



KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH GmbH

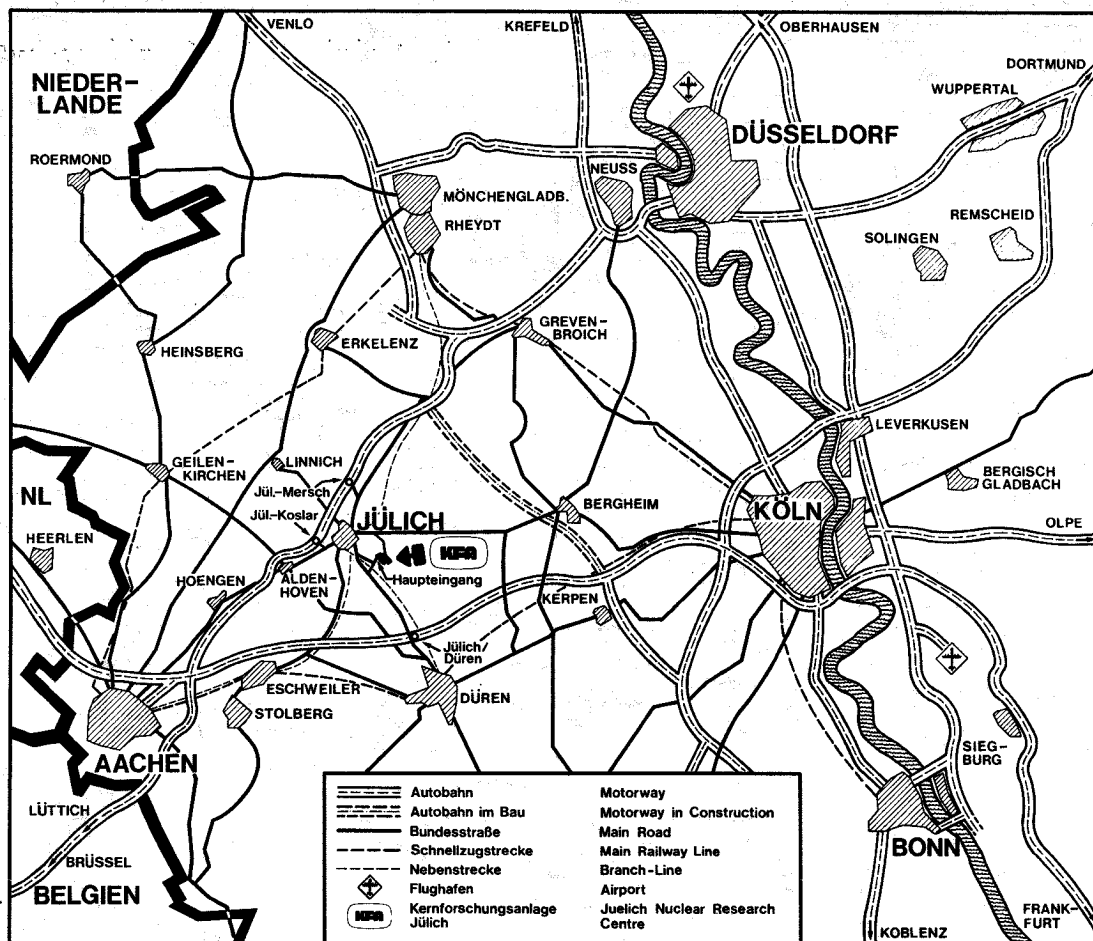
Zentralabteilung Strahlenschutz

**Die Berechnung der Dosisleistung
aus der Luftstreuung von Neutronen
und γ -Strahlung bei komplexen
geometrischen Abschirmungen**

von

F. Rohloff

Jül - 1626
November 1979
ISSN 0366-0885



Als Manuskript gedruckt

Berichte der Kernforschungsanlage Jülich – Nr. 1626
 Zentralabteilung Strahlenschutz Jül – 1626

Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH,
 Jülich, Bundesrepublik Deutschland

**Die Berechnung der Dosisleistung
aus der Luftstreuung von Neutronen
und γ -Strahlung bei komplexen
geometrischen Abschirmungen**

von

F. Rohloff

ZUSAMMENFASSUNG

Es wird ein Rechenverfahren zur Abschätzung von Streustrahlungen aus dem Luftraum beschrieben. Dabei werden komplexe geometrische Gegebenheiten, wie Mauern und vertikale Versetzungen, berücksichtigt. Das Verfahren beruht auf einer Point-Kernel-Methode, deren Implementierung auf dem Großrechner gegenüber aufwendigeren Verfahren schnell und kostengünstig ist. Die Genauigkeit wird an Hand von Literaturdaten für bekannte Geometrien überprüft.

ABSTRACT

A calculational procedure for sky-shine problems is described. This procedure includes the effect of walls and vertical displacements. A point-kernel-method is used, which allows shorter computer time and is thus cheaper than more sophisticated methods. The reliability of the procedure is checked by comparision with values from the literature for known geometries.

INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
1. EINLEITUNG	1
2. BESCHREIBUNG DES MODELLS	3
2.1 Der first-collision Energiefluß	3
2.2 Bestimmung der Integrationsgrenzen	8
2.3 Korrekturfaktoren	10
2.3.1 Gamma-Strahlung	10
2.3.2 Neutronen-Strahlung	12
3. PILOTRECHNUNGEN	13
3.1 Gamma-Strahlung	13
3.2 Neutronen-Strahlung	16
4. ZUSÄTZLICHE RECHNUNGEN	21
4.1 Streustrahlung vom Hallendach	21
4.2 Die Direktstrahlung	24
5. AUFBAU DES GESAMT-PROGRAMMS	25
6. OUTPUT-BEISPIEL	27
LITERATURVERZEICHNIS	29

1. EINLEITUNG

Es sind einige Arbeiten bekannt, die die Dosisleistung, welche durch Streustrahlung in der Luft erzeugt wird, berechnen.

Das Standardwerk für die Neutronenstreuung in Luft ist zur Zeit eine Arbeit von Wells [1] aus dem Jahre 1960, für γ -Strahlung von Lunch [2] und Mitarbeiter (ohne Datumsangabe) bekannt. Zusammenfassende Darstellungen aus neuerer Zeit [3,4] zitieren meist die Ergebnisse dieser beiden Autorengruppen oder geben Näherungsformeln an.

Beide Autorengruppen haben mit einem Monte-Carlo-Programm die zu grunde liegende Transport-Gleichung für eine einfache Geometrie gelöst. Diese Geometrie ist dadurch gekennzeichnet, daß einmal der Aufpunkt, für den die Dosisleistungen berechnet wird, auf der Ebene der Quelle liegt, und daß zweitens die Strahlung in dem gesamten Halbraum über der Quellebene gestreut wird.

Die praktischen Anforderungen des Strahlenschutzes verlangen nun Rechenverfahren, um auch die Wirkung teilweise abschirmender Zwischenwände, als auch einer vertikalen Versetzung des Aufpunktes berücksichtigen zu können, vgl. Abb. 1.

Eine Abschirmmauer bewirkt, daß ein großer Teil des streuenden Luftraums abgeschirmt wird. Diese zusätzliche Abschirmung ist eine Funktion der Höhe der Mauer. Für bestimmte Strahlungsquellen wie z.B. die Fusionsexperimente TEXTOR und ASDEX, bedeutet dies, daß man in der Entwurfsphase danach fragen kann, ob man ohne eine Deckenabschirmung mit einer hinreichend hohen Mauer die von der Strahlenschutzverordnung vorgeschriebenen Dosisgrenzwerte einhalten kann.

Selbstverständlich ist es möglich, mit einem Monte-Carlo-Programm auch diese wesentlich kompliziertere Geometrie zu berechnen. Jedoch sind diese Programme in der Ausführung zu teuer, vor allem wenn für viele Aufpunkte noch Parameterstudien durchgeführt werden müssen.

Die Ergebnisse wären nicht hinreichend verallgemeinerungsfähig, sodaß jedes Problem neu gerechnet werden müßte.

In der vorliegenden Arbeit wird ein einfaches Point-Kernel-Programm vorgestellt, welches die gegebene Geometrie gegenüber einem Monte-Carlo-Programm etwa um den Faktor 100 schneller und billiger berechnet. Selbstverständlich kann ein so einfaches Verfahren nie die wesentlich höhere Genauigkeit einer Monte-Carlo-Rechnung erreichen. Doch ist es möglich und wurde in dieser Arbeit durchgeführt, durch geschickte Wahl der Rechenparameter die Ergebnisse der Point-Kernel-Rechnung den Ergebnisse der Monte-Carlo-Rechnung für die Geometrien anzupassen, für die deren Ergebnisse vorliegen.

So war es möglich, ein Programm zu schaffen, welches schnell und preiswert Rechenergebnisse für komplizierte Geometrien liefert, die nicht schlechter als etwa 20 % von den Ergebnisse einer aufwendigeren Rechnung abweichen. Dies dürfte im Entwurfsstadium einer Bestrahlungseinrichtung völlig ausreichend sein.

An der Stelle Q sei eine radioaktive Quelle der Stärke eins mit der Energie E. Für Strahlung mit einem Energiespektrum gilt die gleiche Überlegung; im Rechenprogramm ist durch Indizierung die Möglichkeit vorgesehen, mit einem beliebigen Energiespektrum zu rechnen. Die von der Quelle ausgehende Strahlung wird am Punkt Q_1 gestreut und treffe den Aufpunkt P. P darf auch unterhalb der Ebene liegen, auf welcher die Mauer steht.

Zur Berechnung der Streuung um Punkt Q_1 werden Polarkoordinaten eingeführt. Q wird in den Nullpunkt des Koordinatensystems gelegt. Der Strahlvektor α von Q nach Q_1 wird dann beschrieben durch

$$\alpha = \begin{cases} x = R \sin \vartheta \cos \varphi \\ y = R \sin \vartheta \sin \varphi \\ z = R \cos \vartheta \end{cases}$$

Sind $x=S$, $y=0$, $z=Z$ die Koordinaten des Aufpunktes P in der Entfernung S und der Höhe Z so wird der Vektor $\vec{b}$ zum Aufpunkt beschrieben durch

$$\vec{b} = \begin{cases} x = S \\ y = 0 \\ z = Z \end{cases}$$

Der Vektor des gestreuten Strahls τ wird nun

$$\tau = \vec{b} - \alpha = \begin{cases} S - R \sin \vartheta \cos \varphi \\ - R \sin \vartheta \sin \varphi \\ Z - R \cos \vartheta \end{cases}$$

und sein Betragsquadrat

$$|\epsilon|^2 = R^2 + S^2 + Z^2 - 2RS \sin \vartheta \cos \varphi - 2RZ \cos \vartheta$$

Für die Streurechnung wird noch der $\cos \theta$ des Streuwinkels an der Stelle Q_1 benötigt. Dieser ist nach bekannten Regeln der Vektorrechnung

$$\begin{aligned} \cos \theta &= -\cos(\pi - \theta) = -\frac{(\alpha \epsilon)}{|\alpha| \cdot |\epsilon|} \\ &= -\frac{R^2 - R \cdot S \sin \vartheta \cos \varphi - RZ \cos \vartheta}{R \cdot |\epsilon|} \end{aligned}$$

Der Streumechanismus für die first collision läßt sich nun wie folgt beschreiben: Eine Einheitsquelle an der Stelle Q erzeugt an der Stelle Q_1 den Teilchenfluß

$$\phi_1 = \frac{B_1 e^{-\mu R}}{4\pi R^2} \quad \left[\frac{1}{m^2} \right]$$

bzw. den Energiefluß

$$\phi E_1 = E \cdot \phi_1 \quad \left[\frac{MeV}{m^2} \right]$$

μ ist der lineare Schwächungskoeffizient in Luft der Dimension $[m^{-1}]$, B_1 ein später (2.3) zu bestimmender Aufbaufaktor. Unter Vernachlässigung von Absorptionen werden an der Stelle Q_1 nun $\mu \phi_1$ Teilchen gestreut. Bei der

Streuung verliert das Teilchen Energie, seine neue Energie sei $E' = f(E, \theta)$, worin θ der Steuwinkel ist. Der Teilchenfluß an der Stelle P, der von Q_1 herrührt, wird dann

$$\phi_2 = \frac{\mu \phi_1 \cdot B_2 e^{-\mu |r|}}{4\pi r^2} \quad \left[\frac{1}{m^2 s} \right]$$

bzw. der Energiefluß

$$\phi E_2 = E' \cdot \phi_2 \quad \left[\frac{MeV}{m^2 s} \right]$$

Für den gesamten Fluß an der Stelle P muß nun über den gesamten Streuraum integriert werden. Das Volumenelement ist

$$dV = R^2 \sin \theta d\theta d\varphi dR$$

und mit den in 2.2 festzulegenden Integrationsgrenzen θ_0 und R_0 wird

$$\phi = \int \phi_2 dV \quad \text{bzw.} \quad \phi E = \int E' \phi_2 dV$$

oder ausgeschrieben

$$\phi E = \frac{2\mu}{(4\pi)^2} \iiint \frac{E' B_1 B_2 e^{-\mu R} e^{-\mu |r|}}{r^2} \sin \theta d\theta d\varphi dR$$

Hierin sind E , B_1 und B_2 noch Funktionen der Koordinaten.

Zur Durchführung der numerischen Integration wird noch mittels des Konvergenzfaktors $e^{-\mu R}$ eine Transformation der R-Integration vorgenommen. Es wird gesetzt

$$t = e^{-\mu R} \quad dt = -\mu e^{-\mu R} dR$$

Damit wird

$$\phi E = \frac{2}{(4\pi)^2} \int_{\vartheta=0}^{\vartheta_E} \int_{\varphi=0}^{\pi} \int_0^{t_0} \frac{E' B_1 B_2 e^{-\mu|t|}}{r^2} \sin \vartheta d\vartheta d\varphi dt$$

mit $t_0 = -\frac{1}{\mu} \ln R_0$.

Die drei numerischen Integrationen über endliche Intervalle werden mit Bibliotheksprogrammen für die Gaußintegration vorgenommen.

2.2 Bestimmung der Integrationsgrenzen

Zunächst wird angemerkt, daß es genügt, aus Gründen der Symmetrie die φ -Integration über den halben Raumwinkel zu nehmen und das Ergebnis mit zwei zu multiplizieren. Dies ist in das Integral in 2.1 schon eingetragen worden.

Da der Streukegel durch die Mauer begrenzt wird, läuft die φ -Integration nur bis zu einem Grenzwinkel (Vgl. Abb. 2)

$$\varphi_E = \arctg \frac{EM}{HM}$$

Dies ist korrekt auf der x-Achse, also $\varphi=0$, es ist ferner korrekt für eine kreisförmige Mauer. In Wirklichkeit wird man meist mit stückweise geraden Abschirmmauern zu tun haben, sodaß die Formel für φ_E Näherungscharakter hat.

Die Berechnung der unteren Integrationsgrenze R_0 ergibt sich an Hand der Abb. 2.

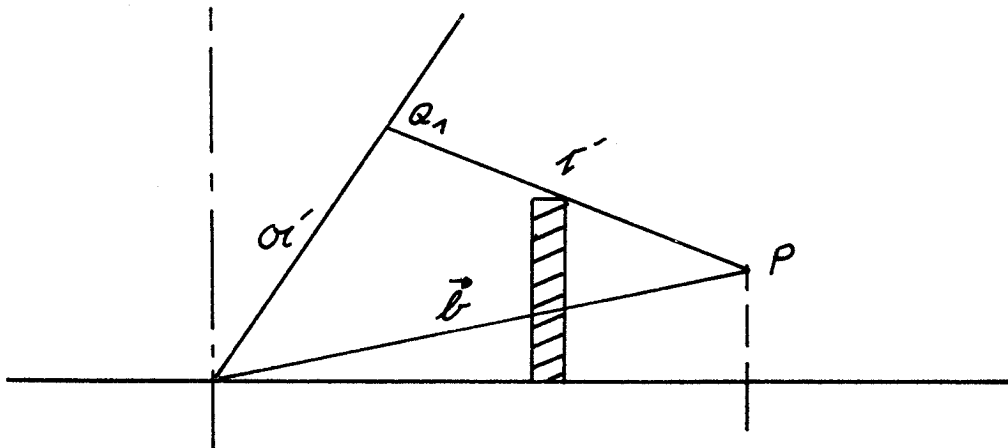


Abb. 2. Skizze zur Bestimmung
der Integrationsgrenzen
(zweidimensional vereinfacht)

R_0 ist die Länge des Vektors α' , der dadurch gegeben ist, daß der vom Endpunkt von α' ausgehende Strahlvektor τ' die Oberkante der Mauer trifft.

Ich benötige eine Geradengleichung, die τ' beschreibt.
Zunächst ist

$$\alpha' = \begin{cases} R_0 \sin \vartheta \cos \varphi \\ R_0 \sin \vartheta \sin \varphi \\ R_0 \cos \vartheta \end{cases}$$

und die gesuchte Gleichung

$$\tau'(t) = \alpha' + t \cdot \begin{cases} S - R_0 \sin \vartheta \cos \varphi \\ - R_0 \sin \vartheta \sin \varphi \\ Z - R_0 \cos \vartheta \end{cases}$$

wie man sofort sieht, weist $\tau'(t)$ für $t=0$, bzw. $t=1$ auf die Endpunkte Q_1 bzw. P .

Die zu erfüllende Randbedingung lautet

$$x = EM = (1-t_0) R_0 \sin \vartheta \cos \varphi + t_0 \cdot S$$

y beliebig

$$z = HM = (1-t_0) R_0 \cos \vartheta + t_0 \cdot Z$$

Dies ist ein System von Gleichungen für t_0 und R_0 .
Man erhält nach leichter Rechnung

$$R_0 = \frac{EM \cdot Z - S \cdot HM}{(Z-HM) \sin \vartheta \cos \varphi + (EM-S) \cos \vartheta}$$

Physikalisch sinnvoll sind nur die Lösungen, für die R_0 einen endlichen positiven Wert annimmt. R_0 wird z.B. negativ, wenn der gesamte Strahlvektor α' von P aus gesehen im Schatten der Mauer liegt. Im Rechenprogramm werden Integrationsgebiete mit negativem R_0 überqangen.

2.3 Korrekturfaktoren

2.3.1 Gamma-Strahlung

Für hochenergetische Gamma-Strahlung wird zunächst der Energieverlust durch Compton-Streuung berücksichtigt. Dieser ist bekanntlich

$$E' = \frac{E}{1 + \frac{E}{E_0} (1 - \cos \theta)}$$

worin $E_0 = 0.511$ MeV die Ruheenergie des Elektron und der Streuwinkel θ bereits in 2.1 berechnet worden ist.

Ferner wird die Richtungsabhängigkeit der Comptonstreuung berücksichtigt, die durch die bekannte Formel von Klein-Nishima gegeben ist (in sogenannten Thomson-Einheiten.) Eine Thomson-Einheit ist gleich

$$\frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{m e^2} \right) = 0.655 \text{ barn}$$

$$\sigma(\theta) = \frac{3}{16\pi} \left(\frac{E'}{E} \right)^2 \left(\frac{E}{E'} + \frac{E'}{E} - \sin^2 \theta \right)$$

Dividiert man diesen Wert durch den durch 4π geteilten winkelintegrierten Wert, so bekommt man einen θ -abhängigen Korrekturfaktor, der in das Programm eingearbeitet worden ist. Der Winkel θ ist in 2.1 berechnet worden.

Weiter werden zwei Aufbaufaktoren berücksichtigt, sowohl für den Primärstrahl als auch für den Sekundärstrahl. Für den gestreuten Strahl wird der Extinktions-querschnitt μ nach einer einfachen Approximationsformel berechnet, und zwar:

$$\mu(E) = 8.8632 \cdot 10^{-3} E^{-0.3512} \quad E < 0.7 \text{ MeV}$$

$$\mu(E) = 8.1611 \cdot 10^{-3} E^{-0.5045} \quad E \geq 0.7 \text{ MeV}$$

Für den Aufbaufaktor wird verwendet

$$B(\mu r) = 1 + \mu r + \frac{(\mu r)^2}{7E^{2.4}} \quad E \geq 0.75 \text{ MeV}$$

$$B(\mu r) = 1 + 1.1 \cdot \mu r \quad E < 0.75 \text{ MeV}$$

Diese Näherungsformel wird allgemein für den Gammatransport in Luft verwendet [5]

Der Dosisumrechnungsfaktor F beträgt nach Goldstein, Reactor Shielding [6] für verschiedenen Strahlungsenergien:

MeV	F [$\frac{r}{n}$ / $\frac{\text{MeV}}{\text{m}^2 \text{ s}}$]
1	$1.923 \cdot 10^{-10}$
2	$1.636 \cdot 10^{-10}$
3	$1.071 \cdot 10^{-10}$

2.3.2 Neutronen-Strahlung

Die Berechnung der Neutronendosis geschieht lediglich mit einem Dosisumrechnungsfaktor

$$\text{FFA} = 0.15 \frac{\text{mrem}}{\text{h}} / \frac{1}{\text{cm}^2 \text{ s}} = 4.167 \cdot 10^{-12} \frac{\text{rem m}^2}{\text{n}}$$

Die Testrechnungen (vgl. 4.2) haben ergeben, daß weder die Berücksichtigung der Schwächung der Neutronen in Luft noch ein Aufbaufaktor eine qualitative Verbesserung der Ergebnisse ergibt. Tatsächlich handelt es sich bei dem Neutronen-Skyshine um einen komplexen Diffusionsprozeß, so daß das einfache geometrische Modell sich nicht auf einfache Weise verbessern läßt. Die Testrechnungen (4.2) zeigen, daß das hier benutzte Modell für 1 MeV Neutronen doch noch recht gut ist. Für Neutronen höherer Energie (> 10 MeV) sollten die Ergebnisse mit einem Faktor 2 multipliziert werden.

3. PILOTRECHNUNGEN

Um die Güte des in dieser Arbeit entwickelten Rechenverfahrens zu prüfen, wurden Pilotrechnungen durchgeführt, in denen die Parameter der Berechnungen so festgelegt wurden, daß die Ergebnisse direkt mit den mitgeteilten Ergebnissen anderer Autoren [1,2] vergleichbar sind. Grundidee dieser Überlegung ist, daß dann auch die Berechnungen für andere Geometrien innerhalb der festgestellten Fehlergrenzen verlässlich sind.

3.1 Gamma-Strahlung

In den Abb. 3 und 4 sind Einzelergebnisse aus [2] wiedergegeben (durchgezogene Kurven). In die Kurven sind die Rechenergebnisse einer Testrechnung eingetragen worden. Diese Testrechnungen arbeiten mit den in Kap. 2 dargestellten mathematischen Apparat, jedoch für einen einzigen Gammastrahl in der Ebene $\varphi = \sigma$ unter dem Winkel φ gegen die Richtung Quelle-Aufpunkt.

Die Güte der Übereinstimmung ist überraschend, da mit der gegenüber einer Monte-Carlo-Rechnung wesentlich einfacheren Point-Kernel-Methode schlechtere Ergebnisse zu erwarten sind. Allerdings sichert die volle Berücksichtigung der Klein - Nishima Streuung und die Verwendung eines Aufbaufaktors eine Näherung zweiter Ordnung, die offenbar voll ausreicht. Lediglich für große Winkel und große Entfernungen liefert die Point-Kernel-Methode deutlich geringere Werte als die Monte-Carlo-Methode. Dies gilt jedoch für Winkelregionen, die im Absolutbetrag nur einen geringen Anteil beisteuern, so daß der Gesamtfehler bei einer Raumintegration vernachlässigbar wird.

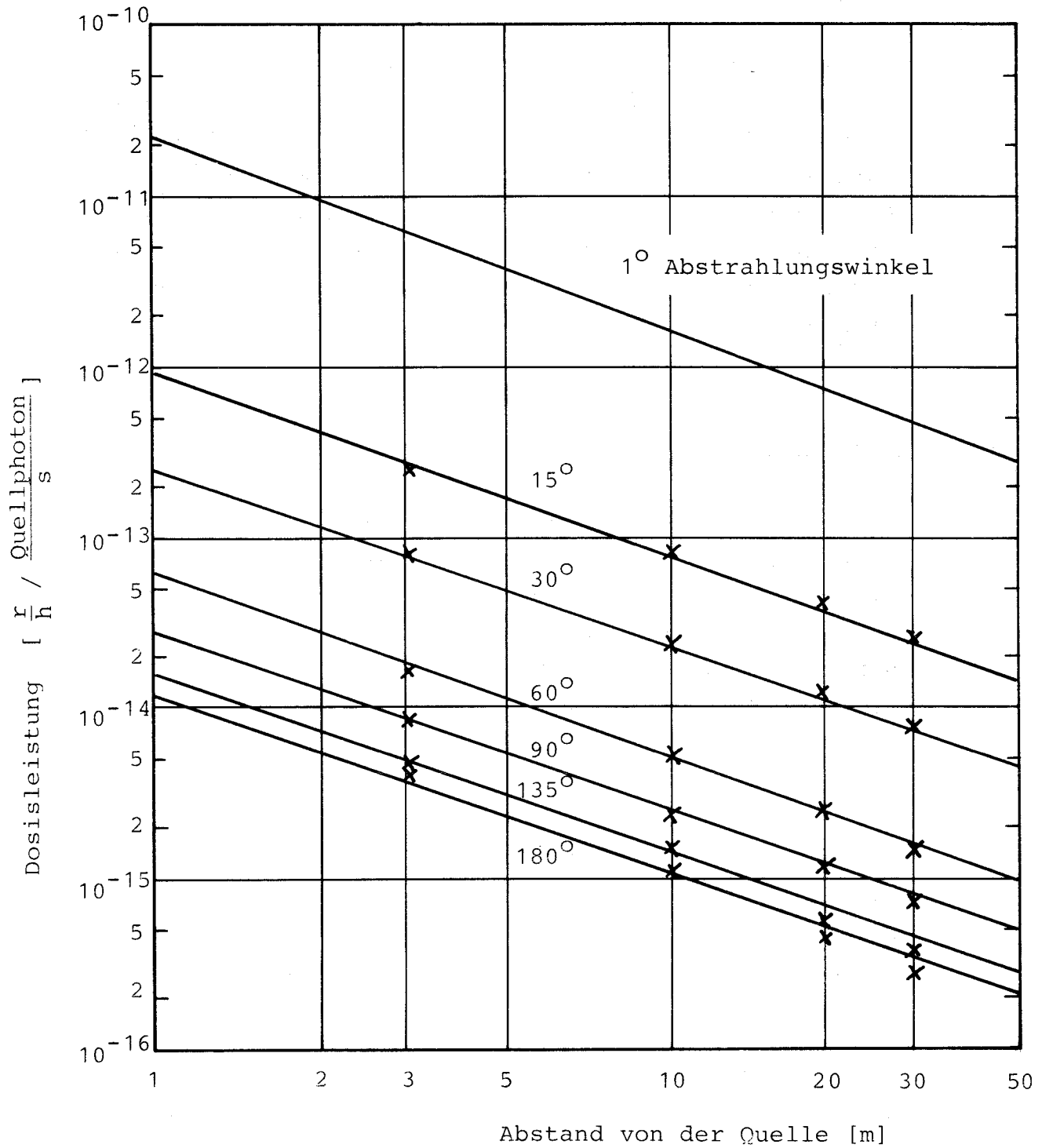


Abb. 3. Gammadosisleistung aus Luftstreuung
 Energie der Quelle 1MeV
 Ausgezogene Kurven nach [2]
 x Ergebnisse der Pilotrechnung

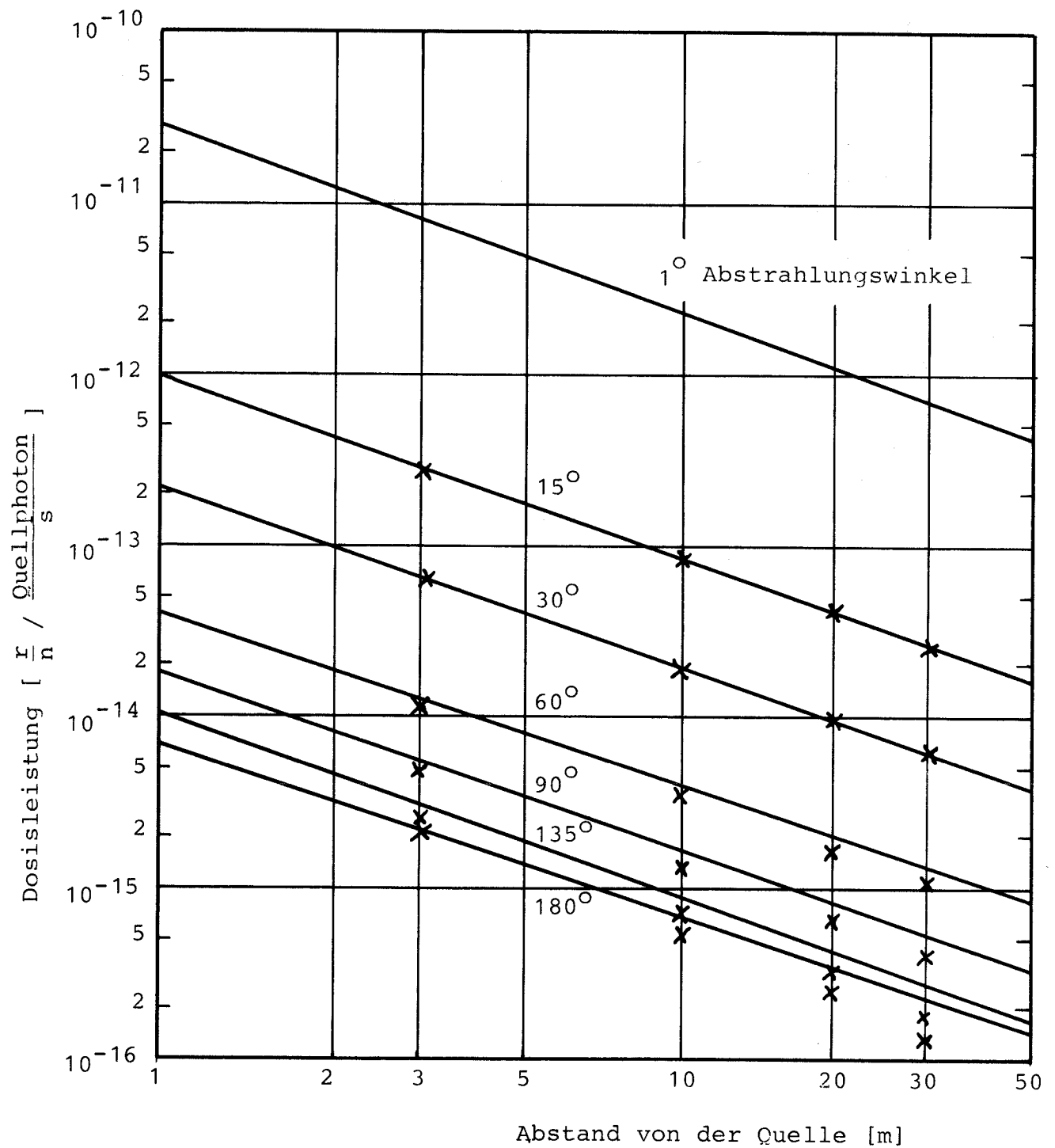


Abb. 4. Gammadosisleistung aus Luftstreuung
 Energie der Quelle 2MeV
 Ausgezogene Kurven nach [2]
 x Ergebnisse der Pilotrechnung

3.2 Neutronen-Strahlung

In der Abbildung 5 sind Einzelergebnisse aus [1] wiedergegeben (durchgezogene Kurven). In die Kurven sind die Rechenergebnisse einer Testrechnung eingetragen worden, die der in [1] vorgegebenen Geometrie entsprechen. Die Güte der Übereinstimmung ist nicht so gut wie bei der Gammastrahlung, doch gilt auch hier, daß die Übereinstimmung für kleine Winkel, also für die Anteile, die den größten Beitrag liefern, besser ist.

Hier war es zusätzlich möglich, in Abb. 6 Ergebnisse dieser Arbeit mit Rechenergebnissen aus [1] zu vergleichen, die einer isotrop abstrahlenden Quelle entsprechen. Hier ist die Übereinstimmung in der Tat besser, wie schon aus der Diskussion der Einzelergebnisse für gerichtete Strahler zu erwarten war.

Zusätzlich ist es möglich, die Ergebnisse mit den Ergebnissen aus einfachen Näherungsformeln zu vergleichen, die in der Literatur angegeben wurden. In [7] wird aus dem Diffusionsmodell eine Näherungsformel für den Neutronenfluß aus Skyshine angegeben in der Form

$$\phi = c \cdot \frac{e^{-\frac{r}{L}}}{4\pi Dr}$$

mit den Parametern

$$L = 121 \text{ m}$$

$$D = 33 \text{ m}$$

$$C = 0,7$$

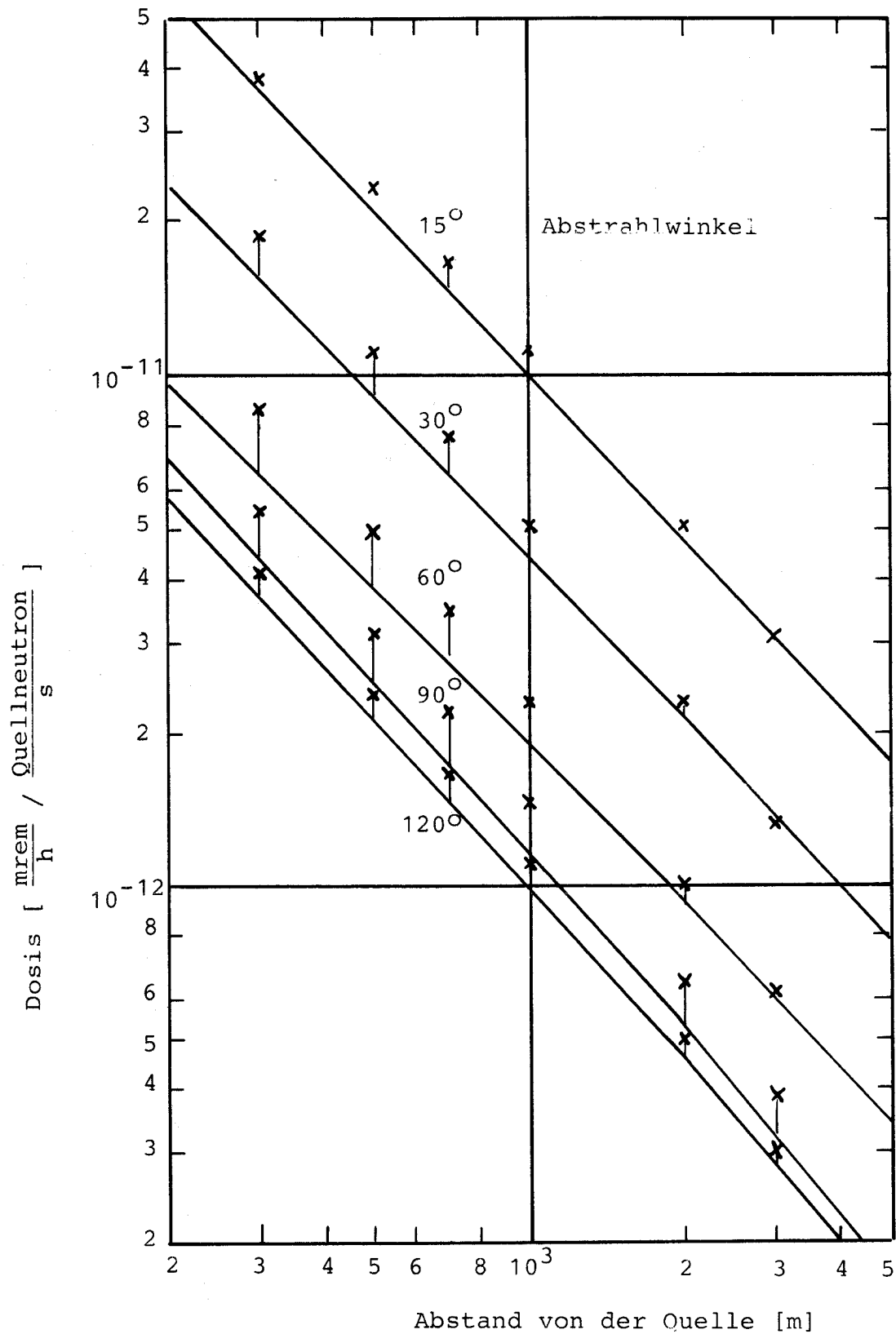


Abb. 5. Neutronendosis aus der Streustrahlung
 Energie der Quelle 1MeV
 Ausgezogene Kurve nach [1]
 x Ergebnisse der Pilotrechnung

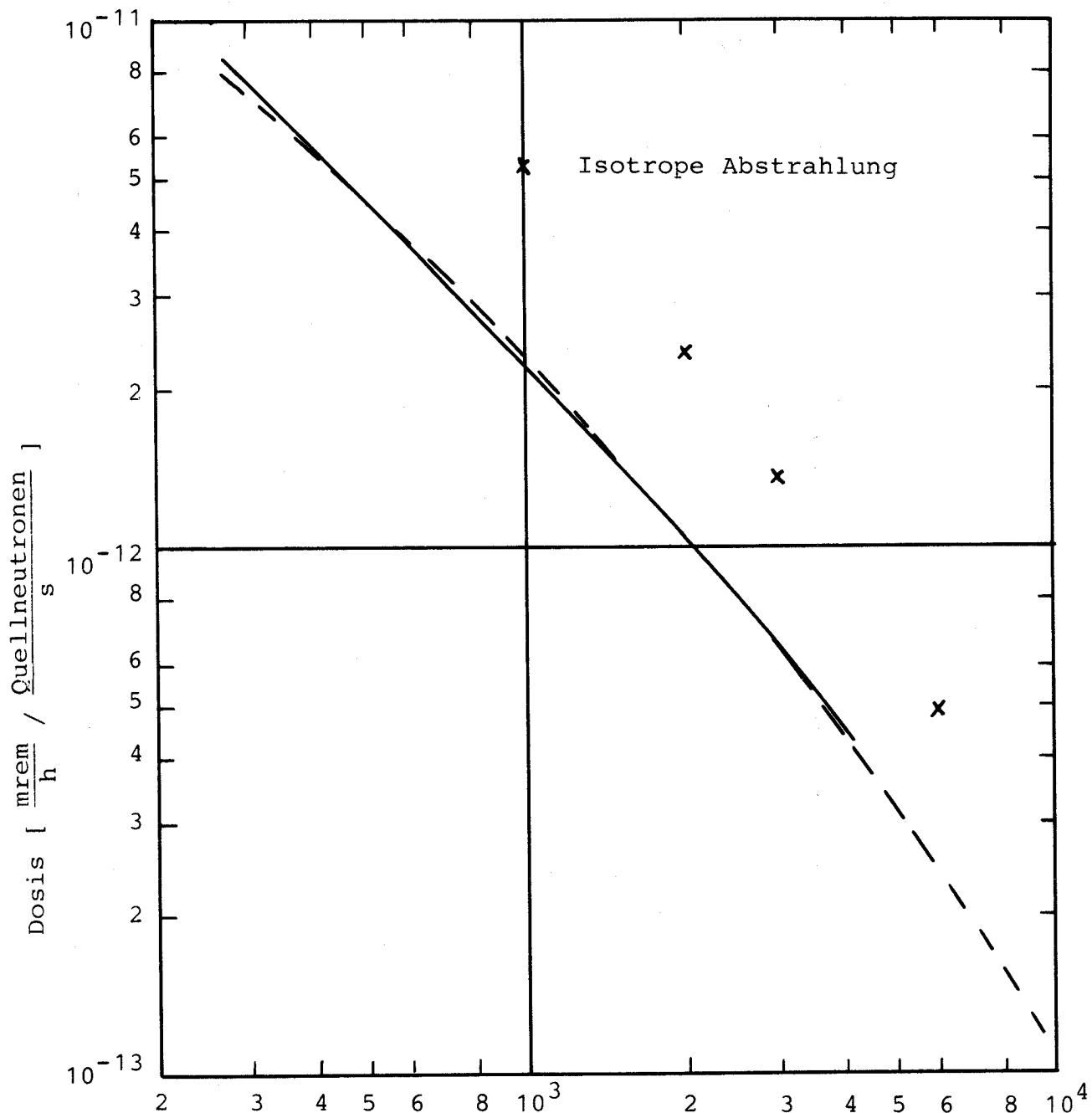


Abb. 6. Neutronendosis aus der Streustrahlung
 Energie der Quelle 1MeV
 Durchgezogene Kurve nach [1]
 Gestrichelte Kurve nach Pilotrechnung
 x Ergebnisse aus [8] für 2MeV Neutronen

Die aus dieser Näherung errechneten Dosisleistungen sind in Tabelle II eingetragen. Ein Vergleich mit den Ergebnissen aus [1] bzw. mit den Ergebnissen dieser Arbeit zeigt eine brauchbare Übereinstimmung.

In einer neueren Arbeit aus dem Jahre 1979 [8] ist insofern Kritik an den bestehenden Skyshine Berechnungen für Neutronen geübt worden, als auf die schlechte Übereinstimmung von Rechnungen und Messungen hingewiesen wird. In [8] wurde eine halbempirische Formel für die Berücksichtigung der Neutronen-Skyshine entwickelt der Form

$$\phi = \frac{a}{4\pi} r^2 \cdot e^{-\frac{r}{\lambda}} \left(1 - e^{-\frac{r}{\mu}} \right)$$

mit den Parametern

$$a = 2.8$$

$$\lambda = 267 \text{ m}$$

$$\mu = 56 \text{ m}$$

Die hiermit errechneten Dosisleistungen sind in Abb. 6 und Tab. II eingetragen und liegen gut einen Faktor zwei über den übrigen Werten. Zu berücksichtigen ist allerdings, daß die Ergebnisse aus [8] für höhere Neutronenenergien gelten. Es empfiehlt sich also, die Ergebnisse dieser Arbeit für höhere Neutronenenergien mit einem Faktor zwei zu multiplizieren.

TABELLE II

Vergleich der Neutronendosisleistungen
nach verschiedenen Berechnungsverfahren

Dosis [$\frac{\text{mrem}}{\text{h}}$ / $\frac{\text{neutron}}{\text{s}}$]

Entfernung (m)	[1]	Dieser Bericht	[7]	[8]
3	$7.76 \cdot 10^{-12}$	$7.46 \cdot 10^{-12}$	$8.23 \cdot 10^{-12}$	$1.915 \cdot 10^{-11}$
10	$2.04 \cdot 10^{-12}$	$2.28 \cdot 10^{-12}$	$2.33 \cdot 10^{-12}$	$5.26 \cdot 10^{-12}$
20	$1.08 \cdot 10^{-12}$	$1.03 \cdot 10^{-12}$	$1.07 \cdot 10^{-12}$	$2.33 \cdot 10^{-12}$
30	$6.19 \cdot 10^{-13}$	$6.24 \cdot 10^{-13}$	$6.58 \cdot 10^{-13}$	$1.37 \cdot 10^{-12}$

4. ZUSÄTZLICHE RECHNUNGEN

4.1 Streustrahlung vom Hallendach

Das hier vorgelegte Rechenprogramm sollte eigentlich eine nach oben offene Abschirmung beschreiben. Solche Abschirmungen haben den großen Vorteil, daß keine kostspieligen Trägerkonstruktionen, die eine Dachabschirmung tragen, erforderlich sind. Im allgemeinen wird jedoch ein normales Hallendach (dünne Eisenträger, Betumenabdeckung) vorhanden sein. Eine abschirmende Wirkung auf die Streustrahlung aus der Luft wird vernachlässigt, was einen geringen Sicherheitsfaktor liefert. Auf der anderen Seite wird eine Dosis aus der Streustrahlung von einem dünnen Hallendach mit einer einfachen Näherung mitgerechnet. Es muß angenommen werden, daß das Hallendach von einer ziemlich diffusen Streustrahlung getroffen wird.

Das Dach wird deshalb durch eine homogene Flächenquelle der Größe GRU ersetzt. Ein Faktor PRO gibt an, welchen Anteil der ursprünglichen Strahlung das Dach trifft. Mit einem Faktor (1-DUR) wird die Durchlässigkeit des Daches berücksichtigt. Ein weiterer Faktor ALB (Gammastrahlung), bzw. DAL (Neutronenstrahlung) berücksichtigt den Albedo des Daches. Somit wird das Dach als Kreisrunde Flächenquelle der Stärke

$$Q_0 = PRO = (1.0-DUR) \cdot ALB / GRU$$

mit dem Radius SE behandelt. Zur Integration dieser Flächenquelle werden Zylinderkoordinaten benutzt.

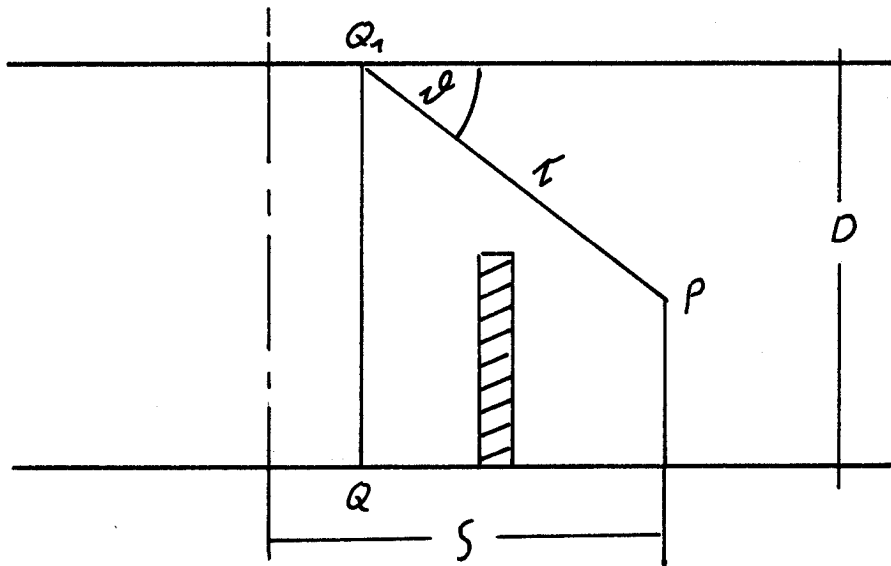


Abb. 7. Beschreibung des Modells

Ein Quellpartikel befindet sich an einem Ort Q_1 mit den Koordinaten

$$x = r \cos \varphi$$

$$y = r \sin \varphi$$

$$z = D$$

worin D die Höhe der Decke ist. Die Koordinaten des Aufpunktes P in der Entfernung S und der Höhe EL sind dann:

$$X = S$$

$$Y = 0$$

$$Z = EL$$

Darum wird der Vektor τ des gestreuten Strahles:

$$\tau = a - b = \begin{cases} r \cos \varphi - s \\ r \sin \varphi \\ D - EL \end{cases}$$

und sein Betragsquadrat:

$$DD = |\tau|^2 = (r \cos \varphi - s)^2 + r^2 \sin^2 \varphi + (D - EL)^2$$

Nun muß man noch berücksichtigen, daß die Flächenquelle von P aus, unter einem Winkel ϑ gesehen wird. Die Quelle ist also noch mit einem Faktor

$$\sin \vartheta = \frac{D - EL}{\sqrt{DD}}$$

zu multiplizieren. Damit wird die anteilige Dosisleistung am Ort P:

$$\frac{Q_0 \sin \vartheta}{4\pi DD}$$

Dieser Integrand ist nun über die Fläche des Daches zu integrieren und die Flußdichte an der Stelle P wird

$$\phi = \frac{2Q_0}{4\pi} \int_{R=0}^{R_0} \int_{\varphi=0}^{\pi} \frac{\sin \vartheta}{DD} r dr d\varphi$$

Hier wird wieder aus Symmetriegründen nur über den halben Winkelraum φ integriert. Die r - Integration läuft bis zur Lineardimension SE des Daches

Bei der numerischen Integration werden diejenigen Gebiete des Daches, die im Schatten der Abschirmmauer liegen übergangen.

Zur Berechnung der Dosis werden die so gewonnenen Integrationswerte mit den Dosisumrechnungsfaktoren DOI für Gammastrahlung bzw. FFA für Neutronen multipliziert.

4.2 Die Direktstrahlung

Von der Aufgabenstellung her wird angenommen, daß die Quelle gegen Direktstrahlung ausreichend durch eine Abschirmung der Dicke DIC abgeschirmt ist. Ein Wert für die abgeschirmte Direktstrahlung wird deshalb nur zu Vergleichszwecken nur sehr grob abgeschätzt. Es genügen hierfür die einfachen Formeln

$$D = \frac{B(\mu x) e^{-\mu x}}{4\pi r^2}$$

für Gammastrahlung und

$$D = \frac{e^{-\sum x}}{4\pi r^2}$$

für Neutronen.

5. AUFBAU DES GESAMT-PROGRAMMS

Das Programm berechnet primär eine Dosis pro γ -Teilchen bzw. pro Neutron. Diese Ergebnisse werden im Output für die drei Fälle Luftstreuung, Dachstreuung und Direktstrahlung für die untersuchten drei Gammastrahlungsenergien und die Neutronen ausgegeben und zwar mit der Dimension (REM/T), lies rem pro Teilchen.

Mit dem Parameter DOGP wird die Anzahl γ -Teilchen pro Puls gesetzt, entsprechend gibt der Parameter DONP die Anzahl Neutronen pro Puls an. Mit diesen Werten wird für Gammastrahlung und Neutronen jeweils eine Dosis (REM/P), lies rem pro Puls errechnet. Die Summe dieser Werte multipliziert mit PUZA, der Anzahl der Pulse pro Jahr, ergibt ein Endergebnis (REM), welches als Dosis pro Jahr zu lesen ist.

Für den ungepulsten Betrieb kann man die Jahresemission als einen Impuls ansetzen. Um Dosisleistungen zu errechnen, kann man die Parameter DOGP und DONP mit der Anzahl Teilchen pro Zeiteinheit besetzen. PUZA = 1 setzen, und erhält dann Dosis pro Zeiteinheit.

Die einzelnen Eingabeparameter werden vom Programm vordefiniert und können mit einem GET DATA - Statement überlesen werden.

Der Parameter LTEST = 1 steuert die in Kap. 3 beschriebenen Pilotrechnungen an. Für LTEST = 0 wird problemorientiert gerechnet. Das Programm arbeitet dann eine Liste von Aufpunkten ab.

Ein Datensatz für einen Aufpunkt besteht aus

IPU einer fortlaufenden Nr.

IRA einer Kurzbezeichnung

X }
Y } seinen Koordinaten
Z }

HM der Höhe der Mauer

EM der Entfernung der Mauer zu der Quelle

NAME eine Bezeichnung von 30 Buchstaben

Alle Werte werden in Meter angegeben.

Als Output wird außer den Ergebnissen auf einer gesonderten Seite eine Zusammenstellung aller Eingabeparameter ausgegeben. Durch Neuwahl der zu verwendenden Parametern läßt sich das Programm leicht veränderten ähnlichen Aufgabenstellungen anpassen.

KERNFORSCHUNGSANLAGE JUELICH G.M.B.H.
 ZENTRALABTEILUNG STRAHLENSCHUTZ
 DIPL.-PHYS. FRITZ ROHLDF
 RUF: 02461/616047

DATUM DER BEARBEITUNG: 791123

KOMPLEXE LUFTSTREUBERECHNUNGEN

GAMMAENERGIEN MEV ANTEIL
 1.0 0.6
 2.0 0.3
 10.0 0.1

ENERGIE DER GAMMASTRAHLUNG ERC= 1.0000E+00 2.0000E+00 1.0000E+01
 ENERGIE DER NEUTRONENSTRAHLUNG ERGNEU= 1.0000E+00
 GAMMAQUERSCHNITT LUFT (M**1): HUE= 8.2235E-03 5.75384E-03 2.6377E-03
 PULSE PRO JAHR: PUZA= 1.0000E+04
 DOSISUNRECHNUNGSFAKTOREN DOI= 1.9230E-10 1.63599E-10 1.0710E-10
 GAMMAS PRO PULS: DOGP= 2.5813E+13
 NEUTRONEN PRO PULS: DONP= 7.0000E+12
 KORREKTUR NAH-ABSCHIRMUNG NEUTRON DONK= 6.3192E-01
 GRUNDFLAECHE DES DACHES (M**2): GRU= 4.5675E+02
 PROZENTZAH DACHTREFFER: PRO= 1.0000E+00
 DURCHLASSIGKEIT DES DACHES (GAM): DUR= 8.2000E-01
 DURCHLASSIGKEIT DES DACHES (NEU): DNR= 7.4000E-01
 ENERGIALBEDO GAMMAS FUER DAS DACH: ALB= 4.1000E-02 1.89599E-02 5.0000E-03
 RADIUS DES DACHES (M) SE= 1.0000E+01
 HOECHE DES DACHES (M) D= 8.0000E+00
 DICKE DER ABSCHIRMUNG (CM) DIC= 8.0000E+01
 REMOVAL NEUTRONEN IN LUFT (M**1): ROL= 9.5000E-03
 UMRECHNUNGSFAKTOR REM**2/NEUTRON FFA= 4.1670E-12
 DOSISALBEDO NEUTRONEN BETON: DAL= 3.5000E-01
 REMOVAL NEUTRONEN BETON: DID= 9.8000E-02

KERNFORSCHUNGSANLAGE JUELICH G.M.B.H.
 ZENTRALABTEILUNG STRAHLENSCHUTZ
 DIPL.-PHYS. FRITZ ROHLOFF
 RUF: 02461/616047

DATUM DER BEARBEITUNG: 791123

KOMPLEXE LUFTSTREUBERECHNUNGEN

PUNKT ABSCH X Y Z HM EM BENUTZER-ORT
 (CM) (M) (M) (M) (M) (M)

0 0.00 1.00 0.00 0.00 0.00 0.00 0.00 REFERENZ-ORT

1 80.00 -9.50 -9.50 0.00 2.20 11.50 AUFFUNKT 1

2 80.00 0.00 -9.50 0.00 2.20 8.50 AUFFUNKT 2

3 80.00 6.50 -9.50 0.00 2.20 8.50 AUFFUNKT 3

4 80.00 0.00-17.00 0.00 2.20 8.50 AUFFUNKT 4

GAMMAENERGIEN		MEV	ANTEIL		
		1.0	0.6		
		2.0	0.3		
		10.0	0.1		
LUFTSTR.	DACHSTR.	DIREKTSTR.	SUMME	SUMME	
(REM/T)	(REM/T)	(REM/T)	(REM/P)	(REM)	
2.24E-18	1.61E-19	4.25E-15			
1.32E-18	6.36E-20	3.62E-15			
3.14E-19	1.09E-20	2.37E-15			
GAMMA-SUMME:	1.77E-18	1.17E-19	3.87E-15	1.00E-01	
NEUTRONEN:	1.84E-15	7.75E-17	3.32E-13	1.48E+00	1.58E+04
KEINE DIREKTE ABSCHIRMUNG					
1.01E-19	1.96E-20	1.94E-21			
5.91E-20	7.72E-21	1.65E-21			
1.41E-20	1.33E-21	1.08E-21			
GAMMA-SUMME:	8.00E-20	1.42E-20	1.76E-21	2.48E-06	
NEUTRONEN:	5.98E-17	9.42E-18	7.23E-19	3.09E-04	3.12E+00
8.81E-20	3.74E-20	3.87E-21			
4.93E-20	1.47E-20	3.29E-21			
1.09E-20	2.54E-21	2.16E-21			
GAMMA-SUMME:	6.87E-20	2.71E-20	3.53E-21	2.56E-06	
NEUTRONEN:	5.79E-17	1.80E-17	1.45E-18	3.42E-04	3.44E+00
1.42E-19	5.89E-20	2.64E-21			
8.41E-20	2.32E-20	2.24E-21			
2.08E-20	4.00E-21	1.47E-21			
GAMMA-SUMME:	1.13E-19	4.27E-20	2.40E-21	4.07E-06	
NEUTRONEN:	8.17E-17	2.83E-17	9.85E-19	4.91E-04	4.95E+00
1.75E-19	3.24E-20	1.21E-21			
1.13E-19	1.28E-20	1.03E-21			
3.26E-20	2.20E-21	6.73E-22			
GAMMA-SUMME:	1.42E-19	2.35E-20	1.10E-21	4.30E-06	
NEUTRONEN:	7.93E-17	1.56E-17	4.52E-19	4.22E-04	4.26E+00

LITERATURVERZEICHNIS

- [1] Wells, M.B. Monte-Carlo-Calculations of fast-Neutron Scattering in Air,
Report AD 237 889

- [2] Lunch, R.E. et al. A Monte-Carlo Calculation of Air-Scattered Gamma Rays
Report ORNL-2292

- [3] Jaeger, R.G. (Herausgeber)
Engineering Compendium on Radiation Shielding
Berlin 1968

- [4] Handbook of Radiation Shielding Data
Report ANSISD-76/14, 1976

- [5] Rohloff, F. et al. LIGA
Report JÜL-1577

- [6] Goldstein, H. Reactor Shielding
Addison-Wesley 1959

- [7] Barbier, H. Shielding and Activation Study
Report MTR-6998

- [8] Bossard, P. et al. Radiation Dose Measurements around the CERN High-Energy Accelerators: PSB, PS and SPS
Report HS-RP/023, Addendum 2

- [9] Hubbel, J.H. Photon Cross Sections
Report BSRDS-NbS 29

- [10] Saucrmann, F. Schwächungsfaktoren zur Berechnung der Abschirmung monoenergetischen γ -Strahlung
Report JÜL-509-ST

