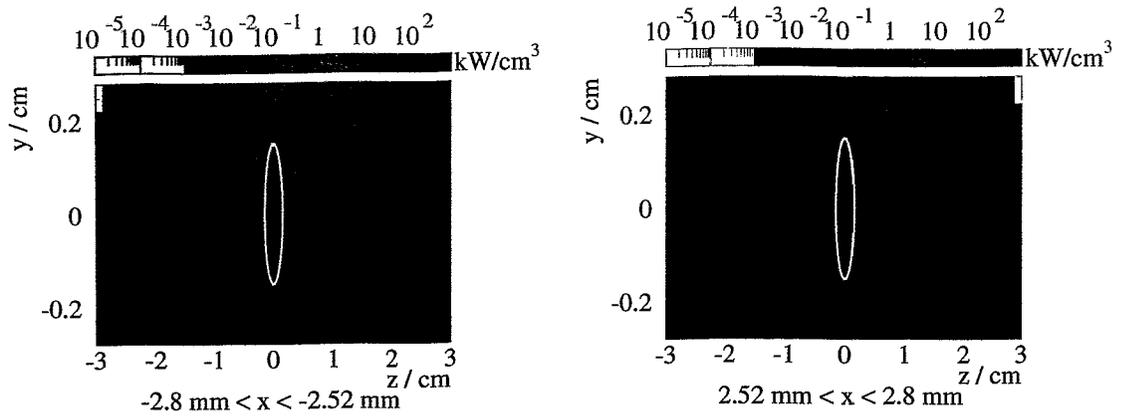


Abbildung 14: Leistungsdichte-Verteilungen im Quecksilber : yz -Ebene; markiert wurde der Elektronenstrahl mit einem Durchmesser von 3 mm; links : erster x -Abschnitt; rechts : letzter x -Abschnitt.

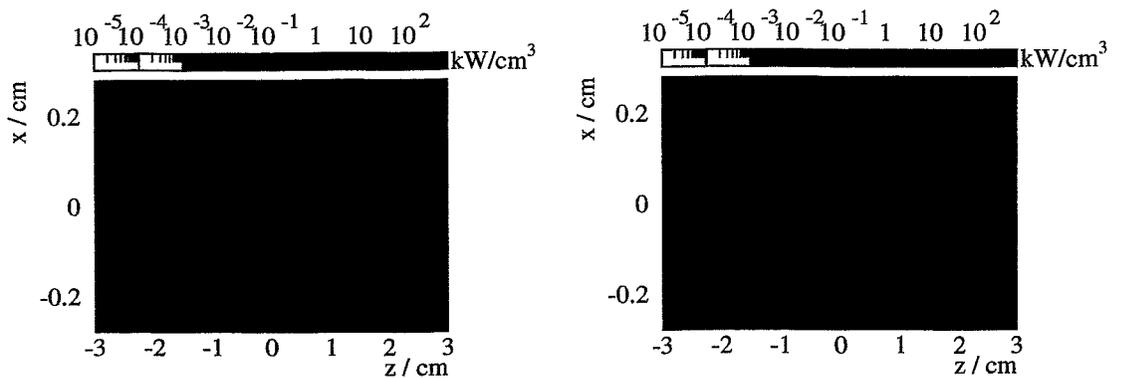


Abbildung 15: Leistungsdichte-Verteilungen im Quecksilber : xz -Ebene; links : y -Abschnitt im Zentrum; rechts : äußerster y -Abschnitt.

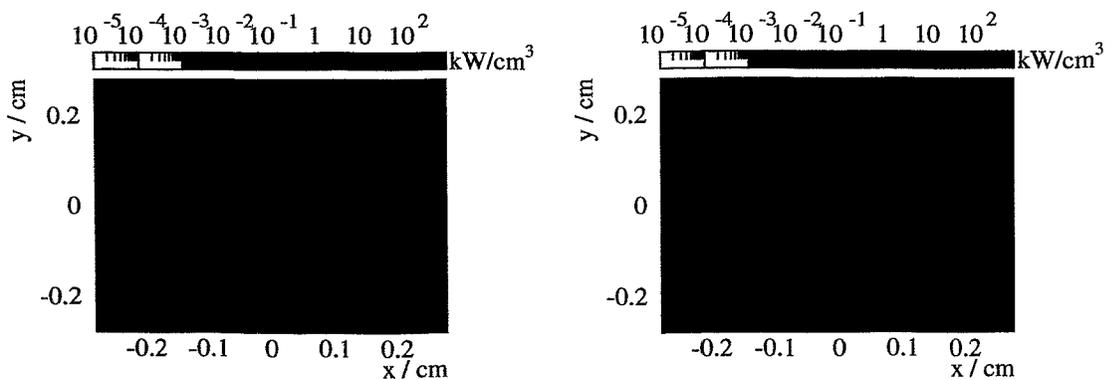


Abbildung 16: Leistungsdichte-Verteilungen im Quecksilber : xy -Ebene; links : z -Abschnitt; im Zentrum; rechts : z -Abschnitt bei ca. 1 cm.

Mit den Gittergrenzen werden die einzelnen Teilvolumina (Δx , Δy , Δz) beschrieben, wobei die äußeren Gittergrenzen mit den Materialgrenzen übereinstimmen. Die Gitterstrukturen aller vier betrachteten Abschnitte sind in Tab. 4 zusammengestellt. In der Variante mit einer 0,3 mm dicken Kanalwand müssen die Werte 0,33 in der Tabelle durch 0,31 ersetzt werden.

Achse	Bereich [cm]	Anzahl der Abschnitte	Breite je Abschnitt [mm]
Quadrant im flüssigen Metall			
x	-0,28 < x < 0,28	20	$\Delta x = 0,28$
y	0 < y < 0,28	10	$\Delta y = 0,28$
z	0 < z < 1,00	50	$\Delta z = 0,20$
Wand-Quadrant (Strahleintritt)			
x	-0,33 < x < -0,28	5	$\Delta x = 0,10$
y	0 < y < 0,28	20	$\Delta y = 0,14$
z	0 < z < 1,00	50	$\Delta z = 0,20$
Wand-Quadrant (Strahlaustritt)			
x	0,28 < x < 0,33	5	$\Delta x = 0,10$
y	0 < y < 0,28	20	$\Delta y = 0,14$
z	0 < z < 1,00	50	$\Delta z = 0,20$
Wand-Quadrant (Seite)			
x	-0,33 < x < 0,33	20	$\Delta x = 0,33$
y	0,28 < y < 0,33	5	$\Delta y = 0,10$
z	0 < z < 1,00	50	$\Delta z = 0,20$

Tabelle 4: Gitterstruktur zur Berechnung der Leistungsdichte- bzw. der Temperatur-Verteilung im Neutronen-Radiator für $s=0,5$ mm

4 Temperaturverteilung im Neutronen-Radiator

Zur Berechnung der Geschwindigkeitsverteilung im Fluid (flüssiges Metall) sowie der Temperaturverteilung in Fluid und Beryllium-Wand wurde der FE-Code FIDAP 8.6 der Firma Fluent Inc. [FIDAP] verwendet. Die volumetrischen Wärmequellen im Fluid und in der Beryllium-Wand wurden mit dem Teilchentransportprogramm FLUKA berechnet (s. Kapitel 3) und als Belastung in das CFD-Modell übernommen. Der Radiator-Kanal wurde mit abgerundeten Ecken modelliert. Die Länge des Kanals wurde mit 12 cm (s. Abb. 6) angenommen. Aufgrund der Strahl- und Radiator-Symmetrie wurde in y-Richtung nur die Hälfte des Kanals gerechnet.

Die Rechnungen wurden in zwei Schritten durchgeführt:

1. Die Einströmphase ($-6 \text{ cm} < z < -1 \text{ cm}$) wurde mit einem separaten Gitter einmalig (für jede mittlere Geschwindigkeit v_F) gerechnet. Hier handelt es sich um eine reine hydrodynamische Berechnung. Das Geschwindigkeitsprofil am Ende dieses Teil-Kanals wurde als Anfangsprofil für die eigentliche Rechnung im Gebiet ($-1 \text{ cm} < z < 6 \text{ cm}$) verwendet.
2. Im zweiten Teil-Kanal ($-1 \text{ cm} < z < 6 \text{ cm}$) wurde die vom Elektronenstrahl verursachte Leistungsdichteverteilung als Wärmequelle für die thermische Simulation eingesetzt.

Bei den Teil-Rechnungen wurde das Standard-k- ϵ -Turbulenzmodell verwendet.

Neben der Kühlung der Beryllium-Wand mit Blei wurde auch der Einsatz von Quecksilber betrachtet, wobei jeweils von einer Wand-Dicke von 0,5 mm und einer Strömungsgeschwindigkeit von $v_F = 5 \text{ m/s}$ ausgegangen wurde. Die Ergebnisse dieser beiden Varianten (Rechnung-Nr. 2 und 3) sind in Tabelle 5 zusammengefasst und in den Abbildungen 17 bis 20 dargestellt.

Analoge Rechnungen (Rechnung-Nr. 1) mit einer Kanalwand aus Stahl ergaben Wandtemperaturen größer 1500°C , was zum Schmelzen der Wand führen würde (s. auch Tab. 6).

Nr	Fluid	q_{maxW} [kW/cm ³]	q_{maxF} [kW/cm ³]	T_{maxW} [°C]	T_{outF} [°C]	Nr. der Abb.
2	Pb	38,66	240,64	533	445 ... 460	17 ,18
3	Hg	39,80	331,49	165	59 ... 89	19 ,20

Tabelle 5: Ergebnisse der thermo-fluiddynamischen Berechnungen für Blei-Kühlung ($T_{in}(Pb) = 395^\circ\text{C}$) und Quecksilber-Kühlung ($T_{in}(Hg) = 16^\circ\text{C}$).

Die maximale Wand-Temperatur T_{maxW} wird immer an der Innenseite des Kanals im Bereich der Mitte des auftreffenden Strahls bei ($x = -0,28 \text{ cm}$, $y = 0$, $z = 0$) erreicht. Die Temperatur des Fluids am Ausgang des Kanals T_{outF} bei $z = 6 \text{ cm}$ ist abhängig von der Fluid-Geschwindigkeit v_F und der Eintrittstemperatur T_{in} .

Bei der Bewertung der thermischen Belastungen ist u.a. der Abstand der maximalen Temperatur zum Siedepunkt des jeweiligen Fluids zu beachten. Quecksilber siedet bei ca. 360°C und Blei bei ca. 1750°C . Obwohl das absolute Temperaturniveau bei der Quecksilber-Kühlung wegen der geringeren Eintrittstemperatur deutlich niedriger ist ($T_{in}(Hg) = 16^\circ\text{C}$, $T_{in}(Pb) = 395^\circ\text{C}$), ergibt sich mit Blei-Kühlung ein deutlich größerer Sicherheitsabstand zum Siedepunkt.

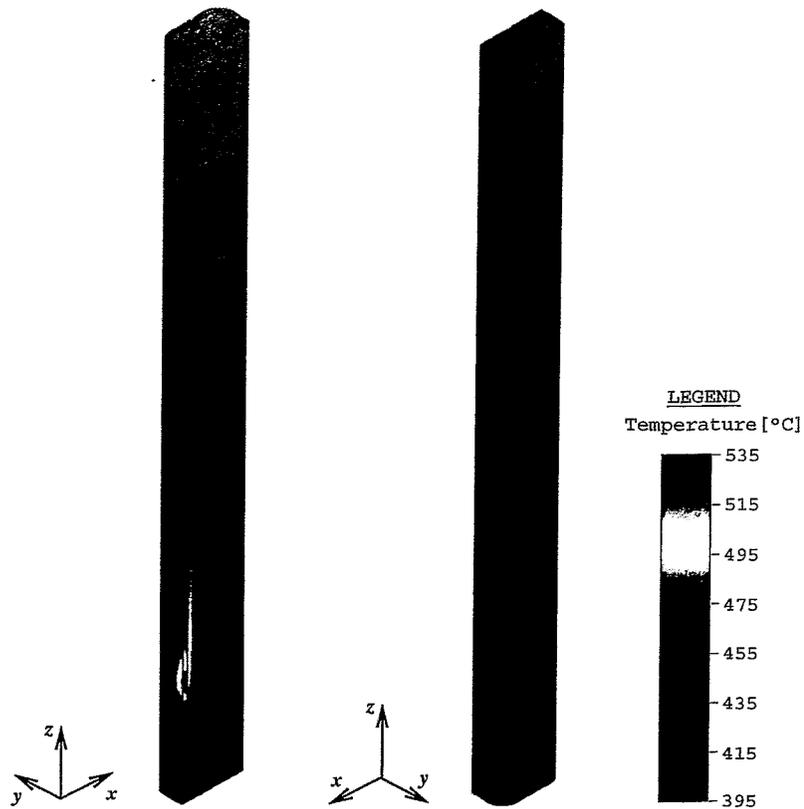


Abbildung 17: Temperaturverteilungen [°C] im Blei und in der Beryllium-Wand ($s=0,5\text{ mm}$) für zwei Ansichten (links : Strahleintritt; rechts : Strahlaustritt) bei $v_F = 5\text{ m/s}$.

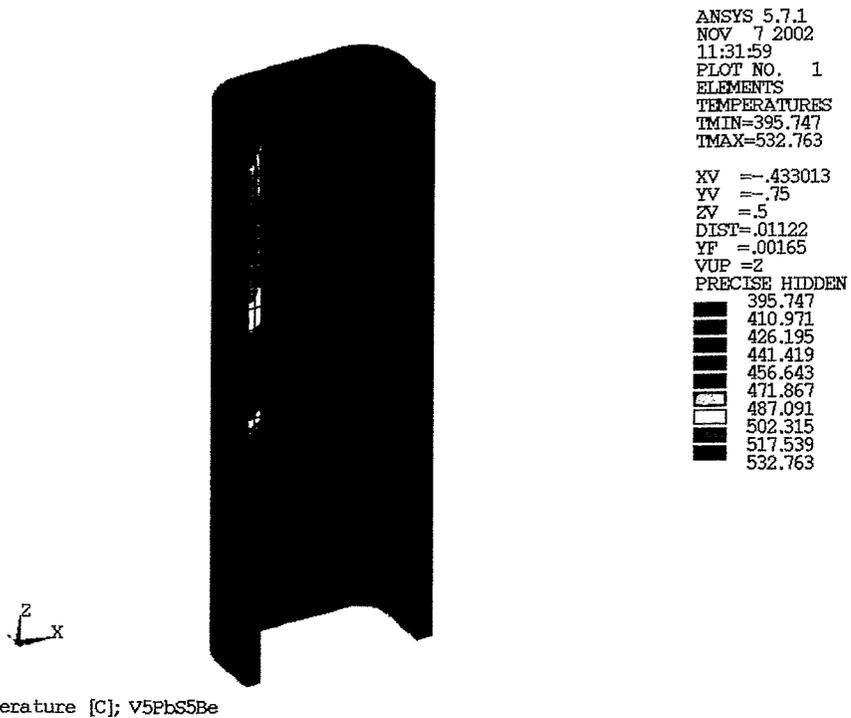


Abbildung 18: Temperaturverteilung [°C] in der Beryllium-Wand bei Blei-Kühlung; Wand-Dicke 0,5 mm; mittlere Strömungsgeschwindigkeit 5 m/s.

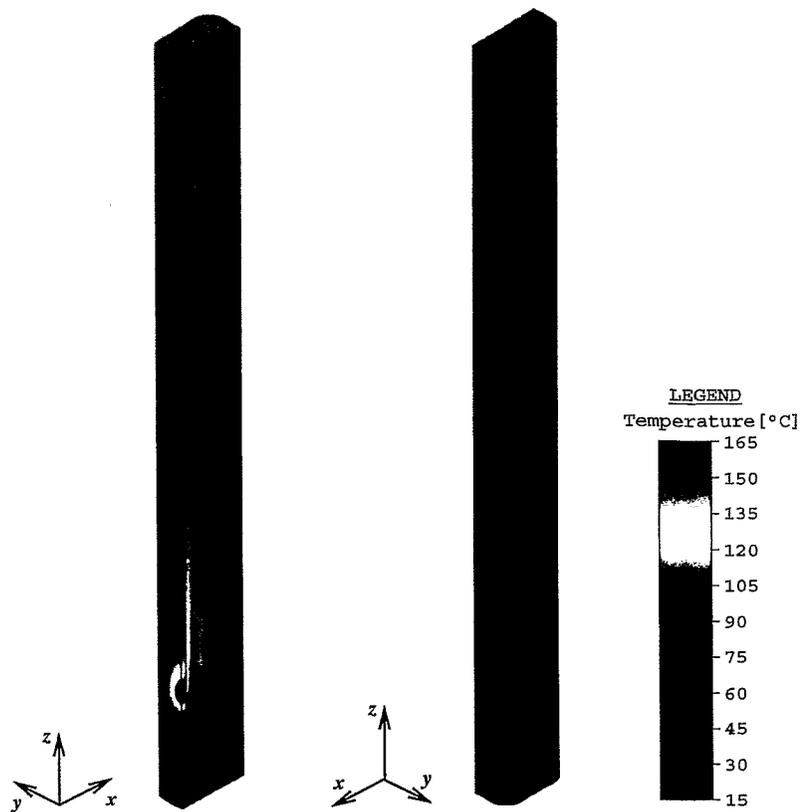


Abbildung 19: Temperaturverteilung [°C] im Quecksilber und in der Beryllium-Wand ($s=0,5\text{ mm}$) für zwei Ansichten (links : Strahleintritt; rechts : Strahlaustritt) bei $v_F = 5\text{ m/s}$.

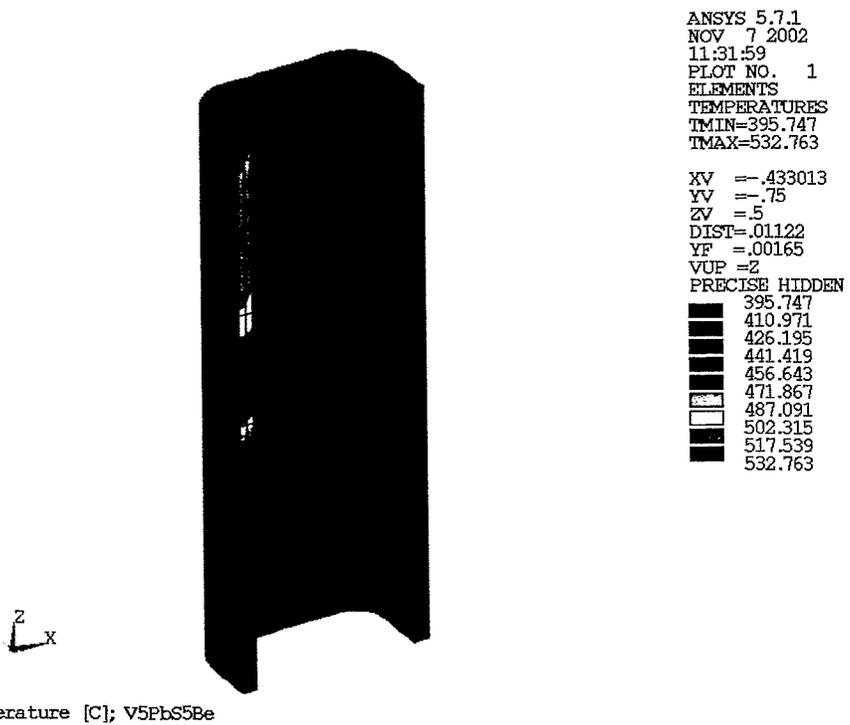


Abbildung 20: Temperaturverteilung [°C] in der Beryllium-Wand bei Quecksilber-Kühlung; Wand-Dicke $0,5\text{ mm}$; mittlere Strömungsgeschwindigkeit 5 m/s .

5 Spannungen und Dehnungen im Beryllium-Kanal

Für die mechanischen Rechnungen wurde der FE-Code ANSYS 5.7 [ANSYS] verwendet. Das Modell umfasst nur die Kanalwand des Neutronen-Radiators. Die Temperaturfelder wurden aus den FIDAP-Rechnungen (vgl. Kapitel 4) importiert. Die Materialeigenschaften von Beryllium wurden aus [Esp59] entnommen. Für den Elastizitätsmodul E und den Ausdehnungskoeffizienten α wird eine lineare Temperaturabhängigkeit angenommen.

Elastizitätsmodul :

$$E = 280 \text{ GPa (bei } T = 20^\circ\text{C)} \dots 245 \text{ GPa (bei } T = 900^\circ\text{C)}$$

Thermischer Ausdehnungskoeffizient :

$$\alpha = 11.5 \cdot 10^{-6} \text{ (bei } T = 20^\circ\text{C)} \dots 18.8 \cdot 10^{-6} \text{ (bei } T = 900^\circ\text{C)}$$

Querkontraktionszahl :

$$\nu = 0.3 \text{ (konstant)}$$

Die relevanten Eigenschaften für plastische Verformung sind die Fließspannung σ_F , die Bruchdehnung ε_B und die Bruchspannung σ_B . In Abb. 21 sind die Bruchspannung und die Bruchdehnung über der Temperatur dargestellt. Man erkennt, dass sich Beryllium bei Raumtemperatur sehr spröde verhält (Bruchdehnung ca. 2%). Für die Fließspannung sind in [Esp59] keine Angaben enthalten, daher wurde ein konstantes Streckgrenzenverhältnis von 1,4 angenommen ($\sigma_F = \sigma_B / 1,4$).

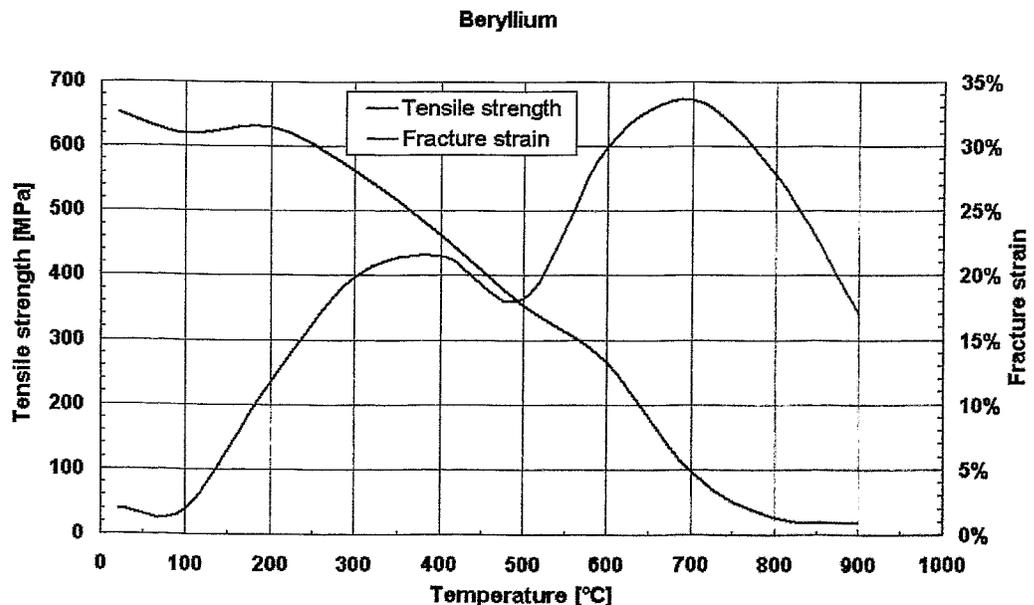


Abbildung 21: Zugfestigkeit und Bruchdehnung von Beryllium in Abhängigkeit von der Temperatur.

Abb. 22 zeigt zum Vergleich die Festigkeitseigenschaften von austenitischem Stahl.

1.4550 (X6 CrNiNb 18 10)

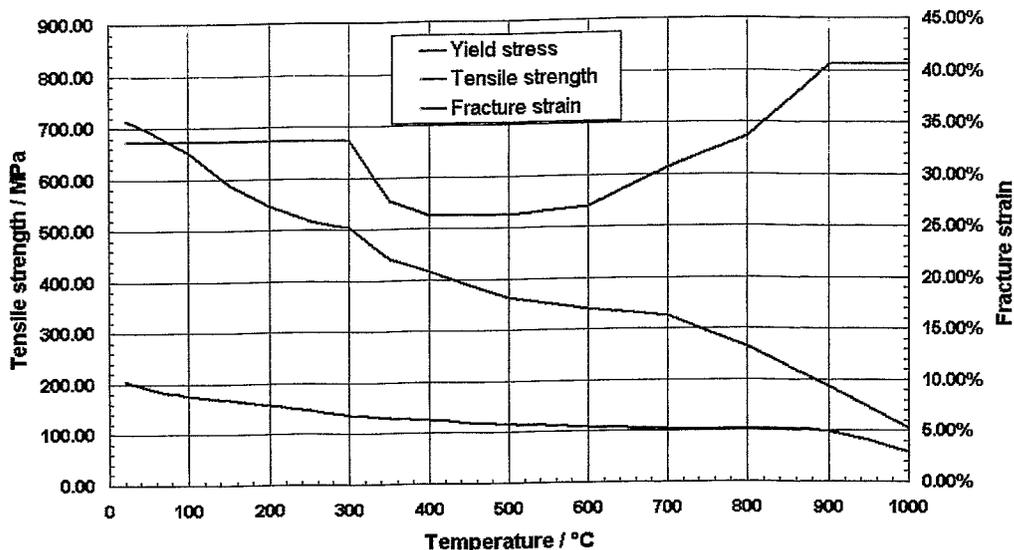


Abbildung 22: Zugfestigkeit, Streckgrenze und Bruchdehnung von austenitischem Stahl über der Temperatur.

Die Belastung der Kanalwand ergibt sich aus dem Temperaturfeld und dem Innendruck, für den ein konservativer Wert von 10 bar angenommen wurde, da konkrete Auslegungswerte für den Kühlkreislauf noch nicht vorliegen. Ausgehend von den Temperaturfeldern der verschiedenen Materialvarianten aus Kapitel 4 wurden elastisch-plastische Rechnungen durchgeführt. Es wurde angenommen, dass keine global behinderte Wärmedehnung auftritt, d.h. dass sich der Kanal (Wand-Dicke $s = 0,5 \text{ mm}$) in axialer Richtung ungehindert ausdehnen kann.

In Tab.6 sind die Ergebnisse der Rechnungen zusammengefasst. Neben Beryllium wurde auch Stahl als Material für die Kanalwand in Betracht gezogen. Aufgrund der Wechselwirkung des Elektronenstrahls mit dem Stahl (Volumenheizung) treten Temperaturen oberhalb des Schmelzpunktes auf. Auch bei höheren Fluidgeschwindigkeiten kann der Kanal aus Stahl nicht ausreichend gekühlt werden, so dass Stahl als Material für die Kanalwand ausscheidet. Die beiden anderen Varianten aus Tab.6 sind aus mechanischer Sicht vertretbar.

Nr	Wand	Fluid	v_F [m/s]	T_{maxW} [°C]	ΔT_{maxW} [K]	σ_{max} [MPa]	ϵ_{pl}	$\frac{\epsilon_{equ}^{pl}}{\epsilon_{frac}^{pl}(RT)}$
1	Stahl	Pb	2	> 1500	-	-	-	-
2	Be	Pb	5	533	137	224	0,0016	0,08
3	Be	Hg	5	165	145	288	0,0	0,0

Tabelle 6: Gegenüberstellung von Spannungen und Dehnungen in verschiedenen Wand-Materialien des Neutronen-Radiators mit Wand-Dicke $s = 0,5 \text{ mm}$.

Die Spalte σ_{max} gibt die maximale von-Mises-Vergleichsspannung und die Spalte ε_{pl} gibt die maximale plastische Vergleichsdehnung an. Bei der Vergleichsspannung bzw. der Vergleichsdehnung handelt es sich um skalare Größen, die aus allen Komponenten des Spannungs- bzw. Dehnungstensors gebildet werden. Die Vergleichsspannung entspricht bei plastischer Verformung der aktuellen Fließspannung des Materials (abhängig von der Temperatur und der bereits erlittenen Dehnung). Sie kann maximal die Zugfestigkeit erreichen (vgl. Abb. 21).

Maßgeblich für die Materialschädigung ist die plastische Vergleichsdehnung. Als repräsentatives Beanspruchungsmaß wurde in der letzten Spalte der Tabelle 6 die maximale plastische Vergleichsdehnung auf die Bruchdehnung bei Raumtemperatur bezogen. Dieser Quotient muss kleiner als eins sein, damit ein Materialversagen bei einer einmaligen Beanspruchung ausgeschlossen werden kann. Berücksichtigt man, dass mehrere Lastzyklen auftreten werden, spielt auch die Materialermüdung eine Rolle. Aus der Sicht einer möglichst langen Lebensdauer sind die Varianten 2 und 3 günstig. Wegen des niedrigen Siedepunktes von Quecksilber scheidet die Variante 3 allerdings aus (s. auch Kapitel 4).

In den Abbildungen 23 bis 26 sind ausgewählte Ergebnisse der elastisch-plastischen Rechnungen (Spannungen und plastische Dehnung sowie die Verformung) für eine Bleikühlung (Variante Nr. 2) dargestellt .

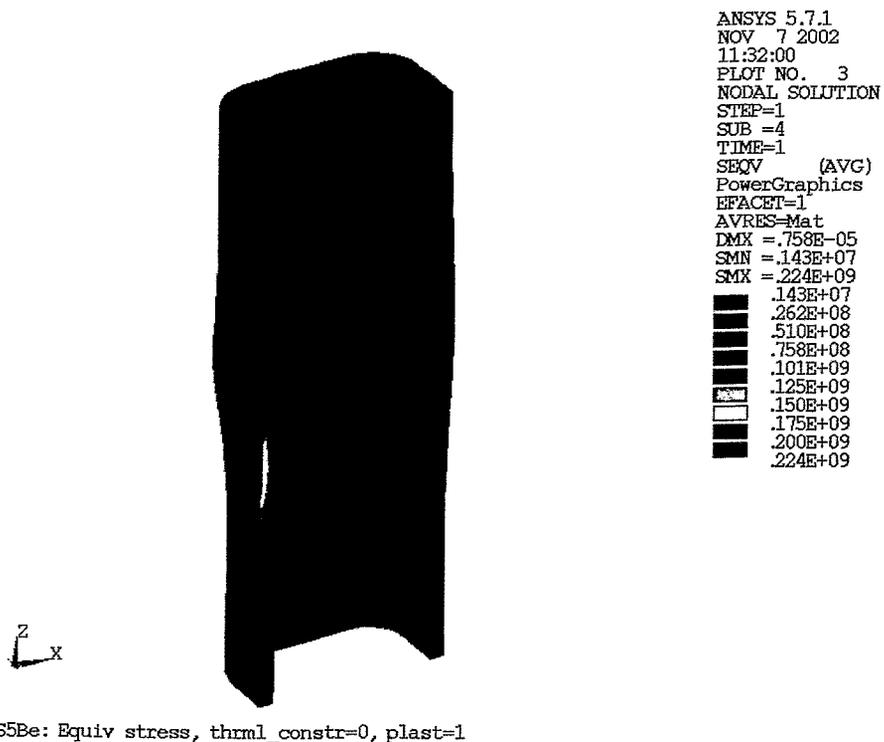
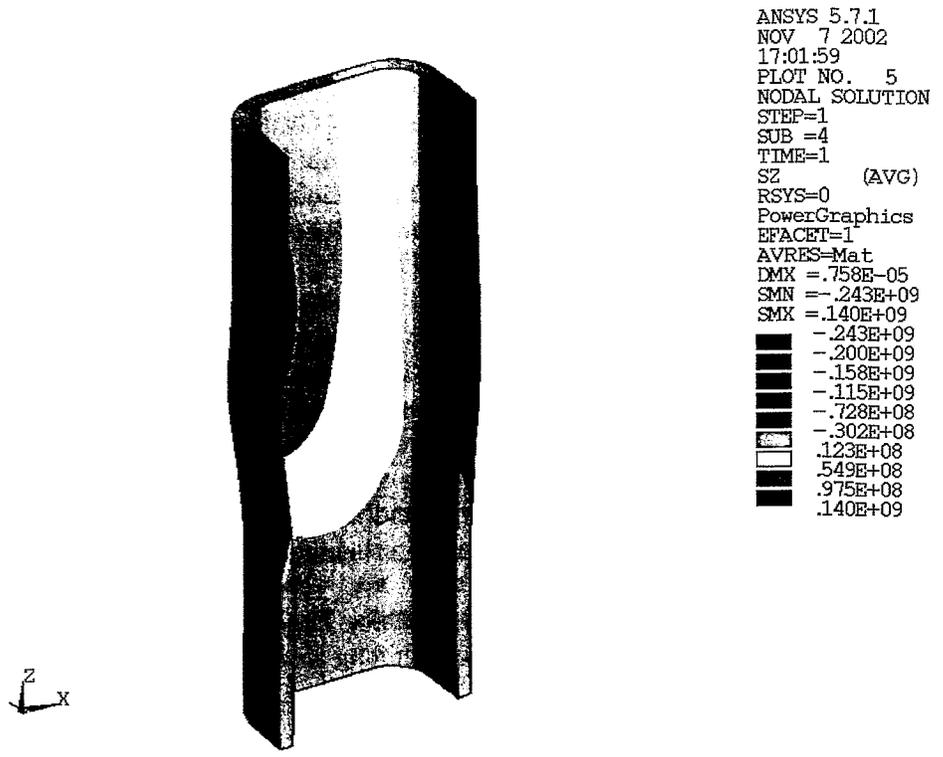
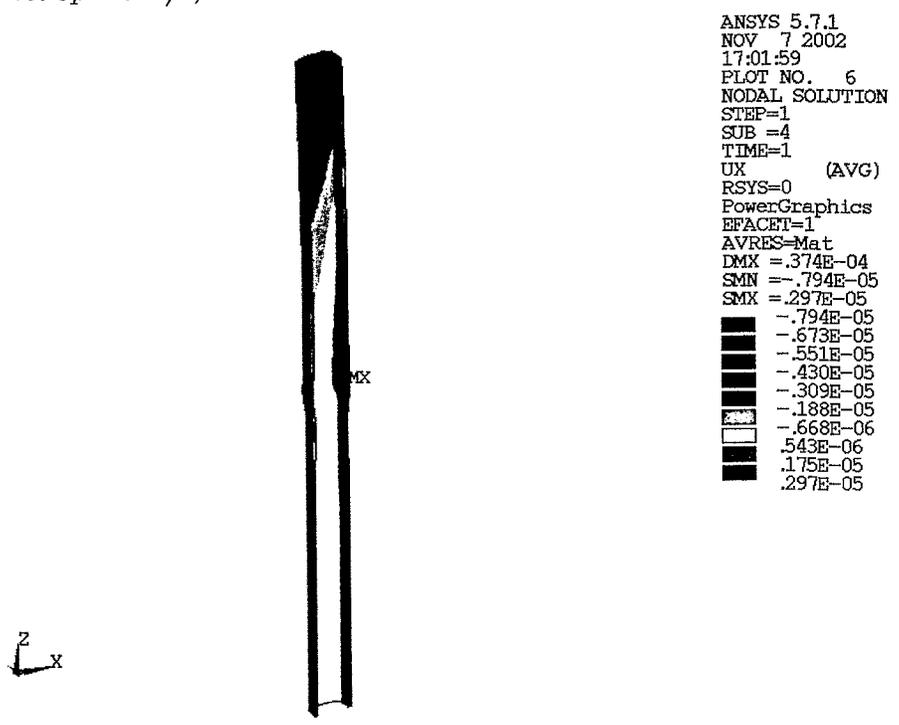


Abbildung 23: Vergleichsspannung [Pa] in der Beryllium-Wand ($s = 0,5 \text{ mm}$) für Bleikühlung bei $v_F = 5 \text{ m/s}$.



V5PbS5Be: Axial stress, thml_constr=0, plast=1

Abbildung 24: Axiale Spannung [Pa] in der Beryllium-Wand ($s = 0,5 \text{ mm}$) für Blei-Kühlung bei $v_F = 5 \text{ m/s}$; .



V5PbS5Be: Displ, thml_constr=0, plast=1

Abbildung 25: Radiale Verschiebung u_r [m] in der Beryllium-Wand ($s = 0,5 \text{ mm}$) für Blei-Kühlung bei $v_F = 5 \text{ m/s}$.

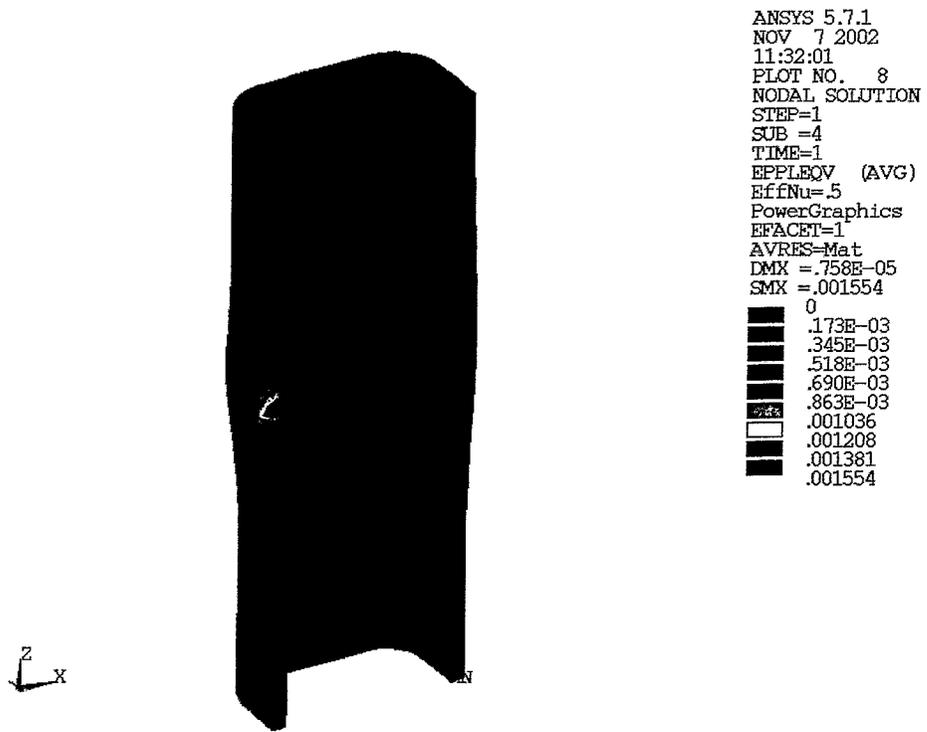


Abbildung 26: *Plastische Vergleichsdehnung [-] in der Beryllium-Wand des Blei-Radiators; Rechnung Nr. 2 bei $v_F = 5 \text{ m/s}$; $s = 0,5 \text{ mm}$.*

6 Teilchenflüsse

Im Neutronen-Radiator werden nach Wechselwirkung der gepulsten Elektronen mit dem Radiator-Material Photonen, Sekundärelektronen und Neutronen produziert. Für Experimente mit gepulsten Neutronen wird ein möglichst großer Neutronenfluss am Messplatz benötigt. Photonen und Sekundärelektronen sollten dabei weitgehend diskriminiert werden. Die Neutronen werden fast senkrecht zum Elektronenstrahl ausgekoppelt und erreichen nach einer bestimmten Flugstrecke das Reaktions-Target am Messplatz. Dieses Kapitel beinhaltet die Ergebnisse der berechneten Teilchenflüsse direkt nach Verlassen des Neutronen-Radiators sowie der zu erwartenden Teilchenflüsse am Messplatz. Für die Rechnungen wurden die Teilchentransport-Programme FLUKA und MCNP genutzt. Die Ergebnisse von Rechnungen mit den beiden Programmen werden in Kapitel 6.1 verglichen.

6.1 Teilchenflüsse am Neutronen-Radiator

Betrachtet wurden die beiden in den vorhergehenden Kapiteln beschriebenen Varianten des Neutronen-Radiators mit Beryllium-Kanalwand und flüssigem Blei bzw. Quecksilber. Ausgehend von der Geometrie des Radiators in Abb. 10, wurden mit dem Programm FLUKA zuerst die Fluenzen basierend auf den Spurlängen in der Beryllium-Wand berechnet. Nach Multiplikation der Fluenz mit der Elektronenstromstärke erhält man den Teilchenfluss. Der Elektronenstrahl wurde mit einem Strahlradius von $r_b = 0,15$ cm angenommen und trifft in x-Richtung auf den Radiator. Die Radiator-Höhe (z-Richtung) wurde in diesen Rechnungen stark eingeschränkt. Gewählt wurde der Bereich $(-0,33 \text{ cm} < z < 0,33 \text{ cm})$, welcher der Radiator-Breite bzw. -Tiefe entspricht. In den Abb. 27 und 28 sind die integralen zweidimensional-ortsabhängigen Teilchenfluenzen für Neutronen, Photonen und Elektronen im Beryllium-Kanal für Blei- und Quecksilber-Kühlung dargestellt. Die Kanalwand wurde in drei Teilabschnitte unterteilt: A - die Wandseite, auf welche der Elektronenstrahl trifft; B - die Wandseite, an welcher der Elektronenstrahl in Strahlrichtung austritt und C: die rechte bzw. linke seitliche Kanalwand. Jede Wandseite (Wand-Dicke $s = 0,5$ mm) wurde in 6×6 Teilmengen von $V_i = 0,11 \text{ cm} \cdot 0,11 \text{ cm} \cdot 0,05 \text{ cm} = 0,000605 \text{ cm}^3$ unterteilt. Die Fluenz der Elektronen in Wandseite A zeigt den Eintritt des Elektronenstrahls.

Für den Blei-Radiator sind in Tab. 7 die integralen Teilchenfluenzen im Beryllium-Kanal zusammengestellt, welche sich aus Abb. 27 ergeben.

Wandseite	Fluenz $[(\text{cm}^2 \text{ e}^-)^{-1}]$		
	n	γ	e^-
A Eintritt des Elektronenstrahls	$5,72 \cdot 10^{-4}$	0,37	2,46
B Austritt des Elektronenstrahls	$1,05 \cdot 10^{-3}$	7,63	1,42
C rechte bzw. linke Seitenwand	$6,48 \cdot 10^{-4}$	1,45	0,39

Tabelle 7: Teilchenfluenzen in drei Seiten des Beryllium-Kanals bei fließendem Blei für $E_0 = 30 \text{ MeV}$ und $r_b = 0,15 \text{ cm}$.

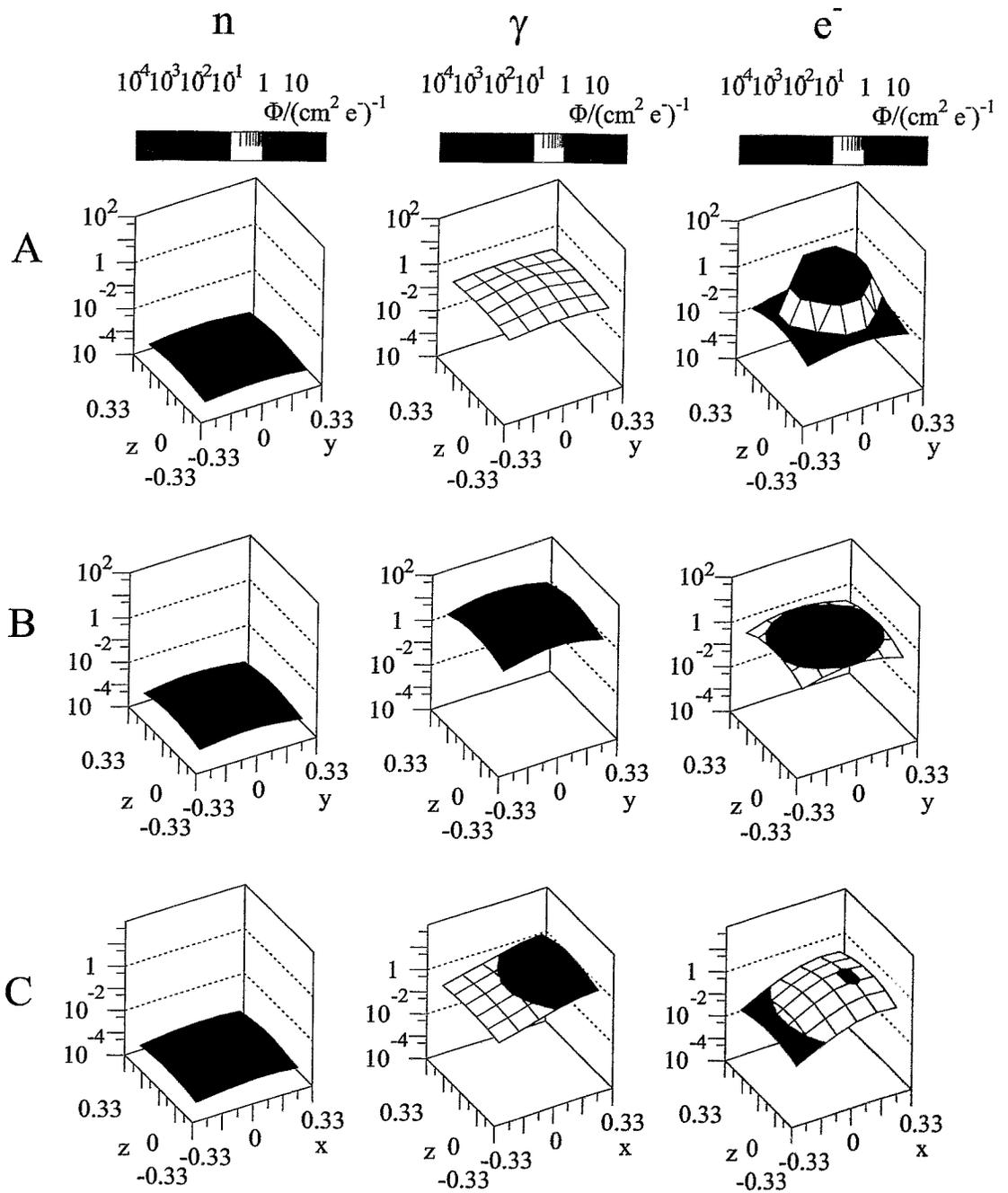


Abbildung 27: Verteilungen der Fluenzen für Neutronen, Photonen und Elektronen im Beryllium-Kanal des Blei-Radiators bei $E = 30 \text{ MeV}$ und $r_b = 0,15 \text{ cm}$;
 A: Kanalwand in der yz -Ebene ($-0,33 \text{ cm} < x < -0,28 \text{ cm}$): Strahl-Eintritt;
 B: Kanalwand in der yz -Ebene ($0,28 \text{ cm} < x < 0,33 \text{ cm}$): Strahl-Austritt;
 C: rechte seitliche Kanalwand in der xz -Ebene ($-0,33 \text{ cm} < y < -0,28 \text{ cm}$): Richtung zur Flugzeitmessstrecke.

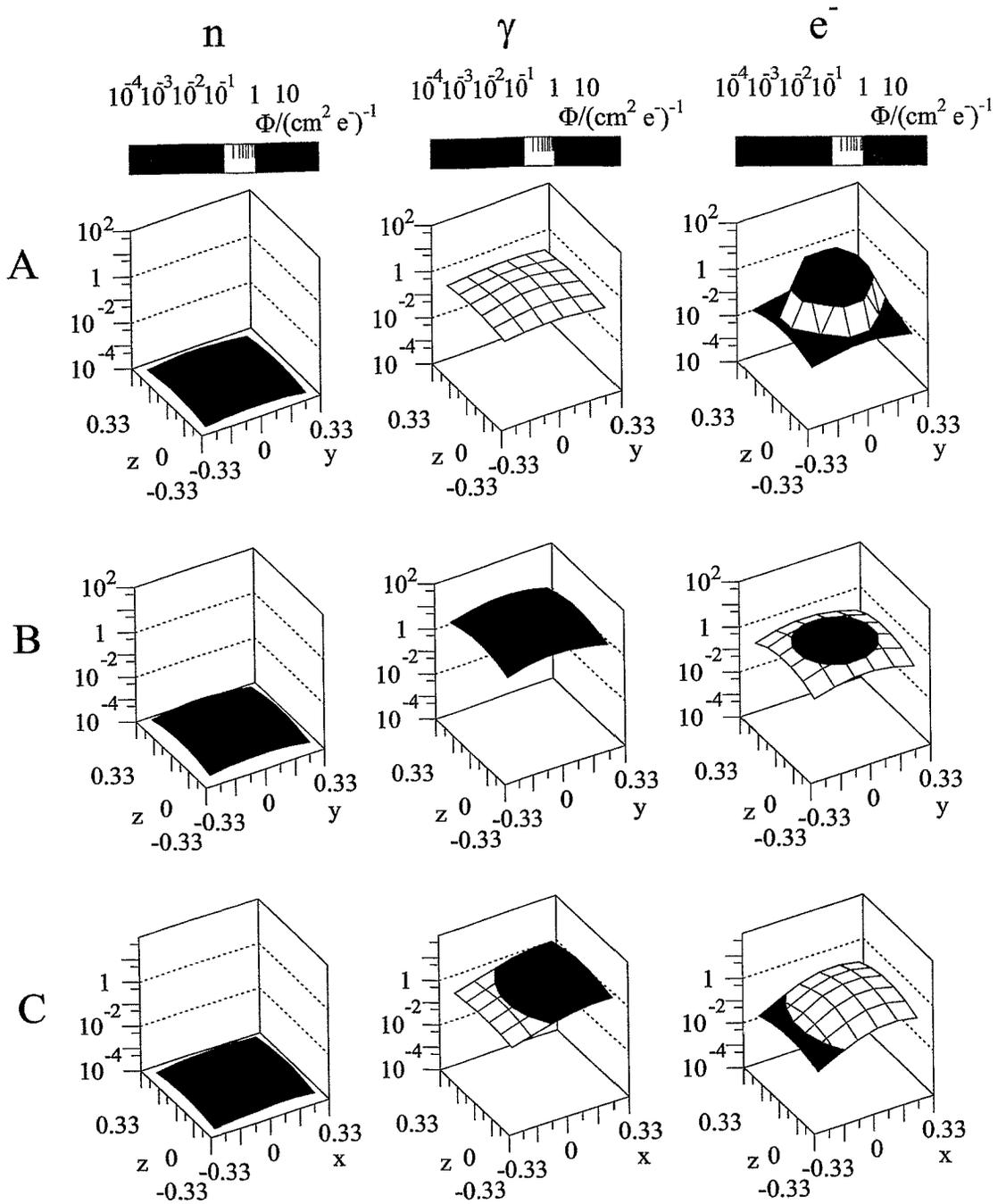


Abbildung 28: Verteilungen der Fluenzen für Neutronen, Photonen und Elektronen im Beryllium-Kanal des Quecksilber-Radiators bei $E = 30 \text{ MeV}$ und $r_b = 0,15 \text{ cm}$;
 A: Kanalwand in der yz -Ebene ($-0,33 \text{ cm} < x < -0,28 \text{ cm}$): Strahl-Eintritt;
 B: Kanalwand in der yz -Ebene ($0,28 \text{ cm} < x < 0,33 \text{ cm}$): Strahl-Austritt;
 C: rechte seitliche Kanalwand in der xz -Ebene ($-0,33 \text{ cm} < y < -0,28 \text{ cm}$): Richtung zur Flugzeitmessstrecke.

Weiterhin wurden die Fluenzspektren der emittierten Teilchen entlang der Höhe (z-Achse) des Beryllium-Kanals im Bereich ($0 \text{ cm} < z < 3 \text{ cm}$) berechnet. Die Höhen-Abschnitte 1 bis 7 werden begrenzt durch die z-Koordinaten: 0 mm; 1,5 mm (entspricht dem Strahlradius r_b); 3 mm; 5 mm; 10 mm; 15 mm; 20 mm und 30 mm. Die schematische Darstellung der Unterteilung des Radiators ist in Abb. 29 gezeigt. Die Beryllium-Kanalwand wird wieder in die drei Seiten A (Strahleintritt), B (Strahlaustritt) und C (Seitenwand) zerlegt und für jeden Höhenabschnitt werden die Fluenzspektren (n , γ , e^-) berechnet. Diese Ergebnisse basieren auf der Berechnung der Teilchen-Fluenzen beim Verlassen der Beryllium-Wand. Die Fluenzen der Abschnitte 1 und 2 ($0 < z < 3 \text{ mm}$) stimmen gut mit den Werten aus Tab. 7 überein.

Für die Abschätzung der zu erwartenden Reaktionsraten am Messplatz ist die Kenntnis der Neutronen-Fluenz entscheidend. Aus diesem Grund wurden Vergleichsrechnungen zur Bestimmung der Fluenzen mit dem Programm MCNP4C2 [Bri93] durchgeführt. Die mit FLUKA und MCNP berechneten integralen Fluenzen wurden für jeden betrachteten Abschnitt und jede Wandseite in Tab. 8 zusammengestellt. Die Unterschiede in den Ergebnissen von FLUKA und MCNP werden an einem Beispiel in Abb. 30 dargestellt. Verglichen werden die Fluenz-Spektren der in Strahlrichtung (Kanalwand-Seite B) aus Abschnitt 1 ($0 \text{ mm} < z < 1,5 \text{ mm}$) emittierten Teilchen. Für die Photonen und die Elektronen kann eine recht gute Übereinstimmung festgestellt werden. Die Verteilungen der Neutronen-Fluenzen dagegen weichen in ihrer Form deutlich voneinander ab. Die mit den Programmen MCNP bzw. FLUKA berechneten Spektrformen für Neutronen bleiben entlang der Radiator-Höhe (z-Koordinate) unverändert.

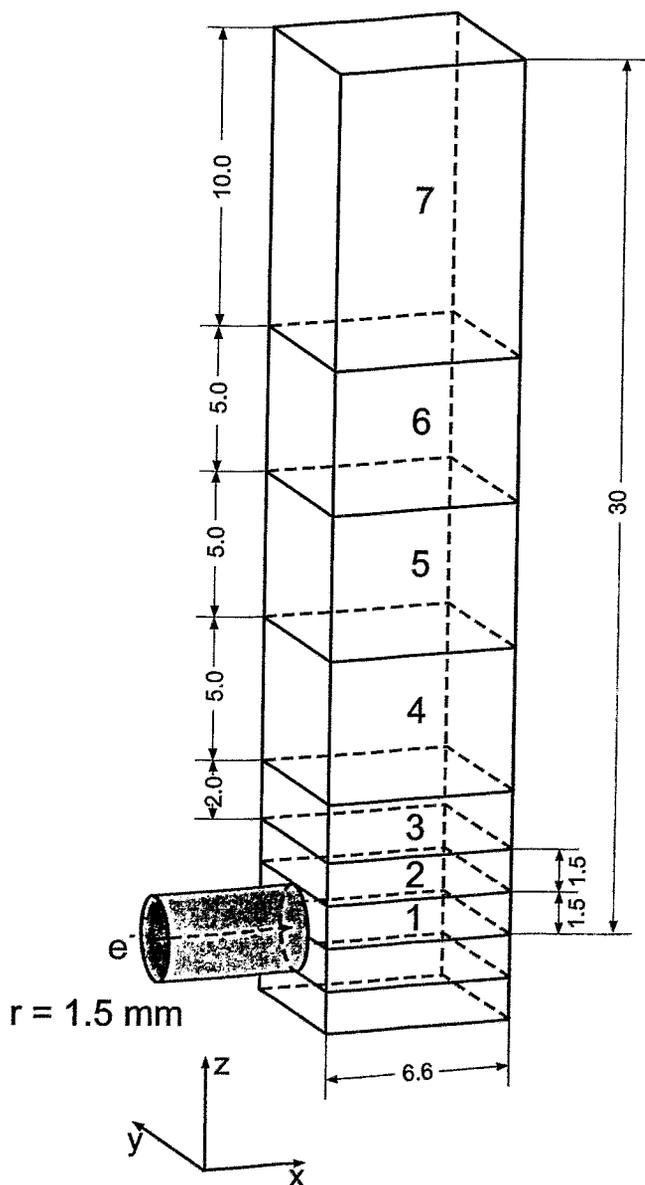


Abbildung 29: Horizontale Unterteilung des Neutronen-Radiators für Fluenzberechnungen; alle Maßangaben in Millimeter.

Seite	Nr.	Fluenz $[(\text{cm}^2 \text{e}^-)^{-1}]$					
		FLUKA			MCNP		
		n	γ	e^-	n	γ	e^-
A	1	$5,92 \cdot 10^{-4}$	$3,60 \cdot 10^{-1}$	$1,13 \cdot 10^{-1}$	$6,41 \cdot 10^{-4}$	$4,31 \cdot 10^{-1}$	$1,53 \cdot 10^{-1}$
	2	$4,39 \cdot 10^{-4}$	$2,77 \cdot 10^{-1}$	$4,12 \cdot 10^{-2}$	$4,76 \cdot 10^{-4}$	$3,36 \cdot 10^{-1}$	$6,24 \cdot 10^{-2}$
	3	$2,79 \cdot 10^{-4}$	$1,89 \cdot 10^{-1}$	$1,57 \cdot 10^{-2}$	$3,07 \cdot 10^{-4}$	$2,36 \cdot 10^{-1}$	$2,78 \cdot 10^{-2}$
	4	$1,30 \cdot 10^{-4}$	$9,16 \cdot 10^{-2}$	$3,73 \cdot 10^{-3}$	$1,45 \cdot 10^{-4}$	$1,15 \cdot 10^{-1}$	$6,55 \cdot 10^{-3}$
	5	$5,03 \cdot 10^{-5}$	$3,28 \cdot 10^{-2}$	$4,78 \cdot 10^{-4}$	$5,76 \cdot 10^{-5}$	$4,18 \cdot 10^{-2}$	$8,15 \cdot 10^{-4}$
	6	$2,41 \cdot 10^{-5}$	$1,39 \cdot 10^{-2}$	$1,68 \cdot 10^{-4}$	$2,89 \cdot 10^{-5}$	$1,78 \cdot 10^{-2}$	$2,70 \cdot 10^{-4}$
	7	$1,06 \cdot 10^{-5}$	$5,09 \cdot 10^{-3}$	$6,62 \cdot 10^{-5}$	$1,34 \cdot 10^{-5}$	$6,68 \cdot 10^{-3}$	$1,03 \cdot 10^{-4}$
B	1*	$1,07 \cdot 10^{-3}$	10,3	1,72	$1,10 \cdot 10^{-3}$	9,52	1,74
	2	$7,37 \cdot 10^{-4}$	5,04	0,98	$7,80 \cdot 10^{-4}$	4,79	1,01
	3	$4,09 \cdot 10^{-4}$	1,83	$3,36 \cdot 10^{-1}$	$4,46 \cdot 10^{-4}$	1,83	$3,62 \cdot 10^{-1}$
	4	$1,57 \cdot 10^{-4}$	$4,11 \cdot 10^{-1}$	$4,03 \cdot 10^{-2}$	$1,79 \cdot 10^{-4}$	$4,42 \cdot 10^{-1}$	$4,68 \cdot 10^{-2}$
	5	$5,22 \cdot 10^{-5}$	$7,96 \cdot 10^{-2}$	$2,06 \cdot 10^{-3}$	$6,37 \cdot 10^{-5}$	$9,36 \cdot 10^{-2}$	$2,66 \cdot 10^{-3}$
	6	$2,44 \cdot 10^{-5}$	$2,68 \cdot 10^{-2}$	$4,27 \cdot 10^{-4}$	$3,06 \cdot 10^{-5}$	$3,22 \cdot 10^{-2}$	$6,94 \cdot 10^{-4}$
	7	$1,01 \cdot 10^{-5}$	$8,81 \cdot 10^{-3}$	$1,06 \cdot 10^{-4}$	$1,35 \cdot 10^{-5}$	$1,07 \cdot 10^{-2}$	$1,72 \cdot 10^{-4}$
C	1	$6,58 \cdot 10^{-4}$	1,47	0,44	$7,07 \cdot 10^{-4}$	1,55	0,50
	2	$5,03 \cdot 10^{-4}$	1,01	0,26	$5,47 \cdot 10^{-4}$	1,09	0,30
	3	$3,21 \cdot 10^{-4}$	$5,54 \cdot 10^{-1}$	$1,01 \cdot 10^{-1}$	$3,53 \cdot 10^{-4}$	$6,17 \cdot 10^{-1}$	$1,23 \cdot 10^{-1}$
	4	$1,42 \cdot 10^{-4}$	$1,91 \cdot 10^{-1}$	$1,47 \cdot 10^{-2}$	$1,58 \cdot 10^{-4}$	$2,21 \cdot 10^{-1}$	$1,96 \cdot 10^{-2}$
	5	$5,18 \cdot 10^{-5}$	$5,04 \cdot 10^{-2}$	$1,09 \cdot 10^{-3}$	$5,97 \cdot 10^{-5}$	$6,05 \cdot 10^{-2}$	$1,45 \cdot 10^{-3}$
	6	$2,43 \cdot 10^{-5}$	$1,89 \cdot 10^{-2}$	$2,54 \cdot 10^{-4}$	$2,93 \cdot 10^{-5}$	$2,36 \cdot 10^{-2}$	$4,02 \cdot 10^{-4}$
	7	$1,05 \cdot 10^{-5}$	$6,58 \cdot 10^{-3}$	$7,69 \cdot 10^{-5}$	$1,38 \cdot 10^{-5}$	$8,43 \cdot 10^{-3}$	$1,30 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 8: Teilchenfluenzen an der Oberfläche von drei Seiten des Beryllium-Kanals für 7 Höhen-Abschnitte des Radiators bei $E_0 = 30 \text{ MeV}$ und $r_b = 0,15 \text{ cm}$; * : Spektren s. Abb. 30.

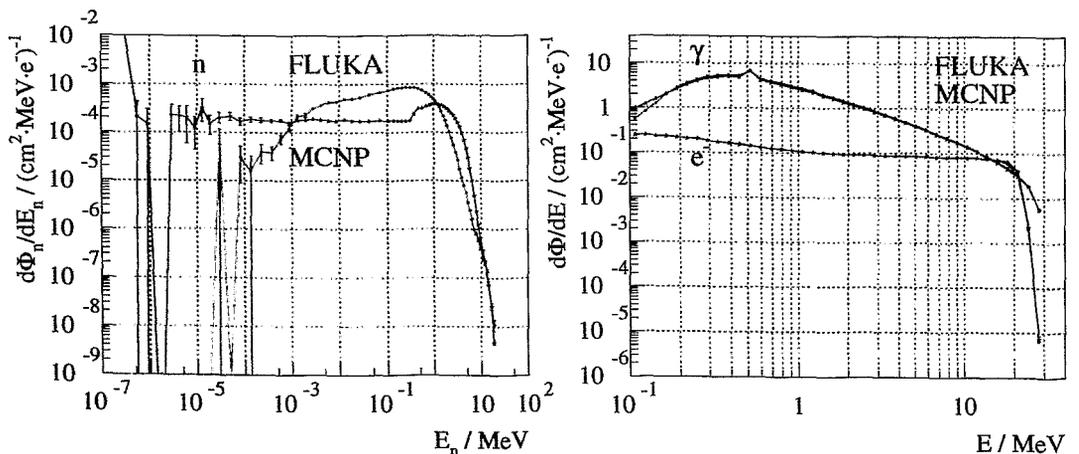


Abbildung 30: Vergleich der Fluenz-Verteilungen der in Strahlrichtung emittierten Teilchen im Zentrum des Radiators, berechnet mit FLUKA (rot) und MCNP (blau); links: Neutronen und rechts: Photonen und Elektronen; $E_0 = 30 \text{ MeV}$ und $r_b = 0,15 \text{ cm}$.

Die einzelnen Spektren der Teilchenfluenzen, berechnet mit dem Programm FLUKA, sind in Abb. 31 dargestellt.

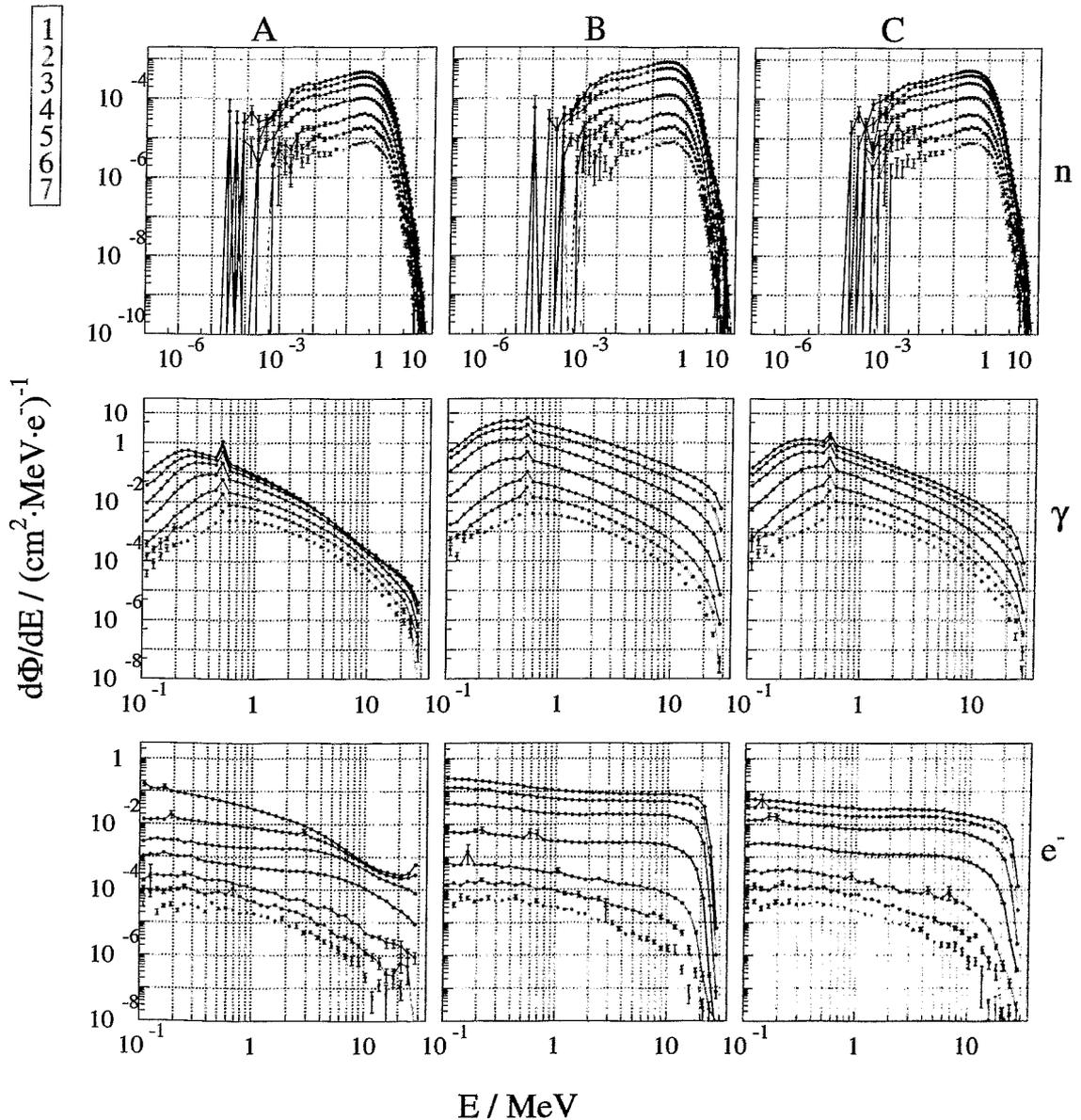


Abbildung 31: Ortsabhängige Verteilungen der Fluenzen für Neutronen, Photonen und Elektronen aus dem Beryllium-Kanal des Blei-Radiators bei $E = 30 \text{ MeV}$ und $r_b = 0,15 \text{ cm}$;

in jedem Histogramm sind die Spektren der in Abb. 29 dargestellten 7 Höhen-Abschnitte enthalten; die Farblgende der Höhen-Abschnitte befindet sich in der oberen linken Ecke; die integralen Werte sind Tab. 8 zu entnehmen;

A : zurückgestreute Teilchen aus der yz -Ebene bei $x = -0,33 \text{ cm}$;

B : in Strahlrichtung emittierte Teilchen aus der yz -Ebene bei $x = 0,33 \text{ cm}$;

C : seitlich emittierte Teilchen aus der xz -Ebene bei $y = -0,33 \text{ cm}$.

6.2 Teilchenflüsse am Messplatz und Strahlungsuntergrund in der Flugzeitmessstrecke

Neutronen- und Photonenflüsse am Messplatz wurden mit dem Programm MCNP (Version MCNP4C2) [Bri93] berechnet. Dabei wurde immer als Teilchenquelle von einem monoenergetischen, homogenen, parallelen 30 MeV Elektronenstrahl mit kreisförmiger Querschnittsfläche und einem Durchmesser von 3 mm ausgegangen. Dieser Strahl trifft senkrecht auf den quaderförmigen Neutronen-Radiator mit einer Kantenlänge von 6,6 mm, davon 5,6 mm Fluid-Material und zweimal 0,5 mm Wand aus Beryllium. Der Neutronen-Radiator ist 1 m von der Betonwand entfernt, die sich zwischen dem Radiator und dem Messplatz befindet (s. Abb. 4, Abb. 37). Die Betonwand ist 2,40 m dick und besteht aus 1,20 m Normal- und 1,20 m Schwerbeton. Als Kollimatorkanal in der Betonwand wurde ein geschnittener gerader Kreiskegel betrachtet, dessen Öffnungswinkel maximal so groß gewählt wurde, dass nur die Punkte innerhalb dieses Kegels im Kanal den Neutronen-Radiator in der gesamten Breite sehen können. Es wird das in Kapitel 2 vereinbarte Koordinatensystem verwendet (s. Abb. 6), wobei der Ursprung in der Mitte des Neutronen-Radiators auf Höhe der Elektronenstrahlachse liegt. In den folgenden Rechnungen wurde ein Blei-Radiator angenommen mit flüssigem Blei als Radiator-Material bzw. Kühlmittel, welches in einem Beryllium-Kanal fließt.

Eine erste Rechnung A, nur mit einem 12 cm langen Blei-Radiator entsprechend Abb. 6, ergibt in 3,60 m Entfernung senkrecht zur Elektronenstrahlrichtung und zum Blei-Radiator, d.h. im Punkt $(x, y, z) = (0, -360, 0)$ cm, eine Neutronenfluenz von $\Phi_n = 7,938 \cdot 10^{-10} \text{ n (cm}^2 \cdot \text{e}^-)^{-1}$ (0,17 % relativer statistischer Fehler, d.h. die abgeschätzte Standardabweichung vom Mittelwert geteilt durch den Mittelwert, von nun an bezeichnet mit rsF). Dies entspricht bei einer Elektronenstromstärke von 1 mA einem Neutronenfluss von $\Psi_n = 4,95 \cdot 10^6 \text{ n (cm}^2 \cdot \text{s)}^{-1}$. Analog ergibt sich bei den Photonen für $I_{e^-} = 1 \text{ mA}$ ein Fluss von $\Psi_\gamma = 7,25 \cdot 10^9 \text{ } \gamma \text{ (cm}^2 \cdot \text{s)}^{-1}$ (1,52% rsF).

In einer zweiten Rechnung B wurden die Wände der Neutronenhalle mit einbezogen und eine konische Bohrung durch die Betonwand mit einem Eingangsradius von $r_1 = 1,5$ cm und einem Ausgangsradius von $r_2 = 4,73$ cm betrachtet, so dass 20 cm hinter der Betonwand, wo der Messplatz angenommen wird, der Target-Radius $r_T = 5$ cm beträgt. Es wurden die beiden Varianten B1: nur mit dem Blei-Radiator (12 cm Länge) und B2: mit dem Blei-Radiator vor einem vereinfachten Strahlfänger-Modell (s. Abb. 32) verglichen. Der Blei-Radiator ist dabei von einem Edelstahl-Rohr mit einem Innen-

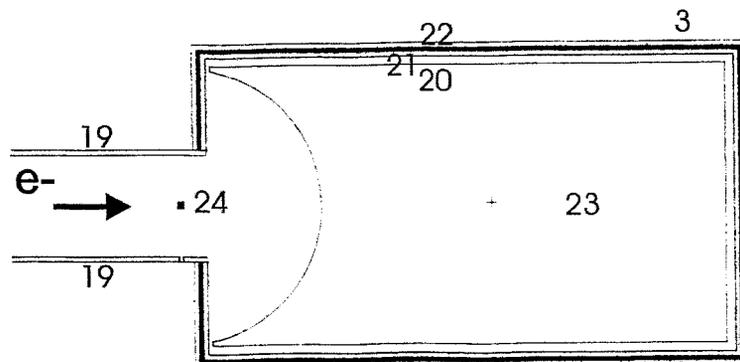


Abbildung 32: Erstes Strahlfänger-Modell für MCNP-Rechnung B2; die Nummern entsprechen einzelnen Regionen (s. auch Abb. 34).

radius von 6 cm und einer Dicke von 6 mm umgeben, das eine Öffnung zum Kollimator hin hat, welche genau der Fortsetzung des Kollimatorkeisegel entspricht. Der Strahlfänger besteht aus Graphit, einmal aus Reinstgraphit und einmal aus boriiertem Graphit (B4C). Er ist umgeben von zwei Edelstahlwänden, zwischen denen eine Wasserschicht liegt. Bei der Rechnung B1 (nur mit dem Blei-Radiator) beträgt die Neutronenfluenz im Punkt (0, -360, 0) cm (20 cm hinter der Betonwand auf der Mittelachse des Kollimators) $\Phi_n = 7,914 \cdot 10^{-10} \text{ n (cm}^2 \cdot \text{e}^-)^{-1}$ (0.13% rsF) und die Photonenfluenz $\Phi_\gamma = 1,06 \cdot 10^{-6} \gamma \text{ (cm}^2 \cdot \text{e}^-)^{-1}$ (1.18% rsF). Untersucht wurden die Beiträge aus den einzelnen Materialbereichen zu den Neutronen- und Photonenfluenzen. Die Fälle B2 des reinen und des boriierten Graphits zeigen keine signifikanten Unterschiede. In den Abb. 33 und 34 sind der energieabhängige Neutronenfluss, d.h. der Neutronenfluss pro Energieeinheit, für den Fall B1 (nur Radiator) bzw. B2 (Radiator mit Reinstgraphit-Strahlfänger-Modell) am Punkt (0, -360, 0) cm gezeigt. Die Maxima liegen bei zirka 1 MeV. Die größten Beiträge zum Neutronenfluss am Messplatz liefert der Blei-Radiator einschließlich der Beryllium-Wand. Daneben sind noch die Beiträge aus dem den Kollimator umgebenden Beton und aus dem Edelstahl in der Nähe des Radiators signifikant.

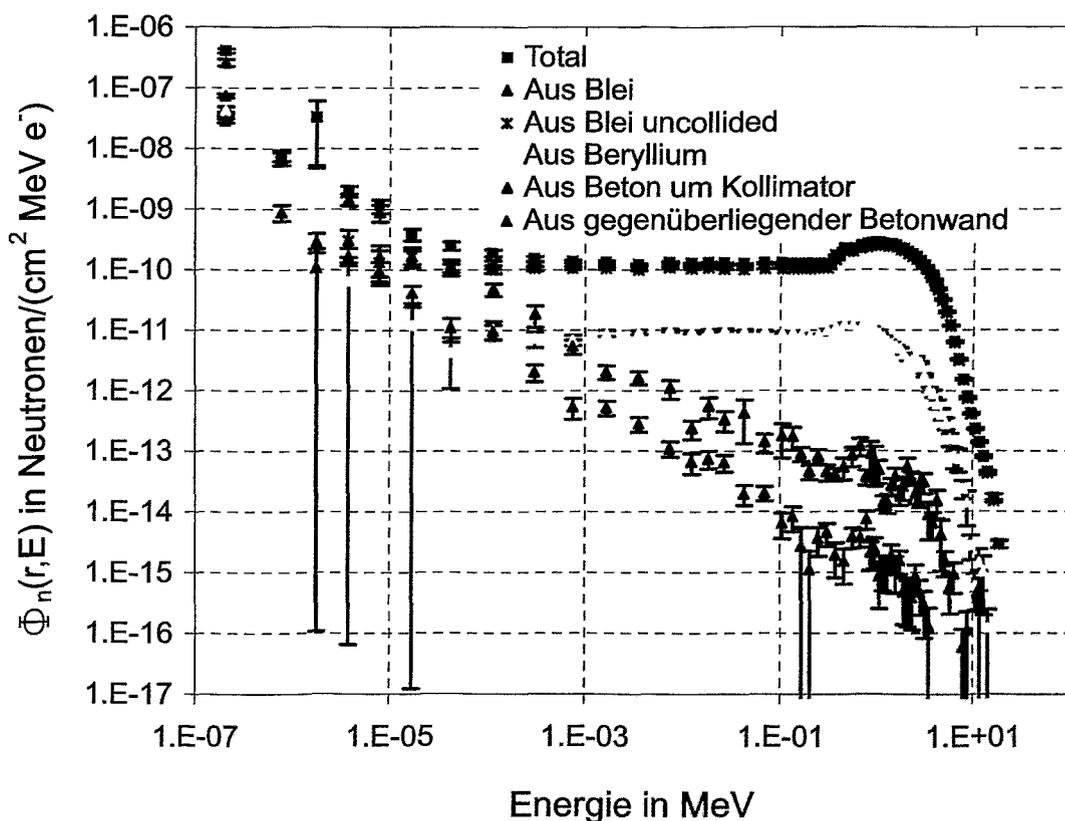


Abbildung 33: Neutronenfluenz $\Phi_n(r,E) [(cm^2 \cdot MeV \cdot e^-)^{-1}]$ im Mittelpunkt (0, -360, 0) cm der Target-Fläche am Messplatz im Falle B1 (Blei-Radiator ohne Strahlfänger) mit konischer Ausbohrung der Betonwand.

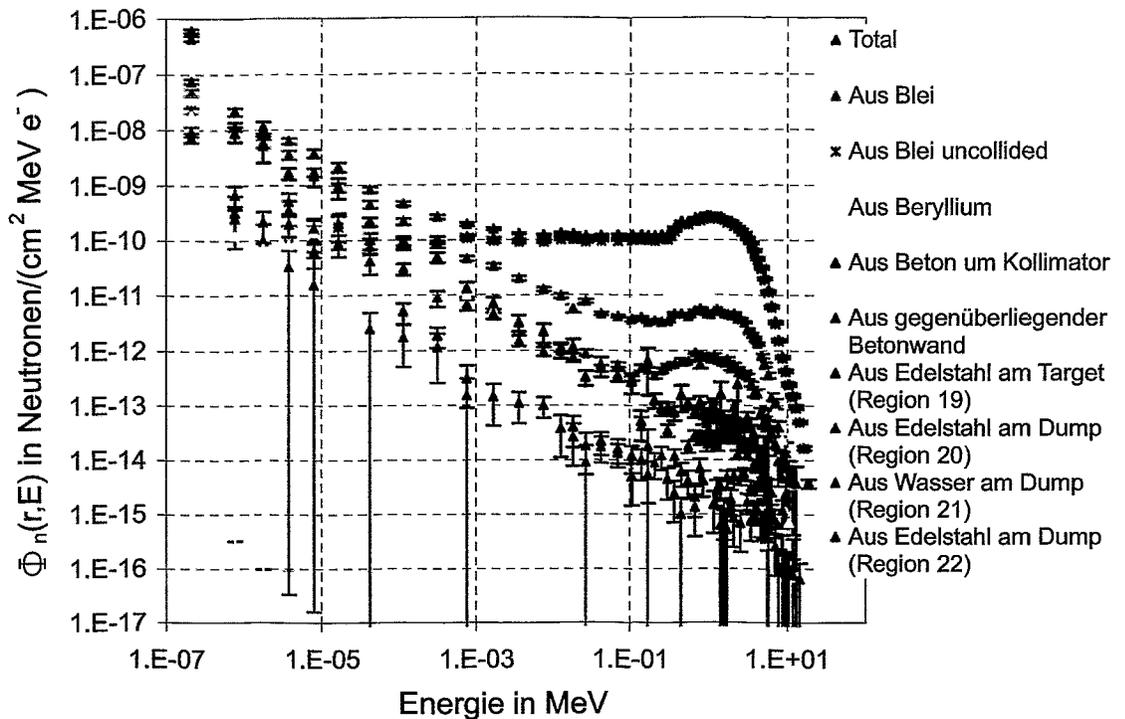


Abbildung 34: Neutronenfluenz $\Phi_n(r,E) [(cm^2 \cdot MeV \cdot e^-)^{-1}]$ im Mittelpunkt $(0, -360, 0) cm$ der Target-Fläche am Messplatz im Falle B2 (Blei-Radiator mit Reinstgraphit-Strahlfänger-Modell aus Abb. 32) mit konischer Ausbohrung der Betonwand.

Im Fall B2 (Blei-Radiator mit Reinstgraphit-Strahlfänger, s. Abb. 34) betragen

- die totale Fluenz

$$\Phi_n = 7,78 \cdot 10^{-10} \text{ n } (cm^2 \cdot e^-)^{-1} \text{ (0.18\% rsF),}$$

- der Beitrag aus dem Edelstahlrohr um den Radiator

$$\Phi_n = 1,723 \cdot 10^{-11} \text{ n } (cm^2 \cdot e^-)^{-1} \text{ (1.07\% rsF),}$$

- aus der äußeren Edelstahlwand des Strahlfängergehäuses

$$\Phi_n = 2,187 \cdot 10^{-12} \text{ n } (cm^2 \cdot e^-)^{-1} \text{ (2.36\% rsF),}$$

- aus dem Beton um den Kollimator

$$\Phi_n = 6,9 \cdot 10^{-13} \text{ n } (cm^2 \cdot e^-)^{-1} \text{ (9.81\% rsF) und}$$

- aus der dem Kollimator gegenüberliegenden Betonwand

$$\Phi_n = 1,18 \cdot 10^{-14} \text{ n } (cm^2 \cdot e^-)^{-1} \text{ (9.93\% rsF).}$$

Der Anteil aus dem Blei des Radiators ohne Beryllium-Kanal ist

$$\Phi_n = 7,383 \cdot 10^{-10} \text{ n } (cm^2 \cdot e^-)^{-1} \text{ (0.18\% rsF),}$$

wobei der Teil an Neutronen, der direkt aus dem Blei ohne einen Stoß zum Messpunkt gelangt,

$$\Phi_n = 6,87 \cdot 10^{-10} \text{ n } (cm^2 \cdot e^-)^{-1} \text{ (0,18\% rsF) beisteuert.}$$

Die Energiespektren der Einzelbeiträge zu den Neutronen am Target-Ort zeigen, dass der Prozentsatz an Neutronen, die am Messplatz gesehen werden und nicht aus dem Blei-Radiator stammen, zum thermischen Bereich hin zunimmt. Daher muss einerseits möglichst viel Material aus dem Blickfeld des Detektors am Messplatz genommen werden (z.B. möglichst dünne Edelstahlwand oder spezielle Fensterfolien am Radiator zur Kollimatorwand hin) und andererseits der thermische Untergrund (z.B. durch boriiertes Polyethylen am Kollimatoreingang) reduziert werden.

Um zu erfassen, welcher Bereich des Edelstahlrohres um den Blei-Radiator quantitativ zum Untergrund am Messplatz beiträgt, wurde das Rohr in 3 cm breite Ringe und die Kreisfläche in Schritten von $\Delta\alpha = 10^\circ$ unterteilt. Dabei zeigte sich, dass außerhalb des Bereiches $|x| \leq 4,5$ cm, $|\alpha| \leq 30^\circ$ oder $150^\circ \leq \alpha \leq 210^\circ$, wobei $\alpha = 0^\circ$ die Richtung entlang des Vektors $(0, -1, 0)$ senkrecht vom Radiator zum Kollimator hin bedeutet, die Anteile zu vernachlässigen sind. Dabei ist der Neutronenfluss aus der dem Kollimator entgegengesetzten Seite des Edelstahlrohres ($150^\circ \leq \alpha \leq 210^\circ$) nahezu gleich dem aus der dem Kollimator zugewandten Seite ($|\alpha| \leq 30^\circ$). D.h. es muss Material auf beiden Seiten reduziert werden. Die aktuelle Konstruktion sieht daher ein Edelstahlrohr entlang beider Seiten mit einem Innendurchmesser von 9,2 cm und dünne Fenster an beiden Enden vor (s. Abb. 2). Aufgrund der räumlichen Situation am Messplatz ist schräg in die Betonwand gebohrt worden (Abb. 2 und 4; $5,9^\circ$ zur Senkrechten), so dass möglicherweise noch Material an den Rändern der Fenster FE2 und FE3 (Abb. 2) entfernt werden muss. Grund ist wiederum das Prinzip, möglichst viel Material aus dem Blickfeld des Detektors am Messplatz zu nehmen und somit den Untergrund bei der Messung zu reduzieren.

Weiterhin wurde der zeitabhängige Neutronenfluss am Messplatz (20 cm hinter der Betonwand) berechnet. Dabei wurden die Elektronen alle zum Zeitpunkt $t=0$ gestartet, d.h. die Elektronenquelle entspricht einem monoenergetischen δ -Impuls. Bis zum Zeitpunkt $t=3 \cdot 10^{-7}$ s wurden Zeitintervalle von $\Delta t = 2 \cdot 10^{-8}$ s gewählt. Es wurden die gleichen Geometrien verwendet und die Fälle B1 (nur Radiator, s. Abb. 35) und B2 (Radiator mit Strahlfänger-Modell aus reinem Graphit, s. Abb. 36) betrachtet. Werden die für die Zeitintervalle berechneten Fluenzen durch die jeweilige Intervallbreite geteilt und diese Werte, d.h. die Flussmittelwerte, im Intervallmittelpunkt aufgetragen, liegt der maximale Neutronenfluss im Intervall $140 \text{ ns} < t < 160 \text{ ns}$ (Abb. 35, 36).

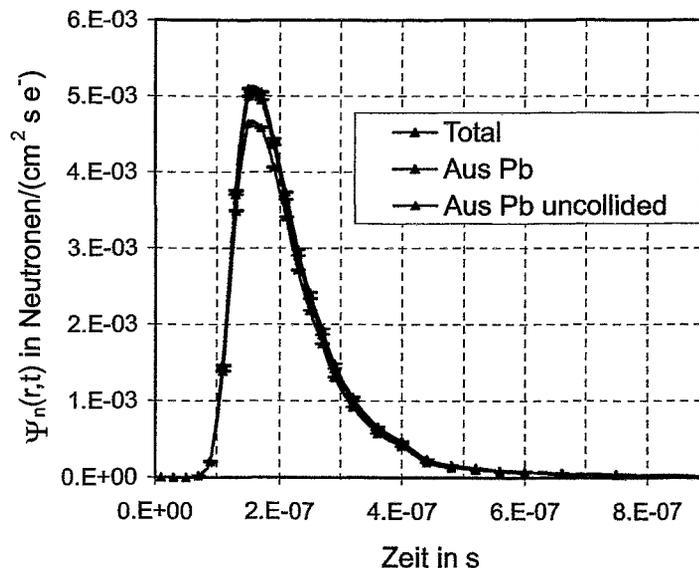


Abbildung 35: Neutronenfluss $\Psi_n(r,t)$ in Neutronen/(cm²·s·e⁻) im Mittelpunkt $(0, -360, 0)$ cm der Target-Fläche am Messplatz im Falle B1 (Blei-Radiator ohne Strahlfänger) mit konischer Ausbohrung der Betonwand im Zeitbereich $0 \text{ s} < t < 9 \cdot 10^{-7} \text{ s}$; Teilchenquelle: e^- - δ -Impuls zur Zeit $t=0$ mit der Energie $E = 30 \text{ MeV}$.

Für den Fall B1 (nur Radiator; s. Abb. 35) ergeben sich so bei $t = 150$ ns für

- den totalen Neutronenfluss $\Psi_n = 5,10 \cdot 10^{-3} \text{ n (cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{e}^-)^{-1}$ (0,13% rsF),
- den Neutronenfluss aus dem Blei $\Psi_n = 5,00 \cdot 10^{-3} \text{ n (cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{e}^-)^{-1}$ (0,06% rsF) und
- den Fluss direkt aus dem Blei ohne Stoß $\Psi_n = 4,64 \cdot 10^{-3} \text{ n (cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{e}^-)^{-1}$ (0,05% rsF).

Die entsprechenden Werte für den Fall B2 (Radiator mit Graphit-Strahlfänger-Modell; s. Abb. 36) bei $t = 150$ ns sind etwas kleiner, und zwar für

- den totalen Neutronenfluss $\Psi_n = 5,02 \cdot 10^{-3} \text{ n (cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{e}^-)^{-1}$ (0,15% rsF),
- den Neutronenfluss aus dem Blei $\Psi_n = 4,80 \cdot 10^{-3} \text{ n (cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{e}^-)^{-1}$ (0,13% rsF) und
- den Fluss direkt aus dem Blei ohne Stoß $\Psi_n = 4,47 \cdot 10^{-3} \text{ n (cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{e}^-)^{-1}$ (0,12% rsF).

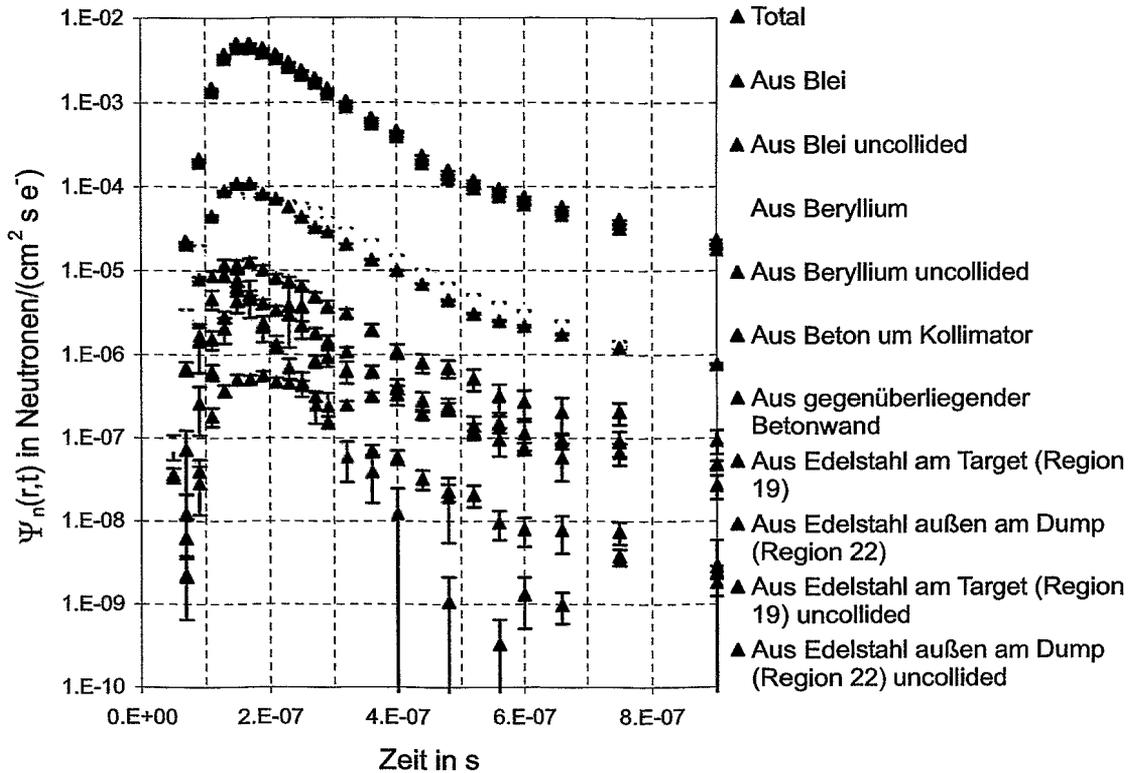


Abbildung 36: Neutronenfluss $\Psi_n(r,t)$ in Neutronen/ $(\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{e}^-)$ im Mittelpunkt $(0, -360, 0)$ cm der Target-Fläche am Messplatz im Falle B2 (Radiator mit Reinstgraphit-Strahlfänger-Modell aus Abb. 32) mit konischer Ausbohrung der Betonwand im Zeitbereich $0 \text{ s} < t < 9 \cdot 10^{-7} \text{ s}$; Teilchenquelle: e^- - δ -Impuls zur Zeit $t = 0$ mit der Energie $E = 30 \text{ MeV}$.

Für den Fall B2 (Radiator mit Graphit-Strahlfänger-Modell) zeigt die logarithmische Darstellung des zeitabhängigen Neutronenflusses in Abb. 36 einen deutlich höheren Untergrund aus dem Edelstahl und dem den Kollimator umgebenden Material (hier Beton) als der weiter unten betrachtete Fall (Abb. 39).

Bei der angenommenen Frequenz der gepulsten Elektronenquelle von 13 MHz ergibt sich ein Pulsabstand von zirka 77 ns. Daher könnte bei diesen Parametern nicht jeder Elektronenpuls verwertet werden. Eine angenommene Ladung von 77 pC pro Puls ergibt aber gerade eine Elektronenstromstärke von 1 mA. Will man den Pulsabstand vergrößern, ist es derzeit nicht möglich, die Ladung pro Puls zur Kompensation zu

erhöhen. Die Pulslänge liegt unter 10 ps.

Bisher wurde von einem keiskegelförmigen Kollimator in der 2,40 m dicken Betonwand ausgegangen mit einem Eingangsradius von $r_1 = 1,5$ cm und einem Ausgangsradius von $r_2 = 4,73$ cm, d.h. 5 cm Radius am Messplatz (20 cm hinter der Betonwand). Die Bohrungen wurden allerdings zylinderförmig ausgeführt (s. Abb. 4, 5), auch um mittels eines Strahlverschlusses in der Bohrung die Dosisleistung im Messraum bei Experimenten in der Neutronenhalle zu reduzieren, bei denen der Kollimator nicht benötigt wird.

In ersten Rechnungen vor der Ausführung der Bohrarbeiten wurden zwei verschiedene Fälle senkrecht in die Betonwand betrachtet, der erste mit den Radien 12,5 cm, 6 cm und 4,73 cm und den dazugehörigen Längen 45 cm, 16 cm und 179 cm und der zweite mit den Radien 12,5 cm, 6 cm und 4 cm und denselben Längen. Die Radien der ausgeführten schrägen Bohrung in die Wand betragen 12,5 cm, 6 cm und 5 cm mit den Längen 54 cm, 16 cm und 110 cm (Abb. 5). Bei den beiden Modell-Bohrungen wurde am Kollimatorbeginn ein Einsatz aus Polyethylen (PE) betrachtet, einmal boriert und einmal unboriert. Der Einsatz ist 61 cm lang und ist keiskegelförmig ausgebohrt, so dass der fortgesetzt gedachte Keiskegel am Kollimatorausgang genau den Bohrungsradius von $r_2 = 4$ cm, bzw. 4,73 cm hat. Der Radius am Kollimatoreingang ist so gewählt, dass am Messplatz derselbe Bereich vom Blei-Radiator gesehen wird wie bisher betrachtet, d.h. $r_1 = 1,285$ cm bzw. wiederum $r_1 = 1,5$ cm.

Bei der Rechnung B1 (nur Radiator) konnten nun die drei Kollimator-Modelle verglichen werden. Bei den totalen Flüssen und den Beiträgen aus dem Blei-Radiator zeigten sich keine signifikanten Unterschiede. Mit dem Einsatz des Polyethylens konnte der Beitrag aus dem den Kollimator umgebenden Material allerdings reduziert werden. Dies betrifft insbesondere den thermischen Untergrund. Bei dem Fall der konischen Ausbohrung der Betonwand beträgt bei gleicher Elektronenquelle wie vorher ($e^- - \delta$ -Impuls) die Fluenz am Messplatz im Punkt (0, -360, 0) cm aus dem den Kollimator umgebenden Beton von $0 < t < \infty$ $\Phi_n = 3,62 \cdot 10^{-13} \text{ n (cm}^2 \cdot \text{e}^-)^{-1}$ (10,67% rsF), im Fall PE-Füllung mit $r_1 = 1,5$ cm und $r_2 = 4,73$ cm aus dem PE $\Phi_n = 2,29 \cdot 10^{-13} \text{ n (cm}^2 \cdot \text{e}^-)^{-1}$ (6,71% rsF), im Fall PE-Füllung mit $r_1 = 1,285$ cm und $r_2 = 4$ cm $\Phi_n = 1,4 \cdot 10^{-13} \text{ n (cm}^2 \cdot \text{e}^-)^{-1}$ (7,79% rsF) und im Fall borierte PE-Füllung mit $r_1 = 1,5$ cm und $r_2 = 4,73$ cm $\Phi_n = 1,04 \cdot 10^{-13} \text{ n (cm}^2 \cdot \text{e}^-)^{-1}$ (11,82% rsF). Die Kollimatorradien von $r_2 = 4$ cm und $r_2 = 4,73$ cm entsprechen einem Target-Radius am Messplatz von $r_T = 4,16$ cm und $r_T = 5$ cm.

Der Neutronenfluss am Messplatz wurde mit einer detaillierten Darstellung des Neutronen-Radiators, Strahlfängergehäuses mit Kühlsystem, Graphitabsorbers ($\hat{=}$ Beam dump) und der Kollimatoröffnung berechnet (Abb. 37). Der Kollimatorkanal ist wieder ein geschnittener Keiskegel mit $r_1 = 1,095$ cm und $r_2 = 2,84$ cm, so dass am Messplatz 20 cm hinter der Betonwand bei (-60, -360, 0) cm der Target-Radius $r_T = 3$ cm beträgt. Die Kollimatoröffnung wurde gerade so groß gewählt, dass lediglich der Neutronen-Radiator im Blickfeld des Kollimators steht. Durch die Ausblendung anderer Konstruktionskomponenten wird der Untergrund gestreuter Neutronen am Target-Ort reduziert. Der Durchmesser des Rossendorfer Silizium Detektors RoSib des Instituts für Kern- und Hadronenphysik beträgt zum Beispiel ca. 5 cm. Dieser "Silizium-Ball" soll für (n,p)- und (n, α)-Reaktionen verwendet werden. Der Rest der schräg durch die Wand geführten Bohrung ist mit boriertem Polyethylen ausgefüllt. Es wurden Rechnungen sowohl mit Luft in der Neutronenhalle, im Kollimator und am Messplatz als auch mit Vakuum durchgeführt.

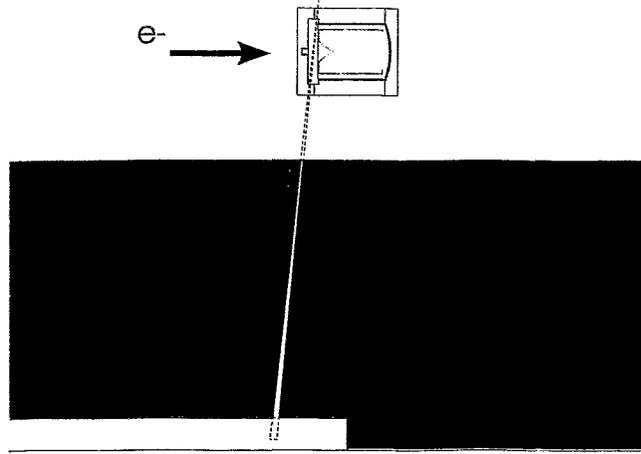


Abbildung 37: Detaillierter MCNP-Geometrie-Input für das Neutronen-Produktions-target mit Kollimator durch die Betonwand; gestrichelte Linie: fortgesetzt gedachter Kreiskegel bis zum Messplatz; Schnittebene $z = 0$.

Die in Abb.38 dargestellten Ergebnisse beider Rechnungen zeigen keine großen Unterschiede. Der totale Neutronenfluss und der Neutronenfluss aus dem Blei am Punkt $(-60, -360, 0)$ cm bei $t = 150$ ns betragen i) im Fall mit Luft $\Psi_n = 4,72 \cdot 10^{-3} \text{ n (cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{e}^-)^{-1}$ (0,27% rsF) und $\Psi_n = 4,63 \cdot 10^{-3} \text{ n (cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{e}^-)^{-1}$ (0,27% rsF) und ii) im Fall ohne Luft entsprechend $\Psi_n = 4,85 \cdot 10^{-3} \text{ n (cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{e}^-)^{-1}$ (0,13% rsF) und $\Psi_n = 4,76 \cdot 10^{-3} \text{ n (cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{e}^-)^{-1}$ (0,13% rsF).

Zum Vergleich betragen die entsprechenden Werte im obigen Fall B1 (nur Radiator, s. Abb. 35): $\Psi_n = 5,1 \cdot 10^{-3} \text{ n (cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{e}^-)^{-1}$ (0,13% rsF) bzw. $\Psi_n = 5,0 \cdot 10^{-3} \text{ n (cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{e}^-)^{-1}$ (0,06% rsF).

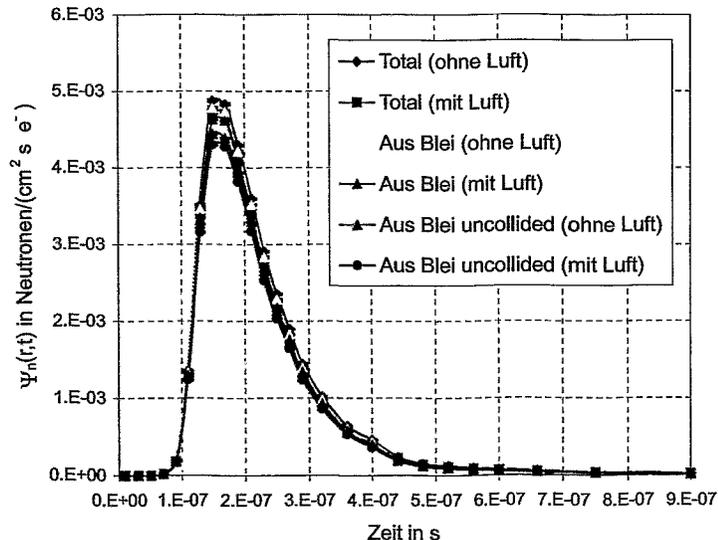


Abbildung 38: Neutronenfluss $\Psi_n(r,t)$ in Neutronen/ $(\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{e}^-)$ am Messplatz bei $(-60, -360, 0)$ cm für das Modell aus Abb.37 im Zeitbereich $0 \text{ s} < t < 9 \cdot 10^{-7} \text{ s}$ für die Fälle Luft bzw. Vakuum in der Neutronenhalle, im Kollimator und am Messplatz; Teilchenquelle: e^- - δ -Impuls zur Zeit $t = 0$ mit der Energie $E = 30 \text{ MeV}$.

Auf der gesamten Target-Fläche ist der Neutronenfluss nahezu konstant. Im Fall ohne Luft zum Beispiel fallen die totalen Flusswerte bei $t = 150$ ns am Rand des fortgesetzt gedachten Kreiskegels in 3 cm Abstand zum Mittelpunkt nur leicht ab auf $\Psi_n = 4,84 \cdot 10^{-3} \text{ n (cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{e}^-)^{-1}$ (0,28% rsF) im Punkt $(-62,98, -359,69, 0)$ cm und auf $\Psi_n = 4,82 \cdot 10^{-3} \text{ n (cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{e}^-)^{-1}$ (0,28% rsF) im Punkt $(-57,02, -360,31, 0)$ cm.

Im Vergleich zum Untergrund beim ersten Graphit-Strahlfänger-Modell (Abb. 36) ist der Untergrund aus dem Edelstahl und dem den Kollimator umgebenden Material (hier boriertes Polyethylen) deutlich niedriger (Abb. 39).

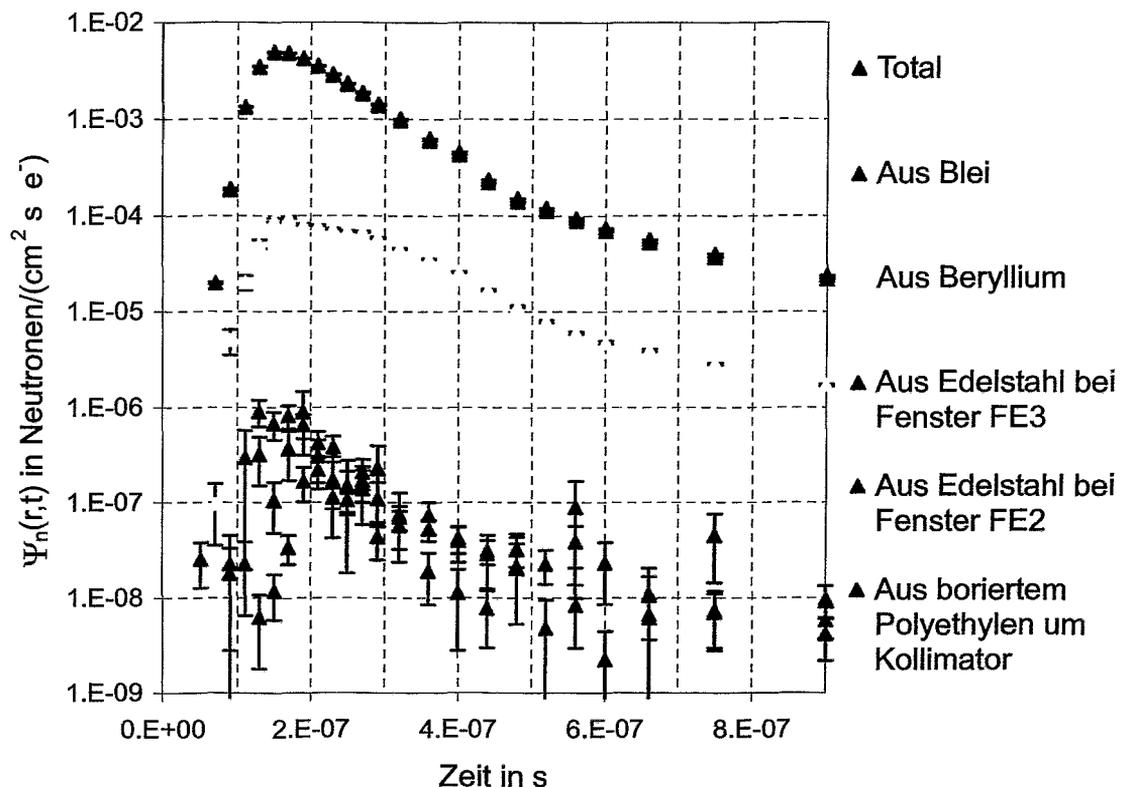


Abbildung 39: Neutronenfluss $\Psi_n(r,t)$ in $\text{Neutronen}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{e}^-)$ im Mittelpunkt $(-60, -360, 0)$ cm der Target-Fläche am Messplatz für den Vakuumfall aus Abb. 38 einschließlich des Untergrunds aus dem Edelstahl bei den Fenstern FE2 und FE3 (Abb. 2) und aus dem borierten Polyethylen um den Kollimator.

Die Edelstahl-Regionen umfassen hier jeweils das Fenster FE2 bzw. FE3 (siehe Abb. 2) und das jeweilige Ende des die Fenster umgebenden Edelstahlrohrs. Die Fenster haben eine Dicke von 1 mm. Der Bereich um den Neutronen-Radiator wird in den kommenden Entwicklungsetappen derart optimiert, dass streuende Materialien aus dem Blickfeld des Kollimators entfernt werden. Um die Reduzierung der Streuung bei Füllung des Kollimators mit gasförmigem Helium gegenüber Luft zu bestimmen, wurden drei Rechnungen mit dem letzten Modell durchgeführt, wobei im Kollimator einmal Luft, einmal Helium und einmal Vakuum ist. Um den Effekt der Kollimatorfüllung besser zu bewerten, wurde in der Neutronenhalle und am Messplatz Vakuum angenommen.

Die Neutronenflusswerte sind in Abb. 40 bis $t = 10$ s eingetragen.

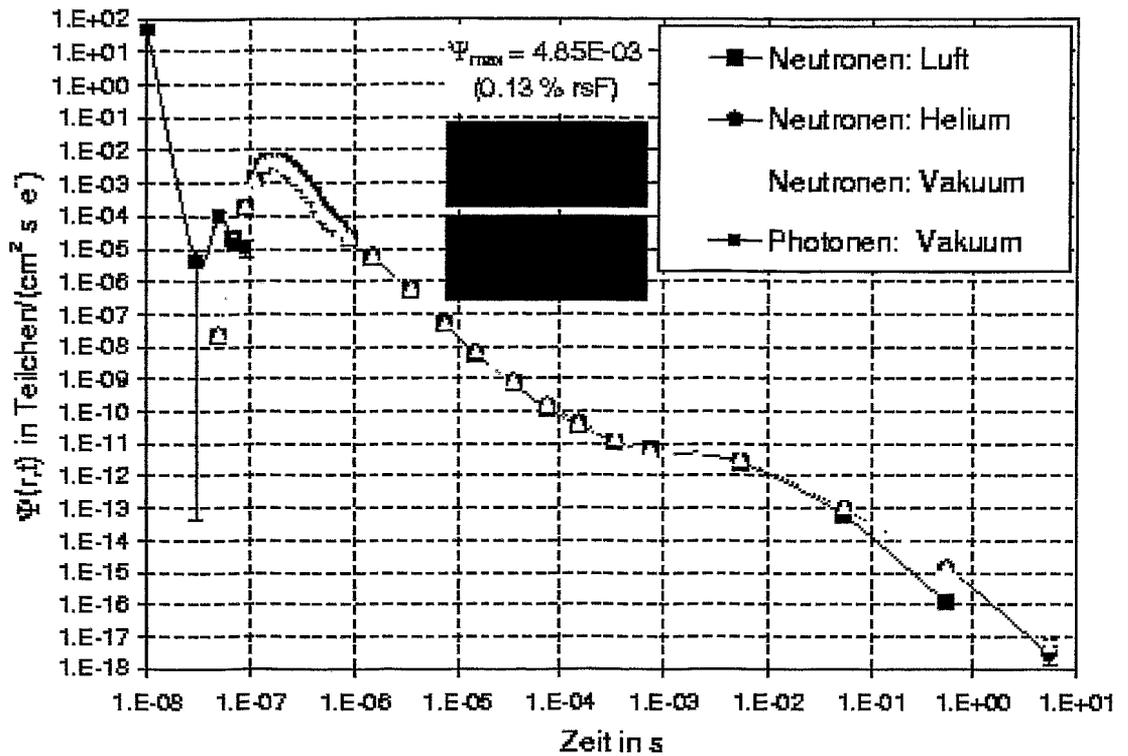


Abbildung 40: Vergleich: Kollimator mit Luft gefüllt, mit Helium gefüllt und mit Vakuum; Neutronen- und Photonenfluss $\Psi(r,t)$ in Teilchen/(cm²·s·e⁻) im Mittelpunkt (-60, -360, 0)cm der Target-Fläche am Messplatz im Zeitbereich $0 \text{ s} < t < 10 \text{ s}$.

Es zeigt sich keine signifikante Auswirkung. Zusätzlich ist der Photonenfluss am Messplatz eingetragen. Im ersten Zeitintervall $0 \text{ s} < t < 2 \cdot 10^{-8} \text{ s}$ ist die Photonenfluenz $\Phi_{\gamma} = 9,07 \cdot 10^{-7} \text{ } \gamma \text{ (cm}^2 \cdot \text{e}^{-})^{-1}$ (0,88% rsF), also der mittlere Photonenfluss $\Psi_{\gamma} = 45,36 \text{ } \gamma \text{ (cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{e}^{-})^{-1}$ (0,88% rsF). Abbildung 40 zeigt weiterhin, dass die Photonen von den Neutronen am Messplatz zeitlich getrennt werden können.

7 Aktivierung und Abschirmung des Neutronen-Radiators

7.1 Aktivierung des Radiator-Materials

Das Material des Neutronen-Radiators wird während des Strahlbetriebs durch Wechselwirkung der Neutronen und Photonen mit den Atomkernen des Materials aktiviert. Ein wichtiges Kriterium zur Auswahl des Teilchentransport-Programms FLUKA für die Rechnungen zur gepulsten Neutronenquelle an ELBE war die Tatsache, dass in diesem Programm eine Datensammlung der Wirkungsquerschnitte von Photo-Kern-Reaktionen implementiert wurde [Fas97]. In FLUKA werden im Energiebereich bis 700 MeV die Wechselwirkungsprozesse mit dem intranuklearen Kaskaden-Vergleichgewichts-Verdampfungs-Code PEANUT (PreEquilibrium Approach to NUClear Thermalization) [Fer94][Fas95] berechnet. Die energieabhängigen Wirkungsquerschnitte der Photoneutron-Reaktionen im Bereich der Dipolriesenresonanz (Giant Dipole Resonance) stehen entweder in Form experimenteller Datensätze oder parametrisiert zur Verfügung, was die Berechnung der pro Inzidenzelektron im Geometrieräum produzierten Nuklide ermöglicht. Unter der Annahme einer gegebenen Elektronenstromstärke können daraus die Sättigungsaktivitäten der instabilen Nuklide berechnet werden.

Die im Programm FLUKA implementierten Datensätze der totalen Wirkungsquerschnitte γ -induzierter Reaktionen für Blei und Quecksilber sind in der Abb. 41 dargestellt. Die Querschnitte für ^{206}Pb , ^{207}Pb und ^{208}Pb basieren auf experimentellen Daten. In der Literatur findet man für diese Isotope eine recht gute Übereinstimmung der Parametrisierung mit experimentellen Daten [Die88].

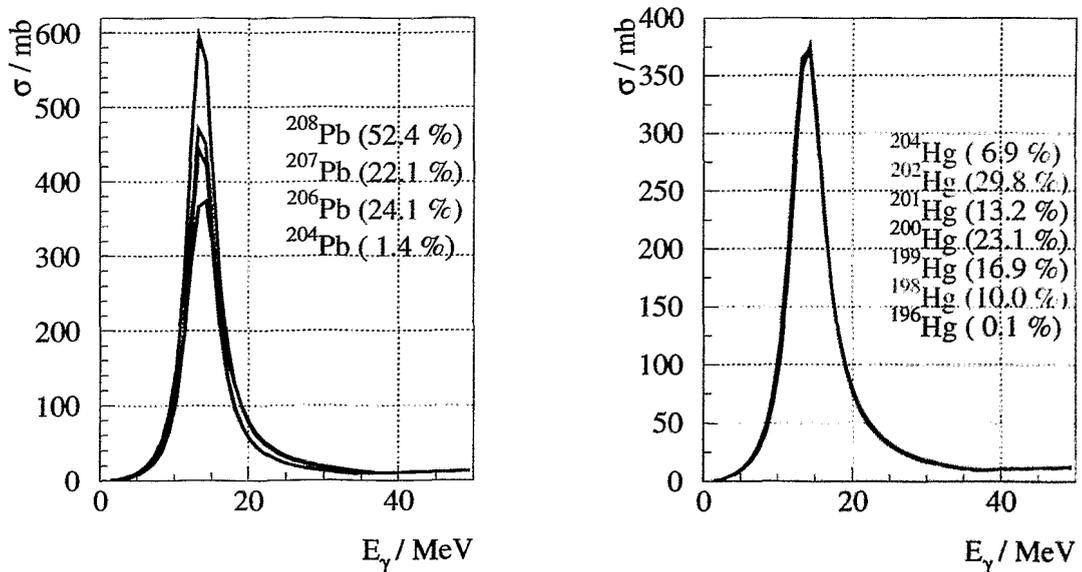


Abbildung 41: Parametrisierung der Wirkungsquerschnitte für die Blei- und die Quecksilber-Isotope im Programm FLUKA. Die Prozentangaben sind die Isotopenanteile in der natürlichen Zusammensetzung.

Die Parametrisierung der Datensätze für ^{204}Pb sowie alle Quecksilber-Isotope wurde mit einem speziellen Modell berechnet, welches auf Lorentz-Parametern benachbarter Isotope basiert [Fas01].

Die Parametrisierung des totalen Wirkungsquerschnitts der Photo-Kern-Reaktionen für ^{204}Pb kann mit dem in Dubna zwischen 5 MeV und 25 MeV gemessenen integralen Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $^{204}\text{Pb}(\gamma, n)^{203}\text{Pb}$ [Bel00] verglichen werden. Der gemessene Wert beträgt $2320 \text{ mb} \cdot \text{MeV}$ und der integrale Wirkungsquerschnitt, welcher sich aus der Parametrisierung ergibt und alle Kanäle γ -induzierter Reaktionen umfasst, beträgt $2773 \text{ mb} \cdot \text{MeV}$ und ist um ca. 16 % größer. Dies ist ein Hinweis darauf, dass man davon ausgehen kann, dass der Querschnitt für ^{204}Pb mit dieser Parametrisierung recht gut beschrieben wird.

Für Quecksilber sind in der Literatur kaum Daten zu finden. Der in der Literatur [Die88] (Berman-Atlas) angegebene integrale Wert für den Querschnitt für Quecksilber in natürlicher Zusammensetzung beträgt im Bereich der Riesenresonanz $3133 \text{ mb} \cdot \text{MeV}$. Abb. 41 zeigt, dass die Parametrisierungen der Querschnitte für alle Quecksilber-Isotope in FLUKA identisch sind. Der integrale Wert, welcher sich im Energiebereich zwischen 5 MeV und 25 MeV ergibt, beträgt $2665 \text{ mb} \cdot \text{MeV}$ und ist damit ca. 18 % kleiner als im Berman-Atlas. Die mit FLUKA berechneten Aktivitäten sind damit leicht unterschätzt.

Aktivierungs-Rechnungen wurden für Beryllium als Material für die Kanalwand und für die Fluid-Materialien Blei und Quecksilber durchgeführt. Betrachtet wurde ein auf die Beryllium-Wand gerichteter paralleler Elektronenstrahl mit einer Energie von 30 MeV und einem Durchmesser 3 mm; gestartet wurden jeweils $2,5 \cdot 10^8$ Inzidenzelektronen.

In den Tabellen 9 und 10 sind die Ergebnisse der Aktivierungs-Rechnungen entsprechend für flüssiges Blei und Quecksilber zusammengestellt. Eingetragen sind die Sättigungsaktivitäten und deren Standardfehler (bezogen auf den mittleren Wert der Sättigungsaktivität in Prozent) sowie die Halbwertszeiten der Radionuklide.

Für ein vorgegebenes Zeitregime von Bestrahlung und Bestrahlungspausen werden unter Berücksichtigung der Sättigungsaktivität und der jeweiligen Halbwertszeit die zeitabhängigen Aktivitäten der instabilen Nuklide berechnet. Betrachtet wird eine Bestrahlungsdauer von 5 Tagen (120 h) und eine anschließende Strahlpause von 2 Tagen (48 h).

Die Geometrie des Neutronen-Radiators ist in den Rechnungen mit den Fluid-Materialien Blei und Quecksilber identisch. Die Zeitverläufe der Aktivitäten der im Blei und der im Quecksilber gebildeten Nuklide sind in den Abb. 42 und 43 dargestellt. Die Nuklid-Namen der Nuklide mit einer Halbwertszeit $T_{1/2} \leq 1 \text{ h}$ (s. Tab. 9 und 10) sind rechts neben den Histogrammen aufgeführt und die der Nuklide mit Halbwertszeiten größer 1 h sind links daneben angeordnet.

Die zeitabhängigen Aktivitäten der im Beryllium-Kanal gebildeten Nuklide sind in der Abb. 44 dargestellt. Die Ergebnisse für den Beryllium-Kanal unterscheiden sich für die beiden betrachteten Fluid-Materialien nur wenig (s. Tab. 9 und 10). Die Unterschiede ergeben sich aus den Wechselwirkungen der im Fluid-Material gebildeten Nukleonen und Photonen in der Beryllium-Wand.

Nuklid	Sättigungsaktivität [Bq]		$T_{1/2}$ [Tul00]
Beryllium-Wand $V_{Be} = 0.66 \times 0.66 \times 6 \text{ cm}^3 - V_{Pb} = 0,732 \text{ cm}^3$			
^6He	$8,34 \cdot 10^8$	$\pm 0,45\%$	0,8 s
^7Be	$8,05 \cdot 10^8$	$\pm 1,86\%$	53,29 d
^3H	$3,58 \cdot 10^8$	$\pm 2,71\%$	12,33 y
^8Li	$6,76 \cdot 10^7$	$\pm 7,54\%$	0,84 s
^{10}Be	$7,94 \cdot 10^6$	$\pm 1,20\%$	$1,51 \cdot 10^6$ y
flüssiges Blei $V_{Pb} = 0.56 \times 0.56 \times 6 \text{ cm}^3 = 1,8816 \text{ cm}^3$			
^{205}Pb	$1,38 \cdot 10^{12}$	$\pm 0,04\%$	$1,53 \cdot 10^7$ y
^{203}Pb	$7,21 \cdot 10^{10}$	$\pm 0,18\%$	51,87 h
^{202}Pb	$6,69 \cdot 10^9$	$\pm 0,74\%$	$5,25 \cdot 10^4$ y
^{207}Tl	$1,05 \cdot 10^8$	$\pm 4,58\%$	4,77 m
^{201}Pb	$8,86 \cdot 10^7$	$\pm 4,58\%$	9,33 h
^{206}Tl	$6,54 \cdot 10^7$	$\pm 7,91\%$	4,20 m
^{209}Pb	$5,12 \cdot 10^7$	$\pm 0,89\%$	3,253 h
^{204}Tl	$9,98 \cdot 10^6$	$\pm 16,14\%$	3,78 y
^3H	$6,99 \cdot 10^6$	$\pm 18,09\%$	12,33 y
^{202}Tl	$1,50 \cdot 10^6$	$\pm 43,57\%$	12,23 d
^{205}Hg	$2,35 \cdot 10^5$	$\pm 67,84\%$	5,2 m

Tabelle 9: Sättigungsaktivitäten im Blei-Radiator ($E_0 = 30 \text{ MeV}$; $I = 1 \text{ mA}$).

Nuklid	Sättigungsaktivität [Bq]		$T_{1/2}$ [Tul00]
Beryllium-Wand $V_{Be} = 0.66 \times 0.66 \times 6 \text{ cm}^3 - V_{Hg} = 0,732 \text{ cm}^3$			
^6He	$1,11 \cdot 10^9$	$\pm 0,50\%$	0,8 s
^7Be	$7,30 \cdot 10^8$	$\pm 1,61\%$	53,29 d
^3H	$3,19 \cdot 10^8$	$\pm 2,64\%$	12,33 y
^8Li	$5,78 \cdot 10^7$	$\pm 7,05\%$	0,84 s
^{10}Be	$1,04 \cdot 10^7$	$\pm 1,70\%$	$1,51 \cdot 10^6$ y
Quecksilber $V_{Hg} = 0.56 \times 0.56 \times 6 \text{ cm}^3 = 1,8816 \text{ cm}^3$			
^{197}Hg	$8,38 \cdot 10^{11}$	$\pm 0,06\%$	64,14 h
^{203}Hg	$4,23 \cdot 10^{11}$	$\pm 0,07\%$	46,61 d
^{195}Hg	$1,07 \cdot 10^{10}$	$\pm 0,34\%$	9,9 h
^{194}Hg	$6,64 \cdot 10^8$	$\pm 2,39\%$	444 y
^{199}Au	$8,33 \cdot 10^7$	$\pm 4,30\%$	3,139 d
^{198}Au	$7,41 \cdot 10^7$	$\pm 4,75\%$	2,695 d
^{201}Au	$6,29 \cdot 10^7$	$\pm 4,55\%$	26 m
^{200}Au	$4,41 \cdot 10^7$	$\pm 6,67\%$	48,4 m
^{203}Au	$9,23 \cdot 10^6$	$\pm 19,92\%$	60 s
^{193}Hg	$7,99 \cdot 10^6$	$\pm 14,63\%$	3,8 h
^{196}Au	$5,24 \cdot 10^6$	$\pm 21,38\%$	6,183 d
^3H	$3,49 \cdot 10^6$	$\pm 23,22\%$	12,33 y
^{202}Au	$2,25 \cdot 10^6$	$\pm 27,22\%$	28,8 s
^{195}Au	$5,00 \cdot 10^5$	$\pm 69,22\%$	186,1 d

Tabelle 10: Sättigungsaktivitäten im Quecksilber-Radiator ($E_0 = 30 \text{ MeV}$, $I = 1 \text{ mA}$).

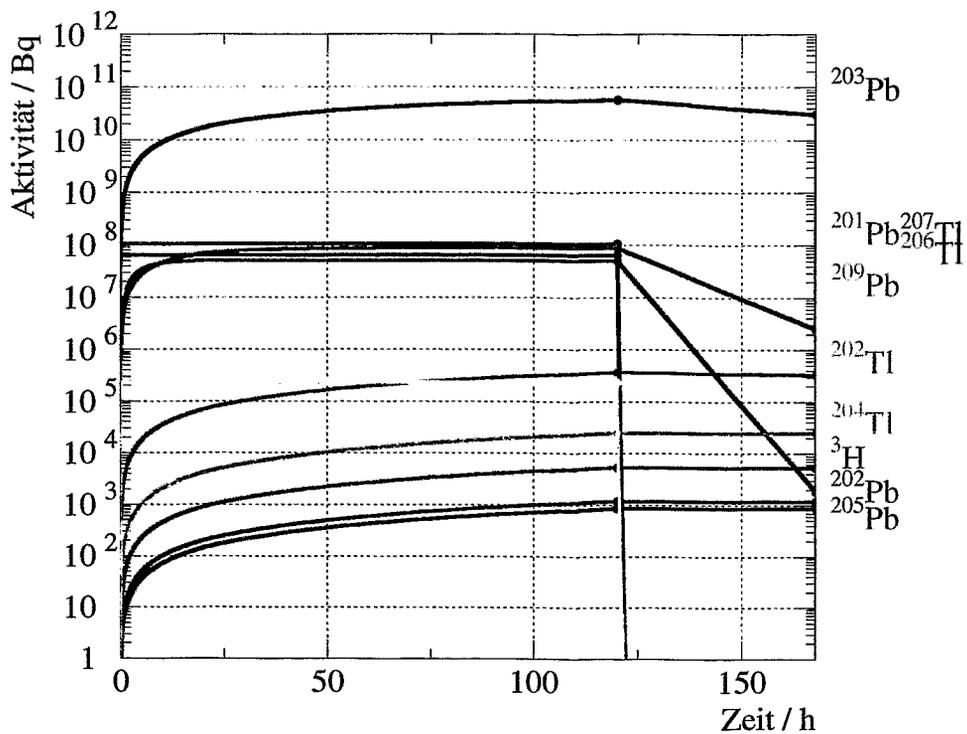


Abbildung 42: Zeitabhängige Aktivitäten der im flüssigen Blei gebildeten Nuklide während 120h Bestrahlung und 48h Pause.

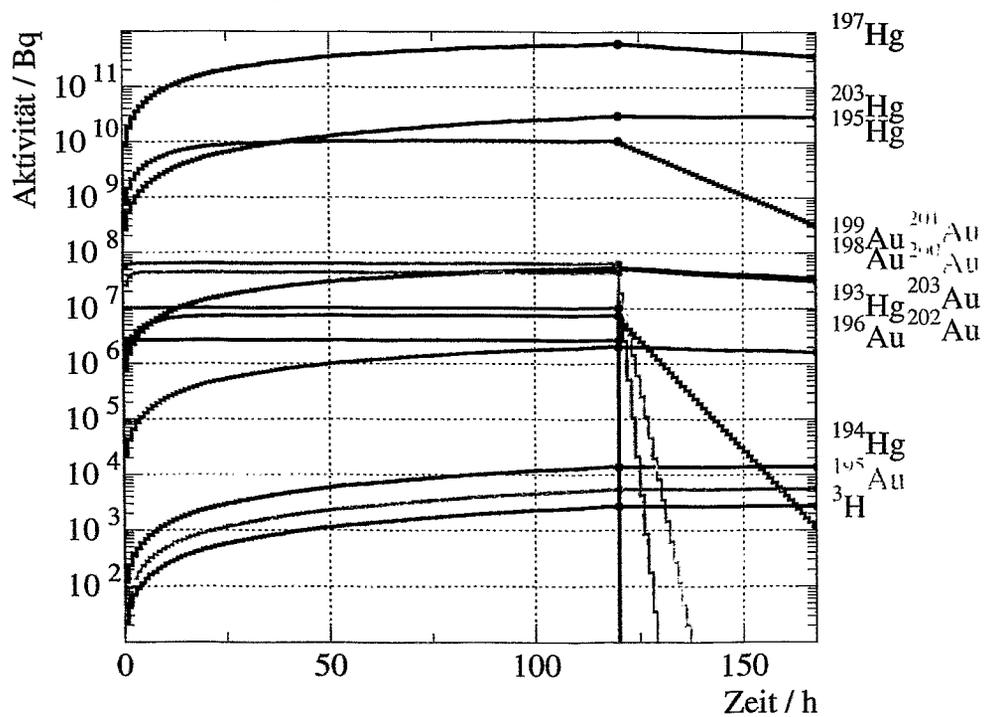


Abbildung 43: Zeitabhängige Aktivitäten der im Quecksilber gebildeten Nuklide während 120h Bestrahlung und 48h Pause.

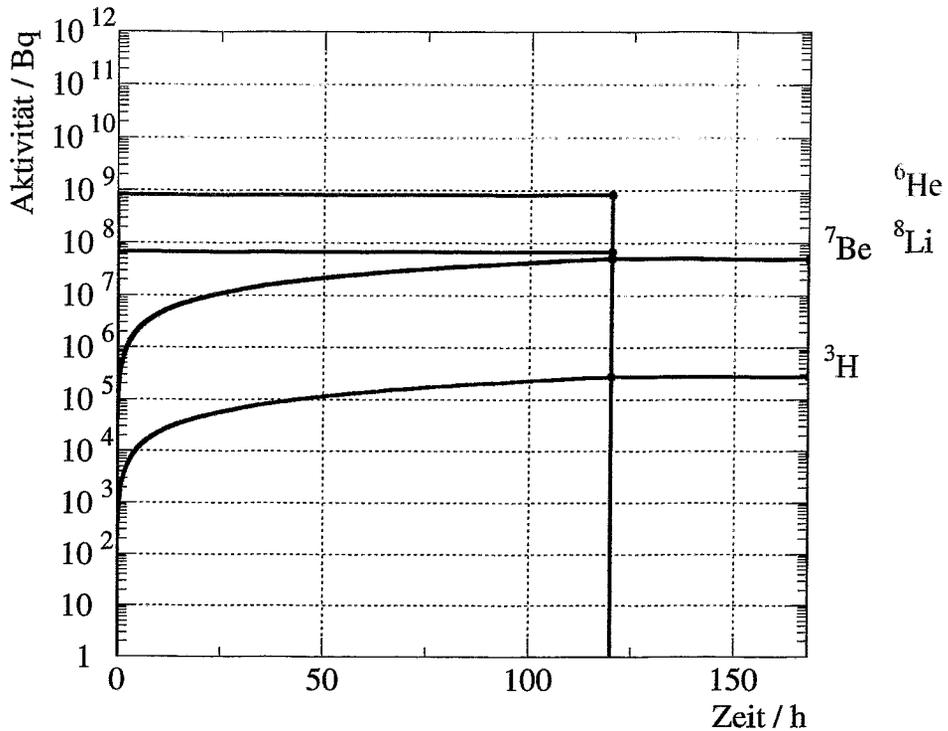


Abbildung 44: Zeitabhängige Aktivitäten der im Beryllium-Kanal gebildeten Nuklide während 120 h Bestrahlung und 48 h Pause.

7.2 Abschirmung des Blei-Radiators

Für die Variante des Neutronen-Radiators mit Blei-Kühlung wurden erste Rechnungen zur Abschätzung der notwendigen Abschirmung bei Strahlpause durchgeführt. Es ist geplant, das flüssige Blei während der Strahlpausen in einen ca. 5 l fassenden Speicher-Behälter zu sammeln (s. Abb. 45).

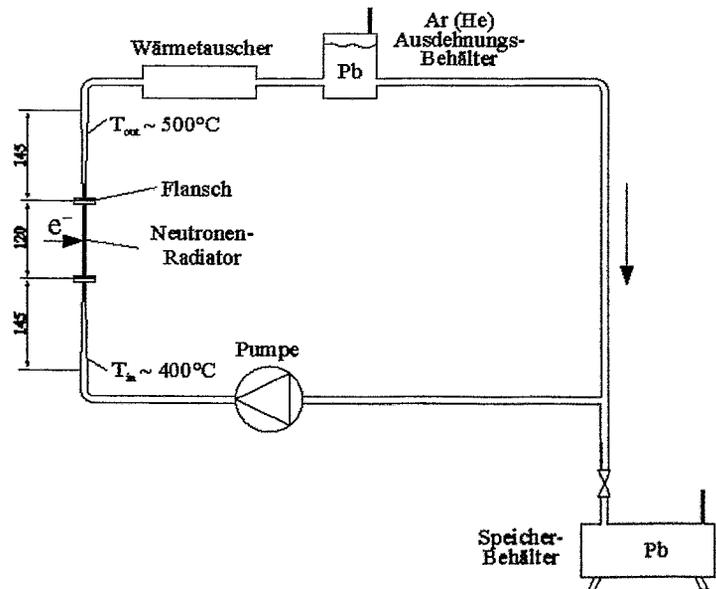


Abbildung 45: Prinzip-Skizze der Blei-Schleife

Einige der im flüssigen Blei gebildeten instabile Nuklide emittieren bei ihrem Zerfall Gamma-Strahlung diskreter Energie. Es muss gewährleistet sein, dass diese Strahlung in den Strahlpausen abgeschirmt wird. Für die im flüssigen Blei gebildeten instabilen Radionuklide wurden die Gamma-Energien der Literatur entnommen [Chu99] und Simulationsrechnungen zum Strahlungstransport der Photonen im Speicher-Behälter durchgeführt. Die auftretenden Aktivitäten nach 120 h Bestrahlung und 1 h Strahlpause (vgl. Abb. 42) sowie die emittierten Gamma-Energien sind in Tab. 11 zusammengestellt. In Abb. 46 ist der Zerfall von ^{201}Pb in ^{201}Tl bzw. ^{201}Hg dargestellt [Chu99].

Nuklid	Aktivität [Bq]	$T_{1/2}$	Anzahl E_γ	E_γ [keV]	I_γ [%]
^{203}Pb	$5,69 \cdot 10^{10} \pm 0,2\%$	51,87 h	3	279,197 401,323 680,516	81,0000 3,3500 0,7530
^{207}Tl	$1,72 \cdot 10^4 \pm 4,6\%$	4,77 m	3	897,800 569,702 328,120	0,2600 0,0016 0,0014
^{206}Tl	$3,27 \cdot 10^3 \pm 7,9\%$	4,2 m	3	1166,000 803,100 362,000	0,0050 0,0050 0,0003
$^{201}\text{Pb}\#$	$8,22 \cdot 10^7 \pm 4,6\%$	9,33 h	75	331,190 945,960 907,560 361,270 692,310 767,280 1277,130 584,550 1098,510 826,210 406,030 1630,900	79,0000 7,4000 5,7000 9,9000 4,2700 3,1600 1,6300 3,5600 1,8300 2,3000 2,0100 0,0025
$^{201}\text{Tl}\#$	$5,64 \cdot 10^7 \pm 4,5\%$	72,91 h	9	167,430 135,340 165,880 32,190	10,0000 2,5650 0,1550 0,2580
^{202}Tl	$3,67 \cdot 10^5 \pm 43,5\%$	12,23 d	3	439,560 520,200 960,100	91,0000 0,5800 0,0690
$^{205}\text{Hg}\#$	$78,84 \pm 67,8\%$	5,2 m	13	203,750 1218,960	2,2000 0,0062

Tabelle 11: Aktivitäten im Blei nach 120 h Bestrahlung und 1 h Strahlpause;
 E_γ : Gamma-Energie; I_γ : absolute Intensität pro 100 Zerfälle;
 # : Gamma-Energien dieser Nuklide sind hier unvollständig angegeben.

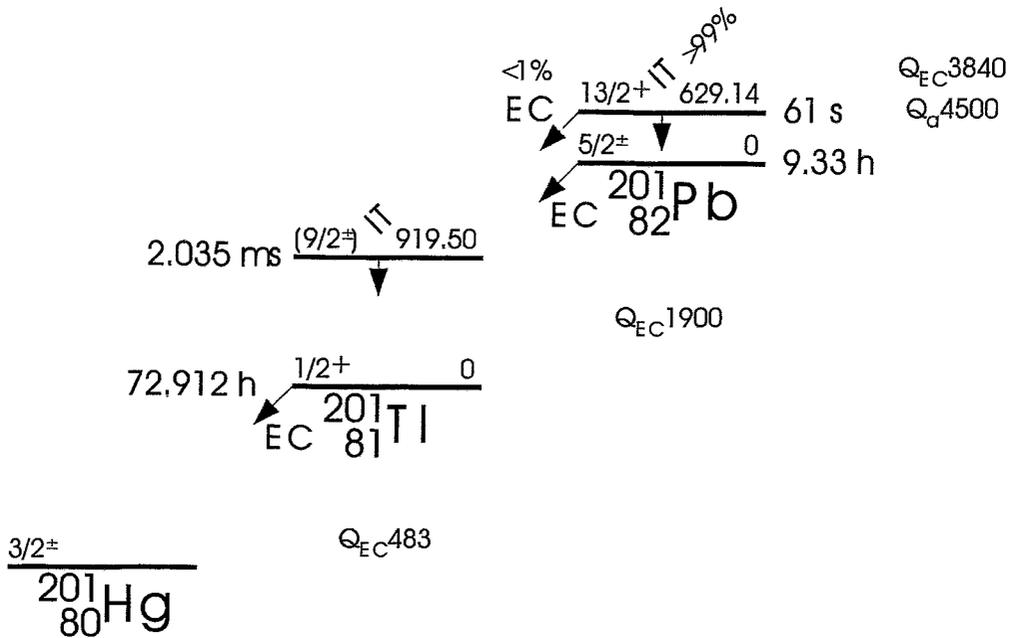


Abbildung 46: Zerfalls-Schema für ^{201}Pb aus [Chu99].

Bei der Bestrahlung des Blei-Radiators stammt der größte Beitrag der Aktivität vom Nuklid ^{203}Pb , welches durch Elektroneneinfang unter der Emission von drei Gamma-Energien mit einer Halbwertszeit von 51,873 h in das Isotop ^{203}Tl zerfällt. Das aus [Chu99] entnommene Zerfalls-Schema ist in Abb.47 dargestellt.



Abbildung 47: Zerfalls-Schema für ^{203}Pb aus [Chu99].

Es ist geplant, den 51 fassenden Speicher-Behälter während der Strahlpausen gemeinsam mit dem Neutronen-Radiator und dem Strahlfänger in einer speziellen Blei-Abschirmung, genannt "Blei-Haus", unterzubringen. Für die Photonen-Transportrechnungen wurde angenommen, dass sich die im Blei-Radiator durch Bestrahlung mit Elektronen gebildeten instabilen Nuklide, nach Ablassen des flüssigen Bleis, gleichverteilt im gesamten Volumen des Speicher-Behälters befinden. Für den

Speicher-Behälter wurde eine zylindrische Form mit einer Länge von 25 cm und einem Radius von 8 cm (entspricht ca. einem Volumen von 51) angenommen. Mit einer der Aktivität entsprechenden Intensität und den in Tab. 11 angegebenen Gamma-Energien wurden die Photonen isotrop im Material gestartet. In Abb. 48 ist das diskrete Energiespektrum der Photonen dargestellt, welches den Strahlungstransportrechnungen zu Grunde gelegt wurde.

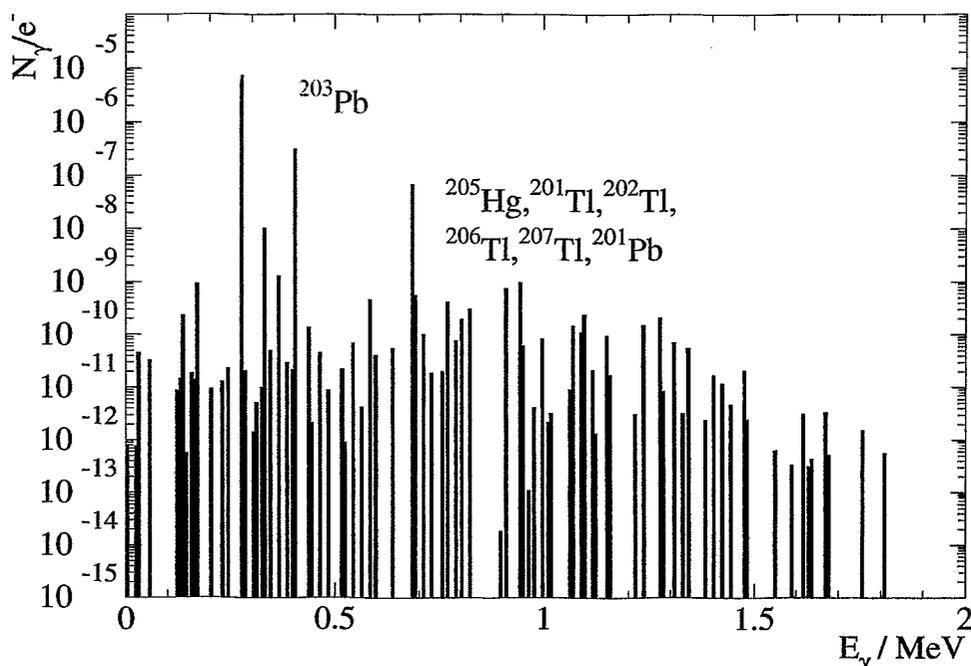


Abbildung 48: Diskretes Energiespektrum der Gamma-Strahlung im flüssigen Blei nach 120 h Bestrahlung und 1 h Pause bezogen auf ein Inzidenzelektron bei $E_0 = 30 \text{ MeV}$.

Direkt über der Oberfläche des betrachteten Blei-Behälters (an Luft) ergibt sich eine mittlere Energiedosisleistung von ca. 10 mGy/h. Für erste Abschätzungen einer Abschirmung dieser Strahlung, wurde um den Speicher-Behälter im Abstand von ca. 22 cm ein 5 cm dicker Hohlzylinder aus Blei gelegt, welcher das Blei-Haus darstellen soll. Die räumliche Verteilung der Energiedosisleistung nach 120 h Bestrahlung und 1 h Strahlpause ist in Abb. 49 dargestellt. Eingezeichnet wurden die Lage des Speicher-Behälters sowie der 5 cm dicken Blei-Abschirmung. Das geometrische Gitter, welches über die Anordnung gelegt wurde, entspricht auf der z-Achse nicht den Abmessungen des Speicher-Behälters, was eine in Luft und Blei gemittelte Dosisleistung bei $-14,4 \text{ cm} < z < -12 \text{ cm}$ und $12 \text{ cm} < z < 14,4 \text{ cm}$ zur Folge hat.

Für die Größe der Strahlenexposition des Menschen ist die Äquivalentdosis von wesentlicher Bedeutung. Die Internationale Kommission für Strahlenschutz ICRP legt für die Berechnung der Äquivalentdosisleistung aus der Teilchenflussdichte Konversionsfaktoren für Photonen und Neutronen fest [ICRP]. Die energieabhängigen Konversionsfaktoren sind in Abb. 50 dargestellt. Die Energieschwelle für den Transport der Photonen wurde in den FLUKA-Rechnungen bei 100 keV festgelegt.

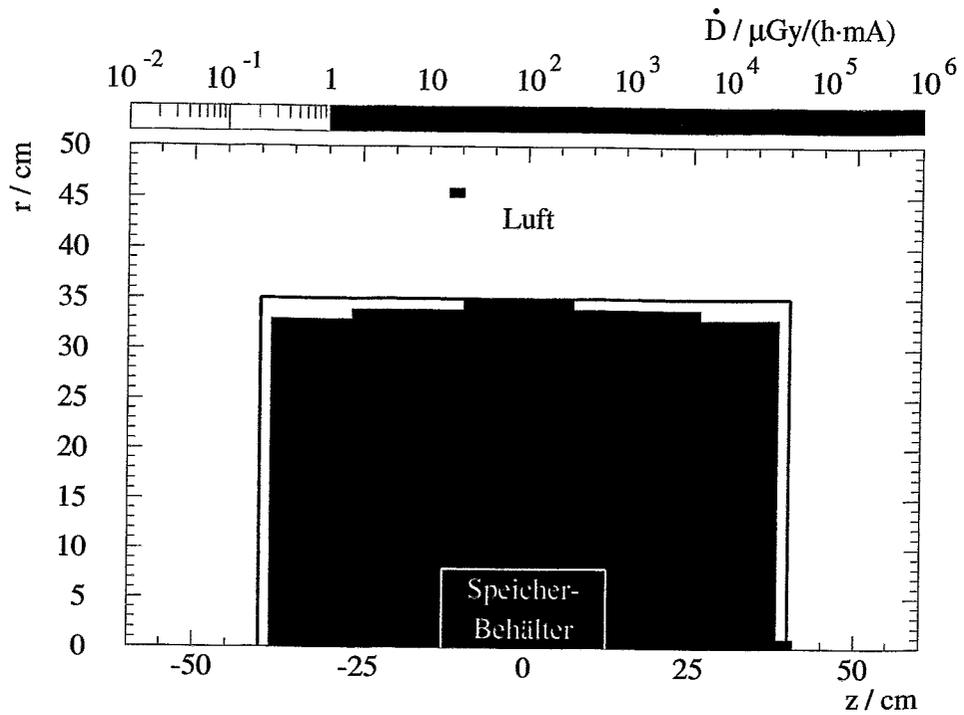


Abbildung 49: Räumliche Verteilung der Energiedosisleistung aus dem radioaktiven Zerfall im Behälter nach 120 h Bestrahlung und 1 h Strahlpause mit einer 5 cm dicken Blei-Abschirmung in ca. 22 cm Abstand von der Behälter-Oberfläche.

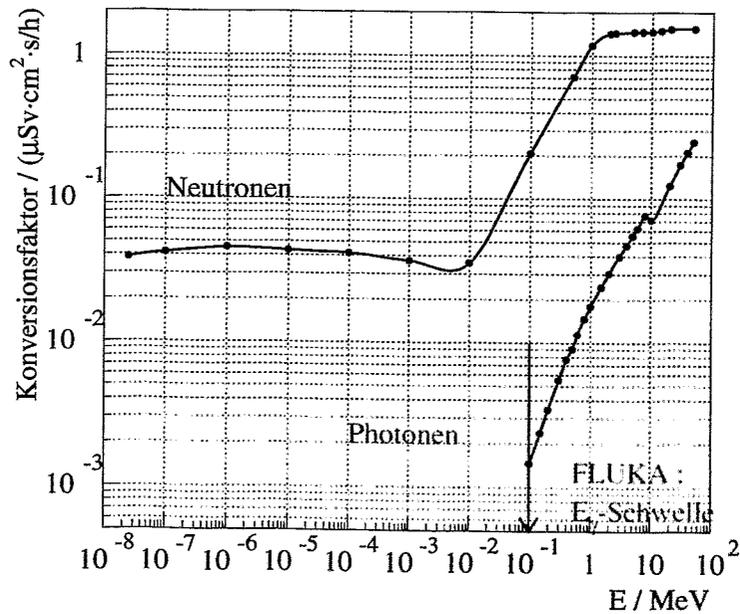


Abbildung 50: Konversionsfaktoren für Neutronen und Photonen von der Flussdichte $[(\text{cm}^2 \cdot \text{s})^{-1}]$ zur Äquivalentdosisleistung $[\mu\text{Sv}/\text{h}]$ aus [ICRP]. Die Energieschwelle für den Transport der Photonen beträgt im Teilchentransport-Programm FLUKA 100 keV.

Berechnet wurden die Photonenströme i) von der sich in dem Blei-Haus befindenden Luft in die Abschirmung und ii) aus der Abschirmung in die Luft außerhalb des Blei-Hauses. Anschließend wurden mit Hilfe der Konversionsfaktoren die Flussdichten in die Photon-Äquivalentdosisleistungen umgerechnet. Die entsprechenden Verteilungen der Äquivalentdosisleistung vor bzw. hinter der Blei-Abschirmung sind in Abb. 51 dargestellt. Die über die Energie integrierten Äquivalentdosisleistungen an der inneren bzw. der äußeren Oberfläche der Blei-Abschirmung betragen entsprechend $190 \mu\text{Sv/h}$ bzw. $0,13 \mu\text{Sv/h}$.

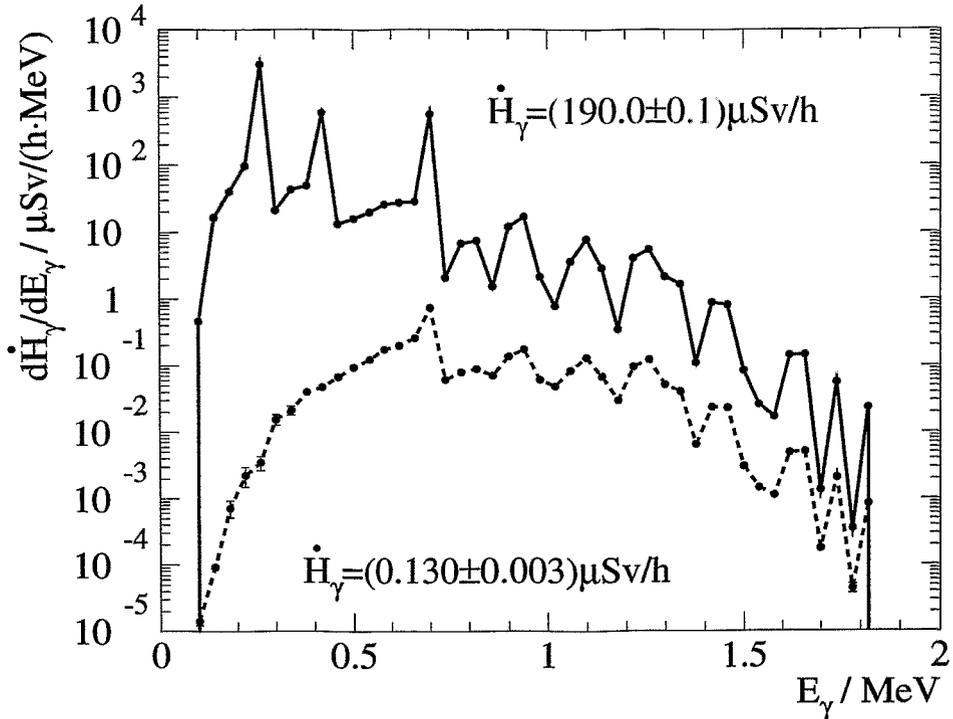


Abbildung 51: Verteilungen der Äquivalentdosisleistung aus dem radioaktiven Zerfall vor und hinter der Blei-Abschirmung. Die mittlere Äquivalentdosisleistung an der inneren Oberfläche der Abschirmung beträgt $190 \mu\text{Sv/h}$ und an der äußeren Oberfläche hinter der Abschirmung $0,13 \mu\text{Sv/h}$.

Da das Neutronenlabor während der Strahlpausen Kontrollbereich mit einer maximal erlaubten Dosisleistung von $5 \mu\text{Sv/h}$ ist, kann davon ausgegangen werden, dass der Speicher-Behälter für das flüssige Blei nach 120 h Bestrahlung des Neutronen-Radiators mit dem Elektronenstrahl (Energie $E=30$ MeV und Stromstärke $I=1$ mA) und einer anschließenden Strahlpause von 1 h durch ein 5 cm dickes Blei-Haus ausreichend abgeschirmt wird.

8 Strahlungsfeldberechnungen zum Strahlfänger

Der primäre Elektronenstrahl wird im Neutronen-Radiator aufgestreut. Ausgehend von einer Strahlenergie von $E_0 = 30 \text{ MeV}$ werden ca. 30 % der Gesamtenergie des Strahls im Radiator in Wärme umgesetzt. Diese wird in einem Blei-Kreislauf (s. Abb. 45) gekühlt. Die restliche Energie wird von den aus dem Radiator emittierten Photonen, Sekundärelektronen und Neutronen weggetragen und muss aus Strahlenschutzgründen in einem geeigneten Strahlfänger absorbiert werden.

8.1 Strahlfänger an der Strahlungsquelle ELBE

Die für die Strahlungsquelle ELBE projektierten Strahlfänger [FZR-267] [FZR-345] bestehen aus einem Absorber aus Reinstgraphit, welcher von einem doppelwandigen wassergekühlten Edelmantel umgeben ist. Die aus diesem Kühlmantel emittierte Strahlung wird mit Eisen und Beton abgeschirmt. Die Prinzip-Skizze der Konstruktion der Strahlfänger an den Experimentierplätzen der Kernphysik und der Strahlungsphysik ist in Abb. 52 dargestellt. Im Unterschied zum Neutronen-Radiator wird der Elektronenstrahl nach seiner Nutzung in dünnen Targetfolien bzw. Diamantkristallen nur wenig aufgestreut. Die kegelförmige Öffnung des Graphitzylinders mit einem Durchmesser von 9 cm kann den gesamten Strahl erfassen. Auch nach dem Passieren des Undulators des Freien Elektron Lasers (FEL) gelangt der diffuse Elektronenstrahl direkt in den Strahlfänger.

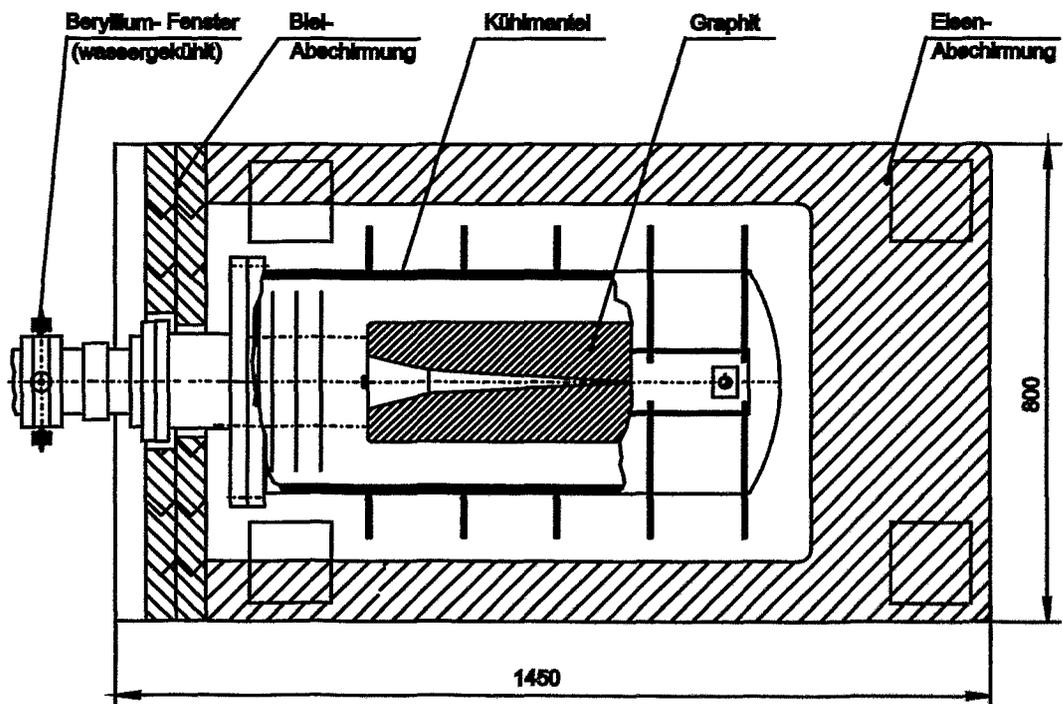


Abbildung 52: Schematischer Aufbau der Strahlfänger an der Strahlungsquelle ELBE.

8.2 Geometrie des Strahlfängers für Neutronen-Flugzeit-Experimente

Für die an ELBE geplanten Experimente mit einem gepulsten Neutronenstrahl kann die bisherige Konstruktion der Strahlfänger nicht verwendet werden, da die vom Neutronen-Radiator in Strahlrichtung emittierten Photonen, Sekundärelektronen und Neutronen stark aufgestreut sind. Die Abhängigkeit der kinetischer Energie vom Streuwinkel der emittierten Teilchen ist in Abb. 53 für den Blei-Radiator dargestellt. Angenommen wurde wieder ein paralleler Elektronenstrahl der Energie 30 MeV mit einem Durchmesser von 3 mm.

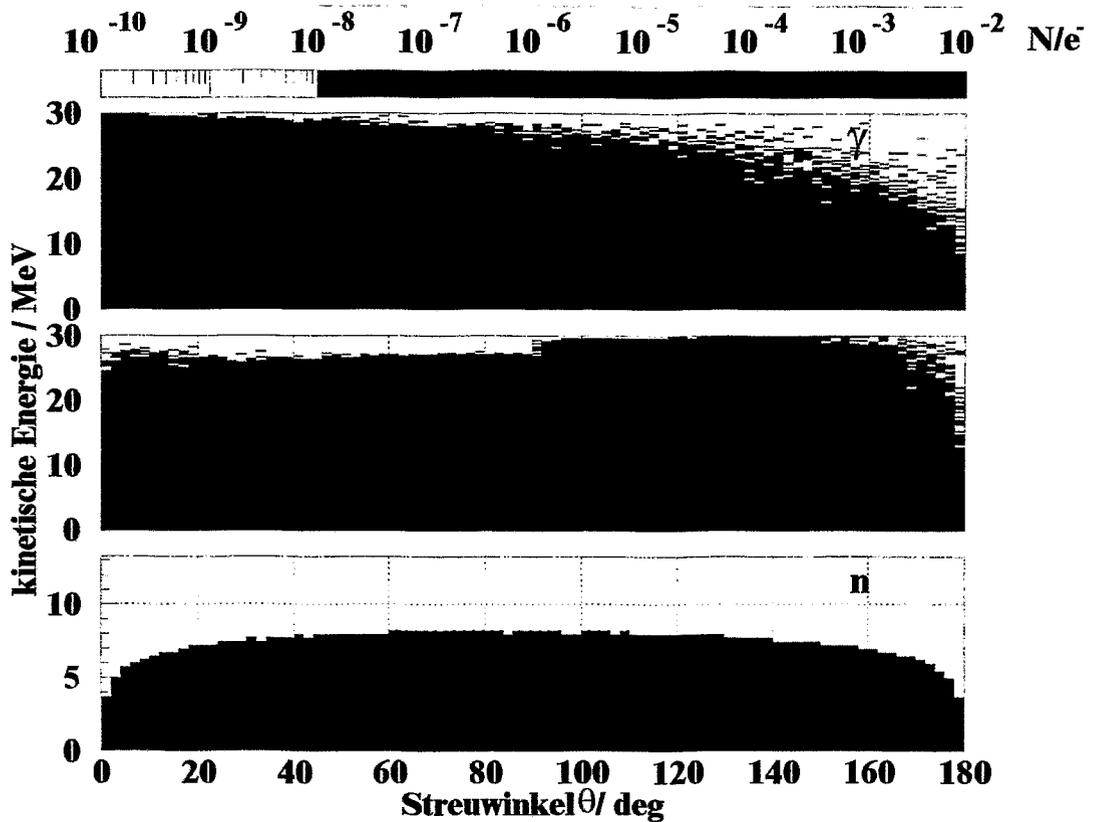


Abbildung 53: Energie-Winkel-Verteilung der vom Blei-Radiator emittierten Teilchen; angegeben ist die Teilchenanzahl je Inzidenzelektron im Kanal; Histogramme: 120 Energiekanäle ($\Delta E = 0,25$ MeV) und 90 Winkelkanäle ($\Delta\theta = 2$ deg).

Bei ersten Überlegungen zur Auslegung des Strahlfängers für Experimente mit gepulsten Neutronen wurde von der in Abb. 52 dargestellten Grundkonzeption der Strahlfänger an ELBE ausgegangen. Da die Teilchen nach Passieren des Radiators stark aufgestreut werden, muss der Strahlfänger möglichst nah am Radiator positioniert werden. Die Eisen- und Blei-Abschirmungen der Standard-Version können aus Platzgründen nicht realisiert werden, da das gesamte Neutronen-Produktionstarget bestehend aus Strahlfänger, Neutronen-Radiator und Blei-Schleife während der Experimentpausen in ein Blei-Haus (s. Kapitel 7.2) abgesenkt werden soll.

Die großen Streuwinkel der emittierten Teilchen (Abb. 53) erfordern einen größeren Radius des Graphit-Absorbers. Der Radius wurde von $R_C = 10$ cm auf $R_C = 20$ cm erweitert. Die Länge des Standard-Graphit-Körpers wurde beibehalten und beträgt $L_C = 60$ cm. Die kegelförmige Öffnung des Absorbers wurde entsprechend der großen Aufstreuung der Teilchen optimiert.

Für erste Testrechnungen mit der geänderten Geometrie des Graphit-Absorbers, welcher von einem doppelwandigen Kühlmantel aus Edelstahl umgeben ist (Wandstärke insgesamt 8 mm), wurde die in Abb. 54 dargestellte Geometrie gewählt. Eingezeichnet ist der Neutronen-Radiator, dessen Mittelpunkt sich im Abstand von 5 cm von der vorderen Fläche des Graphit-Absorbers befindet.

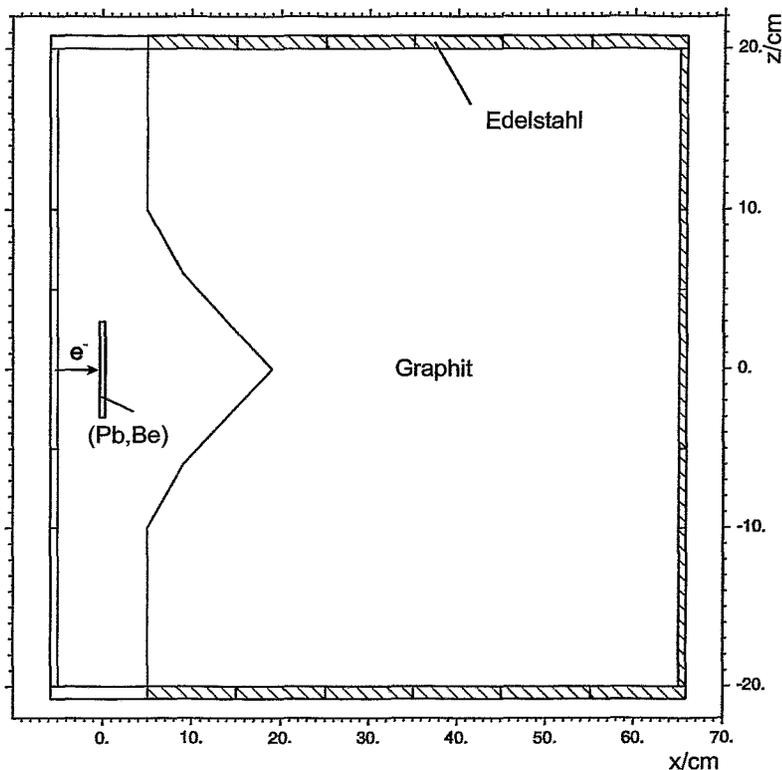


Abbildung 54: Modifikation des Graphit-Absorbers im Strahlfänger für Experimente mit gepulsten Neutronen. Der doppelwandige Kühlmantel aus Edelstahl (Dicke 2×4 mm) wurde für die Simulationsrechnungen direkt um den Absorber gelegt; das Kühlwasser wurde im Modell vernachlässigt.

8.3 Äquivalentdosisleistungen um den Strahlfänger

Zur Bestimmung der ortsabhängigen Fluenzspektren bzw. der Äquivalentdosisleistungen wurde das den Graphit-Absorber umgebende Volumen in radiale und transversale Abschnitte eingeteilt (s. Abb. 54). Jeweils 3 radiale Abschnitte wurden in zwei yz-Ebenen festgelegt. Die Ebenen liegen bei $x_1 = -6$ cm (Registrierung der vom Strahlfänger zurückgestreuten Teilchen) und bei $x_2 = 66$ cm (Registrierung der Teilchen in Strahlrichtung nach Durchdringen des Graphit-Absorbers und des Kühlmantels). In transversaler Richtung wurden 7 Teilabschnitte festgelegt. Ausgehend von einem Elektronenstrahl der Energie 30 MeV wurden für Photonen und Neutronen die ortsabhängigen

gen Fluenzspektren nach Durchdringen der radialen und transversalen Abschnitte, normiert auf die jeweilige Fläche, berechnet. Dabei wurde über alle Winkel integriert. Unter der Annahme einer Elektronenstromstärke von 1 mA wurden daraus energieabhängige Teilchenflussdichten berechnet. Diese wurden mit Hilfe der im Kapitel 7.2 beschriebenen Konversionsfaktoren aus [ICRP] (s. Abb. 50) in die Äquivalentdosisleistungen für Photonen und Neutronen umgerechnet. Nach Integration über die Energie ergeben sich die in Abb. 55 dargestellten ortsabhängigen integralen Äquivalentdosisleistungen um den Strahlfänger für 30 MeV Strahlenergie. Die Abszisse der Graphik entspricht der Länge des Weges entlang der die radialen und transversalen Abschnitte begrenzenden Flächen und muss wie folgt interpretiert werden: die Startposition entspricht der Koordinate (-6 cm, 0 cm, 0 cm), von welcher der Strahlfänger-Körper in radialer Richtung bis zur Koordinate (-6 cm, 0 cm, 20,8 cm) abgetastet wird; es folgen die 7 radialen Abschnitte von (-6 cm, 0 cm, 20,8 cm) bis (66 cm, 0 cm, 20,8 cm) und abschließend führt der Weg entlang der Stirnfläche des Strahlfängers bis zur Strahlachse bei (66 cm, 0 cm, 0 cm). Berechnet wurde das Problem in Zylindergeometrie

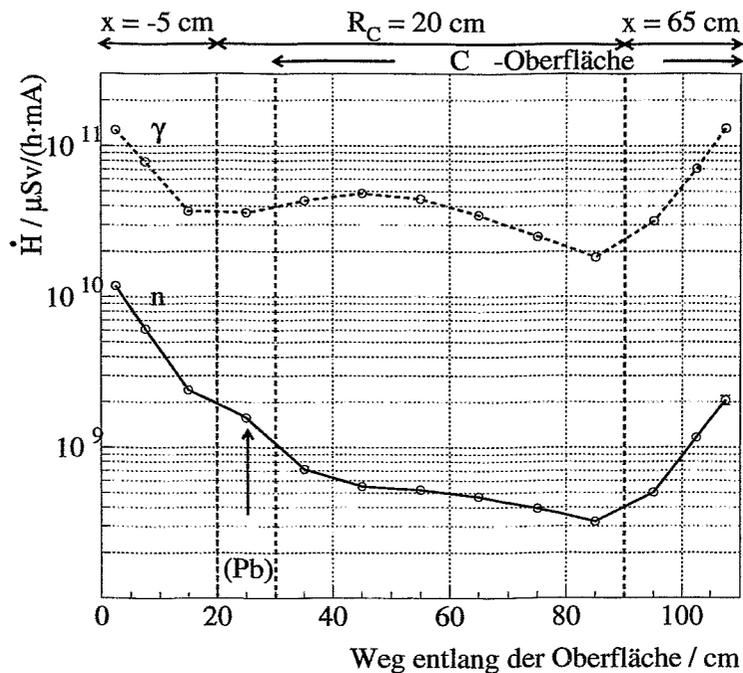


Abbildung 55: Verteilungen der Photonen- und Neutronen-Äquivalentdosisleistungen um den Strahlfänger mit Graphit-Absorber ($E = 30$ MeV und $I = 1$ mA).

Die mittlere Photonen-Äquivalentdosisleistung über dem Strahlfänger ($20 \text{ cm} < \text{Position} < 90 \text{ cm}$) und hinter dem Strahlfänger ($90 \text{ cm} < \text{Position} < 110 \text{ cm}$) liegt im Bereich zwischen $2 \cdot 10^{10} \mu\text{Sv}/\text{h}$ und $10^{11} \mu\text{Sv}/\text{h}$. Diese Äquivalentdosisleistung ist zu hoch und muss deshalb weiter abgeschirmt werden. Dazu wurde das Material Wolfram ausgewählt. Es ermöglicht die Abschirmung von Photonen bei geringer Erhöhung der Neutronendosis. Mehrere Varianten der Anordnung von Wolfram anstelle von Graphit bei konstantem Absorber-Volumen führten zu der in Abb. 56 dargestellten Geometrie.

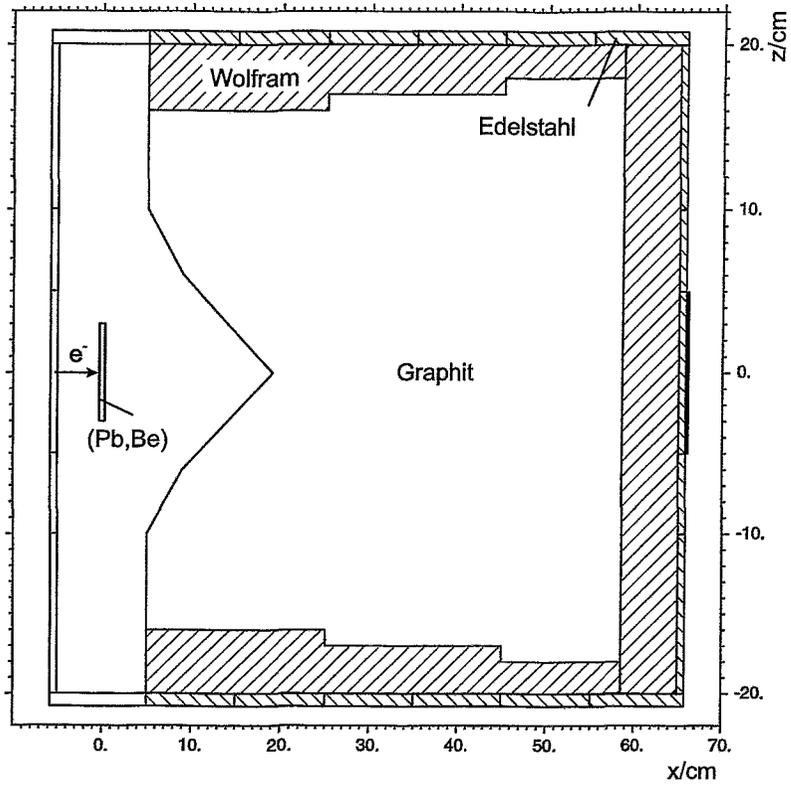


Abbildung 56: Strahlfänger-Geometrie mit zusätzlicher Abschirmung aus Wolfram.

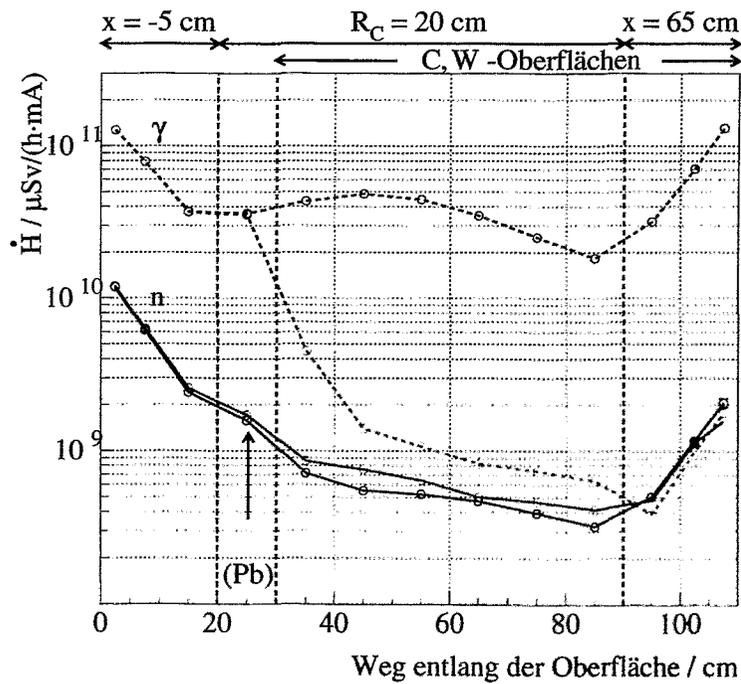


Abbildung 57: Verteilungen der Photonen- und Neutronen-Äquivalentdosisleistungen um den Strahlfänger aus Graphit-Absorber und Wolfram (rot); zum Vergleich nur aus Graphit-Absorber (blau); ($E = 30 \text{ MeV}$ und $I = 1 \text{ mA}$).

Die ortsabhängigen mittleren Äquivalentdosisleistungen für Photonen und Neutronen um den Strahlfänger, welche sich mit und ohne Wolfram-Abschirmung ergeben, werden in Abb. 57 verglichen.

Mit dem Programm MCNP [Bri93] wurden die Photonen-Äquivalentdosisleistungen in Strahlrichtung direkt hinter dem Strahlfänger (1) sowie an der 2,40 m dicken Betonwand, (2) an der Innenseite (Neutronenlabor) und (3) an der Außenseite (Messraum), berechnet. Die geometrische Anordnung des Strahlfängers im Neutronenlabor ist in Abb. 58 dargestellt. Die für die Positionen (1) bis (3) berechneten Äquivalentdosisleistungen der Photonen wurden in Tab. 12 zusammengestellt. Hinter der Betonwand, an Position (3), befindet sich der Messraum, welcher während der Neutronen-Experimente genutzt werden wird. Das FLUKA-Ergebnis der γ -Äquivalentdosisleistung hinter dem Strahlfänger (s. Abb. 57) ist im Vergleich zum MCNP-Ergebnis in Tab. 12 ca. 18% größer.

Laut Strahlenschutzverordnung muss im Messraum ein Grenzwert von $2,5 \mu\text{Sv/h}$ eingehalten werden. Mit der 6,5 cm dicken Wolfram-Abschirmung in Strahlrichtung erreicht man allerdings nur Werte von ca. $11,8 \mu\text{Sv/h}$. Die Platte aus Wolfram muss also noch verstärkt werden.

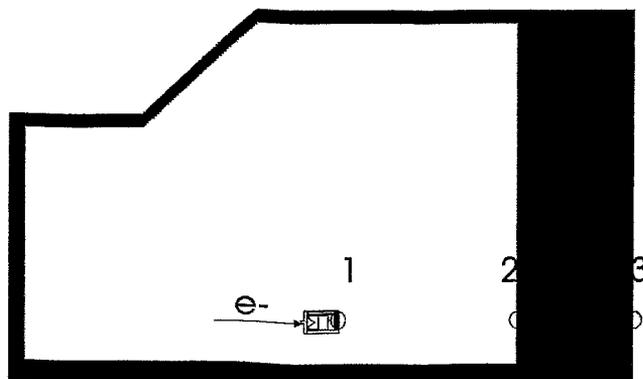


Abbildung 58: Anordnung des Strahlfängers im Neutronenlabor; die Nummerierung entspricht der Position in Tab. 12.

Position		γ -Äquivalentdosisleistung [$\mu\text{Sv} / (\text{h} \cdot \text{mA})$]	
mittlerer Wert auf 100 cm^2 Fläche			
(1)	hinter dem Strahlfänger	$1,44 \cdot 10^9$	$\pm 2,87\%$
(2)	Betonwand im Neutronenlabor	$1,85 \cdot 10^7$	$\pm 4,92\%$
(3)	Betonwand im Messraum	11,8	$\pm 6,45\%$
auf der Strahlachse			
(3)	10 cm hinter der Betonwand im Messraum	11,5	$\pm 2,78\%$

Tabelle 12: Photonen-Äquivalentdosisleistungen hinter dem Strahlfänger berechnet mit MCNP ($E_0 = 30 \text{ MeV}$); angegeben sind die relativen statistischen Fehler.

Die 2,40 m dicke Betonwand zwischen den Positionen (2) und (3) schwächt die Dosis um den Faktor $F_{NB} = \frac{1,85 \cdot 10^7}{11,8} = 1,57 \cdot 10^6$.

9 Zusammenfassung und Ausblick

Der vorliegende erste Teilbericht zur Entwicklung einer Photoneutronenquelle für Flugzeitexperimente an der Strahlungsquelle ELBE des Forschungszentrums Rossendorf beschreibt das Design eines technologisch realisierbaren Neutronen-Produktionstargets mit einem Kühlsystem sowie einer entsprechenden Abschirmung. In umfangreichen Strahlungstransport-Rechnungen mit den Programmen FLUKA [FLUKA] und MCNP [Bri93] wurden berechnet

- die Verteilungen der Energiefreisetzung des von der Strahlungsquelle ELBE genutzten Elektronenstrahls,
- die zu erwartenden Teilchenspektren bzw. die zeitabhängigen Teilchenflüsse am Messplatz und
- die Aktivierung des Neutronen-Radiators.

Diskutiert wurden thermo-mechanische Parameter des Neutronen-Radiators. Basierend auf der in den Konstruktionsmaterialien deponierten Energie wurden mit dem Programm FIDAP [FIDAP] die Temperatur-Verteilungen im Fluid und in der Kanalwand des Neutronen-Radiators und mit dem Programm ANSYS [ANSYS] die Bruchdehnung der Kanalwand berechnet.

Die vorliegenden Ergebnissen bilden die Grundlage für die Festlegung der nächsten Aufgaben zu dem Projekt.

Schwerpunkte sind

- die Optimierung des Neutronenflusses am Messplatz in Bezug auf die Zeitauflösung der Detektoren und die Neutronenintensität,
- die Suche nach einem zu Beryllium alternativen Wandmaterial für den Neutronen-Radiator aus Gründen der Toxizität und thermischer Instabilitäten bei Langzeit-Experimenten,
- die Optimierung der Kühlung des Strahlfängers durch Übergang von Kühlung durch Wärmestrahlung (Standard-Graphit-Strahlfänger an der Strahlungsquelle ELBE) zu direkter Wasserkühlung sowie
- die Einsparung von Materialkosten für die Strahlfänger-Abschirmung durch Einsatz von Blei statt Wolfram.

Ein weiterer Schwerpunkt betrifft die Arbeiten zur Entwicklung von Detektoren für die Messung der Reaktionsprodukte aus den zu untersuchenden neutroneninduzierten Kernreaktionen.

Die Ergebnisse der genannten Aufgaben werden in einem Abschlussbericht zusammengefasst.

Literatur

- [ANSYS] ANSYS *User's Manual for Rev. 5.6*, Swansons Analysis Systems, Inc., 1999.
- [Bel00] Belov A.G. et al., *Integral Cross-Sections of the Photonuclear Reactions in the Region of Giant Dipole Resonance*, Preprint of the Joint Institute of Nuclear Research P15-2000-15, Dubna, 2000.
- [Bri93] Briesmeister J.F., Editor, *MCNP a General Monte Carlo N-Particle Transport Code*, Version 4A, LA 12625 M, November 1993.
- [Chu99] Chu S.Y.F., Ekström L.P. and Firestone R.B., *The Lund/LBNL Data Search*, Version 2.0, February 1999,
<http://nucleardata.nuclear.lu.se/nucleardata/toi/index.asp>.
- [Die88] Dietrich S.S. and Berman B.L., *Atlas of Photoneutron Cross Sections obtained with Monoenergetic Photons*, Atomic Data and Nuclear Data Tables, Vol. 38, No.2, March 1988, p.199.
- [Esp59] Espe W., *Werkstoffkunde der Hochvakuumtechnik Band I*, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin 1959.
- [Fas95] Fasso A. et al., *FLUKA ; performances and applications in the intermediate energy range*, Proceedings of an AEN/NEA Specialists Meeting on Shielding Aspects of Accelerators, Targets and Irradiation Facilities, Arlington, Texas, 28-29 April 1994, OECD Documents, Paris 1995, p.287-304.
- [Fas97] Fasso A. et al., *Total Giant Resonance Photonuclear cross-section for light Nuclei : A Database for the FLUKA Monte Carlo Transport Code*, Proceedings of the III Specialists Meeting on shielding aspects of accelerators, targets and irradiation facilities, Sendai, Japan, 12-13 May 1997.
- [Fas01] Fasso A., *persönliche Mitteilung*, Dezember 2001.
- [Fer94] Ferrari A. and Sala P.R., *A new model for hadronic interactions at intermediate energies for the FLUKA code*, Proceedings MC93 Int. Conf. on Monte-Carlo Simulations in High Energy and Nuclear Physics, Tallahassee, Florida, 22-26 February 1993. Ed. by P. Dragovitsch et al., World Scientific, Singapore 1994, p. 277-288.
- [Fer96] Ferrari A. et al., *Fluence to effective dose and effective dose equivalent conversion coefficients for photons from 50 keV to 10 GeV*, Radiation Protection Dosimetry 67 (1996) 245.
- [FIDAP] Fluent Inc. : *FIDAP 8 theory manual*, Lebanon, NH, USA, 1998.
- [FLUKA] Fasso A., Ferrari A. and Sala P.R., *Proc. of the Monte Carlo 2000 Conference*, Lisbon, 23-26 October 2000, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York.
- [FZR-267] Naumann B. et al., *Entwicklung von Strahlfängern für maximale Elektronenenergie am Beschleuniger ELBE*, FZ Rossendorf, Wissenschaftlich-Technischer Bericht FZR-267 (1999).

- [FZR-271] Naumann B. et al., *Calculation of Neutron Production using FLUKA*, FZ Rossendorf, Wissenschaftlich-Technischer Bericht FZR-271 (1999) 34.
- [FZR-319] Naumann B. and Werner M., *Calculations of power dissipation and the temperature distribution in beam dumps at ELBE*, FZ Rossendorf, Wissenschaftlich-Technischer Bericht FZR-319 (2001) 23.
- [FZR-345] Naumann B., *Berechnung des Strahlungsuntergrundes in der Umgebung der Strahlfänger an der Strahlungsquelle ELBE*, FZ Rossendorf, Wissenschaftlich-Technischer Bericht FZR-345 (2002).
- [Gab00] Gabriel F. et al., *The Rossendorf radiation source ELBE and its FEL project*, Nucl. Instr. and Meth. B 161-163 (2000) 1143
- [Goo96] Goodfellow GmbH, Katalog 1996/97, Bad Nauheim.
- [ICRP] International Commission on Radiological Protection, *Recommendations of the International Commission on Radiological Protection*, Publication 60, Ann. ICRP 21 (1991).
- [Nau00] Naumann B. und Grosse E., *Ein gepulster Neutronenstrahl an ELBE*, 64. Physikertagung der DPG, Dresden, 20.-24.3.2000, Verhandlungen der DPG (VI) 35 (2000) 222.
- [NIST] National Institute of Standards and Technology, <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html>.
- [NDS93] Shaheen Rab, Nuclear Data sheets 70,173 (1993)
- [Tsa74] Tsai Y., *Pair production and bremsstrahlung of charge d leptons*, Stanford Linear Accelerator Center, Rev. Mod. Phys., Vol. 46, No. 4, 1974.
- [Tul00] Tuli J.K., *Nuclear wallet cards*, 6th edition, National Nuclear Data Center, Jan. 2000.

Abbildungsverzeichnis

1	3D-Ansicht des Neutronen-Produktionstargets	4
2	Neutronen-Produktionstarget; Aufsicht	5
3	Neutronen-Produktionstarget; Seitenansicht	6
4	Lageskizze von Neutronen-Produktionstarget und Flugzeitmessstrecke .	7
5	Konstruktion des Kollimators	8
6	Geometrie und CFD-Vernetzung des Radiator-Kanals	9
7	Abhängigkeit der Neutronenfluenz von der Kernladungszahl	10
8	spezifischer Energieverlust von Elektronen in verschiedenen Materialien	11
9	Abhängigkeit der deponierten Energie pro Inzidenzelektron von der Wand-Dicke bei $E_0 = 30 \text{ MeV}$	13
10	geometrisches Modell des Neutronen-Radiators	15
11	Leistungsdichte-Verteilungen im flüssigen Blei : yz-Ebene	17
12	Leistungsdichte-Verteilungen im flüssigen Blei : xz-Ebene	17
13	Leistungsdichte-Verteilungen im flüssigen Blei : xy-Ebene	17
14	Leistungsdichte-Verteilungen im Quecksilber : yz-Ebene	18
15	Leistungsdichte-Verteilungen im Quecksilber : xz-Ebene	18
16	Leistungsdichte-Verteilungen im Quecksilber : xy-Ebene	18
17	Temperaturverteilungen im Blei und in der Beryllium-Wand	21
18	Temperaturverteilung in der Beryllium-Wand bei Blei-Kühlung	21
19	Temperaturverteilung im Quecksilber und in der Beryllium-Wand	22
20	Temperaturverteilung in der Beryllium-Wand bei Quecksilber-Kühlung	22
21	temperaturabhängige Zugfestigkeit und Bruchdehnung von Beryllium .	23
22	Zugfestigkeit, Streckgrenze und Bruchdehnung von austenitischem Stahl	24
23	Vergleichsspannung in der Beryllium-Wand des Blei-Radiators	25
24	axiale Spannung in der Beryllium-Wand des Blei-Radiators	26
25	radiale Verschiebung in der Beryllium-Wand des Blei-Radiators	26
26	plastische Vergleichsdehnung in der Beryllium-Wand des Blei-Radiators	27
27	Teilchenfluenzen im Beryllium-Kanal des Blei-Radiators	29
28	Teilchenfluenzen im Beryllium-Kanal des Quecksilber-Radiators	30
29	horizontale Unterteilung des Neutronen-Radiators für Fluenzberechnungen	31
30	Vergleich der Fluenz-Verteilungen der in Strahlrichtung emittierten Teil- chen im Zentrum des Radiators	32
31	ortsabhängige Verteilungen der Teilchen-Fluenzen aus dem Beryllium- Kanal des Blei-Radiators	33
32	erstes Strahlfänger-Modell für MCNP-Rechnungen	34
33	Neutronenfluenz am Messplatz; ohne Strahlfänger	35

34	Neutronenfluenz am Messplatz; mit Strahlfänger	36
35	Neutronenfluss am Messplatz; ohne Strahlfänger	37
36	Neutronenfluss am Messplatz; mit Strahlfänger	38
37	detailliertes Modell des Neutronen-Produktionstargets mit Kollimator für MCNP-Rechnungen	40
38	Neutronenfluss am Messplatz für detailliertes Modell	40
39	Neutronenfluss am Messplatz mit Untergrund	41
40	Neutronen- und Photonenfluss am Messplatz bei verschiedenen Kollimator-Materialien	42
41	FLUKA-Parametrisierung der Wirkungsquerschnitte für Blei und Quecksilber	43
42	zeitabhängige Aktivitäten der im Blei gebildeten Nuklide	46
43	zeitabhängige Aktivitäten der im Quecksilber gebildeten Nuklide	46
44	zeitabhängige Aktivitäten der im Beryllium-Kanal gebildeten Nuklide	47
45	Prinzip-Skizze der Blei-Schleife	47
46	Zerfalls-Schema für ^{201}Pb	49
47	Zerfalls-Schema für ^{203}Pb	49
48	diskretes Energiespektrum der Gamma-Strahlung nach 120 h Bestrahlung und 1 h Pause	50
49	räumliche Verteilung der Energiedosisleistung aus dem radioaktiven Zerfall	51
50	Konversionsfaktoren von der Flussdichte zur Äquivalentdosisleistung	51
51	Äquivalentdosisleistung aus dem radioaktiven Zerfall vor und hinter der Blei-Abschirmung.	52
52	schematischer Aufbau der Strahlfänger an der Strahlungsquelle ELBE	53
53	Energie-Winkel-Verteilungen der vom Blei-Radiator emittierten Teilchen	54
54	Modifikation des Graphit-Absorbers im Strahlfänger	55
55	Verteilungen der Photonen- und Neutronen-Äquivalentdosisleistungen um den Strahlfänger mit Graphit-Absorber	56
56	Strahlfänger-Geometrie mit zusätzlicher Abschirmung aus Wolfram	57
57	Verteilungen der Äquivalentdosisleistungen um den Strahlfänger mit Graphit-Absorber und Wolfram	57
58	Anordnung des Strahlfängers im Neutronenlabor	58

Tabellenverzeichnis

1	Vergleich von Materialparameter des Neutronen-Radiators	12
2	Vergleich materialabhängiger Leistungsdichten in der Kanalwand	14
3	aufzunehmende Leistungen im Neutronen-Radiator bei verschiedenen Materialien	16

4	Gitterstruktur zur Berechnung der Temperaturverteilung für $s = 0,5$ mm	19
5	Ergebnisse thermo-fluiddynamischer Berechnungen für Blei- und Quecksilber-Kühlung	20
6	Spannungen und Dehnungen im Radiator bei den verschiedenen Material-Varianten	24
7	Teilchenfluenzen im Beryllium-Kanal	28
8	Teilchenfluenzen an der Oberfläche des Beryllium-Kanals	32
9	Sättigungsaktivitäten in der Beryllium-Wand und im Blei	45
10	Sättigungsaktivitäten in der Beryllium-Wand und im Quecksilber	45
11	Aktivitäten im Blei nach 120 h Bestrahlung und 1 h Strahlpause	48
12	Photonen-Äquivalentdosisleistungen hinter dem Strahlfänger (MCNP)	58