



KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH
GESELLSCHAFT MIT BESCHRÄNKTER HAFTUNG
Zentralinstitut für Reaktorexperimente

**Kristallfilter für kalte und thermische
Neutronenstrahlen**

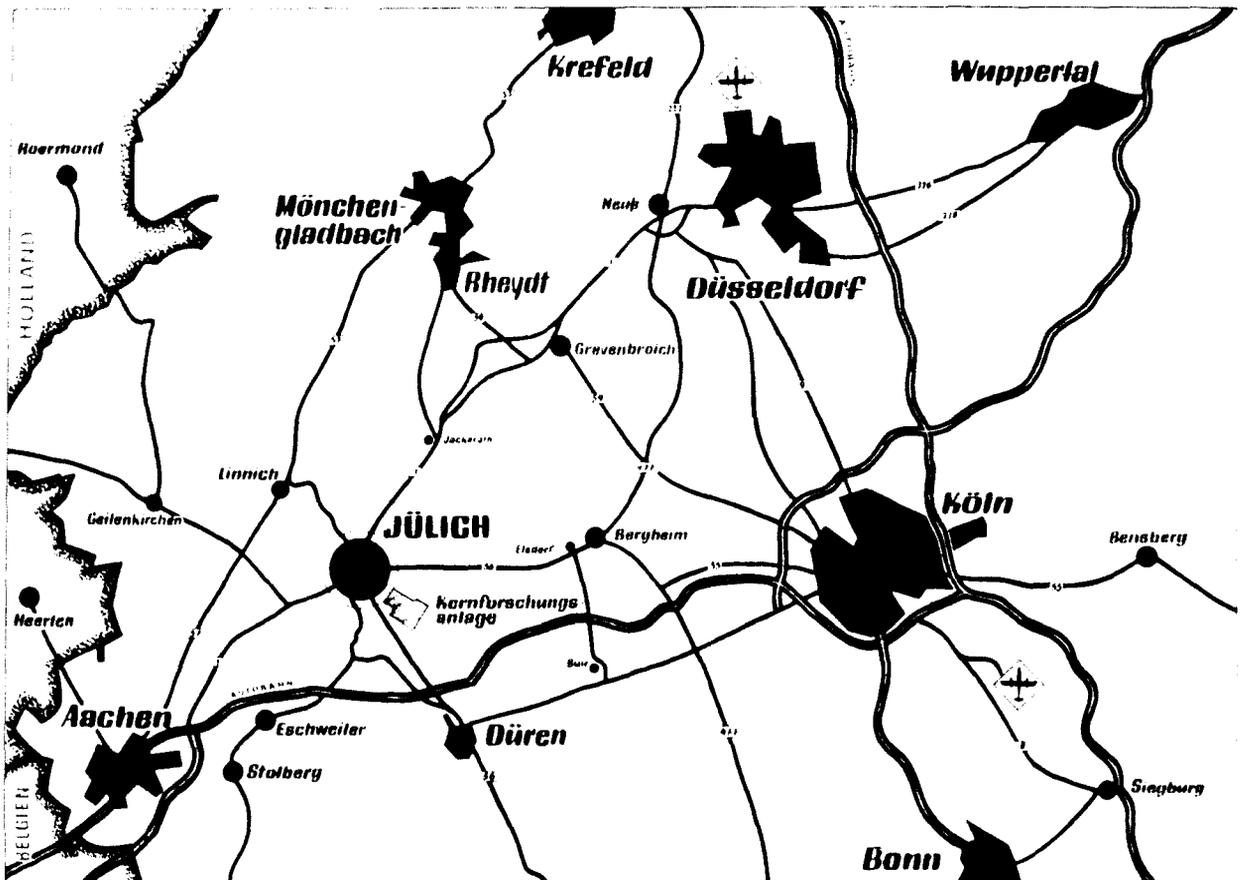
(Eine Datenzusammenstellung)

von

W. Scharenberg

Jüli - 875 - RX
August 1972

Als Manuskript gedruckt



Berichte der Kernforschungsanlage Jülich – Nr. 875

Zentralinstitut für Reaktorexperimente Jül – 875 – RX

Dok.: Cold Neutron - Crystal Filter
Thermal Neutron - Crystal Filter
Thermal Neutron Scattering
Neutron Cross Section

Im Tausch zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH,
Jülich, Bundesrepublik Deutschland

Kristallfilter für kalte und thermische Neutronenstrahlen

(Eine Datenzusammenstellung)

von

W. Scharenberg

INHALT

	Seite
Zusammenfassung	3
<u>1. Einführung</u>	4
<u>2. Theorie</u>	5
2.1 Die elastische kohärente Streuung (Laue-Bragg-Streuung). - Polykristalline Filter	5
2.2 Die inelastische thermische diffuse Streuung	9
2.3 Einkristallfilter	11
<u>3. Filtermaterialien</u>	12
3.1 Allgemeine Forderungen	12
3.2 Daten spezieller Filtermaterialien	16
3.3 Vergleich verschiedener Filtermaterialien	21
<u>4. Dimensionierung und Berechnung von Kristallfiltern</u>	23
4.1 Neutronen	23
4.2 Gammastrahlung	25
4.3 Dosisleistungen	26
<u>5. Zur technischen Ausführung von Kristallfiltern</u>	28
5.1 Abschirmung	28
5.2 Strahlenschädigung	28
5.3 Kühlung des Filters	28
5.4 Sicherheitsfragen	29
5.5 Konstruktionsbeispiele	29
<u>6. Tabellen</u>	32
<u>7. Abbildungen</u>	38
<u>8. Literaturverzeichnis und Bezugsquellen</u>	51

Zusammenfassung

Polykristalline und einkristalline Neutronenfilter haben sich als nützliche Einrichtungen zur Erhöhung der Strahlqualität kalter und thermischer Neutronenstrahlen bei elastischen und inelastischen Streuexperimenten am Reaktor erwiesen. Nach einer kurzen Einführung in die Theorie werden die kernphysikalischen, chemischen und physikalischen Eigenschaften besprochen, die von geeigneten Filtermaterialien zu fordern sind. Theoretische und experimentell erreichte Neutronentransmissionen werden miteinander verglichen und für die gebräuchlichen Filtermaterialien - Wismuth, Blei, Beryllium, Berylliumoxid, Quarz, Magnesiumoxid und pyrolytischer Graphit - sind die wichtigsten Daten für die praktische Auslegung eines Filters zusammengestellt. Einige experimentelle Filteranordnungen werden ebenfalls vorgestellt.

Abstract

Polycrystalline and single crystal neutron filters have proved as useful tools for improving the quality of cold and thermal reactor neutron beams for elastic and inelastic scattering work. After a short introduction to theory the nuclear, chemical and physical properties are discussed, which have to be required from appropriate filtermaterials. A comparison is made between theoretical and experimental neutron transmissions and a compilation of the most interesting data is given for the commonly used filtermaterials: bismuth, lead, beryllium, berylliumoxide, quartz, magnesiumoxide and pyrolytic graphite, which may be of practical use for the filter designer. A few experimental facilities are also shown.

1. Einführung

Der totale Wirkungsquerschnitt gebundener Materie kann für Neutronen im thermischen Energiebereich aufgrund von Kristalleffekten viel kleiner sein als der Wirkungsquerschnitt der den Festkörper aufbauenden Atome im ungebundenen freien Zustand. Im epithermischen Energiebereich nähert sich der totale Wirkungsquerschnitt gebundener Materie dem Wirkungsquerschnitt des freien Atoms, da die Neutronen mit Energien oberhalb 0,5 eV mehr und mehr unempfindlich gegenüber der Bindung der Atome in Molekülen, Flüssigkeiten und Festkörpern werden. Diese Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von Kristalleigenschaften läßt sich zur Ausfilterung thermischer und subthermischer (kalter) Neutronen aus einem Reaktorneutronenstrahl ausnutzen.

Die Verwendung polykristalliner Substanzen als Filter für kalte Neutronen wurde von ANDERSON, FERMI und MARSHALL [1] vorgeschlagen. Heute verwenden die meisten Strahlrohrexperimente, die die inelastische Streuung kalter Neutronen untersuchen, solche Filter im Primärstrahl zur Verbesserung der Strahlqualität. Eine erste Zusammenstellung geeigneter Filtermaterialien findet sich bei EGELSTAFF und PEASE [2]. BROCKHOUSE [3] zeigte, daß sich die Durchlässigkeit dieser Filter bei Verwendung von Einkristallen in den thermischen Energiebereich hinein erweitern läßt. Einkristallfilter werden seitdem hauptsächlich bei Neutronenbeugungsexperimenten zur Unterdrückung der vom Monochromatorkristall reflektierten höheren Ordnungen eingesetzt.

2. Theorie

Der totale Wirkungsquerschnitt einer kristallinen Substanz für thermische Neutronen setzt sich im wesentlichen aus den folgenden Anteilen zusammen:

Neutroneneinfang (Absorption),
elastische kohärente Streuung (Laue-Bragg-Streuung),
inkohärente Streuung (Kernspin- und Isotopeninkohärenz),
inelastische thermische diffuse Streuung,
paramagnetische diffuse Streuung (bei paramagnetischen Atomen).

Eine Diskussion der verschiedenen Streuquerschnitte findet sich in den einschlägigen Lehrbüchern (siehe z.B. [4,5,6]). Hier sind nur die elastisch kohärente und die inelastische thermische diffuse Streuung von Interesse, da sie von den Kristalleigenschaften abhängen und die Filtercharakteristik ergeben, wie im folgenden gezeigt wird.

Als Filtermaterialien eignen sich daher solche kristallinen Substanzen, deren Atome möglichst geringe Neutronenabsorption, inkohärente und paramagnetische Streuung aufweisen, so daß diese Beiträge zum totalen Wirkungsquerschnitt vernachlässigt werden können und der Verlauf des totalen Wirkungsquerschnittes im thermischen Energiebereich durch die elastische kohärente und die inelastische thermische diffuse Streuung bestimmt wird.

2.1 Die elastische kohärente Streuung (Laue-Bragg-Streuung) - Polykristalline Filter

Laue-Bragg-Streuung tritt nur auf, wenn zwischen der Neutronenwellenlänge λ , den Netzebenenabständen d_{hkl} des Kristalls und dem Streuwinkel 2ϑ die Bragg'sche Beziehung

$$n\lambda = 2 d_{hkl} \sin \vartheta, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (1)$$

erfüllt ist. Da $\sin \vartheta$ höchstens den Wert 1 annimmt, gibt es eine größte Wellenlänge, die sogenannte Bragg-cut-off-Wellenlänge λ_c :

$$\lambda_c = 2d_{hkl, \max} \quad , \quad (2)$$

bei der Laue-Bragg-Streuung auftritt. $d_{hkl, \max}$ ist der größte im Kristall auftretende Netzebenenabstand, für den der Strukturfaktor F_{hkl} (s. Glg. (4)) ungleich Null ist.

Für Neutronen mit Wellenlängen $\lambda < \lambda_c$ jedoch findet sich in einer polykristallinen Substanz mit hinreichend kleiner Korngröße und statistischer Verteilung der Einzelkristallite zu jeder Wellenlänge λ wenigstens eine Netzebenenschar hkl mit geeignetem Netzebenenabstand d_{hkl} und geeigneter Orientierung ϑ zum einfallenden Neutronenstrahl (Fig. 1), daß die Bragg'sche Beziehung (1) erfüllt ist.

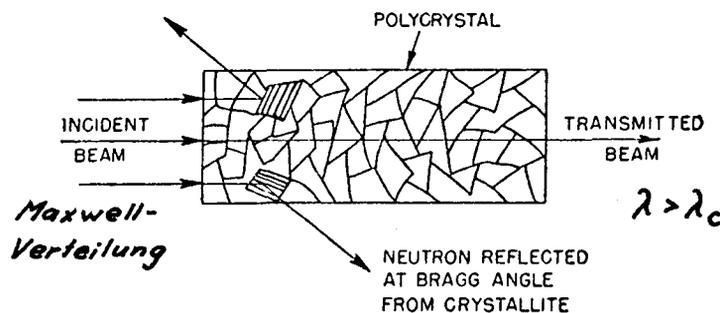


Fig. 1 Transmission eines Neutronenstrahls durch eine polykristalline Substanz (HUGHES [7])

Für Neutronen mit Wellenlängen $\lambda \gg \lambda_c$ tritt Laue-Bragg-Streuung nicht mehr auf. Polykristalline Substanzen zeigen daher im allgemeinen (siehe Abschnitt 3.1) bei der Bragg-cut-off-Wellenlänge eine steile Stufe im Verlauf des Wirkungsquerschnittes, die zur Filterung eines transmittierten Neutronenstrahles ausgenutzt werden kann. Da die Bragg-cut-off-Wellenlänge λ_c bei fast allen Kristallen im Bereich zwischen 4 und 8 Å, entsprechend einer Neutronenenergie von 5,1 bis $1,3 \cdot 10^{-3}$ eV, liegt (Fig. 2 und Tabelle 1), sind poly-

kristalline Filter durchlässig für subthermische (kalte) Neutronen und undurchlässig für thermische und epithermische Neutronen. Fig. 3 zeigt als Beispiel ein BeO-gefiltertes Maxwellspektrum mit der charakteristischen steilen Abbruchkante bei der cutoff-Wellenlänge.

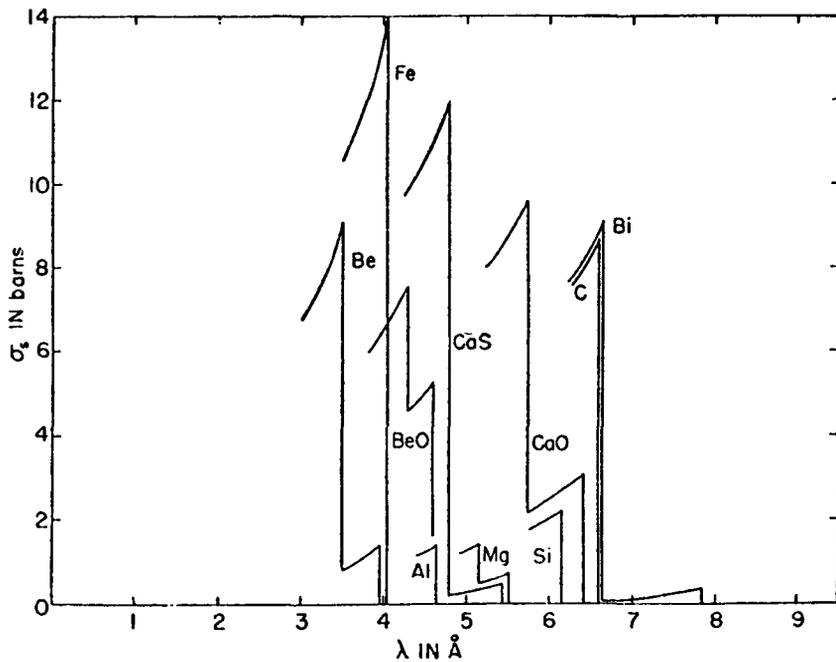


Fig. 2 Elastischer kohärenter Streuquerschnitt für verschiedene polykristalline Substanzen in der Nähe der cutoff-Wellenlänge (HUGHES [7])

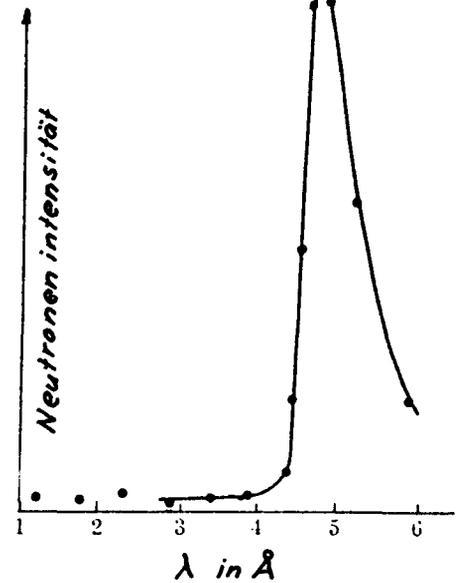


Fig. 3 Verteilung der kalten Neutronen hinter einem polykristallinen BeO-Filter (ANDERSON, FERMI und MARSHALL [1])

Der elastische kohärente Streuquerschnitt pro Atom (bzw. Molekül) für eine polykristalline Substanz ist quantitativ gegeben durch den Ausdruck [8]:

$$\sigma_{el\ coh} = \frac{\lambda^2 N_c}{2N} \sum_{hkl} (J_{hkl} \cdot |F_{hkl}|^2 \cdot d_{hkl}) \quad (3)$$

λ	Neutronenwellenlänge	
N_c	Zahl der Elementarzellen pro Volumeneinheit	
N	Atome (bzw. Moleküle) pro Elementarzelle	
J_{hkl}	Multiplizitätsfaktor	} der Netzebene hkl
F_{hkl}	Strukturfaktor	
d_{hkl}	Netzebenenabstand	

Die Summation läuft über alle Netzebenen hkl, deren Netzebenenabstand $d_{hkl} \geq \lambda/2$ ist.

Der Strukturfaktor F_{hkl} ist gegeben durch

$$F_{hkl} = \sum_j \bar{b}_j \cdot e^{-B_j \left(\frac{\sin \vartheta}{\lambda}\right)^2} \cdot e^{2\pi i (hx_j + ky_j + lz_j)} \quad (4)$$

2ϑ	Streuwinkel	
\bar{b}_j	kohärente gebundene Streulänge (Mittelwert über Isotope und Kernspins)	} des j-ten Atoms
B_j	Debye-Waller Faktor	
x_j, y_j, z_j	Positionsparameter in der Elementarzelle	

Die Summation ist über alle Atome in der Elementarzelle zu nehmen. Der Debye-Waller Faktor B ist in der Debye'schen Näherung

$$B = \frac{6h^2}{mk\Theta} \cdot \Phi\left(\frac{T}{\Theta}\right) \quad (5)$$

- h Plancksches Wirkungsquantum
- k Planck-Boltzmann Konstante
- m Masse des Atomkerns
- T Temperatur
- (H) Debye-Temperatur des Kristalls

Die Funktion

$$\Phi\left(\frac{T}{\Theta}\right) = \frac{1}{4} + \left(\frac{T}{\Theta}\right)^2 \cdot \int_0^{\Theta/T} \frac{x dx}{e^x - 1} \quad (6)$$

ist dargestellt in Abb. 9. $\Phi\left(\frac{T}{\Theta}\right)$ nähert sich für $\frac{T}{\Theta} > 0,5$ asymptotisch dem Wert T/Θ ; B kann daher oberhalb $T/\Theta = 0,5$ praktisch als lineare Funktion der Temperatur angesehen werden.

Den Verlauf des elastisch kohärenten Streuquerschnitts veranschaulicht z.B. Abb. 2 Kurve ④ (Abschnitt 7): Bei kurzen Wellenlängen ($\lambda \approx 1 \text{ \AA}$) setzt sich σ_{elcoh} aus den Beiträgen einer großen Zahl von streuenden Netzebenenscharen hkl zusammen, so daß sich der Einfluß der Strukturformfaktoren F_{hkl} herausmittelt und σ_{elcoh} fast ausschließlich von den Streulängen \bar{b}_j der beteiligten Atome abhängt. Mit wachsender Neutronenwellenlänge nimmt die Zahl der an der Streuung beteiligten Netzebenenscharen ab; in der Nähe von λ_c tragen nur noch wenige Netzebenenscharen hkl zur Streuung bei und σ_{elcoh} hängt empfindlich von der Größe der betreffenden Strukturformfaktoren F_{hkl} ab; der Ausfall der einzelnen Netzebenenscharen hkl bei der Streuung ist jeweils durch einen steilen Sprung im Verlauf von σ_{elcoh} gekennzeichnet an der Stelle, an der $\lambda = 2 d_{\text{hkl}}$ wird.

2.2 Die inelastische thermische diffuse Streuung

Die inelastische thermische diffuse Streuung ist für thermische Neutronen normalerweise klein gegenüber der elastischen kohärenten Streuung; sie bleibt jedoch auch oberhalb der cutoff-Wellenlänge λ_c im subthermischen Bereich bestehen und bestimmt daher die Transmission des Filters im Durchlaßbereich. Der inelastische thermische diffuse Streuquerschnitt σ_{td} pro Atom (bzw. Molekül) ist in der statischen inkohärenten Näherung [8] gegeben durch den Ausdruck

$$\sigma_{\text{td}} = \sigma_{\text{frei}} \left\{ 1 - \frac{\lambda^2}{2B} \left(1 - e^{-\frac{2B}{\lambda^2}} \right) \right\} \quad (7a)$$

$$\sigma_{td} \approx \sigma_{frei} \cdot \frac{B}{\lambda^2} \quad \text{für} \quad \frac{\sigma_{td}}{\sigma_{frei}} \ll 1 \quad (7b)$$

wobei σ_{frei} der Streuquerschnitt des freien Atoms, bzw. bei Molekülen die Summe der Streuquerschnitte der freien Einzelatome ist.

Da in B die Kernmasse m eingeht (Glg. (5)), gilt (7) für Kristalle, die aus verschiedenen Atomen bestehen, nur, wenn deren Massen nicht allzu verschieden sind. In diesem Falle kann für m näherungsweise eine mittlere Masse eingesetzt werden. Bei Molekülen ist für m die über das Molekül gemittelte Masse eines Atoms (= Molekulargewicht/Anzahl der Atome im Molekül) einzusetzen.

Der inelastische thermische diffuse Streuquerschnitt σ_{td} ist temperatur- und wellenlängenabhängig. Der Temperaturgang ist, wie aus der Stellung von B in (4) und (7) ersichtlich ist, umgekehrt wie bei der elastischen kohärenten Streuung: der Streuanteil, der bei der elastischen kohärenten Streuung mit steigender Temperatur verlorenggeht, findet sich im kohärenten Anteil der thermischen diffusen Streuung wieder. Die thermische diffuse Streuung kann durch Abkühlung des Filters auf tiefe Temperaturen (Kühlung mit flüssigem Stickstoff) verringert werden und damit die Transmissionscharakteristik verbessert werden (siehe z.B. Abb. 2, Kurven ①, ②, ③).

Der inelastische thermische diffuse Streuquerschnitt σ_{td} in der Näherung (7a) ist z.B. in Abb. 2 durch Kurve ⑤ dargestellt. σ_{td} nähert sich für sehr kurze Wellenlängen ($\lambda < 0,5 \text{ \AA}$) dem freien Streuquerschnitt σ_{frei} und geht in dieser Näherung für langwellige Neutronen gegen Null. Tatsächlich durchläuft σ_{td} ein Minimum (Minimumwert bei guten Filtern zwischen 0,3 und 1 barn) und steigt für große Wellenlängen etwa proportional zu λ wieder an (Abb. 2, Kurven ①, ②, ③). Die Berechnung von σ_{td} in diesem Bereich

ist kompliziert [9, 10]. Bei sehr langwelligen Neutronen ist unter Umständen (z.B. Quarz) auch die Absorption nicht mehr zu vernachlässigen, da der Absorptionsquerschnitt σ_a ebenfalls proportional zu $\lambda - 1/v$ - Gesetz, es ist $\lambda \sim \frac{1}{v}$! - ansteigt.

2.3 Einkristallfilter

Im Unterschied zum polykristallinen Material sind bei einem idealen Einkristall alle Gitternetzebenen, die durch bestimmte Millerindizes hkl charakterisiert sind, parallel ausgerichtet. Stellt man einen Einkristall in einen gut kollimierten, parallelen Neutronenstrahl, so ist die Bragg'sche Beziehung (1) nur für die wenigen Neutronenwellenlängen erfüllt, die eine geeignet orientierte Netzebenenschar im Kristall vorfinden. Laue-Bragg-Streuung macht sich daher (bei guten Kristallen mit geringer Mosaizität, siehe Abschnitt 3.1) im Verlauf des totalen Wirkungsquerschnittes als Funktion der Wellenlänge höchstens in einigen scharfen Maxima bemerkbar, der Gesamtverlauf wird jetzt jedoch auch im thermischen Bereich durch die inelastische thermische diffuse Streuung bestimmt.

Im Unterschied zum polykristallinen Filter zeigt ein Einkristallfilter keine scharfe Filterkante; der totale Wirkungsquerschnitt steigt von einem Minimalwert (ca. 0,3 bis 1 barn) oberhalb $\lambda \approx 2 \text{ \AA}$ zu kürzeren Wellenlängen hin gemäß (7b) etwa proportional zu $1/\lambda^2$ an (z.B. Abb. 2, Kurve ⑤) und nähert sich für $\lambda < 0,5 \text{ \AA}$ dem Wert σ_{frei} . Die Durchlässigkeit im thermischen und subthermischen Bereich kann durch Kühlung des Filters auf tiefe Temperaturen (Flüssig-Stickstoff-Temperatur) erhöht werden.

3. Filtermaterialien

Bevor einige spezielle kristalline Materialien, deren Einsatz als Neutronenfilter üblich geworden ist, besprochen werden, seien in der folgenden Zusammenstellung eine Reihe von Eigenschaften angeführt, die allgemein von geeigneten Filtermaterialien zu fordern sind.

3.1 Allgemeine Forderungen

Kernphysikalische Daten

a) Absorption. Der Absorptionsquerschnitt σ_a für thermische Neutronen sollte klein gegenüber dem Streuquerschnitt sein. Um Absorptionsverluste bei den üblichen Filterlängen von 10 bis 40 cm zu vermeiden, darf σ_a höchstens einige Zehntel barn betragen. Dabei ist zu beachten, daß σ_a proportional zu $\frac{1}{v} \sim \lambda$ ist, so daß die Absorption für sehr große Wellenlängen ($\lambda > 10 \text{ \AA}$) unter Umständen dennoch nicht zu vernachlässigen ist.

b) Inkohärente Streuung. Da inkohärente Streuung die Transmission des Filters insgesamt herabsetzt, sollte der totale Streuquerschnitt einen möglichst geringen inkohärenten Anteil haben. Alle wasserstoffhaltigen Substanzen scheiden daher als Filter aus.

c) Paramagnetische Streuung. Die den Kristall aufbauenden Atome sollten diamagnetisch sein, damit keine paramagnetische Streuung auftritt.

d) Der totale Wirkungsquerschnitt für schnelle Neutronen darf nicht ungewöhnlich niedrig im Verhältnis zu dem für thermische Neutronen sein.

e) Elemente mit hohem Atomgewicht sind vorzuziehen, wenn auch auf eine starke Schwächung der γ -Strahlung durch das Filter besonderer Wert gelegt wird. (Hohes Atomgewicht siehe auch f)).

Eine Durchsicht der Kerndatentabellen zeigt, daß Kristalle für Neutronenfilter sich vorwiegend aus folgenden Elementen zusammensetzen sollten [2]:

Element	Be	C	O	F	Mg	Si	P	Pb	Bi
σ_a [barn]	0,010	0,0034	0,0002	0,010	0,063	0,16	0,190	0,170	0,034
σ_{incoh} "	0,010	0,010	0,040	0,2	0,10	0,04	0,1	0,1	0,02

(σ_a Absorptionsquerschnitt für thermische Neutronen mit $v=2200$ m/s nach [31], σ_{incoh} inkohärenter Streuquerschnitt nach [6].)

Chemische und kristallographische Eigenschaften

f) Debye Temperatur. Die thermische diffuse Streuung, die die Transmission sowohl des polykristallinen wie des Einkristallfilters im Durchlaßbereich bestimmt, ist nach (5) und (7) näherungsweise umgekehrt proportional der Debye-Temperatur Θ des Kristalls. Hohe Debye-Temperatur und hohes Atomgewicht (vgl.(5)) ergeben daher hohe Durchlässigkeit, die durch Kühlung des Filters weiter verbessert werden kann.

g) Cutoff-Wellenlänge bei polykristallinen Filtern. Der starke Intensitätsabfall des Maxwellspektrums der Reaktor-neutronen auf der langwelligen Seite wird im allgemeinen eine möglichst kleine cut-off-Wellenlänge λ_c , also kompakte Kristallgitter mit kleinen Netzebenenabständen wünschenswert machen. Da jedoch $\lambda_c/2 = d_{max}$ in der Größe der üblichen Atomdurchmesser liegt, ist die Variationsbreite (λ_c zwischen 4 und 8 Å) nicht sehr groß (vgl. Fig. 2). Die kleinste cutoff-Wellenlänge hat Beryllium.

h) Scharfer Bragg cutoff bei polykristallinen Filtern. Der elastisch kohärente Streuquerschnitt hängt in der Nähe des Bragg-cutoffs stark von der Größe der Struktur Faktoren F_{hkl} der Netzebenen scharen mit großem Netzebenenabstand ab (vgl. (4)). Wenn diese vergleichsweise klein sind, kann sich eine stufenförmige Filterkante ergeben (z.B. M_0 in Fig. 2), die bei bestimmten Experimenten (z.B. Differenzmessungen mit Filtern verschiedener cutoff-Wellenlängen) störend wirken kann. Die Schärfe des Bragg cutoffs ist häufig jedoch durch physikalische Eigenschaften des Filterkristalls bedingt (siehe i) und k)).

Physikalische Beschaffenheit

i) Korngröße bei polykristallinen Filtern. Zur Vermeidung von Sekundärextinktion in den Einzelkristalliten müssen deren Lineardimensionen unter 10^{-2} cm liegen [2]. Sekundärextinktion setzt den kohärenten Streuquerschnitt besonders bei größeren Wellenlängen (natürlich $\lambda < \lambda_c$) herab und ergibt damit unscharfe Bragg-cutoffs.

k) Kleinwinkelstreuung bei polykristallinen Filtern. Die unter i) geforderte kleine Korngröße kann nicht durch Verwendung fein pulverisierten Materials erreicht werden, da hierbei Brechungs- und Reflexionseffekte an den Grenzen Luft-Kristallkorn Kleinwinkelstreuung hervorrufen. Diese führt zu einer Verbreiterung des Neutronenstrahls und damit zu einem Intensitätsverlust bei gut kollimiertem Strahl. Aus dem gleichen Grund sind Poren und Hohlräume bei gesinterten Materialien durch Drucksintern möglichst weitgehend auszutreiben. Als Kriterium kann gelten, daß die Dichte des polykristallinen Materials nicht mehr als 5 % unter dem theoretischen Wert liegen sollte.

Den Einfluß von Korngröße und Kleinwinkelstreuung auf den totalen Streuquerschnitt veranschaulichen Messungen von EGELSTAFF und PEASE [2] in extremer Form an gegossenem

und pulverisiertem Wismut (Fig. 4). Im ersten Fall ist der Bragg-cut-off durch Ausbildung zu großer Einzelkristallite praktisch eliminiert; im zweiten Fall zeigt der totale Wirkungsquerschnitt zufolge Kleinwinkelstreuung zu hohe Werte.

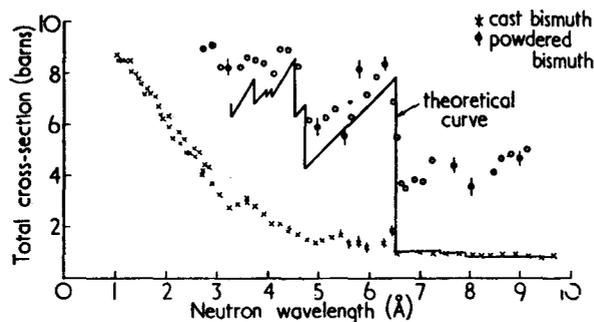


Fig. 4 Totaler Neutronenwirkungsquerschnitt von gegossenem und pulverisiertem Wismut (EGELSTAFF, PEASE [2]).

l) Einkristalle. Für Einkristallfilter müssen große und perfekte (geringe Mosaikbreite) Einkristalle erhältlich sein. Eine möglichst geringe Mosaikbreite ($\eta \leq 0,1^\circ$) ist erforderlich, damit einzelne durch Laue-Bragg-Streuung hervorgerufene "Löcher" in der Transmissionskurve schmal bleiben und sich nicht gar überlappen und damit die effektive Transmission im gesamten Energiebereich herabsetzen (s. z.B. Abb. 6b, Kurve für Bi). Nach VAN DINGENEN und HAUTECLER [11] hängt die effektive Transmission für thermische Neutronen entscheidend von dem Produkt aus Mosaikbreite und Reflektivität des Kristalls ab, sie ist umso größer, je kleiner letzteres ist. Hingegen hat die Anzahl der Einzelindividuen, aus denen möglicherweise ein "Einkristall" besteht, nur geringen Einfluß auf die Transmission. Es ist daher möglich, ein "Einkristallfilter" aus mehreren Einkristallstücken zusammensetzen oder verschiedene Filtermaterialien zu einem für einen bestimmten Zweck optimalen Filter zu kombinieren.

m) Orientierung bei Einkristallfiltern. Die Orientierung

der Einkristalle zum einfallenden Neutronenstrahl hat bei guten Kristallen (geringe Mosaikbreite) keinen Einfluß auf den Gesamtverlauf des Wirkungsquerschnitts, da die "Löcher" in der Transmissionskurve sehr schmal sind und häufig unbemerkt bleiben (z.B. Quarz); die Orientierung der Kristalle braucht daher im allgemeinen nicht bekannt zu sein.

Wenn Kristalle mit beliebig wählbarer Orientierung erhältlich sind, ist es zweckmäßig eine Hauptachse parallel zur Strahlrichtung zu legen, da dann mehrere Netzebenenscharen die gleiche Wellenlänge "reflektieren". Bei Experimenten mit monochromatischen Neutronen nur einer bestimmten, scharf definierten Wellenlänge läßt sich durch geeignete Wahl der Orientierung des Filters zum Neutronenstrahl vermeiden, daß zufällig gerade die Neutronen mit der gewünschten Wellenlänge durch Laue-Bragg-Streuung aus dem Strahl eliminiert werden.

3.2 Daten spezieller Filtermaterialien.

Die in Abschnitt 3.1 zusammengestellten Forderungen schränken die Auswahl der für Filter in Frage kommenden Substanzen stark ein. Experimentell wurden die folgenden Filtermaterialien untersucht: Wismut, Blei, Beryllium, Berylliumoxid, Quarz, Magnesiumoxid und Graphit; von diesen werden am häufigsten Wismut, Beryllium und Quarz als Filter verwendet.

Die für die Filtereigenschaften dieser sieben Substanzen wichtigsten physikalisch-chemischen und kristallographischen Daten sowie Bezugsquellen sind in Tabelle 1, Neutronenwirkungsquerschnitte und totale Massenabsorptionskoeffizienten für Gammastrahlung verschiedener Energien sind in Tabelle 2 zusammengestellt.

Die Abbildungen 1 bis 5 (Abschnitt 7) bringen für Wismut, Beryllium, Quarz, Magnesiumoxid und pyrolytischen Graphit gemessene totale Wirkungsquerschnitte für thermische Neutronen als Funktion der Neutronenenergie bzw. -wellenlänge

nebst berechneten Wirkungsquerschnitten für elastische kohärente und inelastische thermische diffuse Streuung. Der Verlauf des totalen Wirkungsquerschnittes kann, wie in Abschnitt 3.1 beschrieben, im Einzelfall stark von der physikalischen Beschaffenheit des Filters abhängen; die hier angegebenen gemessenen Wirkungsquerschnitte können als optimal erreichbare Werte angesehen werden. In Abb. 6 sind theoretische und experimentelle Transmissionen für verschiedene Einkristallfilter miteinander verglichen (siehe auch Abschnitt 3.3).

Abbildung 7 zeigt den Verlauf des totalen Wirkungsquerschnittes verschiedener Filtermaterialien für schnelle Neutronen als Funktion der Neutronenenergie.

Wismut [2, 11, 12, 13, 14] [s.a. Nachtrag S. 22]

Wismut-Filter ergeben wegen des hohen Atomgewichtes von Wismut bei hoher Durchlässigkeit für kalte Neutronen eine sehr gute Absorption der Kerngammastrahlung. Wismut bietet sich daher in all den Fällen als Filter für kalte Neutronen an, in denen neben einer Schwächung der schnellen Neutronen ein geringer Untergrund an Gammastrahlung gewünscht wird.

Gesinterte polykristalline Filter weisen selbst nach Sinterung unter hohen Drücken und bei Dichten nur wenige Prozent unter dem theoretischen Wert häufig noch beträchtliche Kleinwinkelstreuung auf. Normal gegossene polykristalline Filter zeigen hingegen meist starke Extinktionseffekte; die besten Ergebnisse werden offenbar mit Gußstücken erzielt, die in Wasser abgeschreckt wurden [2].

Große preiswert erhältliche Einkristalle bestehen meistens aus mehreren Individuen. Die Mosaikbreite dieser Einkristalle ist immer so groß, daß die Transmissionskurve im thermischen Energiebereich zahlreiche breite Einbrüche zufolge Laue-Bragg-Streuung aufweist (siehe z.B. Abb. 6b, Kurve Bi), deren Größe und Lage von Kristall zu Kristall verschieden ist. Der gemittelte totale Wirkungsquerschnitt bewegt sich in dem durch senkrechte Schraffur ③ gekenn-

zeichneten Bereich in Abbildung 1; er liegt für thermische Neutronen meist weit über dem theoretisch zu erwartenden Wert.

Blei [11]

Über die Verwendung von Blei als Neutronenfilter sind nur wenige Daten aus der Literatur bekannt. Blei hat einen höheren Neutronenabsorptionsquerschnitt als Wismut und besitzt diesem gegenüber keine Vorteile. Große Einkristalle sind teuer.

Beryllium [2, 7, 11, 15]

Beryllium ist hinsichtlich der Neutronenwirkungsquerschnitte das beste Filtermaterial für kalte Neutronen: es hat von allen für Filter in Frage kommenden Substanzen den größten makroskopischen Wirkungsquerschnitt $\Sigma = \sigma \frac{N_L}{A}$ für epithermische Neutronen und besitzt andererseits wegen seiner hohen Debye-Temperatur einen sehr niedrigen Wirkungsquerschnitt für kalte Neutronen. Leider ist die Absorption der Gammastrahlung durch Berylliumfilter wegen der niedrigen Dichte des Berylliums nur sehr gering.

Mit gegossenem polykristallinem Beryllium wurden höhere Durchlässigkeiten für kalte Neutronen als mit gesintertem Material gemessen [2], da bei letzterem starke Kleinwinkelstreuung auftritt, besonders, wenn die Dichte des Filters um mehr als wenige Prozent unter dem theoretischen Wert bleibt.

Beryllium zeigt eine scharfe cutoff-Filterkante (vgl. Fig. 3). Für Einkristallfilter kommt Beryllium praktisch nicht in Frage, da Einkristalle größerer Abmessungen sehr teuer und in der erforderlichen Qualität kaum erhältlich sind. Eine gute Transmissionscharakteristik für thermische Neutronen ergaben die Einkristallmessungen von DUGGAL und THAPER [15] (siehe Abb. 2); starke Intensitätsverluste im thermischen Energiebereich zufolge Laue-Bragg-Streuung

wurden von VAN DINGENEN und HAUTECLER [11] beobachtet.

Berylliumoxid BeO [11]

Berylliumoxid zeigt eine dem Beryllium ähnliche Transmissionscharakteristik, doch wurde dessen hohe Durchlässigkeit für kalte Neutronen nicht erreicht [11]. (Die polykristallinen Wirkungsquerschnitte für Be und BeO wurden von FERMI, STURM und SACHS [16] gemessen.)

Quarz SiO₂ [3, 14, 17, 18] [s.a. Nachtrag S. 22]

Die Möglichkeit, Einkristalle als Filter zur Erzeugung eines thermischen Neutronenstrahls zu verwenden, wurde zum erstenmal von BROCKHOUSE [3] an Quarzkristallen untersucht. Von Quarz sind vergleichsweise billige, große, natürliche Einkristalle erhältlich. Die Qualität der Kristalle ist so gut, daß die gemessene Transmission für thermische Neutronen dem theoretisch zu erwartenden Wert entspricht, der sich aus dem Verlauf der thermischen diffusen Streuung ergibt. Minima in der Transmissionskurve zufolge Laue-Bragg-Streuung wurden bei Quarz nicht beobachtet, die Mosaikbreite der Kristalle wird daher auf Bruchteile von Bogenminuten geschätzt [14].

In der Durchlässigkeit für kalte Neutronen ist Quarz den polykristallinen Wismut- und Beryllium-Filtern unterlegen: der totale Wirkungsquerschnitt eines gekühlten Quarzfilters für kalte Neutronen wird praktisch durch den vergleichsweise hohen Absorptionsquerschnitt des Siliziums bestimmt (siehe Tabelle Seite 13 und Abb. 3, Kurve ③).

Magnesiumoxid MgO [11] [s.a. Nachtrag S. 22]

Im Vergleich zu den übrigen Filtermaterialien hat MgO ein nicht allzu niedriges Atomgewicht und eine hohe Debye-Temperatur. Der daraus sich ergebende sehr kleine Debye-

Waller-Faktor (Glg. (5)) führt zu einem sehr steilen Abfall des thermischen diffusen Streuquerschnittes (Glg. (7)) vom epithermischen zum thermischen Energiebereich, so daß theoretisch für 1 Å-Neutronen, mit denen die elastische Neutronenbeugung meist arbeitet, bereits brauchbare Transmissionen von einem MgO-Einkristallfilter erwartet werden können. VAN DINGENEN und HAUTECLER [11] haben die besondere Eignung von MgO als Filter für thermische Neutronen herausgestellt und durch Messungen an Kristallen (Magnorite), die aus der Schmelze gewonnen wurden, bestätigt. Geschmolzenes Magnesiumoxid wird unter dem Namen Magnorite von der Firma Norton Co [B10] als hochfeuerfestes Wärme-, Isolier- und Auskleidungsmaterial vertrieben; größere Einkristalle scheinen jedoch nicht erhältlich zu sein.

Graphit (pyrolytischer Graphit [20, 21])

Filter aus normalem polykristallinem Graphit sind nur für Experimente mit geringer Winkelauflösung brauchbar, da die Dichte des erhältlichen Graphit-Materials meist beträchtlich unter dem theoretischen (röntgenographischen) Wert bleibt und dementsprechend bei Messungen mit gut kollimierender Geometrie beträchtliche Intensitätsverluste zufolge Kleinwinkelstreuung auftreten.

Von BROCKHOUSE und DIEFENDORF [19] wurden Filter aus pyrolytischem Graphit vorgeschlagen, die Neutronenbeugungsexperimente mit 2,3 bis 2,7 Å-Neutronen ermöglichen, die praktisch frei von second-order-contamination sind. Pyrolytischer Graphit, in Scheibenform, [B11, B12] weist eine hohe Parallelausrichtung der (001)-Ebenen (Mosaikbreite $0,4^\circ \dots 5^\circ$ (Halbwertsbreite)) ähnlich einem Einkristall auf, während alle übrigen Netzebenenscharen willkürlich orientiert sind und wie eine polykristalline Probe Pulverinterferenzen im Beugungsdiagramm erzeugen.

Abb. 5 zeigt den totalen Wirkungsquerschnitt von pyrolytischem Graphit für Neutronen, die parallel zu den ausgerichteten c_0 -Achsen der Mikrokristallite, d.i. senkrecht

zur Scheibenfläche, einfallen (LOOPSTRA [20]). Der Wirkungsquerschnitt liegt für Neutronen mit $E_0 = 11$ bis 14 meV ($\lambda_0 = 2,7$ bis $2,4$ Å) unter 1 barn und steigt für Neutronen mit $4E_0 = 44$ bis 56 meV ($\lambda_0/2 = 1,35$ bis $1,2$ Å) von $3,55$ auf $7,7$ barn an; dies ergibt im interessierenden Energiebereich ein Verhältnis der Wirkungsquerschnitte $\sigma_{4E_0}/\sigma_{E_0}$ größer als 10 . SHIRANE und MINKIEWICZ [21] erzielten mit einem Filter aus pyrolytischem Graphit von 5 cm Dicke und mit einer Mosaikbreite (Halbwertsbreite) von 1° eine Transmission von $83,3\%$ für $2,44$ Å- und $2,34$ Å-Neutronen, während die Transmission für die $\lambda/2$ -Komponente nur $0,67 \cdot 10^{-4}$ betrug. Pyrolytischer Graphit ist damit als Filter zur Unterdrückung des $\lambda/2$ -Anteils bei Beugungs-Experimenten mit Neutronen, deren Energie um 14 meV ($\lambda \approx 2,4$ Å) liegt, allen anderen überlegen. Hochorientierter pyrolytischer Graphit ist außerdem hervorragend als Neutronen-Monochromator geeignet, wobei Peak-Reflektivitäten über 90% ($\lambda = 4$ Å) erzielt wurden [22, 23].

3.3 Vergleich verschiedener Filtermaterialien

Einen aufschlußreichen Vergleich verschiedener Filtermaterialien ermöglichen die Abbildungen 6 a und 6 b (nach [11]), in denen berechnete und gemessene Neutronen-Transmissionen von Einkristallen bei Raumtemperatur dargestellt sind, wobei die Filterlänge jeweils so gewählt ist, daß sich die gleiche Schwächung für epithermische Neutronen $T_{\text{epith}} = 10^{-3}$ ergibt. Die Transmissionswerte sind oberhalb der Bragg-cutoff-Wellenlänge auch auf polykristalline Filter übertragbar.

Es ist ersichtlich, daß als Filtermaterial für thermische Neutronen nur Magnesiumoxid- und Quarz-Einkristalle brauchbar sind, da nur mit diesen die berechneten Transmissionen auch im Experiment erreicht werden. Magnesiumoxid bietet eine wesentlich günstigere Transmissionscharakteristik als Quarz, besonders für kleine Wellenlängen, leider jedoch sind größere Einkristalle offenbar bisher kaum erhältlich.

Für kalte Neutronen mit Wellenlängen $\lambda > 4 \text{ \AA}$ ist polykristallines Beryllium hinsichtlich der Neutronenwirkungsquerschnitte das beste Filtermaterial, da es die niedrigste cutoff-Wellenlänge und die höchste Debye-Temperatur hat, so daß sich die höchste über das kalte Neutronenspektrum integrierte Transmission, insbesondere bei Kühlung des Filters ergibt. Für Neutronen mit Wellenlängen $\lambda > \lambda_c (\text{Bi}) = 6,5 \text{ \AA}$ zeigt Wismut eine etwas günstigere Transmission als Beryllium, sein Hauptvorteil liegt jedoch in dem hohen Absorptionsquerschnitt für γ -Strahlung. Quarz ist als Filtermaterial für kalte Neutronen wegen des vergleichsweise hohen Absorptionsquerschnittes des Siliziums nicht geeignet. Über die Verwendung von polykristallinem Magnesiumoxid als Filter für kalte Neutronen sind bisher keine Meßdaten bekannt geworden.

Nachtrag: Auf eine interessante Arbeit, auf die ich erst während der Korrektur aufmerksam wurde, sei an dieser Stelle verwiesen:

G. BAUER, H. SEYFARTH, Die Eignung von MgO-, SiO₂- und Bi-Einkristallen oder Quasieinkristallen als Filter für subthermische und thermische Neutronenstrahlen hoher Intensität. Atomkernenergie 18 (1971), 236

4. Dimensionierung und Berechnung der Transmission von Kristallfiltern

Durch den Einsatz eines Kristallfilters wird man eine Schwächung der schnellen Neutronen und/oder der Kerngammastrahlung um einen bestimmten Faktor - etwa 10^{-1} bis 10^{-4} - erreichen wollen. Der gewünschte Schwächungsfaktor bestimmt die Länge x des Filters, die üblicherweise zwischen 10 und 40 cm liegt. Sie ergibt sich durch Logarithmierung der Glg. (9) bzw. (13) (siehe unten!). Man wird dann für diese Länge zunächst überschlagsmäßig die Transmission des Filters im Durchlaßbereich berechnen und prüfen, ob die Schwächung der Nutzstrahlung in tragbaren Grenzen für das betreffende Experiment liegt, und gegebenenfalls eine geeignete Kompromißlösung wählen. Hierbei ist zu beachten, daß eine Kühlung des Filters (siehe Abschnitt 2.2) auf die Temperatur des flüssigen Stickstoffs (77 Kelvin) eine wesentliche Erhöhung der Durchlässigkeit des polykristallinen Filters für kalte Neutronen und des Einkristallfilters für kalte und thermische Neutronen erbringt. Nach Festlegung des Filtermaterials (siehe Abschnitt 3.3) und der Filterlänge x kann die Transmission $T(x,E)$ des Filters für Neutronen und Gammastrahlung als Funktion der Energie E berechnet werden. Sie ist definiert als das Verhältnis der Stromdichte $\phi(x,E)$ am Ende zur Stromdichte $\phi(0,E)$ am Anfang des Filters:

$$T(x,E) = \frac{\phi(x,E)}{\phi(0,E)} \quad (8)$$

4.1 Neutronen

Da es sich bei Strahlrohrexperimenten um gut kollimierte Neutronenstrahlen handelt, kann $\phi(x,E)$ nach einem einfachen Exponentialgesetz aus $\phi(0,E)$ berechnet werden, für Neutronen also

$$\phi_n(x,E) = \phi_n(0,E) \cdot e^{-\Sigma(E) \cdot x} \quad (9)$$

und
$$T_n(x, E) = e^{-\Sigma(E) \cdot x} \quad (10)$$

Der makroskopische Wirkungsquerschnitt $\Sigma(E)$ [cm^{-1}] ergibt sich aus dem mikroskopischen Wirkungsquerschnitt $\sigma(E)$ [cm^2] (es ist $1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$) gemäß

$$\Sigma(E) = \sigma(E) \frac{N_L \rho}{A} \quad (11)$$

wobei $N_L = 6,024 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ die Loschmidt-Konstante, ρ [g/cm^3] die Dichte und A [g/mol] das Atom- bzw. Molekulargewicht des Filtermaterials ist.

Zahlenwerte: Kalte und thermische Neutronen. Die mikroskopischen totalen Wirkungsquerschnitte σ_{tot} für kalte und thermische Neutronen können als Funktion der Neutronenenergie E bzw. -Wellenlänge λ den Abb. 1 bis 5 entnommen oder für Einkristallfilter und Wellenlängen zwischen etwa $0,2$ und 2 \AA nach Glg. (7a) berechnet werden, wobei σ_{frei} aus Tabelle 2 und B für 77 und 295 Kelvin aus Tabelle 1 entnommen werden können. Für andere Filtertemperaturen ist B nach Glg. (5) mit den Werten für m und Θ aus Tabelle 1 und für $\phi(T/\Theta)$ aus Abb. 9 zu berechnen. Bei polykristallinen Filtern wird die Schwächung der thermischen Neutronen mit Wellenlängen $\lambda \leq \lambda_c$ meist hinreichend genau mit einem über den thermischen Energiebereich konstant angenommenen Wirkungsquerschnitt von der Größe σ_{frei} (Tabelle 2) beschrieben. Aus den mikroskopischen können die makroskopischen Wirkungsquerschnitte Σ nach Glg. (11) mit den Werten für ρ und A aus Tabelle 1 und damit die Transmission nach Glg. (10) berechnet werden.

Zahlenwerte: Schnelle Neutronen. In vielen Fällen lassen sich die epithermischen und schnellen Neutronen zu einer "Schnellen" Neutronengruppe zusammenfassen; ihre Schwächung durch das Filter kann dann meist hinreichend genau (vgl. Abb. 7) durch den für alle Energien konstant angenommenen

Wirkungsquerschnitt σ_{frei} aus Tabelle 2 bestimmt werden. Für eine genauere Rechnung können Wirkungsquerschnitte für epithermische und schnelle Neutronen aus Abb. 7 entnommen werden. Die makroskopischen Wirkungsquerschnitte und die Transmission des Filters ergeben sich entsprechend wie bei den kalten und thermischen Neutronen.

4.2 Gammastrahlung

Bei der Gammastrahlung wird der makroskopische Wirkungsquerschnitt gewöhnlich linearer Absorptionskoeffizient $\mu(E)$ [cm^{-1}] genannt.

Bei ungünstiger Geometrie der Filteranordnung (große Filterabmessungen senkrecht zum Strahl, geringe Kollimation für Gammastrahlung vor und hinter dem Filter) ist bei der Berechnung der Gammadosisleistung hinter dem Filter der gestreute Gammafluß durch einen Dosisaufbaufaktor $C(\mu x, E)$ zu berücksichtigen. Der Dosisaufbaufaktor hängt von der Materialart, dem Produkt $\mu \cdot x$ und der Gammaenergie E ab. Die Gammadosisleistung $D_\gamma(x, E)$ hinter dem Filter beträgt dann

$$D_\gamma(x, E) = \Delta_\gamma(E) \cdot \phi_\gamma(0, E) \cdot C(\mu x, E) \cdot e^{-\mu(E) \cdot x}, \quad (12)$$

wobei $\Delta_\gamma(E)$ den Dosisleistungsumrechnungsfaktor bedeutet (siehe unten). Die Transmission des Filters für Gammastrahlung beträgt dann

$$T_\gamma(x, E) \equiv \frac{\phi_\gamma(x, E)}{\phi_\gamma(0, E)} = C(\mu x, E) \cdot e^{-\mu(E) \cdot x}. \quad (13)$$

Glg. (13) gilt streng nur für das Verhältnis der Dosisleistungen $D_\gamma(x, E)/D_\gamma(0, E)$, da $C(\mu x, E)$ den Dosisaufbaufaktor darstellt. Für Abschirmungsrechnungen jedoch, bei denen die Flußdichten letzten Endes in Dosisleistungen (siehe unten!) umgerechnet werden, kann Glg. (13) als reine Rechengröße hingeschrieben und verstanden werden. Da bei den Strahlrohrexperimenten im allgemeinen gut kollimierende

Strahlenführungen vorliegen und das Filter meist schon im Strahlrohr des Reaktors eingebaut ist, wird der Anteil der gestreuten Gammastrahlung hinter dem Filter durch den Dosisaufbaufaktor überschätzt, da Zahlenwerte für $C(\mu x, E)$ nur für eine isotrope Punktquelle und ein senkrecht zur Strahlachse unendlich ausgedehntes Medium vorliegen. Man erhält also aus Glg. (13) eine obere Grenze der Transmission des Filters für Gammastrahlung und damit eine Abschätzung zur sicheren Seite für Abschirmungsrechnungen. Eine untere Grenze für die Transmission ergibt sich aus Glg. (13), in dem man den Dosisaufbaufaktor gleich 1 setzt.

Zahlenwerte: Gammastrahlung. Die Kerngammastrahlung wird üblicherweise in fünf Energiegruppen mit den mittleren Energien 0,5, 1, 3, 5 und 8 MeV zusammengefaßt. Die Massenabsorptionskoeffizienten μ/ρ der verschiedenen Filtermaterialien für diese fünf Energiegruppen sind in Tabelle 2 angegeben; durch Multiplikation mit der Dichte ρ (Tabelle 1) erhält man hieraus die linearen Absorptionskoeffizienten μ . Dosisaufbaufaktoren finden sich in der Literatur nur für wenige Substanzen. Da sie jedoch insbesondere für die kritischen Energiegruppen 3 und 5 MeV nicht sehr unterschiedlich sind, können ohne größeren Fehler für die schweren Filtermaterialien Wismut und Blei die Dosisaufbaufaktoren für Blei und für die leichteren Filtermaterialien Beryllium, Berylliumoxid, Quarz, Magnesiumoxid und Graphit die Dosisaufbaufaktoren für Aluminium verwendet werden. Diese sind für die fünf Gammaenergiegruppen und für Werte $\mu \cdot x$ von 1 bis 20 aus Tabelle 3 oder aus Abbildung 9 zu entnehmen.

4.3 Dosisleistungen

Zur Umrechnung der Neutronen- und Gammaflußdichten in Dosisleistungen für Abschirmungsrechnungen sind folgende Proportionalitätskonstanten zu verwenden (nach [24] und [25]):

für thermische Neutronen:
$$\Delta_{n,th} = 0,0038 \frac{\text{mrem/h}}{\text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}}$$

für schnelle Neutronen: $\Delta_{n,s} = 0,15 \frac{\text{mrem/h}}{\text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}}$

für Gammastrahlung:

Mittlere Energie [MeV]

0,5	$\Delta_{\gamma}(0,5) = 0,103 \cdot 10^{-2}$	"
1	$\Delta_{\gamma}(1) = 0,192 \cdot 10^{-2}$	"
3	$\Delta_{\gamma}(3) = 0,436 \cdot 10^{-2}$	"
5	$\Delta_{\gamma}(5) = 0,627 \cdot 10^{-2}$	"
8	$\Delta_{\gamma}(8) = 0,891 \cdot 10^{-2}$	"

5. Zur technischen Ausführung von Kristallfiltern

5.1 Abschirmung

Da die Filterwirkung des Kristallfilters auf der selektiven Streuung und nicht auf der Absorption der Neutronen beruht, wird in intensiven Strahlen das Filter selbst und seine nähere Umgebung zu einer starken Quelle gestreuter Strahlung und induzierter sekundärer Gammastrahlung. Das Filter wird daher zweckmäßigerweise in den Strahlrohreinschub des Experimentes miteingebaut, so daß die Reaktorabschirmung zur Abschirmung der vom Filter ausgehenden Strahlung genutzt werden kann. Die Intensität der sekundären Gammastrahlung läßt sich herabsetzen, indem man das Filter mit einer bor- oder lithiumhaltigen Substanz zur Absorption der thermischen Neutronen umgibt. Bei kombinierten Filtern, z.B. aus Quarz und Wismut, ist es zweckmäßig, das Material mit dem niedrigeren Neutroneneinfangquerschnitt und dem höheren Gammaabsorptionsquerschnitt (im Beispiel also Wismut) hinter das andere Filtermaterial zu setzen.

5.2 Strahlenschädigung

Durch die Bestrahlung erleiden die Filterkristalle eine Strahlenschädigung, die z.B. beim Quarz an einer baldigen tiefen Dunkelbraun- bis Schwarzfärbung der ursprünglich durchsichtigen Kristalle erkennbar wird. Die Filterwirkung wird jedoch erst bei sehr hohen Dosen beeinträchtigt, MITCHEL und WEDEPOHL [26] beobachteten bei einer Dosis von $6,4 \cdot 10^{18}$ schnellen Neutronen/cm² eine Erhöhung des Streuquerschnittes von Quarz für 6 Å - Neutronen um nur 0,5 barn.

5.3 Kühlung des Filters

Die Kühlung des Filters erfolgt gewöhnlich mit flüssigem Stickstoff (Siedepunkt 77 Kelvin), wobei sich das gekühlte Filter zur Verminderung der Kälteverluste in einer evakuierten Filterkammer befindet. Bei der Auslegung des Kühlsystems sind Kälteverluste durch Abstrahlung, Leitung über die Halterungen und unter Umständen durch nukleare Auf-

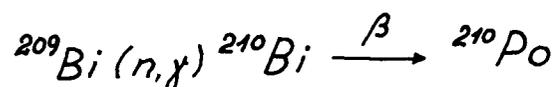
heizung zu berücksichtigen. Der Verbrauch an flüssigem Stickstoff beträgt normalerweise wenige Liter pro Stunde. Konstruktive Einzelheiten sind im übernächsten Abschnitt beschrieben.

5.4 Sicherheitsfragen

Zwei Sicherheitsaspekte sind beim langzeitigen Betrieb stickstoffgekühlter Kristallfilter unter intensiver Bestrahlung zu beachten.

Unter dem Einfluß der Strahlung bilden sich aus dem im flüssigen Stickstoff enthaltenen Sauerstoffresten instabile Komplexe von Stickoxiden (insbesondere N_2O) und Ozon O_3 , die, falls sie sich im Kältemantel des Filters oder sonstigen Teilen des Kühlsystems anreichern, explosionsartig miteinander reagieren können [27]. Dies kann vermieden werden, indem man entweder hochreinen, sauerstofffreien Stickstoff zur Kühlung des Filters verwendet, oder indem man das Filter über eine Kühlschlange (und nicht mit einem stehenden Bad) kühlt, durch die kontinuierlich oder in kurzen Zeitabständen flüssiger Stickstoff gepumpt wird, so daß eine dauernde Durchspülung des Kühlsystems erfolgt.

Der zweite Sicherheitsaspekt betrifft die Aktivierung der Filterkristalle. Bei Wismut zum Beispiel bildet sich gemäß der Reaktion



Polonium-210, das mit einer Halbwertszeit von 138 Tagen unter Aussendung von 5,3 MeV-Alpha-Teilchen in Blei zerfällt. Die Aktivierung der verschiedenen Filtermaterialien und der anderen der Bestrahlung ausgesetzten Bauteile läßt sich nach Elementen getrennt leicht mit Hilfe der Aktivierungstabellen von BAUMGÄRTNER [28] berechnen.

5.5 Konstruktionsbeispiele

RUSTAD et.al. [14] beschreiben ein Wismut-Einkristallfilter am DR3-Reaktor in Risö. Der Wismut-Einkristall hat eine

Länge von 32 cm und einen Durchmesser von 7 cm; er ist in einen doppelwandigen Kühlmantel eingebaut, der thermisch isoliert in einer evakuierbaren Filterkammer aufgehängt ist. Die Kühlung erfolgt über einen geschlossenen Primärkreislauf mit hochreinem flüssigem Stickstoff (Sauerstoffgehalt < 100 ppm), der mit einer kleinen Zentrifugalpumpe kontinuierlich umgepumpt wird. Der Stickstoff des Primärkühlkreislaufs wird unter 2 atm Druck in einem Wärmetauscher verflüssigt, der in einem Dewargefäß mit normalem flüssigem Stickstoff eingebaut ist.

Die Abb. 11 und 12 zeigen zwei Strahlrohreinschübe mit Kristallfiltern an den Reaktoren FRJ-1 und FRJ-2 der Kernforschungsanlage Jülich. Der Kühlmantel des Quarz-Einkristallfilters für thermische Neutronen in Abb. 11 besteht aus einem dickwandigen Edelstahlrohr, in das bifilar zwei spiralige Nuten eingefräst sind, die anschließend durch ein aufgeschweißtes Stahlband abgedeckt wurden. Die Nuten laufen an einem Ende zusammen und bilden so eine Kühlschlange, durch die über zwei am anderen Ende angeschweißte Rohrleitungen flüssiger Stickstoff normalen Reinheitsgrades hindurchgepumpt wird. Das Filter besteht aus drei zylindrischen, nicht orientierten Quarz-Einkristallen von 5 cm Durchmesser und je 12 cm Länge. Der Kühlmantel mit den Kristallen wird durch 6 Distanzstifte in einem evakuierbaren Rohr thermisch isoliert gehalten.

Der Strahlrohreinschub auf Abb. 12 enthält ein ungekühltes 20 cm langes Wismutfilter und ein stickstoffgekühltes 50 cm langes Berylliumfilter für kalte Neutronen. Da das zwischen den Brennelementen des Reaktors hindurchführende Tangential-Strahlrohr einen schmalen hochovalen Querschnitt besitzt, wurden hier als Filter drei schmale hochkant stehende Beryllium-Blöcke verwendet, an die auf den Flachseiten zwei Platten mit eingelassenen Kühlschlangen mittels Schraubverbindungen angepreßt werden. Hierdurch wird ein guter thermischer Kontakt erzielt, der durch zwischengelegte Indiumfolien noch verbessert wird.

Abb. 13a zeigt schematisch die Einrichtung zur Kühlung des äußeren Wismut-Einkristallfilters an der Kalten Quelle [30] des FRJ-2. Der flüssige Stickstoff gelangt aus dem unter Überdruck (0,45 atü) stehenden Vorratsgefäß (1) über die Heberleitung (10) zum Filter und nach der Verdampfung über die Abgasleitung (11) und das Regelventil (12) ins Freie. Unabhängig vom Druck im Vorratsgefäß und vom Druckabfall in der gekühlten Leitung regelt dieses Ventil (Abb. 13b und 13c *) selbsttätig den Durchsatz, wobei als Regelgröße die Temperatur am Filter oder an einer anderen geeigneten Stelle im kalten Leitungssystem dient. Der Temperaturfühler (1), die Kapillare (2), das Manometer (3) und der Faltenbalgraum (5) bilden ein geschlossenes Volumen, das über das Ventil (4) mit einem Gas gefüllt wird, dessen Siedepunkt im gewünschten Temperaturregelbereich liegt. Bei Erwärmung des am Fühler (1) vorbeiströmenden, im Kristallfilter verdampften Stickstoffs steigt der Druck in dem geschlossenen Volumen durch Verdampfung des im Fühler kondensierten Füllgases an, so daß sich der mit dem Faltenbalg (5) verbundene Ventilkegel (9) im Ventilgehäuse (8) weiter öffnet und einen höheren Gasdurchsatz durch das Ventil (und damit eine stärkere Flüssigstickstoffzufuhr zum Filter) ermöglicht. Der gewünschte Temperaturregelbereich läßt sich durch Art und Druck des Füllgases in dem geschlossenen Volumen und die Vorspannung der Gegenfeder (7) einstellen. Bei der vorliegenden Einrichtung befindet sich der Temperaturfühler an einer Stelle in der Abgasleitung, die eine Temperatur von ca. 140 K hat, wenn das Filter auf Flüssig-Stickstoff-Temperatur (77 K) ist. Als Füllgas hat sich hierbei ein Gemisch aus Methan (Siedepunkt 111 K) und Äthan (Siedepunkt 184 K) mit einem Fülldruck von 1,5 bis 2,5 atü bewährt.

Abb. 13b zeigt schematisch eine gegendruckabhängige Ausführung des Regelventils, die verwendet werden kann, wenn das Abgas unmittelbar hinter dem Ventil ins Freie ausströmen kann; ist dies nicht möglich, so kann die gegendruckkompensierende Ausführung nach Abb. 13c verwendet werden.

*) Für die freundliche Überlassung dieser Abbildungen danke ich Herrn Dipl.-Ing. A. Tholen, KFA-ZIR

6. Tabellen

In den folgenden Tabellen sind für die wichtigsten Filtermaterialien physikalische, chemische und kristallographische Daten sowie Wirkungsquerschnitte für thermische Neutronen und Gammastrahlung zusammengestellt.

Anmerkungen und Quellenangaben zu den Tabellen

- Ⓐ Die Angaben beziehen sich auf das Bezugsquellenverzeichnis in Abschnitt 8.
- Ⓑ nach [31] (Literaturverzeichnis Abschnitt 8).
- Ⓒ röntgenographische Dichte, berechnet mit den Gitterkonstanten in Tabelle 1 (Fortsetzung), Spalte 2.
- Ⓓ berechnet mit den Gitterkonstanten in Tabelle 1 (Fortsetzung), Spalte 2.
- Ⓔ nach [32].
- Ⓕ Die Bragg-cut-off-Wellenlänge λ_c wurde mit den Gitterkonstanten in Spalte 2 für die Netzebenenschar (hkl) mit dem größten Netzebenenabstand $d_{hkl, \max}$ nach Glg. (2) berechnet. Umrechnung Neutronenwellenlänge \longleftrightarrow Neutronenenergie siehe Abb. 10.
- Ⓖ nach [14].
- Ⓗ nach [33].
- Ⓙ merklich abweichende Werte: 1030 K [11], 1480 K [34].
- Ⓚ nach [34].
- Ⓛ berechnet mit den Debye-Temperaturen in Spalte 7 nach Glg. (5).
- Ⓜ σ_a Neutronenabsorptionsquerschnitt pro Atom bzw. bei den Verbindungen pro Molekül nach [31].
- Ⓝ σ_{incoh} inkohärenter und σ_{coh} kohärenter Streuquerschnitt pro Atom für thermische Neutronen nach [6]. Der kohärente Streuquerschnitt ist definiert als $\sigma_{\text{coh}} = 4\pi (\bar{b})^2$, wobei

\bar{b} die kohärente Streulänge des betreffenden Elementes (Mittelwert über Isotope und Kernspins) im gebundenen Zustand ist. Der inkohärente Streuquerschnitt ist die Differenz zwischen dem totalen Streuquerschnitt für thermische Neutronen $\sigma_{St} = 4\pi (\bar{b}^2)$ und dem kohärenten Streuquerschnitt σ_{coh} ; er ist also gegeben durch $\sigma_{incoh} = 4\pi (\bar{b}^2 - (\bar{b})^2)$. σ_{coh} und σ_{incoh} sind von Kristalleigenschaften unabhängige Konstanten eines Elementes im thermischen Neutronenenergiebereich; σ_{coh} ist daher nicht zu verwechseln mit dem integrierten elastisch kohärenten Streuquerschnitt für polykristalline Substanzen nach Glg. (3).

- ⓐ σ_{frei} totaler Streuquerschnitt pro freies Atom bzw. bei den Verbindungen pro Molekül (=Summe der Streuquerschnitte der freien Einzelatome). Da bei den betrachteten Substanzen der Neutronenabsorptionsquerschnitt sehr klein ist, ist σ_{frei} praktisch gleich dem totalen Neutronenwirkungsquerschnitt σ_{tot} oberhalb des thermischen Energiebereichs. Werte nach [29] bei 1eV. $\sigma_{frei} \approx \sigma_{tot}$ ist bei den betrachteten Filtermaterialien über einen weiten Energiebereich (10^0 bis 10^2 eV, z.T. bis 10^5 eV, vgl. Abb. 7) konstant.
- ⓑ nach [35]. Werte für Wismut interpoliert, für die Verbindungen berechnet.
- ⓒ interpolierte Werte.

Substanz	Kristalle, Bezugsquellen [ⓐ]	Atom- bzw. Molekular- gewicht [ⓑ]	Dichte [ⓒ]	Atome/cm ^{3ⓓ} bzw. Moleküle/cm ³ [10 ²³ /cm ³]	Kristall- system	Raumgruppe, Strukturtyp
Wismut Bi	große Einkristalle, preiswert, [B1, B2, B3]	209,0	9,80	0,282	rhomb- edrisch	$R\bar{3}m - D_{3d}^5$ Arsentyp
Blei Pb	Einkristalle, teuer [B1, B3]	207,21	11,35	0,330	kubisch	$Fm\bar{3}m - O_h^5$ FCC
Beryllium Be	Einkristalle, sehr teuer, [B1, B4, B5]	9,013	1,85	1,233	hexagonal	$P6/mmc - D_{6h}^4$ HCP
Beryllium- oxid BeO	[B6, B7, B8]	25,0	3,01	0,724	hexagonal	$P6mc - C_{6v}^4$ Wurtzit-Typ
Quarz SiO ₂	große Einkristalle, preiswert, [B9]	60,09	2,65	0,266	hexagonal	$P3_12 - D_3^4$ Quarz-Typ
Magnesium- oxid MgO	einkristallines Material (?), [B10]	40,32	3,58	0,535	kubisch	$Fm\bar{3}m - O_h^5$ steinsalz-Typ
Graphit C	orientierter pyro- lytischer Graphit, teuer [B11, B12]	12,011	2,28	1,144	hexagonal	$P6/mmc - D_{6h}^4$ Graphit-Typ

Tabell 1 Physikalisch-chemische und kristallographische Daten von Neutronenfilter-Kristallen.

Substanz	Gitterkonstanten [ⓐ] (bei Raumtemperatur)	Volumen der Elementarzelle [Å ³ · 10 ⁻²⁴ cm ³]	Atome bzw. Moleküle pro Elementarzelle	Bragg-cut-off [ⓑ]		Debye-Temperatur Θ [K]	Debye-Waller-Faktor [ⓒ] B [10 ⁻¹⁶ cm ²]	
				λ _c (hkl) [Å]	E _c [meV]		T=77K	T=295K
Wismut Bi	a ₀ = 4,7459 Å α = 57° 14,2'	70,77	A = 2	7,90 minor (111) 7,48 minor (100) 6,56 major (110)	1,31 1,46 1,99	117 [ⓑ]	0,324	1,19
Blei Pb	a ₀ = 4,9505 Å	121,32	A = 4	5,72 (111)	2,50	95 [ⓑ]	0,493	1,81
Beryllium Be	a ₀ = 2,2866 Å c ₀ = 3,5833 Å	16,23	A = 2	3,96 (100)	5,21	1200 ^{ⓑ, ⓓ}	0,27	0,37
Berylliumoxid BeO	a ₀ = 2,698 Å c ₀ = 4,380 Å	27,61	M = 2	4,67 (100)	3,74			
Quarz SiO ₂	a ₀ = 4,91304 Å c ₀ = 5,40463 Å	112,98	M = 3	8,51 (100)	1,13	470 [ⓑ]	0,35	0,85
Magnesiumoxid MgO	a ₀ = 4,2112 Å	74,68	M = 4	4,86 (111)	3,46	946 [ⓑ]	0,16	0,24
Graphit C	a ₀ = 2,456 Å c ₀ = 6,696 Å	34,98	A = 4	6,70 (002)	1,82	391 [ⓑ]	0,76	1,8

Tabelle 1
(Fortsetzung)

Physikalisch-chemische und kristallographische
Daten von Neutronenfilter-Kristallen.

Tabelle 2 Wirkungsquerschnitte für thermische Neutronen und Massenabsorptionskoeffizienten für Gammastrahlung.

Substanz	$\sigma_a^{(m)}$ [barn] für $\lambda = 1,8 \text{ \AA}$	$\sigma_{incoh}^{(n)}$ [barn]	$\sigma_{coh}^{(n)}$ [barn]	$\sigma_{frei}^{(p)}$ [barn]	Massenabsorptionskoeffizient für Gammastrahlung ^(p) μ/ρ [cm ² /g]				
					$E_\gamma = 0,5 \text{ MeV}$	1 MeV	3 MeV	5 MeV	8 MeV
Wismut Bi	0,034	0,020	9,35	9,35	0,149	0,070	0,0425	0,043	0,0465
Blei Pb	0,170	0,10	11,5	11,3	0,145	0,0684	0,0421	0,0426	0,0459
Beryllium Be	0,010	0,010	7,53	6,0	0,0773	0,0565	0,0313	0,0234	0,0180
Beryllium- oxid BeO	0,010	Be: 0,010 O: 0,04	Be: 7,53 O: 4,20	9,8	0,0835	0,0610	0,0343	0,0261	0,0208
Quarz SiO ₂	0,16	Si: 0,04 O: 0,04	Si: 2,16 O: 4,20	9,8	0,0869	0,0636	0,0363	0,0285	0,0238
Magnesium- oxid MgO	0,063	Mg: 0,10 O: 0,04	Mg: 3,60 O: 4,20	7,3	0,0864	0,0630	0,0359	0,0282	0,0235
Graphit C	0,0034	0,01	5,50	4,7	0,0870	0,0636	0,0356	0,0270	0,0213

Table 3

Dosis-Aufbaufaktoren $C(\mu x)$ für eine isotrope Punktquelle und fünf verschiedene Gammaenergien als Funktion des Produkts linearer Absorptionskoeffizient $\mu \cdot$ Länge x des Abschirmmaterials (nach [24]).

Substanz	$\mu \cdot x$	Gamma - Energie				
		0,5 MeV	1 MeV	3 MeV	5 MeV ^⑨	8 MeV
Aluminium	1	2,37	2,02	1,64	1,47	1,34
	2	4,24	3,31	2,32	1,94	1,68
	4	9,47	6,57	3,78	2,90	2,37
	7	21,5	13,1	6,14	4,45	3,45
	10	38,9	21,2	8,65	6,05	4,58
	15	80,8	37,9	13,0	8,80	6,56
	20	141	58,5	17,7	11,6	8,52
Blei	1	1,24	1,37	1,34	1,22	1,14
	2	1,42	1,69	1,68	1,47	1,30
	4	1,69	2,26	2,43	2,10	1,74
	7	2,00	3,02	3,75	3,48	2,89
	10	2,27	3,74	5,30	5,60	5,07
	15	2,65	4,81	8,44	10,80	14,1
	20	2,73	5,86	12,3	22,8	44,6

7. Abbildungen

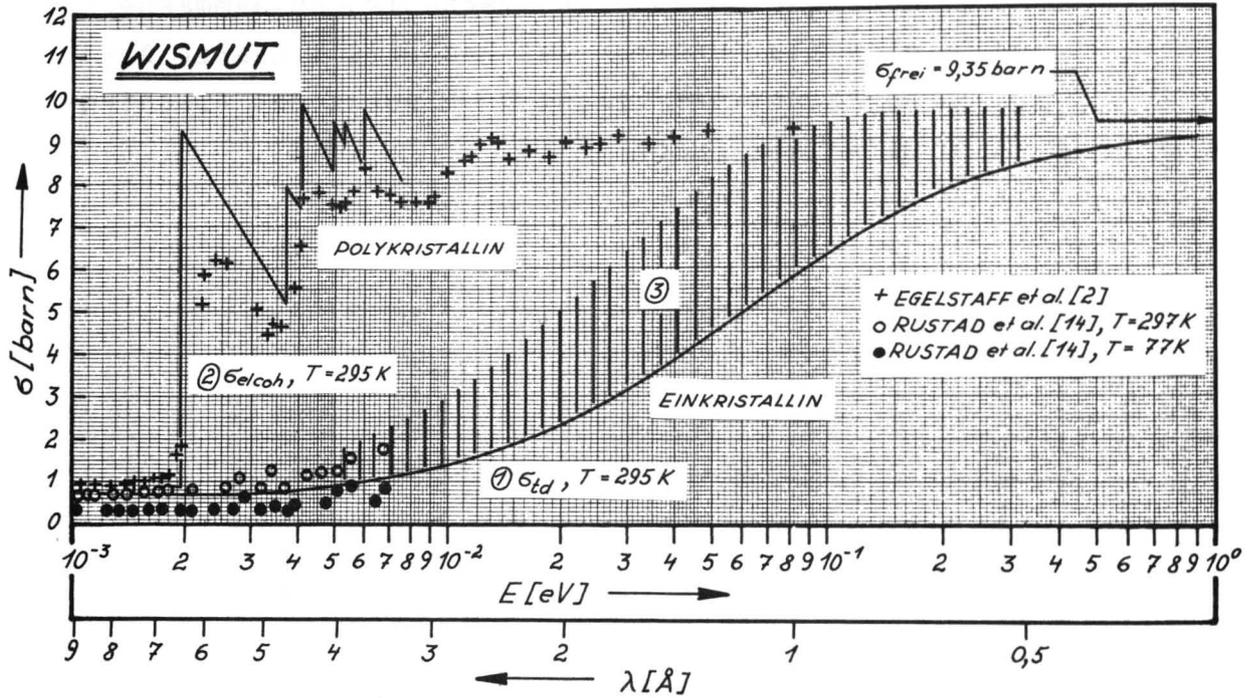


Abb. 1 WISMUT: Wirkungsquerschnitte für thermische Neutronen.

- + Totaler Wirkungsquerschnitt, gemessen an polykristallinem Wismut bei Raumtemperatur [2].
- o Totaler Wirkungsquerschnitt, gemessen an Wismut-Einkristallen bei $T = 297 \text{ K}$ [14].
- Totaler Wirkungsquerschnitt, gemessen an Wismut-Einkristallen bei $T = 77 \text{ K}$ [14].
- ① Thermischer diffuser Streuquerschnitt bei $T = 295 \text{ K}$, berechnet mit den Daten in Tabelle 1 und 2.
- ② Elastischer kohärenter Steuerquerschnitt für polykristallines Wismut bei Raumtemperatur, berechnet nach Glg. (3), zuzüglich eines konstanten Betrages (0,9 barn) für die Restbeiträge zum totalen Wirkungsquerschnitt (nach [2]).
- ③ Wismut-Einkristalle zeigen wegen der großen Mosaikbreite meist zahlreiche breite Maxima zufolge Laue-Bragg-Streuung im Verlauf des totalen Wirkungsquerschnittes. Der mittlere Wirkungsquerschnitt bewegt sich für verschiedene Kristalle in dem schraffierten Bereich.

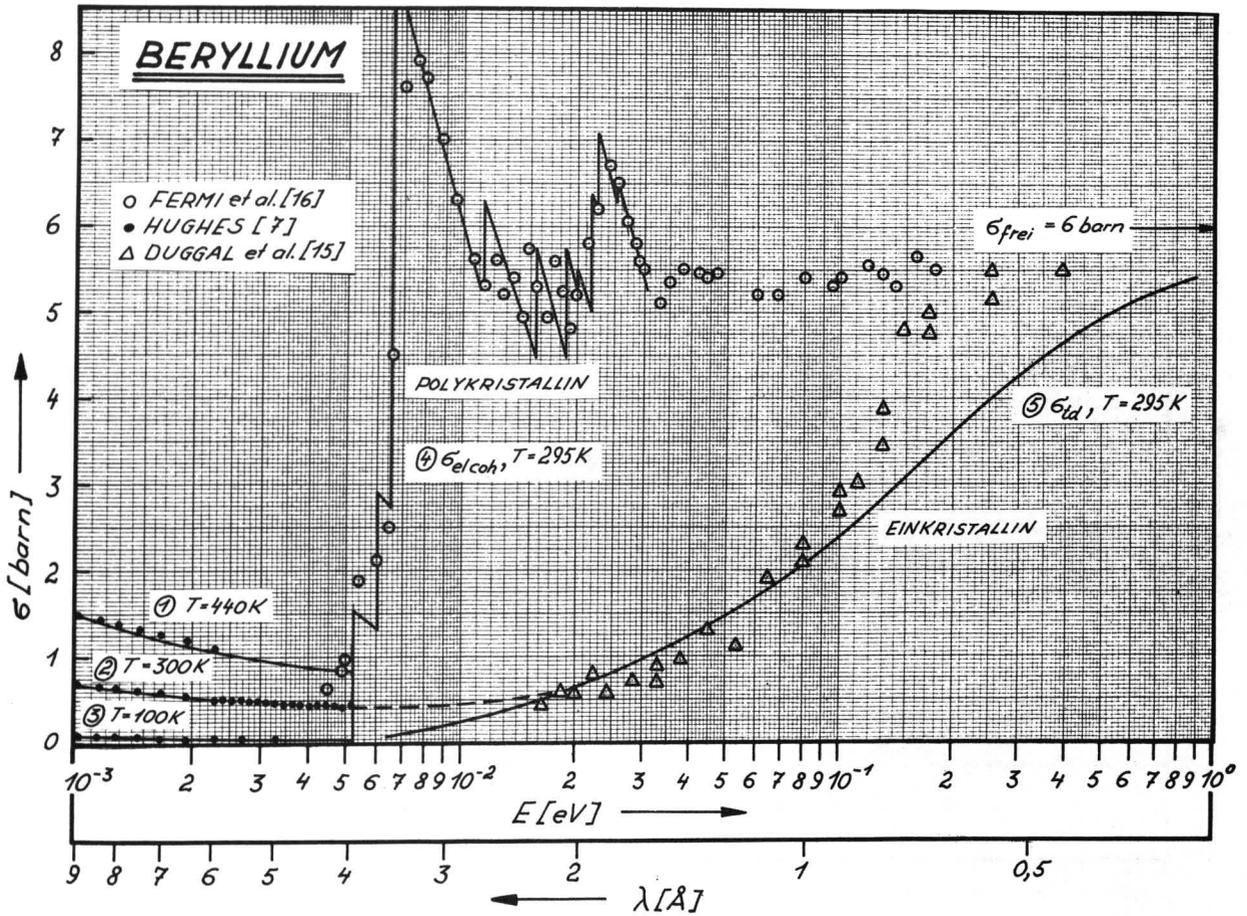


Abb. 2 BERYLLIUM: Wirkungsquerschnitte für thermische Neutronen.

- o Totaler Wirkungsquerschnitt, gemessen an polykristallinem Beryllium bei Raumtemperatur [16].
- Totaler Wirkungsquerschnitt von Beryllium, gemessen bei $T = 440, 300$ und 100 K [7].
- Δ Totaler Wirkungsquerschnitt, gemessen an Beryllium-Einkristallen bei Raumtemperatur [15].
- ①, ②, ③ Inelastischer Streu- und Absorptionsquerschnitt bei $T = 440, 300$ und 100 K, berechnet von KLEINMAN [9].
- ④ Elastischer kohärenter Streuquerschnitt von polykristallinem Beryllium bei $T = 295$ K, berechnet nach Glg. (3), nach [16]).
- ⑤ Thermischer diffuser Streuquerschnitt von Beryllium bei $T = 295$ K, berechnet nach Glg. (7a) mit den Daten aus Tabelle 1 und 2 ($\Theta = 1030$ K).

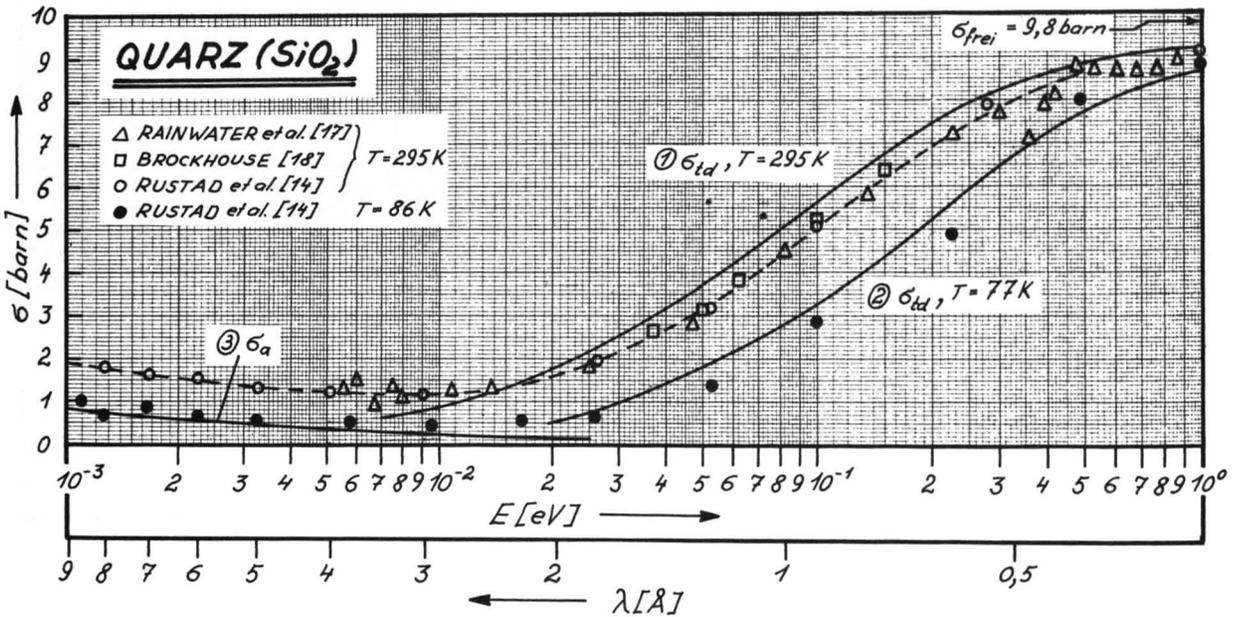


Abb. 3 QUARZ (SiO₂)-Einkristall: Wirkungsquerschnitte für thermische Neutronen.

Meßpunkte und gestrichelte Kurve: Totaler Wirkungsquerschnitt für thermische Neutronen, gemessen an Quarz-Einkristallen bei T = 295 und 86 K:

- | | | |
|-------------------------|---|-----------|
| Δ RAINWATER et al. [17] | } | T = 295 K |
| □ BROCKHOUSE [18] | | |
| ○ RUSTAD et al. [14] | | |
| ● RUSTAD et al. [14] | | T = 86 K |

①, ② Thermischer diffuser Streuquerschnitt bei T = 295 und 77 K, berechnet nach Glg. (7a) mit den Daten aus Tabelle 1 und 2.

③ Absorptionsquerschnitt des Siliziums.

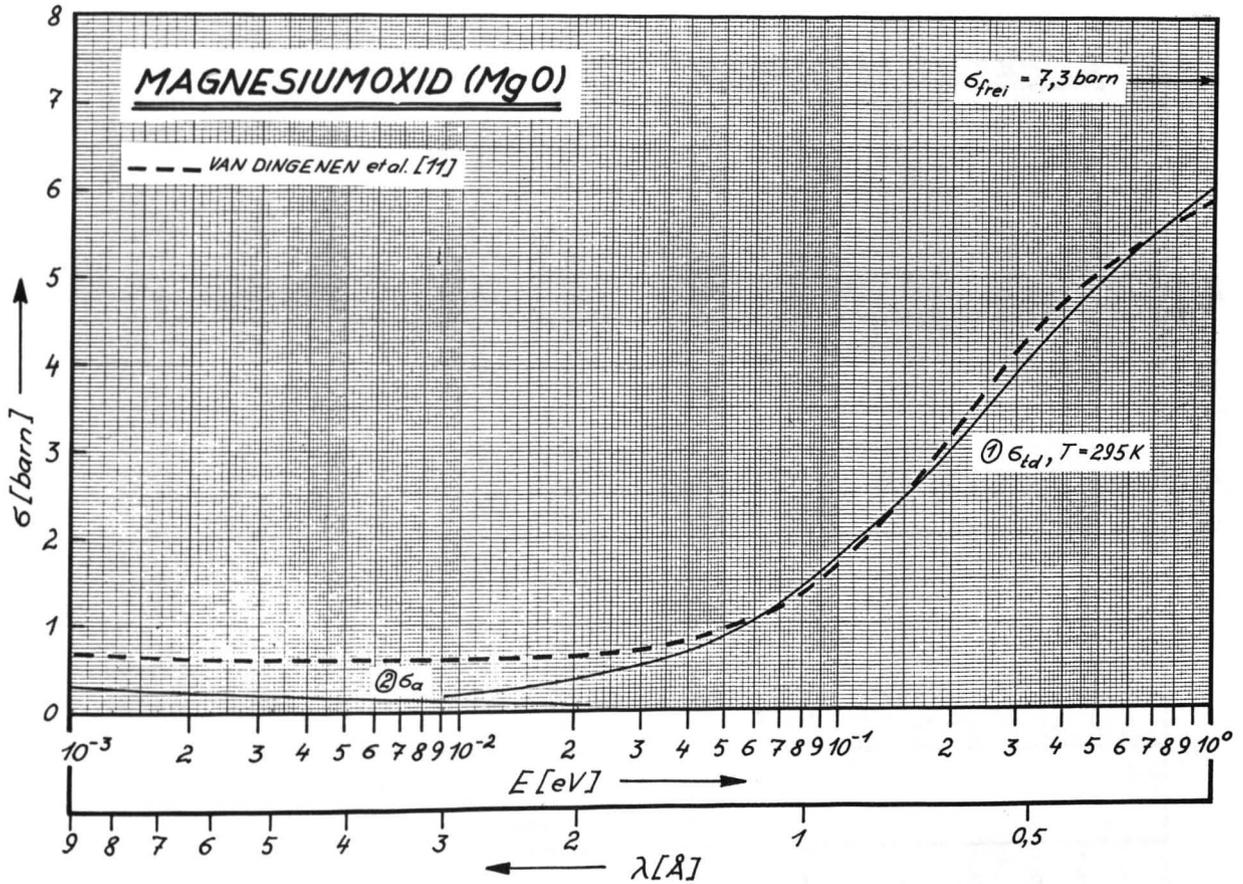


Abb. 4 MAGNESIUMOXID (MgO)-Einkristall: Wirkungsquerschnitte für thermische Neutronen.

Gestrichelte Kurve: Totaler Wirkungsquerschnitt für thermische Neutronen, gemessen an einem MgO-Einkristall bei Raumtemperatur [11].

- ① Thermischer diffuser Streuquerschnitt bei $T = 295 \text{ K}$, berechnet nach Glg. (7a) mit den Daten aus Tabelle 1 und 2.
- ② Absorptionsquerschnitt des Magnesiums.

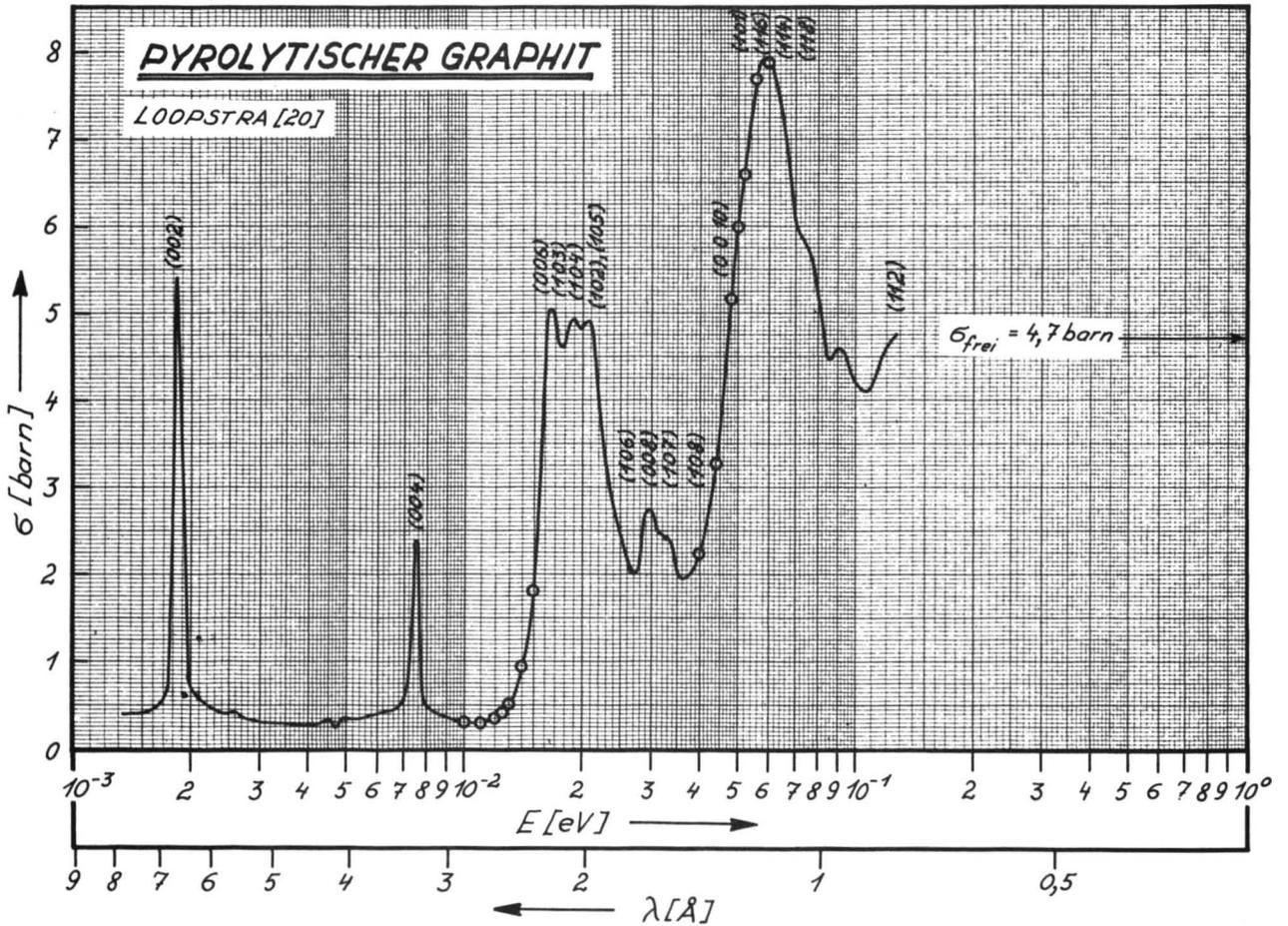


Abb. 5 Pyrolytischer GRAPHIT: Totaler Wirkungsquerschnitt für thermische Neutronen

bei Raumtemperatur, gemessen bei einem Einfall der Neutronen parallel zur mittleren Richtung der ausgerichteten c_0 -Achsen der Mikrokristallite. Die c_0 -Achsen der Mikrokristallite sind innerhalb 5° untereinander parallel orientiert [20]. (Messpunkte sind hier nur für die Bereiche 10 bis 15 meV und 40 bis 60 meV angegeben.)

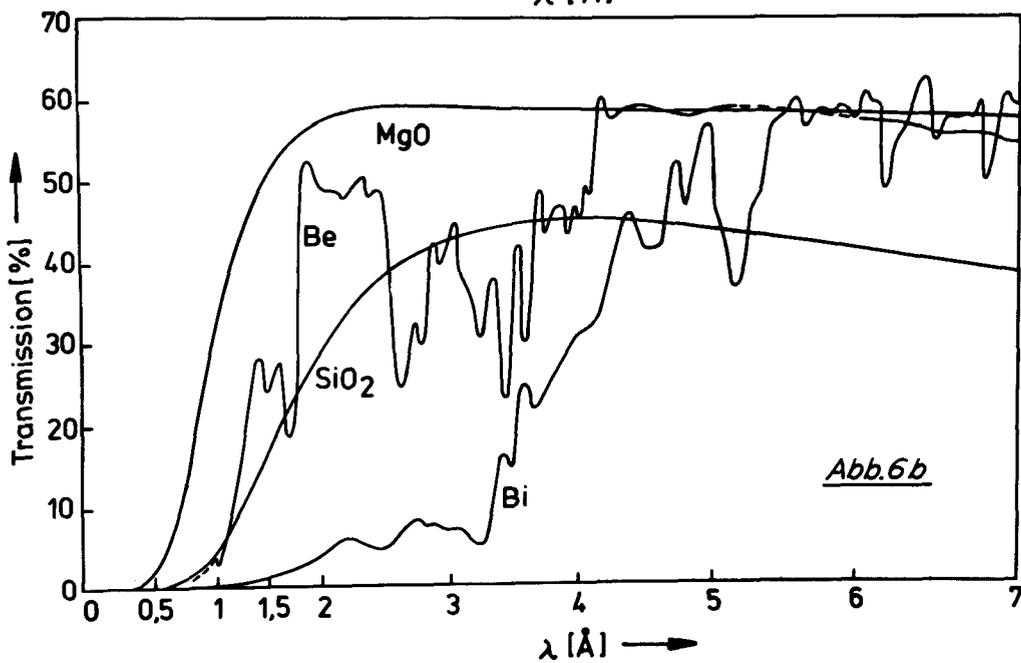
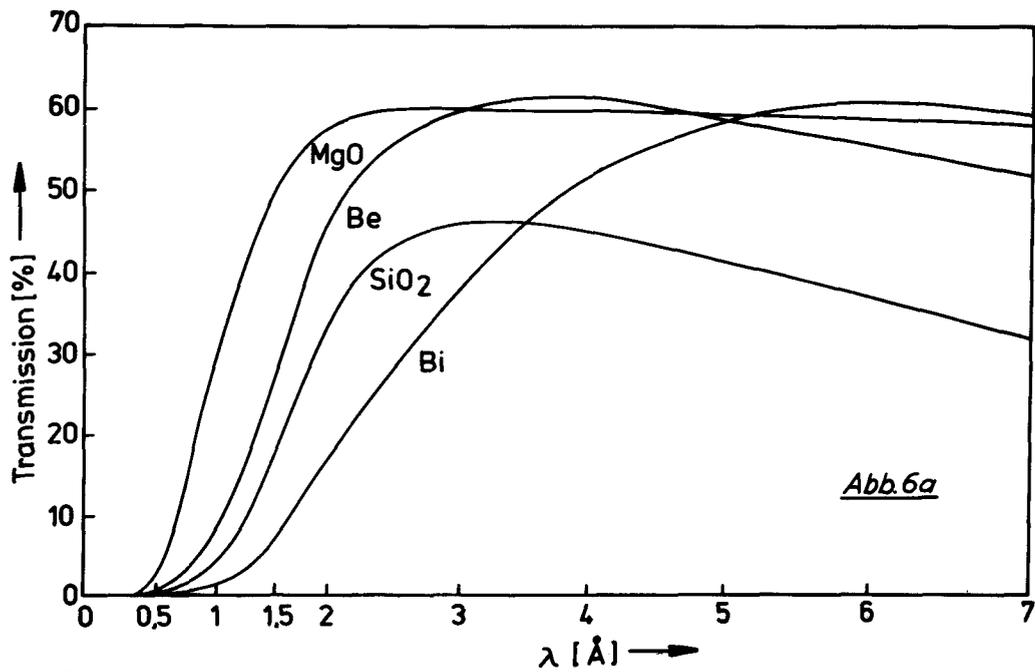


Abb. 6a Berechnete Neutronentransmission verschiedener Einkristalle bei $T = 295$ K (berechnet mit den Daten aus Tabelle 1 und 2; nur thermische diffuse Streuung und Neutroneneinfang berücksichtigt). Kristalllänge so gewählt, daß die Schwächung der epithermischen Neutronen jeweils 10^{-3} beträgt: MgO 16,2 cm, Be 9,2 cm, SiO₂ 25,5 cm, Bi 25,8 cm.

Abb. 6b Gemessene Neutronentransmission [11] verschiedener Einkristalle bei $T = 295$ K. Kristalllängen wie in Abb. 6a.

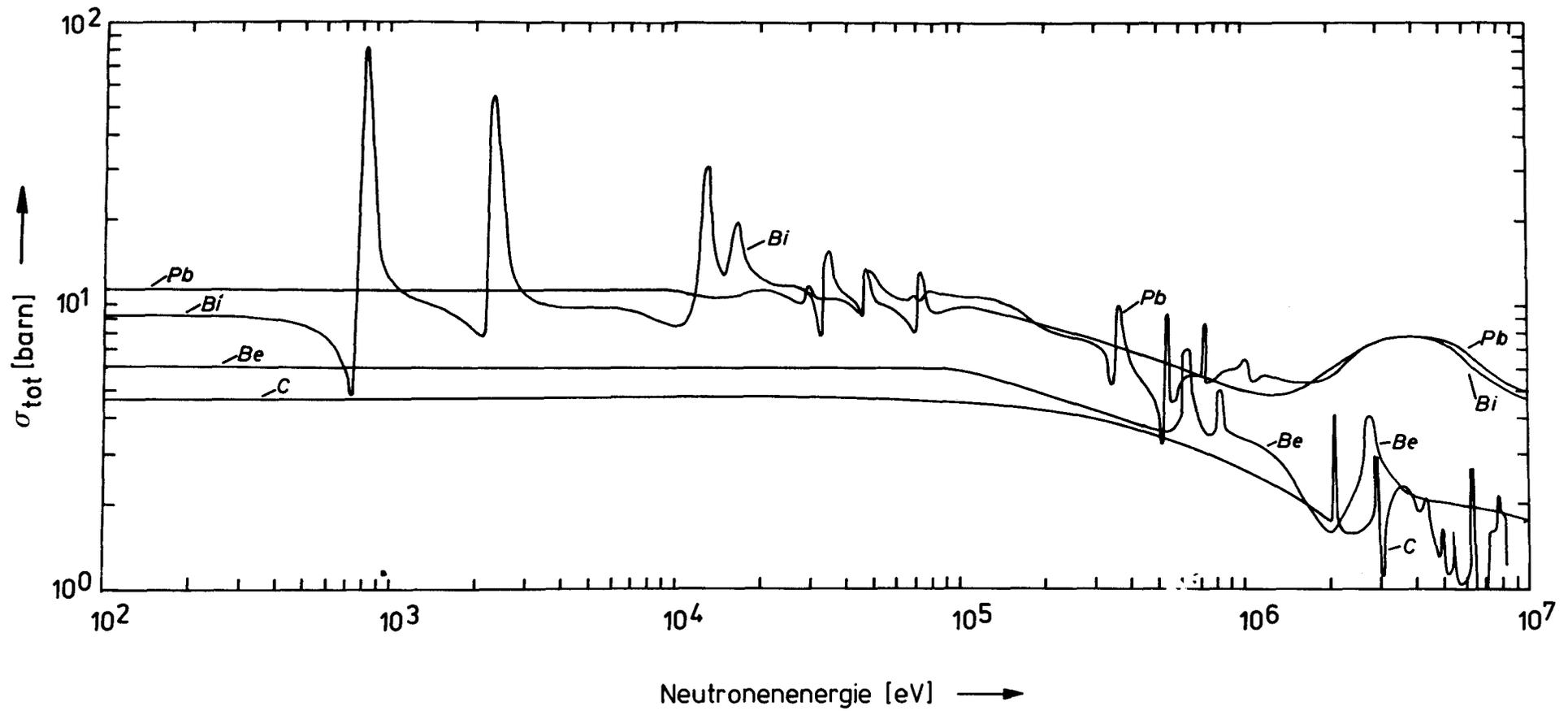


Abb. 7 Mikroskopischer totaler Wirkungsquerschnitt der Filtermaterialien Blei, Wismut, Beryllium und Graphit für schnelle Neutronen als Funktion der Neutronenenergie (nach [29]).

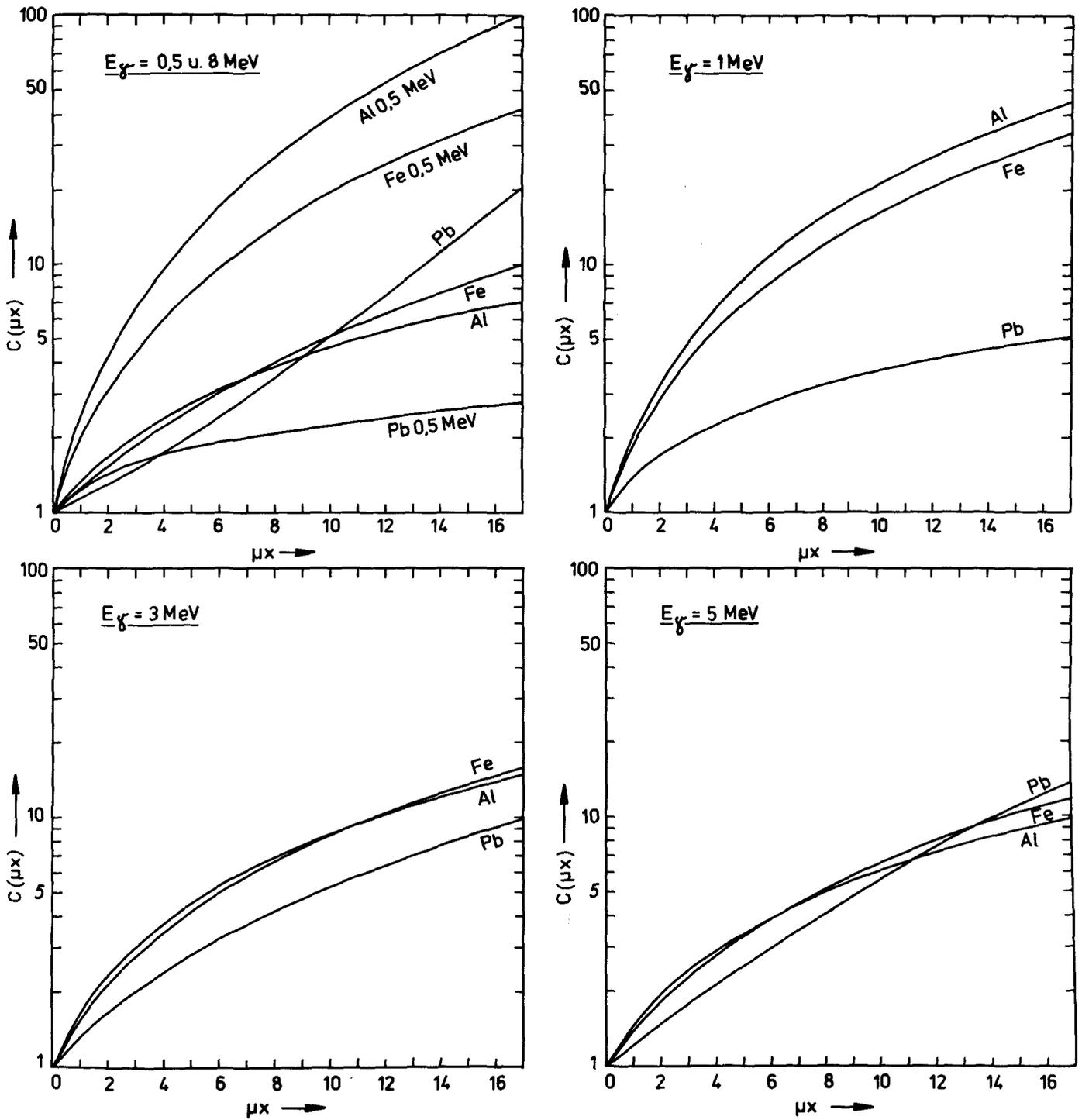


Abb. 8 Gamma-Dosisaufbaufaktoren $C(\mu x)$ für Al, Fe und Pb für eine isotrope Punktquelle und fünf verschiedene Gammaenergien als Funktion des Produktes linearer Absorptionskoeffizient μ . Länge x des Abschirmmaterials nach [24]. Werte für $E_\gamma = 5 \text{ MeV}$ interpoliert.

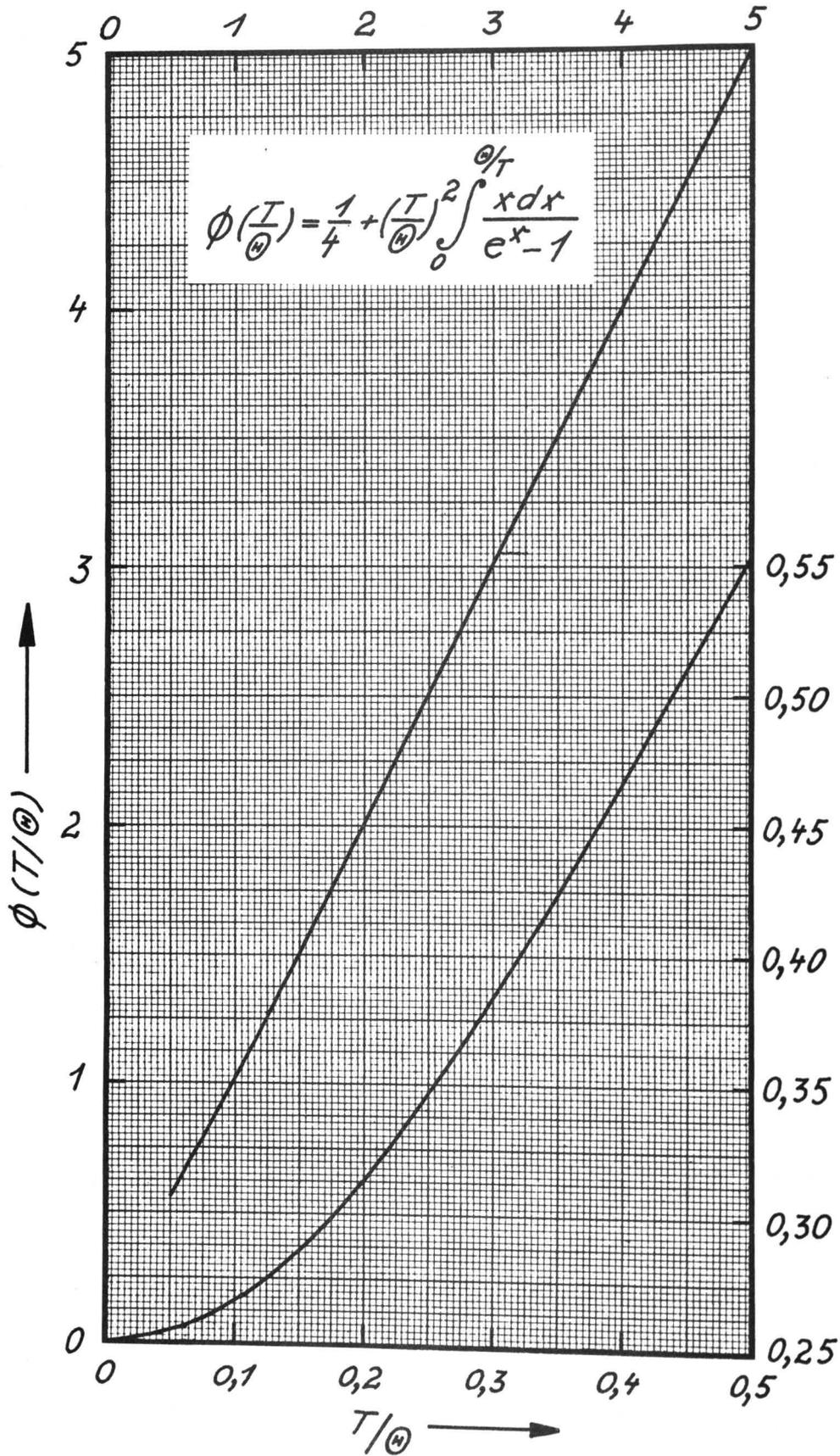


Abb. 9 Die Funktion $\phi(T/\theta)$. Die untere Abszisse und rechte Ordinate gilt für die untere Kurve, die obere Abszisse und linke Ordinate gilt für die obere Kurve.

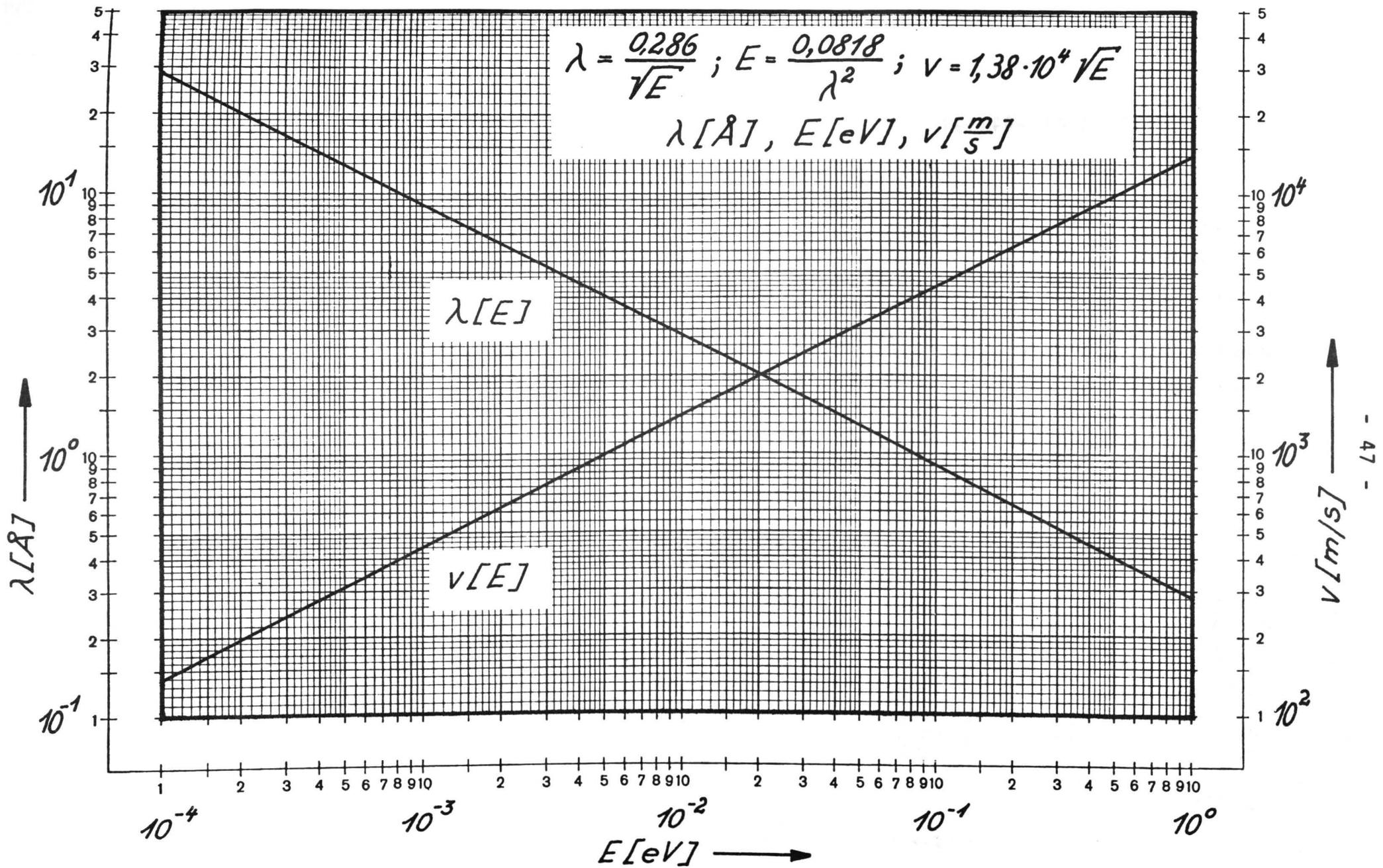
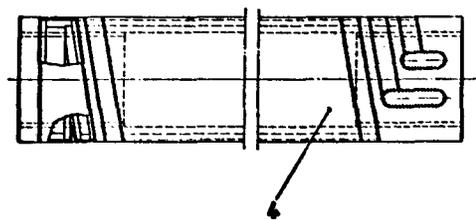
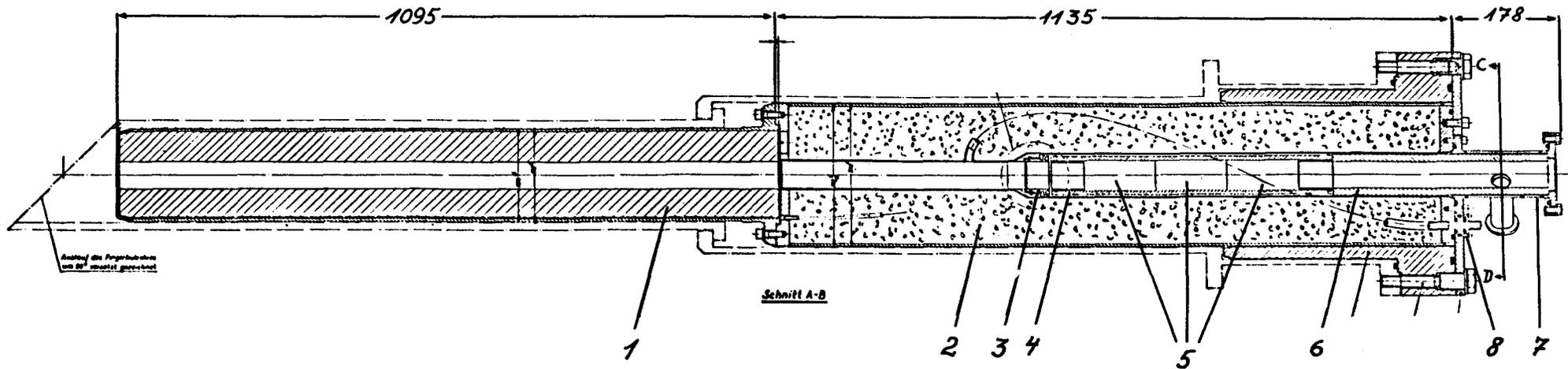
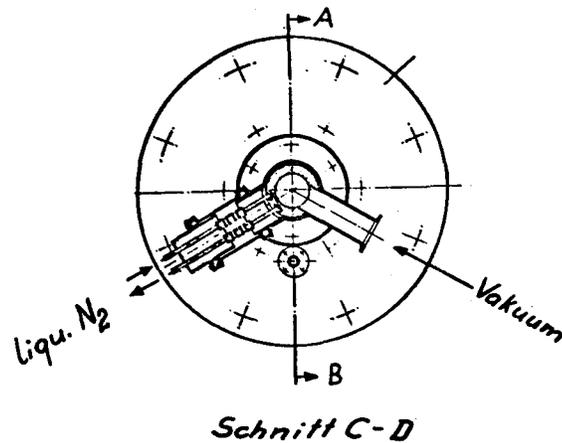


Abb. 10 Diagramm zur Umrechnung der Neutronenenergie E in die Neutronenwellenlänge λ und die Neutronengeschwindigkeit v .



Filter - Kühlmantel



- 1 Graphit-Kollimator
- 2 Abschirm-Stopfen
- 3 Dichtfenster
- 4 Filter-Kühlmantel
- 5 Quarz-Einkristalle
- 6 Kollimator
- 7 Flansch mit Strahlenfenster u. Zuleitungen
- 8 CO₂-Spülanschluß

Abb. 11 Strahlrohrein Schub (SV 1) mit Quarz-Einkristallfilter im Strahlrohr D 3 des FRJ-1, Jülich.

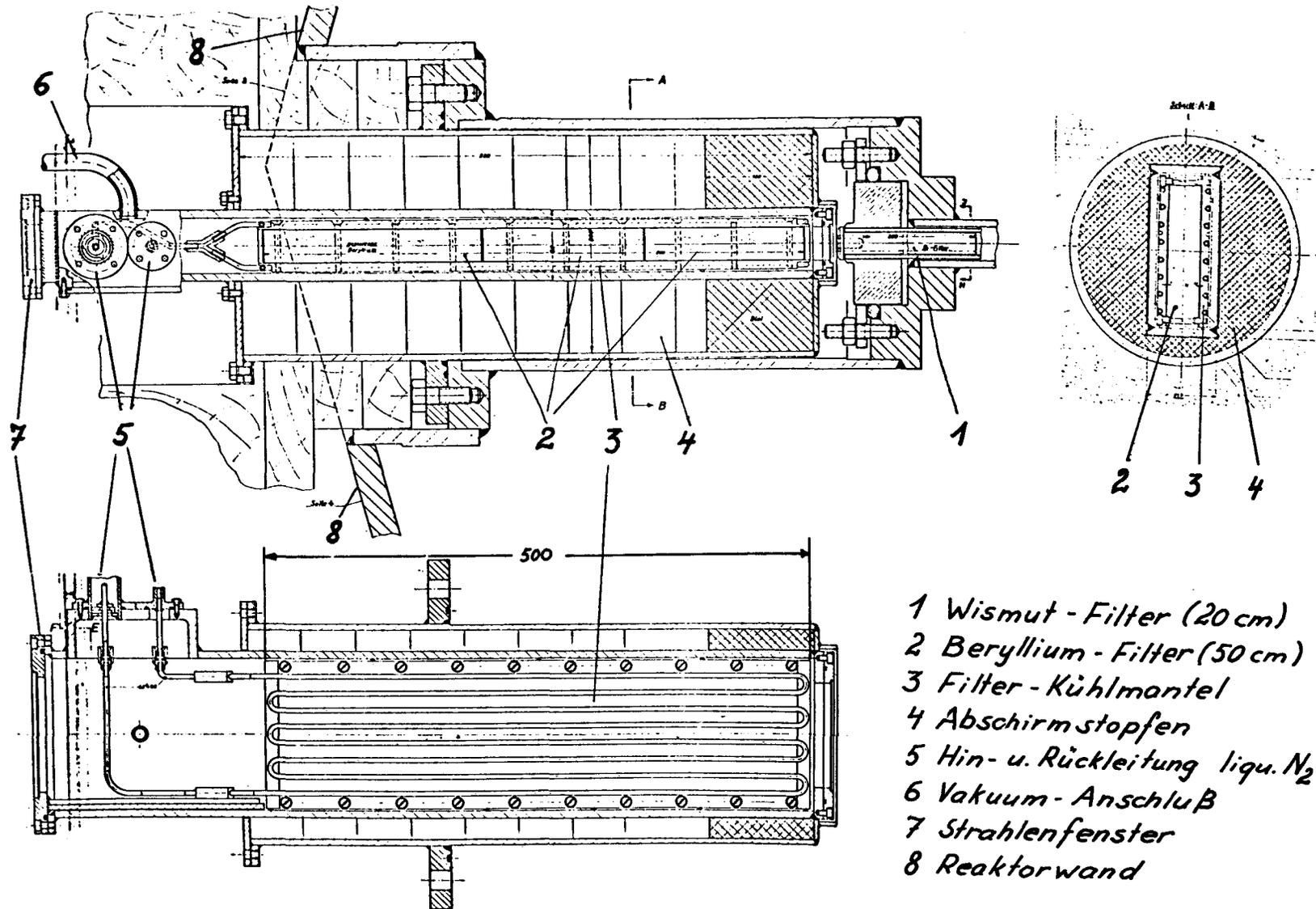


Abb. 12 Strahlrohreinschub (SV 9) mit kombiniertem Wismut-Beryllium-Filter im 2 TAN-Kanal des FRJ-2, Jülich.

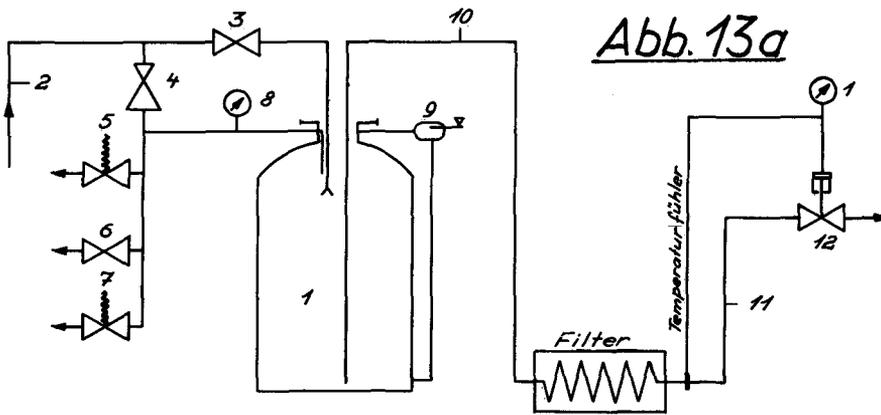
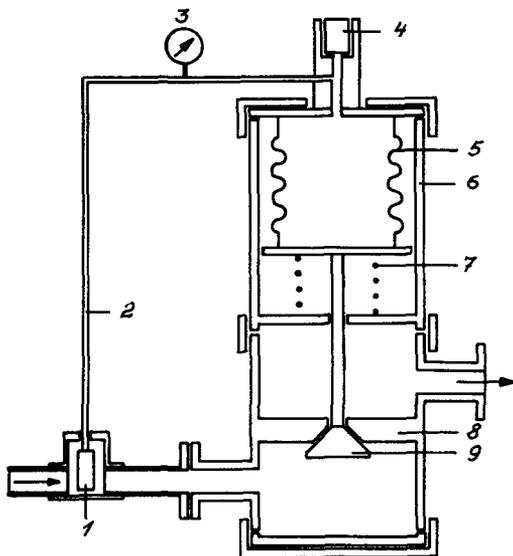


Abb. 13a

- | | | |
|--|----------------------------|---------------------|
| 1 Vorratsbehälter, 200 Liter | 5 Sicherheitsventil 1atü | 9 Füllstandsanzeige |
| 2 Flüssig-N ₂ -Versorgungsleitung | 6 Handabsperrenteil | 10 Heberleitung |
| 3 Handabsperrenteil | 7 Druckregelventil 0,45atü | 11 Abgasleitung |
| 4 Druckminderer | 8 Manometer | 12 Regelventil |

Abb. 13b



- | |
|--------------------|
| 1 Temperaturfühler |
| 2 Kapillare |
| 3 Manometer |
| 4 Ventil |
| 5 Faltenbalg |
| 6 Ventiloberteil |
| 7 Druckfeder |
| 8 Ventilgehäuse |
| 9 Ventilkegel |

Abb. 13c

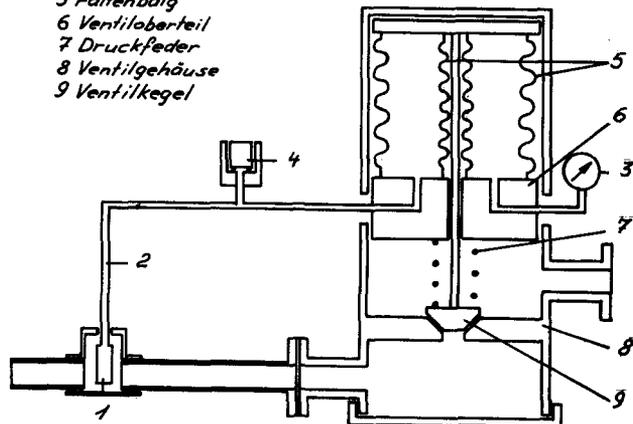


Abb. 13a Schematische Darstellung der Kühlung des äußeren Kristallfilters der Kalten Quelle (SV 5) am FRJ-2

Abb. 13b Gegendruckabhängiges Regelventil

Abb. 13c Gegendruckunabhängiges Regelventil

8. Literatur- und Bezugsquellen-Verzeichnis

Literaturverzeichnis

- [1] H.L.ANDERSON, E.FERMI, L.MARSHALL, Phys.Rev.70 (1946),815
- [2] P.A.EGELSTAFF, R.S.PEASE, J.Sci.Instr. 31 (1954), 207
- [3] B.N.BROCKHOUSE, Rev.Sci.Instr. 30 (1959), 136
- [4] G.R.RINGO in S.FLOGGE (ed.), Handbuch der Physik, Bd. XXXII. (1957)
- [5] E.AMALDI in S.FLOGGE (ed.), Handbuch der Physik, Bd. XXXVIII/2. (1959)
- [6] G.E.BACON, Neutron diffraction, 2.Auf1. (1962)
- [7] D.J.HUGHES, Pile neutron research (1953)
- [8] J.M. CASSELS, Progress in nuclear physics, Vol.1 (1950)
- [9] D.KLEINMAN, Phys. Rev. 81 (1951), 326
- [10] L.S.KOTHARI, K.S.SINGWI, Solid state physics 8 (1959),109
- [11] W.VAN DINGENEN, S.HAUTECLER, BLG-260 (1963)
- [12] D.J.HUGHES,H.PALEVSKY, Phys. Rev. 92 (1953), 1206
- [13] S.MENARDI, R.HAAS, W.KLEY, Internal Report-Euratom, ISPRA-257 (1962)
- [14] B.M.RUSTAD,J.ALS-NIELSEN,A.BAHNSEN,C.J.CHRISTENSEN, A.NIELSEN, Rev.Sci.Instr. 36 (1965),48
- [15] V.P.DUGGAL, C.L.THAPER, Rev. Sci. Instr. 33 (1962), 49
- [16] E. FERMI, N.J.STURM, R.G.SACHS, Phys. Rev. 71 (1947),589
- [17] L.J.RAINWATER, W.W.HAVENS, J.R.DUNNING, C.S.WU, Phys. Rev. 73 (1948), 733
- [18] B.N.BROCKHOUSE in Inelastic scattering of neutrons in solids and liquids, p. 113 (IAEA,Vienna, 1961)
- [19] B.N.BROCKHOUSE, R.J.DIEFENDORF unveröffentlicht (1964), siehe Hinweis in [21].

- [20] B.O.LOOPSTRA, Nucl.Instr.Meth. 44 (1966), 181
- [21] G.SHIRANE,V.J.MINKIEWICZ, Nucl. Instr.Meth. 89 (1970),109
- [22] T.RISTE, K.OTNES, Nucl.Instr.Meth. 75 (1969), 197
- [23] T.RISTE, Nucl. Instr.Meth. 86 (1970), 1
- [24] Reactor Physics Constants, USAEC-Report ANL-5800, 2.Auf1. (1963)
- [25] H.GOLDSTEIN, Fundamental aspects of reactor shielding (1959)
- [26] E.W.MITCHEL, P.T.WEDEPOHL, Phil.Mag. 3 (1958), 1280
- [27] P.T.WALKER, AERE-M823 (Harwell, England, 1961)
- [28] F.BAUGARTNER, Kerntechnik 3 (1961), 356
- [29] D.J.HUGHES, R.B.SCHWARTZ, Neutron cross sections, BNL 325, 2.Auf1. (1958)
- [30] Kerntechnik 13 (1971), Heft 12
- [31] Nuklidkarte, 3.Auflage (1968)
- [32] R.W.G.WYCKOFF, Crystal structures, 2. Aufl.(1963)
- [33] C.A.WERT, R.M.THOMSON, Physics of solids, 2.Auflage (Mc GrawHill, 1970)
- [34] W.LUDWIG, Festkörperphysik Bd. 1 (Akad.Verlagsges. Frankfurt/M., 1970)
- [35] G.W.GRODSTEIN, NBS Circular 583 (1957).

Bezugsquellen

DV = Deutsche Vertretung, P = Produkt (nur Filtermaterialien)

- [B1] Metals Research Ltd., 91 King Street, Cambridge (Engl.)
DV: Metals Research GmbH, 605 Offenbach, Schreberstr.18,
Tel. (0611) 83857
p: Bi (Einkristallblöcke mit mehreren Individuen spe-
ziell für Neutronenfilter), Pb, Be (Einkristalle.)

- [B2] Semi Elements Inc., Saxonburg Boulevard, Saxonburg, P.A.
(USA)
P: Bi (Einkristallblöcke mit mehreren Individuen)
- [B3] BILLITON, Arnhem (Holland)
DV: Petersen & Co, 2000 Hamburg 1, Rodingsmarkt 29,
Postfach 110769, Tel. (0411) 331541
P: Speziell Kristalle niedrigschmelzender Metalle,
gute Bi- und Pb-Einkristalle.
- [B4] Nuclear Metals Inc., Concord, Mass. (USA)
P: Be-Einkristalle
- [B5] Laboratoire d'Electronique et de Technologie de
L'informatique
(LETI), CENG, Avenue de Matys, Cedex No. 85, 38 Grenoble
(Frankreich)
P: Reinste Be-Kristalle (Einkristalle, polykristalin)
- [B6] PECHINEY, 23 rue Balzac, Paris 8^e (Frankreich)
DV: Deutsche Chemische Industrielle Gesellschaft mbH & Co,
2000 Hamburg 1, Ferdinand Str. 41, Tel (0411) 30081
P: Polykristallines Be, BeO
- [B7] Deutsche Beryllium GmbH, 6370 Oberursel/Taunus,
Tabaksmühlenweg 28-30, Postfach 450
P: Be, BeO
- [B8] Consolidated Beryllium Ltd. (BERYLCO), Pennsylvania (USA)
DV: Technologica, 6380 Bad Homburg, Landgrafenstr.56-58,
Tel. (06172)24047
P: Reinstes Be, BeO
- [B9] The Diamond Drill Carbon Co., 244 Madison Avenue at
38th Street, New York 16, N.Y. (USA)
P: Große natürliche Quarz-Einkristallblöcke, unbear-
beitet
- [B10] NORTON Co., Worcester 6, Massachusetts (USA)
P: MgO: Magnorite[®] (Einkristalle?)
- [B11] General Electric Co
DV: Nucletron, 8 München 54, Gärtnerstr. 60, Tel.(0811)
146081

P: Pyrolytischer Graphit

[B12] Union Carbide Corp. (Carbon Products Division),
270 Park Avenue, New York, N.Y. (USA)

DV: Union Carbide, 4000 Düsseldorf, Mörsenbröcherweg 200
DV für Kristallprodukte: Electronic Labor, 813 Starnberg,
Postfach 108

P: Pyrolytischer Graphit