

DESY-Bibliothek  
- 3. JUN. 1966

DEUTSCHES ELEKTRONEN - SYNCHROTRON **DESY**

DESY 66/13  
Mai 1966  
Experimente

Messung elektromagnetischer Kaskaden  
und der von ihnen erzeugten Neutronen bei 6,3 GeV

von

G. Bathow, E. Freytag und K. Tesch

**2 HAMBURG 52 · NOTKESTIEG 1**

MESSUNG ELEKTROMAGNETISCHER KASKADEN  
UND DER VON IHNEN ERZEUGTEN NEUTRONEN BEI 6,3 GEV

von

G. Bathow, E. Freytag und K. Tesch

Zusammenfassung

Die in Blei, Kupfer und Schwerbeton durch 6,3-GeV-Bremsstrahlung erzeugte elektromagnetische Kaskade wird mit Hilfe einer Ionisationskammer gemessen. Die für die longitudinale Ausbreitung der Kaskade erhaltenen Messwerte werden mit vorliegenden Monte-Carlo-Rechnungen verglichen; ferner ergeben sich für Abschirmberechnungen notwendige Daten. Mit Aktivierungsmethoden werden die in der Kaskade erzeugten Neutronen in verschiedenen Energiebereichen gemessen und die Ergebnisse mit Abschätzungen verglichen. Die Winkelverteilung der Neutronen und in einigen Fällen ihre Ausbreitung im Material wird angegeben.

Summary

The electromagnetic cascades produced by 6.3-GeV bremsstrahlung in lead, copper and heavy concrete have been measured by means of an ionisation chamber. The measured transition curves are compared with existing Monte Carlo calculations; data useful for shielding calculations are given. Neutrons produced by the cascades are measured by activation foils in several energy ranges, the results are compared with estimates. The angular distributions of the neutrons and in some cases their attenuation by the material are presented.

## 1. Einleitung

Während in der Hochenergiephysik im allgemeinen Prozesse zwischen einzelnen Teilchen untersucht werden, betrachtet man bei Kaskadenmessungen pauschal die Wechselwirkungen eines einfallenden Teilchenstrahls mit einem Block kompakter Materie. Die Zielsetzung kann dabei mehr theoretischer Natur sein, wenn z.B. vorhandene Kaskadenrechnungen überprüft werden sollen, oder mehr praktischer Natur, wenn man unmittelbar für Strahlenschutz Zwecke Daten gewinnen will.

Hat man Elektronen oder Gammastrahlung als einfallende Teilchen, so können die in kompakter Materie erzeugten Teilchen auf Grund ihrer Wechselwirkung in zwei Gruppen eingeteilt werden: 1. Elektronen und Gammaquanten, die die elektromagnetische Kaskade darstellen, und 2. stark wechselwirkende Teilchen, die durch Photoproduktion erzeugt werden und die ihrerseits durch Kernprozesse weitere Teilchen erzeugen.

Messungen der elektromagnetischen Kaskade sind bisher mit verschiedenen Methoden durchgeführt worden: Ionisationskammern<sup>1)</sup>, Szintillatoren<sup>2)</sup>, photographischen Emulsionen<sup>3)</sup>, Funkenkammern<sup>4)</sup>, Nebelkammern<sup>5),6),7)</sup>, Cerenkovzählern<sup>8)</sup>, Blaskammern<sup>9)</sup> und Thermolumineszenz-Kristallen<sup>10)</sup>. Die angeführten Arbeiten umfassen bis auf die Höhenstrahlungsarbeit<sup>5)</sup> den Energiebereich bis zu 1 GeV. In der folgenden Arbeit werden Messungen der von 6,3-GeV-Bremsstrahlung in Blei, Kupfer und Schwerbeton erzeugten elektromagnetischen Kaskade beschrieben. Für Kupfer und Blei liegen ausführliche Monte-Carlo-Rechnungen der longitudinalen und lateralen Ausbreitung der Kaskade vor<sup>11)</sup>, mit denen die Messungen verglichen werden können. Schwerbeton ist als Abschirmmaterial von unmittelbarem Interesse. Die Messungen wurden in einem Plattenpaket des betreffenden Materials mit Ionisationskammern vorgenommen.

Für die Photoproduktion stark wechselwirkender Teilchen liegen zahlreiche Arbeiten über Einzelprozesse vor, jedoch keine Messungen der Photoproduktionen durch die elektromagnetische Kaskade. Man ist auf Abschätzungen aus der Kaskadentheorie<sup>13)</sup> angewiesen (siehe z.B. 12)).

Es wurden daher mit Kernspurplatten und Aktivierungsfolien sowohl in den Plattenpaketen, die auch zur Ausmessung der elektromagnetischen Kaskade benutzt wurden, als auch an dicken Targets Messungen vorgenommen, die Aufschlüsse über die Erzeugung und Ausbreitung von Neutronen (und Protonen) in einigen Energiebereichen geben. Für Abschirmprobleme ist gerade diese Strahlungskomponente von Interesse. Über die mit Kernspurplatten gewonnenen Ergebnisse soll in der vorliegenden Arbeit noch nicht berichtet werden, da die von C. Passow<sup>\*)</sup>, K. Heinze<sup>\*\*)</sup> und L. Hoffmann<sup>\*\*\*)</sup> durchgeführte Auswertung noch nicht abgeschlossen ist.

## 2. Experimenteller Aufbau

Der für die Messungen benutzte Gammastrahl wurde bei einer Elektronenenergie von 6,3 GeV im Synchrotron an einem internen Tantal-Target von 0,5 mm Dicke erzeugt. In etwa 22 m Entfernung vom Target befand sich ein Bleikollimator mit 1 cm Durchmesser. Ein anschliessender Reinigungsmagnet befreite den Gammastrahl von geladenen Teilchen. Innerhalb des Synchrotronringes und durch die Abschirmmauer in die Experimentierhalle wurde der Strahl in Vakuum geführt; in der Halle selbst verlief er in Luft.

Den experimentellen Aufbau zeigt Abb.1.

Die dünnwandige Ionisationskammer (Wanddicke  $2 \cdot 10^{-4}$  Strahlungslängen) diente als Strahlmonitor, sie wurde vor jeder Messung mit Hilfe des Quantameters geeicht. Da die Ionisationskammer auch für die Synchrotronstrahlung des Beschleunigers empfindlich war, wurde diese Strahlung durch ein 2 mm starkes Bleiblech vor dem Kollimator eliminiert.

Das ganze Gebiet war mit Betonmauern umgeben und auch nach oben mit Betonbalken abgedeckt.

---

\*) Institut für Experimentelle Kernphysik, Karlsruhe

\*\*\*) Arbeitsgemeinschaft für Strahlenschutz, Techn.Hochschule, Hannover

\*\*\*) CERN, Genf



### 3. Messung der elektromagnetischen Kaskade

#### 3.1 Messmethode

Die Messung der Teilchenzahl in einer bestimmten Materialtiefe oder auch die Messung der Energiedeposition im Material, die aus der Ionisation in einer geeigneten Ionisationskammer mit Hilfe des Bragg-Gray-Prinzips<sup>17)</sup> bestimmt werden kann, gestattet eine Prüfung von Kaskadenrechnungen, insbesondere auch der lateralen Verteilungen. Da die Rechnungen einen unendlich dünnen Strahl voraussetzen, muss man auch bei den Messungen einen sehr stark kollimierten Strahl verwenden. Da die Bündelung der Kaskade bei 6 GeV sehr eng ist, ist der laterale Flussdichtegradient gross; der Detektor darf zur Messung der lateralen Verteilung nicht in einem Spalt oder in einer Bohrung bewegt werden, sondern muss gegen die Achse der Kaskade immer durch Material abgeschirmt sein, damit seitwärts gestreute Teilchen sofort wieder im Material absorbiert werden. Ausserdem muss der Detektor klein genug sein, um den Gradienten ausmessen zu können, und so dünn, dass durch eine veränderte kritische Energie gegenüber dem untersuchten Material keine Verzerrungen der Kaskade hervorgerufen werden<sup>16)</sup>.

Die Messung der Dosisleistung in Luft hinter einer bestimmten Materialdicke oder in einem Meßspalt liefert andererseits direkte Werte für Abschirmberechnungen, für die nicht Teilchenflüsse, sondern in Gewebe oder (als Näherung) in Luft absorbierte Dosen gefragt sind. Es müsste eine gewebeäquivalente Ionisationskammer verwendet werden; ihrer Wanddicke entspricht die Gewebetiefe, in der gemessen werden soll. Auch sollte dann der Durchmesser des einfallenden Strahls realen Verhältnissen entsprechen.

Um sowohl zum Vergleich mit existierenden Monte-Carlo-Rechnungen als auch zu Strahlenschutz Zwecken Daten zu gewinnen, haben wir in den Spalten von Plattenpaketen aus dem zu untersuchenden Material mit Hilfe einer kleinen Plexiglas-Ionisationskammer (Inhalt ca.  $30 \text{ mm}^3$ , Wanddicke  $4 \cdot 10^{-3}$  Strahlungslängen, Luftfüllung) ausgemessen. Die damit erhaltenen lateralen Verteilungen gestatten zwar aus den eben erwähnten Gründen nicht einen Vergleich mit berechneten Verteilungen, die Kammer ist aber klein genug, dass man nach Integration der lateralen Verteilungen

in den jeweiligen Spalten die longitudinale Ausbreitung der Kaskade erhält<sup>\*)</sup>. Da die Messkammer nicht aus dem zu untersuchenden Material besteht (bei Beton wäre das ohnehin schwierig), kann man nicht mit Hilfe des Bragg-Gray-Prinzips die Energiedeposition unmittelbar berechnen, sondern muss die longitudinale Verteilung so normieren, dass ihr Integral die eingefallene Energie ergibt. Andererseits gibt die verwendete Ionisationskammer als Plexiglas-Luft-Kammer Dosiswerte, die für Abschirmberechnungen wichtig sind.

In grösseren Abständen von der Strahlachse wurde eine empfindlichere Kammer von  $1 \text{ cm}^3$  Inhalt verwendet. Der Abstand der Kammer von der Achse konnte durch Fernbedienung eingestellt werden. Das Plattenpaket bestand aus dicht hintereinander hängenden  $40 \times 40 \text{ cm}^2$  grossen Platten. Unmittelbar davor wurde ein 20 cm langer Bleikollimator mit 40 mm Öffnung angebracht. Die Dicke der Platten sowie die benutzten Werte für die Strahlungslängen  $X_0$ <sup>14)</sup> sind aus Tab.1 ersichtlich. Die Betonzusammensetzung zeigt Tab.2.

### 3.2 Messergebnisse

Das vor dem Plattenpaket gemessene Profil des einfallenden Strahles zeigt Abb.2. Die Dosiswerte sind ebenso wie alle folgenden Messergebnisse auf  $5 \cdot 10^9$  einfallende äq. Quanten normiert. Die im Zentrum des Strahles gemessene Dosis wird im wesentlichen durch die Schauerbildung im Luftweg hervorgerufen, während die seitlichen Flügel durch die Rückstreuung aus dem Material bedingt sind. Man erkennt, dass die Rückstreuung aus dem Blei wesentlich stärker ist als die aus Beton. Das gleiche zeigte sich bei den Messungen im Plattensatz: im Falle von Kupfer und Beton ergab das Weglassen der Platten hinter der Ionisationskammer keinen messbaren Unterschied gegenüber Messungen mit weiteren Platten dahinter.

Die über die laterale Verteilung integrierten Werte sind in Abb.3a-c über der Tiefe  $t$  der Kaskade aufgetragen. Die Ordinate gibt dabei den

---

\*) Es ist geplant, die wahre laterale Verteilung im Material mit einem geänderten Aufbau mit Hilfe von Lumineszenzgläsern zu messen.

Prozentsatz der einfallenden Energie an, die in einer Platte der Dicke  $X_0$  (1 Strahlungslänge) deponiert wird. Bei der Integration trug der letzte erfasste Kreisring nur noch 0,5 % zum Endwert bei.

Die an Kupfer und Blei erhaltenen Schauerkurven können mit Monte-Carlo-Rechnungen von Völkel<sup>11)</sup> verglichen werden. In diesen Rechnungen werden für Elektronen Bremsstrahlerzeugung, Mollerstreuung, Vielfachstreuung und Ionisationsverluste berücksichtigt, für Photonen Paarbildung, Compton-Streuung und Photoeffekt. Elektronen werden bis zu einer Abschneideenergie von 1,5 MeV, Photonen bis zu 0,25 MeV verfolgt. Im Falle von Kupfer (Abb.3b) wurde die Energiedeposition sowohl für einfallende 6-GeV-Elektronen als auch für ein einfallendes Bremspektrum mit der Maximalenergie 6 GeV berechnet. Man erkennt, dass sich die gerechneten Kurven nur am Kaskadenanfang unterscheiden. Die für ein Bremspektrum gerechnete Kurve stimmt mit den Messwerten sehr gut überein. Bei Blei liegen nur Rechnungen für einfallende Elektronen vor, daher weichen am Kaskadenanfang die Messwerte etwas von der theoretischen Kurve ab (Abb.3c).

Die Lage des Maximums lässt sich durch die Formel

$$t_{\max} = \ln (E_0/E_c) - k \quad (1)$$

ausdrücken, hierbei ist  $t_{\max}$  in Strahlungslängen gemessen,  $E_0$  ist die Primärenergie,  $E_c = E_{\text{krit}}/2,3$ . Nach Ott<sup>15)</sup> ist für  $k$  im Falle von Blei 1,3, für Kupfer 1,6 einzusetzen, was gute Übereinstimmung mit den gemessenen Werten gibt.

Der Abfall der Kaskade erfolgt etwa exponentiell mit dem minimalen Absorptionskoeffizienten für das betreffende Material. Tabelle 1 gibt die aus Abb.3 entnommenen Koeffizienten ( $\lambda_{\text{Kaskade}}$ ) zusammen mit den minimalen Absorptionskoeffizienten ( $\lambda_{\text{min}}$ ). Während die Werte bei Blei und Kupfer innerhalb der Messgenauigkeit übereinstimmen, erfolgt der Abfall der Kaskade in Schwerbeton langsamer als es dem minimalen Absorptionskoeffizienten entsprechen würde. Der Unterschied ist vermutlich auf das breite Absorptionsminimum bei Materialien mit niedri-

gem  $Z$  zurückzuführen, innerhalb dessen auch die Quanten nach einer Compton-Streuung noch eine beträchtliche freie Weglänge in Vorwärtsrichtung haben.

In Abb.4 sind die in der Achse der Kaskade gemessenen Dosiswerte über der Kaskadentiefe (gemessen in cm) aufgetragen. Sie geben die maximale Dosis an, die bei Einfall von  $5 \cdot 10^9$  äq. Quanten von 6,3 GeV hinter einer Abschirmung der betreffenden Dicke gemessen wird. Der Abfall dieser Kurven ( $\lambda(0^\circ)$  in Tab.1) geht für Blei wesentlich schneller als dem minimalen Absorptionskoeffizienten entsprechen würde, da die niederenergetischen Teilchen aus der Achse herausgestreut werden; für Kupfer und Schwerbeton entspricht der Abfall etwa dem minimalen Absorptionskoeffizienten, erfolgt aber aus dem gleichen Grunde schneller als der Abfall der Kurven in Abb.3.

Abb.5 gibt schliesslich einen Überblick über die hinter Schwerbeton gemessenen Dosiswerte in und auch senkrecht zur Kaskadenrichtung mit eingezeichneten Kurven gleicher Dosis.

#### 4. Die Erzeugung von Neutronen durch die elektromagnetische Kaskade

Wie bereits in der Einleitung erwähnt, wurde neben der Entwicklung der elektromagnetischen Kaskade auch die durch diese Kaskade hervorgerufene Teilchenerzeugung bei einfallender 6,3-GeV-Bremsstrahlung untersucht. Im wesentlichen sind es drei Prozesse, über die die Photoproduktion von Neutronen und Protonen an komplexen Kernen verläuft: Bei niedrigen Gamma-Energien (10...20 MeV) wird ein Quant vorwiegend durch Resonanz-Absorption infolge Dipol-Wechselwirkung (Riesenresonanz) absorbiert; der Zerfall des in den meisten Fällen entstehenden Compoundkerns ergibt vorwiegend einen  $(\gamma, n)$  - oder  $(\gamma, p)$ -Prozess. Die Wirkungsquerschnitte hierfür sind bekannt. Prozesse wie  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, np)$  usw. sind seltener. Mit höheren Energien werden die Wirkungsquerschnitte für diese Art der Photoabsorption rasch kleiner, ein Quant tritt wegen seiner kleineren Wellenlänge nicht mehr mit dem ganzen Kern, sondern nur noch mit Teileinheiten des Kerns in Wechselwirkung. Es werden vorwiegend n-p-Paare erzeugt durch Photospaltung von "Quasideuteronen". Oberhalb von ca. 100 MeV können wir den Wirkungsquer-



schnitt für diesen Prozess nach Levinger<sup>18)</sup> folgendermassen schreiben:

$$\sigma(\gamma, np) = L \frac{NZ}{A} \sigma_D, \quad (2)$$

wobei N und Z die Zahl der Neutronen bzw. Protonen und A das Atomgewicht des Kerns sind,  $\sigma_D$  ist der bekannte Wirkungsquerschnitt für die Photospaltung des Deuterons. Die Konstante L wurde von Levinger mit 6,4 angegeben; die Messungen zur Bestimmung von L sind widersprüchlich (siehe Abschnitt 4.2.2). Oberhalb von 300 MeV fällt der Wirkungsquerschnitt ungefähr mit der dritten Potenz der Quantenenergie ab, so dass oberhalb von 500 MeV dieser Prozess keine Rolle mehr spielt. Die Teilchenproduktion wird in diesem hochenergetischen Bereich durch die Photoerzeugung von  $\pi$ -Mesonen übernommen. Roos und Peterson<sup>19)</sup> haben in Arbeiten mit Kernspurplatten gezeigt, dass die an komplexen Kernen erzeugten  $\pi$ -Mesonen zu etwa 80 % im selben Kern absorbiert werden, was in der Regel zur Entwicklung einer intranuklearen Kaskade und einem anschliessenden Verdampfungsprozess und damit zur "Sternbildung", das heisst zur Aussendung niederenergetischer Neutronen und Protonen führt.

Bis auf den Bereich der Riesenresonanz sind die Wirkungsquerschnitte für die genannten Einzelprozesse nur ungenügend bekannt, und umso ungenauer wird eine Berechnung der Teilchenproduktion an dicken Targets, in denen sich die elektromagnetische Kaskade voll ausbildet. Um experimentelle Unterlagen hierüber für den Fall von einfallender 6-GeV-Bremsstrahlung zu erhalten, wurden die Erzeugung niederenergetischer Neutronen unterhalb von 25 MeV in zwei Energiebereichen (1 keV bis 10 MeV und 2,5 bis 25 MeV) und die Erzeugung höherenergetischer Neutronen und Protonen mit Energien über 25 MeV untersucht. Als Targets wurden Zylinder aus Aluminium, Kupfer und Blei verwendet. Ferner untersuchten wir die Ausbreitung von Neutronen mit Energien unter 25 MeV in den in Abschnitt 3 genannten Plattenpaketen im Falle von Kupfer und Blei.

#### 4.1 Neutronen mit Energien unter 25 MeV

##### 4.1.1 Messmethode

Die Flussdichte niederenergetischer Neutronen unter 10 MeV kann in

einfacher Weise mit Hilfe einer Aktivierungsmethode bestimmt werden<sup>20,21</sup>). In der Mitte einer von Kadmiumblech umhüllten Paraffinkugel von 15 cm Durchmesser befindet sich eine Indiumfolie (2,9 cm  $\phi$ , 0,01 cm dick), deren  $\beta$ -Aktivität infolge des  $(n, \gamma)$ -Prozesses thermisch gewordener Neutronen gemessen wird. Die Empfindlichkeitskurve dieser Anordnung bestimmten wir am Van de Graaff-Beschleuniger des II. Physikalischen Instituts der Universität Hamburg mit Hilfe der bekannten Neutronen-Produktions-Reaktionen  $t(p,n)He^3$  und  $t(d,n)He^4$ , das Ergebnis zeigt Abb.6 zusammen mit Kurven aus Ref. 20 und 21. Es wird angenommen, dass mit dieser Methode Neutronen zwischen 1 keV und 10 MeV gemessen werden. Die kleinste messbare Neutronenflussdichte ist etwa  $0,5 \text{ n/cm}^2 \text{ sec}$ .

Da sich die Kugel bei den Messungen im Plattenpaket direkt im hochenergetischen Strahl befand, muss man sich vergewissern, dass in diesen Fällen keine unerwünschten  $\beta$ -Aktivitäten auftreten können. Der zeitliche Abfall der Indium-Aktivität wurde gemessen und über 10 Halbwertszeiten kein Abweichen von der bekannten Halbwertszeit von 54 min festgestellt. Erst dann machte sich eine langlebige Komponente bemerkbar, wahrscheinlich verursacht durch den Prozess  $In^{115}(\gamma, n) In^{114}$  mit  $T_{1/2}=49d$ . Ferner zeigte sich, dass die Aktivität der Indiumfolie in der Kadmiumhülle ohne Paraffin nur 2 bis 3 % der mit Paraffin unter sonst gleichen Bedingungen gemessenen Aktivität betrug; sie wird durch epithermische Neutronen verursacht. Durch hochenergetische Neutronen oder  $\gamma$ -Strahlung verursachte falsche Aktivitäten spielen also keine Rolle.

Da mit der Indium-Paraffin-Kugel niederenergetische Neutronen gemessen werden, war der Untergrund in dem allseitig von Betonwänden umgebenen Experimentiergebiet hoch. Die Messungen an den dicken Targets wurden daher in verschiedenen Abständen vorgenommen, um die notwendigen Korrekturfaktoren zu finden.

Zum Studium der Riesenresonanzneutronen ist die obere Grenze der Indium-Paraffin-Methode von 10 MeV etwas niedrig, sie wurde daher durch Aktivierungsmessungen mit der  $(n,p)$ -Reaktion an Phosphor ergänzt. Den Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion zeigt Abb.7. Es wurde mit einem

Mittelwert von 82 mb gerechnet. Wir nehmen an, dass mit dieser Reaktion Neutronen im Energiebereich von 2,5 bis 25 MeV gemessen werden. Bei der Verwendung derartiger Reaktionen, deren Wirkungsquerschnitte rund 3 Zehnerpotenzen kleiner sind als die oben beschriebene  $(n, \gamma)$ -Reaktion an Indium, treten Schwierigkeiten auf, wenn in einem hochenergetischen Strahl ausser der gewünschten Reaktion zum Nachweis der Neutronen eine grosse Anzahl von Nebenreaktionen energetisch möglich sind. Alle Kerne leichter als  $P^{31}$  haben jedoch Halbwertszeiten, die um einen Faktor 10 grösser oder kleiner sind als die von  $Si^{31}$ , mit der Ausnahme von  $F^{18}$ . Der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von  $F^{18}$  aus  $P^{31}$  durch hochenergetische Neutronen oder Protonen ist nicht bekannt, er kann jedoch aus Reaktionen für  $F^{18}$ -Produktion an anderen Kernen abgeschätzt werden und beträgt ca. 5 mb (siehe z.B. die Zusammenstellung von Bruninx<sup>22</sup>). Der Wirkungsquerschnitt für die Photo-Produktion von  $F^{18}$  aus  $P^{31}$  ist etwa 0,5 mb (nach Abschätzungen ähnlich den in Abschnitt 5 angestellten Überlegungen). Tatsächlich ergab sich bei den Messungen im Kupferplattenpaket über 5 Halbwertszeiten keine Abweichung von der Halbwertszeit für  $Si^{31}$ , erst anschliessend machte sich ein nicht identifiziertes Reaktionsprodukt mit längerer Halbwertszeit bemerkbar. Die Konkurrenzreaktion  $P^{31}(p, p\pi^+)Si^{31}$  ist zu vernachlässigen.

Zur Messung wurden 4 g roter Phosphor in Pulverform in kleine Polyäthylen-Beutel eingeschweisst. Nach der Bestrahlung wurde der Phosphor auf flache Schälchen geschüttet und die  $\beta$ -Aktivität in einem mit Antikoinzidenz-Schirm versehenen  $2\pi$ -Durchflusszähler bestimmt. Die Neutronenempfindlichkeit der Messmethode ergab sich aus Eichmessungen mit einer Po-Be-Quelle unter Berücksichtigung des Verlaufs des Wirkungsquerschnittes und des bekannten Neutronenspektrums der Quelle. Bei einem Nulleffekt des  $\beta$ -Zählers von 0,1 Impulse pro Minute und  $cm^2$  nutzbarer Zählerfläche ist die kleinste messbare Neutronenflussdichte etwa  $100 \text{ n/cm}^2 \text{ sec}$ .

Untergrundmessungen im Experimentiergebiet zeigten, dass bei der Messung mit Phosphor der Untergrund keine Rolle spielt.

Der Messfehler dieser Aktivierungsmessungen beträgt etwa 15 bis 20 %.

#### 4.1.2 Messergebnisse und Diskussion

##### a) Die Messungen an dicken Targets

Um die Frage nach der Anzahl der erzeugten Neutronen mit Energien unter 25 MeV, im wesentlichen der "Riesenresonanzneutronen", zu beantworten, hat man ein Target zu verwenden, das dick genug ist, um die maximale Neutronenproduktion durch niederenergetische Photonen zu ermöglichen; andererseits darf es nicht so ausgedehnt sein, dass Neutronen in merklichem Ausmass absorbiert werden (Optimaltarget). Neutronen-Vervielfachung durch (n,2n)-Prozesse oder Sternbildung brauchen nicht berücksichtigt zu werden. Die für ein Optimaltarget notwendige Länge wurde von uns mit der Indium-Paraffin-Kugel im Falle von Blei untersucht. Die Erzeugungsrate in Abhängigkeit von der Bleidicke zeigte ab 10 cm einen konstanten Wert, 50 % und 90 % dieses Wertes wurden bei 4 cm bzw. 7 cm gemessen. Dies ist in Übereinstimmung mit den erwähnten Monte-Carlo-Rechnungen von Völkel<sup>11)</sup>, aus denen hervorgeht, dass sich für einfallende Elektronen oder  $\gamma$ -Strahlen von 6 GeV das Maximum der Zahl der Photonen mit Energien zwischen 10 und 20 MeV bei etwa 7 Strahlungslängen = 4 cm befindet. Einige Messungen zur Bestimmung des notwendigen Durchmessers des Optimaltargets wurden an Kupfertargets durchgeführt; eine Änderung des Durchmessers von 5 cm auf 12 cm ergab nur noch eine Zunahme der Neutronen-Produktionsrate von 10 bis 20 %, was wegen der geringen lateralen Ausbreitung der elektromagnetischen Kaskade verständlich ist. Die Länge des Kupfer-Optimaltargets betrug 25 cm. Das Aluminiumtarget war 110 cm lang und hatte 20 cm Durchmesser.

Die Winkelverteilung der niederenergetischen Neutronen wurde mit beiden Messmethoden an einem 10 cm langen Kupfertarget gemessen. Mit der Indium-Paraffin-Kugel ergab sich innerhalb der Messgenauigkeit Isotropie, die mit der Phosphorprobe gemessene Winkelverteilung zeigte ein leichtes Maximum in Vorwärtsrichtung, etwa 60 % aller Neutronen werden unter Winkeln zwischen  $0^\circ$  und  $90^\circ$  emittiert. Riesenresonanzneutronen haben eine um  $90^\circ$  symmetrische Winkelverteilung oder sind sogar isotrop, sei es, dass sie aus der Verdampfung eines Compoundkerns herrühren oder durch direkte Wechselwirkung emittiert werden<sup>18)</sup>.

Ein Teil der Neutronen mit Energien um 10 MeV entstammt also bereits hochenergetischen Prozessen.

Die durch Integration der Winkelverteilung gewonnenen Zahlen der erzeugten Neutronen pro  $5 \cdot 10^9$  einfallende äq. Quanten sind in Zeile 1 und 2 der Tab.3 eingetragen. Da sich die empfindlichen Energiebereiche der beiden Messmethoden teilweise überlappen, wurde für die Zahl der Neutronen unter 25 MeV (etwas willkürlich) die halbe Zahl der mit Phosphor gemessenen Neutronen zu der Zahl der mit der Indium-Paraffin-Kugel gemessenen Zahl addiert und in Zeile 3 aufgeführt. Der Gesamtfehler beträgt dann etwa 25 %.

Die gemessenen Werte sollen mit üblichen Abschätzungen verglichen werden, um die Brauchbarkeit dieser leicht durchzuführenden Rechnungen zu prüfen. Es sei  $\sigma(k)$  der Wirkungsquerschnitt für einen Prozess, in dem von einem  $\gamma$ -Quant der Energie  $k$  oberhalb der Reaktionsschwelle  $E_s$  ein Teilchen erzeugt wird. Ist das Target dick genug, dass sich die von einem Elektron oder Photon der Energie  $E_0$  gebildete elektromagnetische Kaskade voll ausbilden kann, so ist näherungsweise die Spurlänge, d.h. die Weglänge aller Kaskadenphotonen im Energiebereich  $k \dots k+dk$ ,

$$g(E_0, k)dk = 0,57X_0 \frac{E_0}{k^2} dk \quad (3)$$

(siehe Rossi<sup>13</sup>).  $X_0$  ist die Strahlungslänge des Targetmaterials. Bei der Ableitung dieser Beziehung wird in der Kaskade nur Paarbildung und Bremsstrahlerzeugung berücksichtigt. Zerby und Moran<sup>23</sup>) haben in Monte-Carlo-Rechnungen, die Compton-Effekt und Ionisationsverluste einschließen, gezeigt, dass (3) eine sehr gute Näherung darstellt für  $\gamma$ -Energien  $k$  mit

$$E_c < k < 0,6 E_0 \quad (4)$$

( $E_c$  = kritische Energie). Es ergibt sich dann die Teilchenausbeute pro einfallendes Elektron oder äq.  $\gamma$ -Quant zu

$$Q = n \int_{E_s}^{E_0} \sigma(k)g(E_0, k)dk \quad (5)$$

( $n$  = Zahl der Atome pro  $\text{cm}^3$ ).

Zur Berechnung der Ausbeute von Riesenresonanzneutronen findet man eine Zusammenstellung der bis zu 25 MeV integrierten Wirkungsquerschnitte für Neutronenproduktion und die zugehörige Resonanzenergien in Ref. 24. Die Ergebnisse der Rechnungen sind in Zeile 4 von Tab.3 aufgeführt. Einen weiteren Beitrag zur Produktion niederenergetischer Neutronen liefern jedoch auch  $\gamma$ -Quanten von mehr als 25 MeV Energie. Dieser Anteil kann aus der Arbeit von Jones und Terwilliger<sup>25)</sup> abgeschätzt werden. Die Autoren bestimmten den Produktionswirkungsquerschnitt von Neutronen bis zu  $\gamma$ -Energien von 320 MeV, wobei sie als Neutronendetektor einen long-counter verwendeten. Von diesem Gerät ist bekannt, dass seine Empfindlichkeit oberhalb von 14 MeV stark abnimmt; wir können also annehmen, dass es nur auf Neutronen unter 25 MeV anspricht, und die von Jones und Terwilliger gemessenen Wirkungsquerschnitte zur Berechnung der Neutronenausbeute verwenden. Die Gesamtzahl der von  $\gamma$ -Quanten bis zu 320 MeV Energie erzeugten niederenergetischen Neutronen mit Energien unter 25 MeV ist in Zeile 5 von Tab.3 angegeben.

Wie man sieht, erhält man eine gute Übereinstimmung zwischen den Messwerten und den einfachen Abschätzungen mit Hilfe von Gl.(3) und (5), obwohl die Relation (4) im Falle von Aluminium für die Riesenresonanzneutronen schon nicht mehr erfüllt ist. Offenbar ist der Messbereich der Indium-Paraffin-Kugel hinreichend gross zur Messung der Riesenresonanzneutronen, während die Gesamtzahl der niederenergetischen Neutronen unter 25 MeV, die auch in merklichem Anteil Neutronen aus hochenergetischen Prozessen enthält, besser mit der Kombination aus der Indium-Paraffin-Kugel und der Phosphorprobe gemessen wird.

Die Erzeugungsrate der Riesenresonanzneutronen wurde ebenfalls bei einer maximalen Bremsstrahlungsenergie von 3,0 GeV gemessen. Es zeigte sich erwartungsgemäss, dass in diesem Bereich die Ausbeute innerhalb eines Messfehlers von 10 % der Maximalenergie der einfallenden Photonen proportional ist.

b) Die Messungen im Plattenpaket.

Die Ausbreitung der niederenergetischen Neutronen in Kupfer und Blei wurde in den in Abschn.3 genannten Plattenpaketen ebenfalls mit den



beiden Messmethoden untersucht. Da die Paraffinkugel einen Durchmesser von 15 cm hat, wurde immer nur eine Kugel in das Plattenpaket gebracht; von den Phosphorproben wurden mehrere gleichzeitig in verschiedenen Meßspalten aktiviert. Die so gemessenen Neutronenflussdichten in Strahlrichtung, normiert auf  $5 \cdot 10^9$  einfallende äq. Quanten pro sec zeigen die Abb.8 und 9. Die gemessenen Maxima der Kurven fallen wieder mit dem Maximum der Zahl der  $\gamma$ -Quanten in der Kaskade mit Energien zwischen 10 und 20 MeV zusammen (vgl. Absatz a)). Das Verhältnis der zu einem Material gehörigen Kurvenmaxima entspricht nicht den mit den beiden Messmethoden gewonnenen Erzeugungsraten; bei der Messung wird die Flussdichte stets gemittelt über das Volumen der Messproben, welche sehr unterschiedlich gross sind.

Um den Abfall des mit der Phosphorprobe gemessenen Neutronenflusses durch eine Zahl zu charakterisieren, ist es nach der Diffusionstheorie naheliegend, einen Ausdruck der Form

$$\phi \approx \frac{1}{r} e^{-\bar{\Sigma} r} \quad (6)$$

anzunehmen. Durch Anpassung erhält man für den makroskopischen Wirkungsquerschnitt  $\bar{\Sigma}$  für Kupfer  $0,18 \text{ cm}^{-1}$  (für Entfernungen von 10 bis 50 cm vom Maximum), für Blei  $0,29 \text{ cm}^{-1}$  (für 6 bis 22 cm vom Maximum). Die Phosphor-Methode hat eine untere Nachweisgrenze von 2,5 MeV, das entspricht der Bedingung, unter der removal-Wirkungsquerschnitte für Reaktorabschirmungen gemessen werden. Trotzdem ergeben sich insbesondere für Blei merklich andere Werte als die üblichen removal-Wirkungsquerschnitte ( $0,12 \text{ cm}^{-1}$  bei Blei und  $0,21 \text{ cm}^{-1}$  bei Kupfer) infolge des andersartigen Neutronenspektrums. Der Wert für  $\bar{\Sigma}$  liegt für Blei höher als für Kupfer, da im Blei weniger hochenergetische Neutronen erzeugt werden als im Kupfer (vgl. Abschnitt 4.2 und Zeile 6 der Tab.3).

Der Abfall der durch die Indium-Paraffin-Kugel gemessene Neutronenkomponente ist wesentlich flacher, da sich der Abschwächung der höherenergetischen Neutronen ein Aufbau niederenergetischer Neutronen überlagert; offenbar hat sich bei den grössten gemessenen Entfernungen noch nicht das Gleichgewicht zwischen höherenergetischen Neutronen ( $\approx 10 \text{ MeV}$ ) und niederenergetischen Neutronen ( $\ll 1 \text{ MeV}$ ) eingestellt. Für kleine Ent-

fernungen hat auch die Grösse des Detektors einen Einfluss auf die Stärke des Abfalls. Dass sich innerhalb der Messfehler überhaupt eine reine e-Funktion ergibt, dürfte mehr oder weniger Zufall sein. Für die aus der Steigung der Geraden entnommenen Schwächungskoeffizienten, die die Entfernungsabhängigkeit also mit berücksichtigen, ergeben sich bei Kupfer  $0,11 \text{ cm}^{-1}$  und bei Blei  $0,095 \text{ cm}^{-1}$ .

#### 4.2 Neutronen mit Energien über 25 MeV

##### 4.2.1 Messmethode

Eine bekannte Aktivierungsmethode zur Messung von hochenergetischen Neutronen und Protonen ist die Aktivierung von Plastik-Szintillatoren mit Hilfe der Reaktion  $\text{C}^{12}(\text{n},2\text{n})\text{C}^{11}$ . Die Reaktionsschwelle liegt bei 20 MeV. An Elektronenbeschleunigern ist die Anwendung jedoch nur in Sonderfällen möglich, da die gewünschte Reaktion meistens durch den  $(\gamma, \text{n})$ -Prozess überdeckt wird. Bei der Auswahl anderer Reaktionen ist also zu berücksichtigen, dass die Reaktionsschwelle für Neutronen ebenfalls in der Gegend von 20 MeV, die  $\gamma$ -Schwelle aber möglichst hoch liegt. Wenn man ohne chemische Separation auskommen will, kommen nur Reaktionen an leichten Kernen in Frage, da sonst die Zahl der Konkurrenzreaktionen zu gross wird.

Wir haben als Nachweisreaktionen für hochenergetische Neutronen und Protonen die Reaktion  $\text{Na}^{23}(\text{n},2\text{p}4\text{n})\text{F}^{18}$  bzw.  $\text{Na}^{23}(\text{p},3\text{p}3\text{n})\text{F}^{18}$  verwendet;  $\text{F}^{18}$  ist ein  $\beta$ -Strahler mit einer Halbwertszeit von 1,8 h. Der Wirkungsquerschnitt ist für Protonen hinreichend genau bekannt<sup>22,26,27</sup> (s. Abb.10); für Neutronen liegt nur ein Wert bei 90 MeV vor<sup>28</sup>), doch dürfte der Wirkungsquerschnitt nicht wesentlich vom Protonen-Wirkungsquerschnitt abweichen, von der Schwellennähe abgesehen. Für die Auswertung wurde ein mittlerer Wert von 15 mb angesetzt. Die Proben bestanden aus 4g  $\text{Na}_2\text{O}_2$ , das in Plastikbeutel eingeschweisst wurde. Die kleinste nachweisbare Neutronenflussdichte ist etwa  $7000 \text{ n/cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ .

In Vorversuchen stellten wir fest, dass die ebenfalls in der Probe gebildeten  $\beta$ -Strahler  $\text{C}^{11}$  und  $\text{N}^{13}$  nach einer Wartezeit von etwa einer Stunde nach Ende der Aktivierung nicht mehr störten. Die Bildung von

$\text{Na}^{22}$  ist auf Grund seiner Halbwertszeit von 2,6 a zu vernachlässigen. Nicht zu verhindern war die Bildung von  $\text{Na}^{24}$  ( $T_{1/2} = 15,4$  h), obwohl die Probe mit Kadmiublech abgeschirmt war. Zur Trennung der beiden Aktivitäten  $\text{F}^{18}$  und  $\text{Na}^{24}$  waren daher stets zwei  $\beta$ -Messungen notwendig; der optimale Abstand zwischen diesen beiden Messungen liegt zwischen 5 und 15 Stunden. Die Reaktion  $\text{O}^{18}(\text{p},\text{n})\text{F}^{18}$  spielt keine Rolle wegen der geringen Häufigkeit von  $\text{O}^{18}$  (0,2 %).

Da eine Eichung der gewählten Nachweismethode nicht möglich ist, muss die  $\beta$ -Aktivität der  $\text{Na}_2\text{O}_2$ -Probe absolut bestimmt werden. Die dafür notwendige Berechnung der Selbstabsorption der  $\beta$ -Strahlung in  $\text{Na}_2\text{O}_2$  wurde nach der Methode von Dalton und Kunaish<sup>29)</sup> durchgeführt (die dort auftretende Funktion  $E_3(\mu\tau)$  findet man zum Beispiel bei Beckurts und Wirtz<sup>30)</sup> tabelliert). Probeweise wurde diese Berechnung der Selbstabsorption angewandt auf die Reaktionen  $\text{P}^{31}(\text{n},\text{p})\text{Si}^{31}$  und  $\text{In}^{115}(\text{n},\gamma)\text{In}^{116}$  und an einer geeichten Neutronenquelle überprüft. Wir erhielten für die Selbstabsorption in Phosphor und Indium gute Übereinstimmung mit den berechneten Werten.

#### 4.2.2 Messergebnisse und Diskussion

Die Winkelverteilung der Neutronen und Protonen mit Energien über 25 MeV wurde an einem 10 cm langen Kupfertarget gemessen und ist in Abb.11 aufgetragen. Das scharfe Maximum unterhalb von  $30^\circ$  wird durch hochenergetische  $\gamma$ -Strahlen verursacht (siehe Abschn.5); bei Winkeln grösser als  $30^\circ$  werden jedoch Neutronen gemessen, wie aus der Winkelverteilung der Elektronen und  $\gamma$ -Strahlung hervorgeht, die mit einer kleinen Ionisationskammer aufgenommen wurde. Zwischen  $0^\circ$  und  $30^\circ$  wurde die Kurve daher extrapoliert. Wie man sieht, ist in dem Energiebereich oberhalb von 25 MeV die Vorwärtsrichtung stark bevorzugt, etwa 70 % aller Teilchen fliegen unter Winkeln kleiner als  $90^\circ$  aus dem Target.

Die Gesamtzahl der an verschiedenen Targets erzeugten Neutronen und Protonen oberhalb von 25 MeV ist in Zeile 6 von Tab.3 eingetragen, ebenfalls normiert auf  $5 \cdot 10^9$  einfallende äq. Quanten.

Diese Werte sollen wieder mit Abschätzungen verglichen werden. Am An-

fang von Abschnitt 4.2 sind bereits die beiden in Frage kommenden Erzeugungsprozesse genannt worden. Der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von hochenergetischen Neutronen und Protonen durch Spaltung von "Quasideuteronen" im Kern ist in Gleichung (2) angegeben. Der Wirkungsquerschnitt für die Photospaltung des Deuterons,  $\sigma_D$ , ist bekannt<sup>38-40)</sup>, er kann angenähert werden durch

$$\left. \begin{aligned} \sigma_D &= \frac{7 \cdot 10^3}{k} \mu\text{b} && \text{für } 50 \text{ MeV} < k < 125 \text{ MeV} \\ &= 57 \mu\text{b} && \text{für } 125 \text{ MeV} < k < 300 \text{ MeV} \\ &= \frac{1,3 \cdot 10^9}{k^3} \mu\text{b} && \text{für } 300 \text{ MeV} < k. \end{aligned} \right\} (7)$$

Die experimentellen Bestimmungen der Konstanten L sind widersprüchlich. Sie beruhen auf Messung des austretenden Neutrons und Protons in Koinzidenz<sup>31,32)</sup>, Messung eines radioaktiven Endkerns<sup>33)</sup> und Messung aller austretenden Neutronen und Protonen mit Energien über 25 MeV im Falle eines Kohlenstofftargets<sup>34)</sup>. Dabei ist zu berücksichtigen, dass z.B. eines der beiden Nukleonen im Erzeugungskern gestreut werden kann, also für eine Koinzidenzmessung verloren ist, oder dass nach der Quasideuteronenspaltung infolge eines Verdampfungsprozesses weitere Nukleonen ausgesandt werden und sich ein anderer Endkern bildet. Unter Abwägung derartiger Effekte wurde ein Wert von  $L = 3$  gewählt. Protonen können ab einer Energie von 200 MeV 10 cm Aluminium oder 5 cm Kupfer oder Blei durchdringen, sie wurden ab einer  $\gamma$ -Energie von 300 MeV in (7) durch einen Faktor 2 berücksichtigt. Es ergeben sich dann mit Hilfe der Gleichungen (7), (5) und (3) die in Zeile 7 der Tab.3 eingetragenen Zahlen der erzeugten Neutronen und Protonen.

Bei der Abschätzung für die Erzeugung hochenergetischer Neutronen und Protonen auf Grund mesonischer Effekte stützen wir uns auf die Arbeit von Roos und Peterson<sup>19)</sup>. Nehmen wir an, dass sich die an den Kernen der Kernspuremulsionen für ein mittleres Atomgewicht von 50 gewonnenen Ergebnisse auf andere Kerne übertragen lassen, so erhalten wir folgende Daten:

a) Der Wirkungsquerschnitt für Erzeugung von Sternen mit 2 oder mehr Armen beträgt pro Nukleon etwa  $250 \mu\text{b}$  für  $\gamma$ -Energien von mehr als 250 MeV. Diese Zahl ist für einen Kern mit dem Atomgewicht A zu multiplizieren.

b) Die mittlere Zahl der Arme eines Stern ist näherungsweise

$$\bar{p} = 0,14 \sqrt{k} \quad \text{für } k > 250 \text{ MeV} \quad (8)$$

c) Bei einer  $\gamma$ -Energie von  $k = 1150 \text{ MeV}$  wurden die meisten Arme der Sterne als Protonenspuren identifiziert; etwa 10 % von ihnen entsprechen einer Energie von mehr als 25 MeV. Nach den Monte-Carlo-Rechnungen von Dostrovsky et al.<sup>35)</sup> ist die Zahl der bei einem Verdampfungsprozess emittierten Neutronen etwa gleich der Zahl der geladenen Teilchen. Wir nehmen daher an, dass die unter b) ermittelte Zahl mit 0,1 zu multiplizieren ist, um die Zahl der emittierten Neutronen oberhalb von 25 MeV zu erhalten. Die Protonen brauchen nicht berücksichtigt zu werden, da sie zu niederenergetisch sind.

d) Wie bereits am Anfang von Abschnitt 4 erwähnt, führen etwa 80 % aller Wechselwirkungen zwischen hochenergetischen Photonen und komplexen Kernen zu Sternbildung (siehe a) bis c)). In etwa 20 % aller Fälle fliegen die erzeugten  $\pi$ -Mesonen ungestört aus dem Kern. Da sie weiter Kernprozesse durchführen können, wird ihr Anteil voll berücksichtigt.

Damit ergibt sich näherungsweise der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von Neutronen und Protonen mit mehr als 25 MeV Energie durch hochenergetische Photonen der Energie k zu

$$\sigma = 3,5 \cdot 10^{-30} A \sqrt{k} + 5 \cdot 10^{-29} A \quad \text{für } k > 250 \text{ MeV.} \quad (9)$$

Die Ausbeute kann dann mit Hilfe von (9), (5) und (3) berechnet werden, sie ist in Zeile 8 von Tab.3 eingetragen.

Die Tabelle zeigt, wie die verschiedenen Prozesse zur Neutronenproduktion beitragen. Man sieht, dass die beiden Abschätzungen in Zeile 7 und 8 nicht die Zahl der mit der  $\text{Na}_2\text{O}_2$ -Probe gemessenen Neutronen und Protonen erklären können. In jüngster Zeit wurden allerdings Messungen

von Neutronenproduktionsraten mit  $\gamma$ -Strahlen bis zu 200 MeV durchgeführt<sup>43)</sup>, die in Gleichung 2 für die Konstante L den ungewöhnlich hohen Wert von etwa 10 ergeben. Damit würden sich im Falle von Aluminium und Kupfer unsere Messergebnisse aus der Quasideuteronspaltung erklären, für das Bleitarget errechnen sich aber immer noch um 60 % zu kleine Werte. Vermutlich ist die Ursache für diese Diskrepanzen die viel höhere Zahl der niederenergetischen Neutronen (Zeile 3 und 5). Hat nur ein Bruchteil dieser Neutronen Energien über 25 MeV, so sind die gemessenen Werte in Zeile 6 erklärlich. Das würde bedeuten, dass die meisten der mit der  $\text{Na}_2\text{O}_2$ -Probe gemessenen Neutronen relativ niederenergetisch sind, d.h. zwischen 25 MeV und vielleicht 100 MeV liegen.

#### 5. Sonstige Messungen

Anfangs war geplant, die  $\text{Na}_2\text{O}_2$ -Probe auch zu Messungen im Kupferplattenpaket einzusetzen, um die Verteilung der Neutronen über 25 MeV zu studieren. Wir erhielten jedoch in Strahlrichtung nach einem Maximum einen steilen exponentiellen Abfall ( $\lambda = 0,35 \text{ cm}^{-1}$ ), und aus der lateralen Verteilung ergab sich ein sehr schmaler Ausbreitungskegel mit einem halben Öffnungswinkel von etwa  $5^\circ$ . Daraus geht hervor, dass die Aktivierung der  $\text{Na}_2\text{O}_2$ -Probe nicht durch Neutronen, sondern durch hochenergetische Photonen hervorgerufen wurde. Tatsächlich ergeben die Monte-Carlo-Rechnungen von Völkel bei einfallenden 6-GeV-Elektronen für die Photonen zwischen 400 und 1000 MeV einen Schwächungskoeffizienten, der in Kupfer zwischen  $0,3$  und  $0,4 \text{ cm}^{-1}$  liegt. Auch die gemessene und berechnete Lage des Maximums stimmen überein. Daraufhin haben wir versucht, mit Hilfe der Arbeiten von Roos und Peterson und von Völkel die im Kupferpaket gemessene Aktivierung des  $\text{Na}_2\text{O}_2$  durch Photonen quantitativ zu berechnen unter der Voraussetzung, dass sich die an Kernspuremulsionen erhaltenen Ergebnisse auf die Natriumkerne übertragen lassen. Die Umwandlung von  $\text{Na}^{23}$  in  $\text{F}^{18}$  erfordert die Emission von 2 Protonen und 3 Neutronen. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photostern ein zweiarmiger Stern ist, ist nach Roos und Peterson etwa  $0,4$ . Die Wahrscheinlichkeit für die Emission von 2 Protonen und 3 Neutronen ist dann etwa  $0,3$ . Damit ist der gesuchte Wirkungsquerschnitt für die Umwandlung von  $\text{Na}^{23}$  in  $\text{F}^{18}$  durch hochenergetische Photonen  $250 \cdot 23 \cdot 0,3 \mu\text{b} =$



1,7 mb. Die Flussdichte der Photonen oberhalb von 300 MeV erhält man aus den Monte-Carlo-Rechnungen und dem bekannten Durchmesser des Strahles. Die  $F^{18}$ -Aktivität der  $Na_2O_2$ -Probe ist dann leicht zu berechnen, und wir erhielten gute Übereinstimmung mit den experimentellen Werten. Es erscheint uns nicht uninteressant, dass man mit Hilfe der genannten Arbeiten die Ausbeute auch relativ komplexer Photoreaktionen näherungsweise berechnen kann.

Wir hatten auch versucht, Neutronen und Protonen mit Energien oberhalb von 700 MeV mit Hilfe der Erzeugung von  $Tb^{149}$  aus  $Au^{197}$  (siehe Ref. 36 und 37) im Plattenpaket zu messen. Die Intensität unseres Bremsstrahls reichte gerade aus, um die  $\alpha$ -Aktivität des  $Tb^{149}$  zu bestimmen. Aber auch hier mussten wir auf Grund des gewonnenen Abschwächungskoeffizienten feststellen, dass die Photoerzeugung von  $Tb^{149}$  in der Goldfolie den gesuchten Prozess überdeckte. Offenbar ist es schwierig, hochenergetische Neutronen in Anwesenheit von hochenergetischen Photonen durch Aktivierungsmethoden nachzuweisen.

Literatur

- 1) W. Blocker, R.W. Kenney und W.K.H. Panofsky, Phys.Rev. 79 (1950) 419
- 2) A. Kantz und R. Hofstadter, Phys.Rev. 89 (1953) 607
- 3) Y. Murata, J.Phys.Soc. Japan 20 (1965) 209
- 4) J.W. Cronin, E. Engles, M. Pyka und R. Roth, Rev.Sci.Instr. 33 (1962) 946  
R. Kajikawa, J.Phys.Soc. Japan 18 (1963) 1365  
B. Agrinier, Y. Koechlin, B. Parlier, G. Boella, G. Degli Antoni, C. Dilworth, L. Scarsi und G. Sironi, N.Cimento 36 (1965) 1077
- 5) M.D. Wilson und I.B. McDiarmid, Can.J.Phys. 40 (1962) 573
- 6) S. Lal und A. Subramanian, Nuovo Cim. 26 (1962) 1245
- 7) E.E. Becklin und J.A. Earl, Phys.Rev. 136 (1964) B 237  
H. Thom, Phys.Rev. 136 (1964) B 447
- 8) C.A. Heusch und Ch.Y. Prescott, Phys.Rev. 135 (1964) B 772
- 9) H. Lengeler, W. Tejessy und M. Deutschmann, Z.Physik 175 (1963) 283
- 10) W.R. Nelson, Th.M. Jenkins, R.C. McCall und J.K. Cobb, Stanford Linear Accelerator Center, SLAC-PUB-163 (1966)
- 11) U. Völkel, Deutsches Elektronen-Synchrotron, DESY 65/6 (1965) und private Mitteilung
- 12) M.S. Livingston und J.P. Blewett, Particle Accelerators (McGraw-Hill Book Company, 1962)
- 13) B. Rossi und K. Greisen, Rev.mod.Phys. 13 (1941) 240  
B. Rossi, High-Energy Particles, Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, N.Y. (1956)
- 14) O.I. Dovzhenko und A.A. Pomanskii, Sov.Phys.JETP 18 (1964) 187
- 15) K. Ott in Kosmische Strahlung (Hrsg. W. Heisenberg), Springer-Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg (1953)
- 16) K. Pinkau, Phys.Rev. 139 (1965) B 1548
- 17) F.W. Spiers, Radiation Dosimetry (Hrsg. G.J. Hine und G.L. Brownell), Academic Press, New York (1956)

- 18) J.S. Levinger, Phys.Rev. 84 (1951) 43  
J.S. Levinger, Nuclear Photo-Disintegration, Oxford University Press (1960)
- 19) C.E. Roos und V.Z. Peterson, Phys.Rev. 124 (1961) 1610
- 20) R.G. Wallace, B.J. Moyer, H.W. Patterson, A.R. Smith und L.D. Stephens, in Selected Topics in Radiation Dosimetry, IAEA Wien (1961)
- 21) L.D. Stephens und H. Aceto, in Neutron Dosimetry, Vol. I IAEA Wien (1963)
- 22) E. Bruninx, CERN, CERN-Bericht 61-1(1961) und 64-17(1964)
- 23) C.D. Zerby und H.S. Moran, J.Appl.Phys. 34 (1963) 2445
- 24) Shielding for high-energy electron accelerator installations, National Bureau of Standards Handbook 97 (1964)
- 25) L.W. Jones und K.M. Terwilliger, Phys.Rev. 91 (1953) 699
- 26) P.A. Benioff, Phys.Rev. 119 (1960) 316
- 27) J.W. Meadows und R.B. Holt, Phys.Rev. 83 (1959) 47
- 28) W.J. Knox, Phys.Rev. 75 (1949) 537
- 29) G.R. Dalton und H.H. Kunaish, Intern.J.Appl.Rad.Isot. 15 (1964) 301
- 30) K.H. Beckurts und K. Wirtz, Neutron Physics, Springer-Verlag Berlin, Göttingen, Heidelberg (1964)
- 31) P.C. Stein, A.C. Odian, A. Wattenberg und R. Weinstein, Phys.Rev. 119 (1960) 348
- 32) J. Garvey, B.H. Patrick, J.G. Rutherglen und I.L. Smith, Nucl. Phys. 70 (1965) 241
- 33) J.R. Van Hise, R.A. Meyer und J.P. Hummel, Phys.Rev. 139 (1965) B 554
- 34) P.S. Baranov, V.J. Gol'danskii und V.S. Roganov, Phys.Rev. 109 (1958) 1801
- 35) I. Dostrovsky, P. Rabinowitz und R. Bivins, Phys.Rev. 111 (1958) 1659
- 36) E. Bruninx, Nucl.Phys. 64 (1965) 481

- 37) E.M. Franz und G. Friedlander, Nucl.Phys. 76 (1966) 123
- 38) L. Allen, Phys.Rev. 98 (1955) 705
- 39) J.C. Keck und A.V. Tollestrup, Phys.Rev. 101 (1956) 360
- 40) H. Meyers, R. Gomez, D. Guinier und A.V. Tollestrup, Phys.Rev. 121 (1961) 630
- 41) P. Cuzzocrea, G. Pappalardo und R. Ricamo, N. Cimento 16 (1960) 450  
J. Kantele und D.G. Gardner, Nucl.Phys. 35 (1962) 353
- 42) R.E. Bullock und R.G. Moore, Phys.Rev. 119 (1966) 721
- 43) G. Bishop, S. Costa, S. Ferroni, R. Malvano und G. Ricco, N. Cimento 42 B (1966) 158

Material	Strahlungslänge $X_0$ (cm)	Plattendicke		$\lambda_{\min}$ (cm <sup>-1</sup> )	$\lambda_{\text{Kaskade}}$ (cm <sup>-1</sup> )	$\lambda(0^\circ)$ (cm <sup>-1</sup> )
		(cm)	( $X_0$ )			
Blei	0,56	0,5	0,89	0,47	0,49	0,7
Kupfer	1,45	0,8	0,55	0,27	0,25	0,27
Schwerbeton ( $\rho = 3,7\text{g/cm}^3$ )	5,0	5,0	1,00	0,091	0,070	0,09

Tab. 1    Abschwächungskoeffizienten der elektromagnetischen Kaskade in verschiedenen Plattenpaketen.  $\lambda_{\min}$  und  $X_0$  für Schwerbeton wurden aus der Zusammensetzung des Betons berechnet.

Element	Gewichtsanteil
H	0,004
O	0,344
Mg	0,019
Al	0,010
Si	0,068
Ca	0,048
Mn	0,001
Fe	0,505

Tab. 2      Zusammensetzung des Schwerbetons.

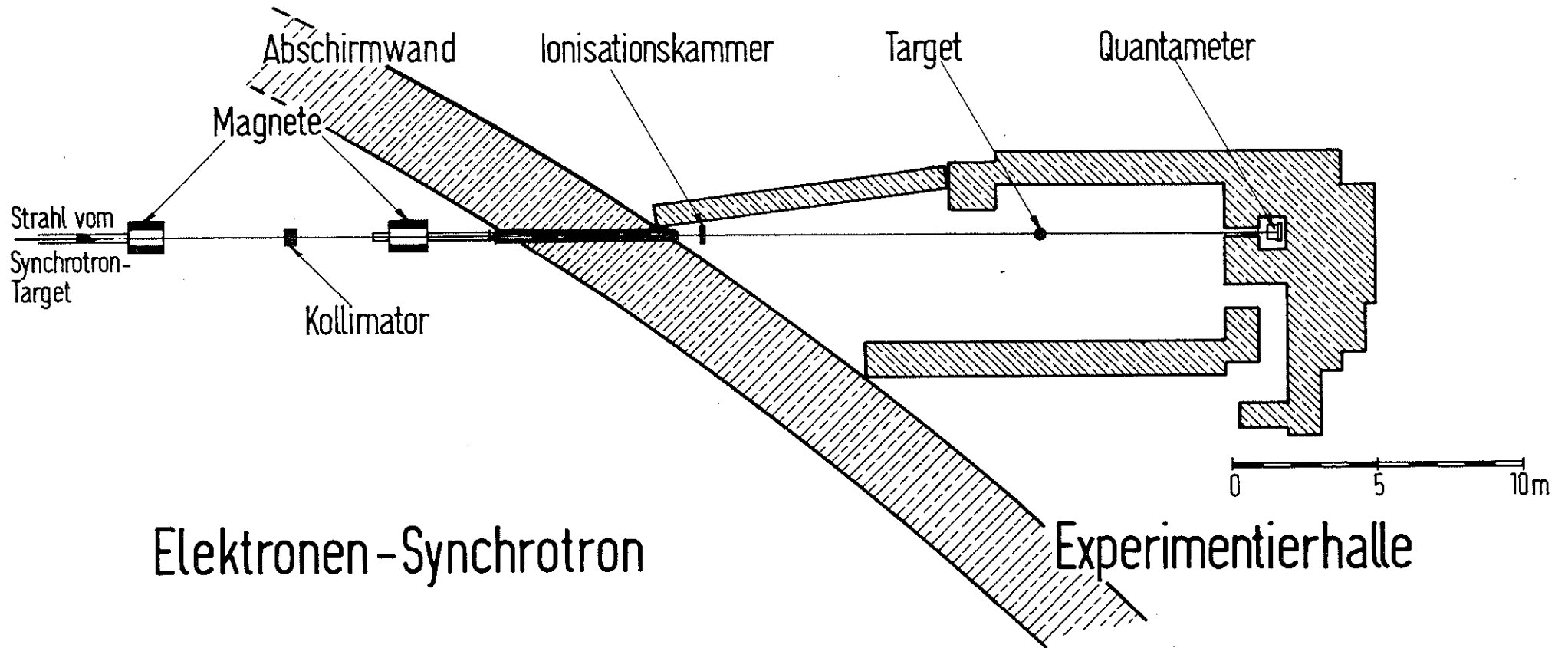


	Al	Cu	Pb
1.) Zahl der Neutronen im Bereich 1 keV...10 MeV (Messung)	$4,4 \cdot 10^9$	$9,6 \cdot 10^9$	$10,8 \cdot 10^9$
2.) Zahl der Neutronen im Bereich 2,5...25MeV (Messung)	2,3	2,6	4,5
3.) Zahl der Neutronen unter 25 MeV = (Zeile 1) + 0,5 (Zeile 2)	5,6	10,9	13,0
4.) Zahl der niederenergetischen Neutronen, die von $\gamma$ -Quanten mit Energien unter 25 MeV er- zeugt werden (Abschätzung)	3,8	7,0	10,4
5.) Zahl der niederenergetischen Neutronen (< 25 MeV), die von $\gamma$ -Quanten mit Energien unter 320 MeV erzeugt werden (Abschätzung)	6,0	9,2	12,0
6.) Zahl der Neutronen und Protonen mit Energien oberhalb von 25 MeV (Messung)	$0,88 \cdot 10^9$	$0,60 \cdot 10^9$	$0,42 \cdot 10^9$
7.) Zahl der durch Quasideuteron- spaltung erzeugten Neutronen und Protonen (Abschätzung)	0,29	0,16	0,080
8.) Zahl der durch mesonische Effekte erzeugten Neutronen u. Protonen über 25 MeV (Abschätzung)	0,06	0,03	0,02

Tab. 3 Zahl der von 6,3-GeV-Bremsstrahlung in einem Optimaltarget aus Aluminium, Kupfer oder Blei erzeugten Neutronen oder Protonen in verschiedenen Energiebereichen, normiert auf  $5 \cdot 10^9$  äq. Quanten.

- Abb. 1 Experimenteller Aufbau. An der mit "Target" bezeichneten Stelle wurden die Plattenpakete oder die dicken Messtargets aufgestellt.
- Abb. 2 Mit der kleinen Ionisationskammer ( $30 \text{ mm}^3$ ) gemessenes Strahlprofil vor dem Plattenpaket. Man erkennt die unterschiedliche Rückstreuung von Blei und Beton.
- Abb. 3a-c Longitudinale Ausbreitung der elektromagnetischen Kaskade in Schwerbeton, Kupfer und Blei; Messwerte und Monte-Carlo-Rechnungen. Die Ordinate gibt den Prozentsatz der einfallenden Energie an, die in einer Platte mit der Dicke von 1 Strahlungslänge absorbiert wird. Die gestrichelte Kurve bei Beton verbindet die Messpunkte. Der letzte Messpunkt der Blei-Kurve liegt niedriger wegen der fehlenden Rückstreuung.
- Abb. 4 Die von  $5 \cdot 10^9$  einfallenden äq. Quanten in der Achse der Kaskade verursachte Dosis in Abhängigkeit von der Materialdicke.
- Abb. 5 Kurven gleicher Dosis in Schwerbeton bei  $5 \cdot 10^9$  einfallenden äq. Quanten. Die Dosiswerte sind in rad angegeben.
- Abb. 6 Empfindlichkeitskurve der Indium-Paraffin-Kugel. Die Ordinate gibt die Zählrate in einem  $2\pi$ -Zähler bei einer Neutronenflussdichte von  $1 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$  und Sättigungsaktivierung.
- Abb. 7 Der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion  $\text{P}^{31}(\text{n},\text{p})\text{Si}^{31}$ , (siehe Ref. 41 und die dort zitierten Arbeiten sowie Ref. 42 und 28).
- Abb. 8 Neutronenflussdichten in Kupfer bei  $5 \cdot 10^9$  einfallenden äq. Quanten pro sec (gemessen in Strahlrichtung).
- Abb. 9 Neutronenflussdichten in Blei bei  $5 \cdot 10^9$  einfallenden äq. Quanten pro sec (gemessen in Strahlrichtung).
- Abb. 10 Wirkungsquerschnitt für die Reaktionen  $\text{Na}^{23}(\text{p},3\text{p}3\text{n})\text{F}^{18}$  und  $\text{Na}^{23}(\text{n},2\text{p}4\text{n})\text{F}^{18}$ .
- Abb. 11 Winkelverteilung der Neutronen und Protonen mit Energien über 25 MeV (ausgezogene Kurve), gemessen am Kupfertarget.

Abb.1



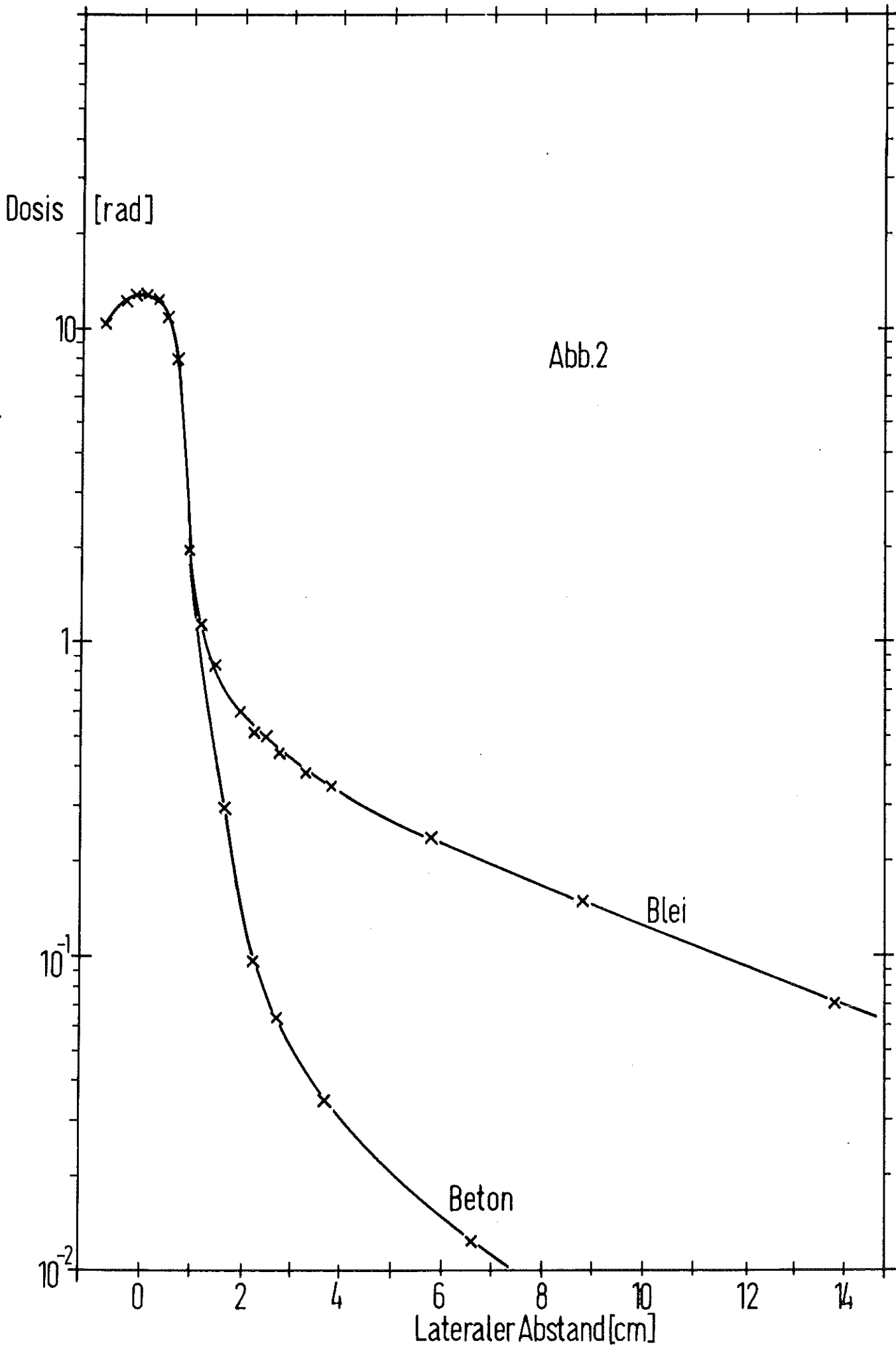
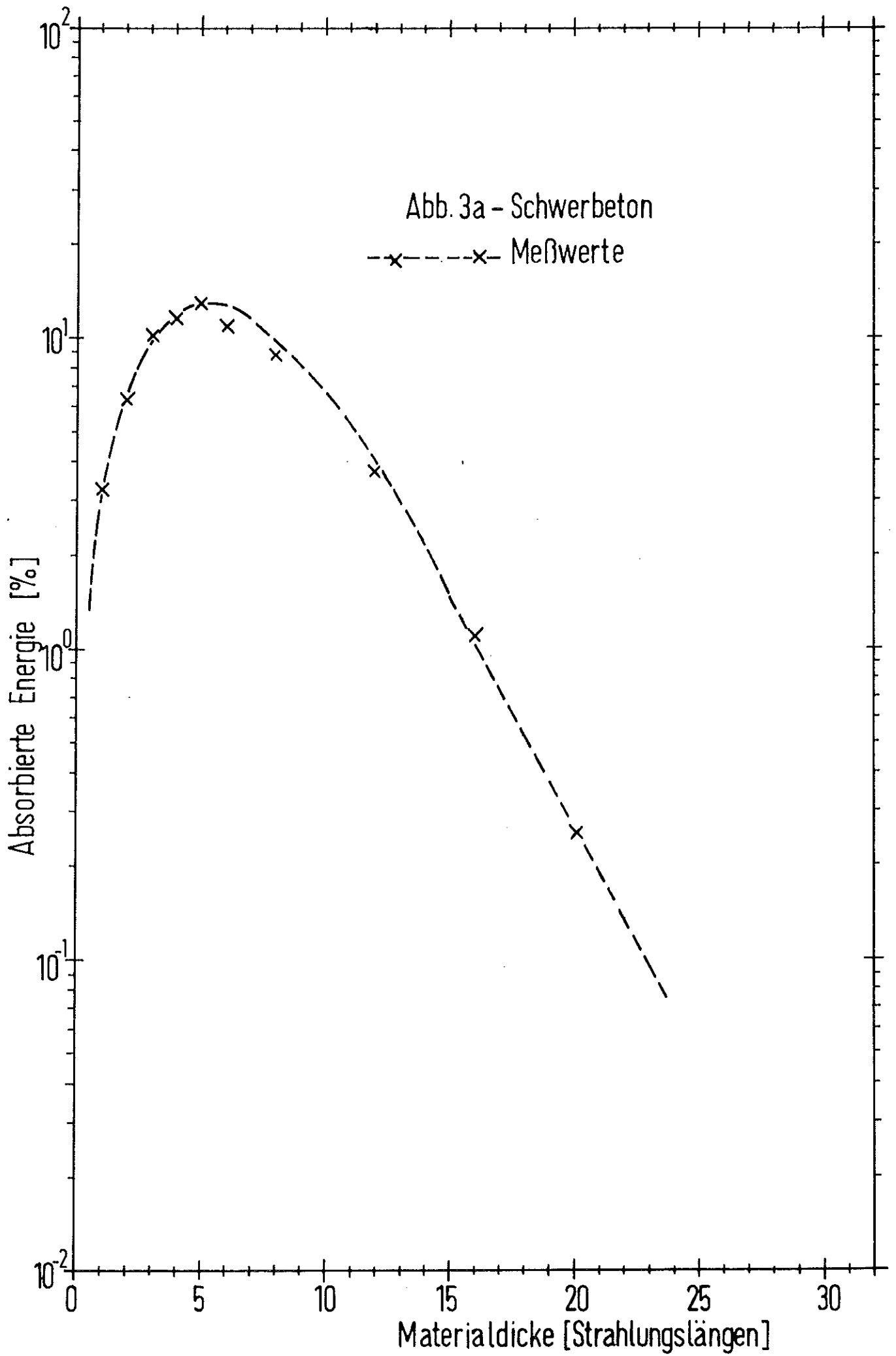
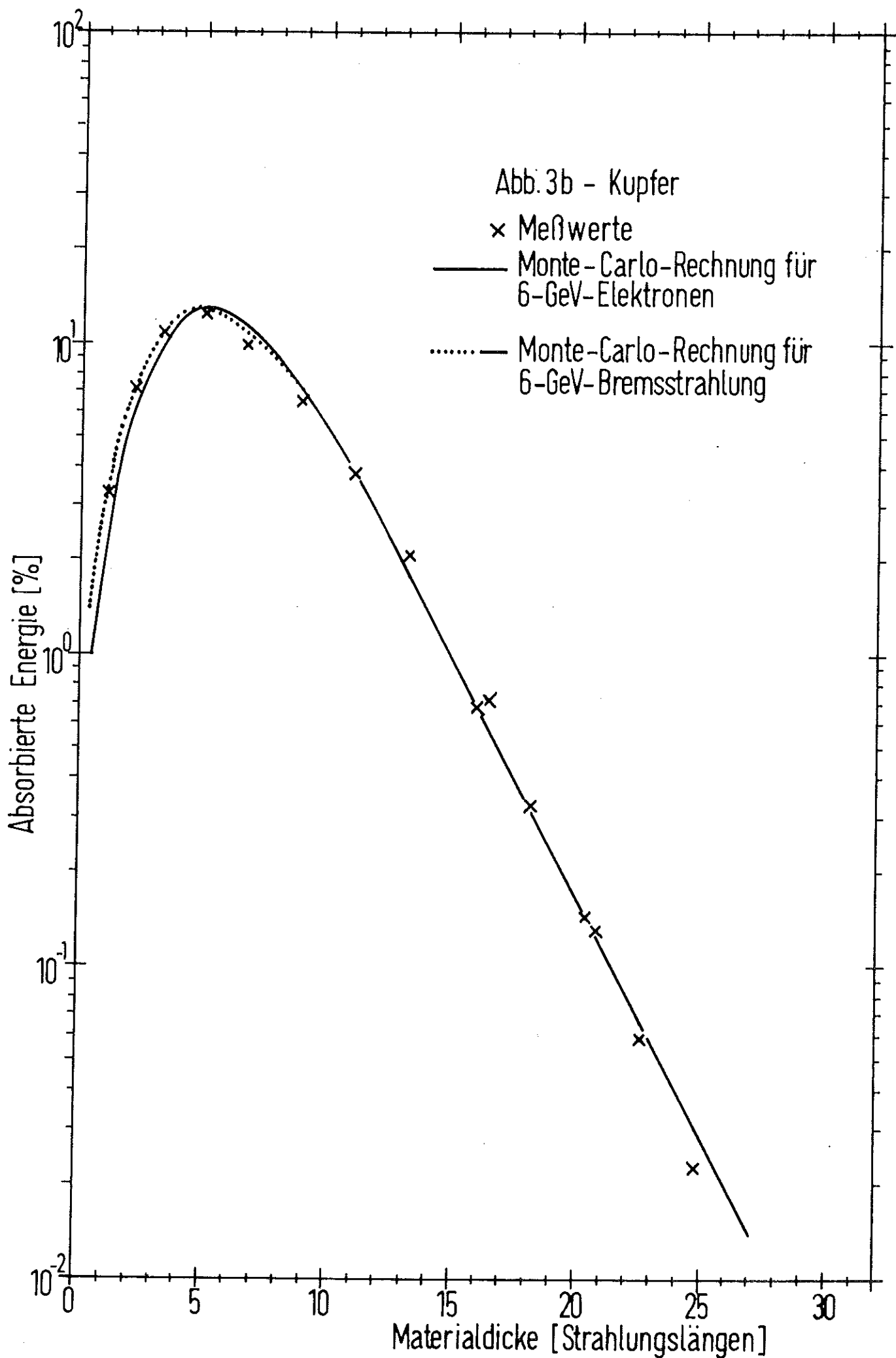


Abb.2

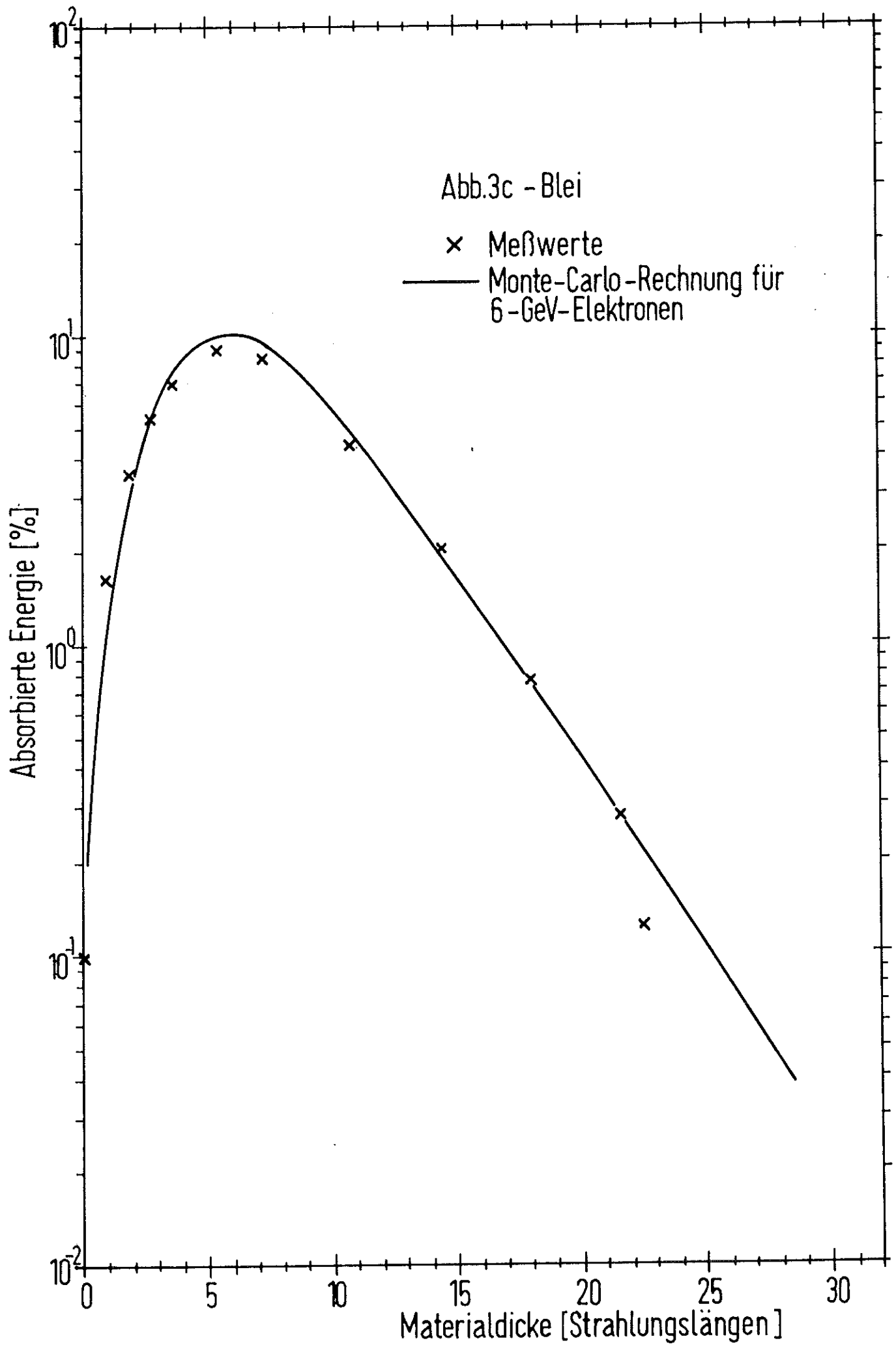
Blei

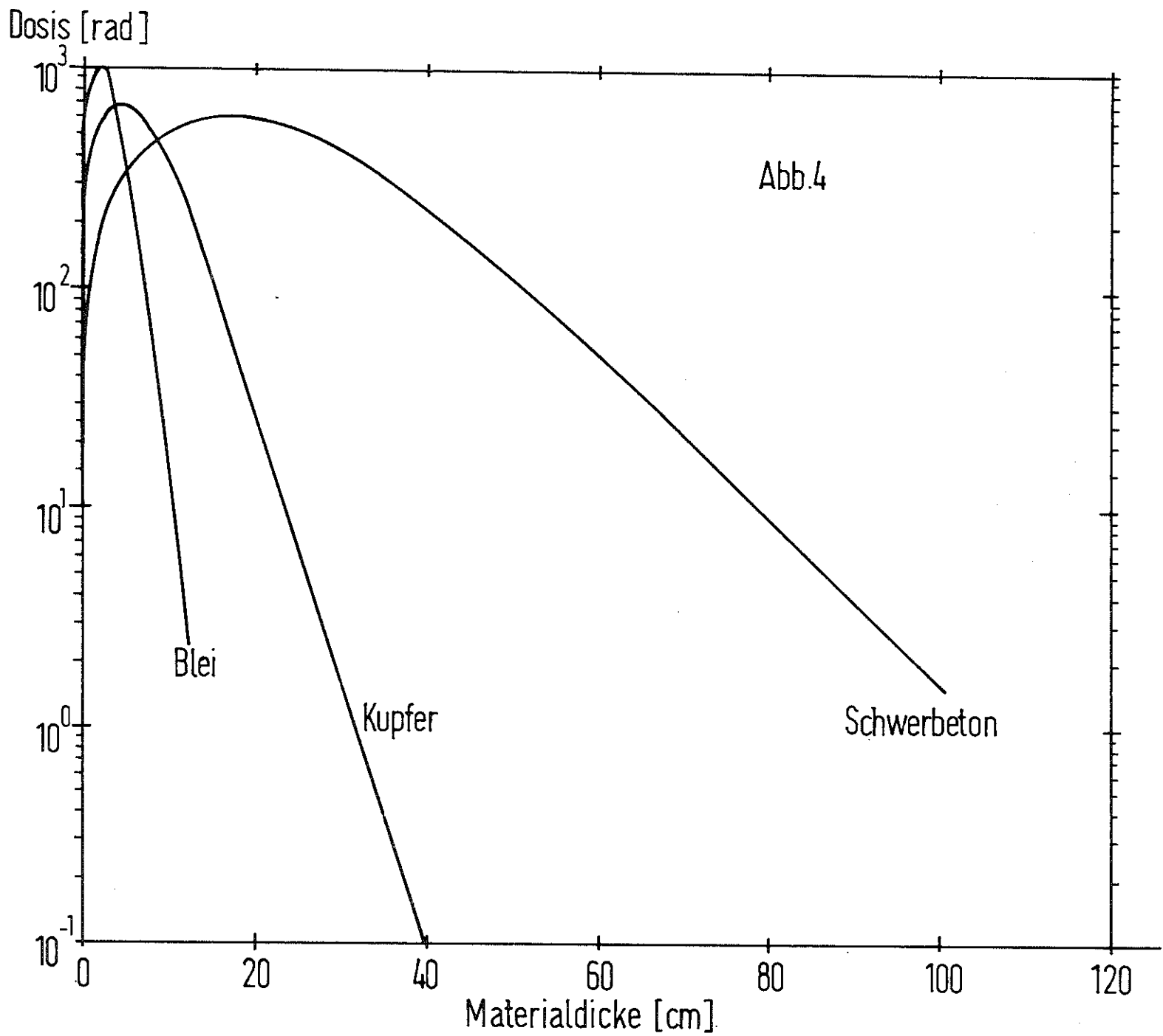
Beton

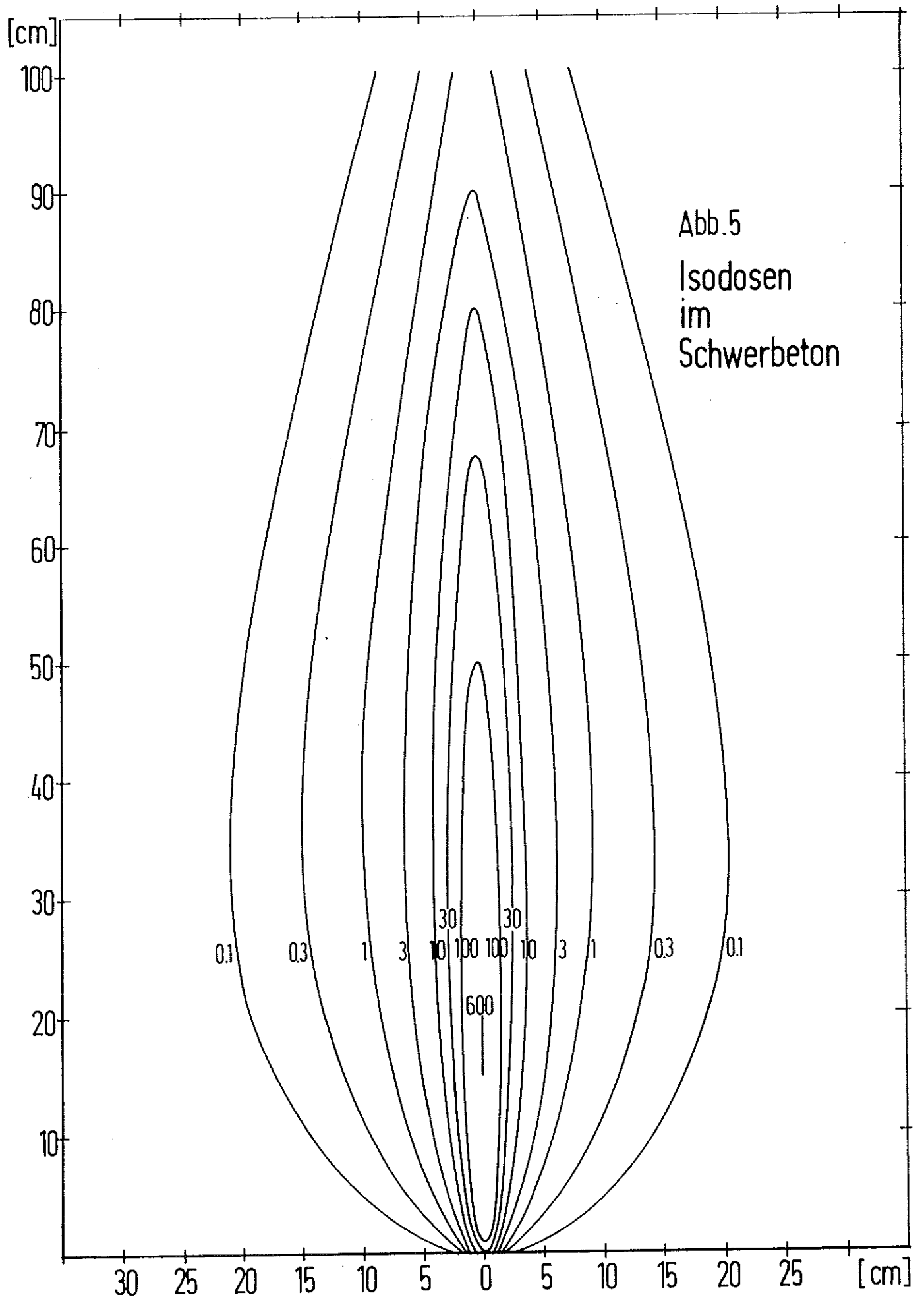


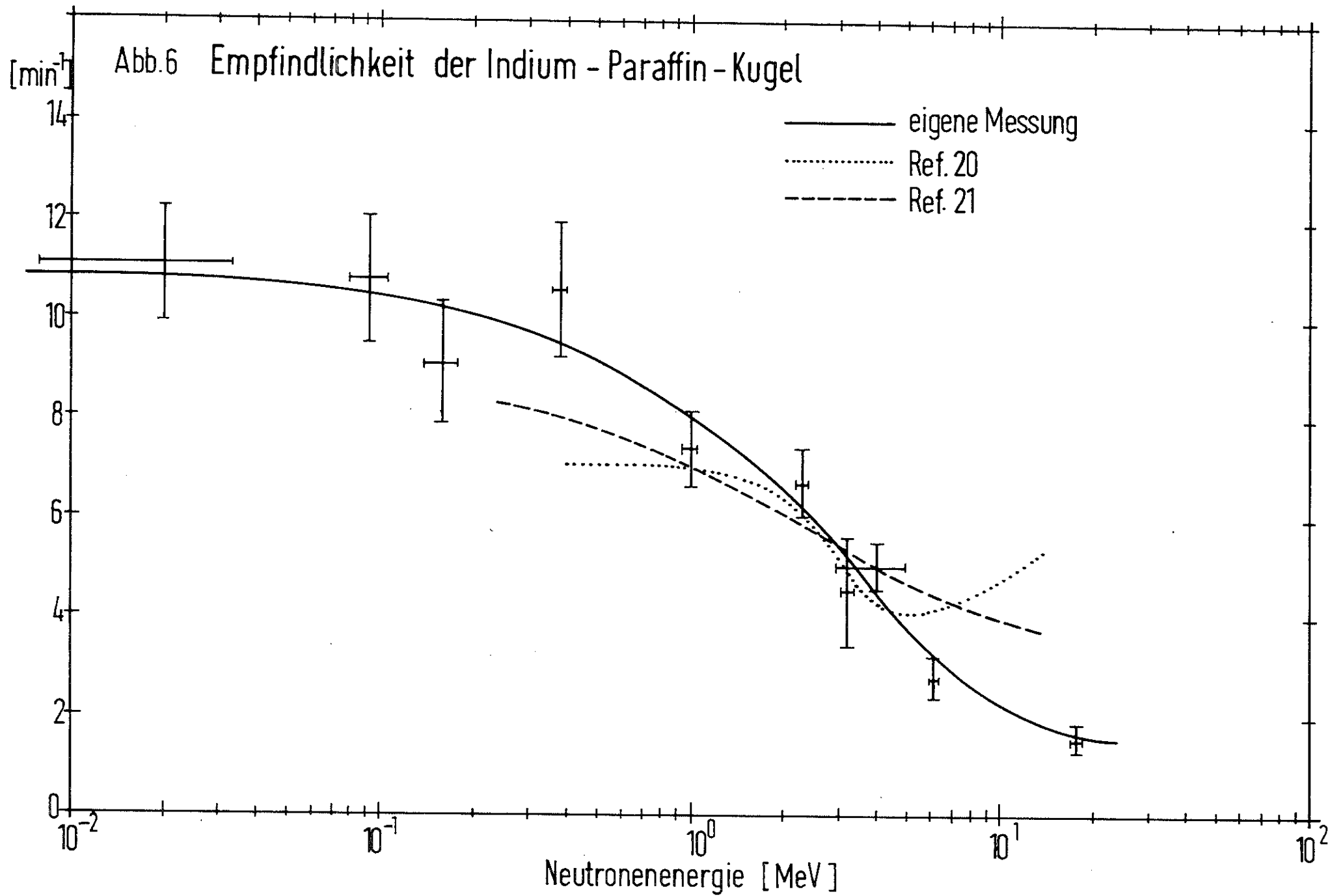












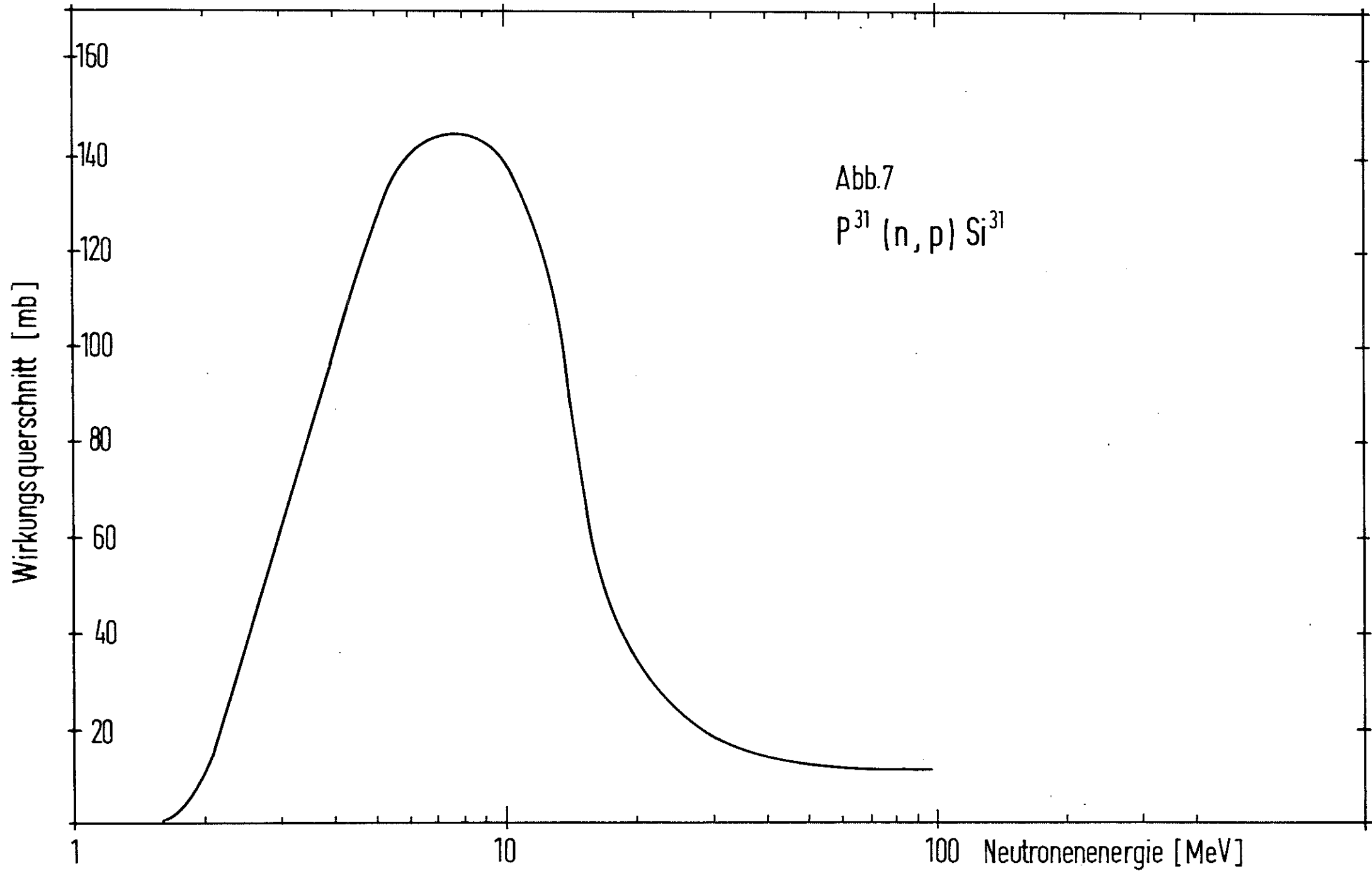
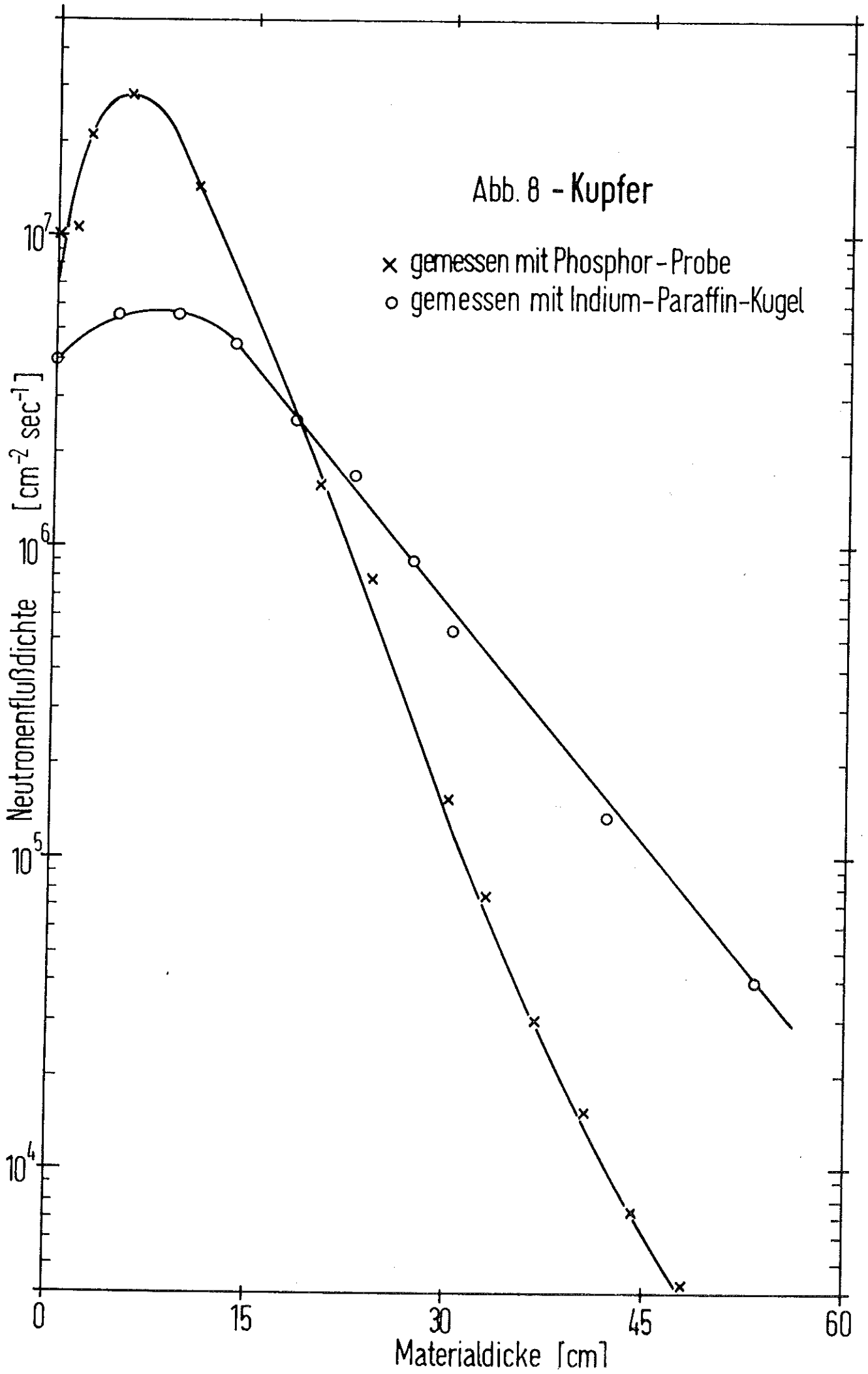


Abb. 8 - Kupfer



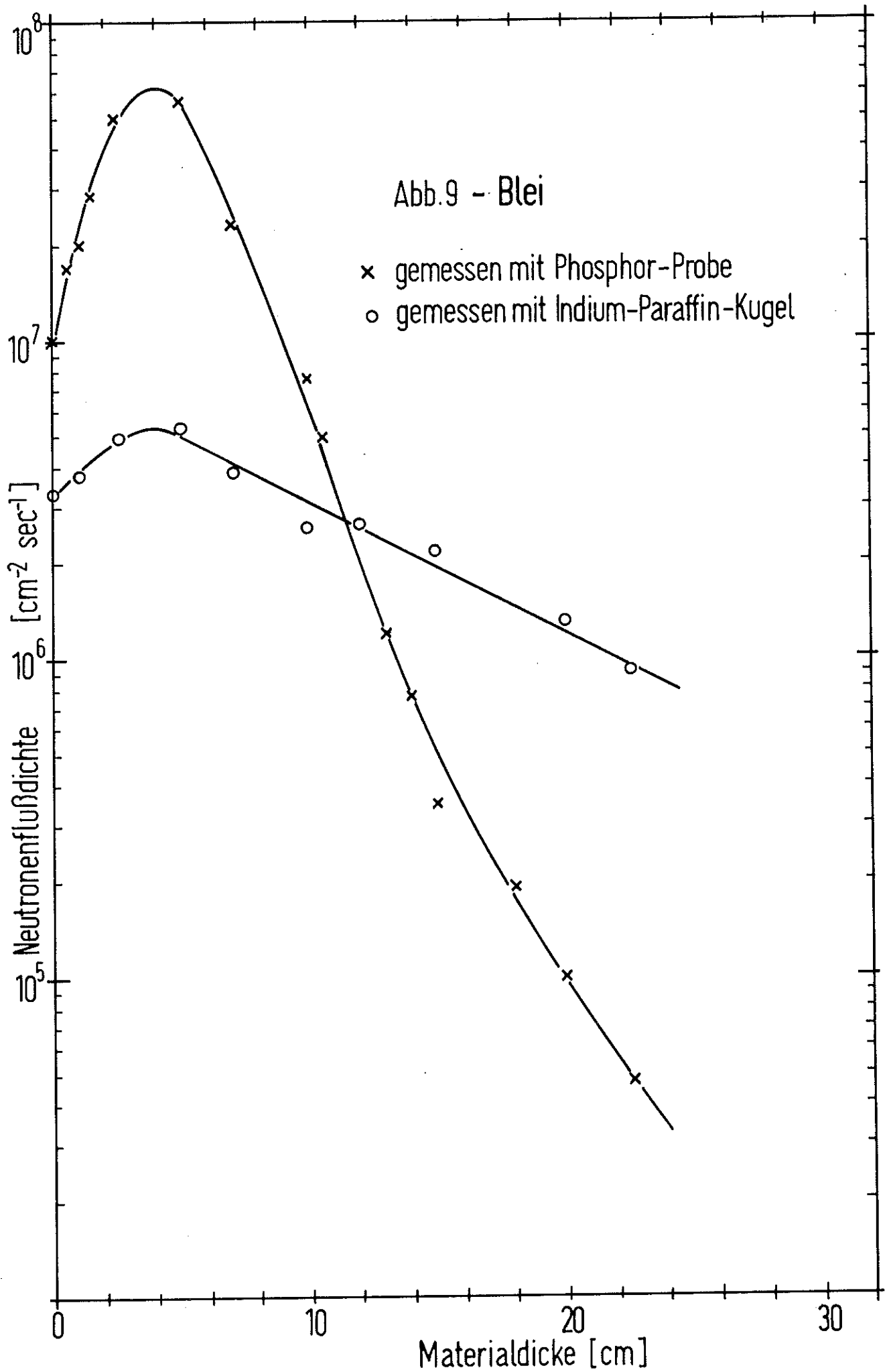


Abb.10

- $\text{Na}^{23} (p, 3p, 3n) \text{F}^{18}$
- △  $\text{Na}^{23} (n, 2p, 4n) \text{F}^{18}$

