

FREIBERGER
FORSCHUNGSHEFTE

C 61

GEOPHYSIK

KARL-HEINZ EIFE

**Die Bestimmung des Raumgewichtes
von Böden und Gesteinen
durch Gamma-Strahlen**

FFH
C 61
b



SLUB

Wir führen Wissen.

UNIVERSITÄTSBIBLIOTHEK
FREIBERG



XVI 1142^{C61}_b

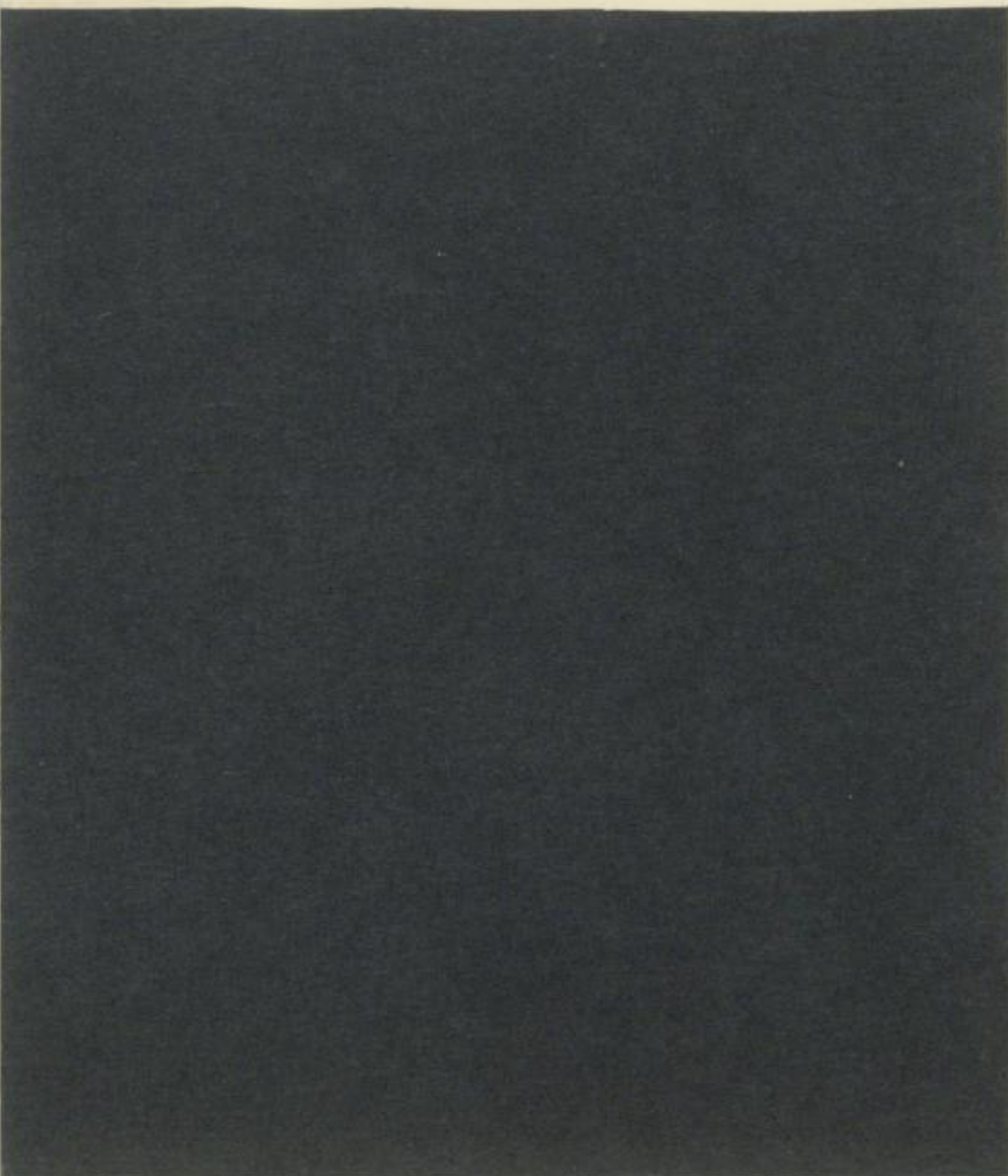


TU BERGAKADEMIE FREIBERG



XVI 1142 . C61B 1 b

FREIBERGER FORSCHUNGSBEREICH
081



FREIBERGER FORSCHUNGSHEFTE

C 61

FRIBERG 1874

1874

FREIBERGER FORSCHUNGSHEFTE

Herausgegeben vom Rektor der Bergakademie Freiberg

C 61

GEOPHYSIK

Die Bestimmung des Raumbgewichtes von Böden und Gesteinen durch Gamma-Strahlen

Von KARL-HEINZ EIFE



A k a d e m i e - V e r l a g · B e r l i n

Freib. Forsch.-Heft

C 61

S. 1—92

90 Bilder

12 Tab.

Berlin, Juni 1959



SLUB

Wir führen Wissen.

UNIVERSITÄTSBIBLIOTHEK
FREIBERG



Diplomarbeit aus dem Institut für Angewandte Geophysik
der Bergakademie Freiberg

Direktor: Prof. Dr. O. MEISSER

Institutsveröffentlichung Nr. 60



1142 (61)
b
o

„Freiberger Forschungshefte“, Schriftenreihe für alle Gebiete der Montanwissenschaften. Herausgeber: Der Rektor der Bergakademie Freiberg, Prof. Dr.-Ing. H. Härtig. — Chefredakteur: Dipl.-Ing. R. Wender, Freiberg, Klubhaus der Bergakademie, Aug.-Bebel-Str. 5 (Ruf 2497). — Verlag: Akademie-Verlag, GmbH, Berlin W 1, Leipziger Straße 3—4 (Ruf 220441), Postscheckkonto 35021. — Die Freiberger Forschungshefte erscheinen in zwangloser Folge in den Reihen A, B, C und D. Ausführliches Verzeichnis aller lieferbaren Hefte von der Redaktion der Bergakademie oder dem Akademie-Verlag. — Preis dieses Heftes: 7,— DM. Bestell- und Verlags-Nr. 2062/235/C 61. — Vertrieb: Für das Gebiet der Deutschen Demokratischen Republik durch den Buchhandel; für das Gebiet der Deutschen Bundesrepublik durch die Buchhandlung Kunst und Wissen, Inhaber Erich Bieber, Stuttgart S, Wilhelmstraße 4—6; für das gesamte Ausland über den Buchhandel bei der Deutschen Buch-Export und -Import GmbH, Leipzig C 1, Leninstraße 16.

Satz und Druck: Druckwerkstätten Stollberg VOB, Stollberg (Erzgeb.), August-Bebel-Str. 16 - VOB UNION - III/6/50 0,8 659 (1759). — Veröffentlicht unter der Lizenz-Nr. 202·100/523/59 des Ministeriums für Kultur, HV Verlagswesen, der Deutschen Demokratischen Republik. — Printed in Germany. Alle Rechte vorbehalten.

59.1346)

INHALT

Einleitung	7
1 Die Grundlagen für die radioaktiven Raumgewichtsbestimmungen von Lockerböden und festen Gesteinen	9
1.1 Die Entstehung der γ -Strahlung	9
1.2 Die Absorption der γ -Strahlung	9
1.21 Photoeffekt	11
1.22 Paarbildung	11
1.23 Comptoneffekt	11
1.3 Die Berechnung der γ-Strahlungsintensität bei Berücksichtigung der gestreuten γ-Quanten	17
1.31 Berechnung der Gesamtintensität unter Berücksichtigung der einmal gestreuten γ -Quanten (PLESSET [41])	17
1.32 Die Berechnung der Gesamtintensität mit Hilfe der Zuwachsfaktoren (PEEBLES [40])	19
1.33 Berechnung der Gesamtintensität mit Hilfe der Diffusionsgleichung im absorbierenden Medium (DJADKIN [12])	22
1.4 Der Massenabsorptionskoeffizient μ'	22
1.5 Der wirksame Massenabsorptionskoeffizient und die γ -Absorptionsmessungen	26
1.6 Die Intensität der gestreuten γ -Strahlung in Abhängigkeit von der Dichte (Theorie der γ - γ -Messungen)	27
1.61 Die Berechnung der Intensität der Streustrahlung unter Berücksichtigung des einfach gestreuten Strahlungsanteiles	28
1.62 Die Berechnung der Intensität der γ -Streustrahlung mit Hilfe der Diffusionstheorie von DJADKIN [12]	29
1.7 Die γ -Quelle und der Strahlenschutz	31
1.71 Die γ -Strahler	31
1.72 Der Strahlenschutz	32
1.73 Schlußfolgerungen	34
2 Die Anwendung des γ -Absorptionsverfahrens zur Raumgewichtsbestimmung von Lockerböden bis 70 cm Tiefe	35
2.1 Die verwendeten Meßanordnungen	35
2.11 Die Doppelsonden zur Raumgewichtsbestimmung	35
2.12 Das γ -Absorptionsverfahren von WENDT [55]	36
2.2 Die Berechnung der Zählrate bei Berücksichtigung der Geometrieverhältnisse (nach HOMILIUS und LORCH [27])	38
2.21 Richtungsempfindlichkeit der Zählrohre	39
2.22 Die Integraldarstellung der Zählrate	40
2.23 Interpretation der mit großen Zählrohren gemessenen Absorptionskurven	40
2.3 Die Eichung der Meßanordnungen	42
2.4 Der Massenabsorptionskoeffizient und das erfaßte Volumen	43
2.5 Die Meßgenauigkeit	45
2.6 Der Einsatz der γ -Absorptionsmessungen	47

3 Die Anwendung des γ -Streuverfahrens zur Raumgewichtsbestimmung dünner Oberflächenschichten	49
4 Die Raumgewichtsbestimmung von Lockerböden bis zu einer Tiefe von ungefähr 30 Metern	50
4.1 Die Meßmethodik und die γ - γ -Sonden	50
4.11 Die γ - γ -Sonden von BELCHER [3]* und WENDT [57]	50
4.12 Die γ - γ -Versuchssonde von EIFE	51
4.2 Der erfaßte Bodenbereich bei der γ -Streumessung	54
4.3 Der Einfluß des Luftspaltes zwischen Sonde und Bohrlochwandung	59
4.4 Die Meßgenauigkeit (günstige Abmessungen einer γ - γ -Sonde)	60
4.5 Die Eichung der γ - γ -Sonden	63
5 Die Anwendung des γ -Streuverfahrens zu Raumgewichtsbestimmungen in Bohrlöchern	64
5.1 Dichteuntersuchungen in Kohleböhrungen (VOSKOBOJNIKOW [53])	64
5.2 Dichteuntersuchungen in Erzbohrungen (OTSCHKUR [39])	66
5.3 Das Dichte-Log (BAKER [2])	67
6 Die Meßmethodik bei den radioaktiven Raumgewichtsbestimmungen	69
6.1 Die Empfänger für die γ -Strahlung	69
6.11 Geiger-Müller-Zählrohre	69
6.12 Szintillationszähler	71
6.2 Die Registriergeräte	72
6.21 Rate Meter	72
6.22 Impulszählgeräte für 220 oder 110 V Wechselstrom	73
6.23 Impulszählgeräte für Batteriebetrieb	74
6.24 Impulszählgerät für Batteriebetrieb mit Relaisröhren	75
6.3 Die mathematische Bearbeitung der Meßergebnisse	78
6.31 Statistische Schwankungen der Aktivität	78
6.32 Der Einfluß des Nulleffektes	79
6.33 Die Überprüfung der gesamten Zählapparatur	80
6.34 Zählverluste infolge der endlichen Auflösungszeit t_A der gesamten Apparatur	80
6.35 Die Messung der Auflösungszeit t_A der gesamten Apparatur	82
7 Wassergehaltsbestimmungen mit Hilfe der Neutronen-Neutronen-Methode	83
7.1 Erzeugung, Verhalten und Nachweis der Neutronen	83
7.2 Das Neutronen-Neutronen-Verfahren zur Wassergehaltsbestimmung	86
7.21 Die physikalische Grundlage des Neutronen-Neutronen-Verfahrens	86
7.22 Der günstigste Abstand zwischen Quelle und Empfänger bei der Neutronen-Neutronen-Sonde	86
7.23 Wassergehaltsbestimmungen mit der n - n -Sonde	87
Zusammenfassung	88
Literatur	90

Bergakademie
- Bücherei -
Freiberg i. Sa.

EINLEITUNG

Seitdem die Möglichkeit besteht, in den Kernreaktoren in großem Umfange künstliche radioaktive Isotope zu erzeugen, sind die α -, β - und γ -strahlenden Präparate zur Lösung vieler komplizierter technischer Probleme eingesetzt worden. Durch γ -Absorptionsmessungen wird automatisch die Walzgutstärke kontrolliert, durch β -Rückstrommessungen läßt sich die Dicke dünner Metallüberzüge messen, und die α -, β - und γ -Absorptionsverfahren wurden zur Dichtebestimmung von Gasen, Flüssigkeiten und Festkörpern mit großem Erfolg angewandt.

1950 wurde von BELCHER [3] in Amerika das γ -Streuverfahren zur Raumgewichtsbestimmung von Lockerböden eingesetzt und damit ein Verfahren entwickelt, das die Möglichkeit gibt, Dichtebestimmungen ohne große Störungen des Gesteinsverbandes durchzuführen. Von LORENZ und NEUBER [37] [38] wurde 1954 in Deutschland eine γ -Absorptionssonde gebaut, und am Amt für Bodenforschung in Hannover wurde zur gleichen Zeit von WENDT [55] mit den ausführlichen experimentellen und theoretischen Untersuchungen begonnen. In der Sowjetunion werden die γ - γ -Messungen in Bohrlöchern zur Raumgewichts- und Porositätsbestimmung bereits längere Zeit eingesetzt, und von DJADKIN [12] und OTSCHKUR [39] wurden auch die ersten theoretisch berechneten γ - γ -Kurven angegeben.

In den letzten Jahren wurden die radioaktiven Verfahren zur Raumgewichtsbestimmung von Lockerböden und festen Gesteinen in der Sowjetunion [13], in Amerika [15] und in der Deutschen Bundesrepublik [56] zu Routinemessverfahren entwickelt. Begünstigt wurde der Feldeinsatz der radioaktiven Meßmethoden durch die modernen batteriegespeisten Zählgeräte, die entweder dekadische Zählröhren mit kalter Kathode [8] [47] oder Relaisröhren [13] als neue Bauelemente benutzen.

Nach dem heutigen Stand der Entwicklung können Raumgewichts- und Feuchtigkeitsbestimmungen mit radioaktiven Verfahren von der Erdoberfläche bis zu den Sohlen der Tiefbohrungen mit einer Genauigkeit von 1 ... 3 % durchgeführt werden.

Für Baugrunduntersuchungen wurden Verfahren entwickelt, die es gestatten, das Raumgewicht und die Feuchtigkeit auch ohne Bohrungen bis zu einer Tiefe von 20 ... 30 m zu messen. Damit ist die Möglichkeit gegeben, die Porenziffer ε , das Verhältnis des Porenanteils zum Rauminhalt der festen Bestandteile, exakt zu bestimmen.

Bei geophysikalischen Bohrlochuntersuchungen hat das γ - γ -Verfahren zur Bestimmung von Kohleflözen [53] und deren Eigenschaften [32], zur Festlegung von Erzhorizonten [39] und zur Porositätsbestimmung [2] wasser- und ölfüh-

render Schichten eine große Bedeutung erlangt. Durch eine weitere Verbesserung des γ - γ -Verfahrens in Bohrlöchern (Dichtelog) wird es auch möglich sein, den Dichteverlauf unter der Erdoberfläche zu bestimmen und die für die gravimetrische Auswertung so dringend benötigten Dichtekarten aufzustellen.

Infolge der großen Bedeutung der Kenntnis des Feuchtigkeitsgehaltes wurde in einem kurzen Abschnitt der Arbeit die Problematik und Meßmethodik des Neutronen-Neutronen-Verfahrens erläutert.

Zur Vermeidung von Mißverständnissen soll darauf hingewiesen werden, daß unter Dichte stets das Feuchtraumgewicht verstanden wird.

1 DIE GRUNDLAGEN FÜR DIE RADIOAKTIVEN RAUMGEWICHTS-BESTIMMUNGEN VON LOCKERBÖDEN UND FESTEN GESTEINEN

1.1 Die Entstehung der γ -Strahlung

Bei einer α - oder β -Umwandlung entsteht häufig ein Folgekern in angeregtem Zustand. Durch Aussendung von Photonen (γ -Strahlung) geht der angeregte Kern in der sehr kurzen Zeit von etwa 10^{-14} s in den Grundzustand über.

Im Gegensatz zur β -Strahlung wird bei der γ -Strahlung ein Linienspektrum beobachtet. Die ausgestrahlten γ -Quanten besitzen also stets eine diskrete Energie.

1.2 Die Absorption der γ -Strahlung

Beim Durchgang der γ -Strahlung durch die Materie wird die Strahlungsintensität geschwächt (Absorption), und man beobachtet eine diffuse sekundäre β - und γ -Strahlung.

Die bei einem dünnen und parallelen Strahlenbündel auftretende Absorption erfolgt so, daß sich die Anzahl der γ -Quanten verringert, die Energie der einzelnen Quanten aber konstant bleibt. Die Änderung der Strahlungsintensität I ist dabei der Anzahl der vorliegenden Quanten proportional:

$$-\frac{dI}{dx} = \mu I. \quad (1)$$

Im allgemeinen Fall ist

$$d(nE) = Edn + ndE = -\mu nEdx,$$

wobei n die Anzahl der Teilchen pro cm^2 und E ihre Energie ist. Für $dn = 0$ (Anzahl der Teilchen ist konstant) kann durch Integration μ als Funktion von E bestimmt werden.

Für die γ -Strahlung ist also im Gegensatz zur α - und β -Strahlung das exponentielle Abnahmegesetz streng erfüllt:

$$I = I_0 e^{-\mu d}, \quad (2)$$

wobei I_0 die Intensität ohne Absorber, I die Intensität mit Absorber, d die Absorberdicke und μ der auf die Längeneinheit der durchstrahlten Substanz bezogene Absorptionskoeffizient ist.

Der Absorptionskoeffizient μ gibt die Wahrscheinlichkeit an, daß auf der Längeneinheit im Absorber ein Quant absorbiert wird. Die mittlere freie Weglänge X steht mit μ also in folgender Beziehung:

$$X = \frac{1}{\mu} [\text{cm}]. \quad (3)$$

Bei mehreren diskreten Energien E' , E'' , E''' ... erfolgt die Schwächung nach dem Gesetz

$$I = I' e^{-\mu' d} + I'' e^{-\mu'' d} + \dots, \quad (4)$$

und die logarithmisch aufgetragene Absorptionskurve ergibt keine Gerade mehr.

Häufig wird der Absorptionskoeffizient μ für ein Atom ($a\mu$) bzw. ein Elektron ($e\mu$) angegeben. Später soll der Massenabsorptionskoeffizient $\mu' = \mu/\rho$, mit dem ein besserer Vergleich zwischen den verschiedenen Substanzen möglich ist, verwendet werden.

Die Dimensionen der einzelnen Absorptionskoeffizienten und ihre Verknüpfung sollen kurz angeführt werden [12]:

$$\mu \text{ [cm}^{-1}\text{]} \quad a\mu = Z e\mu \quad a\mu = \frac{A}{L A} \mu \quad (5)$$

$$a\mu \text{ [cm}^2\text{/Atom]} \quad \mu = L \frac{Z}{A} e\mu \cdot \rho \quad (6)$$

$$e\mu \text{ [cm}^2\text{/Elektron]} \quad \frac{\mu}{\rho} = L \frac{Z}{A} e\mu \quad (7)$$

$$\frac{\mu}{\rho} \text{ [cm}^2\text{/g]}$$

L = Loschmidtsche Zahl

A = Atomgewicht

Z = Ordnungszahl

ρ = Dichte.

$\rho L/A$ ist die Anzahl der Atome und $Z \rho L/A$ die Anzahl der Elektronen im Einheitsvolumen.

Wird der Absorptionsvorgang genauer betrachtet, dann müssen drei verschiedene Vorgänge unterschieden werden: 1. Photoeffekt (τ); 2. Paarbildung (κ); 3. Comptoneffekt (σ).

Der Absorptionskoeffizient (Bild 1) kann also in drei Glieder aufgeteilt werden:

$$\mu = \tau + \sigma + \kappa. \quad (8)$$

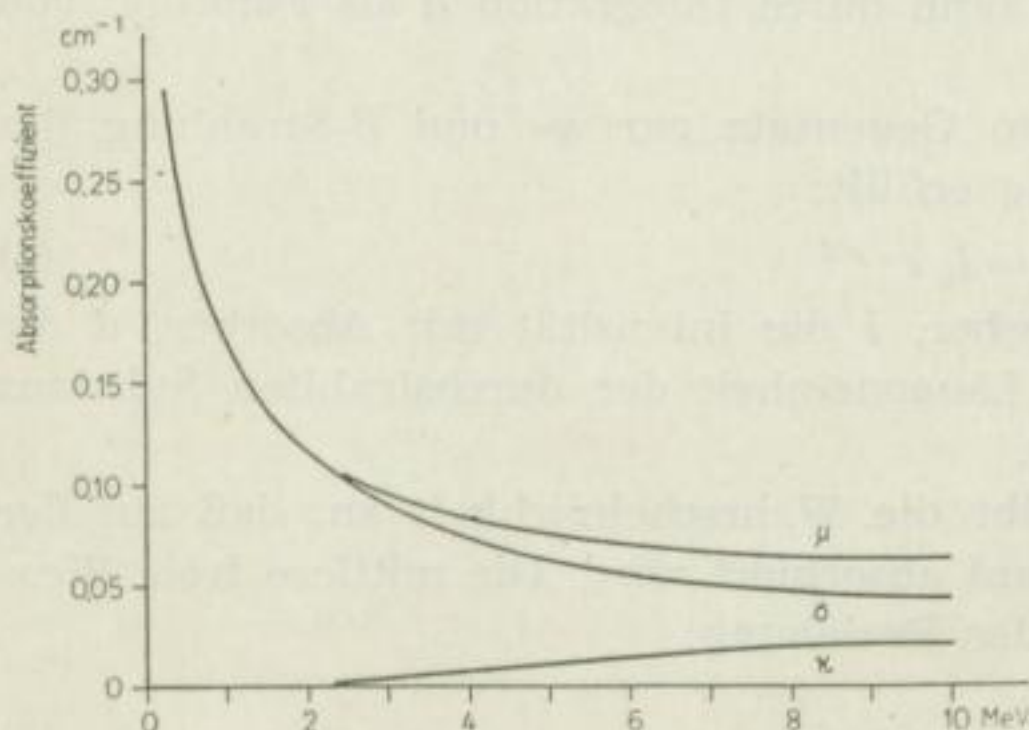


Bild 1
Der lineare Absorptionskoeffizient μ
für Aluminium in Abhängigkeit von
der Energie,
übernommen aus ZIMEN [58]
 σ — Comptoneffekt
 κ — Paarbildung

Bei niederen Quantenenergien (kleiner 10 KeV für Al) treten Absorptionssprünge auf, die von einer erhöhten Elektronenemission begleitet sind.

1.21

Photoeffekt

Trifft ein γ -Quant auf ein Elektron, dann kann es seine ganze Energie auf das aus dem Atom herausgestoßene Photoelektron abgeben.

Der durch den Photoeffekt verursachte Absorptionskoeffizient τ ist der Anzahl der Atome des Absorbers in 1 cm^3 proportional und hat nur für die schweren Stoffe bei Energien bis 1 MeV eine Bedeutung. In den Gebieten ohne Absorptionssprünge läßt sich τ angenähert durch

$$\tau = \rho k Z^3 \lambda^3 \quad (9)$$

darstellen [17].

Für die Elemente bis zur Ordnungszahl $Z = 30$ (dazu gehören alle die Stoffe, die im Boden auftreten) kann τ bei Energien über $0,15 \text{ MeV}$ gegenüber dem durch den Comptoneffekt verursachten Absorptionskoeffizienten σ vernachlässigt werden.

1.22

Paarbildung

Durchdringen harte γ -Strahlen einen Stoff mit hoher Ordnungszahl, dann treten die γ -Strahlen mit dem Kernfeld des Atoms in Wechselwirkung, und es bildet sich ein positives und ein negatives Elektron. Im einfachsten Fall ist die Energie der γ -Quanten gleich der Summe der Masse der beiden entstehenden Teilchen:

$$h\nu = 2m_0c^2 = 1,02 \text{ MeV}. \quad (10)$$

Für ein Atom ist der durch die Paarbildung verursachte Absorptionskoeffizient κ dem Quadrat der Ordnungszahl des Elementes und dem Unterschied zwischen der Energie der γ -Quanten und der Minimalenergie $1,02 \text{ MeV}$ proportional:

$$\kappa = kN Z^2 (E - 1,02), \quad (11)$$

wobei:

N = Zahl der Atome in 1 cm^3 ;

Z = Ordnungszahl;

E = Photonenenergie.

Der durch die Paarbildung verursachte Absorptionskoeffizient ist für Quarz, selbst bei einer Quantenenergie von 2 MeV , kleiner als $\frac{1}{100} \sigma$.

1.23

Comptoneffekt

Der Comptoneffekt ist eine unelastische Streuung der γ -Quanten an freien Atomelektronen (Energie der γ -Quanten \gg Ionisierungsarbeit). Ein Teil der γ -Quantenenergie wird auf das gestoßene Elektron übertragen (Rückstoßelektronen).

COMPTON konnte im Jahre 1922 zeigen, daß die Energie der gestreuten γ -Quanten nur vom Winkel zwischen der Streurichtung und der Primärstrahlung abhängt und durch die Art des Atoms nur sehr gering beeinflusst wird.

Jedes von primären γ -Strahlen getroffene materielle Volumenelement ist also Ausgangspunkt einer nach allen Seiten gerichteten diffusen γ -Strahlung.

Wird diese diffuse γ -Strahlung bei der Bestimmung der Absorptionskoeffizienten nicht berücksichtigt, dann können die erhaltenen Ergebnisse sehr stark verfälscht werden.

In Abhängigkeit von der γ -Energie und der Ordnungszahl des Absorbermaterials überwiegt einer von den angeführten Absorptionsvorgängen (siehe Tabelle 1).

Tabelle 1. Die vorherrschenden Absorptionsvorgänge in Abhängigkeit von der Energie der Photonen und der Ordnungszahl des Absorbers ([19] S. 396)

Z	Material	Energiebereich, in dem die angeführten Prozesse vorherrschen		
		Photoeffekt	Comptoneffekt	Paarbildung
6	C	< 0,025 MeV	0,025—25 MeV	> 25 MeV
15	Al	< 0,050 MeV	0,050—15 MeV	> 15 MeV
29	Cu	< 0,150 MeV	0,150—9 MeV	> 9 MeV
82	Pb	< 0,55 MeV	0,55—4,5 MeV	> 4,5 MeV

Aus den theoretischen Absorptionswerten von DAVISSON und EVANS [12] wurde der prozentuale Anteil des Comptoneffektes am gesamten Absorptionskoeffizienten

für die hauptsächlich im Boden auftretenden Elemente berechnet. Die in Abhängigkeit von der Energie aufgestellte Kurve (s. Bild 2) zeigt, daß im Energieintervall von 0,3 ... 1,6 MeV $\tau + \kappa < \frac{1}{100} \sigma$ ist. Bei allen

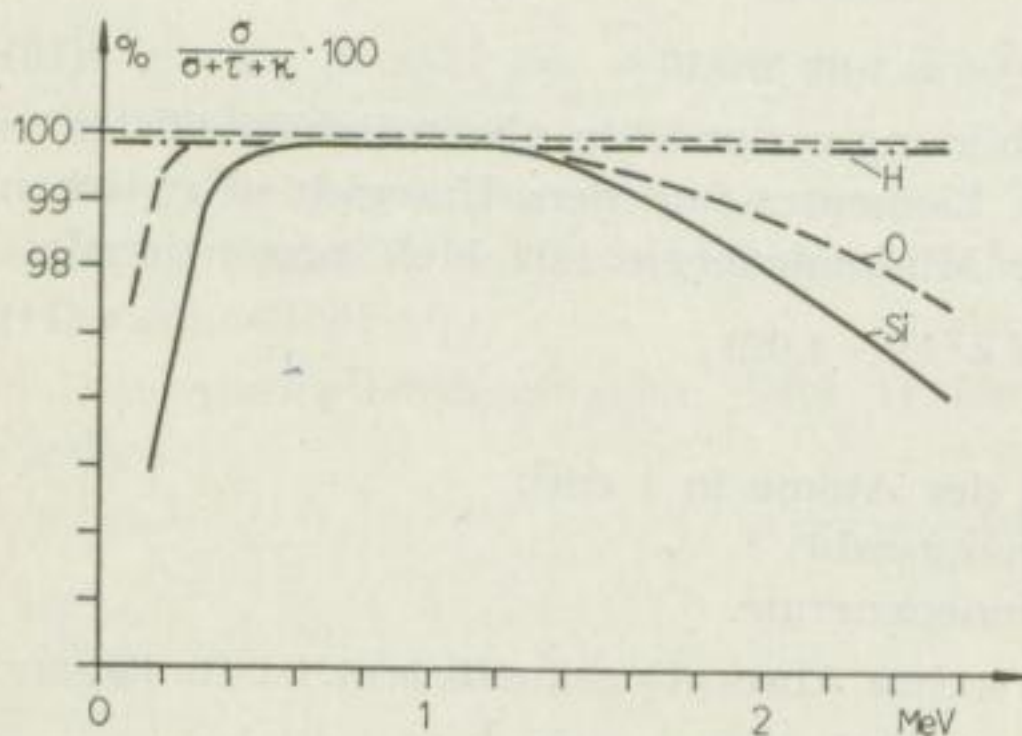


Bild 2. Der prozentuale Anteil des Comptoneffektes σ am gesamten Absorptionskoeffizienten $\sigma + \tau + \kappa$ in Abhängigkeit von der Energie für Wasserstoff, Sauerstoff und Silizium

weiteren Betrachtungen kann man sich also auf den Comptoneffekt beschränken, wenn die Quantenenergie der verwendeten Quelle in dem angegebenen Intervall liegt.

Bei der Comptonstreuung muß der Strahlung eine rein korpuskulare Natur zugeschrieben werden. Wird für den im Bild 3 angeführten Elementarakt der Comptonstreuung der Energie- und Impulserhaltungssatz angewandt, dann folgt:

$$h\nu = h\nu' + m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) \quad (12)$$

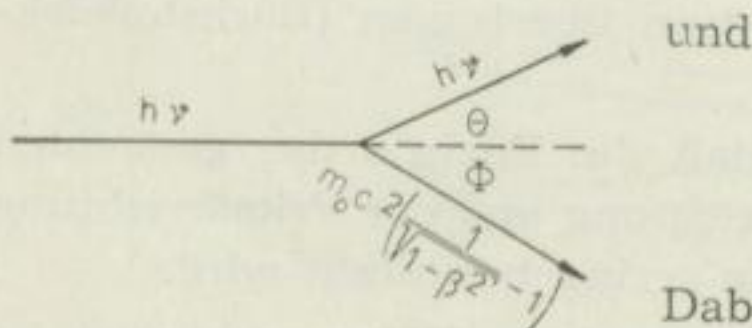


Bild 3. Elementarakt der Comptonstreuung

$$\frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu'}{c} + \frac{m_0 \beta \cdot c}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (13)$$

Dabei bedeutet $\beta = v/c$ das Verhältnis der Elektronengeschwindigkeit zur Lichtgeschwindigkeit, ν und ν' die Frequenz des Photons vor und nach

dem Stoß. Aus der Lösung dieser Gleichungen ergibt sich:

$$\delta\lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \Theta) = 0,02427 (1 - \cos \Theta); \quad (14)$$

$$h\nu' = \frac{h}{1 + \alpha (1 - \cos \Theta)}; \quad (15)$$

$$E_e = h\nu \left(1 - \frac{1}{1 + \alpha (1 - \cos \Theta)} \right). \quad (16)$$

Dabei bedeutet:

$\delta\lambda$ = die Vergrößerung der Wellenlänge bei der Streuung;

E_e = die kinetische Energie des Rückstoßelektrons;

$$\alpha = \frac{h}{m_0 c^2}.$$

Das Verhältnis der Energie des gestreuten Photons $h\nu' = E_2$ zum einfallenden Photon $h\nu = E_1$ wird für verschiedene Energien in Bild 4 gezeigt.

Wenn die Frage über die Verteilung der Energie zwischen den gestreuten Photonen und Elektronen elementar gelöst werden kann, so läßt sich eine Lösung der Frage über die Intensität der gestreuten Photonen nur mit Hilfe der Quantenmechanik geben. Von KLEIN-NISHINA wurde der Teil der Energie des γ -Strahles berechnet, der durch ein Elektron in einer bestimmten Richtung Θ gestreut wird [11]:

$$I = I_0 \frac{e^4}{2 m_0^2 c^4 r^2} \frac{1 + \cos^2 \Theta}{[1 + \alpha (1 - \cos \Theta)]^3} \left\{ 1 + \frac{\alpha^2 (1 - \cos \Theta)^2}{(1 + \cos^2 \Theta) [1 + \alpha (1 - \cos \Theta)]} \right\}. \quad (17)$$

Dabei ist:

I_0 = die Intensität des einfallenden Strahles;

I = die Intensität des in den Winkel Θ gestreuten Strahles im Abstand r vom streuenden Elektron;

$$\alpha = \frac{h}{m_0 c^2}.$$

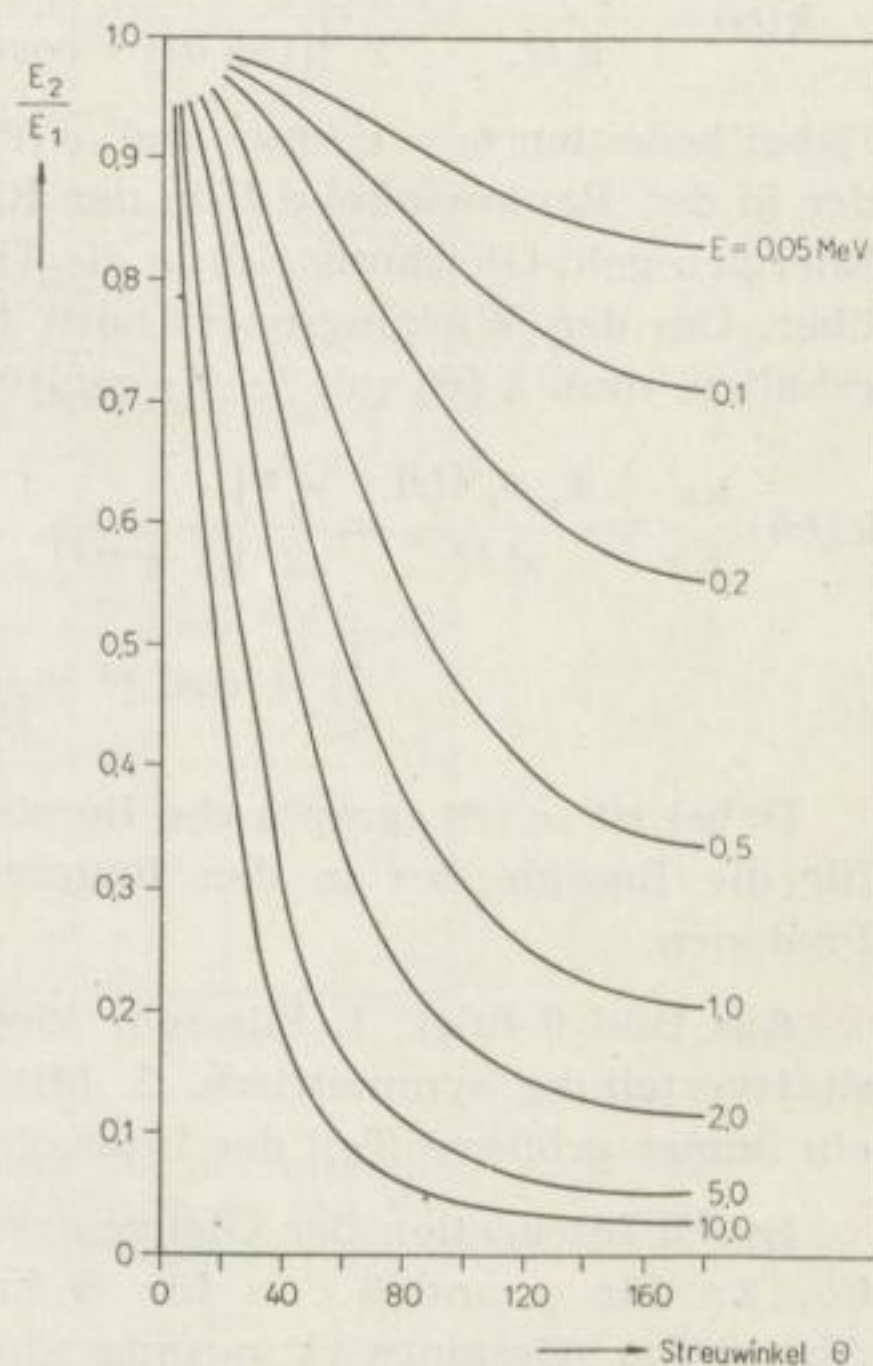


Bild 4. Das Verhältnis der Energie des gestreuten Photons E_2 zum einfallenden Photon E_1 , übernommen aus STEPHENSON [46]

Gleichung (17) kann umgeschrieben werden:

$$I = \frac{I_0}{r^2} \cdot \frac{h\nu'}{h\nu} \cdot k(\theta), \quad (18)$$

wobei $k(\theta)$ (Bild 5) der Wirkungsquerschnitt für die Anzahl der pro Elektron und Raumwinkeleinheit in den Winkel θ gestreuten Photonen ist und bestimmt wird durch:

$$k(\theta) = \frac{d_e \sigma(\theta)}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \left\{ \frac{1}{[1 + \alpha(1 - \cos\theta)]^2} \cdot \left[1 + \cos^2\theta + \frac{\alpha^2(1 - \cos\theta)^2}{[1 + \alpha(1 - \cos\theta)]} \right] \right\}. \quad (19)$$

Dabei bedeuten $r_0 = e^2/m_0c^2$ und ${}_e\sigma(\theta)$ den Wirkungsquerschnitt für die Anzahl der in den Raumwinkel $d\Omega$ in der Richtung θ gestreuten Photonen. Für kleine Energien geht Gleichung (19) in die Thomson-Formel für die klassische Streuung über. Um den Wirkungsquerschnitt für die pro Elektron gestreute Energie zu erhalten, muß $k(\theta)$ mit $h\nu'/h\nu$ multipliziert werden:

$$k(\theta) \cdot \frac{h\nu'}{h\nu} = \frac{d_e \sigma_s(\theta)}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \left\{ \frac{1}{[1 + \alpha(1 - \cos\theta)]^3} \cdot \left[1 + \cos^2\theta + \frac{\alpha^2(1 - \cos\theta)^2}{[1 + \alpha(1 - \cos\theta)]} \right] \right\} \cdot (d\Omega = \sin\theta d\theta d\varphi) \quad (20)$$

Dabei ist ${}_e\sigma_s(\theta)$ (graphische Darstellung auf Bild 6) der Wirkungsquerschnitt für die Energie der in den Raumwinkel $d\Omega$ in der Richtung θ gestreuten Photonen.

Aus Bild 6 folgt: 1. Für sehr kleine Energien der γ -Quanten ist die Intensitätsverteilung symmetrisch. 2. Mit wachsender Energie der γ -Quanten wird ein immer größerer Teil der Intensität nach vorn gestreut.

Durch Integration der Gleichungen (19) und (20) zwischen den Grenzen von $0 \dots 2\pi$ für φ und $0 \dots \pi$ für θ kann der Gesamtkoeffizient der Compton-Absorption (Gesamtwirkungsquerschnitt) pro Elektron ${}_e\sigma$ und der Koeffizient der Compton-Streuung ${}_e\sigma_s$ (er gibt die beim Photon verbleibende Energie an) berechnet werden. Der Wirkungsquerschnitt für die vom Elektron aufgenommene Energie ${}_e\sigma_a$ (Koeffizient der wahren Compton-Absorption) ergibt sich dann aus:

$${}_e\sigma = {}_e\sigma_s + {}_e\sigma_a. \quad (21)$$

Das Ergebnis der Integration ist:

$${}_e\sigma = 2\pi r_0^2 \left\{ \frac{1 + \alpha}{\alpha^2} \left[\frac{2(1 + \alpha)}{1 + 2\alpha} - \frac{1}{\alpha} \ln(1 + 2\alpha) \right] + \frac{1}{2\alpha} \ln(1 + 2\alpha) - \frac{1 + 3\alpha}{(1 + 2\alpha)^2} \right\} \quad (22)$$

und

$${}_e\sigma_s = r_0^2 \left[\frac{1}{\alpha^3} \ln(1 + 2\alpha) + \frac{2(1 + \alpha)(2\alpha^2 - 2\alpha - 1)}{\alpha^2(1 + 2\alpha)^2} + \frac{8\alpha^2}{3(1 + 2\alpha)^3} \right]. \quad (22a)$$

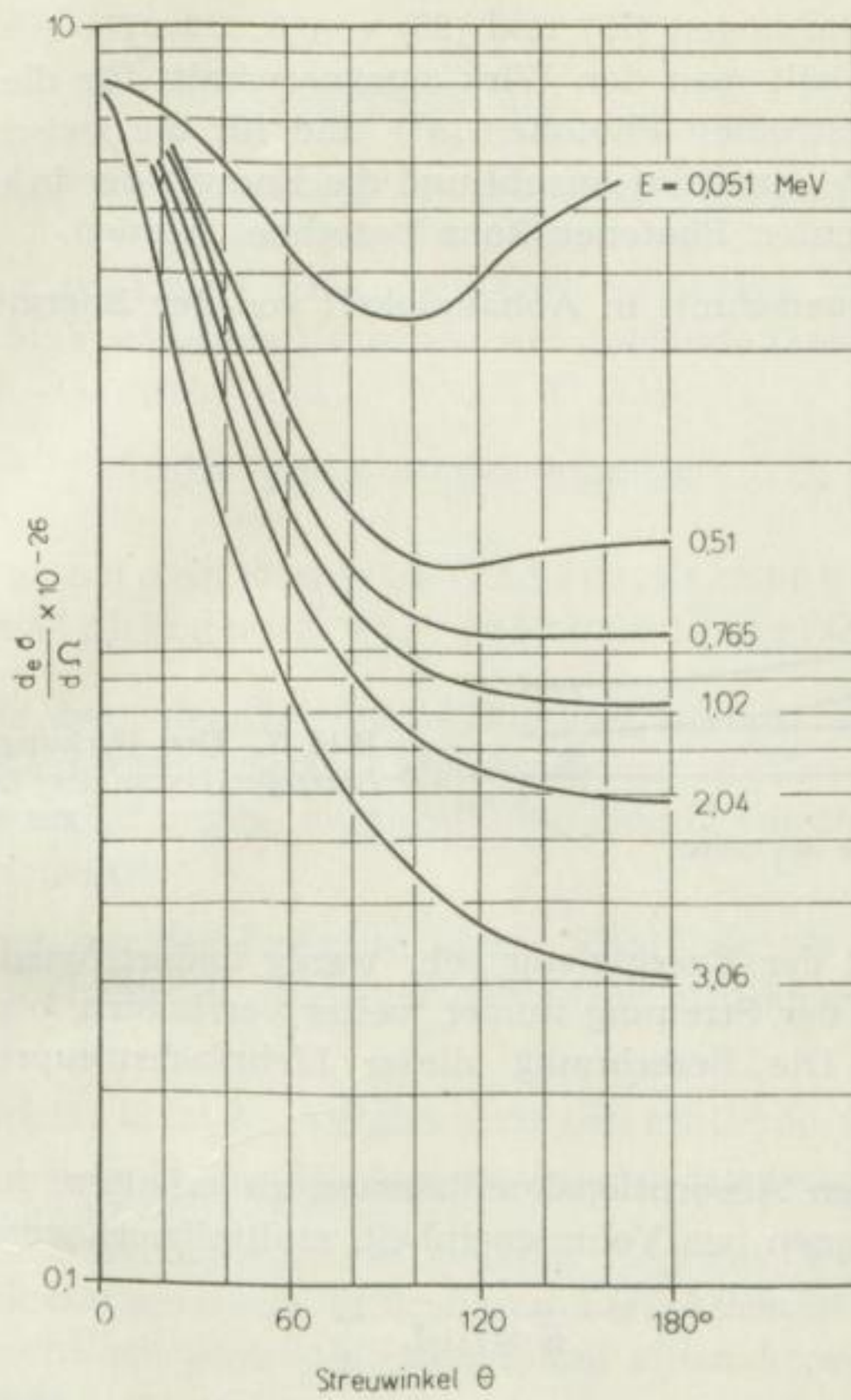


Bild 5. Der Wirkungsquerschnitt für die Anzahl der pro Elektron und Raumwinkeleinheit in den Winkel θ gestreuten Photonen, umgezeichnet nach [46]

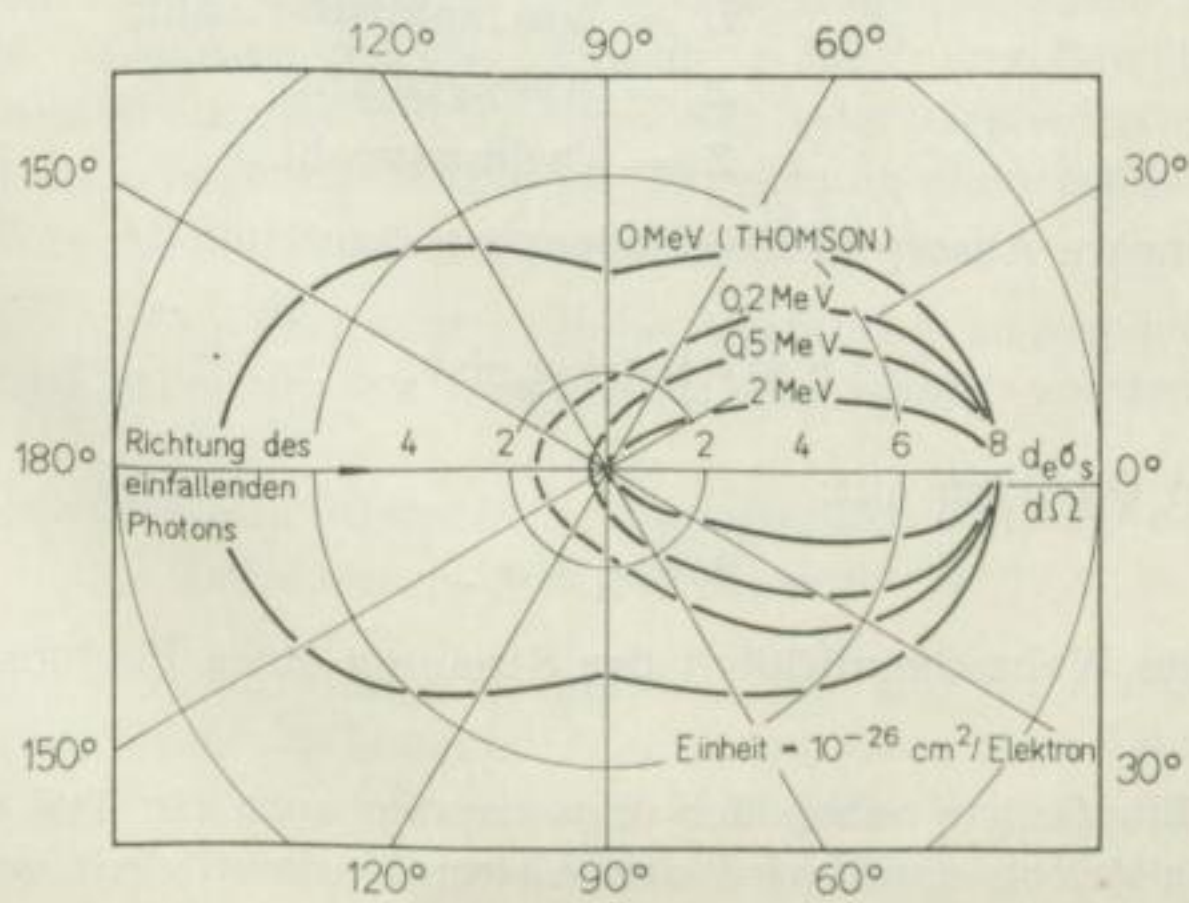


Bild 6. Der differentielle Wirkungsquerschnitt pro Raumwinkeleinheit für die in der Richtung θ gestreute Photonenenergie, umgezeichnet nach [11]

Werden die Gleichungen (19) und (20) von $0 \dots 2\pi$ für φ und $0 \dots \Theta_0$ für Θ integriert, dann erhält man den Wirkungsquerschnitt für die Anzahl der zwischen 0 und Θ_0 gestreuten Photonen $e\sigma^{\Theta_0}$ und für die zwischen 0 und Θ_0 gestreute Energie $e\sigma^{\Theta_0}_s$, und die Anzahl und die Energie der in einem bestimmten Raumwinkel gestreuten Photonen kann berechnet werden.

Der Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der Energie wird auf Bild 7 gezeigt.

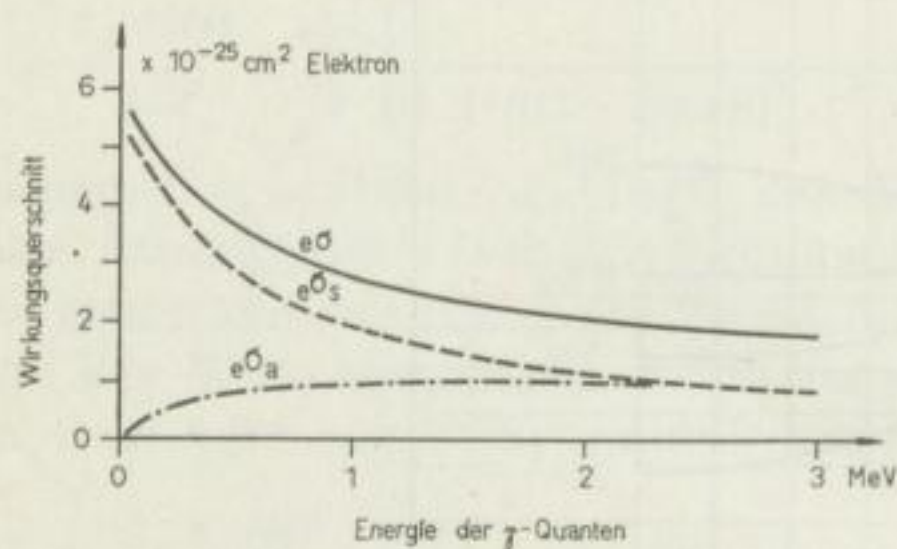


Bild 7. Der Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der Energie; Zahlenwerte aus [11]

Da sich $e\sigma_a$ mit der Energie nur sehr wenig ändert, wird sich die Energie der γ -Quanten bei der Streuung immer weiter verringern, bis dann der Photoeffekt überwiegt. Die Berechnung dieser Mehrfachstreuungsprozesse ist jedoch äußerst schwierig.

Um den linearen Absorptionskoeffizienten zu erhalten, muß $e\sigma$ mit \bar{n} , der Anzahl der Elektronen pro Volumeneinheit, multipliziert werden:

$$\bar{n} = \rho \cdot L \cdot \frac{Z}{A} \quad (23)$$

Dabei bedeutet:

- ρ = Dichte;
- L = Loschmidtsche Zahl;
- A = Atomgewicht;
- Z = Ordnungszahl.

Der gesamte lineare Absorptionskoeffizient ist also:

$$\mu = \tau + \kappa + \sigma_a + \sigma_s \quad (24)$$

Nach dem oben Gesagten gilt:

$$\mu \approx \sigma_a + \sigma_s \quad (25)$$

σ_s gibt dabei die Wahrscheinlichkeit der Streuung eines Photons auf der Längeneinheit an.

Wird vom Empfänger neben der ungestreuten auch ein Teil der gestreuten γ -Strahlung registriert, dann wird der Absorptionskoeffizient verkleinert, und

μ liegt zwischen den Grenzen

$$\sigma_a \leq \mu \leq \sigma_a + \sigma_s. \quad (26)$$

$\mu = \sigma_a$ bedeutet, daß die gesamte Streustrahlung vom Empfänger aufgenommen wird, und $\mu = \sigma_a + \sigma_s$, daß nur die ungestreute Strahlung vom Zählrohr oder Szintillometer registriert wird. Für Co^{60} (es wurde mit einer mittleren Energie von 1,25 MeV gerechnet) ergeben sich folgende Grenzwerte (berechnet aus Tabelle II von DAVISSON und EVANS, S. 82 [11]):

$$0,026 \cdot \rho \leq \mu \leq 0,057 \cdot \rho \text{ [cm}^2\text{/g]}. \quad (27)$$

1.3 Die Berechnung der γ -Strahlungsintensität bei Berücksichtigung der gestreuten γ -Quanten

Die Berechnung der Intensität der γ -Strahlung im allgemeinen Fall ist eine mathematisch äußerst komplizierte Aufgabe. Bisher wurden Berechnungen mit verschiedenen Vereinfachungen durchgeführt, jedoch wurde noch keine vollständige Lösung angegeben.

Bei der Bestimmung der Intensität der γ -Strahlung als Funktion des Abstandes d von der Quelle ist es zweckmäßig, die Abstände in zwei Bereiche zu unterteilen [41].

1. Der Abstand ist klein im Vergleich zu der mittleren freien Weglänge.
2. Der Abstand liegt in der Größenordnung der mittleren freien Weglänge.

Im ersten Bereich erhält man ein genaues Ergebnis, wenn nur die ungestreute und die einmal gestreute γ -Strahlung berücksichtigt wird. Im zweiten Bereich hat die mehrfach gestreute γ -Strahlung einen bedeutenden Anteil an der Gesamtintensität.

Die mittlere freie Weglänge X ist der reziproke Wert des linearen Absorptionskoeffizienten (siehe Gleichung (3)) und beträgt für Sand von der Dichte $\rho = 2 \text{ g/cm}^3$ bei γ -Quanten mit der Energie 1 MeV ungefähr 8 cm. Bei den Raumgewichtsbestimmungen von Lockerböden oder Gesteinen wird man, bedingt durch die Inhomogenitäten und zur Erreichung einer großen Meßgenauigkeit, stets größere Abstände als 8 cm wählen müssen.

Im folgenden sollen drei verschiedene Verfahren angegeben werden, mit denen die Gesamtintensität der γ -Strahlung abgeschätzt werden kann.

1.31 Berechnung der Gesamtintensität unter Berücksichtigung der einmal gestreuten γ -Quanten (PLESSET [41])

Die Intensität der Strahlung im Punkt E , der sich im Abstand d von der monoenergetischen Quelle Q befindet (Bild 8), soll berechnet werden (die Quelle Q befindet sich im homogenen Vollraum). Bezüglich der x -Achse sind die Verhältnisse symmetrisch. Von der Quelle sollen n_0 Photonen mit der Energie α_1

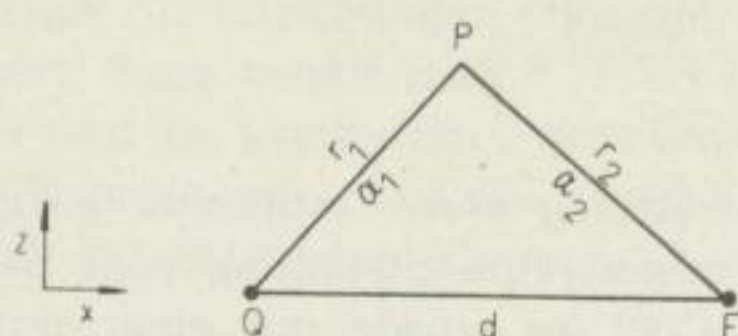


Bild 8

Die Übertragung der γ -Quanten von Q nach E durch Comptonstreuung
 α_1 — Energie der Photonen vor der Streuung
 α_2 — Energie der Photonen nach der Streuung im Volumenelement im Punkt P

(in m_0c^2 -Einheiten) pro Sekunde ausgestrahlt werden. Die Anzahl der Quanten pro cm^2 , die ohne Stoß den Punkt P erreichen, ist:

$$n^0 = \frac{n_0}{4\pi r_1^2} \cdot e^{-\mu(\alpha_1) r_1} \quad (28)$$

Die Energie im Punkt P ergibt sich durch Multiplikation mit α_1

$$E^0 = \alpha_1 n^0 \quad (29)$$

Die Wahrscheinlichkeit der Streuung im Volumenelement im Punkt P in den Raumwinkel $d\Omega$ nahe θ ist gleich

$$\bar{n} \left(\frac{d_e \sigma}{d\Omega} \right) \cdot dv_P \cdot d\Omega, \quad (30)$$

wobei \bar{n} die Zahl der Elektronen pro cm^3 , $dv_P = dqz dz dx$ das Volumenelement im Punkt P und $d\Omega = ds/r^2$ der Raumwinkel sind. Dabei ist ds das Flächenelement im Punkt E. Die Anzahl der γ -Quanten pro cm^2 , die durch einmalige Streuung von Q nach E gelangen, ist

$$n_1 = \frac{n_0 \cdot \bar{n}}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} dx \int_0^{+\infty} dz \frac{z \cdot \frac{d_e \sigma}{d\Omega}}{r_1^2 \cdot r_2^2} e^{-\mu(\alpha_1) \cdot r_1 - \mu(\alpha_2) \cdot r_2} \quad (31)$$

Die durch die einmal gestreuten Quanten hervorgerufene Intensität im Punkt E ist

$$I_1 = \frac{n_0 \cdot \bar{n}}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} dx \int_0^{+\infty} dz \frac{z \cdot \frac{d_e \sigma}{d\Omega} \cdot \alpha_2}{r_1^2 \cdot r_2^2} e^{-\mu(\alpha_1) r_1 - \mu(\alpha_2) r_2} \quad (32)$$

Es bedeuten:

- n_0 = die Anzahl der von der Quelle ausgestrahlten Photonen;
- α_1 = die Energie der von der Quelle ausgestrahlten Photonen;
- α_2 = die Energie der einmal gestreuten Photonen;
- \bar{n} = die Zahl der Elektronen pro cm^3 ;

r_1 = der von den Photonen im Absorber vor der Streuung zurückgelegte Weg;

r_2 = der von den Photonen im Absorber nach der Streuung zurückgelegte Weg;

$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ = der Wirkungsquerschnitt für die Anzahl der pro Elektron und Raumwinkeleinheit gestreuten Photonen;

$\mu(\alpha_1)$ = der lineare Absorptionskoeffizient für die ungestreuten Photonen;

$\mu(\alpha_2)$ = der lineare Absorptionskoeffizient für die einmal gestreuten Photonen.

Diese Integrale können nicht mehr als geschlossene Funktionen ausgedrückt werden, und außerdem werden die Lösungen nur angenähert für die Verhältnisse gelten, bei denen der Abstand zwischen Quelle und Empfänger größer ist als die mittlere freie Weglänge X .

1.32 Die Berechnung der Gesamtintensität mit Hilfe der Zuwachsfaktoren (PEEBLES [40])

Von PEEBLES [40] wurde gezeigt, daß die Anzahl der γ -Quanten pro Flächeneinheit und die durch sie übertragene Energie durch Multiplikation des Wertes für die ungestreute Strahlung mit einem halbempirischen Faktor (Zuwachsfaktor) berechnet werden kann.

Im Falle des monoenergetischen parallelen Strahlenbündels werden von die n_0 einfallenden Photonen die Schichtdicke d $n^{(0)}$ ohne Stoß durchdringen:

$$n^{(0)} = n_0 e^{-\mu_0 d} \quad (33)$$

und folglich

$$\frac{n^{(0)}}{n_0 e^{-\mu_0 d}} = 1. \quad (34)$$

Dabei bedeutet μ_0 den linearen Absorptionskoeffizienten. Die Energiedichte ergibt sich durch Multiplikation mit der Photonenenergie α_0 :

$$E^0 = \alpha_0 n^{(0)}. \quad (35)$$

Durch die gestreute γ -Strahlung wird aber die Teilchen- und Energiedichte vergrößert. Der wirkliche Wert n_i ist also größer als $n^{(0)}$, und folglich wird

$$\frac{n_i}{n_0 e^{-\mu_0 d}} = B(\alpha_0, d, \mu_0) > 1. \quad (36)$$

B ist der Zuwachsfaktor für die Teilchendichte. Der Zuwachsfaktor für die Energiedichte soll mit B^e bezeichnet werden. Die gesamte übertragene Energie ist also:

$$E(d) = B^e(\alpha_0, \mu(\alpha_0), d) \cdot E^{(0)}(d). \quad (37)$$

B und B^e sind in Abhängigkeit von der mittleren freien Weglänge auf Bild 9 dargestellt.

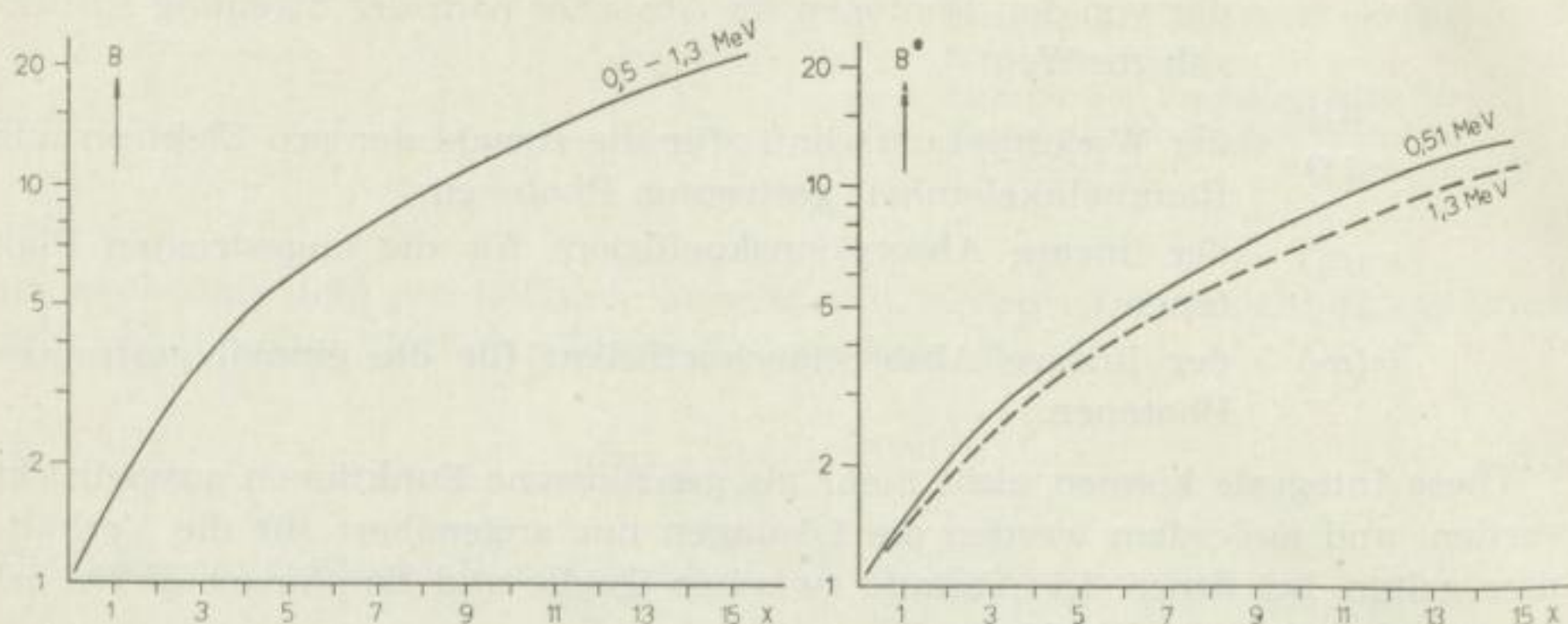


Bild 9. Zuwachsfaktoren für die Teilchendichte B und für die Energiedichte B^e . Die Photonen fallen senkrecht zu einer Eisenplatte ein. X ist die Plattendichte in mittleren freien Weglängen. Zahlenwerte aus PEEBLES [40]

Die von PEEBLES [40] angegebenen Zuwachsfaktoren (die Fehler betragen maximal 10 %) sind für den Fall berechnet, daß ein monoenergetisches Strahlenbündel senkrecht zu einer Platte von der Dicke d einfällt. Angenähert können diese Faktoren aber auch für eine punktförmige Quelle verwendet werden, denn bei einer Quantenenergie größer 0,5 MeV erfolgt die Streuung hauptsächlich nach vorn (s. Bild 6 und Abschnitt 1.5), und nur ein schmaler Ausschnitt des konvergenten Strahlenbündels wird die Energiedichte am Empfänger verursachen.

Bei den Elementen mit niedriger Ordnungszahl, bei denen der Absorptionskoeffizient hauptsächlich durch die Comptonstreuung bestimmt wird, verändert sich B ($\alpha_0, d, \mu(\alpha_0)$) von Element zu Element nur wenig. Zur Abschätzung der Gesamtintensität bei Quarzsand als Absorber können daher die Faktoren für Eisen verwendet werden. Die Zuwachsfaktoren für die Teilchendichte in Abhängigkeit von der Absorberdicke d bei $\rho = 2.0 \text{ g/cm}^3$ werden auf Bild 10 gezeigt.

Aus einer von JUREW und KODOTSCHIGOW [30] angegebenen mit nur wenig Meßpunkten belegten Kurve, die den Anteil der Streustrahlung gegenüber der ohne Absorber gemessenen Impulsrate angibt (Absorberdicke $\rho = 2,2 \text{ g/cm}^3$), wurde der Zuwachsfaktor für die Impulsrate B_N berechnet (Bild 11). Die Zuwachsfaktoren für die Teilchendichte B und die B_N -Werte zeigen die gleiche ansteigende Tendenz, obwohl sich die Absolutwerte um mehr als 100 % unterscheiden.

Die Berechnung der Zuwachsfaktoren erfolgt durch sukzessive Bestimmung der Wahrscheinlichkeit, daß ein Photon ein-, zwei-, dreimal usw. gestreut wird. Ist $N_0 = e^{-\mu_0 d}$ die Wahrscheinlichkeit, daß ein Photon in der Platte von der Stärke d nicht gestreut wird, dann erhält man die Wahrscheinlichkeit N_1 , daß

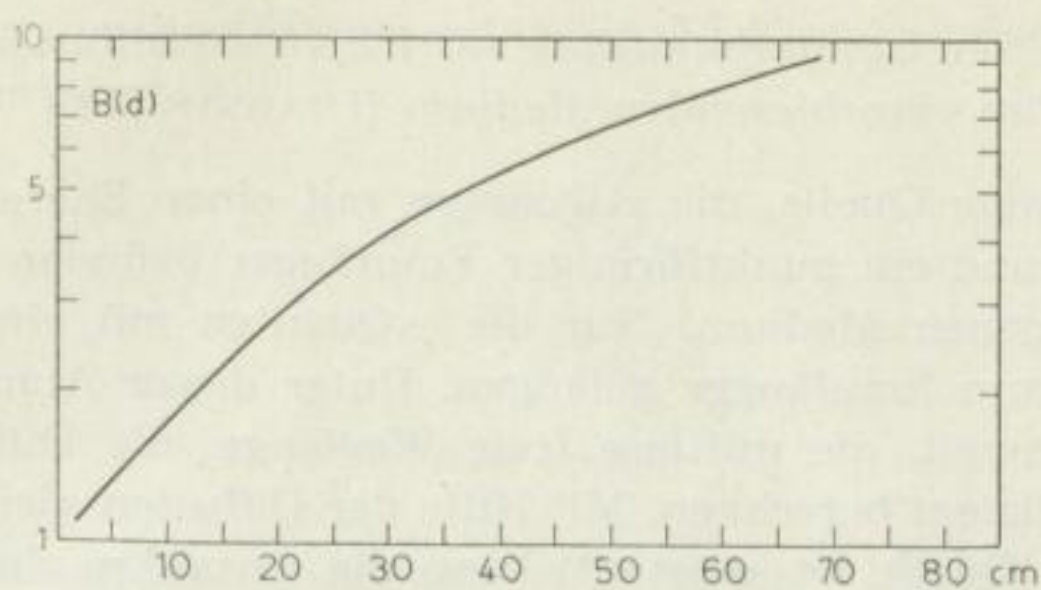


Bild 10. Die Zuwachsfaktoren für die Teilchendichte in Abhängigkeit von d bei $\rho = 2 \text{ g/cm}^3$. Zahlenwerte aus PEEBLES [40]

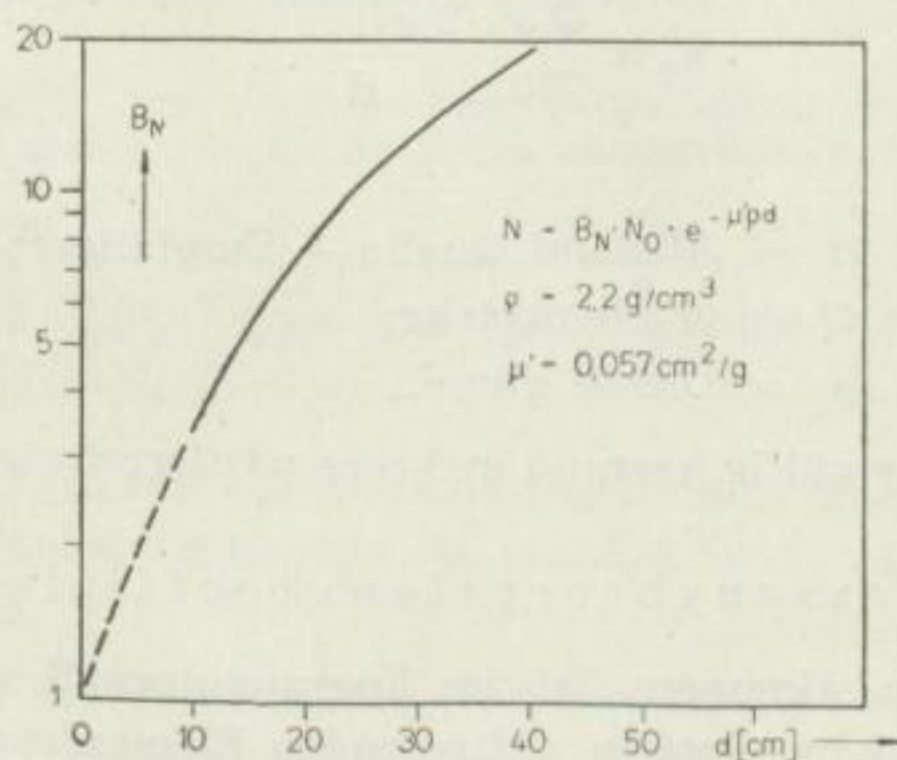


Bild 11. Die Zuwachsfaktoren für die Impulsrate für eine spezielle Meßanordnung in Abhängigkeit von d bei $\rho = 2,2 \text{ g/cm}^3$. Zahlenwerte aus [30]

es eine Streuung erleidet aus:

$$dN_1 = e^{-\mu_0 s} \cdot \mu_0 ds \cdot \frac{d\sigma}{\mu_0} \cdot N_0. \quad (38)$$

Dabei bedeuten:

$\mu_0 ds$ = Elektronendichte;

ν = Klein-Nishina-Wirkungsquerschnitt;

$d\sigma$ = die Wahrscheinlichkeit, daß das Photon im Abstand s auf dem Weg ds gestreut wird.

Aus N_1 kann dann N_2 berechnet werden usw., und durch Summation ergibt sich der Zuwachsfaktor:

$$B = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{N_k}{e^{-\mu_0 d}} \quad (38a)$$

1.33 Berechnung der Gesamtintensität mit Hilfe der Diffusionsgleichung im absorbierenden Medium (DJADKIN [12])

Eine punktförmige Quelle, die γ -Quanten mit einer Energie von ungefähr 1 MeV aussendet, und ein punktförmiger Empfänger befinden sich im Abstand d in einem homogenen Medium. Nur die γ -Quanten mit einer Energie über 0,1 MeV können zum Empfänger gelangen. Unter dieser Annahme lassen sich die mittlere Lebenszeit, die mittlere freie Weglänge, die Diffusionslänge und der Diffusionskoeffizient berechnen. Mit Hilfe der Diffusionsgleichung für stationäre Verhältnisse (Quelle ist konstant) kann die Anzahl n_0 der pro Zeiteinheit in die Volumeneinheit eintretenden γ -Quanten mit einer Energie über 0,1 MeV bestimmt werden. n_0 ist proportional der Intensität, und als Lösung der Diffusionsgleichung ergibt sich

$$n_0 = \frac{Q \varrho^2}{750} \cdot \frac{2 e^{-\varrho d/14}}{d} \quad (39)$$

Dabei bedeuten:

- d = Abstand Quelle – Empfänger;
- Q = Quellenstärke;
- ϱ = Dichte g/cm^3 .

Die Formel (39) ist nur gültig, wenn d mehrere mittlere freie Weglängen beträgt.

1.4 Der Massenabsorptionskoeffizient μ'

Aus Bild 2 war zu erkennen, daß im Energieintervall von 0,3 bis 1,6 MeV für die im Boden und im Gestein auftretenden Elemente der lineare Absorptionskoeffizient μ gleich dem Compton-Streukoeffizient σ gesetzt werden kann:

$$\mu \approx \sigma \quad (40)$$

σ ist der Elektronenkonzentration in der Volumeneinheit des Absorbers proportional:

$$\mu \approx \sigma = {}_e\sigma \cdot \varrho \cdot L \frac{Z}{A} \quad (41)$$

Dabei bedeuten:

- L = Loschmidtsche Zahl;
- Z = Ordnungszahl;
- A = Atomgewicht;
- ϱ = Dichte;
- $L \cdot \frac{\varrho}{A}$ = Anzahl der Atome in der Volumeneinheit;
- $Z \cdot L \cdot \frac{\varrho}{A}$ = Anzahl der Elektronen in der Volumeneinheit;
- ${}_e\sigma$ = Absorptionskoeffizient pro Elektron.

Da der Absorptionskoeffizient σ für ein Elektron nur sehr wenig von der Art des Atoms abhängt, gilt

$$\mu \approx \sigma \sim \rho \frac{Z}{A} \quad (42)$$

und folglich ist

$$\frac{\mu}{\rho} = \mu' = \text{const} \cdot \frac{Z}{A} \quad (43)$$

μ' wird als Massenabsorptionskoeffizient bezeichnet. Da Z/A für die Elemente von Helium bis zum Kupfer angenähert konstant ist, ist der Massenabsorptionskoeffizient nur sehr wenig von der chemischen Zusammensetzung des Bodens abhängig. In der folgenden Tabelle ist das Verhältnis Z/A für verschiedene Stoffe, die im Boden auftreten können, angeführt.

Tabelle 2. Das Verhältnis der Ordnungszahl zum Atomgewicht für die im Boden auftretenden Stoffe

Element	C	O	Si	Cl	Ca	Fe	SiO ₂	H ₂ O
$\frac{Z}{A}$	0,50	0,50	0,50	0,48	0,50	0,46	0,50	0,55

Das Verhältnis Z/A für die Verbindungen SiO₂ und H₂O entspricht $\sum Z_i$ geteilt durch das Molekulargewicht M ($\rho L \sum Z_i / M =$ Anzahl der Elektronen pro Volumeneinheit).

Auf Bild 10 sind die Massenabsorptionskoeffizienten für Kohlenstoff, Sauerstoff, Silizium, Quarz (SiO₂) und Wasser in Abhängigkeit von der Energie der γ -Quanten aufgetragen. Die Zahlenwerte wurden aus den theoretisch berechneten Tabellen von DAVISSON und EVANS [11] abgeleitet.

Die Massenabsorptionskoeffizienten für Wasser und Quarz wurden nach folgender Formel bestimmt:

$$\mu' = L \frac{\sum Z_i}{M} e^{\mu} \quad (44)$$

Die Kurve auf Bild 12 beweist sehr deutlich, daß sich die Massenabsorptionskoeffizienten μ' für die verschiedenen im Boden auftretenden Stoffe nicht merklich voneinander unterscheiden. Nur für Wasser ist μ' um ungefähr 10 % größer.

Ein direkter experimenteller Beweis für die Unabhängigkeit des Massenabsorptionskoeffizienten von der chemischen Zusammensetzung und dem Feuchtigkeitsgehalt des Bodens wurde von JUREW und KODOTSCHIGOW [30] erbracht.

Sie arbeiteten mit einem 8 mc starken Präparat von Co⁶⁰. Durch einen Bleizylinder wurde ein dünnes, angenähert paralleles Strahlenbündel erzeugt. Die sekundäre Streustrahlung wurde durch eine mit einem Schlitz versehene Blei-

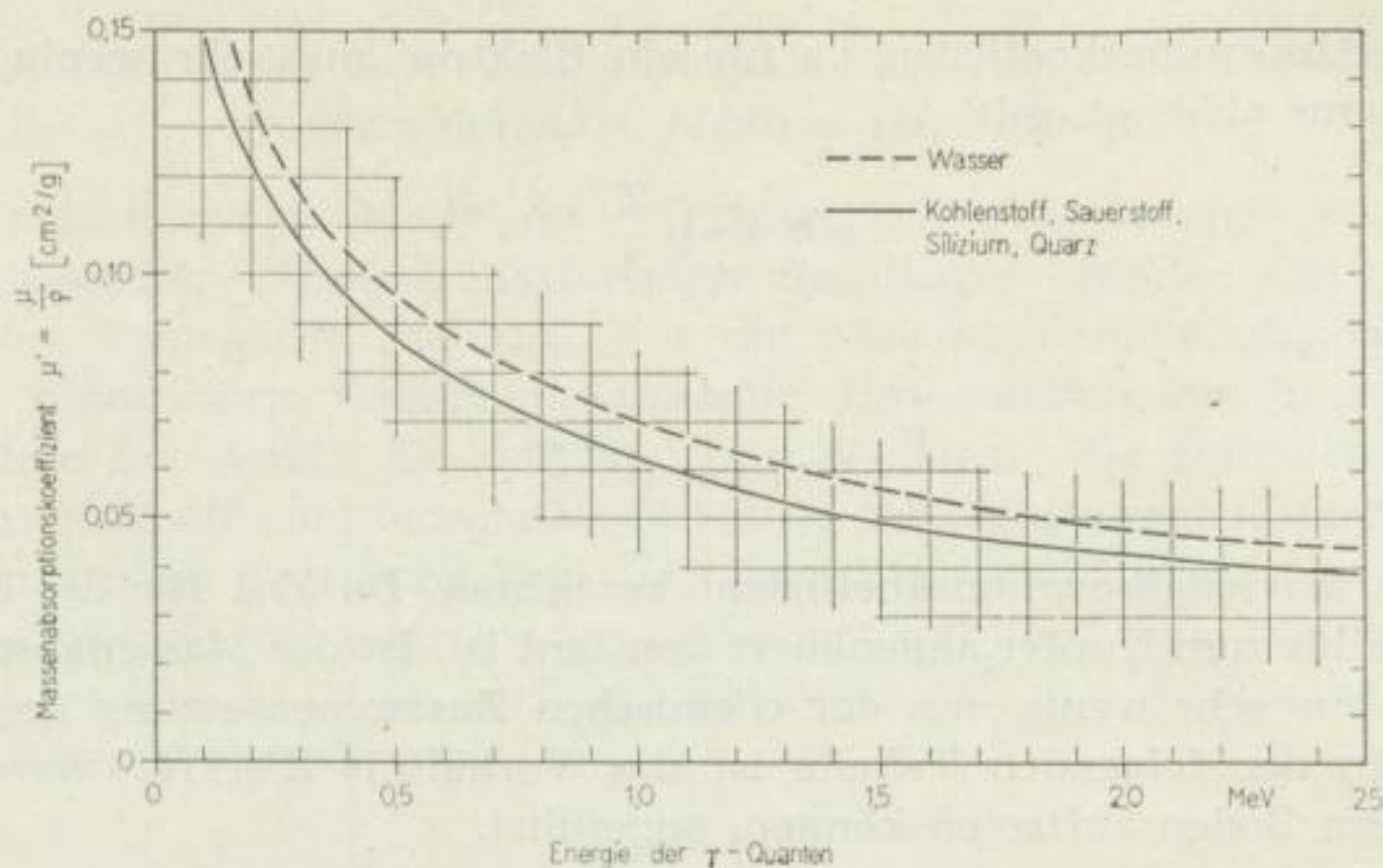


Bild 12. Massenabsorptionskoeffizient μ' in Abhängigkeit von der Energie der γ -Quanten

umhüllung der Zählrohre und durch die Koinzidenzschtaltung der zwei übereinanderliegenden Zählrohre weitgehend ausgeschaltet. Der Abstand zwischen Zählrohren und Strahlenquelle wurde konstant gehalten. Die Zählrate N ist logarithmisch über der Flächendichte (g/cm^2) aufgetragen (Bild 13).

Aus der Neigung der Geraden, die für alle fünf Absorber gleich ist, ergibt sich der Massenabsorptionskoeffizient:

$$\mu' = - \frac{\Delta \log N}{\Delta R} \frac{1}{\log e}, \quad (45)$$

wobei $R = d \cdot \rho$, d die Absorberdicke und N die Zählrate ist.

Von JUREW und KODOTSCHIGOW [30] wurde für den Boden bei der γ -Strahlung des Co^{60} ein Massenabsorptionskoeffizient $\mu' = 0,051 \text{ cm}^2/\text{g}$ gefunden, der unabhängig von der chemischen Zusammensetzung des Bodens ist. Besonders deutlich ist das zu erkennen, wenn $\log N/N_0$ über R aufgetragen wird (Bild 14).

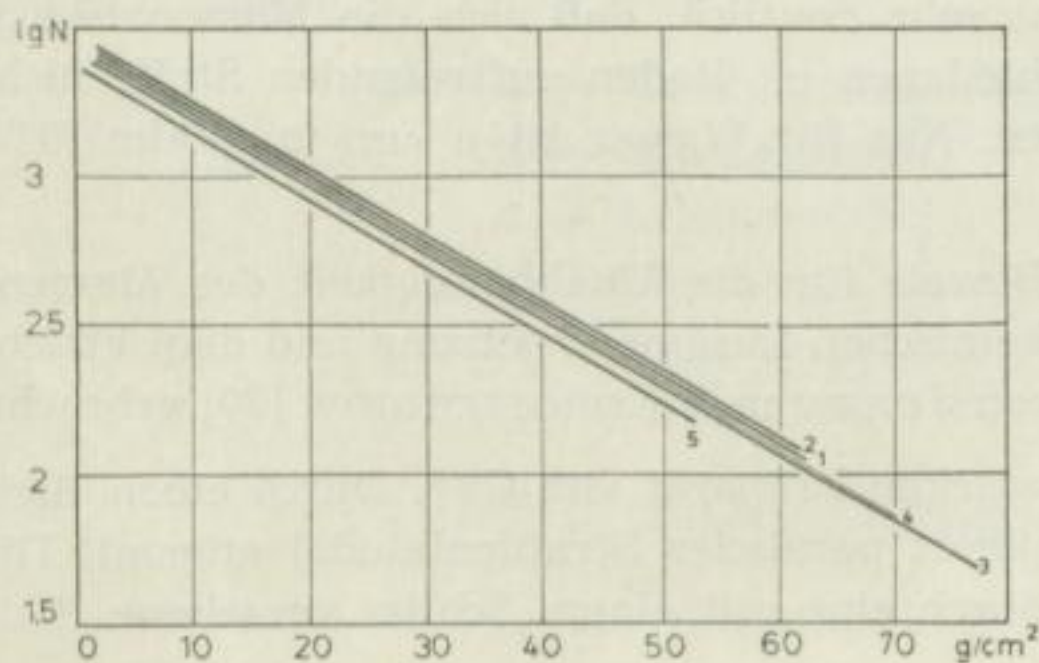


Bild 13
Die Absorption der γ -Strahlung des Co^{60} in Sandböden und Wasser, umgezeichnet nach [30]

- 1 — trockener, feinkörniger Sand
- 2 — trockener, mittelkörniger Sand
- 3 — wassergesättigter, feinkörniger Sand
- 4 — wassergesättigter, mittelkörniger Sand
- 5 — Wasser
- N — Impulsrate

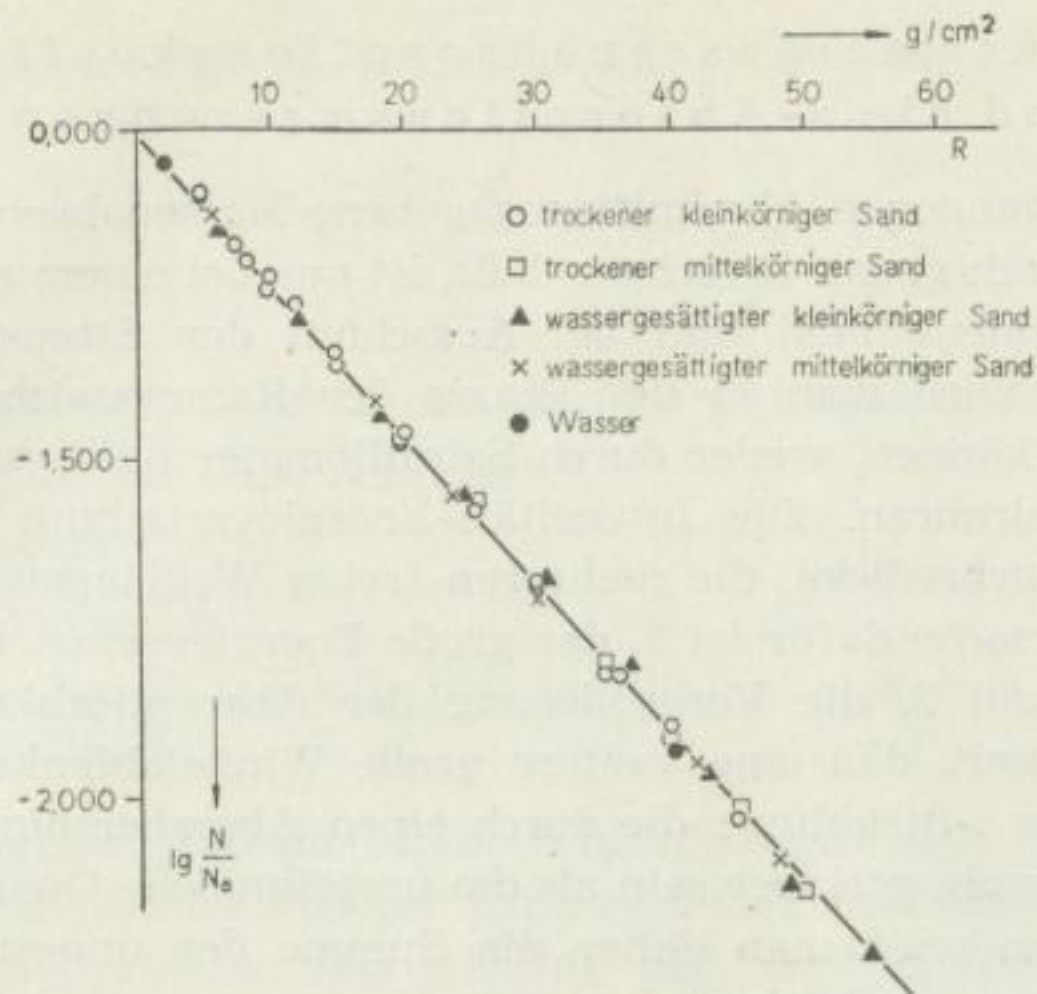


Bild 14. Die Abhängigkeit $\log \frac{N}{N_0} = f(R)$,
umgezeichnet nach [30]

Der Unterschied des sich aus den Absorptionskurven auf Bild 13 ergebenden Absorptionskoeffizienten und des theoretisch berechneten Wertes $\mu'(Th) = 0,057 \text{ cm}^2/\text{g}$ (Bild 12) wird dadurch bedingt sein, daß bei der Meßanordnung von JUREW die sekundäre γ -Strahlung nicht ganz ausgeschlossen werden konnte.

Infolge der Unabhängigkeit des Massenabsorptionskoeffizienten von der chemischen Zusammensetzung des Absorbers bestehen für die Raumgewichtsbestimmungen des Bodens durch das Absorptionsverfahren also sehr günstige Voraussetzungen, die aber andererseits das Verfahren begrenzen. Es wird nach dem oben Gesagten nicht möglich sein, durch Absorptionsmessungen der γ -Strahlung zwischen Wasser und Trockensubstanz zu unterscheiden. Die zu diesem Zweck von LORENZ [37] durchgeführten Versuche führten zu dem gleichen Ergebnis.

Es soll noch einmal darauf hingewiesen werden, daß die in Bild 12 angegebenen Massenabsorptionskoeffizienten nur gültig sind, wenn mit einem dünnen parallelen Strahlenbündel gearbeitet wird und der Empfänger gegen die diffuse sekundäre Streustrahlung abgeschirmt ist. Auch die nicht zu erfassende vagabundierende Strahlung muß ausgeschlossen werden. Die erforderlichen Versuchsbedingungen zur einwandfreien Messung der Absorptionskoeffizienten wurden von KOHLRAUSCH [31] für die älteren Meßmethoden ausführlich beschrieben. Heute wird häufig eine Koinzidenzschaltung angewandt, um nur die Strahlung aus einer bestimmten Richtung zu empfangen.

in Bild 12

1.5 Der wirksame Massenabsorptionskoeffizient und die γ -Absorptionsmessungen

Der im vorangegangenen Abschnitt angegebene Massenabsorptionskoeffizient μ' , der sich theoretisch genau berechnen läßt, ist nur bei einem parallelen monochromatischen Strahlenbündel und bei Ausschluß der Streustrahlung gültig. Diese Verhältnisse wird man in der Praxis der Raumgewichtsbestimmungen wohl nie erreichen können, weder durch Szintillometer noch durch Koinzidenzschaltung von Zählrohren. Die Intensitäts-Energieverteilung am Empfänger wird bei einer Absorberdicke, die mehreren freien Weglängen entspricht, sehr schmal sein. Die Ursache dafür ist 1. der große Energieverlust bei einer großen Winkelablenkung und 2. die Vergrößerung der Absorptionskoeffizienten und der Wahrscheinlichkeit, daß eine weitere große Winkelablenkung erfolgt. Die mittlere Energie der γ -Strahlung, die durch einen Absorber hindurchgedrungen ist, wird also nur wenig geringer sein als die ursprüngliche Quantenenergie [41]. Bei allen Messungen wird man daher die Summe der ungestreuten und der gestreuten γ -Strahlung registrieren.

Die experimentellen Messungen [13] [27] [30] [55] haben nun gezeigt, daß der Einfluß der Streustrahlung durch eine Veränderung des Massenabsorptionskoeffizienten ausgedrückt werden kann und die experimentelle Abnahme der Strahlungsintensität mit Vergrößerung des Raumgewichtes oder der Absorberdicke bei einem homogenen Absorber weitgehend erfüllt ist. Die Meßanordnungen, bei denen die ungestreute und ein Teil der gestreuten γ -Strahlung registriert wird, sind also den Verfahren, die nur die ungestreute Direktstrahlung registrieren, gleichwertig. Für die praktischen Messungen ist das infolge der Arbeitserleichterung von sehr großem Vorteil.

Die für eine bestimmte Meßanordnung charakteristische Absorptionskurve kann nur durch Versuche bestimmt werden, denn bedingt durch die unterschiedliche spektrale Empfindlichkeit und Größe der Empfänger und durch die verschiedene Stellung zwischen Präparat und Empfänger wird sich der wirksame Massenabsorptionskoeffizient stets etwas verändern.

Wird bei den Absorptionsmessungen der Abstand konstant gehalten (s. Bild 15), dann gilt die Gleichung (46), und die Dichte läßt sich aus der experimentell

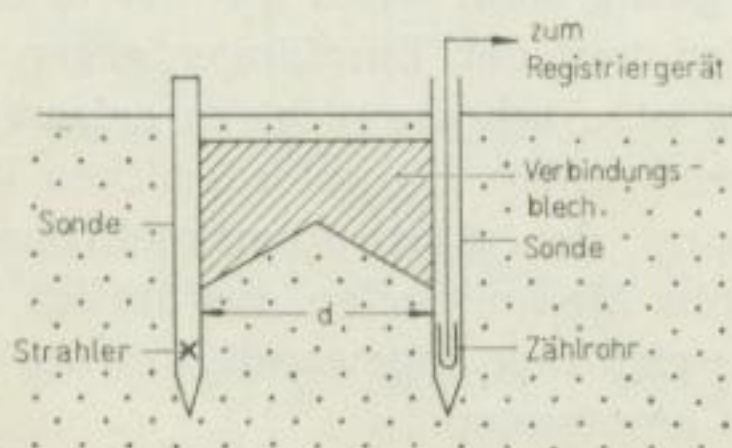


Bild 15. Meßanordnung zur Raumgewichtsbestimmung

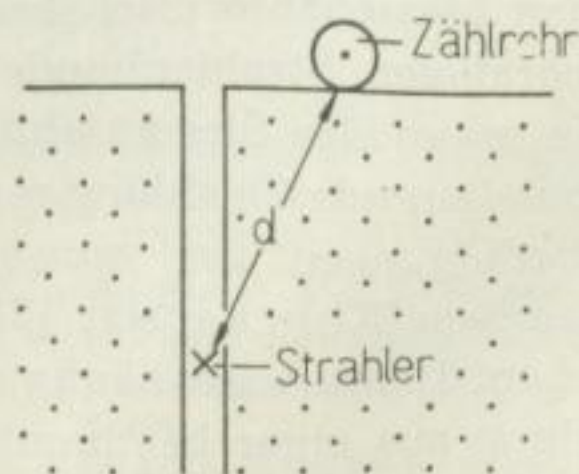


Bild 16. Meßanordnung zur Raumgewichtsbestimmung

aufgestellten Eichkurve (N als Funktion von ϱ) ablesen.

$$N = N_0 e^{-\mu' \cdot \varrho \cdot d}, \quad \varrho = -\frac{1}{\mu' d} \ln \frac{N}{N_0}. \quad (46)$$

Dabei bedeutet:

- N = Impulsrate (Anzahl der Impulse pro Zeiteinheit) mit Absorber;
- N_0 = Impulsrate ohne Absorber;
- d = Absorberdicke;
- ϱ = Raumgewicht;
- μ' = der für die spezielle Meßanordnung wirksame Massenabsorptionskoeffizient.

Bei Veränderung der Absorberdicke (Bild 16) ergibt sich für jede Dichte eine Absorptionskurve, und da sich der exponentiellen Intensitätsabnahme eine mit dem Abstand quadratische Verringerung der Strahlungsintensität überlagert, muß $d^2 N/N_0$ über dem Abstand d aufgetragen werden, um eine exponentielle Absorptionskurve zu erhalten. Es gilt dann folgendes Absorptionsgesetz:

$$N = \frac{N_0}{d^2} e^{-\mu' \cdot \varrho \cdot d}, \quad \varrho = -\frac{d^2}{\mu' d} \cdot \ln \frac{N}{N_0} \quad (47)$$

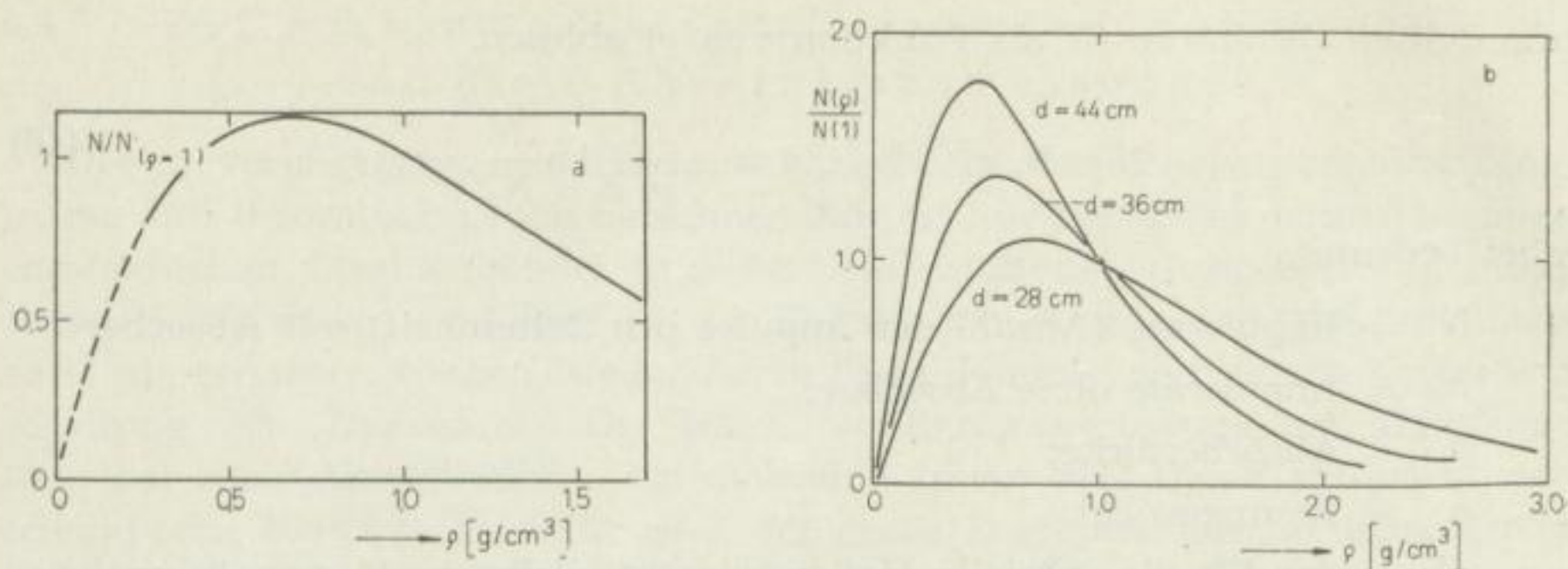
(Erläuterung s. Gleichung (46)).

1.6 Die Intensität der gestreuten γ -Strahlung in Abhängigkeit von der Dichte (Theorie der γ - γ -Messungen)

Durch einen Bleiklotz zwischen γ -Präparat und Empfänger kann die Direktstrahlung fast vollständig ausgeschaltet werden, und die Energiedichte am Empfänger wird dann nur durch die γ -Streustrahlung hervorgerufen. Dieses Verfahren gibt die Möglichkeit, das Gestein oder den Boden von der Gesteinsoberfläche aus zu untersuchen. Da die Wahrscheinlichkeit der Comptonstreuung der Elektronendichte und damit nach Abschnitt 1.4 dem Raumgewicht proportional ist, zum anderen die Absorption der gestreuten γ -Strahlung durch den Ausdruck $e^{-\varrho \cdot e^{\sigma} \cdot r}$ bestimmt wird, gilt für den Strom der gestreuten Photonen

$$n \sim \varrho \cdot e^{-\varrho \cdot e^{\sigma} \cdot r}. \quad (48)$$

r ist der Weg, den die Photonen im Gestein zurücklegen und e^{σ} der Comptonstreuungskoeffizient für ein Elektron. Von WENDT [57] wurde für eine Sonde von 12 mm Durchmesser experimentell gezeigt, daß die Zunahme des Photonenstromes n , bedingt durch ϱ bei Vergrößerung der Dichte von 0...0,7 g/cm³, die Abnahme des zweiten Gliedes überwiegt. Bei einer weiteren Dichtezunahme nimmt dann das zweite Glied schneller ab, als das erste wächst, und der Photonenstrom wird geringer. Die Eichkurve von WENDT [57] für kleine Dichten wird auf Bild 17a angeführt.

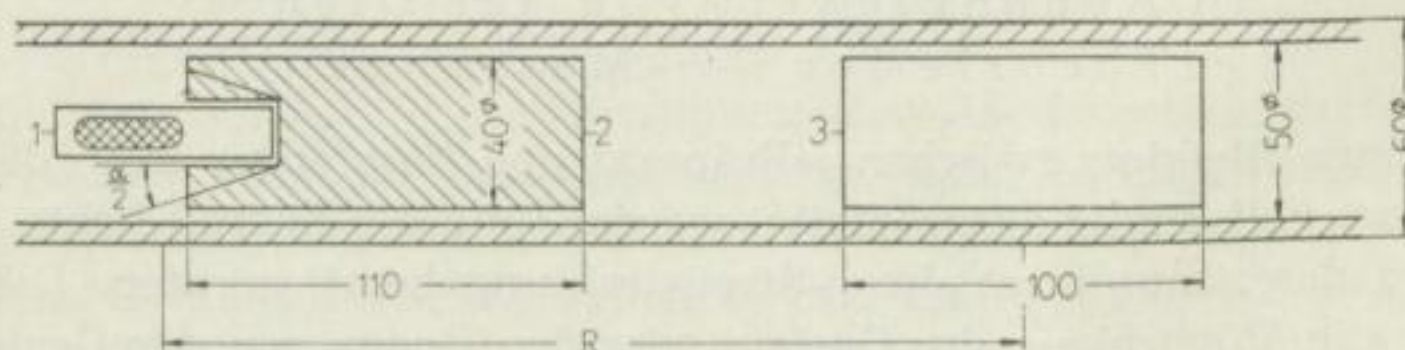
Bild 17. Eichkurven einer γ - γ -Sonde von 12 mm Durchmesser

a experimentelle Eichkurve.
 $N/N(\rho = 1)$ ist die auf Wasser
normierte Impulsrate, aus [57]

b theoretische Eichkurvenschaar.
 d ist der Abstand zwischen Präparat
(Co^{60}) und Zählrohrmitte (Zählrohrlänge
12 cm), aus [59]

1.61 Die Berechnung der Intensität der Streustrahlung unter Berücksichtigung des einfach gestreuten Strahlungsanteiles

Bereits im Abschnitt 1.3 wurde gezeigt, daß die Berechnung der Gesamtintensität große mathematische Schwierigkeiten bereitet und die Integrale (31) und (32), die nur die einfach gestreute γ -Strahlung berücksichtigen, nur numerisch gelöst werden können. Von OTSCHKUR [39] wurde nach diesem Verfahren die einmal gestreute γ -Strahlung für die in Bild 18 angegebene Bohrlochmeß-

Bild 18. Bohrlochmeßsonde für γ - γ -Messungen, umgezeichnet nach [39]

- 1 — Hülse mit radioaktivem Isotop
- 2 — Bleiabschirmung
- 3 — Empfänger (Zählrohr)
- R — Abstand zwischen Präparat und Zählrohrmitte

sonde in Abhängigkeit von der Dichte berechnet, und aus Bild 19 ist zu erkennen, daß zwischen Dichte und Photonstrom kein linearer Zusammenhang besteht. Bei weicherer γ -Strahlung erfolgt eine stärkere Abnahme des Photonstromes mit der Dichte, und der Öffnungswinkel α der kegelförmigen Vertiefung für die Quelle in dem Bleizylinder scheint einen großen Einfluß auf die Absorptionskurve zu haben.

Von OTSCHKUR [39] wurde auch eine Abschätzung des Anteils der einmal gestreuten γ -Quanten an der gesamten Streustrahlung für die auf Bild 18 angegebene Bohrlochsonde durchgeführt (Tabelle 3).

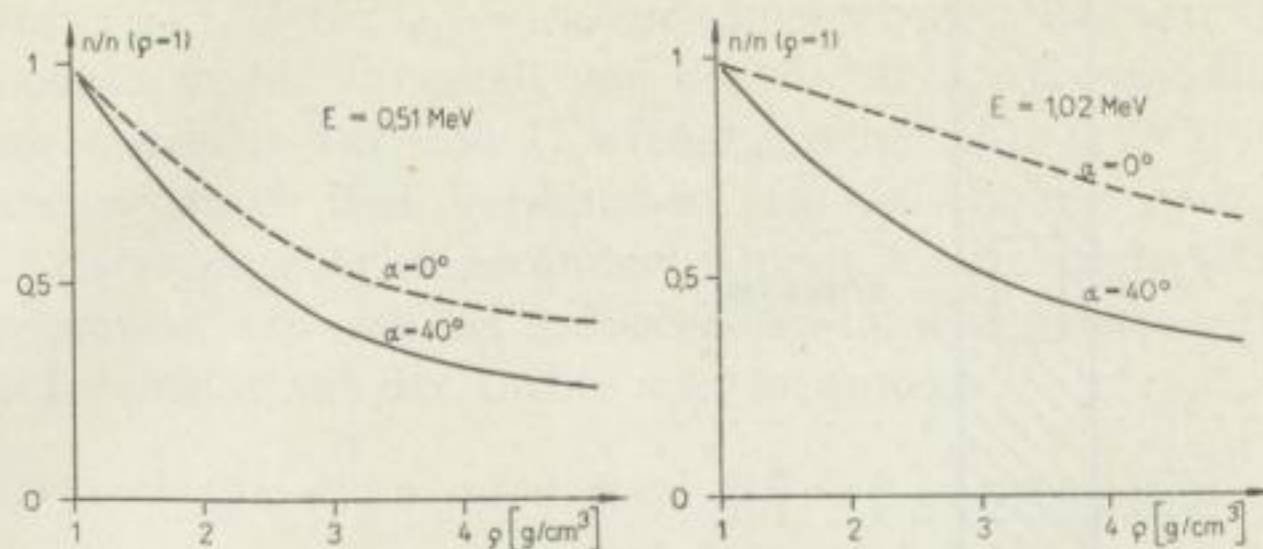


Bild 19. Die Abhängigkeit der einmal gestreuten Photonen n/n ($\rho = 1$) von der Dichte. Die Werte wurden aus den graphischen Darstellungen von OTSCHKUR [39] entnommen

Tabelle 3. Der Anteil der einmal gestreuten γ -Quanten an der gesamten Streustrahlung (aus [39]).

Dichte g/cm^3	n_2/n_1	n_3/n_1	I_2/I_1	I_3/I_1
1,7	0,316	0,116	0,254	0,067
2,7	0,350	0,143	0,276	0,085
4,7	0,383	0,157	0,297	0,091

$n_1, n_2, n_3, I_1, I_2, I_3$ sind die Anzahl und die Intensität der γ -Quanten pro cm^2 , die durch ein-, zwei- und dreimalige Streuung zum Empfänger gelangen.

Die Abschätzung wurde für eine γ -Strahlung von 1 MeV durchgeführt, und sie zeigt, daß sich die Zahl der gestreuten Photonen zu 50 % aus den einmal gestreuten Photonen zusammensetzt und daß sich dieses Verhältnis mit der Dichte nur wenig ändert. Durch die numerische Lösung der Integrale (31) und (32) ist also trotzdem eine angenäherte Berechnung der gestreuten γ -Strahlung möglich.

Ausführliche Berechnungen der γ -Streustrahlung unter Berücksichtigung der einmal gestreuten γ -Quanten wurden in letzter Zeit auch von HOMILIUS und LORCH [59] [60] durchgeführt. Für die γ - γ -Sonde von WENDT [57] mit einem Durchmesser der Bleiabschirmung von 12 mm erhielten sie die in Bild 17b gezeigte theoretische Eichkurvenschar.

1.62 Die Berechnung der Intensität der γ -Streustrahlung mit Hilfe der Diffusionstheorie von DJADKIN [12]

Bereits im Abschnitt 1.33 wurde darauf hingewiesen, daß es mit Hilfe der Diffusionsgleichung im absorbierenden Medium möglich ist, die γ -Streustrahlung mit zu erfassen. Von DJADKIN [12] wurde diese Methode auch angewandt, um für die in Bild 20 angegebenen Verhältnisse in einer Bohrung die Abhängigkeit der Intensität der γ -Strahlung von der Dichte zu berechnen.

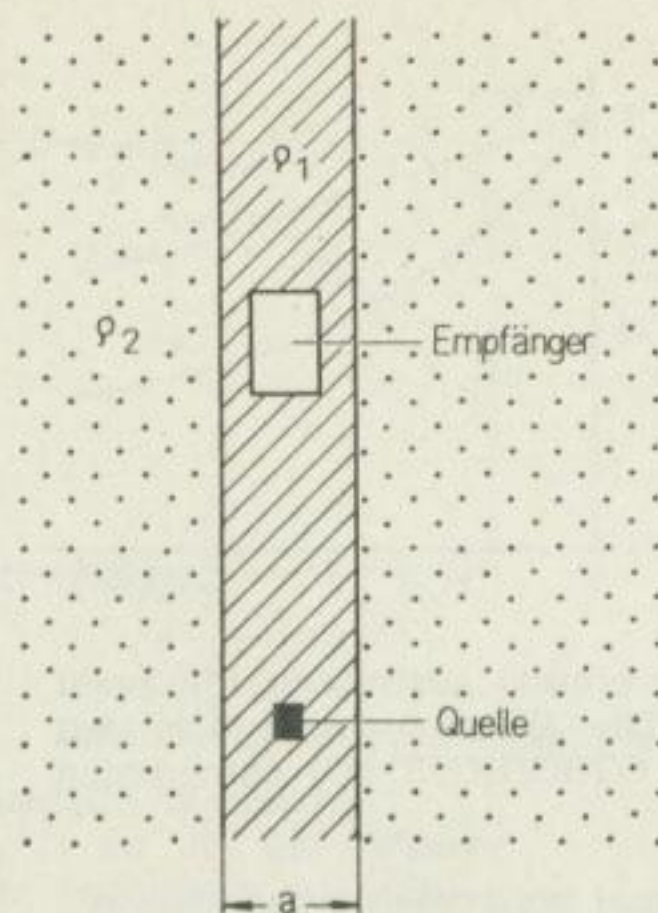


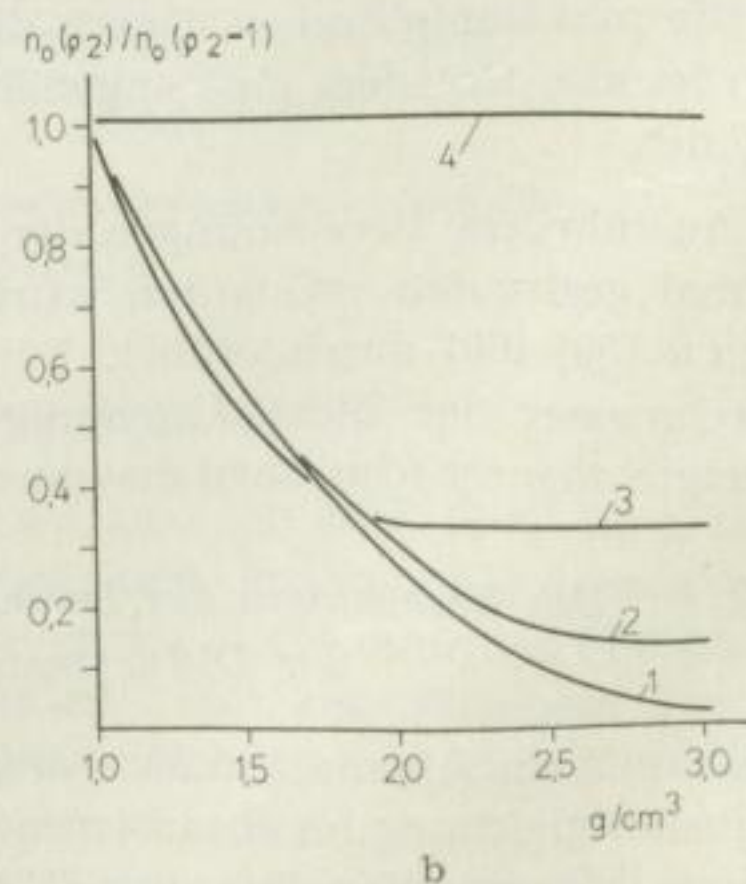
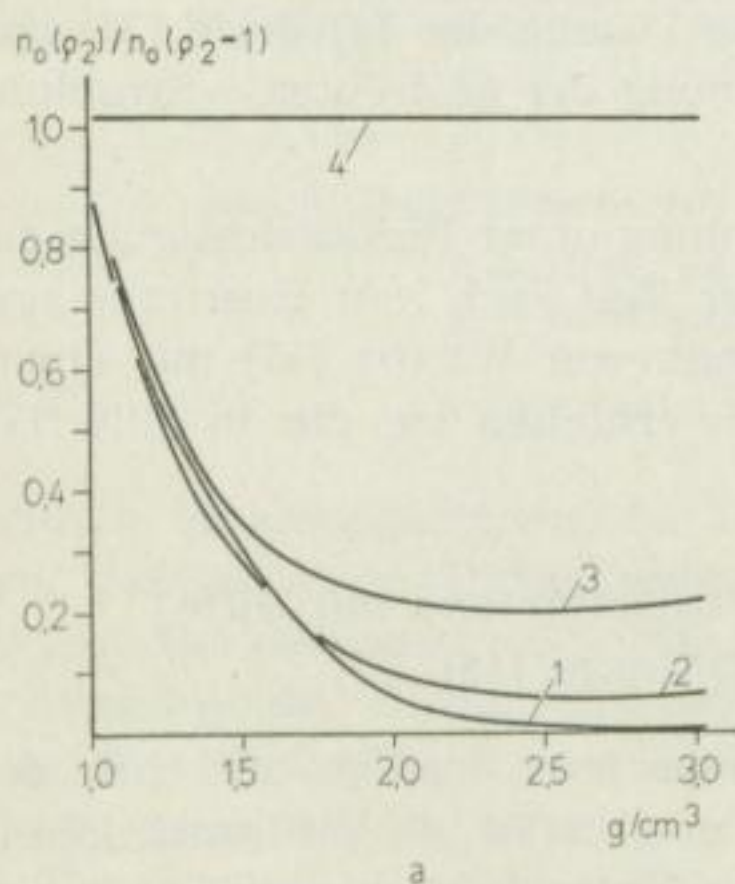
Bild 20
 γ - γ -Messungen in einer Bohrung
 a — Bohrlochdurchmesser
 ρ_1 — Dichte der Spülung
 ρ_2 — Dichte des Gesteins

Er leitete unter der Annahme, daß nur die γ -Strahlung mit einer Energie über 0,1 MeV vom Empfänger registriert wird, folgende Formel für die Strahlungsintensität am Empfänger ab:

$$n_0 = B \cdot \pi \left[\frac{e^{-z/L_1}}{z} + \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} f_1(\alpha) \cos \alpha z d\alpha \right]. \quad (49)$$

Dabei ist:

- B = eine Funktion der Quellenstärke Q , der Diffusionslänge L und der Besselschen Funktionen nullter und erster Ordnung;
- $f_1(\alpha)$ = eine Funktion von ρ_1 , ρ_2 des Bohrlochdurchmessers a und der Besselschen Funktionen nullter und erster Ordnung;
- z = der Abstand zwischen Präparat und Empfänger.



Bilder 21a und 21b. Die Abhängigkeit der relativen Intensität von der Dichte für $z = 60$ (a) und $z = 40$ (b) bei $\rho_1 = 1 \text{ g/cm}^3$. a ist der Bohrlochdurchmesser (1—4: $a = 0; 7; 14 \text{ cm}$ und $a = \infty$), z der Abstand zwischen Präparat und Empfänger, aus [12]

Die von DJADKIN [12] für $\rho_1 = 1 \text{ g/cm}^3$ angegebenen Kurven der relativen Strahlungsintensität in Abhängigkeit von der Dichte ρ_2 für verschiedene Bohrl Lochdurchmesser a werden auf Bild 21 wiedergegeben. Für $\rho_1 \gg 1$, Abschirmung der Direktstrahlung durch Blei, verschieben sich die Kurven nach rechts, bleiben in ihrem Charakter aber unverändert. Durch Vergleich der Kurven a und b kann man erkennen, daß sich bei größeren Abständen zwischen Präparat und Empfänger die Intensität mit der Dichte stärker ändert.

1.7 Die γ -Quelle und der Strahlenschutz

1.71 Die γ -Strahler

Die für die Raumgewichtsbestimmungen von Böden wohl geeignetsten und bisher fast ausschließlich verwendeten γ -Strahler sind Co^{60} und Cs^{137} (s. Tabelle 4). Beide radioaktiven Isotope haben die erforderliche große Halbwertszeit, und ihre Energie liegt in dem gewünschten Intervall. Natürlich könnte auch Radium im Gleichgewicht mit seinen Zerfallsprodukten als γ -Strahler verwendet werden (die γ -Strahlung ist weitgehend inhomogen, obere Grenze ungefähr 2,4 MeV). Radium ist jedoch so teuer, daß es als Strahlenquelle ausscheidet.

Tabelle 4. Die charakteristischen Werte für Co^{60} und Cs^{137}

Radioaktives Isotop	Halbwertszeit	γ -Strahlung disk. Energie MeV
Co^{60}	5,2 a	1,1715 1,3316
Cs^{137} (Ba^{137})	33 a	0,66

Für die γ -Absorptionsmessungen ist Cs^{137} geeigneter als Co^{60} , da der Massenabsorptionskoeffizient (s. Bild 12) für die γ -Strahlung von Cs^{137} größer ist als für die γ -Strahlung von Co^{60} und sich mit größeren Absorptionskoeffizienten die Genauigkeit der Flächengewichtsbestimmung R erhöht ($R = \rho \cdot d [\text{g/cm}^2]$). Bei einem Impulsratenfehler von 1 % (dazu ist die Registrierung von 10 000 Impulsen notwendig) ergibt sich der in Bild 22 angegebene Fehler des Flächengewichtes. Zur Berechnung wurden die theoretischen μ' -Werte verwendet [11].

Bei den γ -Streumessungen kann jetzt noch nicht entschieden werden, ob Co^{60} oder Cs^{137} geeigneter ist, denn durch Verwendung von Cs^{137} anstelle von Co^{60} wird zwar die Empfindlichkeit erhöht (s. Bild 19), gleichzeitig aber auch die Eindringtiefe verringert.

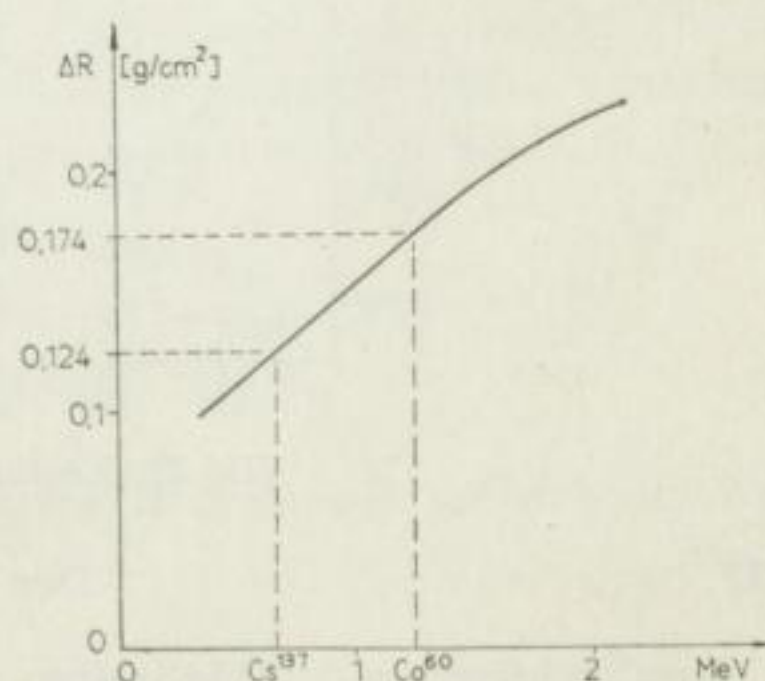


Bild 22. Der Fehler des Flächengewichtes R in Abhängigkeit von der Energie der γ -Quanten.
 $100 \cdot \Delta N/N = \pm 1\%$

Infolge des Zerfalls der Präparate muß in gewissen Zeitabständen, z. B., wenn sich die absolute Aktivität des Präparates um 0,5 % verringert hat, eine Korrektur an den Eichkurven angebracht werden. Der radioaktive Zerfall erfolgt dabei nach dem Exponentialgesetz

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\lambda t} \quad (50)$$

Dabei bedeutet:

- I_0 = Aktivität des Präparates zur Zeit $t = 0$;
- I = Aktivität des Präparates zur Zeit t ;
- λ = Zerfallskonstante.

Die bereits angeführte Halbwertszeit T steht mit λ in folgender Beziehung:

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad (51)$$

Die Zerfallskurven für Co^{60} und Cs^{137} werden auf Bild 23 gezeigt. Soll die Impulsrate mit einer Genauigkeit von 1 % gemessen werden, dann wird es erforderlich sein, bei Verwendung von Co^{60} alle 14 Tage und bei Verwendung von Cs^{137} alle 60 Tage eine Korrektur an den Meßwerten anzubringen, um eine aufgestellte Eichkurve weiterhin verwenden zu können.

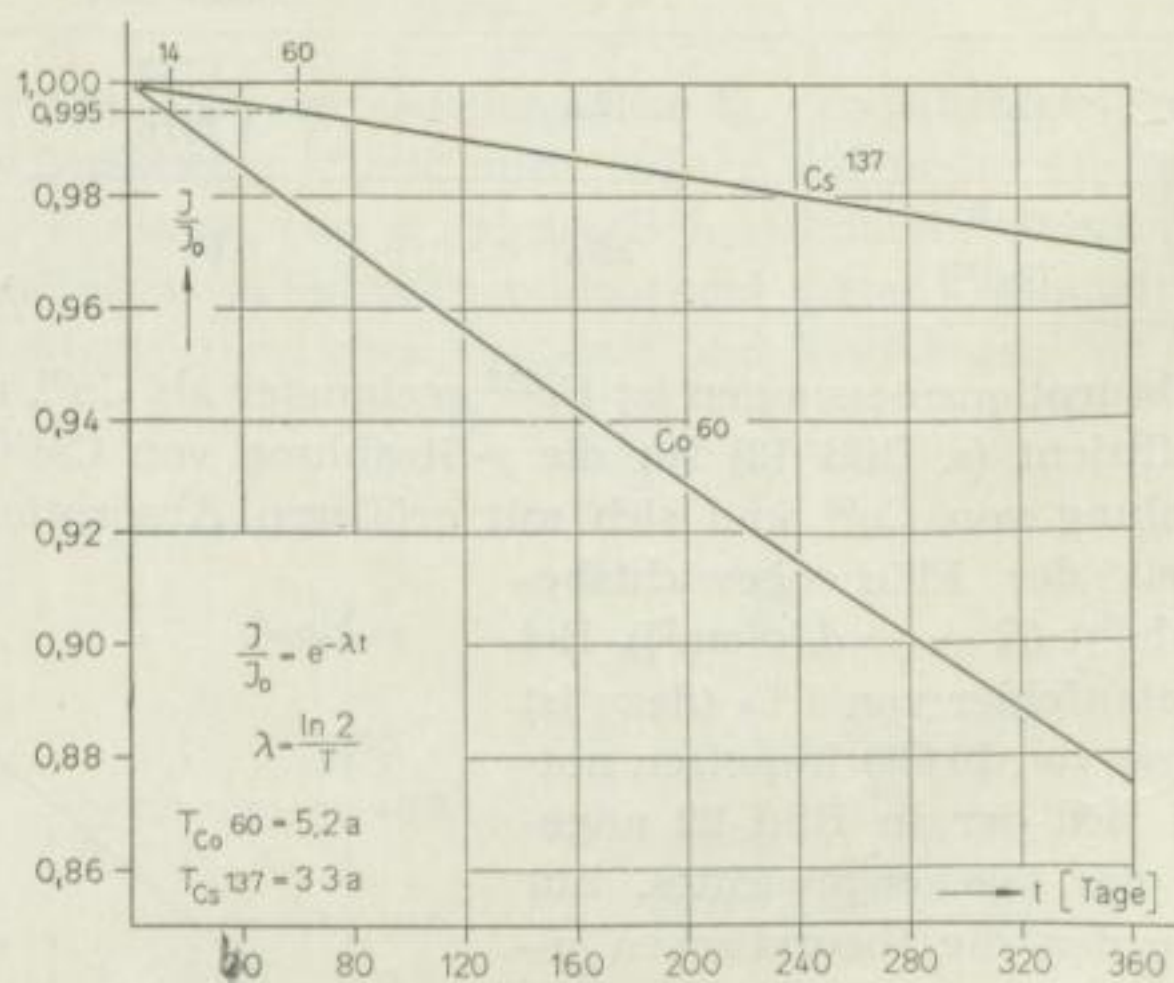


Bild 23. Zerfallskurve für Co^{60} und Cs^{137}

1.72

Der Strahlenschutz

Zur Verkürzung der Meßzeiten wird man stets bestrebt sein, möglichst starke radioaktive Präparate zu verwenden. Dabei muß aber berücksichtigt werden, daß radioaktive Strahlen bei genügender Stärke die lebenden Zellen zerstören können und daß vor allem Schädigungen der Erbanlagen bei starken Bestrah-

lungen zu erwarten sind. Um die Wahrscheinlichkeit, daß irgendwelche Schäden auftreten, so weit wie möglich zu verringern, wurde eine maximal zulässige Dosis (MZD) festgelegt. Für Gesamtkörperbestrahlung darf die wöchentliche Dosis 0,3 rem nicht überschreiten [29]. Im Gesetzblatt der DDR (Teil I) 1957, Nr. 12, 14. Febr. 1957, wurden 0,3 rad/Woche festgelegt [21]. Ein rem (roentgen-equivalent-man) ist dabei die Quantität einer Strahlung, die in dem betrachteten Gewebe denselben biologischen Effekt erzeugt wie 1 r Photonenstrahlung [58]. Die Umrechnung der absoluten Aktivität (mc) in Dosisleistung (r/h) kann mit Hilfe der spezifischen Dosisleistung I_γ durchgeführt werden. Wird die Aktivität des Präparates in mc angegeben, dann beträgt die Dosisleistung in 1 m Abstand I_γ mr/h. In der Tabelle 5 ist die spezifische Dosisleistung I_γ für Co^{60} und Cs^{137} angegeben (Zahlenwerte aus WEISS [54]).

Tabelle 5
Die spezifische Dosisleistung I_γ für Co^{60} und Cs^{137}

Radioaktives Isotop	I_γ mr/h in 1 m Abstand pro 1 mc (m γ h m)
	$\left[\frac{\text{mr/h}}{\text{mc/m}^2} \right]$
Co^{60}	1,36
Cs^{137}	0,327

Bei den Dichtebestimmungen ist nicht die Möglichkeit gegeben, sich stets durch eine Blei- oder Betonabschirmung vor der γ -Strahlung zu schützen. Beim Einschlagen der Sonde mit dem Präparat wird die γ -Strahlung des Co^{60} oder des Cs^{137} nicht vollständig abgeschirmt werden können. Der einzige und beste Schutz wird also die Entfernung des Präparates vom Körper sein; denn die Dosisleistung verringert sich quadratisch mit dem Abstand:

$$\text{Dosisleistung}[\text{mr/h}] = \frac{I}{a^2} \left[\frac{\text{mr/h}}{\text{mc/m}^2} \right], (a \text{ in m}). \quad (52)$$

Wird angenommen, daß die gefährdeten Körperteile sich stets in 1 m Abstand vom Präparat befinden, dann läßt sich die Präparatstärke abschätzen, mit der am Tag 8 Stunden hintereinander gearbeitet werden kann.

Die zulässige Dosisleistung pro Stunde beträgt:

$$\text{MZD/h} = \frac{0,3}{40} \text{ rem/h} = 0,007 \text{ rem/h}. \quad (53)$$

(Bei dieser und auch bei den unten angeführten Rechnungen wurden die Werte stets nach unten abgerundet.)

Für die γ -Strahlung kann

$$\text{MZD/h} = 0,007 \text{ r/h}$$

gesetzt werden.

Die in einer Stunde erhaltene Dosis darf also 7 mr nicht überschreiten. Für Co^{60} ergibt sich bei der gemachten Annahme ($a = 1$ m, 8 Stunden Bestrahlung) eine zulässige Präparatstärke von 5 mc, für Cs^{137} von 20 mc.

Wenn stärkere Quellen verwendet werden sollen, dann kann die zulässige wöchentliche Arbeitszeit nach folgender Formel berechnet werden:

$$\text{Zulässige Arbeitszeit} \left[\frac{\text{Stunden}}{\text{Woche}} \right] = \frac{300 \cdot a^2}{I_\gamma}, \quad (54)$$

wobei a der Abstand in m und I_γ die Dosisleistung in mrhm ist. Als Beispiel wird ein Co^{60} -Präparat mit einer Aktivität von $A = 10$ mc bei einem Abstand von $a = 1$ m angenommen ($I_\gamma = 1,36$ mrhm). Die zulässige Arbeitszeit x errechnet sich zu:

$$x = \frac{300}{10 \cdot 1,36} = \frac{0,3 \cdot 1}{1,36} = \frac{30}{1,36} = 22 \text{ h/Woche.}$$

Es wäre also unter Umständen möglich, mit 10 mc Co^{60} oder noch stärkeren Präparaten zu arbeiten.

1.73

Schlußfolgerungen

Bisher wurde als γ -Strahler für die Raumbewichtbestimmungen, bedingt durch die leichten Beschaffungsmöglichkeiten, vor allem Co^{60} verwendet. Die Präparatstärke betrug dabei einige mc, was für Absorberdicken von ungefähr 30 cm zur Erzeugung hoher Impulsraten bei Verwendung von Zählrohren auch ausreichen dürfte. Die obige Überlegung zeigt aber, daß Cs^{137} für die Absorptionsmessungen geeigneter ist als Co^{60} ; denn bedingt durch die stärkere Absorption ($\mu' \text{Cs}^{137} > \mu' \text{Co}^{60}$) läßt sich die Genauigkeit der Flächengewichtbestimmung erhöhen. Auch ist infolge der kleineren spezifischen Dosisleistung das Arbeiten mit viermal stärkeren Präparaten im Vergleich mit Co^{60} möglich.

Die Präparatstärke wird ganz durch die Schutzmöglichkeiten vor der schädlichen γ -Strahlung bedingt. Man wird natürlich stets bestrebt sein, die Präparatstärke zu erhöhen, um die Meßzeit zu verkürzen. 5 mc Co^{60} oder 20 mc Cs^{137} dürften aber zur Entwicklung einer Meßanordnung ausreichend sein.

2 DIE ANWENDUNG DES γ -ABSORPTIONSVERFAHRENS ZUR RAUMGEWICHTSBESTIMMUNG VON LOCKERBÖDEN BIS 70 cm TIEFE

2.1 Die verwendeten Meßanordnungen

Die von den verschiedenen Autoren angegebenen Meßsonden zur Bestimmung der Dichte nach dem γ -Absorptionsverfahren können in zwei Gruppen eingeteilt werden. Einmal wird der Abstand zwischen Zählrohr und γ -Strahler konstant gehalten, zum anderen wird die Absorberdicke verändert. Bei beiden Verfahren werden in der praktischen Durchführung Schwierigkeiten auftreten. Das Einschlagen von zwei Sonden mit konstantem Abstand, in denen sich der Strahler und das Zählrohr befinden, wird infolge der erforderlichen Querstreben zur starren Verbindung bei festen und steinigen Böden Schwierigkeiten bereiten. Wird das Zählrohr an die Bodenoberfläche gelegt und eine Stahlsonde mit dem Präparat an der Spitze eingeschlagen, dann besteht die Schwierigkeit darin, die Sonde senkrecht einzutreiben.

2.11 Die Doppelsonden zur Raumgewichtsbestimmung

Obwohl mit den Doppelsonden prinzipiell Dichtebestimmungen in beliebiger Tiefe durchgeführt werden können, werden sie infolge der Schwierigkeiten beim Einschlagen in größere Tiefen nur zur Messung der oberflächennahen Schichten zweckmäßig eingesetzt werden können. Es wurden zwar auch Doppelsonden mit einem kleinen Abstand zwischen Präparat und Zählrohr (12 cm) in die Bohrlochsohle eingerammt [23], doch wird dieses sehr unempfindliche und umständliche Verfahren durch die γ -Streumessungen mit Vorteil ersetzt werden können.

Die von NEUBER [38] und LORENZ [37] entwickelte Doppelsonde besteht aus zwei Stahlrohren, die durch Querstreben in einem konstanten Abstand von 30 cm gehalten werden. In dem einen Stahlrohr befindet sich ein Präparat (1 mc Co^{60}), in dem anderen das Zählrohr. Die im Stahlzylinder gewonnene Eichkurve zeigt einen linearen Zusammenhang zwischen Impulsrate und Dichte.

VOMOCIL [51], der die in Bild 24 angegebene Doppelsonde zur Dichtebestimmung verwendete, arbeitete ebenfalls mit 1 mc Co^{60} und garantiert eine Genauigkeit der Abstände der zwei Rohre von $30,48 \pm 0,08$ cm. Die Impulsrate wurde mit Hilfe eines Rate Meter gemessen. Die Abweichungen der Eichkurve vom exponentiellen Absorptionsgesetz können durch eine Veränderung der Geometrie mit der Dichte bedingt sein. Wahrscheinlich ist die Bleiabschirmung ungeeignet.

Die von DURANTE [13] eingesetzte „radioaktive Gabel“ (Bild 25) ist mit einem transportablen Impulszählgerät (Untersetzer mit Relaisröhren) ausgerüstet.

Verwendet wurden $0,5 \text{ mc Co}^{60}$ als Strahlungsquelle und ein Stahlkathodenzählrohr als Empfänger. Durch Versuchsmessungen wurde das exponentielle Absorptionsgesetz bestätigt. Es ergab sich ein Massenabsorptionskoeffizient

$$\mu' = 0,040 \pm 0,001 \text{ cm}^2/\text{g}. \quad (55)$$

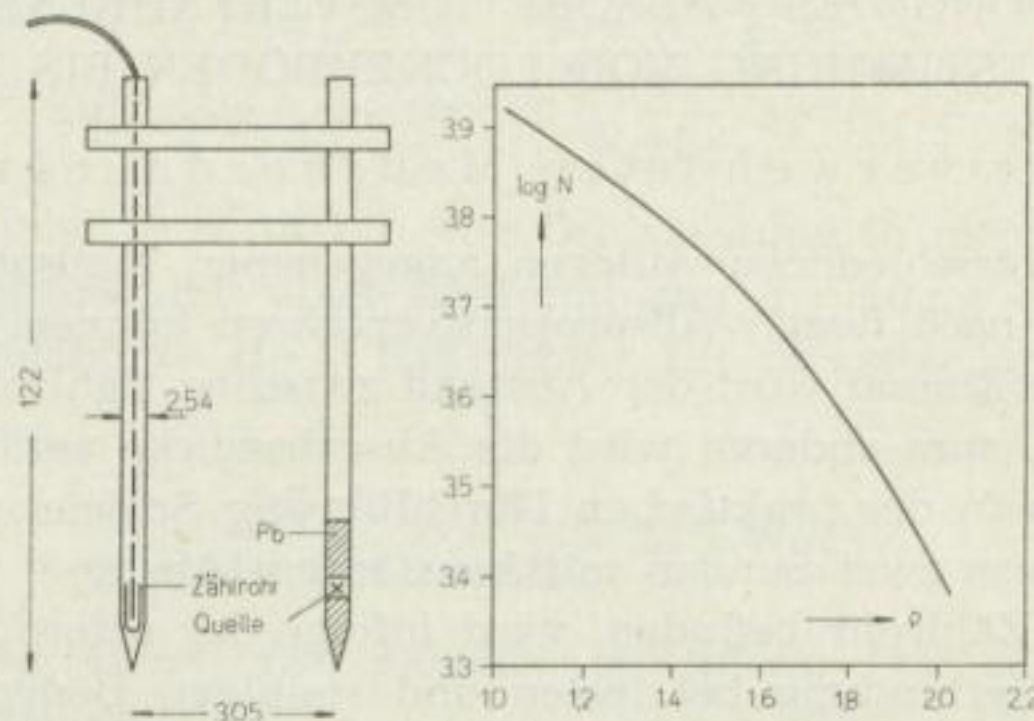


Bild 24. Die Doppelsonde von VOMOCIL und ihre Eichkurve. Längenangaben in cm, umgezeichnet nach [52]



Bild 25. „Radioaktive Gabel“, Länge der zwei Stahlrohre 50 cm, aus DURANTE [13]

Um die Schwierigkeiten der transportablen Impulszählgeräte zu umgehen, wurde versucht, die Zählrohre durch kleine Ionisationskammern zu ersetzen [44]. Da zur Erreichung einer Genauigkeit von $\pm 2 \dots 3\%$ eine Messung 16 bis 24 Stunden erfordert, wird diese Anordnung für die Praxis wohl keine Bedeutung haben.

2.12

Das γ -Absorptionsverfahren von WENDT [55]

Bei der Anordnung von WENDT wird eine Stahlsonde von 12 mm Durchmesser mit einem γ -Strahler in der Spitze senkrecht in den Boden eingeschlagen (Bild 26).

In Abhängigkeit von x oder von z ergeben sich infolge der Gültigkeit des Exponentialgesetzes (s. Bild 27) Geraden, wenn $N \cdot r^2$ über r aufgetragen wird und $\varrho = \text{const}$ ist:

$$r^2 N = N_0 e^{-\mu' \varrho r}. \quad (56)$$

Ist $\varrho = \varrho(z)$, dann gilt:

$$r^2 N = N_0 e^{-\mu' \frac{r}{z}} \int_0^z e^{-\mu' z} dz \quad (57)$$

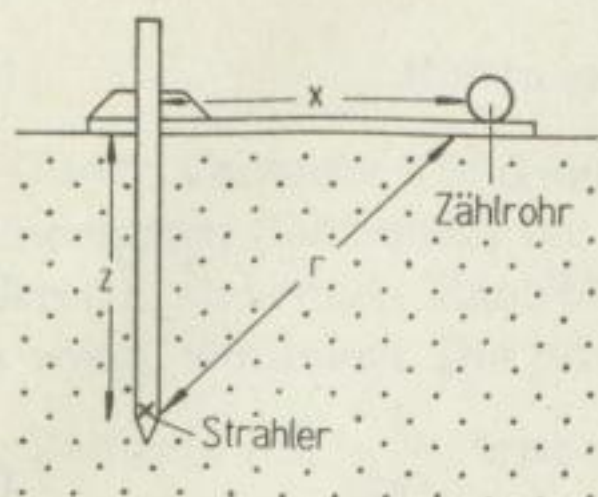


Bild 26. Anordnung beim γ -Absorptionsverfahren von WENDT [55]

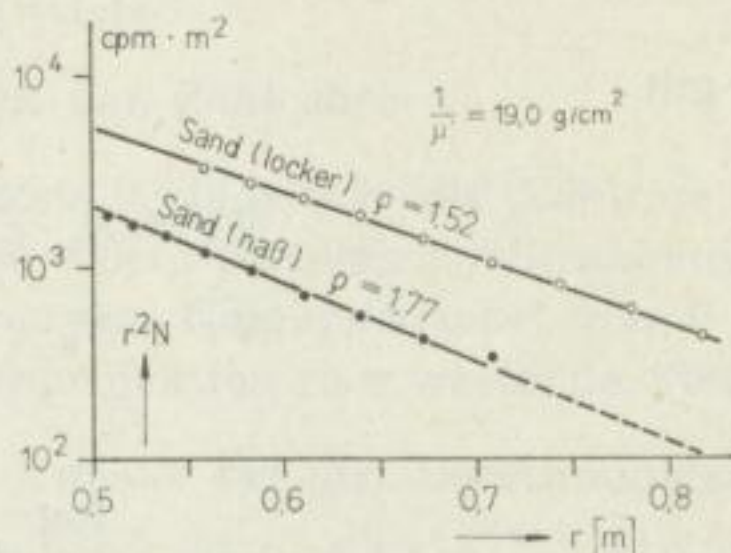


Bild 27. Abhängigkeit des Zähl-effektes $r^2 \cdot N$ vom Abstand r , aus HOMILIUS [26]

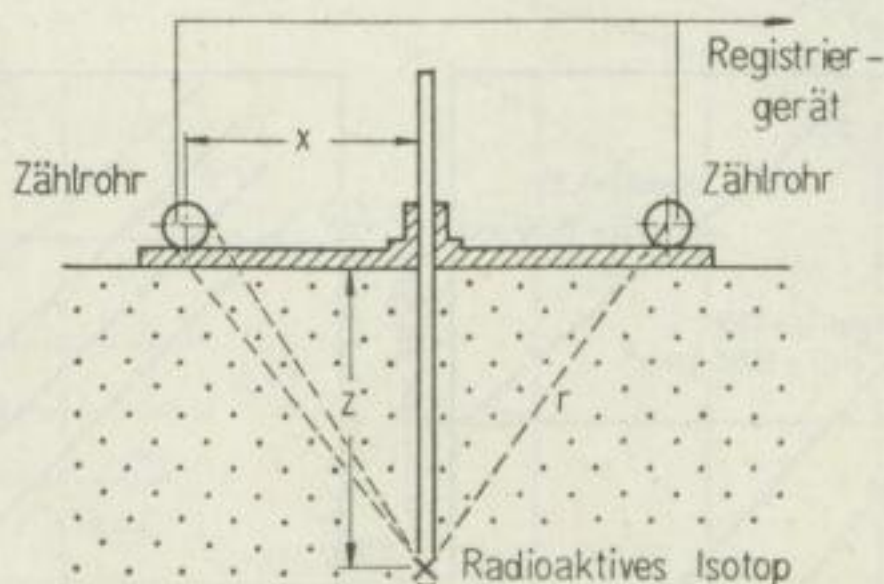


Bild 28. Verbesserte Anordnung von WENDT [26]

N_0 bedeutet dabei die Impulsrate für $\varrho = 0$ und $r = 1 \text{ m}$. Die von WENDT [55] gemessene Abhängigkeit des Zähleffektes $r^2 N$ vom Abstand r ist auf Bild 27 dargestellt. Die Kurven beweisen sehr gut, daß mit dem exponentiellen Schwächungsgesetz gerechnet werden kann und durch Einführung des effektiven Massenabsorptionskoeffizienten der Einfluß der sekundären Streustrahlung berücksichtigt wird.

Bei der verbesserten Anordnung von WENDT [26] (Bild 28) werden zur Verkleinerung des Fehlers, der durch Abweichung der Stahlsonde von der senkrechten entsteht (s. Abschnitt 2.23, Bild 35), zwei parallel zueinander liegende große Zählrohre ($l = 50 \text{ cm}$) auf der Grundplatte in 50 cm Abstand von der Stahlsonde montiert. Als γ -Strahler werden 20 mc Co^{60} oder 30 mc Cs^{137} verwendet. Die entsprechenden Massenabsorptionskoeffizienten sind

$$\mu'_{\text{Co}^{60}} = 0,0526 \left[\frac{\text{cm}^2}{\text{g}} \right] \text{ und } \mu'_{\text{Cs}^{137}} = 0,065 \left[\frac{\text{cm}^2}{\text{g}} \right]. \quad (58)$$

Die Absorptions- und Eichkurven für Cs^{137} werden auf Bild 29 gezeigt.

Da die Sonde mit dem Präparat immer tiefer eingeschlagen wird, besteht die Möglichkeit, eine Dichtezunahme mit der Tiefe oder Schichtgrenzen festzustellen. Tritt z. B. eine quadratische Dichtezunahme mit der Tiefe auf

$$\rho(z) = \rho_0(1 + 3\gamma z^2), \quad (59)$$

dann gilt

$$N r^2 = N_0 \cdot e^{-\mu' \frac{r}{z}} \int_0^z \rho_0 (1 + 3\gamma z^2) dz$$

$$N r^2 = N_0 \cdot e^{-\mu' \rho_0 r} \cdot e^{-\mu' \rho_0 \gamma r z^2}. \quad (60)$$

Wird

$$\log \frac{N \cdot r^2}{N_0 \cdot e^{-\mu' \rho_0 r}} \quad (61)$$

über $r \cdot z^2$ aufgetragen, dann kann aus der Neigung der Geraden γ bestimmt werden.

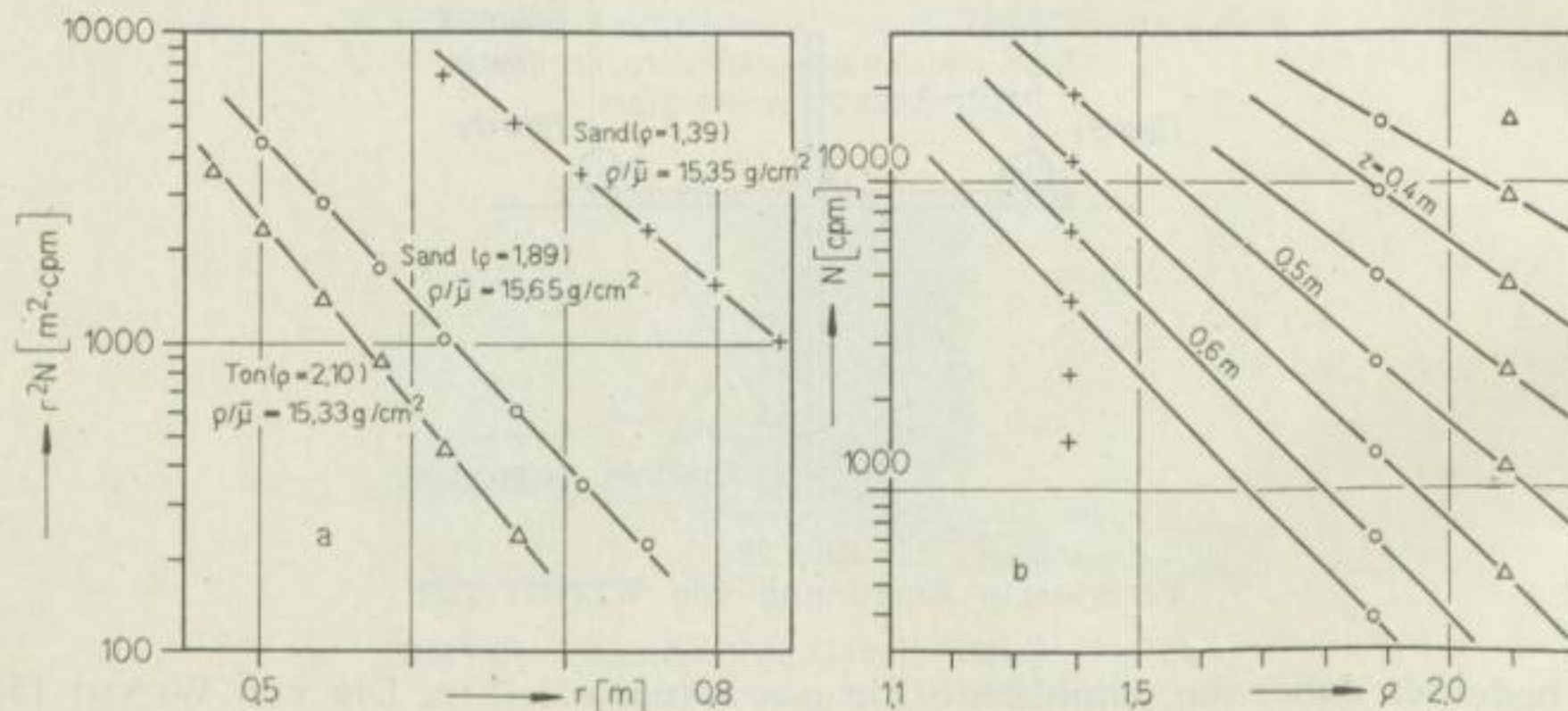


Bild 29. Zähleffekt $r^2 \cdot N$ als Funktion des Abstandes r (a) und N als Funktion der Dichte (b), aus HOMILIUS und LORCH [27]

Die mit der verbesserten Anordnung von WENDT [27] zu erreichende Genauigkeit bei homogenem Boden wurde durch Vergleich mit den im Labor aus ungestörten Proben bestimmten Werten ermittelt und beträgt $\pm 1\%$ [27].

2.2 Die Berechnung der Zählrate bei Berücksichtigung der Geometrieverhältnisse (nach HOMILIUS und LORCH [27])

Experimentell [13, 26, 30, 55] wurde gezeigt, daß das exponentielle Schwächungsgesetz bei den verwendeten Meßanordnungen weitgehend gültig ist und daß der Einfluß der Streustrahlung in guter Näherung durch eine Veränderung des Massenabsorptionskoeffizienten ausgedrückt werden kann. Dadurch ist die

Berechtigung gegeben, mit einer geradlinigen Ausbreitung der γ -Strahlung zu rechnen. Im folgenden soll kurz die von HOMILIUS und LORCH [27] angegebene Methode zur Berechnung der Geometrieinflüsse auf die Zählrate dargestellt werden.

2.21 *Richtungsempfindlichkeit der Zählrohre*

Durch Versuche (Bild 30) wurde festgestellt, daß sich die Zählrate eines zylindrischen Zählrohres bei Neigung der zu einem parallelen γ -Strahlenbündel senkrecht stehenden Zählrohrachse bis zu einem Neigungswinkel von $\vartheta = 30^\circ$ nur wenig verändert. Die infolge der Flächenprojektion zu erwartende Abnahme der Zählrate mit $\frac{1}{\cos \vartheta}$ tritt also nicht auf. Um die bei den Berechnungen normalerweise verwendete Flächenprojektion wieder auszugleichen, muß die Emp-

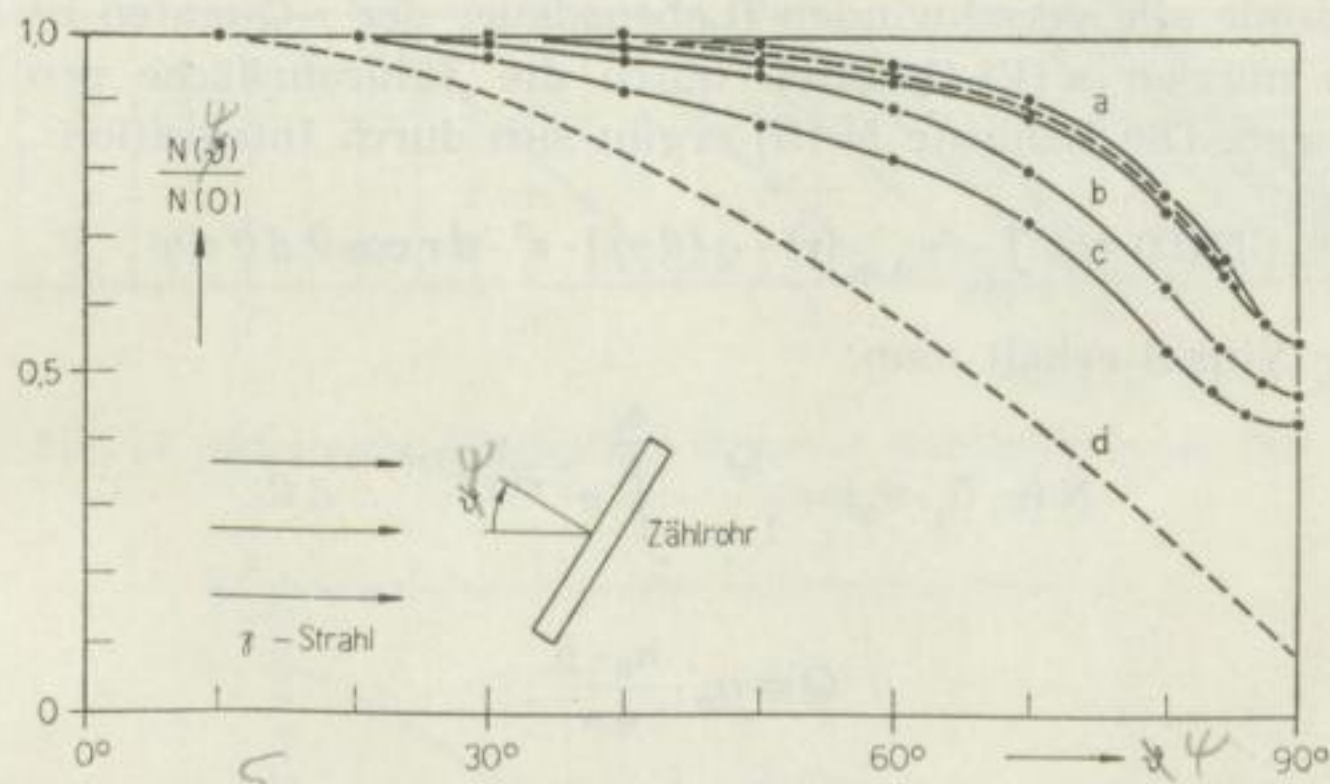


Bild 30. Relative Zählrate als Funktion des Winkels ψ ; ψ umgezeichnet nach [25]

- a Gamma-Mikro-Zähler
- b Zähler für kosmische Strahlung ($l = 50$ cm)
- c Zählrohr für kosmische Strahlung ($l = 25$ cm)
- d Die Kurve, die infolge der Flächenprojektion zu erwarten wäre

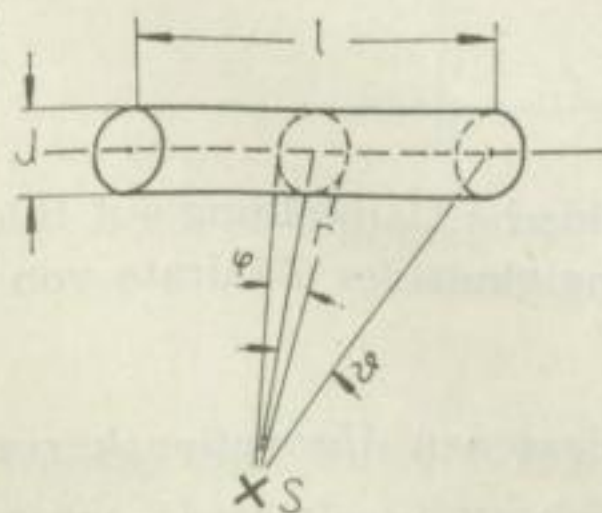


Bild 31. Spezieller Fall eines zylindrischen Zählrohres, umgezeichnet nach [27]

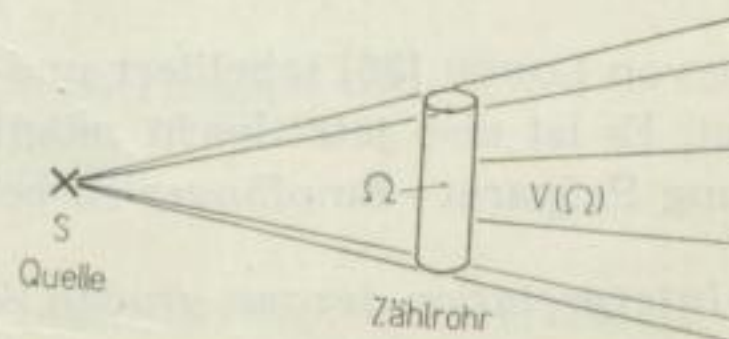


Bild 32 Bestrahlung einer Zählrohrfläche Ω

findlichkeit des Zählrohres mit $q(\vartheta, \varphi) = \frac{90}{\cos \vartheta}$ angesetzt werden. q_0 ist die Zählrohrempfindlichkeit für senkrecht einfallende Quanten. Die kleinen Größen in ϑ^2 und φ^2 wurden vernachlässigt (s. Bild 31).

2.22

Die Integraldarstellung der Zählrate

Ist die Zahl der ungestreuten γ -Quanten im ganzen Raum n_0 , dann befinden sich in der Volumeneinheit im Punkt (r, ϑ, φ)

$$n_{\vartheta, \varphi}(r) = n_0 \cdot \frac{\mu}{4\pi r^2} \cdot e^{-\mu r} \quad (62)$$

γ -Quanten. μ bedeutet dabei den linearen Absorptionskoeffizienten ($\mu = \mu' \rho$). Die Quanten $n(V)$, die sich im stationären Zustand in dem vom Zählrohr beschatteten unbegrenzt ausgedehnten Volumen $V(\Omega)$ befinden (s. Bild 32), werden pro Sekunde alle verschwinden (Lebensdauer der γ -Quanten ist sehr kurz), und folglich müssen $n(V)$ -Quanten durch die Zählrohrfläche pro Zeiteinheit hindurchdringen. Die Zählrate $N(\Omega)$ ergibt sich durch Integration:

$$N(\Omega) = \int_{V(\Omega)} n_{\vartheta, \varphi}(r) \cdot q(\vartheta, \varphi) \cdot r^2 \cdot dr \cos \vartheta d\vartheta d\varphi. \quad (63)$$

Für mittlere Winkel erhält man:

$$N(r, \vartheta_1, \vartheta_2) = \frac{Q}{1 \cdot r} \cdot \int_{\vartheta_1}^{\vartheta_2} e^{-\frac{\mu}{\cos \vartheta} (r-\delta)} d\vartheta \quad (64)$$

$$Q = q_0 \cdot \frac{n_0 \cdot d}{4\pi}. \quad (65)$$

Dabei bedeutet:

- r = kürzester Abstand zwischen Zählrohrachse und Quelle;
- l = die effektive Zählrohrlänge;
- d = der effektive Zählrohrdurchmesser;
- δ = Abstand zwischen Bodenoberfläche und Zählrohrachse.

Das Integral

$$W = \int_{\vartheta_1}^{\vartheta_2} e^{-\frac{k}{\cos \vartheta}} d\vartheta \quad (66)$$

wurde von LORCH [36] tabelliert und wird als graphische Darstellung auf Bild 33 gezeigt. Es ist also jetzt leicht möglich, die Abhängigkeit der Zählrate von der Stellung Präparat - Empfänger zu bestimmen.

2.23 Interpretation der mit großen Zählrohren gemessenen Absorptionskurven

Für die verbesserte γ -Absorptionsanordnung von WENDT [26] (s. Abschnitt 2.12) wurde die Abhängigkeit $r^2 \cdot N$ (Impulsrate multipliziert mit dem Abstand zum Quadrat) von r für Zählrohre von 50 cm Länge berechnet.

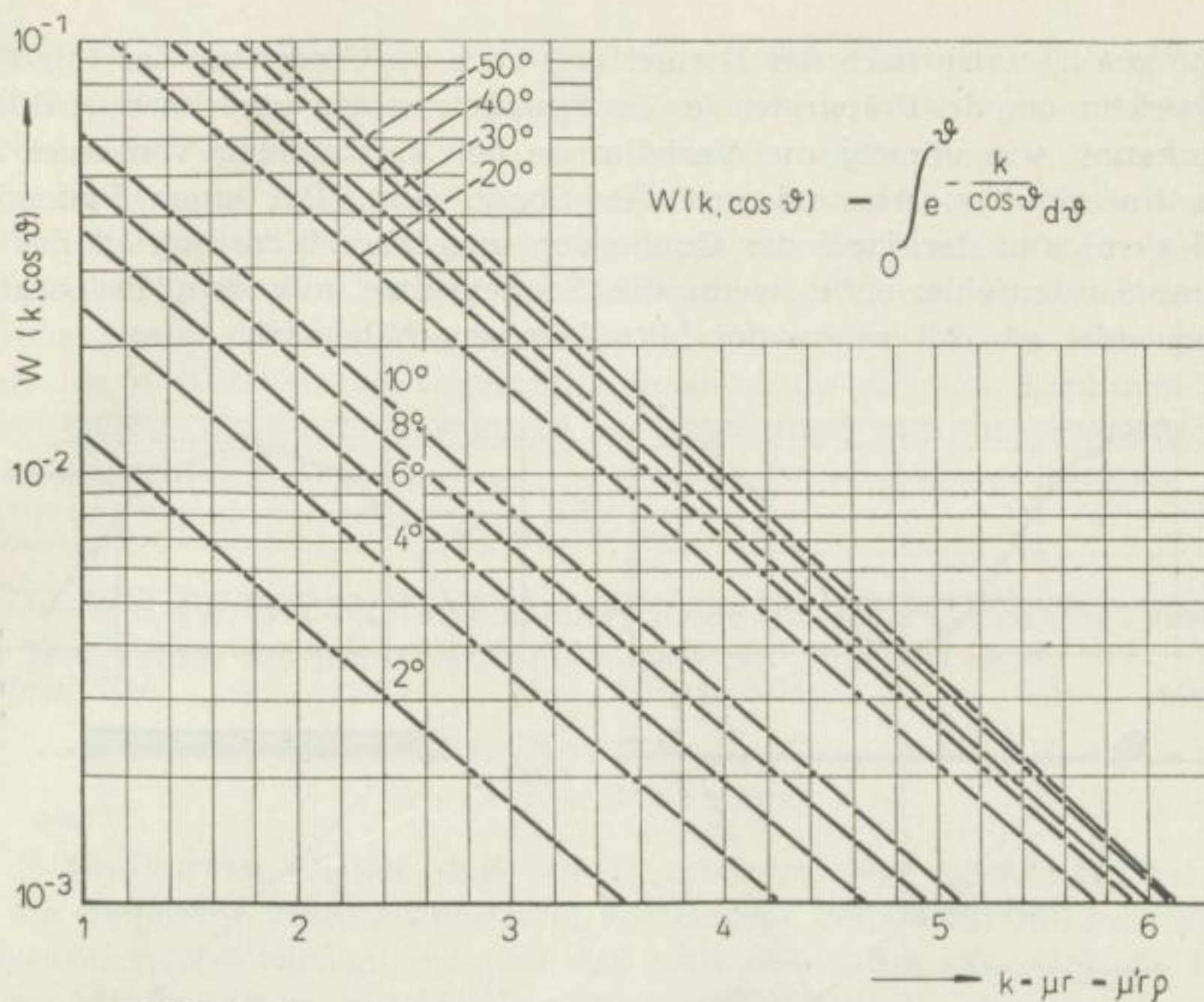


Bild 33. Graphische Darstellung W von k ; Zahlenwerte aus [36]

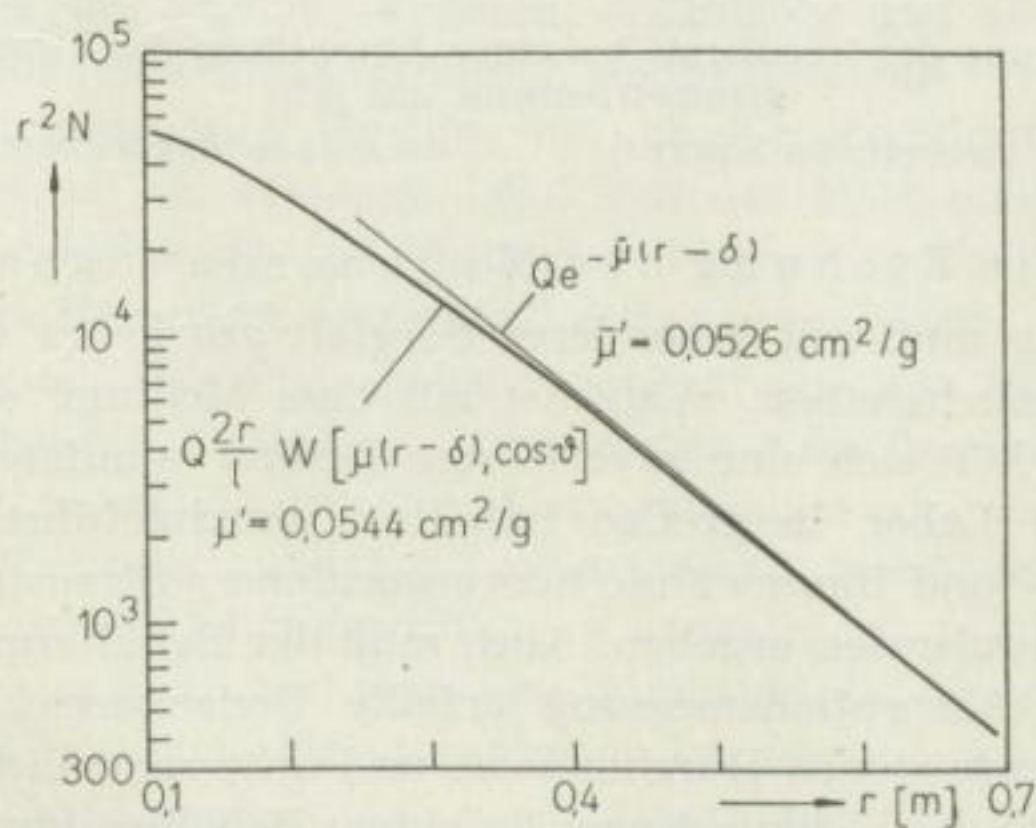


Bild 34. Der Zähleffekt $r^2 \cdot N$ als Funktion des Abstandes r für große Zählrohre ($l = 50$ cm), umgezeichnet nach [27]

Wie aus Bild 34 zu erkennen ist, kann man die theoretische Absorptionskurve bei Abständen, die größer als $4/5$ der effektiven Zählrohlänge sind, sehr gut durch eine Gerade annähern, die einem für die Apparatur eigenen Absorptionskoeffizienten $\bar{\mu}'$ entspricht. $\bar{\mu}'$ ist dabei kleiner als μ' .

Sehr gut läßt sich nach der Formel (64) auch die Änderung der Impulsrate bei Abweichungen des Präparates aus der Symmetrieebene berechnen (s. Bild 35). Man erkennt, wie günstig die Verhältnisse bei Verwendung von zwei Zählrohren im gleichen Abstand von der Sonde sind. Bei einer Bodendichte $\rho = 1,7 \text{ g/cm}^3$ und der Tiefe der Quelle von ungefähr 50 cm beträgt der relative Impulsratenfehler 1%, wenn die Sondenspitze mit dem Präparat um $x = 4 \text{ cm}$ oder $y = 2,3 \text{ cm}$ aus der Mittellage verschoben ist.

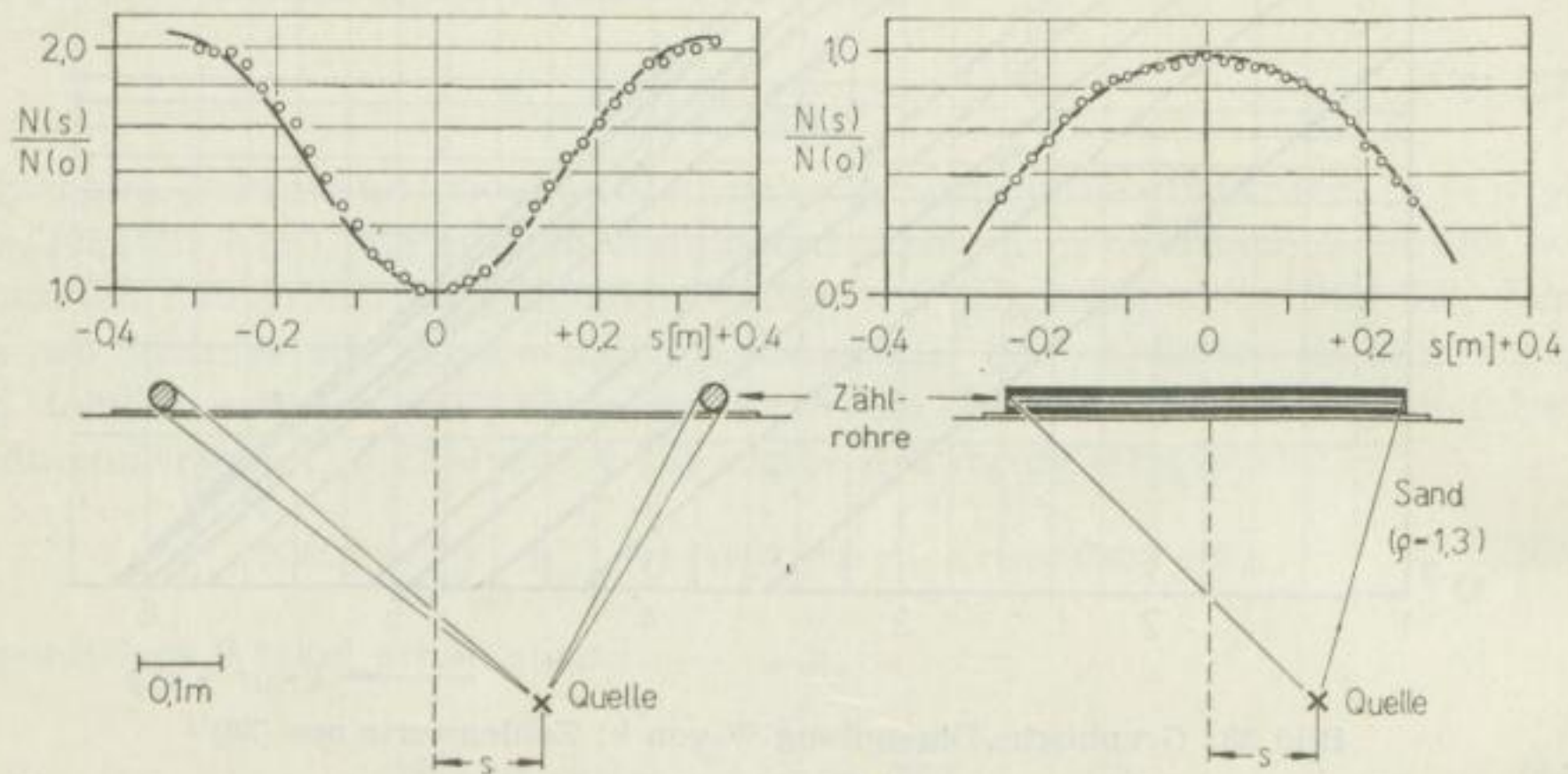


Bild 35. Änderung der Impulsrate bei einer Abweichung des Strahlers von der Symmetrieebene, aus [27]

————— theoretische Kurve oooooooooo experimentelle Werte

2.3 Die Eichung der Meßanordnungen

Bei der Eichung muß mit besonderer Sorgfalt gearbeitet werden, und nur durch größere Versuchsreihen, möglichst mit dem Medium, das später untersucht werden soll, läßt sich eine zuverlässige Eichkurve aufstellen. Werden die Eichmessungen im Labor in großen Behältern durchgeführt, dann muß die durch die Behälter- und Raumwände hervorgerufene γ -Streustrahlung vernachlässigbar kleine Impulsraten ergeben. Auch muß der Behälterquerschnitt größer als der bei der γ -Absorptionsmessung erfaßte Bodenbereich sein (Kontrolle durch Behälter verschiedenen Durchmessers und unterschiedlicher Wandstärke). VOMOCIL [52] führte die Eichmessungen in einem Behälter durch, dessen Durchmesser nur einige cm größer als der Sondenabstand war, und stellte durch Versuche fest, daß sich die Impulsrate nicht veränderte, wenn der Behälter vergrößert wurde. Es muß jedoch dann darauf geachtet werden, daß die vagabundierende Streustrahlung, verursacht durch Raumwände, Boden usw., keinen Einfluß hat. Die Verwendung größerer Behälter schaltet diese Unsicherheit zwar aus, erschwert die Eichmessungen aber außerordentlich, und man wird daher stets versuchen, möglichst kleine Behälter zu verwenden. Wurde bei der Eichung die Sonde eingeschlagen, dann wird durch ein Vorbohren von Löchern zur Ein-

bringung der Sonde bei einer Feldmessung ein etwas kleinerer Dichtewert vorgetäuscht; denn die Verdichtungszone an der Sonde tritt dann nicht auf.

Zweckmäßig wird es auch sein, eine bequeme Eichvorrichtung zu schaffen, mit deren Hilfe die Empfindlichkeit der Meßanordnung überprüft werden kann. Eine Empfindlichkeitsänderung, bedingt durch den Zerfall des Präparates (siehe Abschnitt 1.71), durch Alterung der Zählrohre oder durch das Einsetzen neuer Zählrohre, kann dann leicht prozentual erfaßt werden. An die Meßergebnisse müssen dann Korrekturen angebracht werden, um die alte Eichkurve weiter zu verwenden. Wurde die Eichkurve auf einen Stoff mit gut reproduzierbarer Dichte bezogen, z. B. Wasser

$$N = N_w e^{-\mu' (\rho - 1) d}, \quad (67)$$

dann werden die Empfindlichkeitsunterschiede eliminiert, wenn vor und nach jeder Meßperiode die Impulsrate für Wasser N_w gemessen wird.

2.4 Der Massenabsorptionskoeffizient und das erfaßte Volumen

Alle Eichkurven zeigten, daß, wie zu erwarten war (s. Abschnitt 1.4 und 1.5), die chemische Zusammensetzung des Bodens keinen Einfluß auf die Massenabsorptionskoeffizienten hat und daß weitgehend das exponentielle Schwächungsgesetz erfüllt ist [13, 55]. Der Massenabsorptionskoeffizient ist also nur eine Funktion der Energie der γ -Quanten, des Abstandes Präparat – Zählrohr, der Zählrohlänge, der Stellung Präparat – Zählrohr und der Abschirmung der Quelle und ist für jede Meßanordnung charakteristisch. Trotzdem ist bereits aus den wenigen ungenauen Werten, die aus den Veröffentlichungen entnommen werden konnten, zu erkennen, daß sich der Massenabsorptionskoeffizient (Bild 36) mit Vergrößerung des Abstandes d zwischen Präparat und Zählrohr (Szintillometer wurden nicht verwendet) etwas vergrößert.

Der erfaßte Anteil der Streustrahlung wird also mit Vergrößerung von d kleiner. Jedoch ist die Zunahme μ' mit d bei einer bestimmten Anordnung, wie aus den Werten von BERNHARD [5] zu erkennen ist, nur gering. Besonders deutlich ist die Veränderung von μ' zu erkennen, wenn der Logarithmus der Impulsrate über dem Flächengewicht $\rho \cdot d$ aufgetragen wird. Die Neigung der Absorptionskurve ist dann nur noch eine Funktion des Massenabsorptionskoeffizienten. Die von BERNHARD [5] angegebenen Impulsraten wurden auf N ($\rho = 1,3$) normiert und in Abhängigkeit von $\rho \cdot d$ aufgetragen. Die größere Neigung der Absorptionskurve für $d = 90$ cm weist auf den größeren Absorptionskoeffizienten hin (s. Bild 37).

Das maßgebliche Volumen bei der Dichtebestimmung mit einer Absorptionsanordnung wird nur wenig größer sein als die Pyramide mit dem Zählrohr als Grundfläche, dem Präparat als Spitze und dem Abstand Präparat – Zählrohr als Höhe. Von VOMOCIL [51] wurde nämlich festgestellt, daß Schichten mit einer Stärke, die gleich der effektiven Zählrohlänge ist, bei seiner Anordnung (siehe Bild 38) noch richtig angezeigt werden. Außerdem trat bei Annäherung der

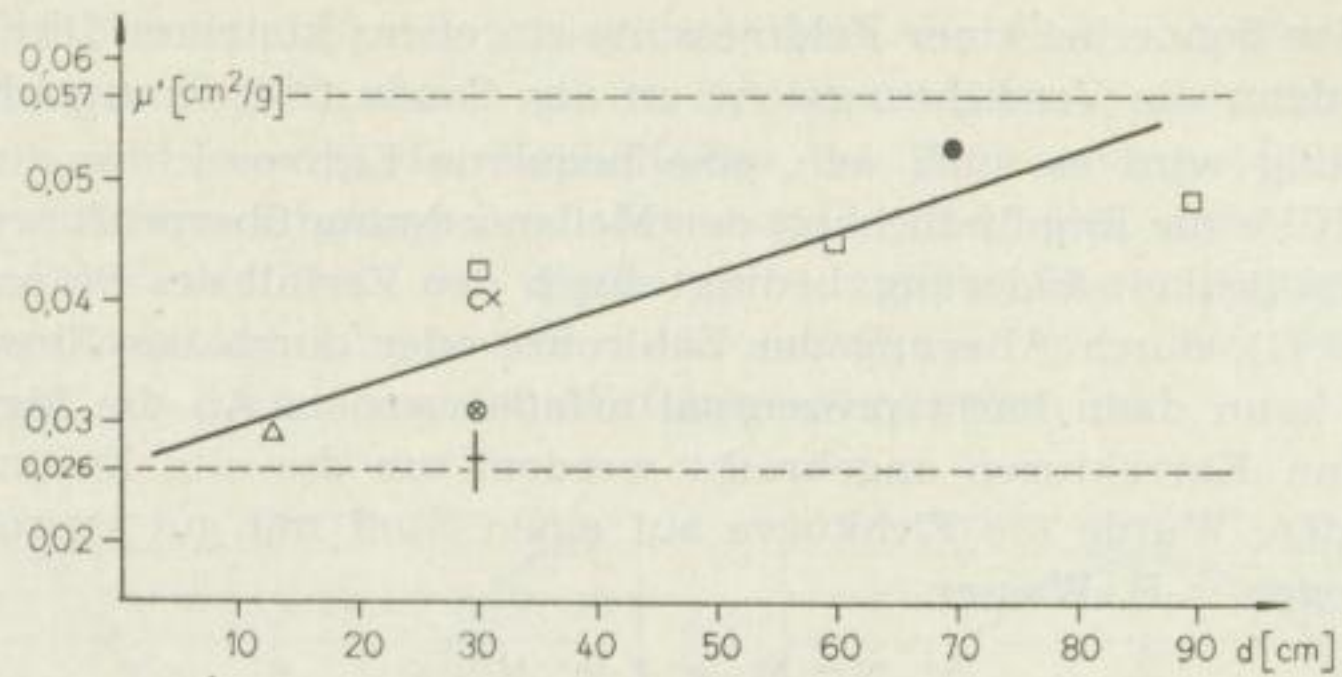


Bild 36. Der Massenabsorptionskoeffizient μ' Co^{60} für die verschiedenen Meßanordnungen als Funktion des Abstandes d zwischen Präparat und Zählrohr

- BERNHARD [5]
 - WENDT [55]
 - × DURANTE [13]
 - △ GRUHLE [23]
 - SKOPEK [44]
 - ⊕ LORENZ [37]
 - + VOMOCIL [52]
- obere und untere Grenze für μ' Co^{60}

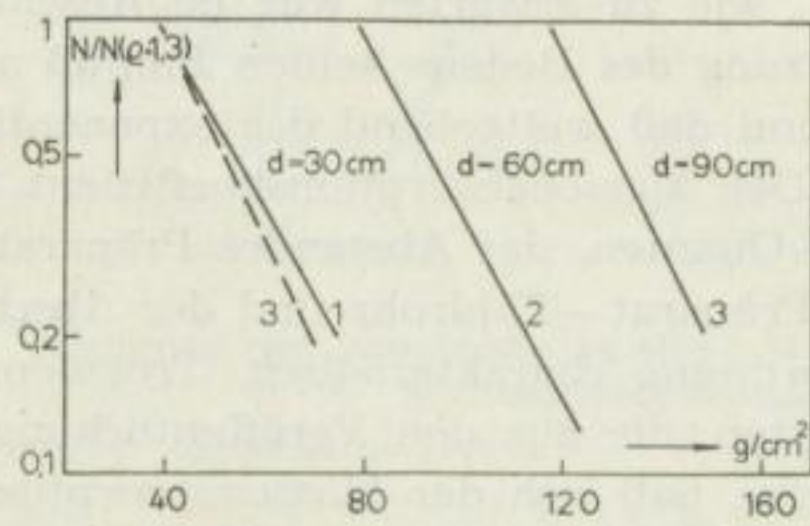


Bild 37. Von BERNHARD [5] gemessene Absorptionskurven für $d = 30$ bis $d = 90$ cm in Abhängigkeit vom Flächengewicht $\rho \cdot d$. Die Impulsrate wurde auf N ($\rho = 1,3 \text{ g/cm}^3$) normiert

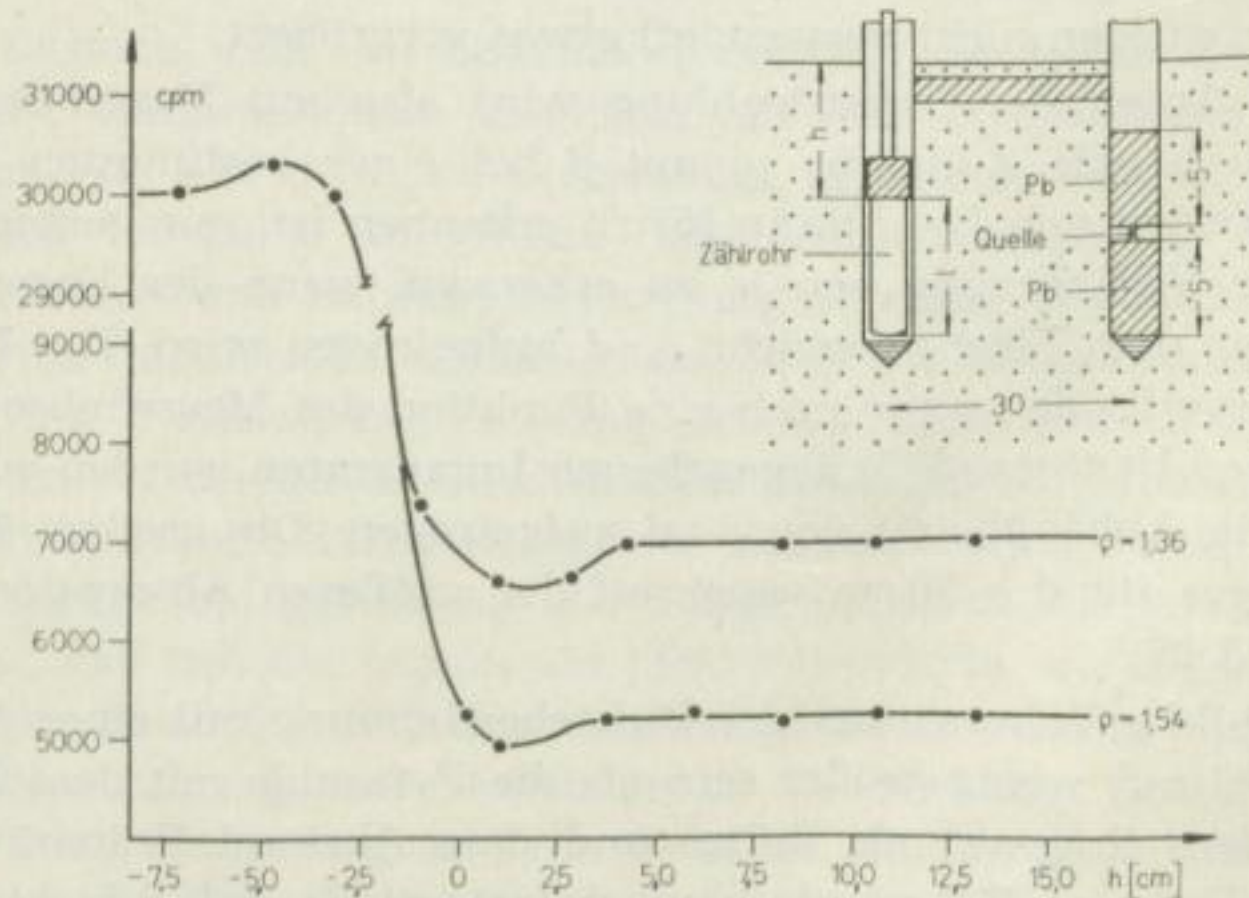


Bild 38. Impulsrate in Abhängigkeit von der Tiefe der Zählrohroberkante h im Boden. l ist die effektive Zählrohrlänge ($l = 6,75 \text{ cm}$). Längenangaben in cm, umgezeichnet nach [51]

Zählrohroberkante an die Bodenoberfläche eine Abnahme der Impulsrate erst dann auf, wenn sich das Zählrohr ungefähr 3 cm unter der Oberfläche befand. Auf Bild 38 sind die Ergebnisse von VOMOCIL [51], die sich etwas verändern können, wenn ohne Bleiabschirmung gemessen wird, dargestellt.

2.5 Die Meßgenauigkeit

Verursacht durch die Empfindlichkeitsänderung der Zählrohre wird die Reproduzierbarkeit der radioaktiven Messungen auch bei sehr hohen Impulsraten nicht unter $\pm 1\%$ gedrückt werden können. Die notwendigen Bedingungen, die zu erfüllen sind, um die Dichte trotzdem mit einer Genauigkeit von $\pm 1\%$ zu messen, können aus dem Absorptionsgesetz abgeleitet werden. Wird

$$N = N_0 e^{-\mu' \varrho d} \quad (68)$$

nach ϱ aufgelöst

$$\varrho = \frac{1}{\mu' d} \cdot \log \frac{N}{N_0} \quad (69)$$

und mit Hilfe einer Taylorentwicklung $\Delta \varrho$ bestimmt

$$\pm \Delta \varrho = \frac{1}{\mu' d^2} \log \frac{N}{N_0} \Delta d + \frac{1}{\mu' d} \cdot \frac{\Delta N}{N}, \quad (70)$$

dann ergibt sich folgender prozentuale Fehler für die Dichte:

$$\pm \frac{\Delta \varrho}{\varrho} = \frac{\Delta d}{d} + \frac{1}{\mu' \varrho d} \cdot \frac{\Delta N}{N}. \quad (71)$$

Aus Gleichung (71) folgt:

1. Der Abstandsfehler überträgt sich direkt auf den Dichtewert.
2. Der Impulsratenfehler geht nur mit $\frac{1}{\mu' \varrho d}$ in das Ergebnis ein.

Der Fehler des Abstandes d zwischen Präparat und Zählrohr muß also kleiner als $\pm 1\%$ sein, wenn die Dichte mit $\pm 1\%$ Genauigkeit bestimmt werden soll. Bei den Doppelsonden mit Querstreben [38, 44, 52] wird das zu erreichen sein. VOMOCIL [52] gibt z. B. einen Fehler $\Delta d/d = \pm 0,3\%$ an. Mit der Anordnung von WENDT [27] (s. Bild 28) wird ein Fehler $\Delta d/d < 1\%$ durch eine gute Führung für die Sonde erreicht. Die Bedingung $\Delta d/d < 1\%$ wird sich bei einer stabilen und sauberen Konstruktion der Meßanordnung verwirklichen lassen.

Um den Einfluß des Impulsratenfehlers $\Delta N/N$ auf den Dichtewert zu verkleinern, muß $\mu' \cdot \varrho \cdot d = \alpha$ möglichst groß gemacht werden. Ein möglichst großer α -Wert bei einer konstanten Dichte, z. B. $\varrho = 1,7 \text{ g/cm}^3$, ergibt sich bei großer Absorberdicke d und großem Massenabsorptionskoeffizient μ' . Die Absorberdicke d wird durch die praktisch noch verwendbaren Präparatstärken und die Empfindlichkeit der Empfänger begrenzt und wird nicht viel größer als 80 cm gewählt werden können. μ' kann vergrößert werden, wenn statt Co^{60} Cs^{137} ($\mu' = 0,078 \text{ cm}^2/\text{g}$) benutzt wird. Noch weichere γ -Strahlung zu verwenden, wird

infolge der starken Absorption nicht ratsam sein. Günstig sind die Verhältnisse noch dadurch, daß sich, wie aus Bild 36 zu erkennen ist, der wirksame Massenabsorptionskoeffizient mit Vergrößerung von d etwas vergrößert. Die von WENDT [27] eingesetzte Meßanordnung mit Cs^{137} als γ -Strahler und Absorberdicken von 50 bis 80 cm verwirklicht fast die maximal zu erreichenden α -Werte.

Die in der Tabelle 6 zusammengestellten α -Werte für die von den verschiedenen Autoren verwendeten Anordnungen lassen erkennen, welche Verfahren für die Raumgewichtsbestimmung am geeignetsten sind. α wurde für $\rho = 1,7 \text{ g/cm}^3$ aus den Angaben in den Veröffentlichungen bestimmt. Wird $\Delta d = 0$ gesetzt, dann gilt $\alpha = \frac{\Delta N}{N} \bigg/ \frac{\Delta \rho}{\rho}$ [57], und damit ist eine Möglichkeit gegeben, α aus den Eichkurven in der Umgebung von $\rho = 1,7 \text{ g/cm}^3$ zu bestimmen:

$$\alpha = \frac{N(\rho = 1,6) - N(\rho = 1,8)}{N(\rho = 1,7)} \cdot \frac{1,8 - 1,6}{1,7} \quad (72)$$

Tabelle 6. α -Werte bei verschiedenen Meßanordnungen

Anordnungen		α	
WENDT	[27] Co^{60} Präparat	5,7	
WENDT	[27] Cs^{137} Präparat $d = 65 \text{ cm}$	7,2	
LORENZ	[37]	1,6	
DURANTE	[13]	2	
VOMOCIL	[52]	1,3	
BERNHARD	[5] (nur Laborunter- suchungen) $d = 30 \text{ cm}$	2,2	
		$d = 60 \text{ cm}$	4,5
		$d = 90 \text{ cm}$	7
SCHKOPEK	[44]	2	

Zur Erreichung einer statistischen Genauigkeit der radioaktiven Messungen von 1 % ist die Registrierung von 10 000 Impulsen notwendig. Fordert man zur Verkürzung der Meßzeit eine Impulsrate von 10 000 cpm, dann kann aus dem experimentell ermittelten Absorptionskoeffizienten und der Impulsrate pro mc \dot{N} (mc) bei 1 m Abstand zwischen Präparat und Zählrohr die notwendige Präparatstärke A in mc für die verschiedenen Absorberdicken d leicht berechnet werden:

$$10\,000 = \frac{N(\text{mc})}{r^2} \cdot e^{-\mu' \rho d} \cdot A \quad (73)$$

$$A(\text{mc}) = \frac{10\,000}{N(\text{mc})} r^2 \cdot e^{+\mu' \rho d} \quad (74)$$

wobei r der Abstand Präparat – Zählrohr in m und d die Absorberdicke in cm ist.

2.6 Der Einsatz der γ -Absorptionsmessungen

Aus Tabelle 6 (Abschnitt 2.5) ist deutlich zu erkennen, daß mit der γ -Absorptionsanordnung von WENDT [27] die genauesten Dichtebestimmungen durchgeführt werden können. Da außerdem geringe Abweichungen der Sondenspitze aus der Symmetrieebene nur kleine Impulsratenfehler bedingen (s. Bild 35) und das Einschlagen einer dünnen Stahlsonde viel leichter ist als das Eindringen einer Doppelsonde, wird diese Anordnung zur Dichtebestimmung von in Schichten aufgetragenen Sand- oder Kiesschüttungen am geeignetsten sein.

Die im Abschnitt 2.1 angegebenen Meßanordnungen wurden bereits vielseitig eingesetzt. Große Bedeutung haben diese Verfahren bei der Feuchtraumgewichtsbestimmung von Sandschüttungen beim Flugplatz- und Straßenbau. Von VOMOCIL [52] wurden Dichteuntersuchungen von Böden zur Feststellung der Ertragsfähigkeit durchgeführt. DANILIN [10] baute eine ortsfeste γ -Absorptionsanordnung auf und konnte aus den Änderungen der Impulsrate auf Feuchtigkeitsänderungen schließen (Bild 39).

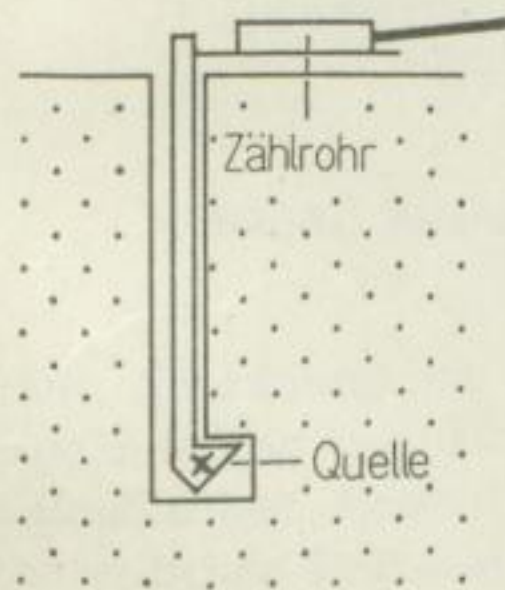


Bild 39. Ortsfeste γ -Absorptionsanordnung von DANILIN zur Bestimmung der Bodenfeuchtigkeit, umgezeichnet nach [10]

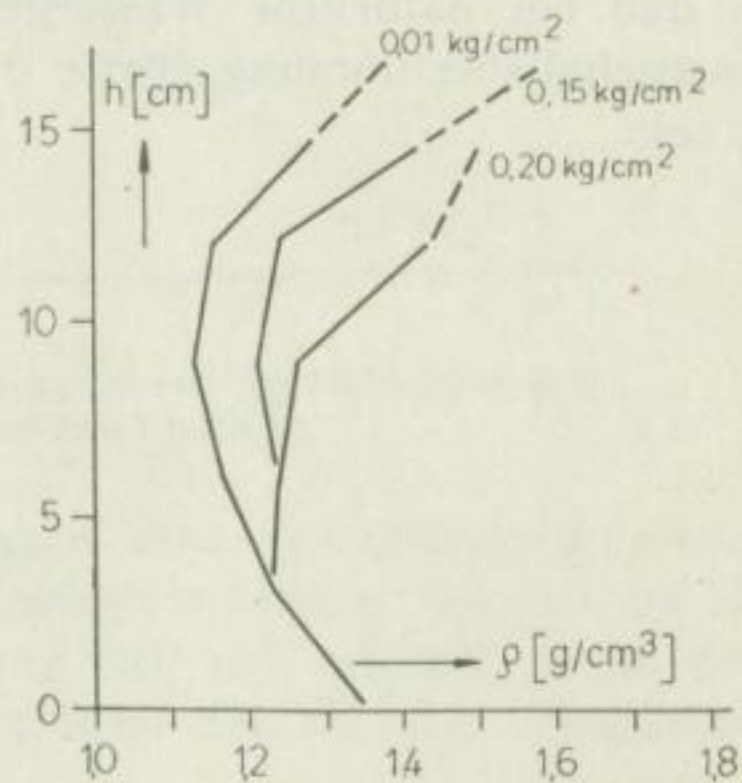


Bild 40. Die Veränderung des Raumgewichtes von Schlamm bei Belastung. Die Messungen wurden mit der γ -Absorptionsmethode durchgeführt. h ist die Höhe über dem Behälterboden, umgezeichnet nach [13]

Weiterhin wurden die Messungen zur Untersuchung der Deformationsvorgänge in aufgeschütteten Dämmen an der Wolga eingesetzt [13]. Zwei fest miteinander verbundene Rohre (Abstand 50 cm), in einem befindet sich das Präparat (5 mc Co^{60}), im anderen das Zählrohr mit Verstärker, wurden in den Damm eingebaut und das Kabel bis an die Dammkrone geführt.

Im Labor ist die γ -Absorptionsmethode geeignet, um bei Belastungs- oder Schüttelversuchen die Änderung des Raumgewichtes zu untersuchen. DURANTE [13] gibt ein Beispiel an, wo die Verdichtung von Schlamm bei verschiedenen Belastungen bestimmt wurde (s. Bild 40).

Sind alle Poren des Bodens mit Wasser gefüllt, dann kann aus der gemessenen Dichte auf den Wassergehalt oder das Porenvolumen geschlossen werden, da die Dichte der Festsubstanz bekannt ist. Das Porenvolumen P in Prozent ergibt sich dann durch folgende Beziehung:

$$P = \frac{\rho_g - \rho}{\rho_g - \rho_w} \cdot 100. \quad (75)$$

Dabei bedeutet:

- ρ = das gemessene Raumgewicht;
- ρ_g = das Raumgewicht der Festsubstanz;
- ρ_w = die Wasserdichte;
- P = das Porenvolumen in %.

Von NEUBER [38] wurde diese Möglichkeit zur Bestimmung des Porenvolumens ausgenutzt. Durch Wasserzufuhr in das zu untersuchende Volumen zwischen Präparat und Zählrohr wurde der Boden wassergesättigt, und aus den Raumgewichtsbestimmungen vor und nach der Wasserzufuhr konnte das Porenvolumen und der natürliche Wassergehalt bestimmt werden. Diese Methode zur Wassergehaltsbestimmung dürfte durch die neueren Neutronenverfahren überholt sein.

3 DIE ANWENDUNG DES γ -STREUVERFAHRENS ZUR RAUMGEWICHTSBESTIMMUNG DÜNNER OBERFLÄCHENSCHICHTEN

Im Abschnitt 1.6 wurde gezeigt, daß die γ -Streustrahlung eine Funktion des Raumgewichtes ist. Der große Vorteil des γ -Streuverfahrens gegenüber dem γ -Absorptionsverfahren besteht darin, daß die Messungen von der Erdoberfläche bis zu den Sohlen der Tiefbohrungen durchgeführt werden können.

Mit der von BELCHER [4] angegebenen Anordnung (Bild 41) läßt sich die Dichte einer dünnen Oberflächenschicht von ungefähr 10 cm Stärke bestimmen.

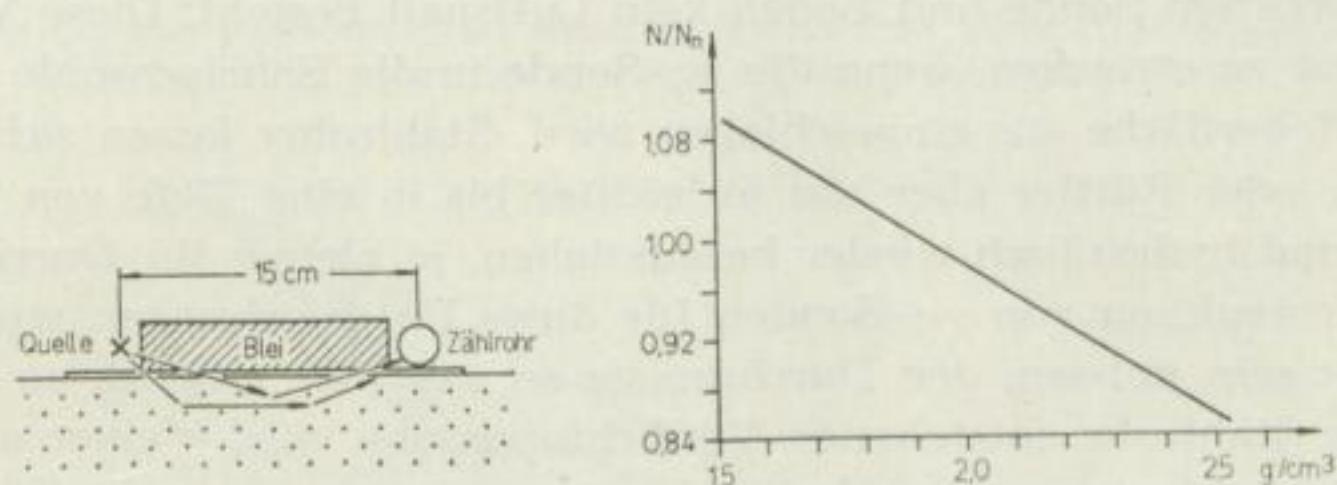


Bild 41. Anordnung zur Dichtemessung an der Erdoberfläche und ihre Eichkurve, umgezeichnet nach [4]

Die Anordnung ist für Dichteänderungen sehr unempfindlich, denn eine Dichteänderung von 1 % ergibt eine Impulsrateänderung von nur 0,4 %. Die Empfindlichkeit dieser Oberflächenanordnung läßt sich erhöhen, wenn der Abstand zwischen Präparat und Zählrohr vergrößert wird (s. auch Abschnitt 4.24).

4 DIE RAUMGEWICHTSBESTIMMUNG VON LOCKERBÖDEN BIS ZU EINER TIEFE VON UMGEFÄHR 30 METERN

4.1 Die Meßmethodik und die γ - γ -Sonden

Das γ -Streuverfahren zur schnellen und genauen Dichteuntersuchung von Lockerböden ohne Probeentnahme bis zu einer Tiefe von 20 ... 30 m hat für die Baugrunduntersuchung eine große Bedeutung. Verwendet werden für diesen Zweck γ - γ -Sonden, die entweder in ein Bohrloch oder in eigens dafür eingetriebene Stahlrohre eingelassen werden und einen Vorverstärker enthalten müssen. Später wird noch gezeigt, daß eine genaue Messung nur dann möglich ist, wenn zwischen Sonde und Boden kein Luftspalt besteht. Diese Verhältnisse sind aber nur zu erreichen, wenn die γ - γ -Sonde in die Bohrlochsohle oder direkt von der Erdoberfläche aus eingeschlagen wird. Stahlrohre lassen sich mit einem Fallhammer oder Rüttler aber um so leichter bis in eine Tiefe von 20 ... 30 m eintreiben und hydraulisch wieder herausziehen, je kleiner ihr Durchmesser ist. Bei der Konstruktion von γ - γ -Sonden für diese Untersuchungen wird man daher bestrebt sein müssen, den Durchmesser so weit wie möglich zu verringern. Die um das Stahlrohr entstehende Verdichtungszone wird kleiner als der doppelte Sondendurchmesser, gerechnet von Sondenmitte aus, sein [57]. Die Verdichtungszone liegt also stets in dem von der γ - γ -Messung erfaßten Bereich, und da unter gleichen Bedingungen die Eichkurve aufgestellt wurde, treten keine Fehler auf.

4.11 Die γ - γ -Sonden von BELCHER [3] und WENDT [57]

BELCHER [3], der bereits 1950 die Abhängigkeit der γ -Streustrahlung von der Dichte ausnutzte, erreicht mit der in Bild 42 angegebenen γ - γ -Sonde eine Genauigkeit der Dichtebestimmung von $\pm 4\%$. Er verwendete 1,9 mc Co^{60} als γ -Strahler und gibt an, daß in Abhängigkeit von der Dichte der Durchmesser des bei der Messung erfaßten Bereiches 30 ... 70 cm beträgt. Daß die auf Bild 42 gezeigte Eichkurve eine Gerade ergibt, wird wahrscheinlich durch die sehr geringe Änderung der Impulsrate mit der Dichte vorgetäuscht. Auch die starke Streuung der Werte weist darauf hin, daß die Sonde sehr unempfindlich ist.

Von WENDT [57] wurde eine γ - γ -Sonde mit einem Durchmesser der Bleiabschirmung von 12 mm und einem Außendurchmesser des in den Boden eingetriebenen Stahlrohres von 22 mm entwickelt. (Praktische Ausführung und Anwendungsbeispiele s. [59].) Die bei verschiedenen Abständen zwischen Präparat und Zählrohr aufgenommenen Eichkurven (Bild 43) zeigen, daß kein linearer Zusammenhang zwischen Impulsrate und Dichte besteht und bei größeren Abständen d der Quotient aus relativer Impulsratenänderung und rela-

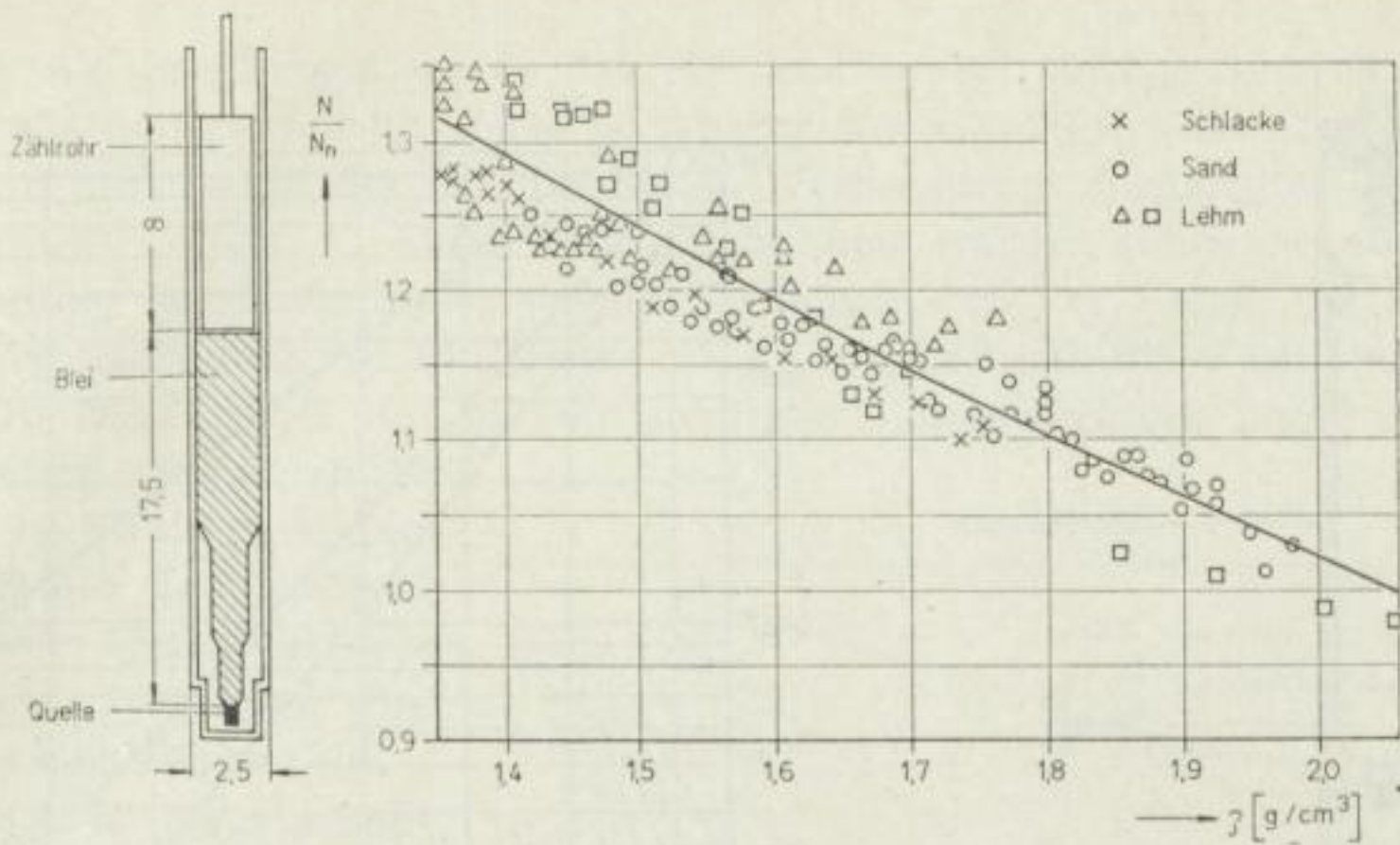


Bild 42. Die γ - γ -Sonde von BELCHER und ihre Eichkurve. Impulsrate bezogen auf einen Normalwert N_n , umgezeichnet nach [4]

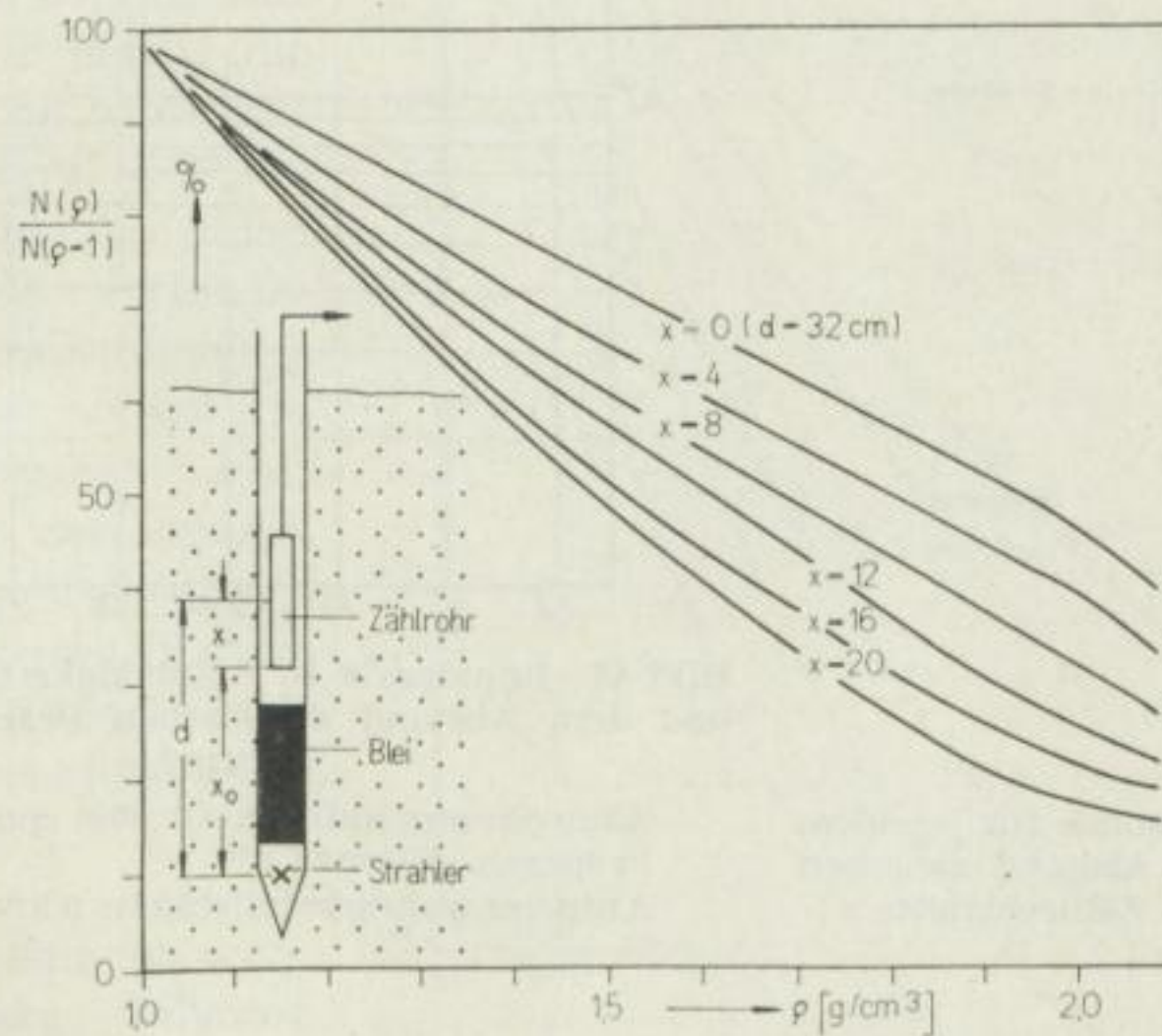


Bild 43. Die γ - γ -Sonde von WENDT und die auf Wasser bezogene Eichkurve, umgezeichnet nach [57] und [59]

tiver Dichteänderung zunimmt. Die Eichung der Sonde wurde durch Vergleich mit Werten von ungestörten Proben durchgeführt.

4.12 Die γ - γ -Versuchssonde von EIFE

Vom Autor wurde zu Versuchsmessungen eine Anordnung verwendet, die die in Bild 44 angegebenen Abmessungen hatte. Der Abstand Präparat – Zählrohrmitte konnte durch eine Schraubvorrichtung am oberen Ende der Sonde im Bereich von 28 ... 54 cm mit einer Einstellgenauigkeit von $\pm 0,1$ mm variiert

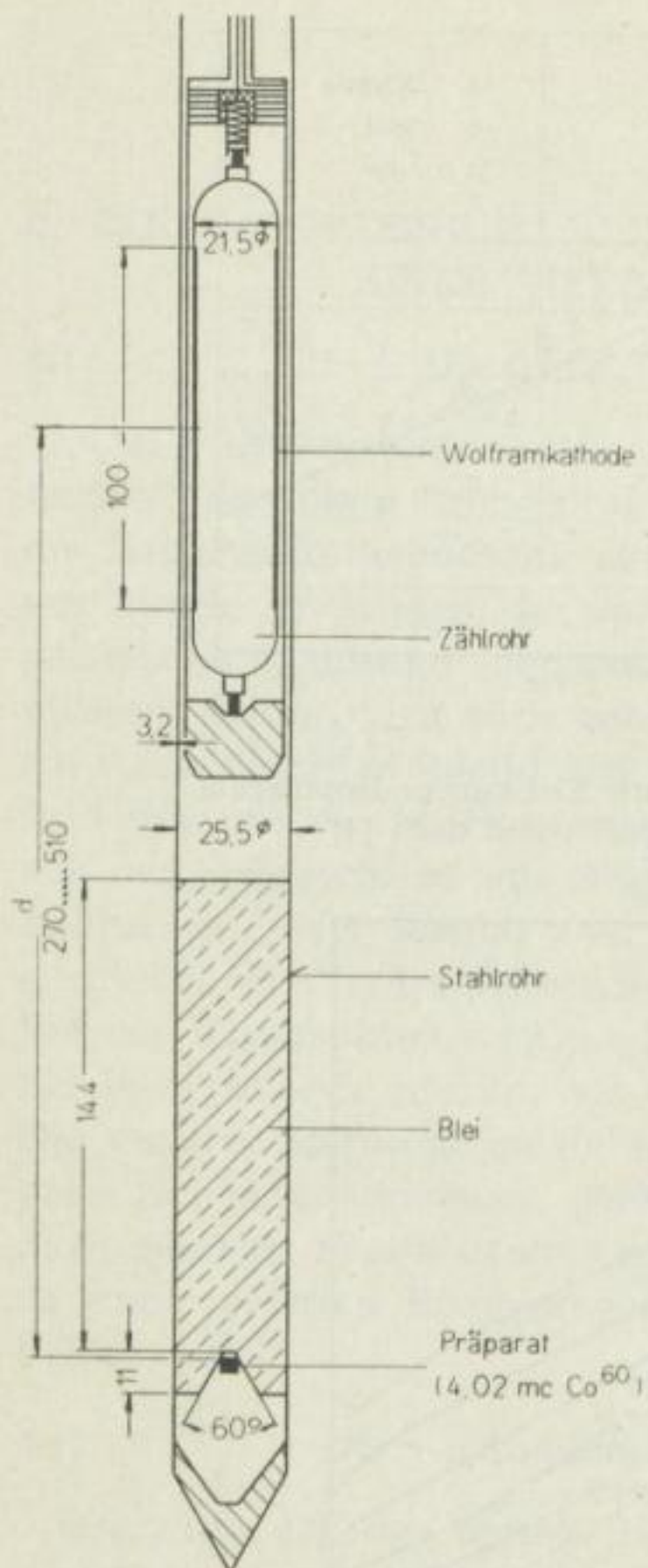


Bild 44. Versuchssonde für γ - γ -Messungen. d ist der Abstand zwischen Präparat und Zählrohrmitte

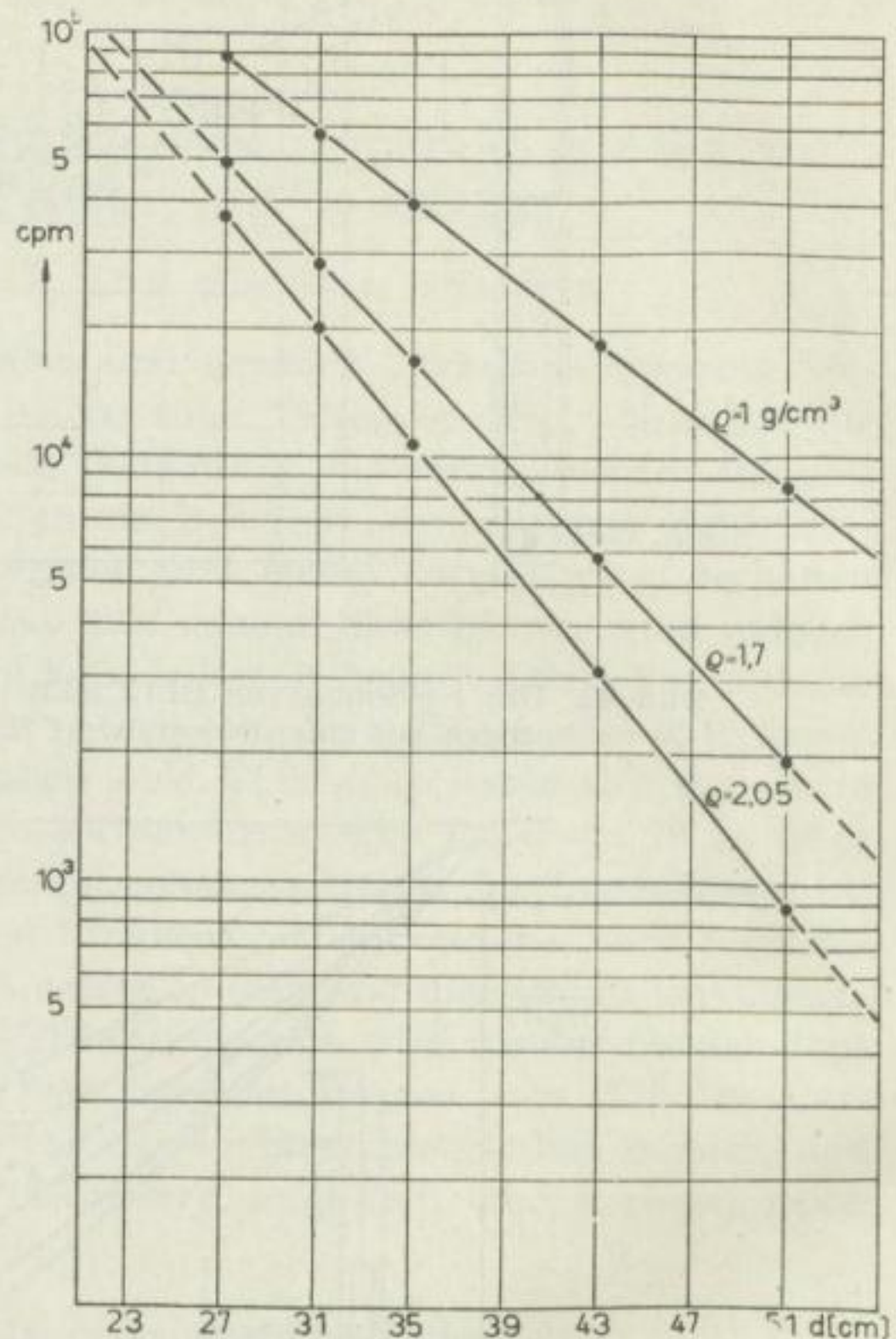


Bild 46. Impulsrate in Abhängigkeit von der Dichte und dem Abstand d zwischen Präparat und Zählrohrmitte

Zählrohrempfindlichkeit: 6600 cpm/1 mc Co^{60} /1 m.
 Präparat: 4,02 mc Co^{60}
 Ansprechwahrscheinlichkeit: 0,9 %

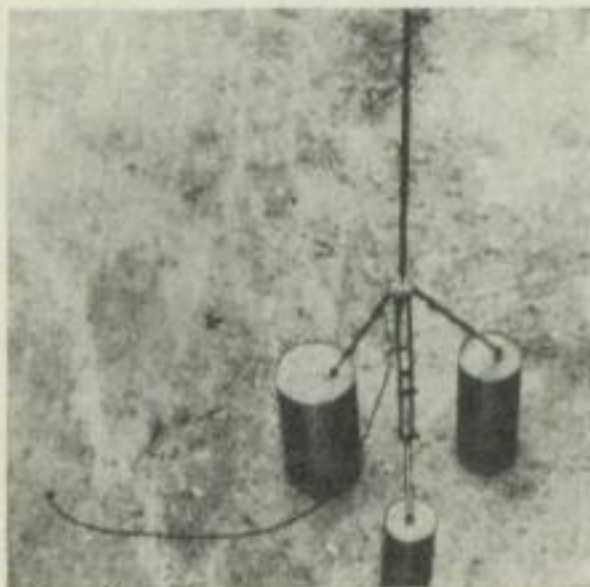


Bild 45. Sondenaufstellung zur Bestimmung der γ -Streustrahlung in Luft. Sondenspitze 4 m über dem Erdboden. Aufnahme von oben

werden. Als Empfänger wurde das für weiche γ -Strahlung sehr empfindliche Wolframkathodenzählrohr WS-4 (s. Abschnitt 6.11) verwendet. Zur Registrierung der Impulse mußte ein für 220 V Wechselstrom ausgelegtes dekadisches Zählgerät (VA-G-21, s. Abschnitt 6.22) benutzt werden (ohne Schaltuhr). Zur Bestimmung des Nulleffektes wurde die Sonde von der Spitze bis zum Ende der Bleiabschirmung mit Bleiplatten so umlegt, daß sich ein 5 cm starker Panzer ergab. Dabei zeigte sich, daß die durch die Bleiabschirmung hindurchtretende γ -Strahlung den durch die natürliche Strahlungsintensität an der Erdoberfläche bedingten Nulleffekt von ungefähr 200 cpm (bei WS-4-Zählrohren) um

höchstens 50 cpm erhöht. Wurde die Sonde im Freigelände bis 4 m über den Erdboden emporgestreckt (Bild 45), dann betrug die Impulsrate ohne Nulleffekt (200 cpm) bei $d = 27$ cm 570 cpm und bei $d = 51$ cm 320 cpm. Eine Verlängerung der Bleiabschirmung in der Sonde veränderte die Meßergebnisse nicht. Die Abnahme der Impulsrate mit Vergrößerung des Abstandes könnte darauf hinweisen, daß die in Luft gestreute γ -Strahlung registriert wurde.

Die Eichmessungen wurden in einem Behälter (1 mm Eisenblech) von 60 cm Durchmesser durchgeführt. Die Bleiabschirmung wurde beim Herausziehen des Zählrohres verlängert. Unterschiedliche

Raumgewichte wurden durch verschiedene Wassergehalte und Verfestigungen des gleichen Sandes erreicht. Der gefüllte

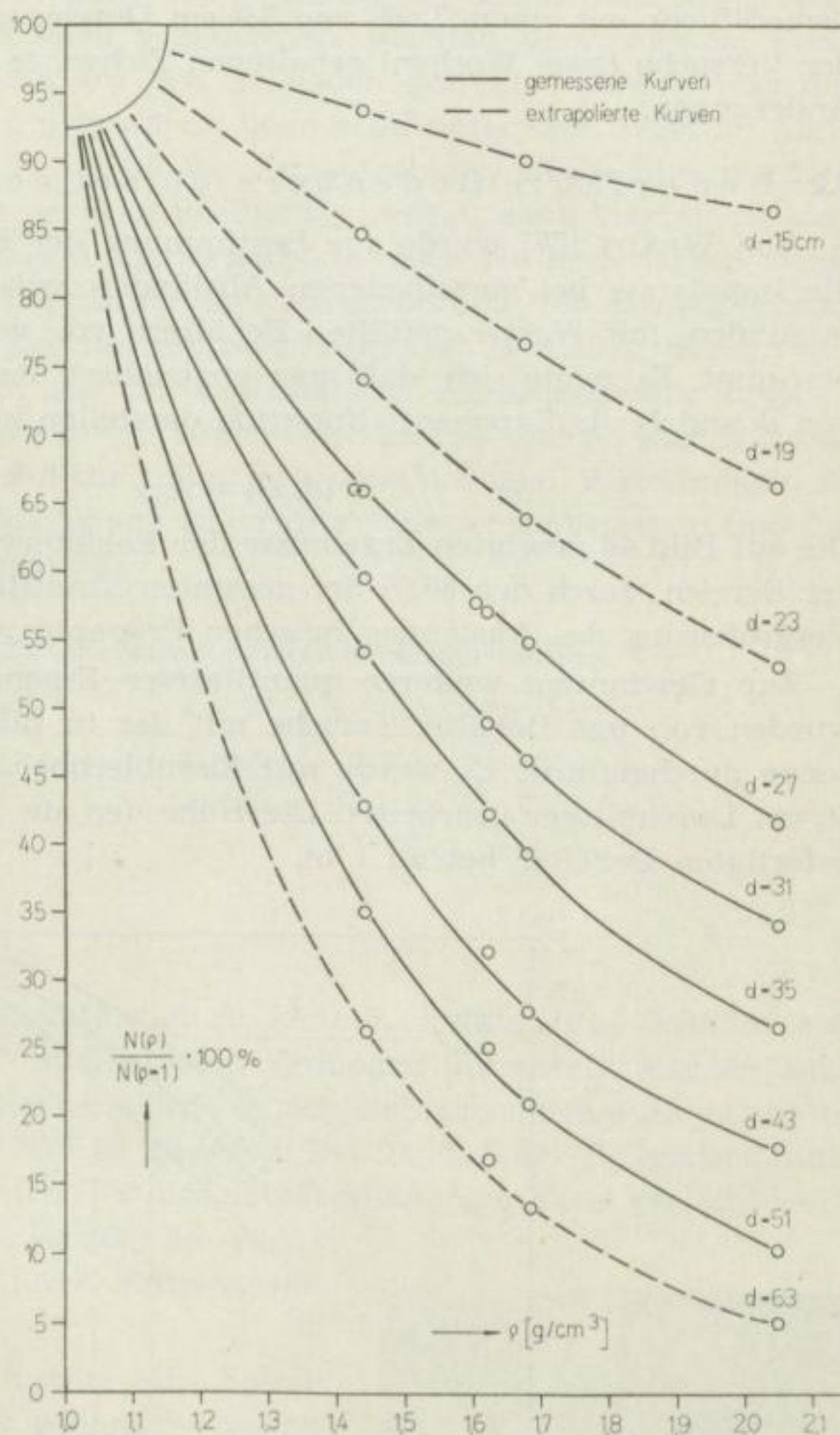


Bild 47. Eichkurven in Abhängigkeit von d
 Durchmesser der Bleiabschirmung: 25 mm
 Präparat: 4,02 mc Co^{60}
 d ist der Abstand Präparat—Zählrohrmitte

Behälter wurde mit einer Tonnenwaage gewogen. In Abhängigkeit vom Abstand d zwischen Präparat und Zählrohrmitte verringerte sich die Impulsrate sehr gut nach einer Exponentialfunktion (s. Bild 46). Es bestand damit die Möglichkeit, auf größere und kleinere Abstände d zu extrapolieren.

Die Eichkurven für verschiedene Abstände d werden auf Bild 47 gezeigt. Die größere Empfindlichkeit bei größeren Abständen d zwischen Präparat und Zählrohrmitte ist zu erkennen.

Zur Überprüfung der Sonde wurde ein Eichnormal, ein $20 \times 20 \times 50$ cm Zementblock mit einem Loch von 3,3 cm Durchmesser verwendet. Die während der Versuche (zwei Wochen) erhaltenen Eichwerte zeigten keine systematischen Änderungen.

4.2 Der erfaßte Bodenbereich bei der γ -Streumessung

Von WENDT [57] wurde zur Bestimmung der Eindringtiefe der γ -Strahlung die Impulsrate bei verschiedenen Abständen zwischen Präparat und Zählrohr in runden, mit Wasser gefüllten Behältern von verschiedenem Durchmesser D bestimmt. Es zeigte sich, daß man angenähert die Impulsrate in Abhängigkeit von d und D als Exponentialfunktion darstellen kann:

$$N(d, D) = A_0 e^{-\mu(D)d} \quad (76)$$

Die auf Bild 48 gezeigten Ergebnisse der Behälterversuche lassen erkennen, daß der Bereich, durch den 80 % der gesamten Streustrahlung übertragen wird, mit Vergrößerung des Abstandes zwischen Präparat und Zählrohr wächst.

Zur Gewinnung weiterer quantitativer Ergebnisse über die Eindringtiefe wurden von uns Behälterversuche mit der in Bild 44 angegebenen Versuchssonde durchgeführt. Es wurde mit Eisenblechbehältern von 20, 30, 40, 50 und 60 cm Durchmesser gearbeitet. Die Höhe der aus Eisenblech von 1 mm Stärke gefertigten Behälter betrug 1 m.

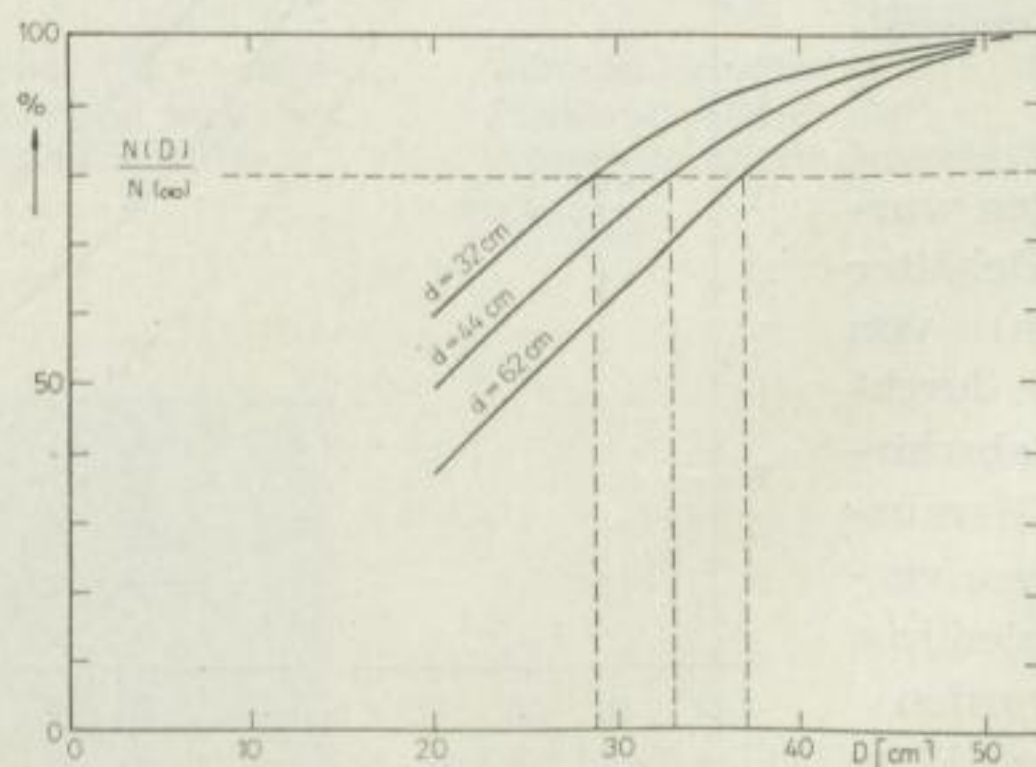


Bild 48. Die Abhängigkeit der auf $N(\infty)$ normierten Zählrate von D in Wasser für eine Sonde mit einer Bleiabschirmung von 12 mm Durchmesser und Co^{60} als Strahler, umgezeichnet nach [57] und [59]

Der Wandeinfluß wurde dadurch berücksichtigt, daß eine effektive Vergrößerung des Behälterdurchmessers D angenommen wurde. Für Wasser ergab sich daher 21,4; 31,4 cm usw. als Durchmesser. Die zwei kleinen Behälter wurden zusätzlich noch mit einer doppelten Wandung umgeben, und dabei zeigte sich, daß durch die effektive Durchmessergrößerung annähernd richtige Ergebnisse erhalten wurden.

Bei den Behälterversuchen mit Wasser im Zimmer wurde festgestellt, daß die Impulsrate ganz von der Stellung des Behälters im Zimmer abhängig war, die Wände das Ergebnis also stark verfälschten. Bei den Versuchen im Freigelände – die Behälter mußten auf den Erdboden gestellt werden – lag die Impulsrate für die Abstände d über 40 cm bedeutend unter dem Wert im Zimmer, doch immer noch konnte schädliche Streustrahlung beobachtet werden. Wurden die Behälter mit 2 cm starken Pb-Platten umlegt, dann verringerte sich die Impulsrate weiterhin, obwohl die Ergebnisse noch zu hoch lagen, wenn angenommen wird, daß die Impulsrate mit Vergrößerung von d nach einem Exponentialgesetz abnimmt. Für die größeren Behälter, $D = 40 \dots 60$ cm, und Abstände d kleiner als 40 cm gilt das exponentielle Abnahmegesetz in guter Annäherung, was auch von WENDT [57] schon festgestellt wurde. Zur Erläuterung des oben Gesagten werden die unter den verschiedenen Verhältnissen in dem mit Wasser gefüllten Behälter von 20 cm Durchmesser gemessenen Impulsraten in Tabelle 7 zusammengestellt.

Tabelle 7. Der Einfluß der vagabundierenden Streustrahlung

Meßbedingung	$d = 27$	$d = 35$	$d = 51$ cm
Zimmer	41 200	17 700	5 130
Hof	41 400	17 000	4 070
Hof, Behälter mit 2 cm Blei umlegt	41 100	17 000	3 400
ungestörter Wert			2 500

Um richtige Messungen durchführen zu können, müßten die Behälter auf einem Bock ungefähr 1 ... 2 m über dem Erdboden aufgestellt werden, und zur Verringerung des Lufteinflusses würde es sich wahrscheinlich auch erforderlich machen, die Behälter mit Blei zu umlegen. Der Einfluß der Bleiplatten muß aber erst noch untersucht werden. Da diese Meßbedingungen nicht erreicht werden konnten, mußte versucht werden, die vagabundierende Streustrahlung durch Korrekturen auszuschalten.

Mit Hilfe eines Stativs konnte die Sonde in die Mitte der Behälter gehängt werden (Bild 49).



Bild 49. Die Meßanordnung für die Behälterversuche

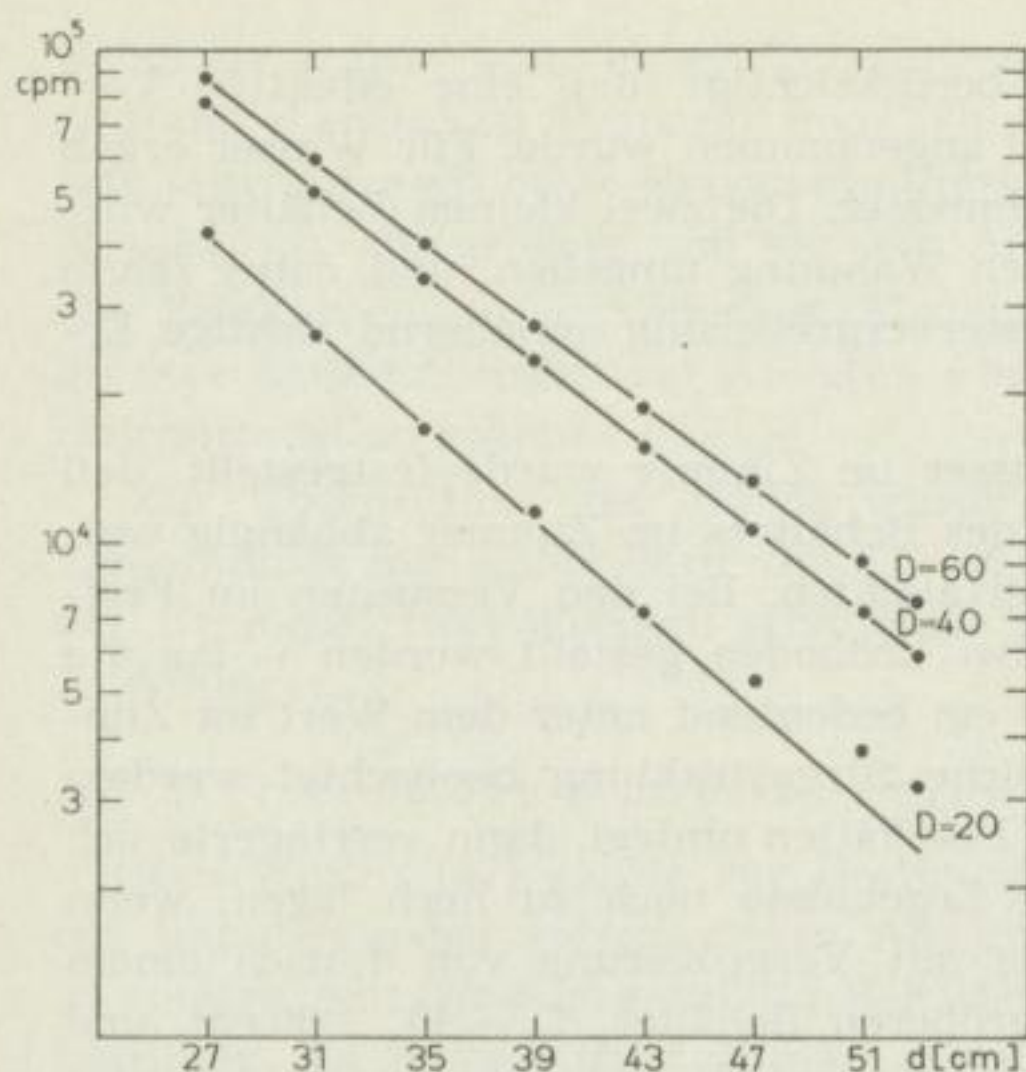
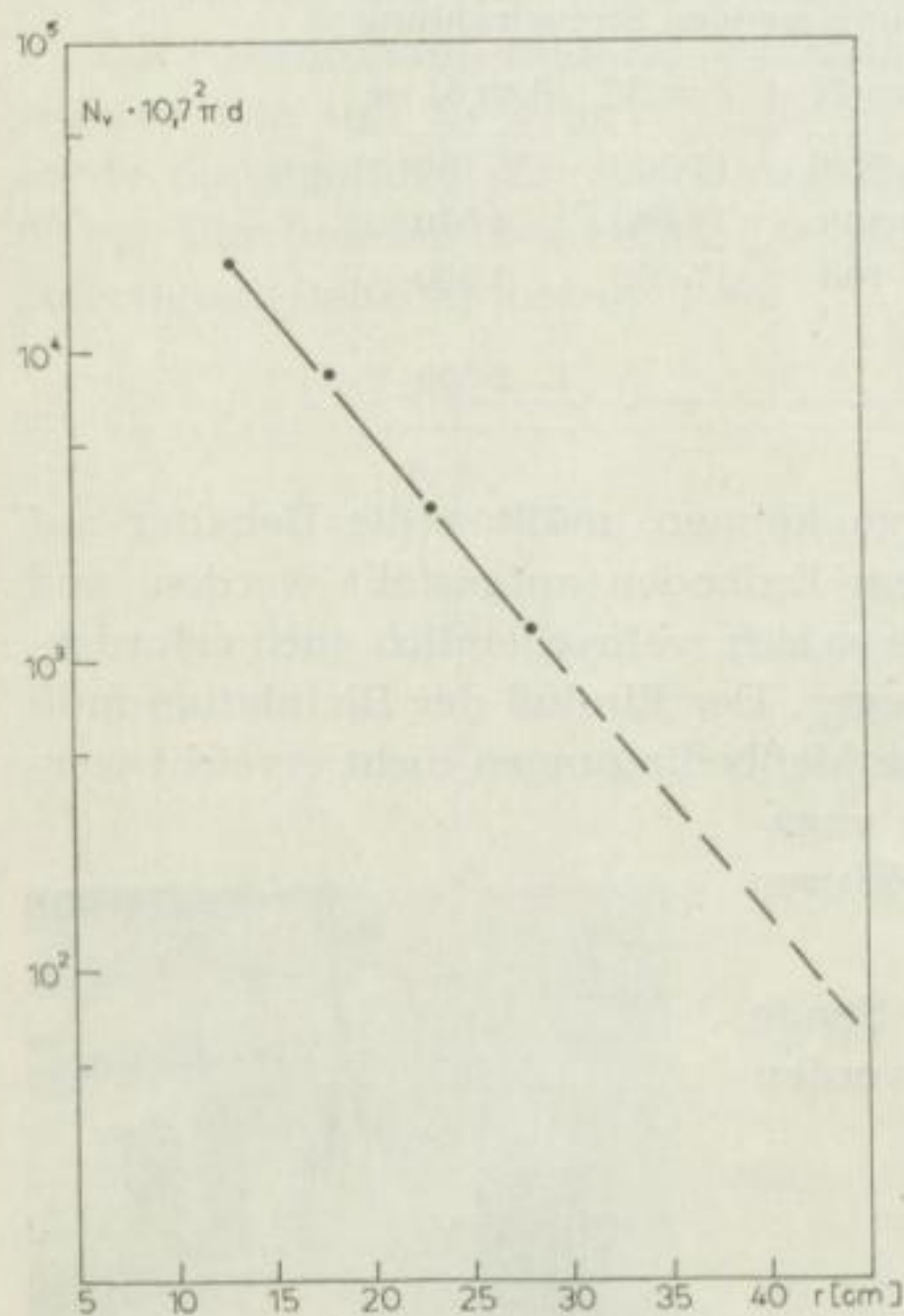


Bild 50. Die Impulsrate in Abhängigkeit von d bei verschiedenem Durchmesser D der Behälter.
Absorber: Wasser



Die bei den Behältern mit 20, 40 und 60 cm Durchmesser bei verschiedenem d gemessenen Impulsraten sind auf Bild 50 im halblogarithmischen Maßstab aufgetragen, und es ist zu erkennen, daß für $D = 40$ cm und $D = 60$ cm ein exponentielles Abnahmengesetz mit d gilt. Für die kleinen Behälter lagen die Impulsraten für die Abstände $d > 40$ cm aus den oben erläuterten Gründen zu hoch. Da auch hierbei bestimmt mit dem exponentiellen Gesetz gerechnet werden kann, wurden anstelle der fehlerhaften Werte die durch Verlängerung der Geraden erhaltenen extrapolierten Impulsraten verwendet.

Um die in den Behältern gemessenen Werte auf die für das unendlich ausgedehnte Medium gültige Impulsrate $N_{(\infty)}$ beziehen zu können, wurde $N_{(\infty)}$ auf folgende Weise berechnet. Es wurde angenommen, daß der Einfluß der Volumenelemente auf die Erzeugung der Strahlungsintensität am Zählrohr mit dem Abstand von der Achse Zählrohr-Präparat exponentiell abnimmt. Der Unterschied in der Impulsrate bei zwei aufeinanderfolgenden Behältern wurde durch das Volumen des Zylinderringes geteilt, als Volumeneinheit wurde der Zylinder $10,7^2 \cdot \pi \cdot d$ angenommen. Die so erhaltenen Werte wurden im halblogarithmischen Papier über dem mittleren Abstand des Zylinderringes von der

Bild 51. Die Impulsrate N_v in Abhängigkeit von r . N_v wird durch die Strahlungsintensität erzeugt, die ein Volumenelement im Abstand r von der Sondenachse überträgt

Sondenachse aufgetragen, und die mittlere Gerade wurde verlängert. Ein Beispiel für $d = 28$ cm wird auf Bild 51 gezeigt. Der Einfluß der in größerer Entfernung als 30 cm von der Sondenachse liegenden Bereiche konnte jetzt berechnet werden, und es war möglich, $N_{(\infty)}$ mit guter Näherung zu bestimmen. Die in den einzelnen Behältern gemessenen Impulsraten N_D wurden dann auf $N_{(\infty)}$ normiert und die prozentualen Werte in Abhängigkeit vom Behälterdurchmesser dargestellt (s. Bild 52). Die maßgeblichen Zylinder für die Übertragung von 80 und 90 % der gesamten Streustrahlung sind in Tabelle 8 angegeben. Ein Vergleich mit den Werten von WENDT [57] (s. Bild 48) läßt erkennen, daß bei unserer Sonde mit ungefähr dem doppelten Durchmesser der Bleiabschirmung die Eindringtiefe bei gleicher Dichte größer ist.

Bild 52
Die Eindringtiefe der γ -Strahlung bei Wasser
 D — Behälterdurchmesser
 d — Abstand Präparat—Zählrohrmitte
 $N_{(\infty)}$ — Impulsrate für das unendlich ausgedehnte Medium

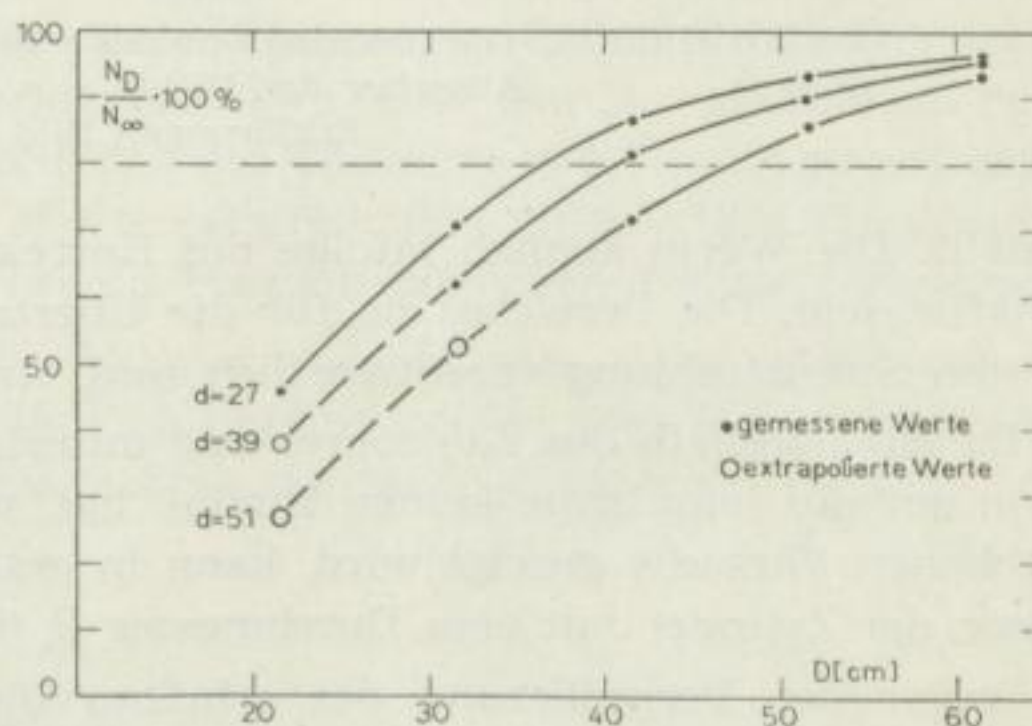


Tabelle 8. Übertragung von 80 und 90 % der Gesamtstrahlung bei Wasser

d	D (80%)	D (90%)
27	36	45,5
39	41	51,5
51	46,5	56,5

Tabelle 9. Übertragung von 80 und 90 % der Gesamtstrahlung bei $\rho = 1,829$ g/cm³

d	D (80%)	D (90%)
27	27	34
39	31,5	38
51	34	41

Da die Eindringtiefe von der Dichte abhängt, wurde versucht, die Messungen in den Behältern bei einer größeren Dichte durchzuführen. Es bereitete aber einige Schwierigkeiten, in den einzelnen Behältern stets ein gleiche Dichte herzustellen. Da kein gesiebter feinkörniger trockener Sand zur Verfügung stand, wurden, um trotzdem möglichst gleiche Raumgewichte zu erhalten, die Messungen mit wassergesättigtem feinkörnigem (5...10 mm) Granitsplitt durchgeführt. Bei $D = 60$ cm wurde $\rho = 1,87$ g/cm³ erreicht, und die Impulsrate mußte mit Hilfe der Eichkurve korrigiert werden, da sich bei den anderen Behältern eine Dichte von ungefähr 1,829 g/cm³ ergab. Die Impulsraten für $d > 40$ wurden, wie oben erläutert, durch Extrapolation gewonnen und auch $N_{(\infty)}$ wurde nach dem gleichen Verfahren berechnet. Die Ergebnisse sind auf Bild 53 dar-

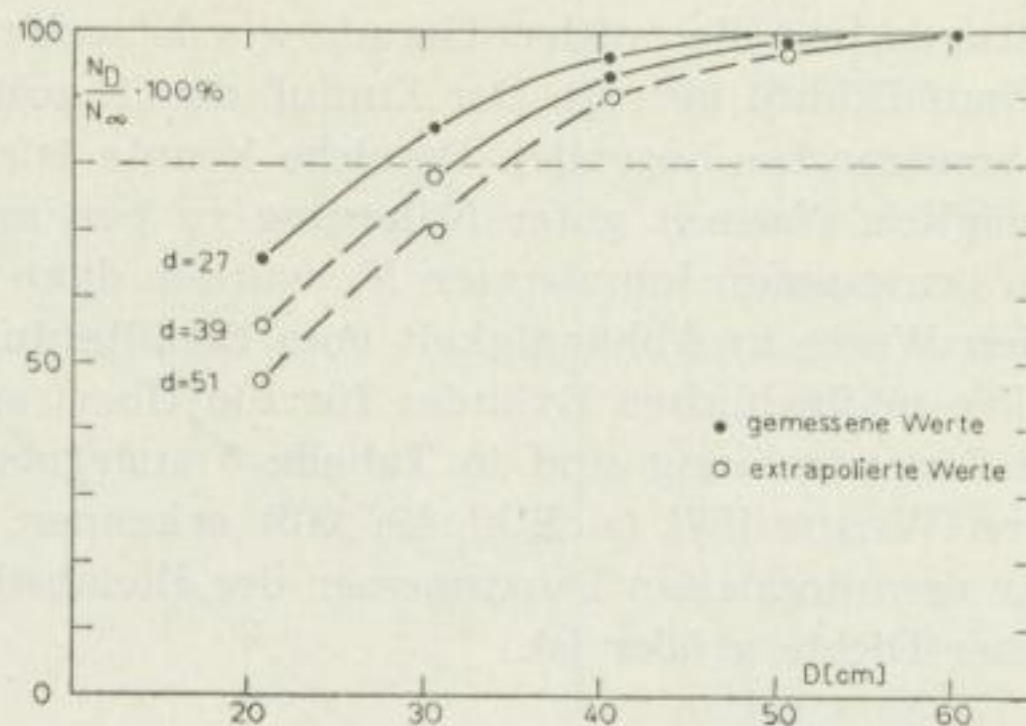
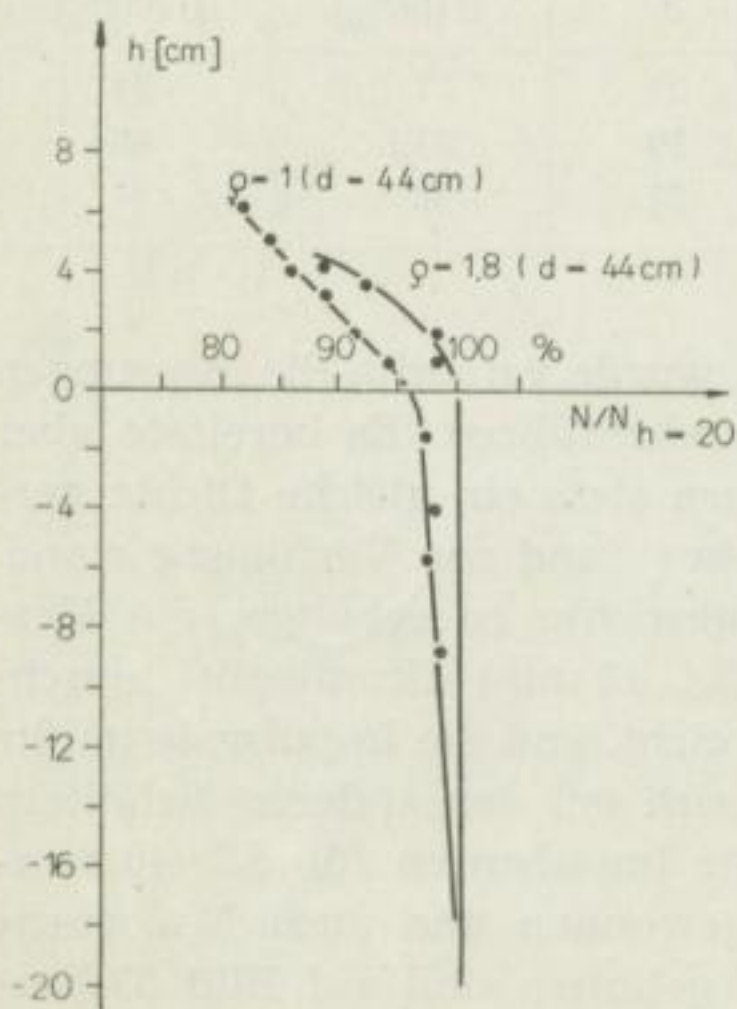


Bild 53. Die Eindringtiefe der γ -Strahlung bei einem Absorber der Dichte $\rho = 1,82 \text{ g/cm}^3$.
Erklärungen Bild 52

gestellt. Die Werte können infolge der Korrekturen mit Fehlern bis zu $\pm 5\%$ behaftet sein. Die Bereiche, die für die Übertragung von 80 und 90% der gesamten Streustrahlung verantwortlich sind, werden in Tabelle 9 angegeben.

Da das oberhalb des Zählrohres und unterhalb des Präparates gelegene Medium auf die Impulsrate keinen Einfluß hat, wie durch die in Bild 54 wiedergegebenen Versuche gezeigt wird, kann in erster Annäherung als erfaßtes Volumen der Zylinder mit dem Durchmesser D (80%) angenommen werden.

Außer der Vergrößerung des erfaßten Bereiches mit dem Abstand d ist durch einen Vergleich der Kurvenscharen auf Bild 48 und Bild 52 zu erkennen, daß sich mit zunehmendem Durchmesser der Bleiabschirmung die Eindringtiefe ebenfalls vergrößert, die γ -Strahlung also in stärkerem Maße senkrecht zur Sondenachse ausgestrahlt wird.



Theoretische Berechnungen über das erfaßte Meßvolumen (berücksichtigt wurden nur die einmal gestreuten γ -Quanten) bei der γ - γ -Sonde von WENDT [57] werden von HOMILIUS und LORCH angegeben [59, 60]. Die erhaltenen Ergebnisse stimmen angenähert mit experimentellen Messungen überein.

Bild 54. Die relative Impulsrate in Abhängigkeit von der Höhe h der Oberkante des empfindlichen Zählrohrvolumens unter und über der Oberfläche. (Die Abnahme der Impulsrate bei Wasser mit Annäherung an die Oberfläche ist durch die Abnahme der an der Erdoberfläche gestreuten Strahlung bedingt)

4.3 Der Einfluß des Luftspaltes zwischen Sonde und Bohrlochwandung

Während von VOSKOBOJNIKOW [53] mit einer Sonde von 73 mm Durchmesser die geringsten Einflüsse von Kavernen bei möglichst langer Sonde beobachtet wurden, konnte WENDT [57] nachweisen, daß bei der Sonde von 12 mm Durchmesser der Einfluß des Luftspaltes zwischen Sonde und Bohrlochwandung mit Vergrößerung des Abstandes zwischen Präparat und Zählrohr wächst. Bei den Untersuchungen in Bohrlöchern mit verschiedenem Durchmesser fand er die in Tabelle 10 angegebene Zunahme der Zählrate pro mm Durchmesserunterschied zwischen Sonde und Bohrloch. Ganz ähnliche Ergebnisse wurden von uns mit der Sonde von 25 mm Durchmesser (entspricht Bleiabschirmung), die in Löchern verschiedenen Durchmessers aufgestellt wurde, gefunden. Die Bleiabschirmung in der Sonde wurde bei diesen Messungen durch Aufstecken von 4 und 8 cm langen Bleizylindern verlängert. Die Löcher wurden mit Schlagsonden vergrößert. Da sich in Abhängigkeit von der Dichte ($\rho = 1,4 \dots 1,8 \text{ g/cm}^3$) keine Unterschiede zeigten, wurden die Werte gemittelt und die auf Bild 55 gezeigten Ergebnisse, die Fehler bis zu mehreren Prozent aufweisen können, erhalten.

Wird eine mittlere Steigung der Kurven angenommen, dann ergibt sich die in Tabelle 11 angegebene Zunahme der Impulsrate pro mm Unterschied zwischen Sonde und Bohrloch für verschiedene Abstände d zwischen Präparat und Zählrohrmitte.

Tabelle 10. Prozentualer Fehler in Abhängigkeit vom Luftspalt bei der Sonde von WENDT [57] [59]

d (cm)	$\%_0/\text{mm}$
32	1,66
36	2,0
40	2,4
44	2,7
48	3,0
52	3,8
62	5,0

Tabelle 11. Prozentualer Fehler in Abhängigkeit vom Luftspalt bei der Sonde von EIFE

d (cm)	$\%_0/\text{mm}$
27	1,3
31	1,4
35	1,6
43	1,7
51	2,3

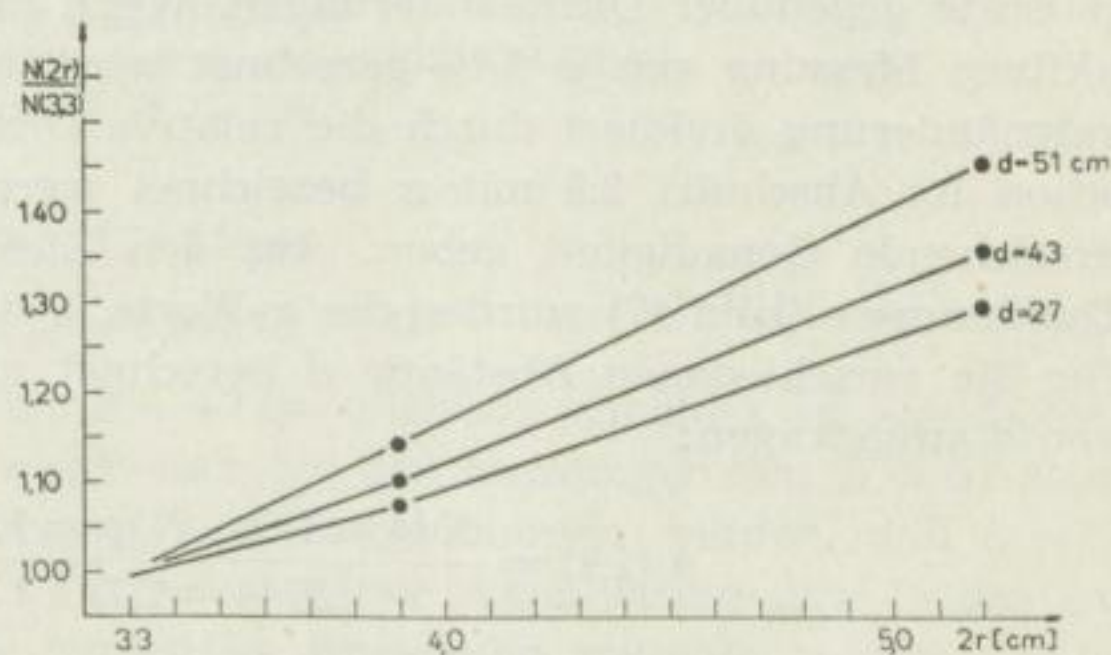


Bild 55. Zählrate in Abhängigkeit vom Bohrlochdurchmesser $2r$. Sondendurchmesser 33 mm

Die Zunahme des prozentualen Fehlers mit d (Tabellen 10 und 11) wird dadurch bedingt sein, daß die durch den Luftspalt übertragene γ -Strahlung nur sehr wenig geschwächt wird und sich ihr prozentualer Anteil an der mit d nach einem Exponentialgesetz abnehmenden γ -Streustrahlung des umgebenden Gesteins daher vergrößert.

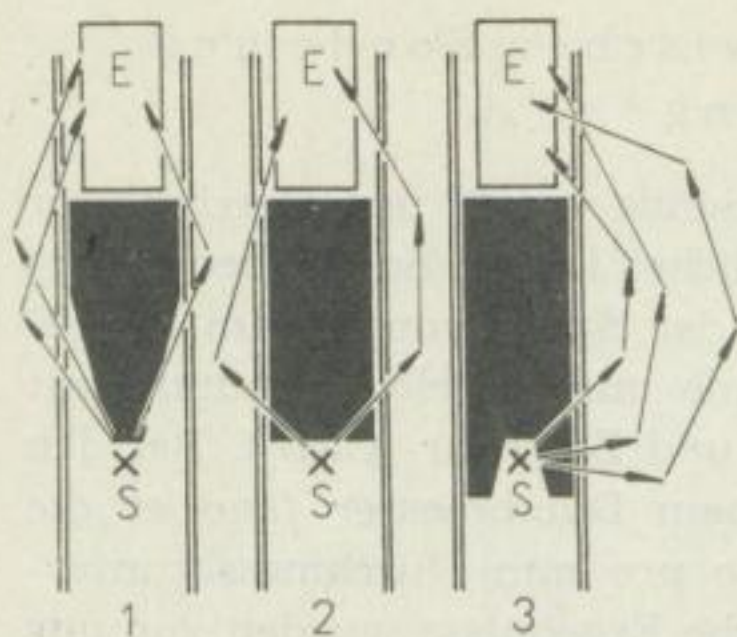


Bild 56. Verschiedene Möglichkeiten für die Bleiabschirmung bei einer γ - γ -Sonde

Durch Vergleich der Werte aus den Tabellen 10 und 11 ist zu erkennen, daß die Zunahme des Fehlers mit d bei einer Sonde von 25 mm Durchmesser geringer ist als bei einer Sonde von 12 mm Durchmesser, und daß sich weiterhin auch der Absolutwert etwas verringert. Der Durchmesser und die Form der Bleiabschirmungen, von denen einige Beispiele auf Bild 56 gezeigt werden, sind also nicht nur für die Eindringtiefe, die Form der Eichkurve [39], sondern auch für den Luftspalteinfluß von entscheidender Bedeutung (s. auch [59]).

Die bereits bei dem kleinsten Luftspalt auftretenden großen Fehler zeigen, daß genaue Meßergebnisse von $\pm 2\%$ nur dann erhalten werden können, wenn die Sonde eingeschlagen wird.

4.4 Die Meßgenauigkeit (günstige Abmessungen einer γ - γ -Sonde)

Auf die große Bedeutung des Luftspalteinflusses wurde bereits hingewiesen. Entscheidend für die Meßgenauigkeit ist weiterhin die Empfindlichkeit der Impulsrate gegenüber Dichteänderungen. Wenn mit einer Genauigkeit der radioaktiven Messung von $\pm 1\%$ gerechnet wird, dann kann die relative Impulsratenänderung dividiert durch die relative Dichteänderung (der Wert soll wie schon im Abschnitt 2.5 mit α bezeichnet werden) einen Hinweis auf die zu erreichende Genauigkeit geben. Aus den Eichkurven der Sonde für 25 mm Durchmesser (Bild 47) wurden die α -Werte in der Umgebung von $\rho = 1,7 \text{ g/cm}^3$ für die verschiedenen Abstände d berechnet und in Bild 57 in Abhängigkeit von d aufgetragen:

$$\alpha(1,7) = \frac{N(\rho = 1,6) - N(\rho = 1,8)}{N(\rho = 1,7)} \cdot \frac{1,8 - 1,6}{1,7} \quad (77)$$

Die Werte von WENDT [57] lassen erkennen, daß sich die Zunahme der α -Werte bei Vergrößerung des Abstandes d um 20 cm bei den zwei Sonden mit unterschiedlichem Durchmesser nicht unterscheidet. Da auch der für die Oberflächenanordnung von BELCHER [4] geltende Wert auf der Geraden liegt, kann man annehmen, daß α in erster Linie nur eine Funktion von d ist. Jetzt ist auch zu erkennen, warum BELCHER [3, 4] bei der Dichtebestimmung mit seiner γ - γ -Sonde nur eine Genauigkeit von $\pm 4\%$ erreichte (s. Bild 42), während WENDT [57], der einen α -Wert von 3,4 [59] bei seiner Sonde verwirklichte, eine Meßgenauigkeit von $\pm 2\%$ angibt.

Für eine konstante Dichte vergrößert sich α und damit die Empfindlichkeit linear mit dem Abstand d zwischen Präparat und Zählrohr. Aus Bild 57 folgt,

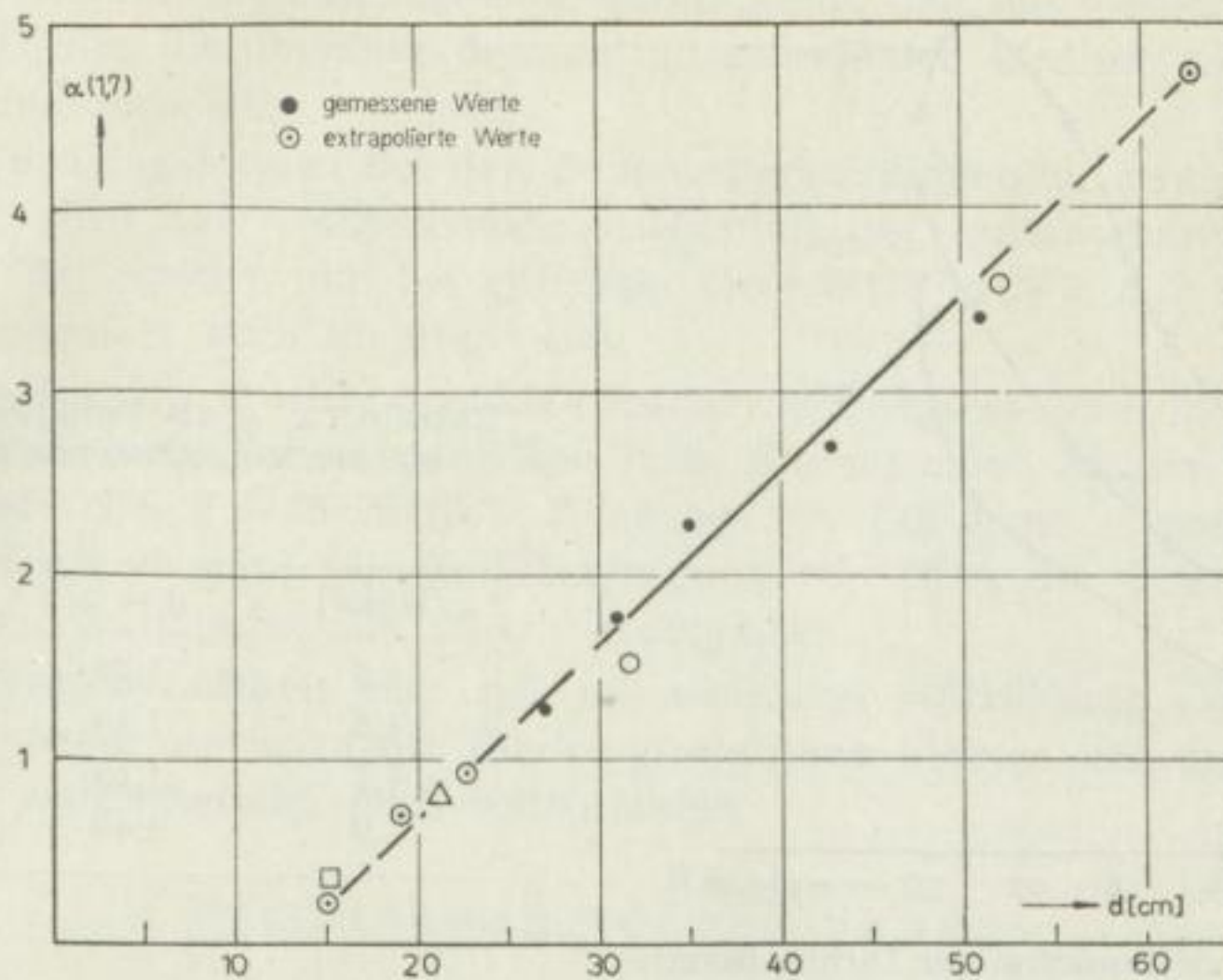


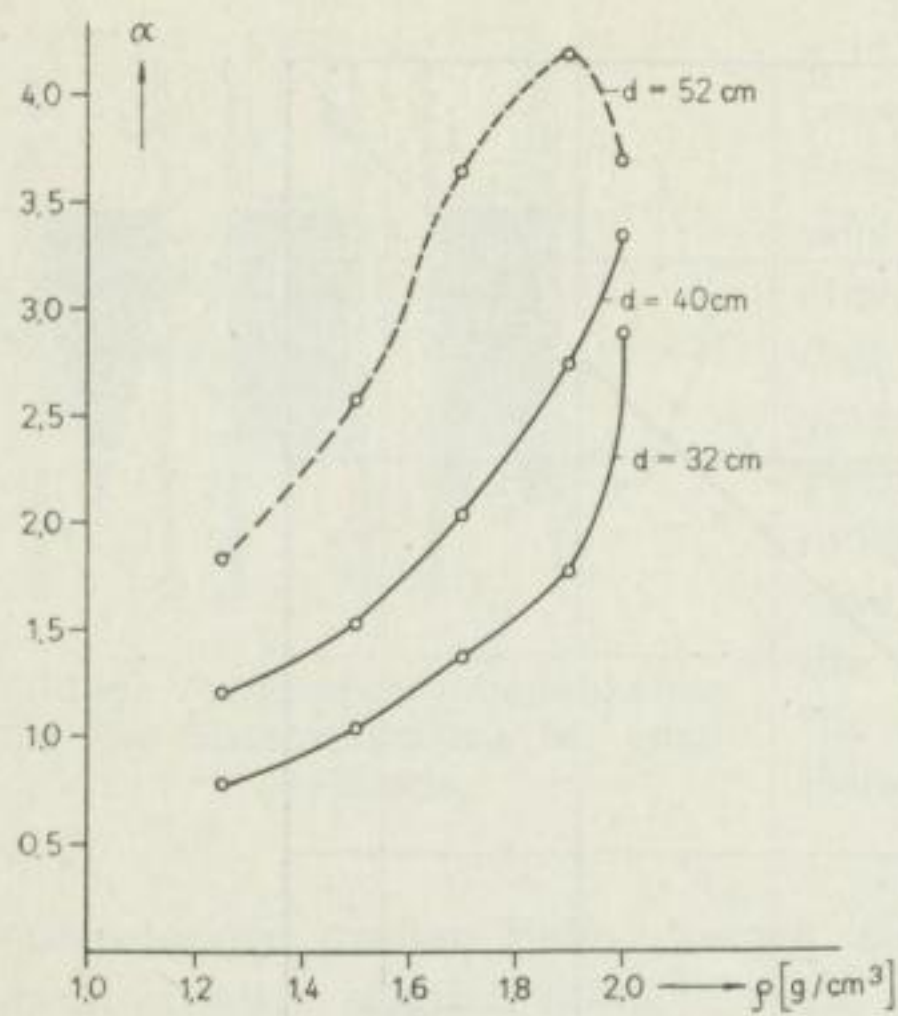
Bild 57. α -Werte $\left(\frac{\Delta N}{N} : \frac{\Delta \rho}{\rho}\right)$ für $\rho = 1,7 \text{ g/cm}^3$ in Abhängigkeit von d .
 γ -Quelle: Co^{60}

- Sonde von EIFE (gemessene Werte)
- Sonde von EIFE (aus extrapolierten Eichkurven gewonnen)
- △ Sonde von BELCHER [4]
- Oberflächenanordnung von BELCHER [4]
- Sonde von WENDT [54]

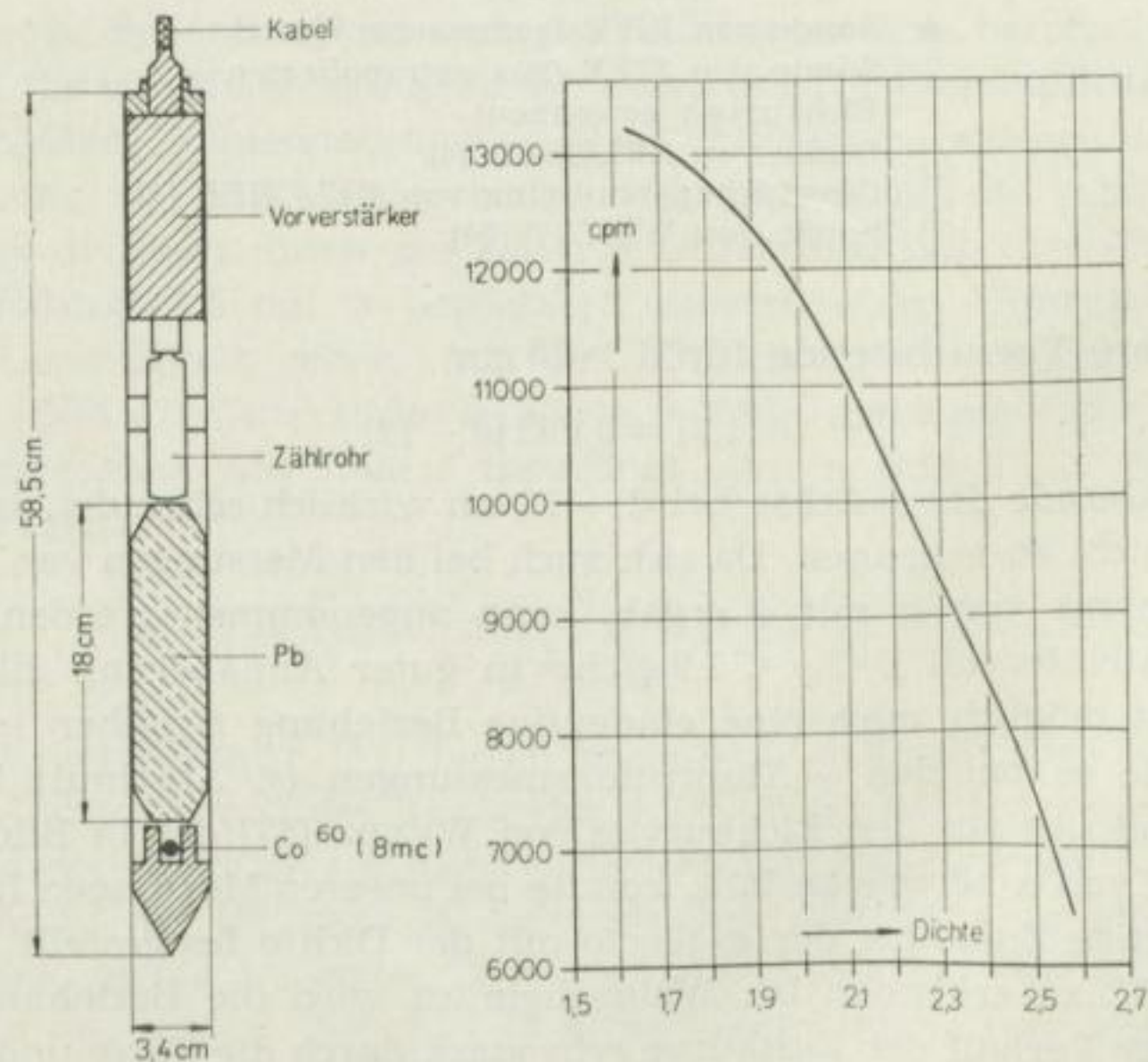
daß für unsere Versuchssonde für $d > 15 \text{ cm}$

$$\alpha(1,7) = 0,093 (d - 12) \quad (78)$$

gilt. Ob die Gerade die d -Achse bei $d = 12 \text{ cm}$ wirklich schneidet, ist aus diesen Messungen nicht zu erkennen. Da sich auch bei den Messungen von WENDT eine lineare Zunahme von α mit d ergab, kann angenommen werden, daß $\alpha \sim d$ für das Dichteintervall $1 < \rho < 1,9 \text{ g/cm}^3$ in guter Annäherung gilt. Leider ist es noch nicht möglich, auch eine eindeutige Beziehung zwischen α und ρ aufzustellen, wie es bei den γ -Absorptionsmessungen (s. Abschnitt 2.5) möglich war. Während sich aus den Eichkurven von WENDT [57] der in Bild 58 angegebene Verlauf von α berechnen läßt, konnte bei unseren Messungen für $d \geq 27 \text{ cm}$ keine eindeutige Zunahme der α -Werte mit der Dichte festgestellt werden, wie aus Tabelle 12 zu erkennen ist. Wahrscheinlich wird die Beziehung $\alpha = \alpha(\rho)$ und damit der Verlauf der Eichkurve sehr stark durch die Form und den Durchmesser der Bleiabschirmung und das Zählrohr bedingt. Die Eichkurve für die von BROCARD [7] zur Untersuchung von Beton verwendete γ - γ -Sonde (s. Bild 59) zeigt z. B. sehr deutlich, daß sich die Empfindlichkeit der Sonde und damit α mit der Dichte sehr stark vergrößert ($\alpha = 0,5$ für $\rho = 1,8 \text{ g/cm}^3$, $\alpha = 2,5$ für $\rho = 2,4 \text{ g/cm}^3$).

Tabelle 12. α als Funktion der Dichte bei der Versuchssonde (s. Bild 44)

[g/cm ³]	α	
	d = 27	d = 51
1,3	1,23	3,0
1,5	1,19	3,5
1,7	1,13	3,4
1,9	1,40	3,5

Bild 58. α als Funktion der Dichte, berechnet aus den Eichkurven von WENDT [57], s. Bild 43Bild 59. γ - γ -Sonde und Eichkurve von BROCARD [7]

Bereits aus diesen wenigen Beispielen (s. Bild 58 und Bild 59) folgt, daß die Beziehung $\alpha \sim d$ für Dichtewerte größer als 2 g/cm^3 nicht mehr zu gelten braucht und man durch geeignete Wahl des Durchmessers, der Form, der Länge

(d) und der Zählrohrabmessungen erreichen kann, daß die γ - γ -Sonde für eine bestimmte Dichte, die ungefähr dem zu untersuchenden Medium entspricht, besonders empfindlich ist.

Die mit den γ - γ -Sonden bei den Bodenuntersuchungen zu erreichende Meßgenauigkeit wird bei weitgehendem Ausschluß des Luftspalteinflusses durch Einschlagen der Sonden und bei günstiger Geometrie ($\alpha > 2$, $d > 35$ cm) unter $\pm 2 \dots 3\%$ liegen (s. auch Abschnitt 4.5).

Bei Verwendung großer Abstände zwischen Präparat und Zählrohr wird auch der Einfluß von Inhomogenitäten (z. B. Steine) einen kleinen Fehler verursachen, denn bei $d = 45$ cm ($\alpha = 3$) ist bei $\rho = 1,82$ g/cm³ (Durchmesser der Bleiabschirmung 25 mm) für die Übertragung von 80 % der Gesamtintensität ein Volumen von ungefähr 36 000 cm³ maßgeblich.

Die Meßempfindlichkeit wird sich mit weicherer γ -Strahlung vielleicht noch verbessern lassen, nur wird die Eindringtiefe dann kleiner sein und der Luftspalteinfluß wahrscheinlich noch bedeutender.

4.5 Die Eichung der γ - γ -Sonden

Bei Versuchen mit Sand und Granitsplitt zeigte sich, daß die Eichkurve für Granitsplitt um 4 % über der Eichkurve für Sand liegt (s. Bild 60). Die Ursache

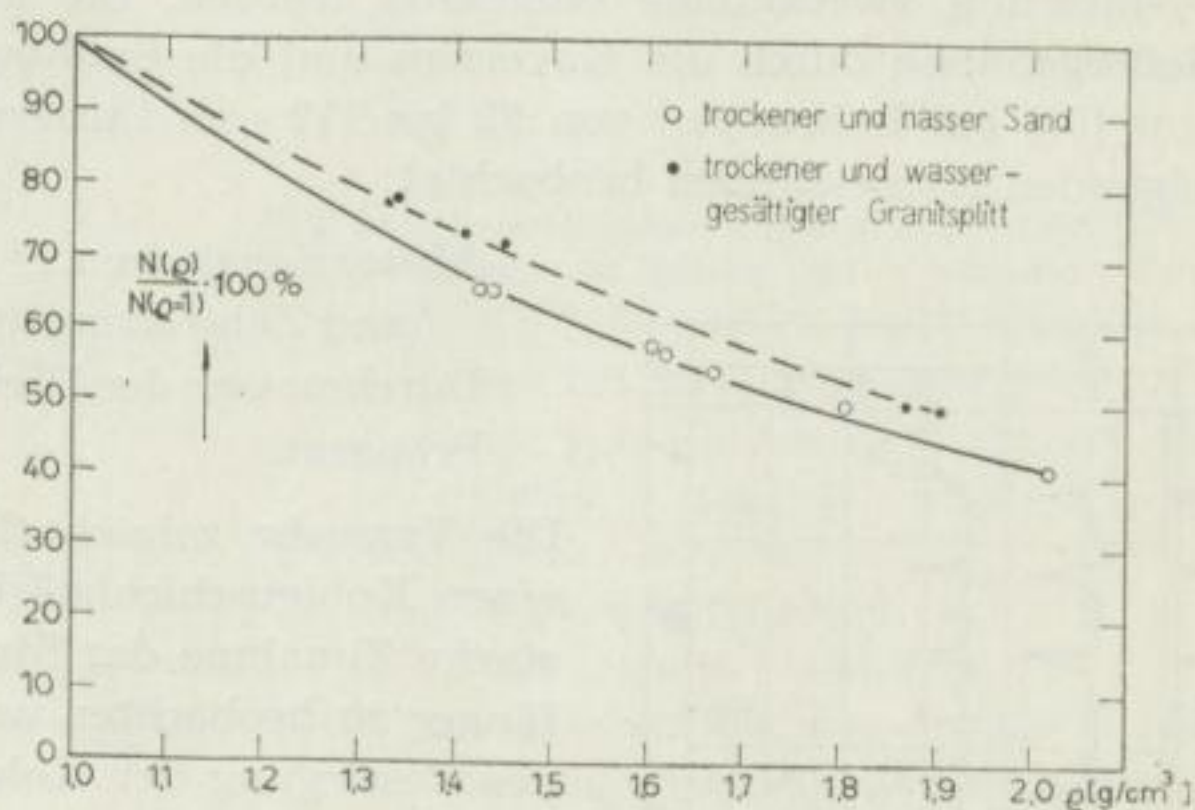


Bild 60
Die normierte Impulsrate in
Abhängigkeit von der Dichte
für $d = 27$ cm

dafür können die beim Eindringen der Sonde verursachten Störungen sein, was nach dem unter Abschnitt 4.1 Gesagten aber nicht ganz erklärlich ist. Es wäre auch möglich, daß der grobkörnige Granitsplitt die Sonde nicht fest umschließt und kleine Luftspalte auftreten, die eine Erhöhung der Impulsrate bedingen. Wird die γ - γ -Sonde im Labor geeicht, dann muß also zur Vermeidung von Fehlern möglichst der Absorber verwendet werden, der später untersucht werden soll. Der Behälterdurchmesser für Laboreichungen muß, wie aus Bild 53 und 55 zu erkennen ist, 80 ... 100 cm betragen. Wird nur mit Absorbern gearbeitet, deren Dichte über 1,4 oder 1,5 g/cm³ liegt, dann sind schon Behälter von 70 ... 80 cm Durchmesser ausreichend, was die Arbeit sehr erleichtert.

DIE ANWENDUNG DES γ -STREUVERFAHRENS ZU RAUMGEWICHTSBESTIMMUNGEN IN BOHRLÖCHERN

Bei den Dichteuntersuchungen in Bohrlöchern müssen die Sonden so gebaut werden, daß der Einfluß der Spülung, der Kavernen und der unterschiedlichen Filterkuchendicke möglichst klein wird.

Die Messungen wurden bisher zur Auffindung von Kohleflözen oder Erzhorizonten und auch zur quantitativen Porositätsbestimmung eingesetzt. Infolge der langen Kabel ist es bei diesen Messungen unbedingt erforderlich, die Hochspannungs- und erste Verstärkerstufe mit in die Sonde einzubauen.

5.1 Dichteuntersuchungen in Kohlebohrungen (VOSKOBOJNIKOW [53])

Unterscheidet sich die Kohle in ihren elektrischen Eigenschaften nicht vom umgebenden Gestein, dann kann infolge der großen Dichteunterschiede die γ - γ -Messung zweckmäßig eingesetzt werden. Die geringste Beeinflussung der Meßergebnisse durch die Kavernen und die Spülung wurde von VOSKOBOJNIKOW [53] bei Bohrungen von 92 bis 112 mm Durchmesser bei einer Sonde mit folgenden Abmessungen beobachtet:

Abstand zwischen Präparat und Zählrohrmitte:	70 cm
Durchmesser der Bleiabschirmung:	73 mm
Präparat:	120 bis 300 mc Co^{60} .

Die Versuche zeigten (Bild 61), daß bis herab zu einer Kohlschichtstärke von 10 bis 15 cm eine starke Zunahme der Strahlungsintensität am Empfänger zu beobachten war und daß die Genauigkeit der Festlegung der Kohleflöze bei Anwendung der γ - γ -Messung erhöht werden kann. Ein eindeutiges Erkennen der Kohleschichten kann aber nur dann gewährleistet werden, wenn die γ - γ -Messung durch Kaliber- oder Widerstandsmessungen ergänzt wird.

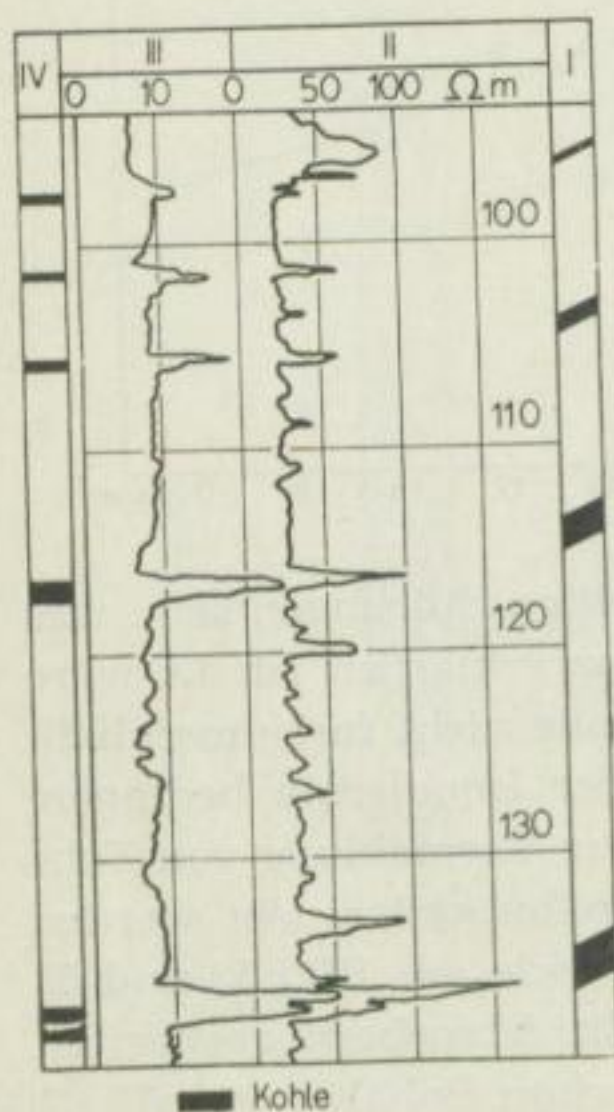


Bild 61. Bohrlochdiagramme, umgezeichnet nach [50]
 I Geologisches Profil nach den Bohrerergebnissen
 II Widerstandskurven
 III γ - γ -Messung in willkürlichen Einheiten
 IV Geologisches Profil nach den geophysikalischen Meßergebnissen

5.2 Dichteuntersuchungen in Erzbohrungen (OTSCHKUR [39])

OTSCHKUR [39] wählte die in Bild 18 (s. Abschnitt 1.61) angegebenen Abmessungen für seine Sonde und arbeitete mit 3 mc Co^{60} . Zur Erhöhung der Empfindlichkeit wurden mehrere Zählrohre parallel geschaltet. Die Ergebnisse in Versuchsbohrungen (s. Bild 62) zeigten, daß mit der Vergrößerung des Abstandes R zwischen Präparat und Zählrohr und bei weicherer γ -Strahlung die Empfindlichkeit der Anordnung gegenüber Dichteänderung wächst (s. auch Bild 57). Da mit Vergrößerung von R aber auch die Präparatstärke erhöht werden müßte, um die notwendige Zählrate zu erreichen, wurde nur mit $R = 24 \text{ cm}$ gearbeitet.

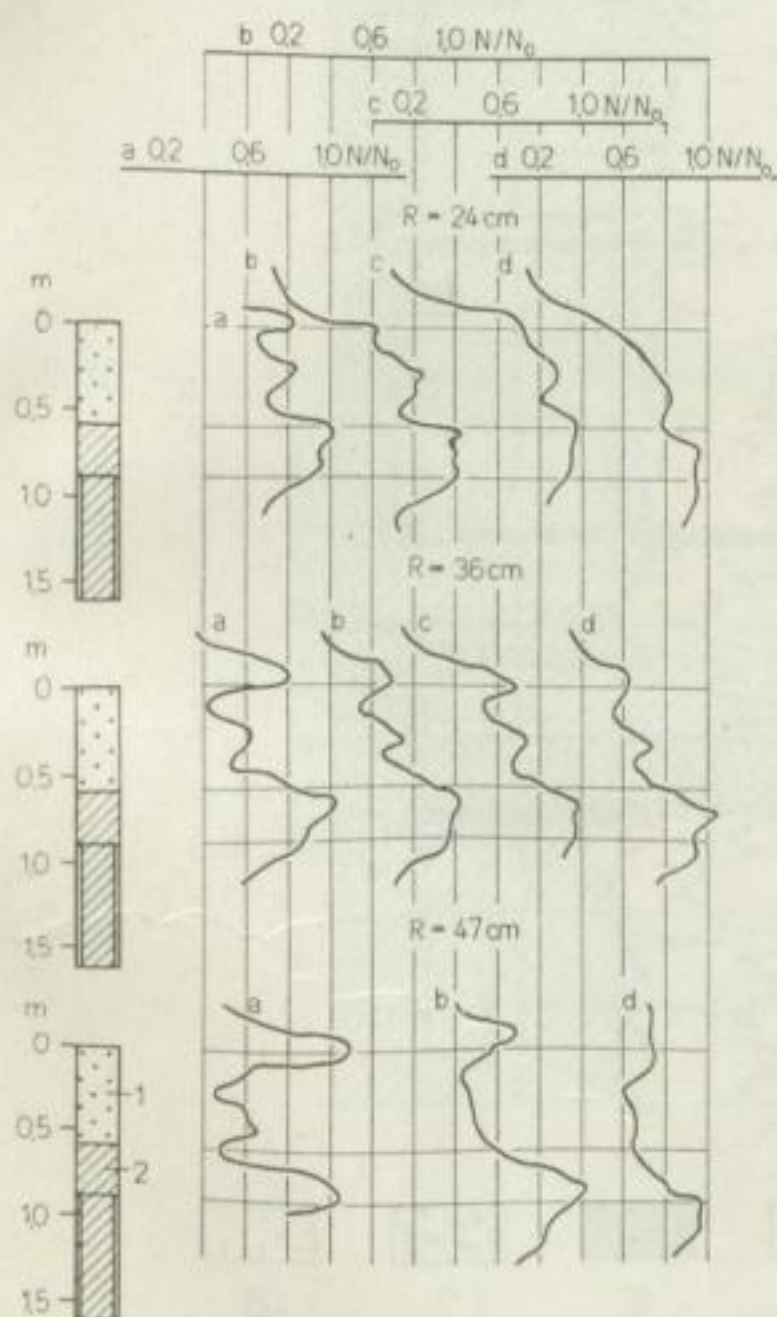


Bild 62. γ - γ -Messungen in künstlichen Bohrlöchern bei verschiedenen Abständen R zwischen Quelle und Empfänger, umgezeichnet nach [39]

- a — Se^{75} (3,5 MeV) als γ -Strahler
- b — Zn^{65} (1,15 und 0,51 MeV) als γ -Strahler
- c — Co^{60} (1,25 MeV) als γ -Strahler
- d — Ra als γ -Strahler
- 1 — Beton ($\rho = 2,0 \text{ g/cm}^3$)
- 2 — Sedimente ($\rho = 1,4 \text{ g/cm}^3$)
- N_0 — Impulsrate für eine bestimmte Dichte
- R — Abstand Präparat—Zählrohrmitte

Bei der Dichte $\rho = 2,7 \text{ g/cm}^3$ entspricht eine Impulsratenänderung von 3 % einer Dichteänderung von ungefähr 2 % $\left(\frac{\Delta N}{N} : \frac{\Delta \rho}{\rho} = 1,5 \text{ bei } \rho = 2,7 \text{ g/cm}^3 \right)$.

Die Eindringtiefe bei $\rho = 2,7 \text{ g/cm}^3$ beträgt für diese Sonde (Bild 18) ungefähr 5 ... 6 cm. Der Einfluß von Kavernen wird sich also sehr stark bemerkbar machen. Trotzdem lassen sich aus den Dichtediagrammen sehr gut die sulfidischen Erzhorizonte als starke Minima in der Impulsrate erkennen (Bild 63).

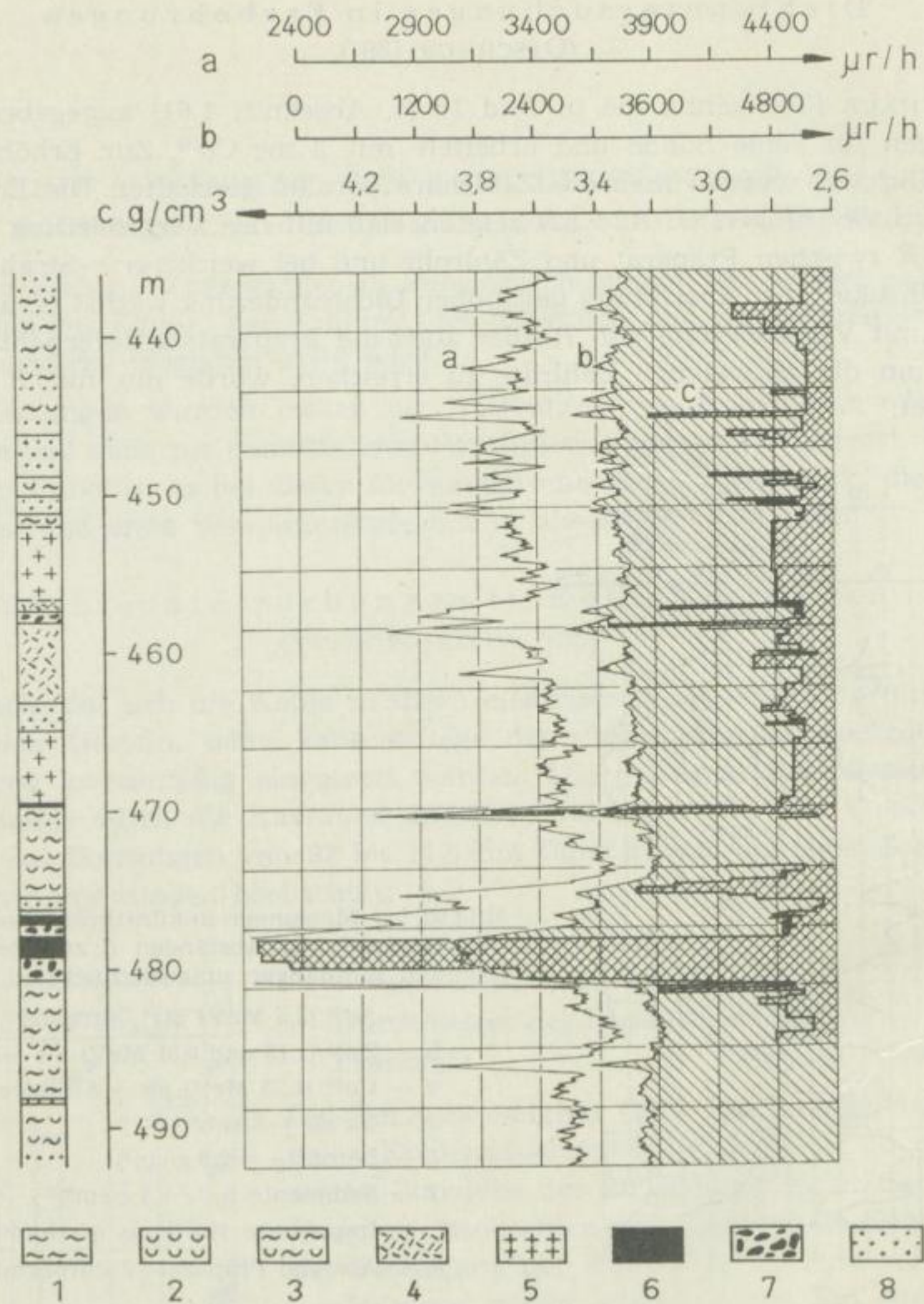


Bild 63. Die γ - γ -Kurven (a, b) und die aus Kernen bestimmte Dichte (c)

- 1 — Serizitschiefer
- 2 — Chloritschiefer
- 3 — Serizit-Chlorit-Schiefer
- 4 — Mikroquarzite
- 5 — Porphyroide
- 6 — kompaktes Erz
- 7 — reiche Vererzung
- 8 — arme Vererzung

5.3

Das Dichte-Log (BAKER [2])

Die Dichtebestimmungen in Bohrlöchern mit einer Genauigkeit von einigen Prozent durchzuführen, wird wohl nur dann möglich sein, wenn der große Einfluß der Spülung und der Kavernen durch ein Andrücken der Meßsonde gegen die Bohrlochwandung analog dem Mikrolog ausgeschaltet wird. Von BAKER [2] wurde eine γ - γ -Sonde zur quantitativen Dichtebestimmung nach diesem Prinzip gebaut (s. Bild 64).

Bei der in Bild 64 angegebenen Sonde kann nur die im Gestein rückgestreute γ -Strahlung vom Empfänger aufgenommen werden. Durch einen Diskriminator wird das Spektrum der γ -Strahlung, das der größten Eindringtiefe entspricht und die genauesten Dichtemessungen ermöglicht, herausgefiltert. Durch Laborversuche wurden die günstigsten Verhältnisse ermittelt.

Bild 64. γ - γ -Sonde zur Dichtebestimmung, umgezeichnet nach [2]

- 1 — Quelle
- 2 — Bleiabschirmung
- 3 — Szintillationskristall mit SEV
- 4 — Hochspannungsstufe
- 5 — Verstärker
- 6 — Diskriminator
- 7 — Rate Meter
- 8 — Registriergerät
- 9 — Stromversorger

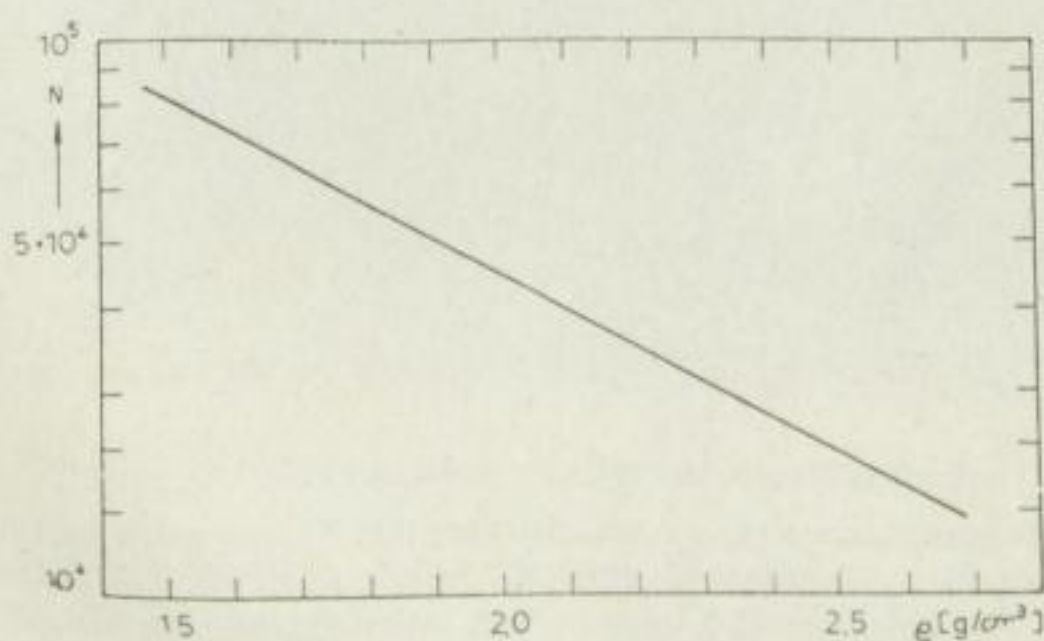
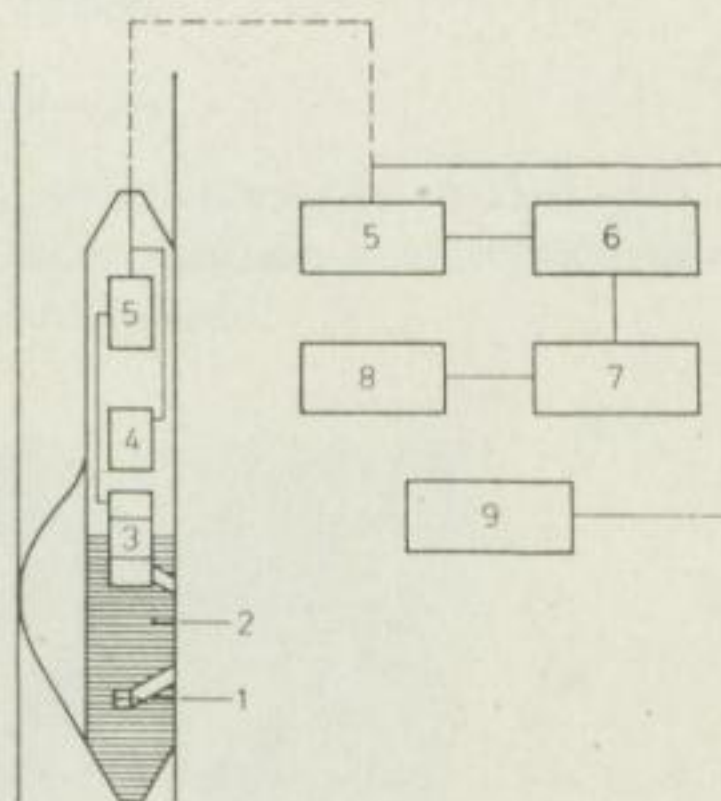


Bild 65. Eichkurve für die γ - γ -Sonde von BAKER, umgezeichnet nach [2]

Für $\rho = 2,2 \text{ g/cm}^3$ ergibt ein Fehler der Impulsrate von ungefähr 2,7 % einen Fehler im Dichtewert von 1 %. Nur zwei Punkte weichen von der Eichkurve, die im halblogarithmischen Maßstab eine Gerade ergibt (s. Bild 65), um mehr

als 2 % im Dichtewert ab. Es gilt also ein exponentielles Schwächungsgesetz in Abhängigkeit von der Dichte. Die Eindringtiefe beträgt ungefähr 7,5 cm, wenn man darunter die Schichtdicke versteht, durch die 50 % der gesamten Streustrahlung übertragen wird. Während bei dieser Anordnung zur γ - γ -Messung der Bohrlochdurchmesser keinen Einfluß hat und der Filterkuchen durch eine Korrektur berücksichtigt werden kann, ist ein geringer Spülungseinfluß zu beobachten. Die Ursache dafür ist die nicht vollständige Abschirmung des Szintillationskristalles gegenüber der in der Spülung übertragenen γ -Strahlung.

Die durchgeführten Felduntersuchungen zeigen, daß zwischen Kernporosität und Impulsrate und Dichte und Impulsrate ein eindeutiger Zusammenhang besteht. Es ist also die Möglichkeit gegeben, die Dichtekurve für ein bestimmtes Gebiet (die lithologischen Eigenschaften müssen konstant sein) in Porositätswerten zu eichen.

6 DIE MESSMETHODIK BEI DEN RADIOAKTIVEN RAUMGEWICHTSBESTIMMUNGEN

6.1 Die Empfänger für die γ -Strahlung

Für die praktischen Zwecke der Raumgewichtsbestimmung haben nur die selbstlöschenden Auslöse-(Geiger-Müller-) und die Szintillationszähler eine Bedeutung. Bisher wurde größtenteils mit Zählrohren gearbeitet, obwohl die Szintillationszähler durch ihre größere Empfindlichkeit gegenüber γ -Strahlung und durch die Möglichkeit der Ausschaltung von unerwünschten γ -Komponenten (s. Abschnitt 5.3) einige wesentliche Vorteile haben.

6.11 Geiger-Müller-Zählrohre

Die Zählrohre stehen heute bereits in den verschiedensten Größen und Ausführungen zur Verfügung (s. Bild 66). Es ist daher möglich, auch in sehr dünnen Sonden die Zählrohre ohne Schwierigkeiten einzubauen.

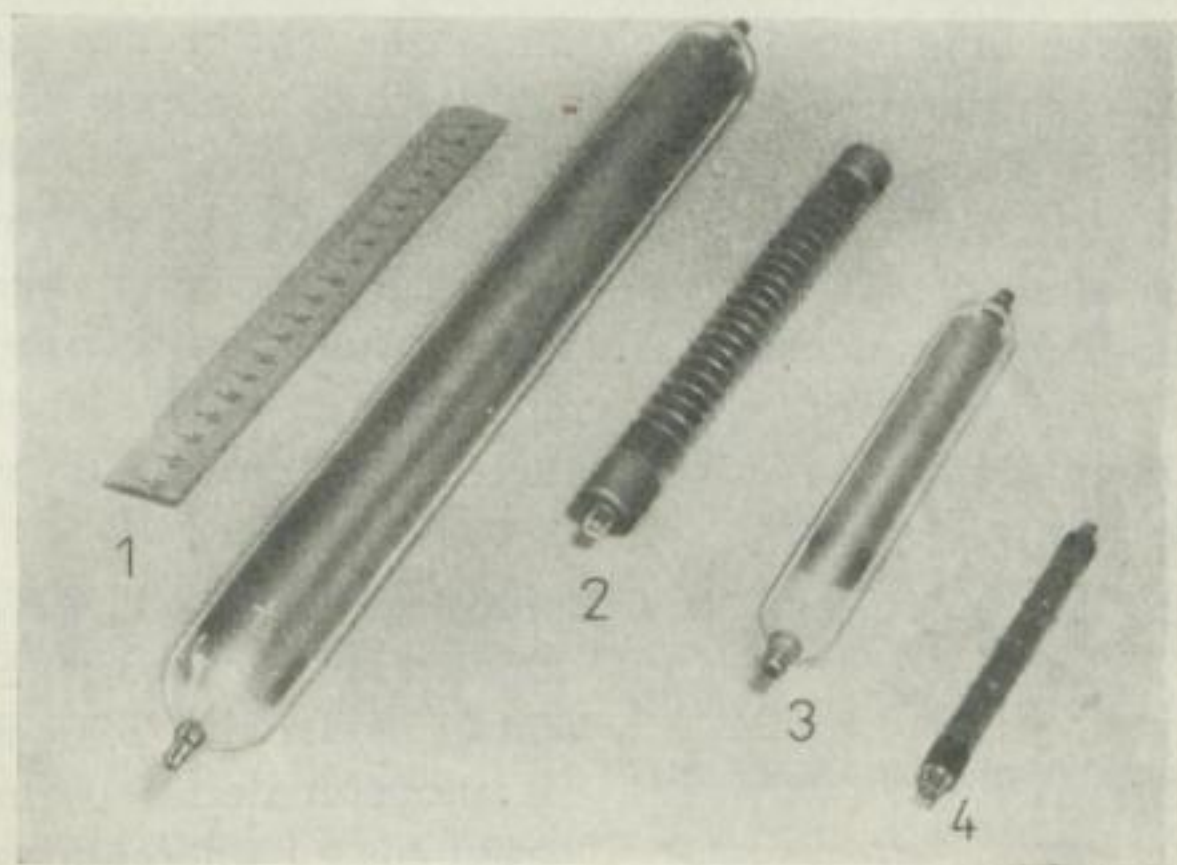


Bild 66. Sowjetisches Geiger-Müller-Zählrohr

1. Glaszähler mit Wolframkathode. Arbeitsspannung 900 V, effektive Zählrohlänge 280 mm, Durchmesser 30 mm
2. Stahlkathodenzählrohr für γ - und β -Strahlung mit Halogenfüllung. Wandstärke 0,07 mm, effektive Zählrohlänge 100 mm, Durchmesser 17 mm, Arbeitsspannung 400 V
3. Glaszählrohr mit Wolframkathode. Arbeitsspannung 900 V, effektive Zählrohlänge 100 mm, Durchmesser 21,5 mm
4. Stahlkathodenzählrohr mit Halogenfüllung. Arbeitsspannung 400 V, Wandstärke 0,07 mm, effektive Zählrohlänge 50 mm, Durchmesser 9 mm

Die für weiche γ -Strahlung sehr empfindlichen sowjetischen Geiger-Müller-Zählrohre WS-4 besitzen eine 10 cm lange aufgedampfte Wolframkathode. Sie haben einen Außendurchmesser von 22 mm und eine Gesamtlänge von 175 mm. Wie aus Bild 67 zu erkennen ist, hat das Plateau eine Länge von über 400 V und eine Neigung von 1,5 % / 100 V. Als Lebensdauer werden $10^8 \dots 10^9$ Impulse angegeben.

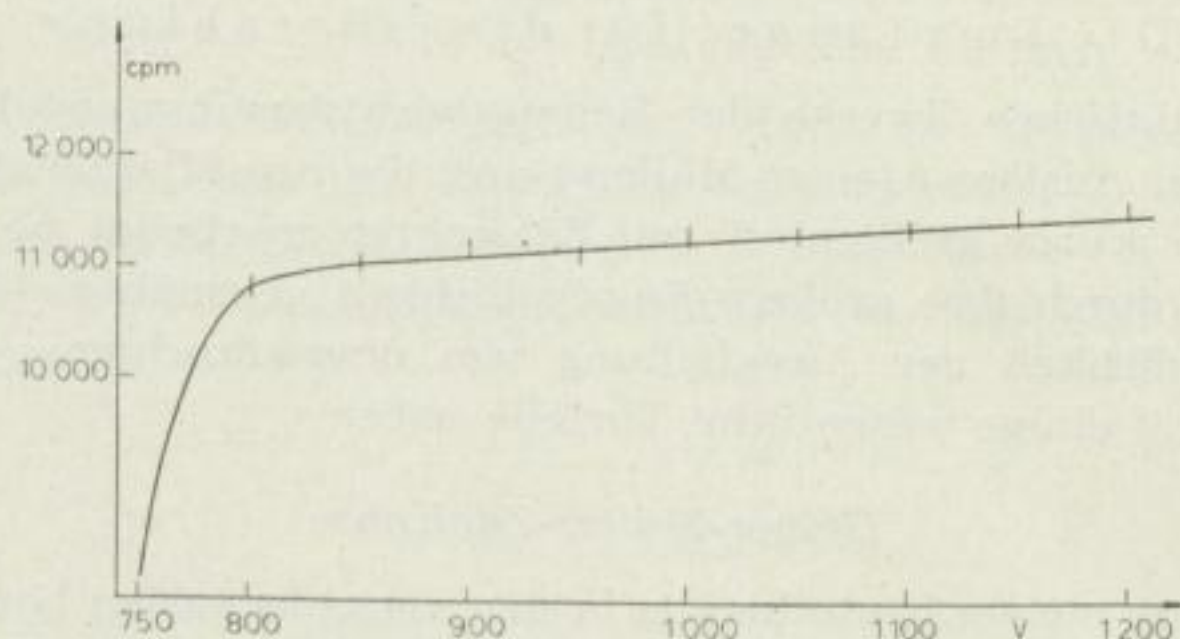


Bild 67. Charakteristik eines WS-4-Zählrohres

Für die Feldmessungen werden die Halogenzähler infolge ihrer geringen Arbeitsspannung von ungefähr 400 Volt und ihrer sehr großen Lebensdauer den mit Argon- und mehratomigen Gasen gefüllten Zählrohren vorzuziehen sein; denn bei den mit 90 Torr Argon und ungefähr 10 Torr Alkoholdampf gefüllten Zählrohren wird sich, bedingt durch die Zersetzung des Löschgases, die Plateaulänge verkürzen und die Plateauneigung vergrößern und damit eine unerwünschte Empfindlichkeitsänderung einstellen. Außerdem können die Halogenzähler in einem Temperaturintervall von $-50 \dots +50^\circ$ eingesetzt werden, während der Dampfdruck von Alkohol bei einer Temperatur von -5° C nur noch 8,3 Torr beträgt.

Zur Erhöhung der Impulsrate sind Zählrohre mit möglichst großer γ -Empfindlichkeit erforderlich. Die γ -Empfindlichkeit wird sehr stark durch das Kathodenmaterial beeinflusst und beträgt bis zu Energien von 1 MeV weniger als 1 % (s. Bild 68). Das größte Ansprechvermögen wird erreicht, wenn Zählrohre mit einer Schwermetallkathode (Blei, Wolfram) von optimaler Dicke für die zu registrierende γ -Strahlung verwendet werden. Die optimale

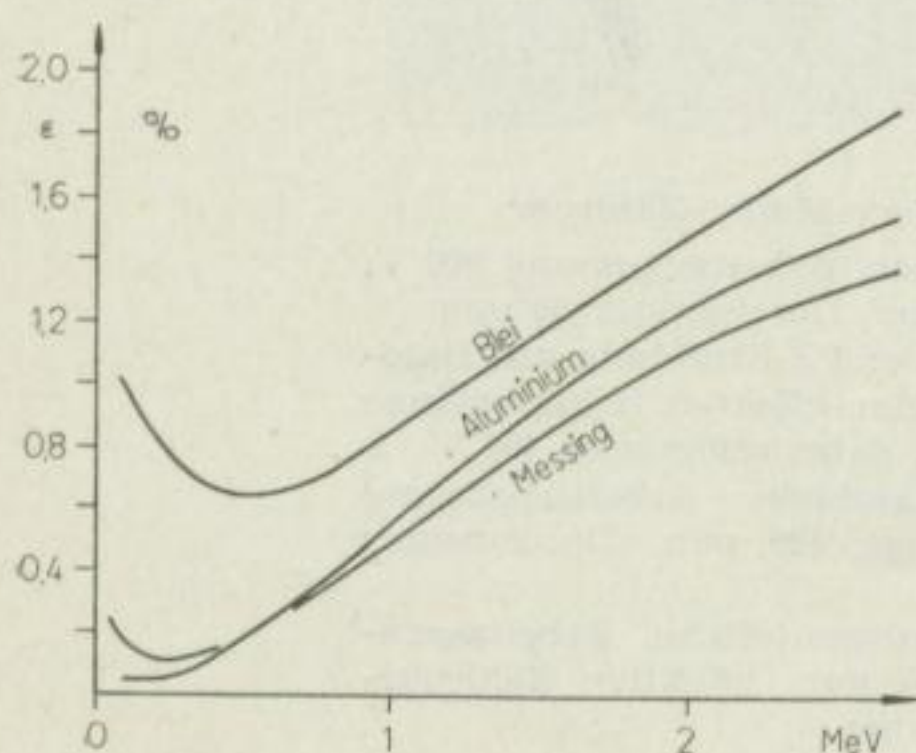


Bild 68. γ -Empfindlichkeit von Zählrohren mit Messing-, Blei- oder Aluminiumkathode (optimale Kathodenstärke), umgezeichnet nach [50]

Schichtdicke ergibt sich aus der maximalen Reichweite der in der Kathode durch die γ -Quanten herausgeschlagenen Elektronen (s. Bild 69), durch die der Zählrohrimpuls ausgelöst wird. Bei den Schwermetallkathoden (Pb, W) haben für γ -Energien unter 0,5 MeV nur die durch den Photoeffekt herausgeschlagenen

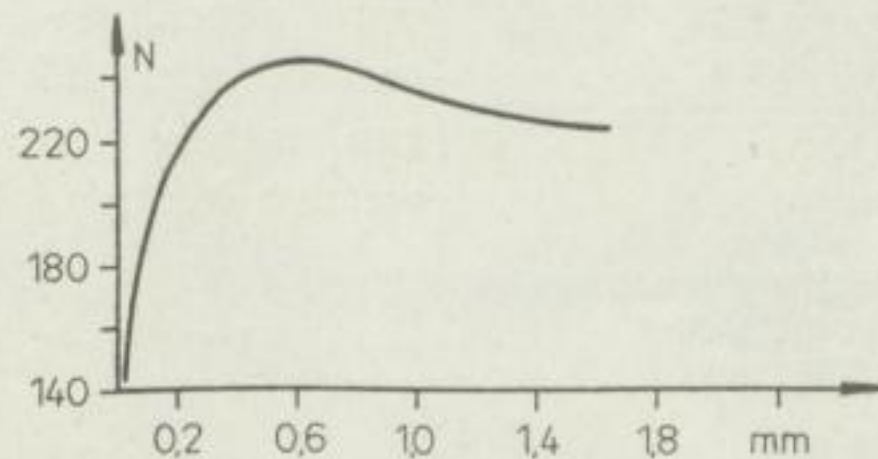


Bild 69. Die Abhängigkeit der Zählrate von der Kathodenstärke (Pb) für die durch 1,5 cm Blei gefilterte γ -Strahlung des Radiothoriums, umgezeichnet nach [50]

Elektronen für die Auslösung des Zählrohrimpulses eine Bedeutung. Die Energie der Photoelektronen kann gleich der Energie der γ -Quanten gesetzt werden, und für γ -Strahlung von 0,5 MeV ergibt sich daher eine optimale Kathodenstärke von 180 mg/cm^2 .

Stehen keine Schwermetallkathodenzählrohre zur Verfügung, dann kann natürlich z. B. auch mit den für γ -Strahlung unempfindlicheren Graphitkathodenzählrohren gearbeitet werden, obwohl dann die große Lichtempfindlichkeit beachtet werden muß.

6.12

Szintillationszähler

Zum Empfang der γ -Strahlung kann ein Leuchtstoff und ein Sekundärelektronenvervielfacher (Szintillationszähler) verwendet werden. Die γ -Strahlung wird im Leuchtstoff (z. B. NaJ (Tl)) absorbiert und als Folge eine Fluoreszenzstrahlung ausgesandt. Die Stärke des Fluoreszenzlichtes ist für γ -Strahlung zwischen 0,05 und 6 MeV bei NaJ (Tl) linear von der Energie abhängig. Durch einen Elektronenvervielfacher, der eine für die Strahlung des Leuchtstoffes empfindliche Photokathode hat, wird der Lichtimpuls verstärkt und kann dann registriert werden (s. Bild 70). Die Impulsamplituden sind dabei eine Funktion der γ -Energie, und durch einen Differential-Amplituden-Wähler können alle unerwünschten Komponenten herausgefiltert werden. Die Zählimpulse haben nur eine Dauer von ungefähr 10^{-8} s , und damit ist ein viel größeres Auflösungsvermögen gegeben als beim Zählrohr (ungefähr 10^{-5} s).

Den großen Vorzügen der Szintillationszähler gegenüber Zählrohren, ihre hohe γ -Empfindlichkeit und die Möglichkeit der Herausfilterung unerwünschter Komponenten, stehen einige wesentliche Nachteile gegenüber. Die Elektronenvervielfacher haben bis jetzt noch viel größere Abmessungen als Zählrohre

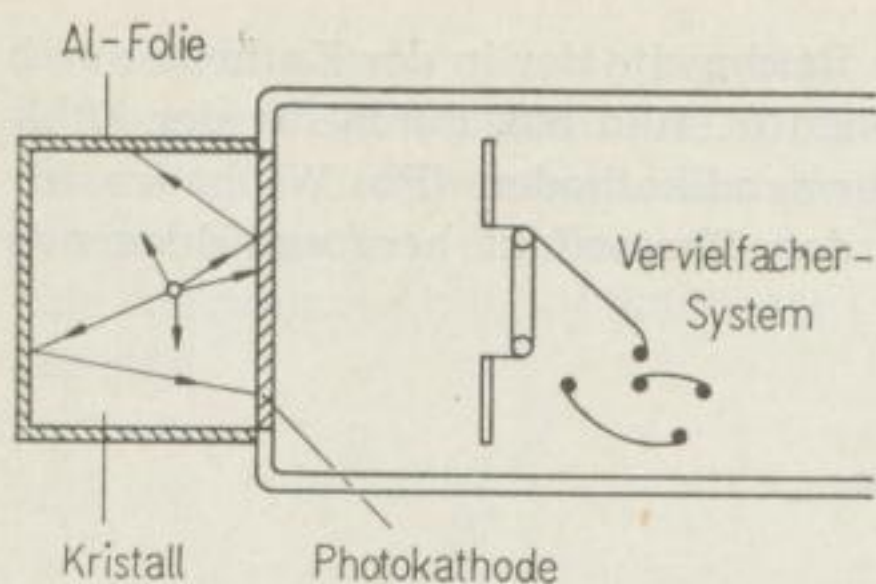


Bild 70. Aufbau eines Szintillationszählers mit dem Vervielfacher RCA 5819, aus FÜNFER-NEUERT [20]

(s. Bild 71), und die Impulsamplituden sind sehr stark von der Temperatur und Spannung abhängig.

Wenn diese Nachteile der Szintillationszähler überwunden sind, dann wird allerdings der Szintillationszähler vor allem für die γ -Streumessungen mit großem Vorteil eingesetzt werden können.

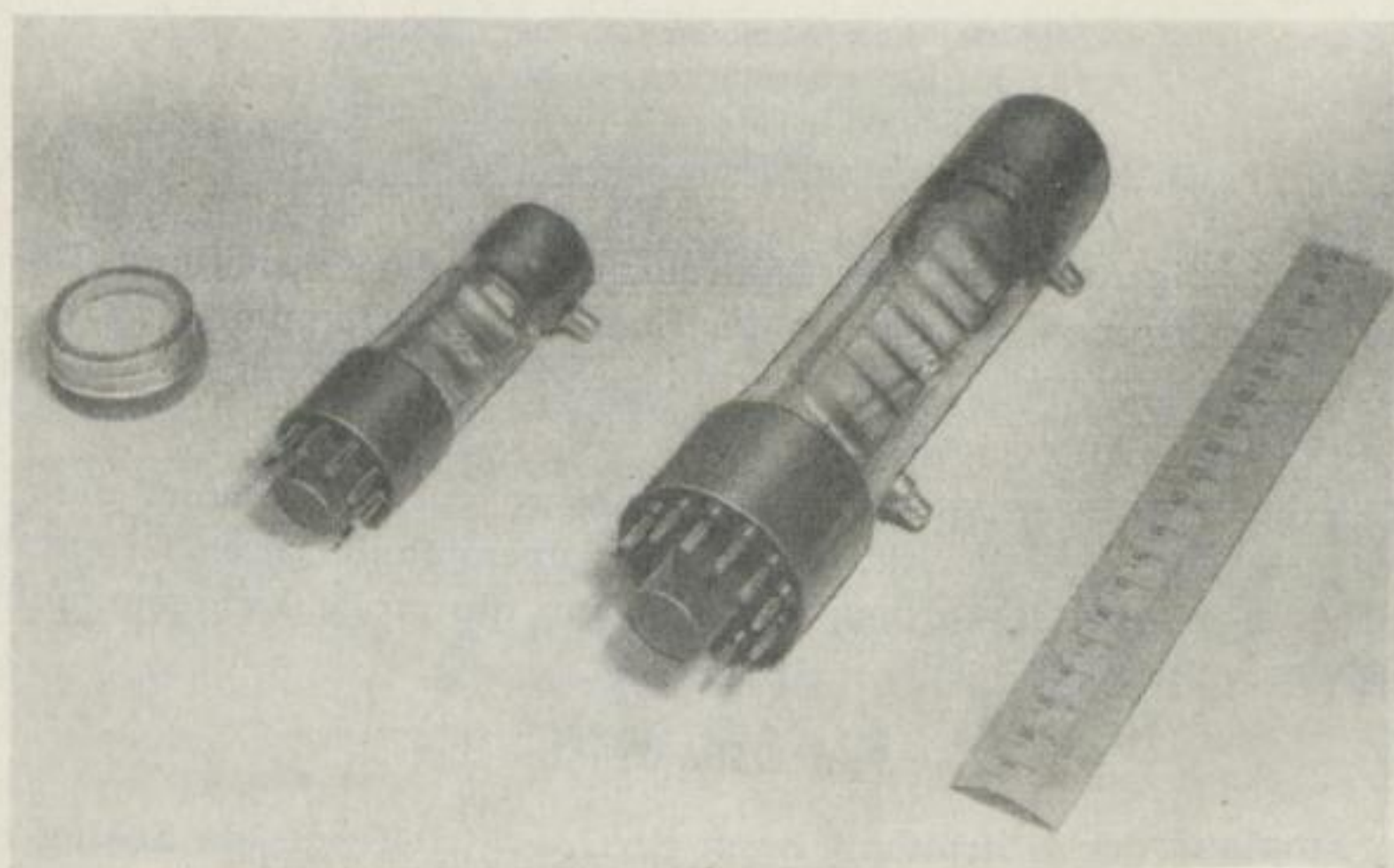


Bild 71
Sowjetische Sekundärelektronenvervielfacher und Szintillationskristall

6.2

Die Registriergeräte

Zur Registrierung der vom Zählrohr oder Szintillometer gelieferten Impulse können die Impulszählgeräte oder die integrierenden Geräte mit Mittelwertanzeige verwendet werden.

6.21

Rate Meter

Im Rate Meter werden die Impulse formiert und dann als Ladungsmenge dQ auf einen Kondensator gegeben. Auf dem Kondensator werden die dQ summiert, und über einen Ableitwiderstand fließt ein gemittelter Strom. Der Aufbau eines Rate Meters ist relativ einfach, und die mit Batterien gespeisten tragbaren Geräte haben nur kleine Abmessungen (s. Bild 72).



Bild 72. Batteriegespeistes Rate Meter

Die mit dem Rate Meter im Labor zu erreichende dauernde, langfristige reproduzierbare Meßgenauigkeit beträgt 2% [6]. Bei tragbaren Feldgeräten wird trotz mehrerer Ablesungen und Mittelbildung eine reproduzierbare Meßgenauigkeit von 2% nur schwer zu erreichen sein; denn die dazu erforderliche Konstanz der Bauelemente ist unter Feldbedingungen nicht zu garantieren. Für die radiometrischen Raumgewichtsbestimmungen im Gelände sind die Rate Meter also nicht besonders gut geeignet; denn hierbei soll die Impulsrate möglichst mit einer Genauigkeit von $\pm 1\%$ gemessen werden. Trotzdem wird für viele Zwecke das Rate Meter angewendet werden können. Setzt man z. B. eine reproduzierbare Meßgenauigkeit von $\pm 3\%$ voraus, und einen α -Wert $\left(\frac{AN}{N} / \frac{A_0}{\rho}\right)$ (s. Abschnitt 2.5 und 4.4) von ungefähr 4, was bei weicher γ -Strahlung (Cs^{137}) und Absorberdicken von 40 cm zu erreichen ist, dann läßt sich die Dichte mit einer Genauigkeit von $\pm 1\%$ messen. Beim Arbeiten mit dem Rate Meter im Gelände würde es sich aber erforderlich machen, eine Eichanordnung zur wiederholten Kontrolle der Empfindlichkeit zu verwenden.

6.22 Impulszählgeräte für 220 oder 110 V Wechselstrom

Die handelsüblichen Impulszählgeräte mit binärem oder dekadischem Unter-setzer und mechanischem Zählwerk verbrauchen infolge der vielen Elektronenröhren eine große Leistung und sind daher fast immer für 110 oder 220 V Wechselstrom ausgelegt. Ein Arbeiten mit diesen Geräten im Gelände wird also durch das erforderliche Stromaggregat sehr erschwert. Zum anderen sind diese komplizierten Laboreinrichtungen sehr empfindlich und für den Feldbetrieb ungeeignet. Das vom VEB Vakutronik für 220 V Wechselstrom gebaute Gerät VA-G-21 (s. Bild 73) wird infolge seiner Einfachheit unter Umständen noch für den Feldbetrieb eingesetzt werden können (Batterie und Umformer). Das Impulszählgerät arbeitet mit zwei Zähldekaden und einem mechanischen Zählwerk.



Bild 73

Impulszählgerät VA-G-21 vom VEB Vakutronik, Dresden

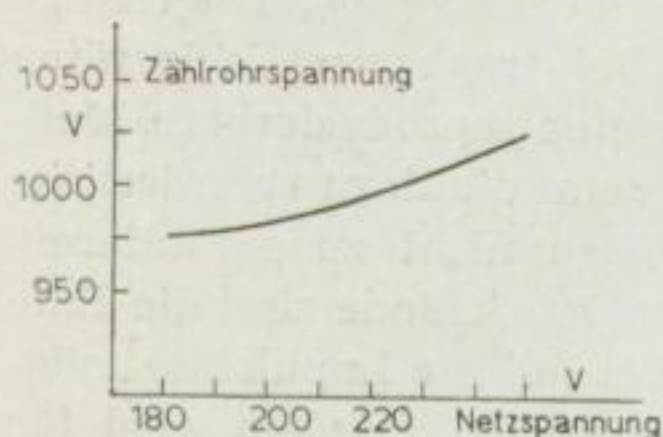


Bild 74. Die Zählrohrspannung in Abhängigkeit von der Netzspannung für das Impulszählgerät VA-G-21

Die Eingangsempfindlichkeit beträgt $0,25 V_{SS}$ negativ, und die Zähldekade hat eine Auflösungszeit von $30 \mu s$ (die Angaben wurden einem Prospekt entnommen). Die Abhängigkeit der Hoch- und Netzspannung wird auf Bild 74 gezeigt, und es ist zu erkennen, daß die Zählrohrspannung auf $\pm 1,5\%$ bei $\pm 10\%$ Netzspannungsschwankung stabilisiert ist. Da bei diesem Gerät keine Schaltuhr eingebaut ist, muß mit einer Stoppuhr gearbeitet werden.

Mit Impulszählgeräten kann – natürlich wenn die Zählrohrempfindlichkeit konstant ist – eine reproduzierbare Genauigkeit von $\pm 1\%$ garantiert werden. Es macht sich nur erforderlich, mindestens 10 000 Impulse zu registrieren.

6.23

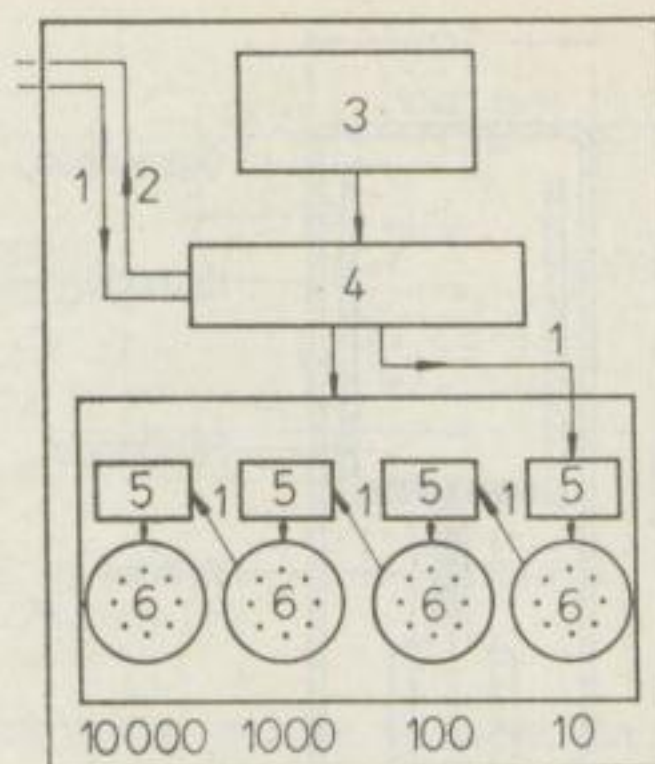
Impulszählgeräte für Batteriebetrieb

Die Elektronenröhren können nach dem heutigen Stand der Entwicklung durch Transistoren ersetzt werden. Damit ist die Möglichkeit gegeben, ein Impulszählgerät für Batteriebetrieb zu bauen. Die Untersetzer mit Halbleitern haben jedoch bisher keine große Anwendung gefunden. Erst in letzter Zeit wurden Zählaltungen für sehr hohe Frequenzen (MHz) mit Transistoren entwickelt. Die aus Transistoren aufgebauten Zähldekaden werden dabei so geschaltet, daß in den einzelnen Stellungen ein bestimmter Strom fließt. Für jede Zähldekade wird dann zur Anzeige ein kleines μ -Amperemeter verwendet [14].

Um die Impulszählgeräte mit Batterien speisen zu können, wurde noch ein anderer Weg beschritten [23]. Mit den heute zur Verfügung stehenden mecha-

Bild 75. Blockdiagramm eines dekadischen Impulszählgerätes, umgezeichnet nach [47]

- 1 — Impuls
- 2 — Spannung
- 3 — Batterie
- 4 — Spannungs- und Zählkontrolle
- 5 — Treiberstufe (Univibrator m. CK-5222-AX)
- 6 — Dekad. Zählrohr GS10C



nischen Zählwerken können bis 160 Impulse pro Sekunde registriert werden. Wird dem mechanischen Zählwerk nur eine Zähldekade mit Glimmlämpchenanzeige vorgesetzt, dann werden Impulsfolgen von 50 000 cpm von diesem Gerät noch ohne große Zählverluste verarbeitet; denn die von der Zähldekade an den mechanischen Zähler abgegebenen Impulse sind bereits gemittelt.

In Amerika wurden Impulszählgeräte für Batteriebetrieb mit der dekadischen Zählröhre GS10C gebaut [47] (s. Bild 75). Als Treiberstufe wird ein Univibrator mit den Subminiaturröhren (CK-522-AX) verwendet. Heute ist eine gesamte Apparatur zur Dichte- und Feuchtigkeitsbestimmung mit einem Impulszählgerät für Batteriebetrieb in Amerika bereits im Handel erhältlich (s. Bild 76).

Die Grundlage für diese auch in der Deutschen Bundesrepublik [56] verwendeten modernen dekadischen Zählgeräte sind die gasgefüllten dekadischen Zählröhren mit kalter Kathode ohne Heizung. Neben der GS10C-Röhre werden für diese Zwecke noch die Typen GS10 B, GS10/4B, GS12 C und GC10 D gebaut. Die Röhre GC10 D hat ein Auflösungsvermögen von $50 \mu s$. Die erforderliche Anodenspannung beträgt ungefähr $+ 475 V$ bei einem Anodenstrom von $800 \mu A$. Der Durchmesser der Röhre ist maximal 29,5 mm, die Kolbenlänge 85 mm [8].

Die von Elesta AG gebaute dekadische Zählröhre mit kalter Kathode EZ 10 arbeitet bis zu Zählfrequenzen von 100 000 Hz und hat eine Kolbenlänge von nur 4,5 cm [16].

6.24 Impulszählgerät für Batteriebetrieb mit Relaisröhren

In den letzten zehn Jahren konnten große Fortschritte bei der Entwicklung von gasgefüllten Stabilisatoren gemacht werden. Heute können Gasentladungs-



Bild 76. Meßapparatur zur Dichte- und Feuchtigkeitsmessung, aus [15]

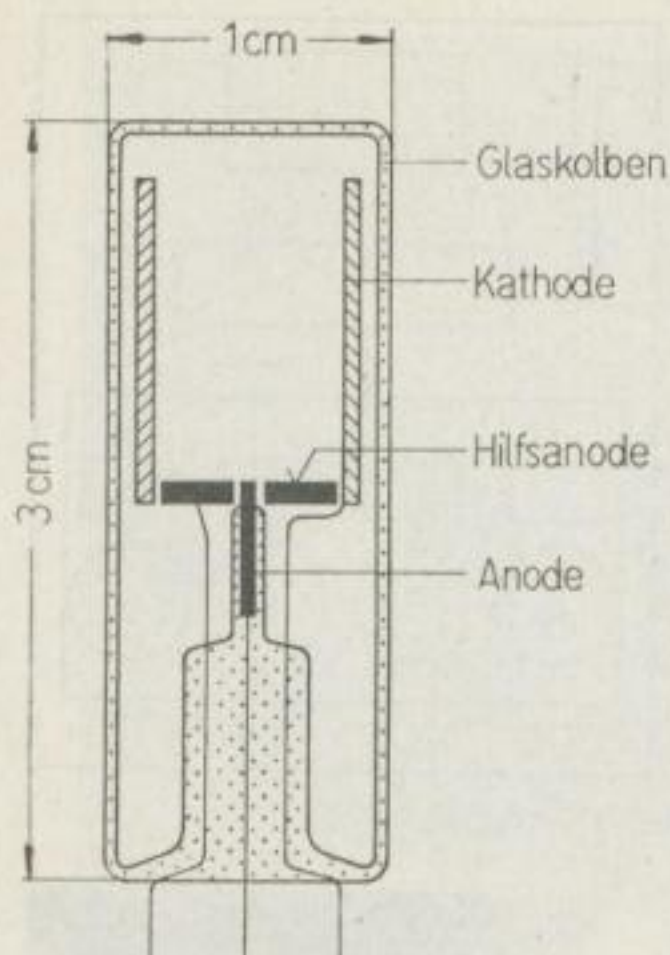


Bild 77. Relaisröhre MTX-90

röhren hergestellt werden, deren Zündspannung von Röhre zu Röhre und auch während der Betriebszeit sehr konstant ist. Es wurden daher Relaisröhren mit kalter Kathode entwickelt, die für Zählschaltungen geringer Frequenz sehr gut geeignet sind. Diese Relaisröhren enthalten eine Anode, Kathode und Hilfsanode (s. Bild 77).

Wird die Zündspannung zwischen Hilfsanode und Kathode überschritten, dann tritt eine kleine Entladung auf, und dadurch wird die Anoden-Kathoden-Entladung ausgelöst. Die Elektronen aus der Kathode werden durch die auftreffenden Ionen herausgeschleudert. Der große Vorteil dieser Kaltkathodenröhren besteht darin, daß keine Anheizzeit erforderlich ist und während der Betriebspausen kein Verschleiß eintritt. Die Lebensdauer der Relaisröhren liegt daher sehr hoch, und sie können direkt in die Schaltung eingelötet werden [9].

Die Zündzeiten der Relaisröhren sind von der Spannung Hilfsanode – Anode und der z. B. durch radioaktive Quellen im Inneren erzeugten zusätzlichen Ionisation abhängig und liegen in der Größenordnung von ungefähr $10 \mu s$. Zur Löschung muß das Anodenpotential bis zur Rekombination der Ionen unter die Brennspannung (ungefähr 50 bis 100 V) gesenkt werden. Die Löschzeit ist verhältnismäßig groß und beträgt ungefähr 100 bis $1000 \mu s$ [9]. Aus der Zündcharakteristik einer Relaisröhre können die notwendigen Arbeitsbedingungen abgeleitet werden (s. Bild 78). Obwohl ein Arbeiten der Röhren bei positiver und negativer Spannung an der Kathode möglich ist, soll der Arbeitspunkt in

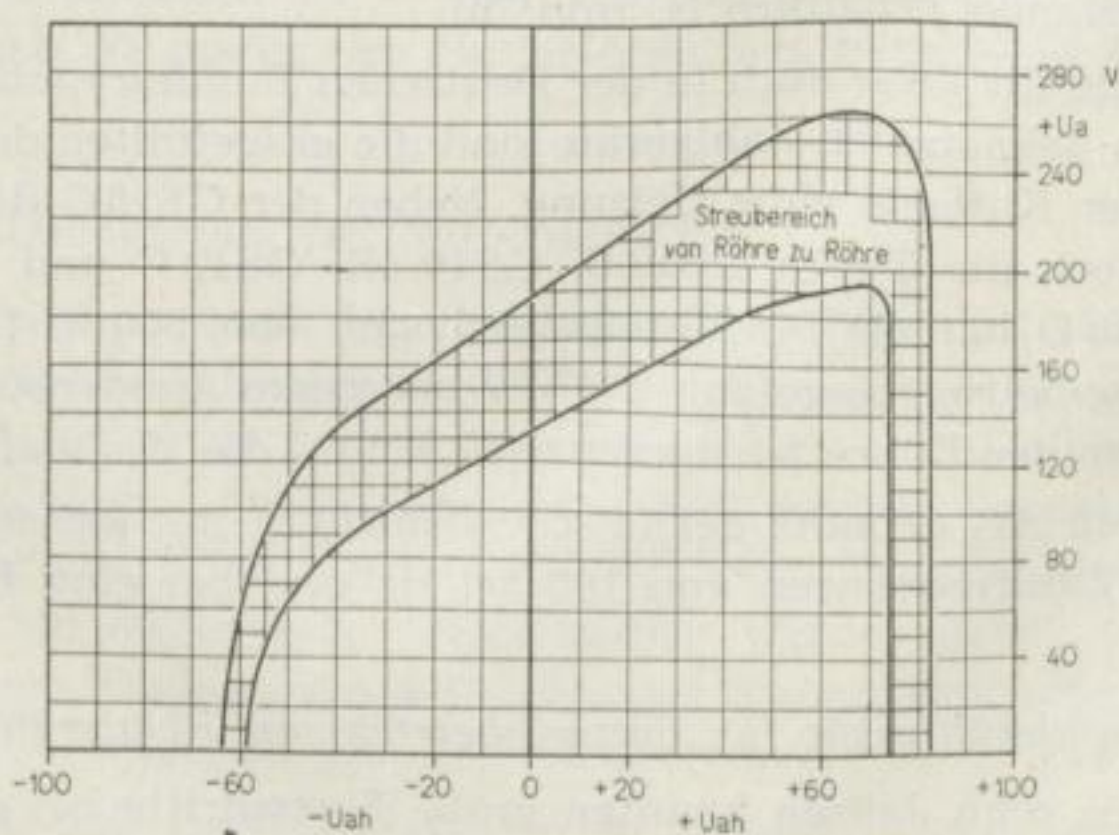


Bild 78. Zündcharakteristik der Relaisröhre MTX-90

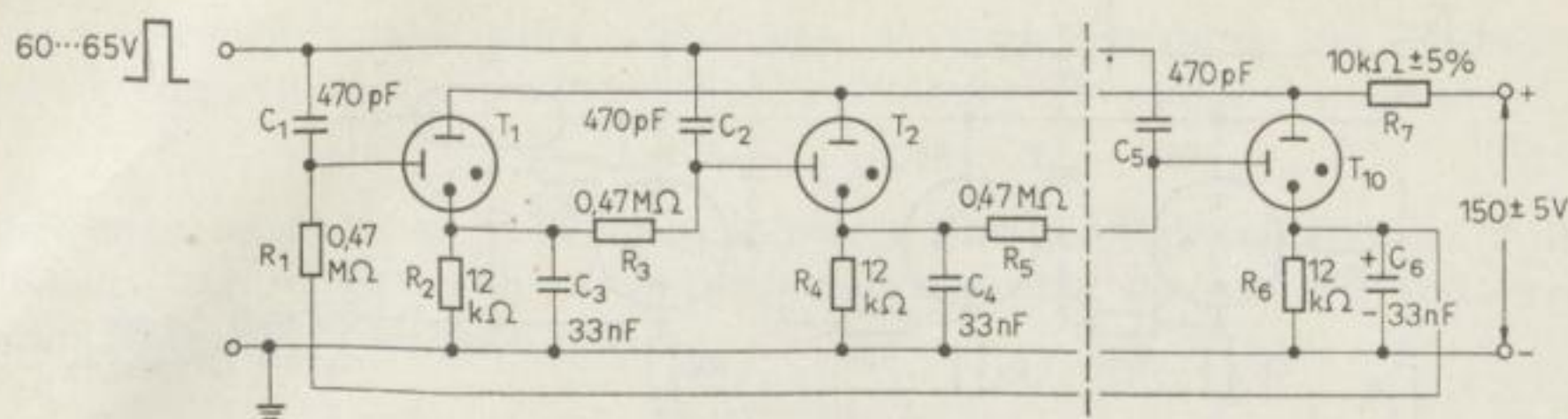


Bild 79. Zähldekade für Impulsfolgefrequenzen bis zu 1000 Hz mit Relaisröhren (Ringzählerschaltung), aus KRETZMANN [34]

den Bereich positiver Haupt- und Hilfsanodenspannung gelegt werden, da die Kathode präpariert ist.

In Bild 79 wird eine Zähldekade mit der Valvo-Röhre Z 50 T wiedergegeben, die sich für Impulsfolgefrequenzen bis 1000 Hz eignet.

Wird die Röhre T_1 durch einen äußeren Vorgang gezündet, dann erhält T_2 über R_3 eine positive Vorspannung von rd. 50 V. Durch einen positiven Spannungsimpuls kann jetzt T_2 gezündet werden. Der erhöhte Strom verursacht an R_7 einen zusätzlichen Spannungsabfall, und da durch C_3 die Spannung an R_2 konstant gehalten wird, sinkt die Anodenspannung an T_1 unter den Wert der Brennspannung, und die Röhre wird gelöscht. Beim Eintreffen weiterer Impulse wird also eine Röhre nach der anderen gezündet, bis T_{10} Vorspannung für T_1 gibt und der Vorgang von neuem beginnt. Durch die in Bild 80 angegebene Übergangsstufe kann ein Impuls für den nächsten Ring ausgekoppelt werden. Die Röhre V_{n1} wird nach dem Zünden sofort wieder gelöscht, da sich C_4 entlädt und über R_6 nicht so schnell nachladen kann [33, 34].

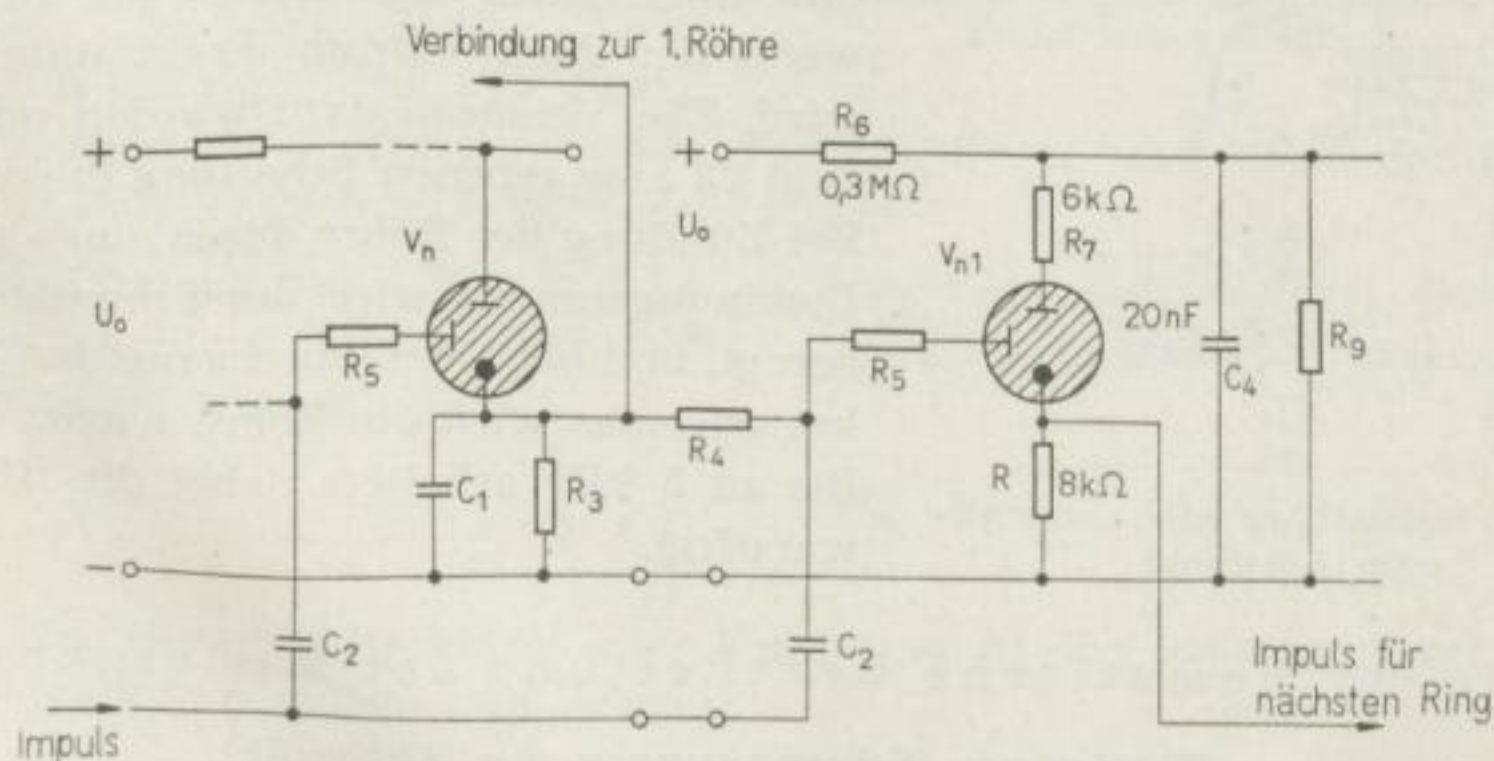


Bild 80. Endstufe einer Ringzählerschaltung zur Auskopplung eines Impulses an den nächsten Ring, aus KRETZMANN [33]

Der Nachteil dieser Zähldekaden ist ihr durch die Entionisierungszeit von $1000 \mu s$ bedingtes geringes Auflösungsvermögen. Als Zählgerät für radioaktive Messungen sind sie in dieser Form also nicht geeignet, denn hierbei wird ein

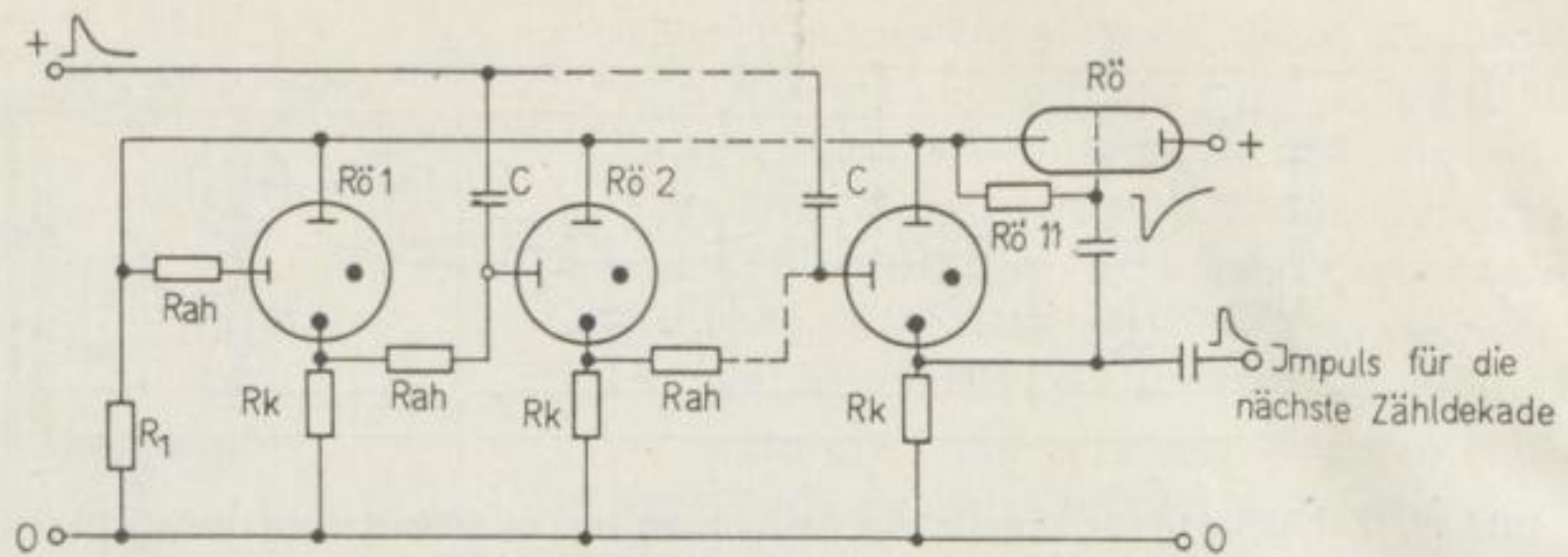


Bild 81. Zähldekade mit einem Auflösungsvermögen von $100 \mu s$ für Relaisröhren

Auflösungsvermögen von mindestens $100 \mu s$ gefordert, damit die Zählverluste nicht allzu groß sind. Eine Erhöhung des Auflösungsvermögens ist möglich, wenn eine Zähldekade für Frequenzen bis 10 kHz vorgeschaltet wird (s. Bild 81). Alle Zählröhren werden nacheinander gezündet und dann durch Unterbrechung des Anodenstromkreises auf einmal gelöscht. Die Unterbrechung des Anodenstromes kann z. B. durch eine Elektronenröhre (Subminiaturröhre für Hörhilfe) erreicht werden, die durch den negativen Impuls der Röhre $Rö 11$ kurzzeitig (ungefähr 10^{-3} bis $10^{-4} s$) gesperrt wird. Der Innenwiderstand der Röhre $Rö$ muß klein gegen R_k sein, damit an $Rö$ kein allzu großer Spannungsabfall erfolgt. Da die Zündzeiten bei $10^{-5} s$ liegen, ist mit dieser Anordnung eine Zähl-

dekade mit einem Auflösungsvermögen von $10^{-4} s$ gegeben. Eine weitere Verbesserung ist wahrscheinlich möglich, denn bei den Versuchen mit der Relaisröhre $MTX-90$ zeigte sich, daß die Löschenzeiten kleiner als $10^{-3} s$ sind, wenn der Anodenstrom direkt unterbrochen wird. Die Versuche dazu wurden mit der in Bild 82 angegebenen Schaltung durchgeführt. Bei Zündung der Röhre durch einen positiven Spannungsimpuls wird der Schwingkreis angeregt, und beim Nulldurchgang des Schwingkreisstromes wird die Röhre wieder gelöscht. Bis zu 5 kHz arbeitete dabei die Röhre einwandfrei.

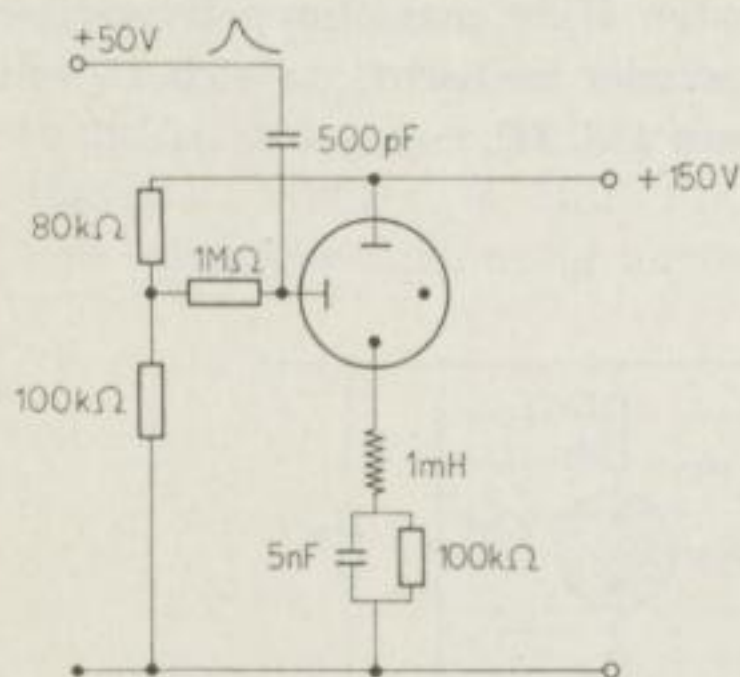


Bild 82. Relaisröhre mit automatischer Löschung

6.3 Die mathematische Bearbeitung der Meßergebnisse

6.31

Statistische Schwankungen der Aktivität

Der radioaktive Zerfall ist ein statistischer Prozeß, und nur durch die große Anzahl von Einzelprozessen ist die Wahrscheinlichkeit gegeben, daß bei einem konstanten Präparat in der Zeiteinheit stets annähernd die gleiche Anzahl von Zerfallsprozessen erfolgt. Je größer nun die Zahl der Einzelprozesse, desto besser werden sich die Unregelmäßigkeiten ausgleichen. Die Meßwerte der Akti-

vitäten unterliegen dabei einer sogenannten Poisson-Verteilung. Bei Gültigkeit dieser Verteilung wird der mittlere Fehler (Standardabweichung) angenähert

$$\sigma_m \approx \pm \sqrt{tN}. \quad (79)$$

Dabei bedeutet N einen beliebigen Meßwert (Impulse/Zeiteinheit) und t die Meßdauer. Der mittlere Fehler der Impulsrate ϵ_m ergibt sich aus dem mittleren Gesamtfehler durch Division mit t :

$$\epsilon_m = \frac{\sigma_m}{t} \approx \pm \sqrt{\frac{N}{t}}. \quad (80)$$

Der mittlere relative Fehler f_m der Impulsrate wird dann $f_m = \frac{\epsilon_m}{N} \approx \pm \frac{1}{\sqrt{tN}}$ und der mittlere prozentuale Fehler $f_m (\%) \approx \pm \frac{100}{\sqrt{tN}}$.

Für größere Impulsraten geht die Poisson-Verteilung in die auf Bild 83 gezeigte bekannte Gauß-Verteilung über.

Der mittlere Fehler der Impulsrate gibt also den Bereich an, in dem mit 68% Wahrscheinlichkeit der wahre Mittelwert liegt. Der wahrscheinliche Fehler ϵ_w ergibt sich aus dem mittleren Fehler zu

$$\epsilon_w = 0,6745 \cdot \epsilon_m. \quad (81)$$

Bei einer großen Zahl von Messungen werden 50% der Meßwerte innerhalb und 50% außerhalb des durch den wahrscheinlichen Fehler angegebenen Bereiches liegen. Oft wird als Fehler einer Messung der dreifache statistische Fehler angegeben. Durch $\pm 3 \cdot \epsilon_m$ wird dabei der Bereich begrenzt, in dem 99,73% aller Meßwerte liegen.

Zur Abschätzung der Fehler können auch mehrere gleichwertige Einzelmessungen durchgeführt werden. Der mittlere quadratische Fehler der Einzelmessung ergibt sich dann zu

$$\epsilon'_m = \pm \sqrt{\frac{(N - N_i)^2}{(n - 1)}}. \quad (82)$$

wobei N das arithmetische Mittel aller Meßwerte, N_i den i -ten Meßwert und n die Gesamtzahl der Meßwerte bedeuten.

6.32 Der Einfluß des Nulleffektes

Außer der zu messenden Strahlungsintensität wird stets der Nulleffekt mit gemessen. Der Nulleffekt setzt sich unter gewöhnlichen Bedingungen aus Höhenstrahlung, Eigenimpulsen des Zählers, Streustrahlung usw. zusammen. Er unterliegt den gleichen statistischen Schwankungen, und der mittlere Fehler der

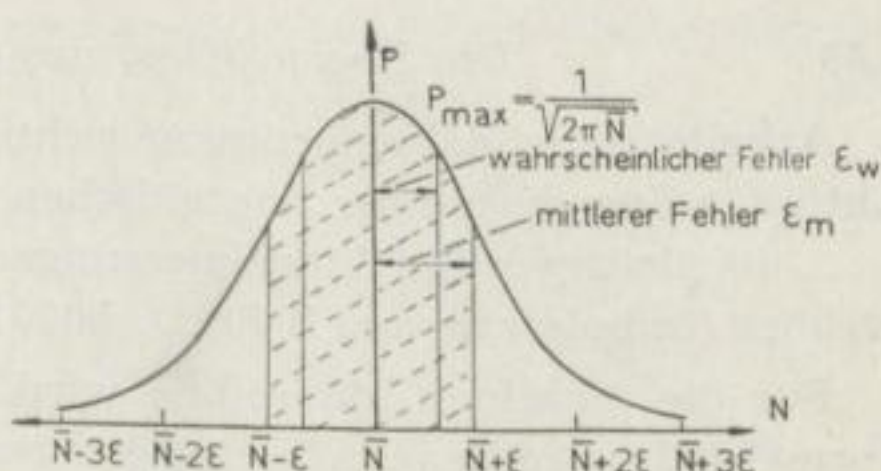


Bild 83. Gaußsche Fehlerverteilung. P ist die Wahrscheinlichkeit, daß an Stelle der zu erwartenden N -Impulse pro Zeiteinheit N registriert werden

Differenz zwischen gemessener Impulsrate N und Nulleffekt N_0 , des Präparateffektes N_p , ergibt sich gemäß der Beziehung

$$\varepsilon_m(N_p) = \pm \sqrt{\frac{N_0}{t_0} + \frac{N}{t_N}} \quad (83)$$

Ist der Nulleffekt über 100mal kleiner als der Präparateffekt, dann kann er überhaupt vernachlässigt werden.

Werden mehrere gleichwertige Einzelmessungen durchgeführt, dann wird der mittlere quadratische Fehler der Einzelmessung berechnet durch die Beziehung

$$\varepsilon'_m = \pm \sqrt{\frac{(\bar{N} - N_i)^2}{(n-1)} + \frac{(\bar{N}_0 - N_{0i})^2}{(n-1)}} \quad (84)$$

Durch die Aufteilung einer Messung werden keine Genauigkeitsverbesserungen erzielt. Der einzige Vorteil ist die Möglichkeit der Überprüfung einer Apparatur auf das richtige Arbeiten.

6.33 Die Überprüfung der gesamten Zählapparatur

Arbeitet eine Zählordnung richtig, dann unterliegt das Meßergebnis der Aktivität dem bekannten statistischen Gesetz. Um das zu überprüfen, werden 5 ... 10 gleichwertige Einzelmessungen für 1, 5 und 10 min Meßdauer durchgeführt (Impulsrate von 1000 ... 5000 cpm).

Für die einzelnen Meßreihen wird der mittlere statistische Fehler ε'_m nach Formel (82) berechnet. Arbeitet die gesamte Apparatur einwandfrei, dann muß sich die Genauigkeit der Aktivitätsmessung erhöhen, und außerdem darf ε'_m sich nicht allzusehr von ε_m unterscheiden. $\frac{\varepsilon'_m}{\varepsilon_m}$ (Reinheit) ist ein Maß für die bei der Messung erreichte statistische Reinheit. Der Fehler der statistischen Verteilung ε_m berechnet sich dabei durch

$$\varepsilon_m = \frac{\pm \sqrt{\sum_1^n \frac{N_i}{t}}}{n} \quad (85)$$

Ein fehlerhaftes Arbeiten kann durch defekte Zählwerke, schlechte Zählrohre (Doppelimpulse), mangelnde Kontakte und schadhafte Isolation verursacht werden [45]. Zur genauen Prüfung der statistischen Reinheit einer Zählung sind ungefähr 100 gleichwertige Einzelmessungen erforderlich. Die gemessene und die theoretische Gauß-Verteilung werden dann im Wahrscheinlichkeitspapier aufgetragen, und wenn die Abweichungen der beiden Werte bei $N - 2\sqrt{N}$ und $N + 2\sqrt{N}$ maximal 5% nicht überschreitet, war die Zählung statistisch rein.

6.34 Zählverluste infolge der endlichen Auflösungszeit t_A der gesamten Apparatur

Durch die endliche Auflösungszeit der Zählrohre (kleiner als $100 \mu s$), des Untersetzers ($< 30 \mu s$) und des mechanischen Zählwerkes (minimal $0,01 s$) ist die

Impulshäufigkeit, die pro Zeiteinheit registriert werden kann, begrenzt. Impulse, die in kürzeren Zeitabständen als t_A aufeinander folgen, können nicht mehr registriert werden. Wird die Auflösungszeit der Verstärker und des Untersetzers vernachlässigbar klein gehalten (Überprüfung durch Frequenzgenerator) und das Untersetzungsverhältnis so gewählt, daß durch das mechanische Zählwerk (Totzeit kann mit Frequenzgenerator bestimmt werden) alle vom Untersetzer gelieferten Impulse registriert werden (s. Bild 84), dann erhält man den Zusammenhang der gezählten Impulse N_B mit den wahren Impulsen N durch den Ausdruck

$$N_B = \frac{N}{1 + N t_A} \tag{86}$$

$$N = \frac{N_B}{1 - N_B t_A} \tag{87}$$

Bild 84. Wahrscheinlichkeit $G(p, t_R)$, daß der Registrierkreis die vom Untersetzer gelieferten Impulse registriert, als Funktion von $N \cdot t_R$ (t_R ist die Totzeit des Registrierkreises in Minuten, p das Untersetzungsverhältnis), aus FÜNFER-NEUERT [20]

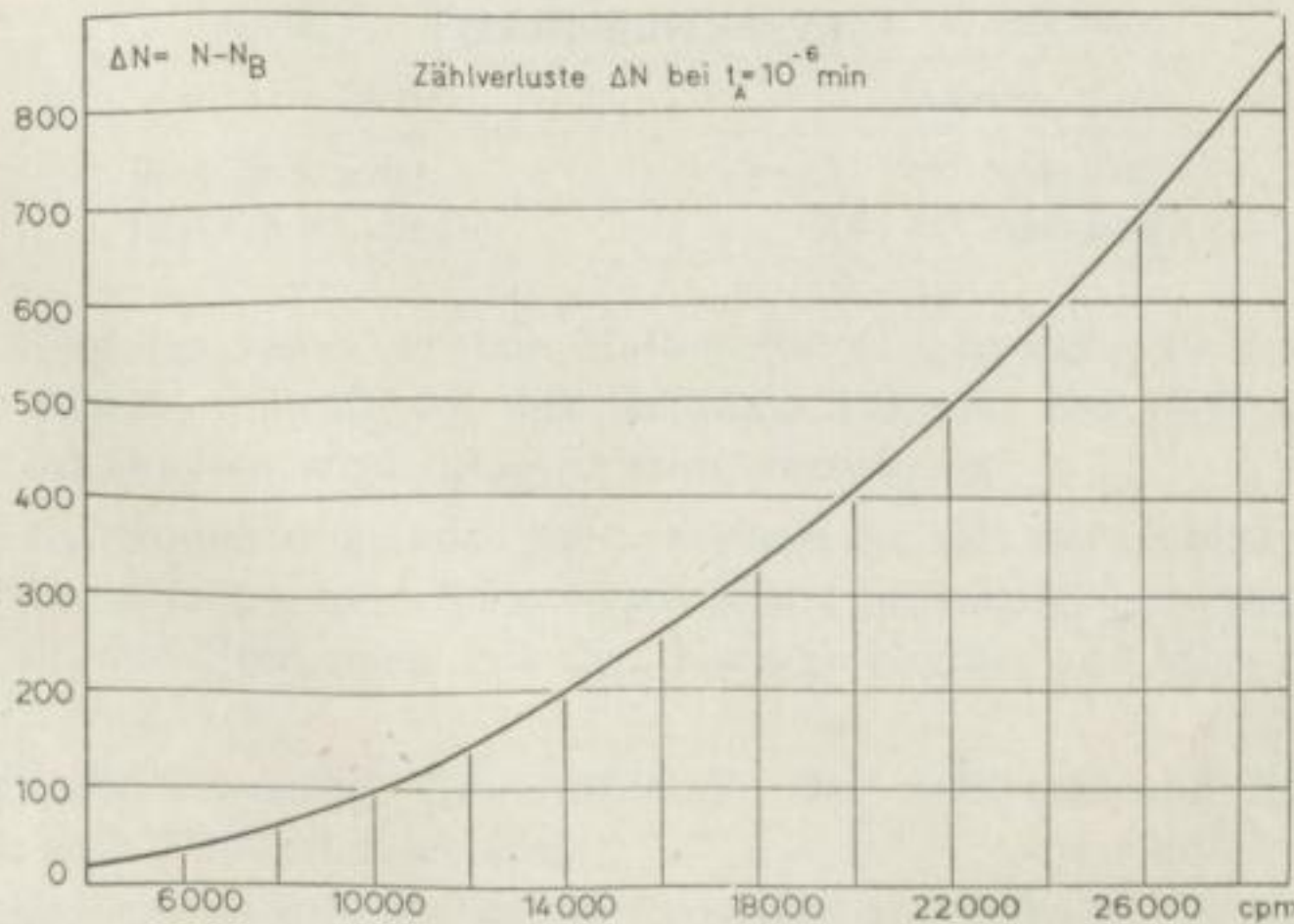
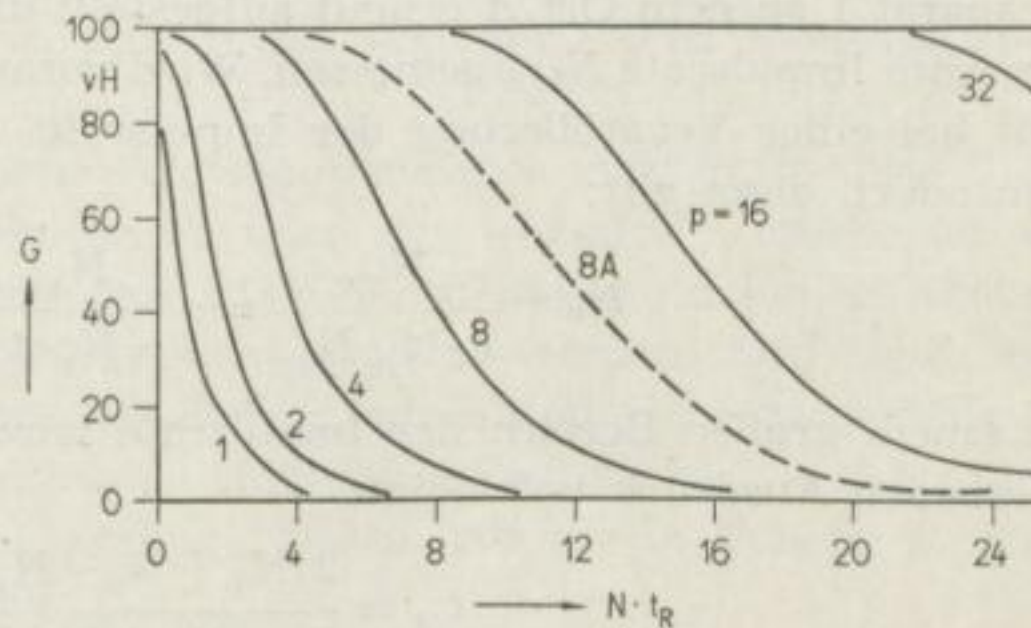


Bild 85. Zählverluste ΔN in Abhängigkeit von der Impulsrate N_B (cpm). $t_A = 10^{-6}$ min

Dabei bedeutet t_A die Auflösungszeit der gesamten Apparatur. Die Formel (86) erhält man, wenn die Summe der Sperrzeiten $N_B \cdot t_A$ von der Registrierzeit abgezogen wird. Dabei ist noch darauf zu achten, daß die Sperrzeit des Zählrohres nur sehr wenig größer ist als seine Totzeit.

In der Praxis wird man sich für die gesamte Apparatur eine Tabelle oder Kurve (s. Bild 85) aufstellen, aus der für ein gemessenes N_B sofort die Korrektur ΔN ($N = N_B + \Delta N$) abgelesen werden kann.

6.35 Die Messung der Auflösungszeit t_A der gesamten Apparatur

Die Auflösungszeit kann für gewöhnliche Zählrohre mit 10^{-5} bis 10^{-6} min angenommen werden. Ist eine genaue Kenntnis der Auflösungszeit erforderlich, dann kann mit zwei Präparaten t_A bestimmt werden. Das Präparat 1 wird an den Ort A gebracht und die Impulsrate N_1 gemessen. Nach Entfernung vom Präparat 1 wird an dem Ort B das Präparat 2, das ungefähr die gleiche Impulsrate hervorrufen soll wie Präparat 1, aufgestellt und N_2 gemessen. Jetzt wird Präparat 1 an dem Ort A erneut aufgestellt und die durch beide Präparate verursachte Impulsrate $N_{1,2}$ gemessen. Wird vorausgesetzt, daß sich die Auflösungszeit bei einer Vergrößerung der Impulsrate um das Zweifache nicht merklich verändert, dann gilt:

$$N_0 + \frac{N_{1,2}}{1 - t_A N_{1,2}} = \frac{N_1}{1 - N_1 \cdot t_A} + \frac{N_2}{1 - N_2 \cdot t_A} \quad (88)$$

In einem großen Bereich der Impulsrate wird t_A mit guter Genauigkeit durch folgenden Ausdruck befriedigt:

$$t_A = \frac{2(N_1 + N_2 - N_{1,2} + N_0)}{(N_1 + N_2) N_{1,2}} \quad (89)$$

($N_0 =$ Nulleffekt)

Für viele Probleme wird die Raumgewichtsbestimmung nur dann sinnvoll sein, wenn der Wassergehalt bekannt ist. Im folgenden soll daher kurz die Neutronen-Neutronen-Methode zur Wassergehaltsbestimmung im ungestörten Boden beschrieben werden.

7.1 Erzeugung, Verhalten und Nachweis der Neutronen

Die Neutronen sind ungeladene Teilchen der Masse 1, die nur mit dem Atomkern in Wechselwirkung treten können. Da sie leicht von Kernen eingefangen werden und selbst mit einer Halbwertszeit von ungefähr 20 min zerfallen, existieren keine freien Neutronen in der Natur, und nur durch Kernreaktionen können sie erzeugt werden [42].

Zur Erzeugung von Neutronen wird hauptsächlich der (α, n) -Prozeß, die $Be^{10}(\alpha, n)$ -Reaktion ausgenutzt. Beryllium wird mit α -Teilchen beschossen und sendet als Folge schnelle Neutronen aus. Als α -Strahler kann dabei Radium mit seinen Zerfallsprodukten oder Polonium verwendet werden. Die Neutronenquelle wird als eine Mischung von Be-Pulver mit Ra oder Po hergestellt. Bei der Quelle Ra + Be werden Neutronen mit einer Energie bis ~ 12 MeV, bei der Po + Be-Quelle bis ~ 10 MeV erzeugt. Dabei tritt die in Tabelle 13 angegebene Neutronenausbeute auf [42].

Tabelle 13. Neutronenausbeute beim (α, n) -Prozeß

Quelle	Ausbeute
Ra + Be (1 g Ra)	$10 - 15 \cdot 10^6$ Neutronen/s
Po + Be (1 Curie Po)	$2,8 \cdot 10^6$ Neutronen/s

Radium ist infolge seiner großen Halbwertszeit günstiger als Polonium, doch oft ist die starke γ -Strahlung des Radiums störend. Bei Po($T = 138d$)- oder RaD($T = 22a$)-Quellen wird diese Störung vermieden.

Da die Neutronen ungeladen sind, können sie mit den Elektronen in keine Wechselwirkung treten und daher auch keine Ionisation hervorrufen. Die Zusammenstöße der Neutronen mit den Kernen können auf folgende Weise vor sich gehen:

1. Elastische Streuung: Gesamtmoment des Neutrons und Kerns vor und nach dem Stoß ist konstant.
2. Unelastische Streuung: Das Neutron gibt einen großen Teil seiner Energie an einen Kern ab, der als Folge der Anregung einige γ -Quanten ausstrahlt.

3. Einfang: Das Neutron wird vom Kern eingefangen. Als Folge kann der Kern einen α - oder β -Zerfall erleiden ($\text{Be}^{10} (n, \alpha) \text{Li}^7$), γ -Strahlung ausstrahlend ($\text{H}^1 (n, \gamma) \text{H}^2$) oder radioaktiv werden.

Die Wahrscheinlichkeit, daß einer dieser Prozesse erfolgt, wird durch den Wirkungsquerschnitt σ (barn) ausgedrückt ($1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$; entspricht ungefähr der Kernfläche).

Für die leichten und mittelschweren Stoffe ist die elastische Streuung bei den schnellen Neutronen der vorherrschende Vorgang.

Bei der elastischen Streuung ist der Energieverlust aber am größten, wenn beide Teilchen gleiche Masse haben. Die schnellen Neutronen werden daher vorwiegend durch die Wasserstoffkerne (Protonen, Masse 1) abgebremst (Streuquerschnitt 3 barn bei einer Neutronenenergie von 2 MeV). Da die Neutronen bei jedem Zusammenstoß mit einem Proton im Mittel die Hälfte ihrer Energie verlieren, genügen schon 20 ... 30 Stöße, um sie soweit abzubremsen, daß sie sich im thermischen Gleichgewicht (Energie der Neutronen 0,038 eV) mit ihrer Umgebung befinden. Diese sogenannten thermischen Neutronen reichern sich an und werden erst nach einer großen Zahl von Streuprozessen durch den (n, γ) -Prozeß vernichtet. Von den thermischen Neutronen (0,038 eV) werden die epithermischen (0,038 ... 100 eV) und die mittelschnellen (100 eV ... 10 keV) Neutronen unterschieden.

Befindet sich eine punktförmige Neutronenquelle in einem Bremsmittel (Wasser, Paraffin), dann nimmt die Dichte des thermischen Neutronenstroms annähernd exponentiell mit dem Abstand von der Quelle ab.

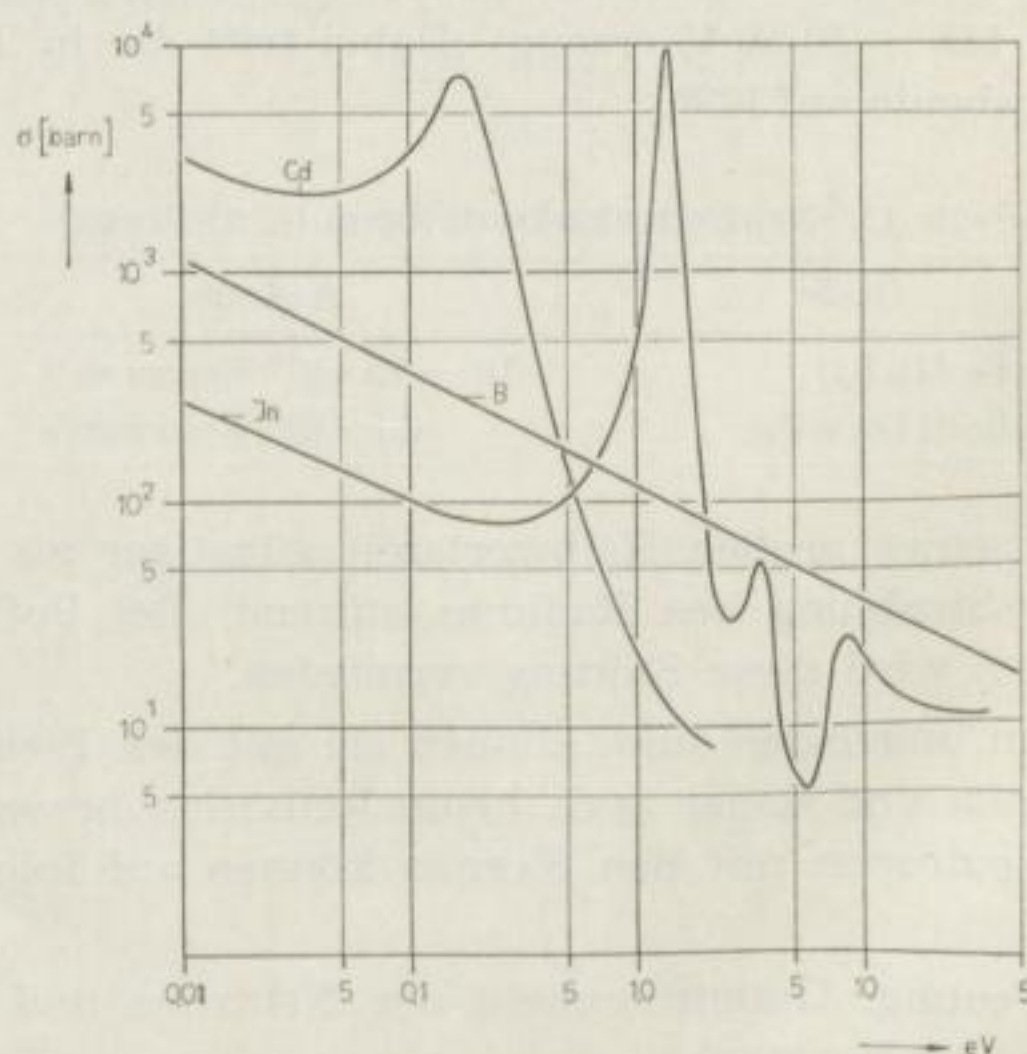


Bild 86. Wirkungsquerschnitt der (n, γ) -Reaktion von Cd, In und B (i/v -Gesetz) für langsame Neutronen. Nach GOLDSMITH, IBSER und FELD [22], umgezeichnet nach [24]

Einige Stoffe (Cadmium, Bor, Indium) besitzen einen sehr großen Absorptionsquerschnitt σ_a für thermische Neutronen (s. Bild 86, $\sigma_a = 0,3$ barn für Wasser). Die scharfen Spitzen in den Absorptionskurven werden dabei durch Resonanzeinfang bedingt [42], während in großer Entfernung von der Resonanzstelle $\sigma_a \cdot v = \text{const}$ ($v =$ Neutronengeschwindigkeit) gilt.

Da die Neutronen keine ionisierende Wirkung besitzen, können sie mit einem gewöhnlichen Auslösezähler (mit Alkohol und Edelgasen gefüllt) nicht festgestellt werden. Zum Nachweis nutzt man die Erscheinung aus, daß einige Elemente, z. B. Li und B^{10} , langsame Neutronen mit hoher Wahrscheinlichkeit einfangen und als Folge ionisierende Kerntrümmer entstehen. Beim Einfangen der Neutronen durch Bor geht folgende Reaktion vor sich:



wobei die α -Strahlung eine Energie von 2,9 MeV besitzt. Wird das Zählrohr mit BF_3 gefüllt, dann können also thermische Neutronen nachgewiesen werden. Um die andere Strahlung auszuschneiden, werden diese Zählrohre im Proportionalitätsbereich betrieben [20]. Zur Erhöhung der Empfindlichkeit kann das B^{10} -Isotop angereichert werden. Der Nachteil der BF_3 -Zähler besteht in den sehr schwachen Impulsen von nur einigen mV, die eine große Verstärkung erforderlich machen. In den möglichst dünnen Sonden für die Bodenuntersuchungen (1 ... 3 cm Durchmesser) ist ein Verstärker aber nur schwer einzubauen.

Eine weitere Methode zum Nachweis thermischer Neutronen besteht in der Ausnutzung der durch Neutroneneinfang entstehenden Radioaktivität [7, 24, 28]. Stoffe mit großem Wirkungsquerschnitt für langsame Neutronen, die sich nach Neutroneneinfang zu β -Strahlern umwandeln, sind z. B. Rhodium (Halbwertszeit 44 s, β^- 2,3 MeV), Indium (Halbwertszeit 54 min, β^- 0,85 MeV) und Silber (Ag^{107} : Halbwertszeit 2,3 min, β^- 2,8 MeV; Ag^{109} : Halbwertszeit 22 s, β^- 2,6 MeV). Werden β -Zählrohre mit einem dieser Metalle umgeben, dann sind sie für thermische Neutronen empfindlich. Der große Nachteil dieser Empfänger ist ihr Ansprechvermögen für β - und γ -Strahlung. Die durch die Quelle gleichzeitig ausgesandte und die beim (n, γ) -Prozeß im Boden entstehende γ -Strahlung ergibt dann einen sehr starken Null-effekt. Wird nur die Folie eine bestimmte Zeit dem Neutronenbeschuß ausgesetzt und ihre Aktivität erst später durch ein β -Zählrohr gemessen, dann sind die Ergebnisse nicht mehr durch die γ -Strahlung verfälscht.

Wird ein β -Zähler mit einer Indium- und mit einer Cadmiumfolie umwickelt (s. Bild 87), dann werden durch das Cadmium die thermischen Neutronen absorbiert, und der Empfänger ist besonders empfindlich für die Neutronen mit der Resonanzenergie (1,44 eV) von Indium.

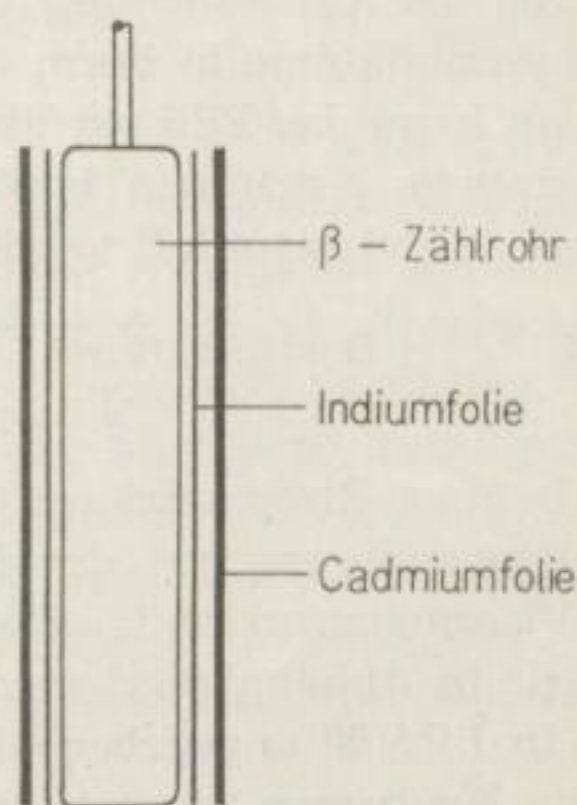


Bild 87. Empfänger zur Registrierung epithermaler Neutronen mit einer Energie von $\sim 1,44$ eV

Als Empfänger für thermische Neutronen können auch besondere Szintillationskristalle (Neutronenempfindlichkeit) Verwendung finden [49].

7.2 Das Neutronen-Neutronen-Verfahren zur Wassergehaltsbestimmung

7.21 Die physikalische Grundlage des Neutronen-Neutronen-Verfahrens

Da die schnellen Neutronen (Energie von einigen MeV) vorwiegend durch Wasserstoffkerne gebremst werden (s. Abschnitt 7.1), ist der in der Nähe der Neutronenquelle auftretende thermische Neutronenfluß eine Funktion des Wasserstoffgehaltes und damit der Feuchtigkeit im umgebenden Medium. Zur Bestimmung des Wassergehaltes der Oberflächenschichten wird man eine Anordnung ähnlich der in Bild 88 gezeigten wählen, während zur Feuchtigkeitsuntersuchung in größeren Tiefen die Neutronen-Neutronen-Sonde geeignet ist (Bild 89).

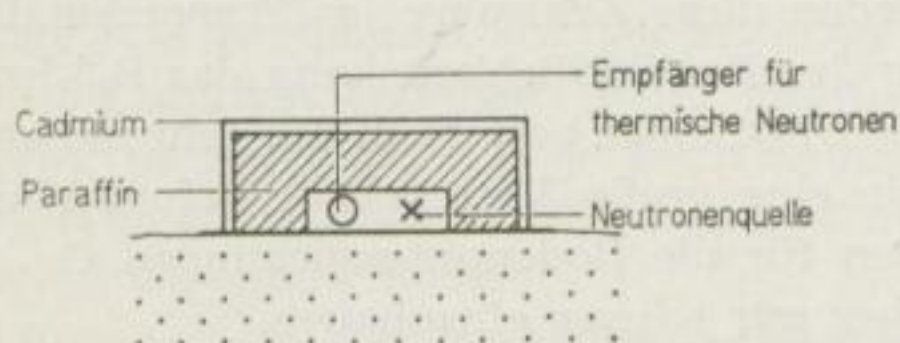


Bild 88. Oberflächenanordnung zur Feuchtigkeitsbestimmung

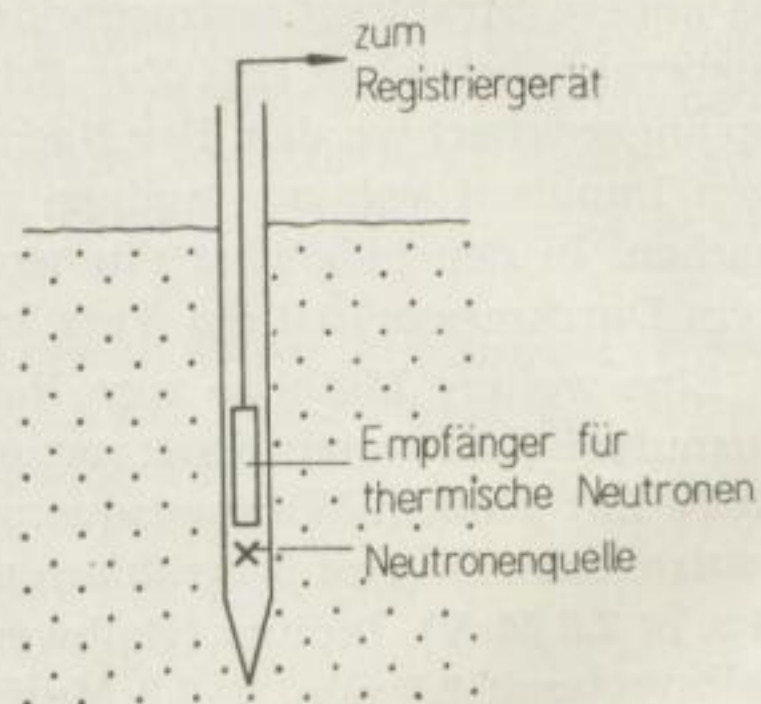


Bild 89
Neutronen-Neutronen-Sonde

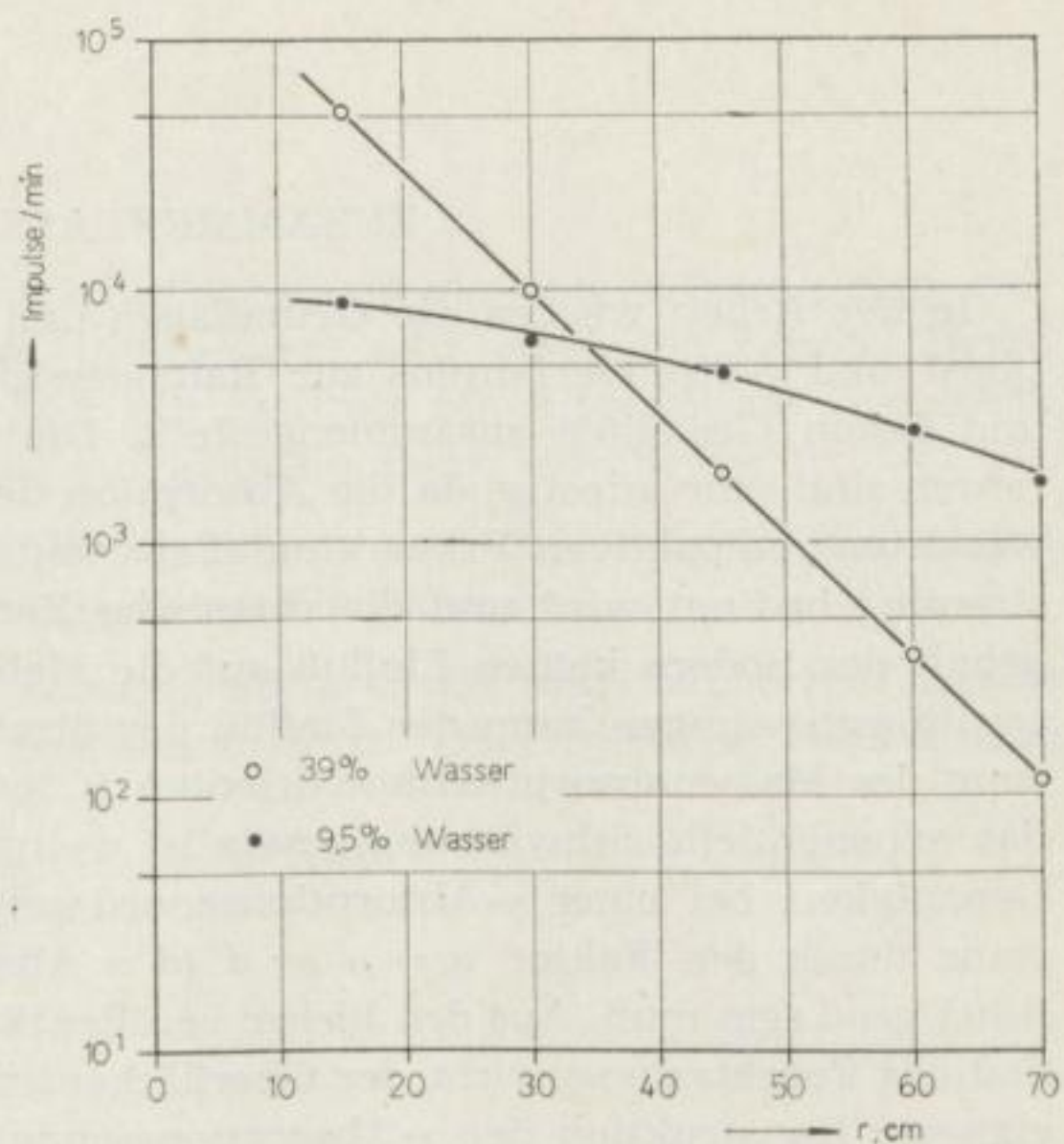
Bei der Untersuchung von Tonen muß beachtet werden, daß der Ton viel Wasserstoffatome in Form von Hydroxylgruppen enthält. Auch ein großer Salzgehalt kann das Bild verfälschen, da Chlor einen großen Einfangquerschnitt für thermische Neutronen besitzt und daher beim Auftreten von NaCl der thermische Neutronenfluß verringert wird.

7.22 Der günstigste Abstand zwischen Quelle und Empfänger bei der Neutronen-Neutronen-Sonde

In einer Bremssubstanz (Wasser, Paraffin) nimmt die Dichte des thermischen Neutronenflusses von der Neutronenquelle (primäre Neutronenenergie einige MeV) annähernd nach einem Exponentialgesetz ab. Bei einem feuchten Sand wurde in Abhängigkeit vom Wassergehalt mit einer Indiumfolie als Empfänger die in Bild 90 angegebene Impulsrate, die proportional der Dichte der thermischen Neutronen ist, gemessen [48].

Aus den Kurven auf Bild 90 ist zu erkennen, daß die Abnahme der Dichte der thermischen Neutronen bei geringerem Wassergehalt langsamer erfolgt, aber stets in der nächsten Umgebung der Neutronenquelle die größte Dichte der

Bild 90. Der relative thermische Neutronenfluß in Abhängigkeit vom Quellenabstand r bei einem homogenen Medium (feuchter Sand). r ist der Abstand der Indiumfolie von der Neutronenquelle. Durch Umhüllung der Indiumfolie mit Cadmium konnte die Dichte der Resonanzneutronen für Indium (1,44 eV) bestimmt werden, und durch Differenzbildung des ohne und des mit Cadmiumumhüllung gemessenen Wertes wurde die Dichte des thermischen Neutronenflusses bestimmt. Bei den Versuchen wurde die Indiumfolie 54 min der Bestrahlung ausgesetzt und dann ihre Strahlungsaktivität gemessen; aus [481]



thermischen Neutronen auftritt. Durch das Sondenrohr können sich die Verhältnisse etwas verändern [48], es werden aber keine grundlegenden Abweichungen auftreten. Bei den n - n -Sonden wird es daher zweckmäßig sein, den Neutronenstrahler an der Mittellinie der empfindlichen Zählrohrlänge anzubringen [25]. Ist der Wassergehalt des Bodens gering (0 ... 10 %), dann wird, wie von SHARPE festgestellt wurde [43], eine größere Empfindlichkeit der n - n -Sonde erzielt, wenn die Neutronenquelle einige Zentimeter unter dem BF_3 -Zählrohr angebracht wird.

7.23 Wassergehaltsbestimmungen mit der n - n -Sonde

Bisher wurden bei den n - n -Sonden zur Wassergehaltsbestimmung des Bodens Ra-Be- und Po-Be-Quellen (2 ... 200 mc) verwendet. Als Empfänger dienten Indiumfolien [35], Rhodiumfolien [3] und BF_3 -Zählrohre [25, 43, 47 usw.]. Soll die Sonde für den Routinebetrieb eingesetzt werden, dann wird es sich zur Verringerung der Präparatstärke und zur Verkürzung der Meßzeiten unbedingt erforderlich machen, BF_3 -Zählrohre (B^{10} -Isotop angereichert) zu verwenden. Mit einem 5-mc-Ra-Be-Präparat und einem BF_3 -Zählrohr (aktive Länge 15 cm, innerer Durchmesser 2,2 cm, B^{10} -Isotop auf 96 % angereichert, Gasdruck von 40 cm Quecksilbersäule) erreichte Holmes [25] bei 0,3 g Wasser/cm³ eine Impulsrate von 6000 cpm.

ZUSAMMENFASSUNG

In der Arbeit werden die Grundlagen und die Meßmethodik des γ -Absorptions- und γ -Streuverfahrens zur Raumgewichtsbestimmung von Lockerböden und festen Gesteinen zusammengestellt. Die Voraussetzungen für diese Verfahren sind sehr günstig, da die Absorption der γ -Strahlung bei den meist verwendeten radioaktiven Präparaten (Cs^{137} und Co^{60}) allein durch die Comptonstreuung bedingt wird und die chemische Zusammensetzung und der Wassergehalt des Bodens keinen Einfluß auf die Meßergebnisse haben. Bei den γ -Absorptionsmessungen kann der Einfluß der Streustrahlung durch eine Verkleinerung des Massenabsorptionskoeffizienten μ' [cm^2/g] berücksichtigt werden, und das exponentielle Schwächungsgesetz ist weitgehend gültig. Die zu erreichende Genauigkeit bei einer γ -Absorptionsanordnung wird neben der Abstandskonstanz durch den Faktor $\alpha = \mu' \rho \cdot d$ (d = Absorberdicke) bestimmt, der möglichst groß sein muß. Aus den bisher veröffentlichten Arbeiten ist zu entnehmen, daß das Feuchtraumgewicht der Oberflächenschichten (bis ~ 1 m Tiefe) bei geeigneter Konstruktion der γ -Absorptionssonde mit einer Genauigkeit von 1 ... 2% bestimmt werden kann.

Der Nachteil der Absorptionsmessungen, die Beschränkung auf Oberflächenschichten, wurde durch das γ -Streuverfahren, mit dem das Feuchtraumgewicht in beliebiger Tiefe bestimmt werden kann, überwunden. Zur Entwicklung einer γ - γ -Sonde für Raumgewichtsuntersuchungen bis ungefähr 30 m Tiefe in lockeren Böden wurden von uns die Eindringtiefe der γ -Strahlung, der Luftspalt-einfluß und die Abhängigkeit der Impulsrate von der Dichte für verschiedene Abstände zwischen Präparat und Zählrohr bei einer γ - γ -Sonde von 25 mm Durchmesser der Bleiabschirmung bestimmt. Aus den gewonnenen Kurven kann für eine vorgegebene Meßgenauigkeit der notwendige Abstand zwischen Präparat und Zählrohrmitte und die dann erforderliche Präparatstärke abgeschätzt werden. Auf die Bedeutung der γ - γ -Messungen für die Bohrlochuntersuchungen wird kurz hingewiesen.

Da der Einsatz der radiometrischen Messungen im Gelände sehr stark durch die geeigneten Meßgeräte bedingt sein wird, wurden die Möglichkeiten für batteriegespeiste Zählgeräte angeführt. Im abschließenden Kapitel wird die Problematik der Neutronen-Neutronen-Messungen erläutert.

Aus den bereits durchgeführten Arbeiten und auch aus unseren Messungen folgt, daß durch das γ -Absorptions- und γ -Streuverfahren das Raumgewicht von der Erdoberfläche bis zu den Sohlen der Tiefbohrungen gemessen werden kann. Da sich außerdem der Feuchtigkeitsgehalt bestimmen läßt, ergibt sich für die statische Baugrunduntersuchung eine große Perspektive; denn zum ersten Mal kann ohne Störung der natürlichen Lagerung die Porenziffer ε gemessen werden. Es erscheint daher zweckmäßig, die hier begonnenen Untersuchungen weiterzuführen und die Verfahren auch in der DDR praktisch anzuwenden.

Für die Stellung des Themas, die Beratung und die Unterstützung beim Anfertigen meiner Diplomarbeit bin ich meinem sehr verehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. phil. O. MEISSER, Direktor des Instituts für Angewandte Geophysik an der Bergakademie Freiberg, zu aufrichtigem Dank verpflichtet.

Er stellte mir in großzügiger Weise Räume und technische Einrichtungen des Instituts für Angewandte Geophysik zur Verfügung.

Weiterhin danke ich den Institutsangehörigen, die mich bei meiner Arbeit stets hilfsbereit unterstützten, besonders Herrn Oberingenieur ORLITZ und Herrn Obermeister ROTHE.

Literatur

- [1] ARDENNE, M. VON: Tabellen zur Angewandten Kernphysik. Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin (1956) 193 S.
- [2] BAKER, P. E.: Density Logging with Gamma Rays. Petroleum Transactions, AIME, Vol. 210 (1957) S. 289—294.
- [3] BELCHER, D. J., CUYKENDALL, T. R., SACK, H. S.: Measurement of Soil Moisture and Density by Neutron and Gamma-Ray Scattering. Tech. Development Rpt. 127, Civil Aeronautics Administration, Indianapolis, India (1950) S. 1—20.
- [4] BELCHER, D. J., HERNER, R. C., CUYKENDALL, T. R., SACK, H. S.: Use of Radioactive Material to Measure Soil Moisture and Density. ASTM Special Technical Publication, Nr. 134 (1952) S. 10—22.
- [5] BERNHARD, R. K., CHASEK, M.: Soil Density Determination by Means of Radioactive Isotopes. Non-destructive Testing 11 (1953) 8, S. 17—23.
- [6] BERTHOLD, R.: Kontinuierliche Dichtemessung in Flüssigkeiten und Gasen mit Gamma- und Beta-Strahlen. ATM Lief. 265 (1958) München, S. 25—28.
- [7] BROCARD, J.: Applications des Isotopes Radioactives à la Mesure de la Densité et de la Teneur en eau des Matériaux et des Sols. Ann. de l'Institut du Batiment et des Travaux Publics, Paris (Mai 1955) 89, S. 427—450.
- [8] Cold-Cathode Tubes Handbook 1954/5. Eteleo. Lim., London (o. J.) 55 S.
- [9] CROWTHER, G., GIMSON, K.: Application of a new Type of Cold Cathode Trigger Tube. Electronic Engineering 29 (1957) 356, S. 462—468; 357, S. 536—545; 358, S. 591—596.
- [10] DANILIN, A. I.: Die Bestimmung der Bodenfeuchtigkeit mit Hilfe der γ -Strahlung. „Pochvovedenie“ Nr. 7 (1955), S. 74—83.
- [11] DAVISSON, C. M., EVANS, R. D.: Gamma-Ray Absorption Coefficients. Rev. of Mod. Phys. 24 (1952) 2, S. 79—107.
- [12] DJADKIN, I. G.: K teorii gamma-gamma-karottaža burovych skvažin. (Zur Theorie der Gamma-Gamma-Karottage von Bohrlöchern). Izv. Akad. nauk SSSR, Ser. geofiz., Moskva (1955) 4, S. 323—331.
- [13] DURANTE, V. A., KOGAN, JA. L., FERRONSKIJ, V. J., NOSAL, S. I.: Polevye issledovanija plotnosti i vlažnosti gruntov (Felduntersuchungen der Dichte und der Feuchtigkeit des Bodens). „Arbeiten zum IV. Internat. Kongr. über die Mechanik des Bodens und des Fundamentbaues“. Herausg. v. d. Akad. d. Wiss. d. UdSSR, Moskau (1957) S. 66—78.
- [14] Ein Frequenz- und Zeitmesser hoher Genauigkeit. Type FELZ. Rohde u. Schwarz-Mitteilungen Nr. 9, November 1957, S. 100—104. Oldenburg Graph. Betriebe GmbH München 8.
- [15] Ein tragbares Gerät zur Messung der Bodendichte und Bodenfeuchtigkeit. Atompraxis 1 (1958) 4, S. 39.
- [16] Elesta AG. technische Mitteilungen. Neuentwicklungen im Röhrenbau Nr. 8, März 1958.
- [17] ESPE, W., KUHN, A.: Elementare Grundlagen der Kernphysik. Eine Zusammenstellung ihrer wichtigsten Begriffe und Gesetzmäßigkeiten. Akad. Verlagsgesellschaft Geest u. Portig K.-G., Leipzig 1958.
- [18] FAUL, H., TITTLE, C. W.: Logging of Drill Holes by the Neutron, Gamma Method, and Gamma Ray Scattering. Geophysics, V. XVI, 2 (1951) S. 260—276.
- [19] FOLDY, L. L.: Diffusion of High Energy Gamma-Rays through Matter. I. Fundamental Equations Physical Review 81 (1951) 3, S. 395—399.
- [20] FÜNFER, E., NEUERT, H.: Zählrohre und Szintillationszähler. Verlag G. Braun, Karlsruhe 1954.
- [21] Gesetzblatt der DDR, Teil I (1957) Nr. 12 v. 14. 2. 1957.
- [22] GOLDSMITH, H., IBSER, H., FELD, B. T.: Neutron Cross Sections of the Elements. Revs. Mod. Phys., 19 (1947) S. 259—297.
- [23] GRUHLE: Verwendung radioaktiver Isotope zur Bestimmung der Lagerungsdichte von Böden in großen Tiefen. Die Bautechnik, Berlin 34 (1957) 3, S. 81—83.
- [24] HERTZ, G.: Grundlagen und Arbeitsmethoden der Atomphysik. Akademie-Verlag, Berlin 1957, S. 88—96.
- [25] HOLMES, J. W.: Calibration and Field Use of the Neutron Scattering Method of Measuring Soil Water Content, Austral. Jour. of Applied Science 7 (1956) 1, S. 45—58.

- [26] HOMILIUS, J.: Stand der geophysikalischen Baugrundforschung. Vorträge der Baugrundtagung 1956 in Köln. Sonderdruck. Deutsche Gesellschaft für Erd- und Grundbau e. V., Hamburg 1957, S. 113—121.
- [27] HOMILIUS, J., Lorch, S.: Density Determination on Near-Surface Layers by Gamma Absorption. *Geophysical Prospecting* 5 (1957) 4, S. 449—468.
- [28] HORONJEFF, R., JAVETTE, D. F.: Neutron and Gamma-Ray Methods for Measuring Moisture Content and Density to control Field Compaction. *Highway Research Board Bulletin* 122, Washington, D. C. (1956), 1 Artikel.
- [29] JAEGER, R. G.: Über eine vorläufige Festsetzung der maximal zulässigen Strahlenbelastung vom Nationalen Komitee für Strahlenschutz und Strahlenmessung der Vereinigten Staaten. *Atomkernenergie* 2 (1957) 6, S. 223—225.
- [30] JUREW, K. V., KODOTSCHIGOW, P. N.: Opređenje plotnosti grunta prosvećivanjem gamma-lučami (Bestimmung der Bodendichte mit Hilfe des Gamma-Absorptionsverfahrens). *Gidrotechn. stroj.*, Moskva 25 (1956) 6, S. 36—42.
- [31] KOHLRAUSCH, K. W. F.: *Handbuch der Experimentalphysik*. Bd. XV (1928) S. 61.
- [32] KOMAROV, F. G.: Anwendung radioaktiver Methoden bei der Lagerstättenforschung. Unveröff. Vortrag, gehalten auf der 22. Jahrestagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft vom 2. bis 5. 5. 1958 in Leipzig.
- [33] KRETZMANN, R.: *Handbuch der industriellen Elektronik*. Verlag f. Radio-Foto-Kinotechnik, Berlin-Borsigwalde (1954) 336 S.
- [34] KRETZMANN, R.: *Schaltungsbuch der industriellen Elektronik*. Verlag f. Radio-Foto-Kinotechnik, Berlin-Borsigwalde (1955) 224 S.
- [35] LANE, D. A., TORCHINSKY, B. B., SPINKS, J. W. T.: Determining Soil Moisture and Density by Nuclear Radiations. *ASTM Special Technical Publication No. 134* (1953) S. 23—24.
- [36] LORCH, S.: Über Geometrieeffekte und Streuungsanteile bei Zählrohrmessungen. Unveröff. Diplomarbeit der Bergakademie Clausthal (1956).
- [37] LORENZ, H.: Über die Messung der Lagerungsdichte des Baugrunds mittels radioaktiver Isotope. *Baumaschine und Bautechnik*, Wiesbaden 5 (1954) 8, S. 173—178.
- [38] NEUBER, H.: Zur praktischen Anwendung atomphysikalischer Strahlungen im Bauwesen unter besonderer Berücksichtigung der Baugrunduntersuchungen. *Baumaschine und Bautechnik* 5 (1954) 8, S. 179—180.
- [39] OTSCHKUR, A. P.: Karottaž plotnosti (Bohrlochdichteuntersuchungen). *Voprosy rudnoj geofiziki sbornik statej* 1 (1957) Moskva, S. 62—68.
- [40] PEEBLES, J.: Attenuation of Gamma-Rays. *Jour. of Applied Physics* 24 (1953) 10.
- [41] PLESSET, M. S., COHEN, S. T.: Scattering and Absorption of Gamma-Rays. *Jour. of Applied Physics* 22 (1951) 3, S. 350—357.
- [42] SCHPOLSKI, E. W.: *Atomphysik Bd. II*. Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin 1956, S. 492.
- [43] SHARPE, J.: Measurement of Moisture Content by Neutron Counting. *British Journ. of Applied Physics* 4 (1953) 3, S. 93—94.
- [44] TSCHKOPEK, J.: Sand Density Determination Using Gamma Radiation. *Proc. Fourth. Intern. Conference on Soil Mechanics and Foundat. Enging.*, London (1957) S. 107—110.
- [45] SPICYN, V. J., KODOTSCHOW, P. N., u. a.: *Metody raboty s primeneniem radioaktivnych indikatorov* (Arbeitsmethoden bei der Anwendung radioaktiver Indikatoren). *Izd. AN SSSR* (1955).
- [46] STEPHENSON, R.: *Introduction to nuclear engineering*. McGraw-Hill Book Company Inc., New York, Toronto, London 1954.
- [47] STONE, J. F., KIRKHAM, D., READ, A. A.: Soil Moisture Determination by a Portable Neutron Scattering Moisture Meter. *Proc. Soil. Sci. Soc. Amer.*, 19 (1955) 4, S. 419—423.
- [48] TITTLE, C. W., FAULE, H., GOODMAN, C.: Neutron Logging of Drill Holes: the Neutron-Neutron-Method. *Geophysics V. XVI* (1951) 4, S. 626—658.
- [49] URBANEC, J.: A Neutron Device for Measuring the Moisture Content of Soil. *Proc. Inst. Conf. Peaceful Uses of Atomic Energy*, Geneva und New York 15 (1956).
- [50] VEKSLER, V., GRČEV, L., ISAEV, B.: *Ionizacionnye metody issledovanija izlučenij* (Die Ionisationsmethoden der Strahlungsuntersuchung). *Gos. izd. tech. lit.* Moskva 1950.
- [51] VOMOCIL, J. A.: In Situ Measurement of Soil Bulk Density. *Arg. Engr.* 35 (1954) S. 651—654.
- [52] VOMOCIL, J. A.: In Situ Measurement of Soil Bulk Density. *Proc. Intern. Conf. Peaceful Uses of Atomic Energy*, Geneva (1955), UN, New York (1956) 12, S. 223—226.
- [53] VOSKOBOJNIKOW, G. M., DEEV, L. L.: Plotnostnoj karottaž uglerazvedočnych skvažin (Dichteuntersuchungen in Kohlebohrungen). *Razvedka i ochrana neдр* (1956) 10, S. 38—46.

- [54] WEISS, C. F.: Radioaktive Standardpräparate. VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin 1956.
- [55] WENDT, J.: Versuche zur Dichtebestimmung an Sandschüttungen durch Messung der Absorption von Gamma-Strahlung. Geologisches Jahrbuch, Hannover 70 (1954) S. 1—7.
- [56] WENDT, J.: Raumgewichts- und Feuchtigkeitsbestimmungen. Unveröff. Vortrag, gehalten auf der 22. Jahrestagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft vom 2. bis 5. 5. 1958 in Leipzig.
- [57] WENDT, J., WOLTERS, R.: Eine weitere Methode zur Bestimmung des Raumgewichtes von Böden durch Gamma-Strahlen. Geologisches Jahrbuch, Hannover 72 (1956) S. 73—84.
- [58] ZIMEN, K. E.: Angewandte Radioaktivität. Springer-Verlag, Berlin 1952.

Nach Abschluß der Arbeit erschien noch folgende wichtige Literatur:

- [59] HOMILIUS, J., LORCH, S., SEITZ, K.: Radiometrische Dichtebestimmung mit der Gamma-Gamma-Sonde. Geolog. Jb. Bd. 75, Hannover, Sept. 1958, S. 183—196.
- [60] HOMILIUS, J., LORCH, S.: On the theory of gamma ray scattering in drill holes. Geophys. Prospecting, The Hague 6 (1958) 4, S. 342—364.

Bergakademie
- Bücherei -
Freiberg i. Sa.

Handwritten text, likely bleed-through from the reverse side of the page.

Handwritten text, likely bleed-through from the reverse side of the page.

Handwritten text, likely bleed-through from the reverse side of the page.

Handwritten text, likely bleed-through from the reverse side of the page.

Handwritten text, likely bleed-through from the reverse side of the page.

Handwritten text, likely bleed-through from the reverse side of the page.

Handwritten text, likely bleed-through from the reverse side of the page.

Handwritten text, likely bleed-through from the reverse side of the page.

Handwritten text, likely bleed-through from the reverse side of the page.

Handwritten text, likely bleed-through from the reverse side of the page.

Handwritten text, likely bleed-through from the reverse side of the page.

Handwritten text, likely bleed-through from the reverse side of the page.

Handwritten text, likely bleed-through from the reverse side of the page.

Handwritten text, likely bleed-through from the reverse side of the page.

Handwritten text, likely bleed-through from the reverse side of the page.

Handwritten text, likely bleed-through from the reverse side of the page.

Handwritten text, likely bleed-through from the reverse side of the page.

Handwritten text, likely bleed-through from the reverse side of the page.

Handwritten text, likely bleed-through from the reverse side of the page.

Handwritten text, likely bleed-through from the reverse side of the page.

Handwritten text, likely bleed-through from the reverse side of the page.

Handwritten text, likely bleed-through from the reverse side of the page.

Faint, illegible text at the top of the page, possibly bleed-through from the reverse side.

Bücherei
• Bergakademie •
Freiberg i. Sa.

