

Interner Bericht
DESY D3/28
Juli 1978

BERECHNUNG DER AUSBREITUNG VON ELEKTRONEN-PHOTONEN KASKADEN
IN UND HINTER ABSORBERN BEI 5 GeV

von

H. Dinter

DESY-bibliothek
1. SEP. 1978



Berechnung der Ausbreitung von
Elektronen-Photonen Kaskaden in
und hinter Absorbern bei 5 GeV

von

H. Dinter
Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY, Hamburg

Summary

Isodose diagrams were calculated for copper and lead absorbers and are compared with measurements.

The propagation of electron-photon cascades behind copper and lead absorbers were investigated: energy spectra, angular distributions and the dependence of the dose on the absorber thickness and on the distance behind the absorber are given.

1. Einleitung

Zur Dimensionierung einer Abschirmung, die dem direkten Strahl hoch-energetischer Elektronen oder Photonen ausgesetzt ist (z.B. Strahlverschlüsse oder Strahlfallen), ist die genaue Kenntnis der Ausbreitung von Elektronen-Photonen Kaskaden notwendig.

Man muß wissen, welcher Bruchteil der primären Energie absorbiert wird und wie diese absorbierte Energie im Absorber verteilt ist. Ebenso interessieren die Eigenschaften des nichtabsorbierten Schauerrestes, der aus der Rückseite eines nicht zu dicken Absorbers austreten kann.

Für den praktischen Strahlenschutz ist es insbesondere wichtig, Kenntnis über die Energie und die Intensität von geladenen und ungeladenen Teilchen des Schauers hinter Absorbern zu besitzen und zu wissen, in welchem Maße sich diese Intensität mit zunehmendem Abstand vermindert.

Es liegt nahe, diese Probleme durch Simulation der Elektron-Photon Kaskade mit Hilfe von Monte Carlo-Rechnungen zu lösen, wobei die Zuverlässigkeit solcher Rechnungen an einer Reihe vorhandener Messungen (Lit. 1, 2) geprüft werden kann.

Mit dem Program EGS (Lit. 3) wurden für Kupfer- und Bleiabsorber Energie-Blockdiagramme erzeugt und zu Isodosenkurven verarbeitet. Für die gleichen Absorbermaterialien wurden Energiespektren und Winkelverteilungen von Photonen und geladenen Teilchen hinter verschiedenen Targetdicken berechnet. Weitere Rechnungen lieferten die von diesen Teilchen erzeugten Dosen (für Elektronen- und Bremsstrahl) und ihre Abnahme mit zunehmendem Abstand vom Absorber.

2. Rechenmethode

2.1 Anordnung

Als "Strahl" werden im folgenden Teilchen verwendet, die senkrecht auf die Targetoberfläche treffen und deren Ortskoordinaten beim Eintritt ins Target auf einer Fläche von $1.0 \times 1.0 \text{ cm}^2$ gleichmäßig verteilt sind. Die Energie dieser Teilchen beträgt 5 GeV im Falle von Elektronen und 5 GeV Grenzenergie bei Bremsstrahlung (1/k-Spektrum; untere Abschneideenergie 50 MeV).

Das Target ist rotationssymmetrisch zur Strahlachse.

2.2 Dosisberechnung

Das Monte-Carlo Programm EGS verfolgt die Entwicklung von Elektronen-Photonen Kaskaden in Materie. Als Rechenergebnis kann man sowohl eine Aussage erhalten über die Verteilung der absorbierten Energie im Target (Energie-Blockdiagramm), als auch eine Liste derjenigen Schauerteilchen, die den Absorber verlassen. Energie, Position, Richtung und Ladung der entweichenden Teilchen werden vom Programm notiert und können zur weiteren Verarbeitung auf einen Datenträger gebracht werden. Die unteren Abschneideenergien des Programms liegen im vorliegenden Fall bei 1.5 MeV für geladene Teilchen und bei 20 keV für Photonen.

Die für den Strahlenschutz relevante Größe ist die Energiedosis. Sie kann experimentell ermittelt werden. Will man solche experimentellen Werte mit EGS-Ergebnissen vergleichen, so müssen daraus Dosiswerte hergeleitet werden.

Im Falle der Vorgänge innerhalb des Targets ist das sehr einfach, da das errechnete Energie-Blockdiagramm die Energiewerte (in Einheiten MeV) enthält, die jeweils in vorher definierten Volumenelementen eines Absorbers des jeweiligen Materials deponiert werden. Diese Energiewerte können in Dosiswerte umgerechnet und auf eine bestimmte Anzahl einfallender Teilchen normiert werden. Wenn man dann zwischen diesen Dosiswerten logarithmisch interpoliert und sie glättet, erhält man Kurven gleicher absorbiertes Dosis (Isodosenkurven) im Absorber.

Für den Personenschutz von größerer Wichtigkeit sind die Dosiswerte, die von Teilchen herrühren, die den Absorber (insbesondere nach hinten) verlassen können. Aus der oben erwähnten Teilchenliste muß berechnet werden, welche Dosis diese Teilchen an einer bestimmten Stelle und in organischem Gewebe, das sich an dieser Stelle befindet, erzeugen können.

Dazu ist es notwendig, die Teilchenfluenz (Teilchen pro Fläche) durch eine Nachweisfläche ("Detektor") festzustellen, d.h. man untersucht, wieviel und welche Teilchen eine Fläche (z.B. $1 \times 1 \text{ cm}^2$) treffen, die senkrecht zur Verbindungslinie zum Target steht.

Aus Energie und Ladung der treffenden Teilchen kann man dann mit einem Konversionskoeffizienten (Dosis pro Fluenz) die Dosis berechnen, die mit einem Detektor an dieser Stelle gemessen werden würde. Solche Konversionskoeffizienten stehen z.B. in Lit. 4 zur Verfügung.

Voraussetzung für die Anwendbarkeit dieser Methode ist, daß der Teilchenfluß homogen über die Nachweisfläche verteilt ist. Das ist im allgemeinen dann erfüllt, wenn der Abstand von der Quelle groß gegenüber den Abmessungen der Detektorfläche ist. Aus Intensitätsgründen (oder besser aus Gründen begrenzter Rechenzeit) ist man jedoch manchmal gezwungen, die Nachweisfläche groß (oder den Abstand klein) zu machen. Dann muß man sich von Fall zu Fall überzeugen, ob diese Methode noch anwendbar ist. Deshalb ist besondere Vorsicht geboten, wenn man sich der Achse der Elektronen-Photonen Kaskade nähert, wegen des großen Intensitätsgradienten, der dort vorhanden ist.

Anstatt Konversionskoeffizienten zu verwenden, kann man auch für jedes Teilchen, das den Detektor trifft, mit Hilfe des spezifischen Energieverlustes ("Stopping Power") die Energie berechnen, die das Teilchen in einem bestimmten Detektorvolumen verliert und diese Energieverluste addieren. Ist das Volumen klein oder von geringer Dichte, so daß ein Teil der Energie, die an sekundäre Elektronen (δ -Strahlen) übertragen wird, entweichen kann, so rechnet man besser mit einem beschränkten Energieverlust ("Restricted Stopping Power"), was zu etwas besseren Werten führt. (z.B. Lit. 5).

Die in Kap. 3.2 diskutierten, berechneten Dosiswerte wurden mit Konversionskoeffizienten gewonnen, wobei die Werte von Lit. 4 verwendet wurden. Es handelt sich also um Dosen, wie man sie in einem Wasserphantom in 30 cm Tiefe messen würde. Die Detektorgröße betrug $1 \times 1 \text{ cm}^2$.

Die Dosiswerte, die im Zentrum der Kaskade zu erwarten sind, wurden außerdem mit dem spezifischen Energieverlust berechnet. Beide Methoden werden zur Diskussion gegenübergestellt. Zur Berechnung des spezifischen Energieverlustes wurden die Formeln aus Lit. 6 verwendet. Um mit dem Experiment in Lit. 1 vergleichen zu können, wurden Werte der "Restricted Stopping Power" für einen Detektor der Größe $3 \times 3 \times 3 \text{ mm}^3$, gefüllt mit Stickstoff unter Normalbedingungen, berechnet. Die Detektorgröße entspricht der Reichweite von 11,5 keV-Elektronen.

3. Ergebnisse

3.1 Isodosenkurven

Aus den Blockdiagrammen wurden, wie in Kap. 2.2 beschrieben, die Isodosenkurven berechnet und mit den in Lit. 2 gemessenen Werten in den Figuren 1 und 2 für Kupfer und Blei eingetragen. Die Dosiswerte sind auf 1×10^{11} einfallende Elektronen normiert.

Insgesamt ist die Übereinstimmung gemessener und berechneter Werte im Rahmen der Genauigkeiten gut. Differenzen bei kleineren Dosen, insbesondere bei größeren Absorberadien, rühren wahrscheinlich von der Abweichung des experimentellen Strahlprofils vom idealen Rechteckprofil her, das den Rechnungen zugrunde liegt. Zum Beispiel würden niederenergetische Teilchen, die den Strahl begleiten (Halo), eine solche Abweichung hervorrufen.

3.2 Elektronen-Photonen Strahlung hinter dem Absorber

3.2.1 Spektren und Winkelverteilungen

Wenn die Dicke des Absorbers nicht ausreicht, um die gesamte Strahlenergie zu absorbieren, treten niederenergetische Photonen und Elektronen und Positronen an der Rückseite des Targets aus. Die Anzahl der Teilchen und ihre Energie hängt von der Absorberdicke ab. In den Fig. 3.1 bis 3.3 sind solche Spektren für Kupfertargets verschiedener Dicke bis 120 MeV dargestellt. Alle Werte sind auf 100 primäre Elektronen normiert. Die errechneten Teilchenzahlen sind in Tabelle 1 aufgeführt.

Deutlich unterschiedliche Intensitäten zwischen geladenen und ungeladenen Teilchen sind nur innerhalb 50 MeV festzustellen. Bei etwa 5 MeV beträgt die Anzahl der Elektronen und Positronen etwa 1 % der Anzahl der Photonen, unabhängig von der Absorberdicke. Das Verhältnis hochenergetischer zu niederenergetischen Teilchenzahlen geht mit wachsender Absorberdicke stark zurück.

Bei dünnen Targets wird der größte Teil der Teilchen in Vorwärtsrichtung emittiert. Mit zunehmender Dicke wird die Winkelverteilung isotroper, wie aus den Fig. 4.1 bis 4.3 hervorgeht. Die Teilchenzahlen sind pro Raumwinkeleinheit und pro 100 primäre Elektronen angegeben. Dabei ist kein wesentlicher Unterschied zwischen den Verteilungen geladener und ungeladener Teilchen festzustellen.

3.2.2 Energiedosis unmittelbar hinter Absorbern

Die höchsten und damit für den Strahlenschutz wichtigsten Dosiswerte hinter einem Absorber sind im Zentrum der Kaskade. Wegen des starken (insbesondere lateralen) Intensitätsgradienten in der Nähe der Achse muß der Detektor möglichst klein sein. In der Praxis liefert eine Messung nur dann sinnvolle (und von der Detektorgröße unabhängige) Werte, wenn die Detektorfläche kleiner als der Strahlquerschnitt ist. Im folgenden sind Strahl- und Detektorfläche gleich groß und Randeffekte werden gesondert untersucht.

In Fig. 5.1 sind die Werte eingetragen, wie man sie mit einem $1 \times 1 \text{ cm}^2$ großen Detektor unmittelbar hinter Absorbern verschiedener Dicke messen würde. Da zur Auswertung die Konversionskoeffizienten von Lit. 4 verwendet wurden, sind diese Werte "Tiefendosiswerte".

Die Kurve wurde für Elektronenstrahl und Bremsstrahl berechnet. Bei einer Normierung auf gleiche Strahlenergie führen beide Strahlen, abgesehen von einer Verschiebung um etwa 1.5 Strahlungslängen, zu dem gleichen Ergebnis.

Eine Verkleinerung der Detektorfläche um einen Faktor 4 bringt eine Erhöhung der berechneten Dosis um nur etwa 10 %, d.h. die Detektorfläche ist in guter Näherung klein genug, die Dosis im Kaskadenzentrum auszumessen. Die Dosiswerte bei einfallendem Bremsstrahl sind relativ unempfindlich auf die untere Abschneideenergie des Bremsspektrums. Eine Senkung von 50 MeV auf 1 MeV ergibt Dosiswerte, die etwa um 10 % höher liegen.

Eine andere Fragestellung ist die nach der Oberflächendosis, wie man sie z.B. mit einer sehr dünnen und kleinen Ionisationskammer messen würde. Solche Messungen wurden in Lit. 1 durchgeführt und die Ergebnisse sind in Fig. 5.2 eingetragen.

Diese Meßwerte können mit den obigen Rechnungen nicht direkt verglichen werden, da die Teilchen je nach Ladung und Energie an der Oberfläche andere Dosen erzeugen als nach 30 cm Wasser. Man stellt insbesondere fest, daß die so gemessenen Dosen kleiner sind als die oben berechneten und daß der Abfall der berechneten Kurve schneller erfolgt als der der gemessenen.

Ein Teil der höheren Dosiswerte der Tiefendosiskurve ist sicherlich auf den Beitrag der Photonen zurückzuführen, der bei der Messung der Oberflächendosis fehlt, wegen der geringen Nachweiswahrscheinlichkeit in der sehr kleinen Ionisationskammer ($3 \times 3 \times 3 \text{ mm}^3$). In Fig. 5.2 ist deshalb nur der Dosisanteil der geladenen Teilchen in die berechnete Kurve aufgenommen worden.

Hinter kleinen Absorberdicken ist die Anzahl der hochenergetischen, geladenen Teilchen noch relativ groß. Diese Teilchen bewirken eine größere Tiefendosis als Oberflächendosis (durch Aufschauern), d.h. die Rechenwerte sind bei kleinen Dicken zu hoch gegenüber der Messung. Andererseits herrschen hinter großen Absorberdicken niederenergetische Elektronen (und Positronen) vor, die eine größere Dosis an der Oberfläche erzeugen als in 30 cm Wasser (wegen Absorption). Diese Rechenwerte sind demnach zu niedrig. Berücksichtigt man solche Korrekturen, so stimmt der Abfall der beiden Kurven im Rahmen der vorliegenden Genauigkeiten überein. Die berechneten Dosen sind etwa einen Faktor 2 höher als die gemessenen.

Zur direkten Berechnung der Oberflächendosis eignet sich die Dosisberechnung mit Hilfe des Energieverlustes besser (s. Kap. 2.2). Hier wurde die Größe des in Lit. 1 verwendeten Detektors für die Rechnung benutzt, was mit einer starken Intensitätsverminderung verbunden ist ($3 \times 3 \text{ mm}^2$ statt $1 \times 1 \text{ cm}^2$ wie oben). Das Ergebnis ist in Fig. 5.3

eingetragen. Der Kurvenabfall ist im Rahmen der Fehler der gleiche, jedoch ist eine Verschiebung des Kaskadenmaximums um rund 2 Strahlungslängen festzustellen.

Die berechnete Kurve kann mit "Restricted Stopping Power"-Rechenmethoden noch etwas verbessert werden (Durchgezogene Kurve in Fig. 5.3). Eine Grenzenergie für δ -Elektronen von 11.5 keV liefert etwa 25 % niedrigere Dosiswerte. Eine Verringerung der Grenzenergie auf 6 keV bringt nur etwa 2 bis 3 % niedrigere Dosiswerte als bei 11.5 keV. Verschiebt man die Kurven so, daß ihre Maxima an der gleichen Stelle liegen, stimmen die Dosiswerte wie bei der obigen Methode innerhalb eines Faktors 2 überein.

3.2.3 Abhängigkeit der Dosis vom Abstand vom Absorber

Für Strahlenschutz Zwecke ist neben der Dosis unmittelbar hinter einem Absorber auch ihre Abnahme mit zunehmendem Abstand vom Absorber von Interesse. Dafür liegen keine Meßwerte vor; für die Praxis muß man berechnete Werte verwenden. Aus den Erfahrungen der Kapitel 3.1 und 3.2.2, sowie aus den Vergleichen in Lit. 7 geht hervor, wie zuverlässig das Monte Carlo-Programm und die Dosisberechnung arbeiten und daß berechnete Dosiswerte mit experimentellen in jedem Fall innerhalb eines Faktors 2 übereinstimmen, was für Strahlenschutz Zwecke ausreichend erscheint.

Um die Abnahme der Dosis bei fester Absorberdicke mit zunehmendem Abstand zu ermitteln, wurden die Rechnungen bei einer Reihe von Detektorabständen wiederholt.

Der Ursprung der Strahlung ist nicht gut bekannt und keineswegs punktförmig. Deshalb kann man kein Abstandsgesetz nach einer einfachen mathematischen Beziehung erwarten. Dennoch wurde versucht, nach dem Ansatz

$$D = \text{const} \cdot r^{-x},$$

einen Exponenten x zu ermitteln. Als Nullpunkt wurde der Ort des Kaskadenmaximums gewählt (3.5 Strahlungslängen hinter dem Eintrittspunkt des Strahls) oder der Austrittspunkt der Strahlung aus dem Absorber, falls dessen Dicke kleiner als 3.5 Strahlungslängen war.

Wie erwartet, ist der Exponent für eine feste Absorberdicke nicht konstant. Er nähert sich jedoch mit zunehmendem Abstand, ab etwa 2 m, einem konstanten Wert. Dieser asymptotische Exponentenwert ist in Fig. 6 als Funktion der Absorberdicke dargestellt.

Hinter Kupferabsorbern austretende Strahlung verhält sich demnach bereits bei einer Absorberdicke von 15 Strahlungslängen und in Entfernungen über 2 m so, als ob sie von einer punktförmigen Quelle ausgehen würde, d.h. sie folgt einem quadratischen Abstandsgesetz. Das gleiche gilt für Bleiabsorber ab einer Dicke von etwa 10 Strahlungslängen.

Literatur

1. G. Bathow, E. Freytag, K. Tesch, Nucl. Physics B 2 (1967) 669
2. G. Bathow, E. Freytag, K. Tesch, R. Kajikawa, M. Köberling Nucl. Physics B 20 (1970) 592
3. R. L. Ford, W. R. Nelson, Science Applications Inc., LaJolla and Stanford Linear Accelerator Center, Stanford
4. Recommendation of the International Commission on Radiological Protection, ICRP Publication 21, 1973
5. F. H. Attix, W. C. Roesch, E. Tochilin (ed.), Radiation Dosimetry, Vol. 1 (1968)
6. M. J. Berger, S. M. Seltzer, NASA-SP-3012 (1964)
7. H. Dinter, K. Tesch, Nucl. Instr. Meth. 143 (1977) 349

Bildunterschriften

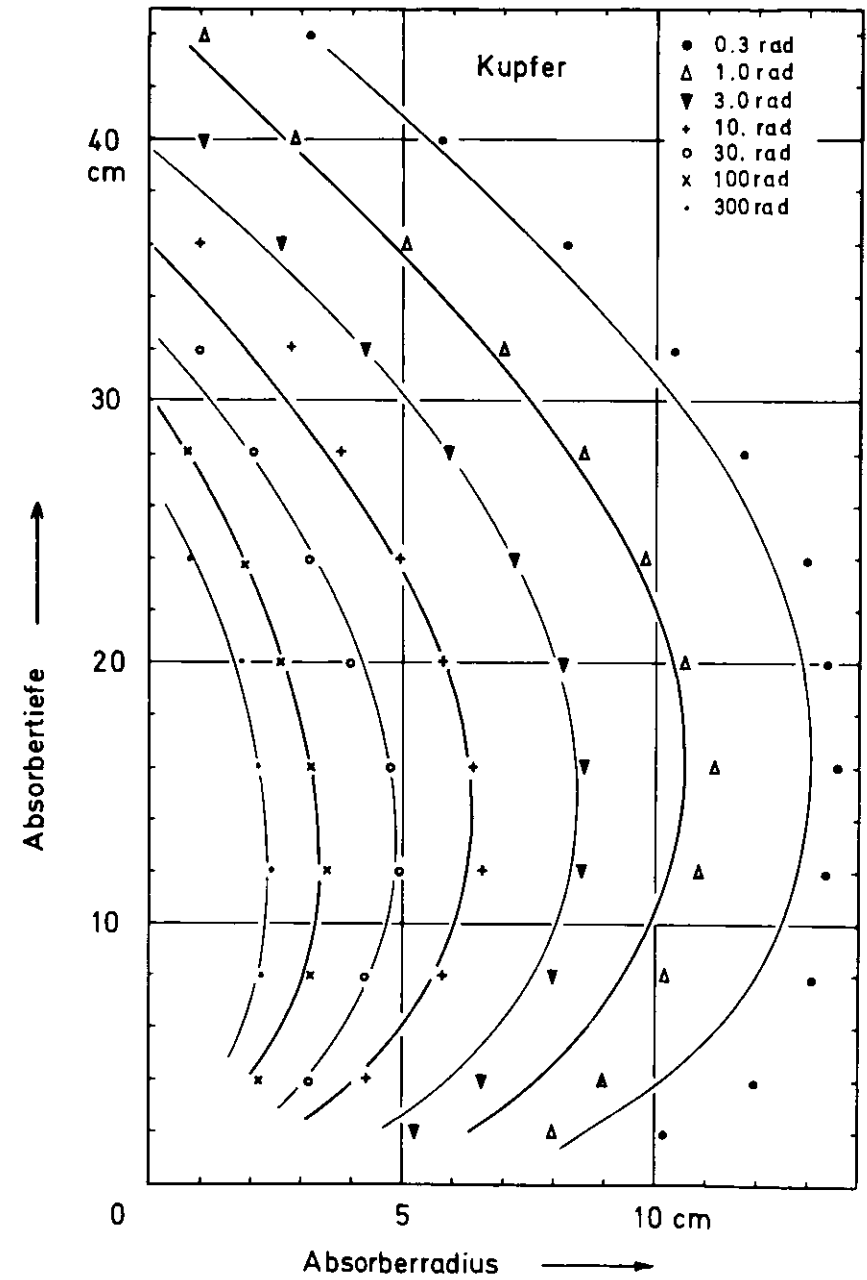
- Fig. 1 Kurven gleicher absorbierter Dosis pro 1×10^{11} Elektronen von 5 GeV in Kupfer. Die durchgezogenen Linien sind berechnet. Die Symbole entsprechen gemessenen Werten nach Lit. 2.
- Fig. 2 Kurven gleicher absorbierter Dosis pro 1×10^{11} Elektronen von 5 GeV in Blei. Die durchgezogenen Linien sind berechnet. Die Symbole entsprechen gemessenen Werten nach Lit. 2.
- Fig. 3 Energiespektren der Elektron-Photon Kaskade hinter Kupferabsorbern.
Einfallende Teilchen: 100 Elektronen von 5 GeV
- Fig. 4 Winkelverteilungen der Elektron-Photon Kaskade hinter Kupferabsorbern.
Einfallende Teilchen: 100 Elektronen von 5 GeV
- Fig. 5 Dosiswerte unmittelbar hinter Kupferabsorbern als Funktion der Absorberdicke
5.1 Berechnete Tiefendosis für Elektronen- und Bremsstrahlung
5.2 Berechnete Tiefendosis der geladenen Teilchen und gemessene Kurve aus Lit. 1.
5.3 Dosis, berechnet mit dem unbeschränkten spezifischen Energieverlust im Detektor, wie verwendet in Lit.1 und mit beschränktem Energieverlust ($\Delta = 11.5$ keV) (durchgezogene Linie) und gemessene Kurve aus Lit. 1.
- Fig. 6 Exponent für das Abstandsgesetz $D = \text{const} \cdot r^{-x}$, gültig für Entfernungen über 2 m hinter dem Absorber als Funktion der Absorberdicke.

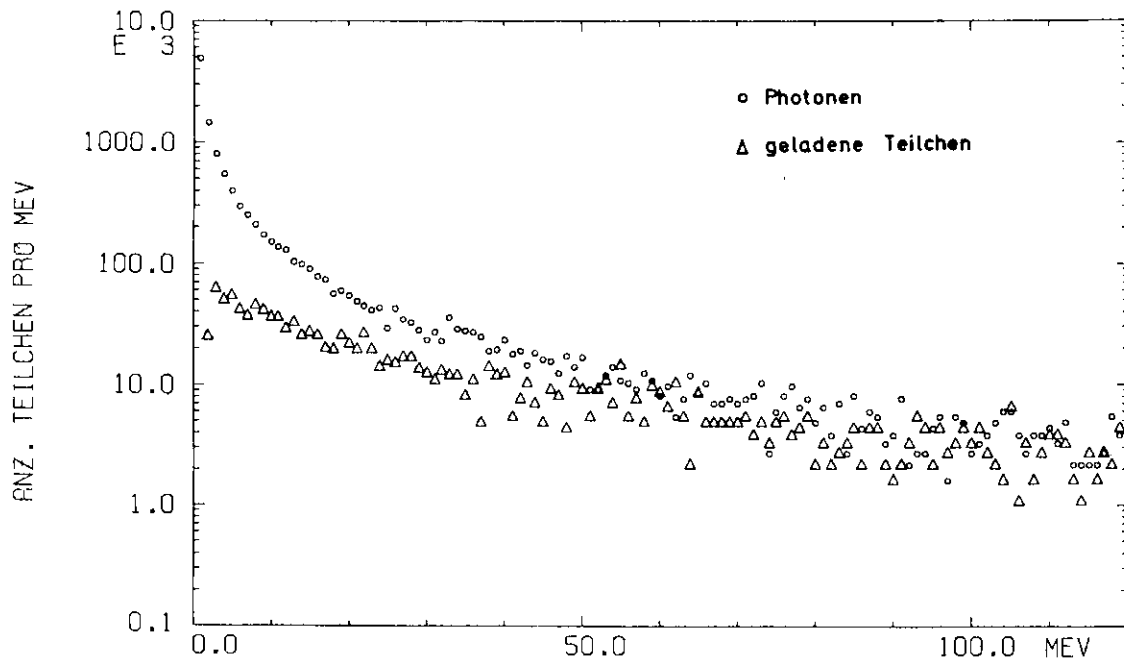
Tab. 1

Target- dicke in X_0	Geladene Teilchen			Photonen			Ges.
	<120 MeV	>120 MeV	Ges.	<120 MeV	>120 MeV	Ges.	
1.0	208	211	419	1503	259	1762	2181
2.0	678	326	1004	5109	337	5466	6470
5.0	1310	344	1654	11241	434	11675	13329
4.0	1727	207	1994	16635	385	17038	19032
6.0	1539	150	1689	22214	247	22461	24150
8.0	1095	56	1151	19846	98	19944	21095
10.0	651	21	672	13934	56	14010	14682
12.5	297	7	304	7718	17	7735	8039
14.0	164	1	165	5210	6	5216	5381
17.5	44	0	44	1745	1	1746	1790
21.0	11	0	11	542	0	542	553

Teilchenzahlen hinter Kupferabsorber
 Strahl: Elektronen 5 GeV
 Normierung auf 100 primäre Elektronen

Fig. 1





ENERGIESPEKTRUM HINTER 3.0 STR.L. KUPFER

Fig. 3.1

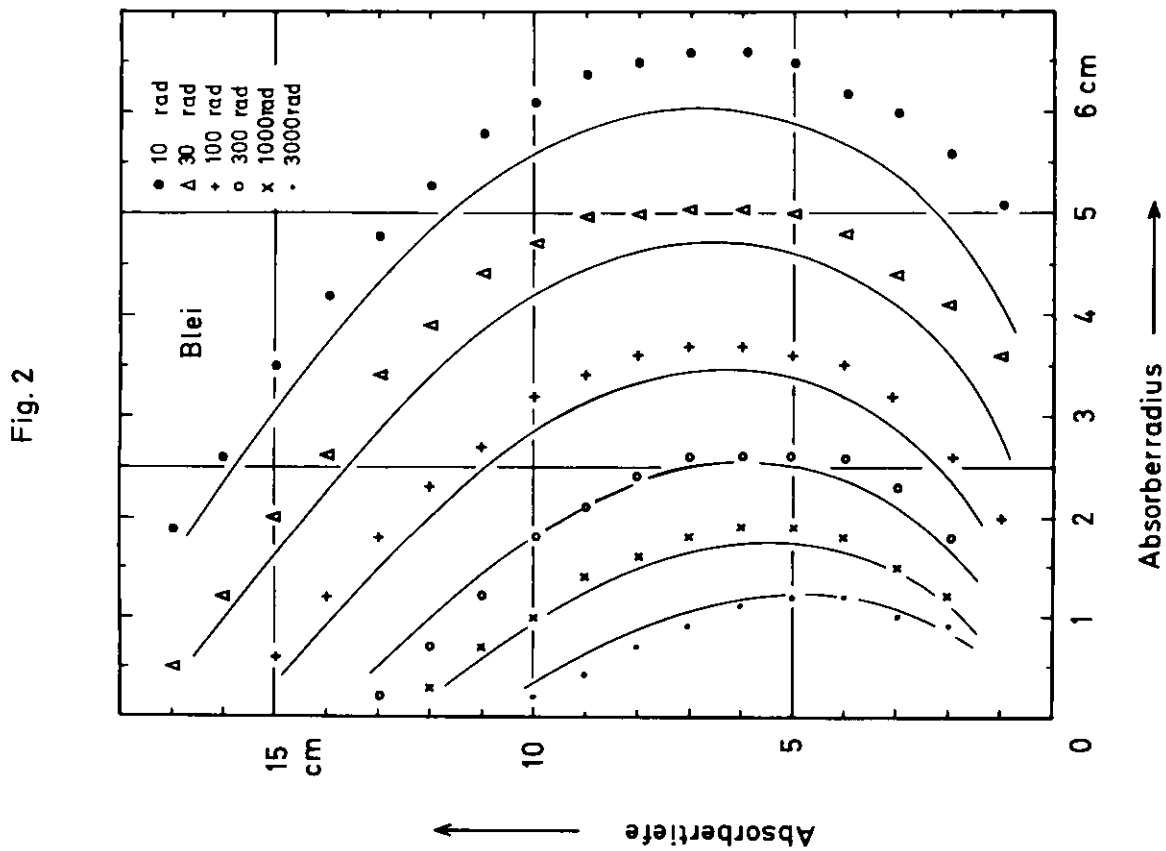
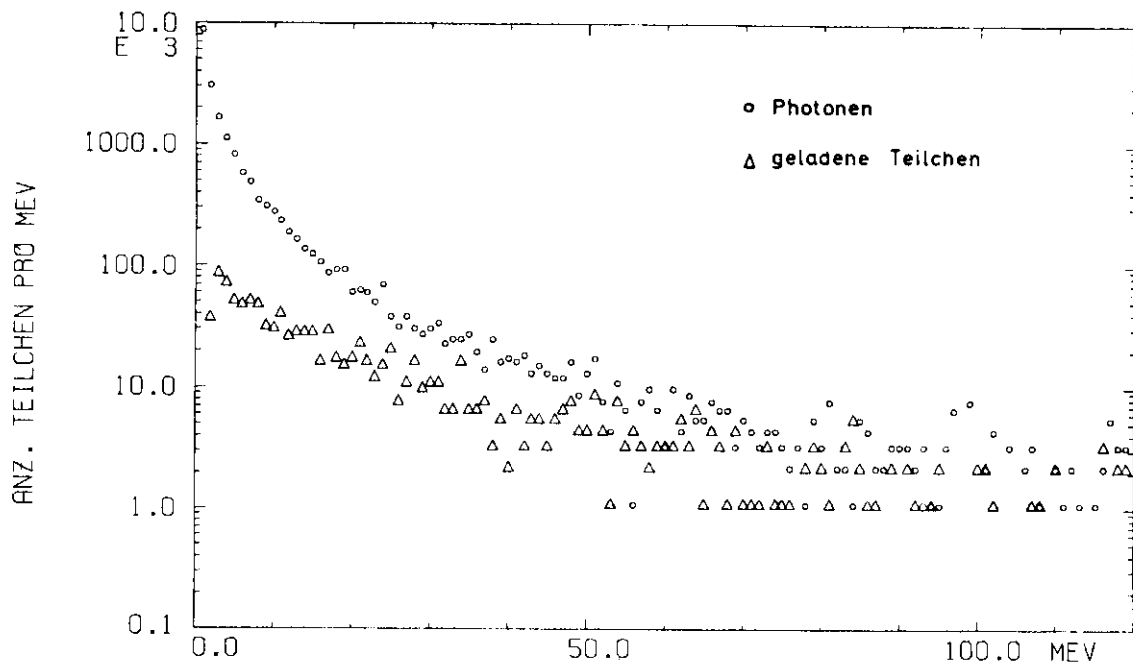
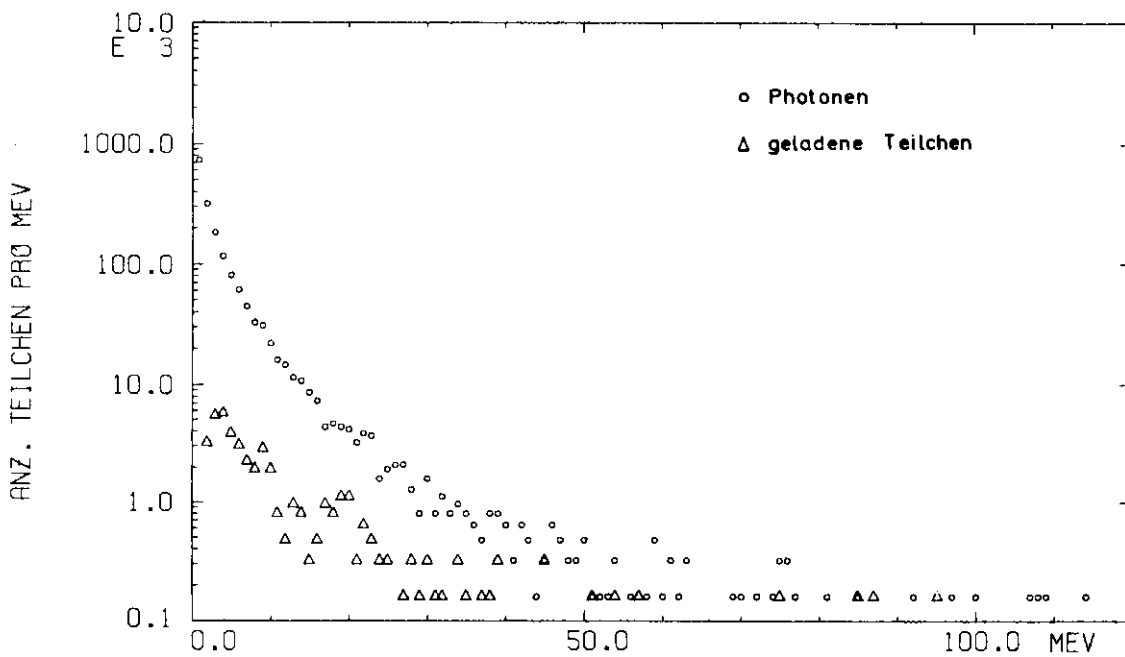


Fig. 2



ENERGIESPEKTRUM HINTER 8.0 STR.L. KUPFER

Fig. 3.2



ENERGIESPEKTRUM HINTER 17.5 STR.L. KUPFER

Fig. 3.3

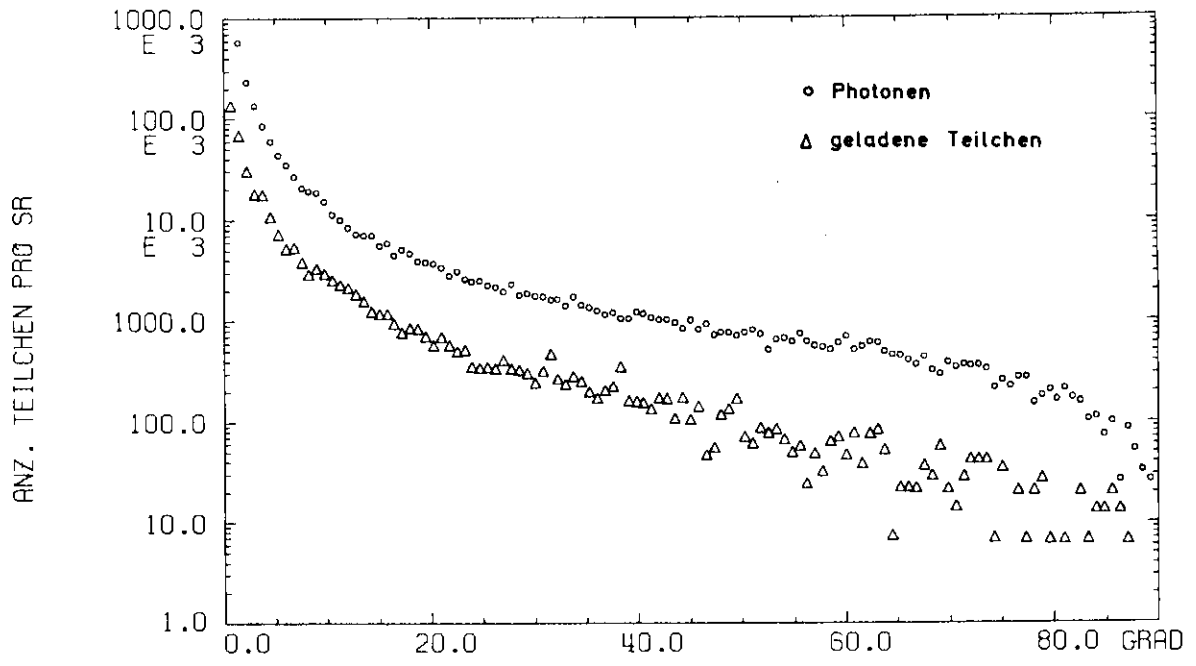


Fig. 4.1

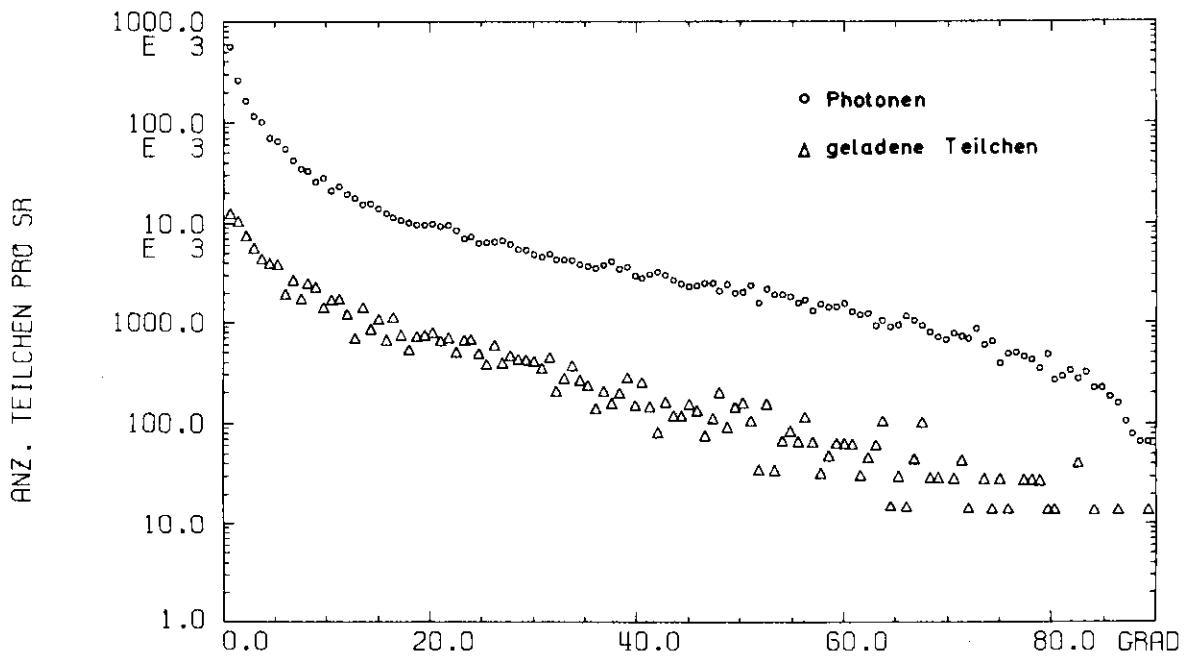
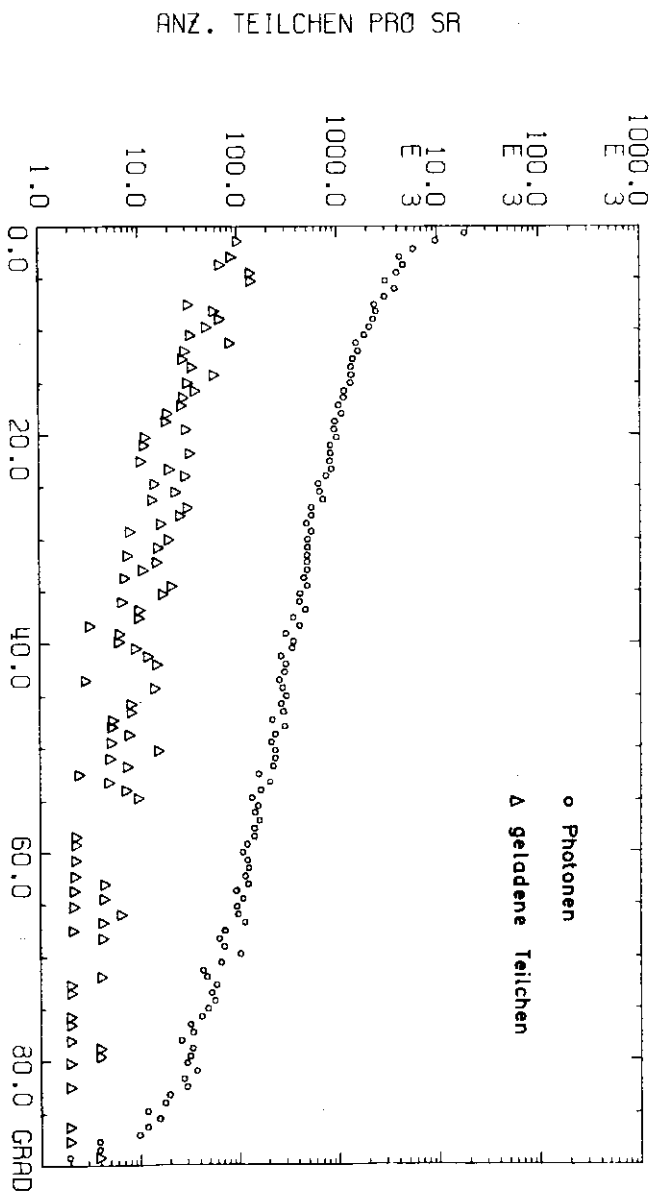


Fig. 4.2

Fig. 4.3

WINKELVERTEILUNG HINTER 17.5 STR.L. KUPFER



Dosis pro 10^{11} primäre Elektronen bzw. äqu. Qu. in rad

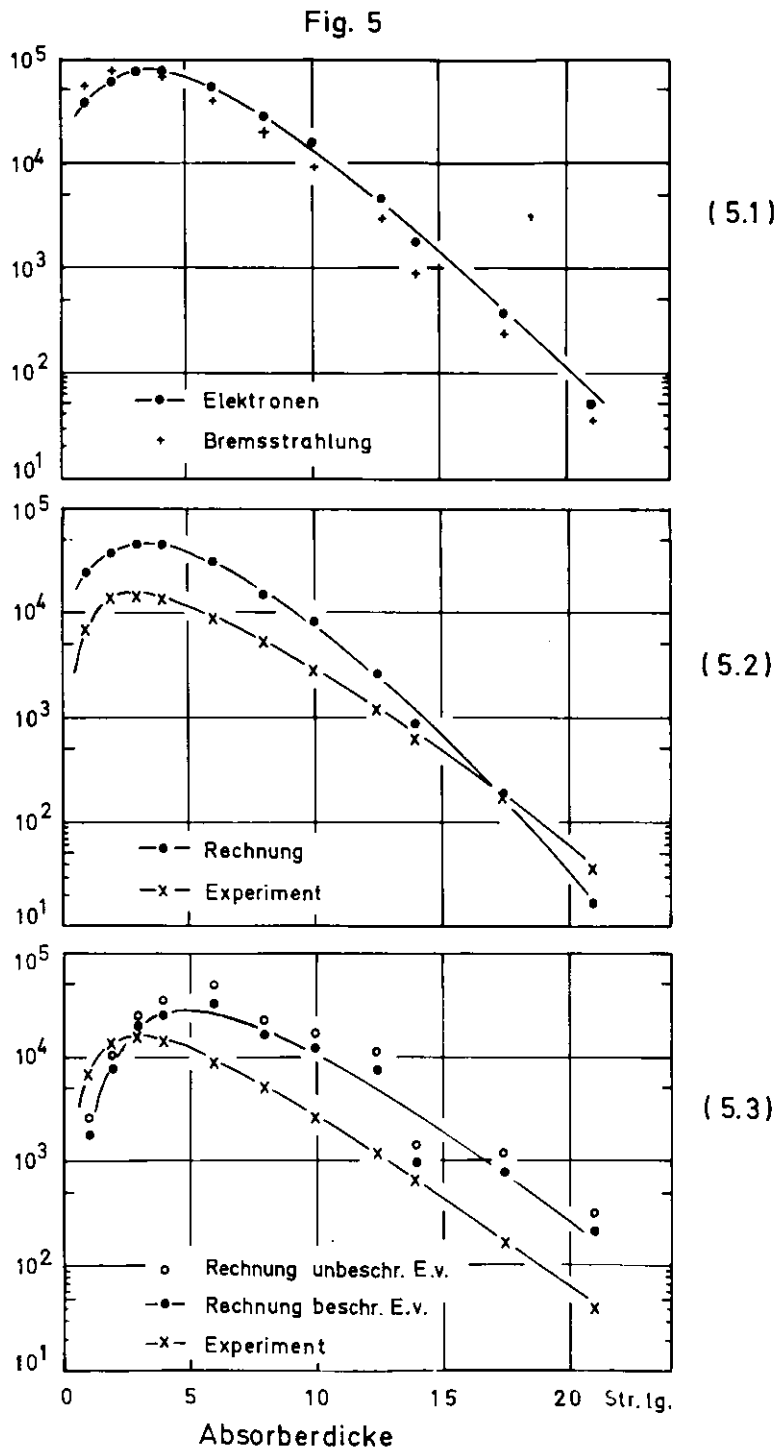


Fig. 6

