

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 29 (1956)
Heft: IV

Artikel: Bestimmung der Quellstärke einer Be-Photo- und einer Ra-Be-Neutronenquelle
Autor: Planta, C. von / Huber, P.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-112708>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 09.01.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Bestimmung der Quellstärke einer Be-Photo- und einer Ra-Be-Neutronenquelle

von C. von Planta und P. Huber, Basel.

(8. V. 1956.)

1. Einleitung.

Die Messung der Quellstärke von Ra-Be-Neutronenquellen wurde schon in verschiedenen Laboratorien durchgeführt. D. J. HUGHES¹⁾ gibt eine Übersicht über verschiedene Messungen. In ihr wird darauf hingewiesen, dass in einigen Fällen die Resultate nicht miteinander übereinstimmen. Insbesondere gibt eine von ALDER und Huber²⁾ publizierte Messung viel zu niedrige Werte der Quellstärke. Zur Überprüfung dieser Arbeit und weil geeichte Ra-Be-Quellen für die Eichung von Neutronenflüssen in Kernreaktoren Bedeutung haben, war es wünschenswert, eine neue Quellstärkebestimmung vorzunehmen. Über die zeitliche Veränderung von Ra-Be-Quellen hat man noch wenig Erfahrung. Aus diesem Grunde wurde zunächst eine Be-Photoneutronenquelle hergestellt, um daran die Quellstärke einer Ra-Be-Quelle anzuschliessen.

2. Beschreibung der Quellen.

Aus Fig. 1 ist der Aufbau der Be-Photoneutronenquelle ersichtlich. Der Radiumgehalt jeder einzelnen der als γ -Quelle verwendeten Radiumnadeln*) wurde durch Vergleich mit einer Eichnadel gemessen. Der totale Ra-Gehalt ergab sich zu $194,4 \text{ mg} \pm 1,5\%$.

Die Ra-Be-Neutronenquelle ist in ihrem Bau aus Fig. 2 ersichtlich.

*) Die Ra-Nadeln, hergestellt im Jahre 1930 von der Union Minière du Haut-Katanga in Brüssel, wurden uns von der Radiumstiftung Zürich zur Verfügung gestellt. Sie enthalten das Radium in Form von $\text{RaBr}_2 \cdot 2 \text{ H}_2\text{O}$.

3. Messmethode und Apparatur.

3.1. Messmethode.

Unter der Quellstärke S einer Neutronenquelle soll die Anzahl Neutronen verstanden werden, welche die Quelle pro Zeiteinheit im Vakuum emittiert. Da das Energiespektrum der von den beschriebenen Quellen emittierten Neutronen kompliziert und nur

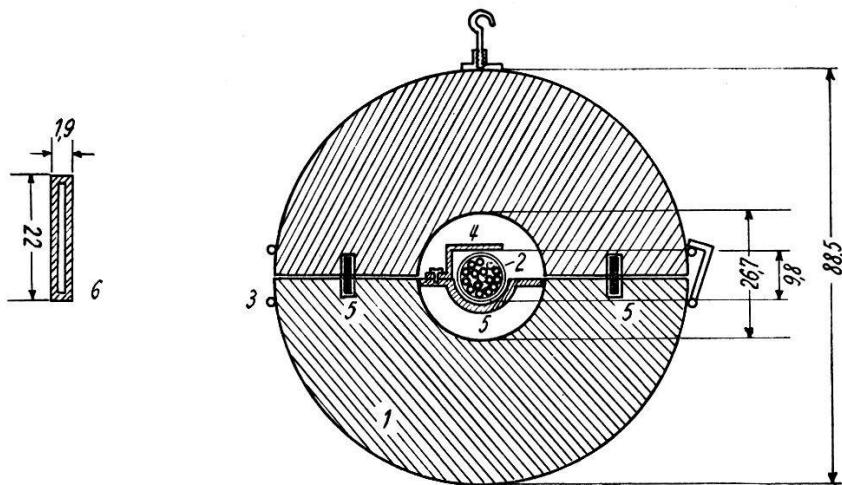


Fig. 1.

Be-Photoquelle. Masse in mm

- 1 Be-Kugel (mittlere Dichte = $1,794 \text{ gcm}^{-3}$)*)
- 2 Zylindrischer Behälter aus Reinaluminium mit Deckel (Wandstärke 0,3 mm) 15 Radiumnadeln enthaltend.
- 3 Ring aus Neusilberrohr zum Zusammenhalten der beiden Halbkugeln.
- 4 Stahlfeder.
- 5 Bügel und Bolzen aus Reinaluminium mit Araldit (121 N) eingekittet.
- 6 Ra-Nadel mit Mantel aus Pt (90%)/Ir (10%) vergoldet (Wandstärke 0,5 mm).

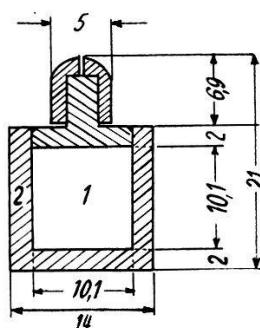


Fig. 2.

Ra-Be-Quelle. Masse in mm

- 1 Gepresste Ra-Be-Mischung (U. M. 1393119, Dichte = $1,7 \text{ gcm}^{-3}$) 101,97 mg Ra enthaltend.
- 2 Monel-Gehäuse.

ungenau bekannt ist, muss zur Bestimmung von S eine energieunabhängige Methode angewendet werden. Eine solche besteht

*) Für die Überlassung des Berylliums sind wir Herrn Prof. F. G. HOUTERMANNS und für das Schmelzen und Giessen der Be-Hohlkugel der Gerätebauanstalt Balzers (Liechtenstein) zu Dank verpflichtet.

darin, die Neutronen in einem Moderator zu verlangsamen. Der Moderator soll langsame Neutronen absorbieren und soll ausserdem so gross sein, dass keine Neutronen nach aussen entweichen. Das Problem der Messung der Quellstärke reduziert sich dann im wesentlichen auf die Bestimmung der Anzahl der vom Moderator pro Zeiteinheit absorbierten Neutronen S_m . Zwischen S und S_m besteht die Beziehung:

$$S = S_m (1 + B).$$

Dabei berücksichtigt B den Anteil der Neutronen, der vom Moderator in die Quelle zurückgestreut und dort absorbiert wird.

Bringt man die Neutronenquelle in den Mittelpunkt des Moderators, so erzeugt sie im ganzen vom Moderator erfüllten Raum eine vom Quellenabstand des Raumpunktes abhängige, stationäre Neutronendichte N . Ist nun die Neutronendichte in jedem Raumpunkt des Moderators absolut bekannt, so lässt sich daraus und aus den Absorptionseigenschaften des Moderators die Absorption S_m berechnen.

Als Moderator wurde Wasser verwendet. Die Absorption in Wasserstoff erfolgt nach dem $1/v$ -Gesetz und der Absorptionsquerschnitt ist genau bekannt³⁾⁴⁾. Zur Bestimmung der Neutronendichte im Abstand r vom Quellenmittelpunkt wurde eine dünne Goldfolie dorthin gebracht und ihre durch den Einfang langsamer Neutronen erzeugte Radioaktivität gemessen. Aus den Absorptions-eigenschaften und der Aktivität A' einer solchen Folie lässt sich dann N berechnen. Gold ist aus den folgenden Gründen als Folienmaterial besonders geeignet:

1. Das einfache Zerfallsschema erlaubt eine genaue Absolutmessung der Aktivität.
2. Es besitzt ein einziges Isotop und ist in sehr reiner Form erhältlich. Es lässt sich leicht zu dünnen Folien walzen und ist chemisch neutral.
3. Der Absorptionsquerschnitt ist gross und die Halbwertszeit für genaue Messungen von günstiger Größenordnung.

Nachteilig wirkt sich eine Resonanz bei 4,87 eV⁵⁾ aus. Deshalb muss das Cd-Verhältnis R der Folien (siehe Anhang 1) gemessen werden. Die Neutronenabsorption der Goldfolie bewirkt eine Verminderung der Neutronendichte am Ort und in der Umgebung der Folie. Daher hat man eine Aktivierungsstörung \varkappa (siehe 4.3) zu berücksichtigen. Bedeutet A die ungestörte Aktivität, dann gilt zwischen A und A' die Beziehung: $A = A' (1 + \varkappa)$.

Nimmt man nun an, dass die Absorption S_m nur im Wasserstoff erfolge*), dann ergibt die Rechnung (siehe Anhang 1):

$$S_m = \frac{4\pi}{V} \frac{n_H \sigma_0^H}{n_{Au} \sigma_{1/v}^{(0)}} \left(1 - \frac{c}{\bar{R}}\right) (1 + \varkappa) \int_{r_0}^{\infty} A'(r) r^2 dr.$$

Es bedeuten:

n_H	= Anzahl Protonen pro cm^3 ,
n_{Au}	= Anzahl Goldkerne pro cm^3 ,
σ_0^H	= Absorptionsquerschnitt von Wasserstoff für eine Neutronenenergie von 0,025 eV,
$\sigma_{1/v}^{(0)}$	= $1/v$ -Anteil des Absorptionsquerschnitts von Gold für eine Neutronenenergie von 0,025 eV,
V	= Volumen der Goldfolie,
\bar{R}	= Mittelwert des Cd-Verhältnisses (siehe 4.2.),
r	= Abstand vom Quellenmittelpunkt,
r_0	= Quellenradius,
c	= Dimensionsloser Faktor (siehe Rechnung Anhang 1).

Extrapoliert man die im Moderator gemessene Neutronendichte in die Neutronenquelle hinein, so lässt sich daraus und aus den Absorptionseigenschaften des Quellenmaterials die Absorption der in die Quelle zurückgestreuten Neutronen B berechnen (siehe 4.6).

3.2. Apparatur.

Als Moderator diente ein mit destilliertem Wasser gefülltes Betonfass von 10 cm Wandstärke, 1 m Höhe, und 1 m Durchmesser. Für die Ra-Be-Quelle beträgt die Anzahl der Neutronen, welche aus dem Moderator austreten ca. 1 % der Gesamtzahl. Der von der Quelle am weitesten entfernte Messpunkt hat einen Abstand von 23 cm, das sind 8 Diffusionslängen, von der Betonwandung. Die benutzten Goldfolien waren Kreisscheiben von 2 cm Durchmesser und 0,002 cm Dicke aus chemisch reinem Gold (Reinheit: 99,999 %, Dichte: $19,25 \text{ g cm}^{-3}$ **). Ihr Gewicht wurde mit einer Präzisionswaage auf 0,1 mg und ihr Durchmesser mit einem Messmikroskop auf 0,01 mm gemessen.

Auf die Halterung der Folien muss besondere Sorgfalt verwendet werden, damit der Neutronenfluss in der Umgebung der Folie nicht vom Halterungsmaterial beeinflusst wird (siehe Fig. 3). Die Integration der Neutronendichte (Aktivität) über das Volumen wird mechanisch ausgeführt¹²⁾.

*) Dies gilt für die Photoquelle streng. Bei der Ra-Be-Quelle muss eine Korrektur wegen der Absorption schneller Neutronen in Sauerstoff angebracht werden.

**) Lieferfirma: Métaux précieux S. A., Neuchâtel.

Die Folien werden von einem Integrator in einer Weise $r(t)$ vom Zentrum nach aussen durch den Trog bewegt, welche die Zunahme der Kugeloberfläche mit r^2 und den exponentiellen zeitlichen Abfall der Folienaktivität berücksichtigt.

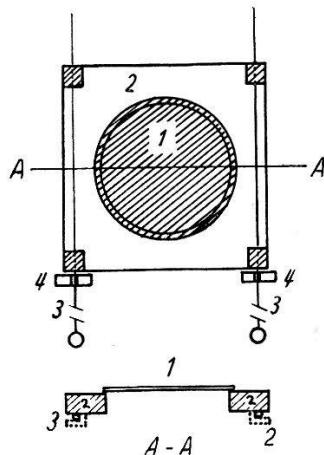


Fig. 3.

- 1 Au-Folie mit Araldit aufgekittet.
- 2 Perspex-Rahmen.
- 3 Imprägnierter Seidenfaden (mit Pb-Kügelchen beschwert).
- 4 Distanzring aus Kunststoff.

Für die Endaktivität A_e nach abgeschlossener Bewegung von r_1 nach r_2 soll gelten:

$$A_e = K \int_{r_1}^{r_2} A'(r) r^2 dr.$$

Damit beträgt der Zuwachs der Grösse A_e durch das Wegelement dr :

$$dA_e = K A'(r) r^2 dr.$$

K ist eine zu bestimmende Proportionalitätskonstante. Bei Bewegung der Folie erhält man als Beitrag des Zeitelements dt , während welchem sich die Folie zwischen r und $r + dr$ befindet, zur Endaktivität:

$$dA_e = A'(r) \lambda e^{-\lambda(T-t)} dt.$$

Dabei bedeuten:

λ = Zerfallskonstante von $\text{Au}^{198} = 1,071 \cdot 10^{-2} \text{ h}^{-1}$ [13].

T = Zeit, welche die Folie benötigt, um von r_1 nach r_2 zu kommen = 24 h.

Durch Gleichsetzung der beiden Ausdrücke für dA_e erhält man die Differentialgleichung der Bewegung der Folie. Ihre Integration

unter Berücksichtigung der Randbedingungen ($r = r_1 = 4,80$ cm für $t = 0$ und $r = r_2 = 27,00$ cm für $t = T$) ergibt:

$$r(t) = r_1 \left\{ 1 + \left(\frac{r_2^3}{r_1^3} - 1 \right) \frac{e^{\lambda t} - 1}{e^{\lambda T} - 1} \right\}^{\frac{1}{3}};$$

die Proportionalitätskonstante K wird bei n -facher Wiederholung der Bewegung:

$$K = \frac{3(1 - e^{-\lambda \Theta})}{r_2^3 - r_1^3}$$

wenn $\Theta = nT$ die totale Bestrahlungsdauer bedeutet.

Die Steuerung der Folienbewegung erfolgt durch einen von einem Synchronmotor angetriebenen Exzenter. Eine Kontrolle des Bewegungsablaufs während 24 h mit einem Kathetometer ergab keine grösseren Abweichungen als 0,2 mm vom gerechneten Wert. Es werden 3 um 90° gegeneinander versetzte Folien gleichzeitig bestrahlt, um eventuell vorhandene Asymmetrien in der Aufhängung zu eliminieren. Zur Mittelung über eine allfällige Asymmetrie in der Quellenemission wurde die Quelle mit einem Synchronmotor um ihre Achse gedreht.

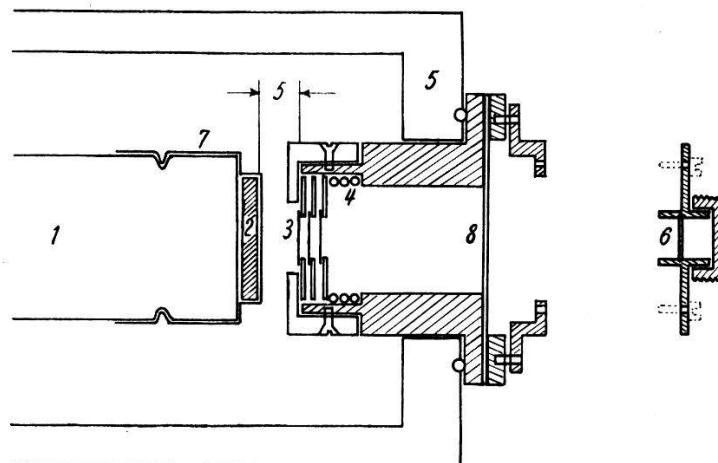


Fig. 4.

β -Zähler. Masse in mm

- 1 Photomultiplier EMI 6260.
- 2 Sintilon (1,4/36,4 mm) mit aufgedampftem Al-Reflektor.
- 3 Paket aus drei Goldfolien.
- 4 Feder zur Halterung von 1—3 Folienträgern.
- 5 Multipliergehäuse.
- 6 Ra-E-Testpräparat (zwischen 2 eingelöteten 0,02 mm Cu-Folien).
- 7 0,01 mm Al-Folie auf Multiplierkathodenspannung.
- 8 0,1 mm Al-Folie.

Die Aktivitätsmessung der Folien erfolgt mit einem geeichten β -Zähler (Eichung siehe 4.1.). Als β -Zähler dient ein Photomultiplier (EMI 6260) mit einer Scheibe aus Sintilon*).

Der Zähler und die Folienhalterung sind aus Fig. 4 ersichtlich. Die Reproduzierbarkeit der Zählgeometrie ist besser als 1%. Der Multiplier und die zu messenden Folien befinden sich in einem lichtdichten Aluminiumgehäuse, welches zur Reduktion des Untergrundes allseitig mit 5 cm Blei abgeschirmt ist. Die Aktivität der Folien wurde in der Regel über eine Halbwertszeit, d. h. über ca. 3 Tage gemessen. Die stündliche Umschaltung auf ein neues Zählwerk erlaubte eine Kontrolle über den zeitlichen Abfall der Aktivität und damit über die Stabilität der Messapparatur. Die Konstanz der Empfindlichkeit wurde während der Messungen alle paar Stunden mit einem RaE-Testpräparat geprüft, und wenn nötig, die Empfindlichkeit mittels der Multiplier-Spannung auf den Sollwert nachgestellt. Die Schwankungen betrugen während einer Messperiode höchstens 3%.

Es wurde immer die Aktivität eines Pakets von 3 Folien (siehe Fig. 4), welche in Dicke d und Radius ϱ auf 1% untereinander übereinstimmten, oder eine einzelne Folie gemessen. Entsprechend müssen zwei Zählerempfindlichkeiten ($\varepsilon_3, \varepsilon_1$) eingeführt werden.

$$\text{und } \begin{aligned} A &= \varepsilon_3 f(d) \cdot Z_3 && \text{für drei Folien} \\ A &= \varepsilon_1 f(d) \cdot Z_1 && \text{für eine Folie,} \end{aligned}$$

wo Z_3 = Stosszahl pro Zeiteinheit mit Paket von 3 Folien,
 Z_1 = Stosszahl pro Zeiteinheit mit einer Folie,
 $f(d)$ = Korrekturfaktor für Selbstabsorption wegen der unterschiedlichen Dicke der Folien (im ungünstigsten Fall betrug der Dickeunterschied 3,3 mg/cm⁻²).

Wie die experimentelle Bestimmung der Funktion $f(d)$ zeigte, lässt sich die Selbstabsorption recht gut durch ein exponentielles Gesetz beschreiben:

$$f(d) = e^{-k(d_0 - d)}$$

mit $k = 8,6 \cdot 10^{-3} \text{ mg}^{-1} \text{ cm}^2$,
 d_0 = Dicke der Eichfolie (siehe 4.1.).

Während der ganzen Messzeit waren die Schwankungen des Untergrundes lediglich statischer Natur.

*) Sintilon Brand Plastic-Phosphor der Firma National Radiac Inc. Newark N. J., USA.

4. Messungen.

4.1. Eichung des β -Zählers.

Um den Zähler eichen zu können, musste die Aktivität einer Goldfolie, wie sie bei den Messungen verwendet wurde, genau bekannt sein. In einem Uranreaktor*) wurde eine Goldfolie aktiviert unter Beachtung, dass das Isotopenverhältnis $\text{Au}^{199}/\text{Au}^{198}$ kleiner

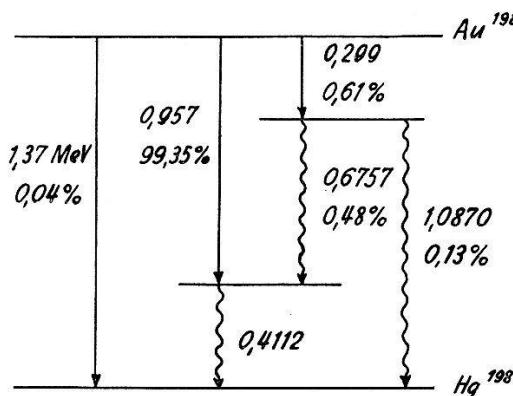


Fig. 5.
Zerfallsschema von Au^{198} .

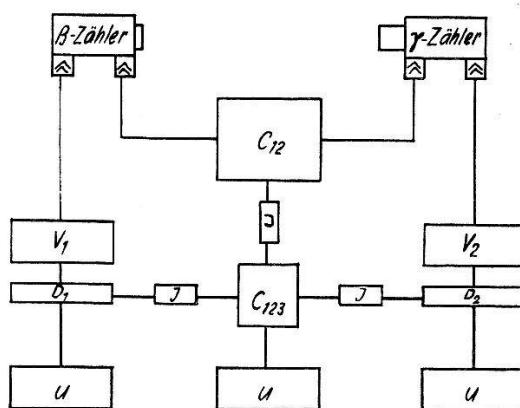


Fig. 6.
Blockschema für (β, γ) -Koinzidenzmessung.

V = Verstärker.

D = Diskriminatör (Schmitt-Trigger).

J = Impulsformer (Impulslänge = $6,7 \mu\text{s}$).

U = Untersetzer mit Zählwerk.

C_{12} = Hochauflösende 2 fache Koinzidenzschaltung.

C_{123} = 3 fache Koinzidenzschaltung (Rossi).

als 1% blieb. Die Messung der Aktivität erfolgte nach dem Koinzidenzverfahren¹⁴⁾. Fig. 5 zeigt das Zerfallsschema von Au^{198} ¹⁵⁾; $4,8\%$ der $411,2 \text{ keV}$ γ -Linie ist konvertiert¹⁶⁾. Die zu $99,35\%$ vor-

*) AERE, Harwell.

kommende (β, γ) -Kaskade besitzt keine Winkelkorrelation¹⁷⁾. Die Lebensdauer des 411,2 keV Niveaus von Hg^{198} ist kleiner als $3 \cdot 10^{-11} \text{ s}$ ¹⁸⁾. Das Blockschema der Apparatur mit 2 Photomultipliern (EMI 6260) als Zähler zeigt Fig. 6.

Die Koinzidenzschaltung C_{12} (siehe Blockschema) hat ein Auflösungsvermögen von ca. $4 \cdot 10^{-8} \text{ s}$. Das wird erreicht durch Reflexion der Multiplierimpulse am kurz geschlossenen Ende eines 5 m langen Koaxialkabels¹⁸⁾. Die Anordnung der Zähler zeigt Fig. 7.

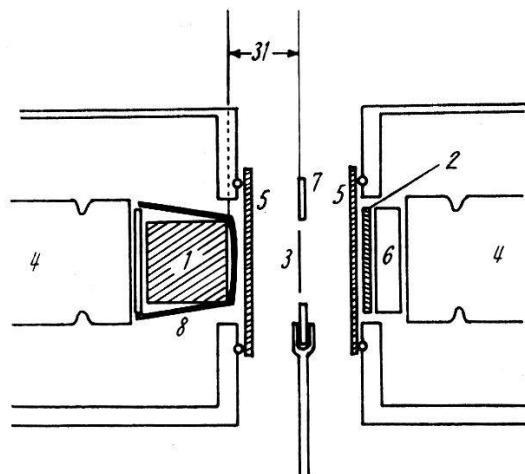


Fig. 7.

Anordnung zur Absolutmessung der Aktivität. Masse in mm

- 1 NaJ (Tl) Kristall (25/25/25 mm).
- 2 Sintilon-Scheibe (36,4/1,4 mm).
- 3 Goldfolie mit Durexband auf Träger befestigt.
- 4 Photomultiplier (EMI 6260).
- 5 Al Absorber (0,5 und 2 mm dick).
- 6 Perspex Lichtleiter.
- 7 Folienträger aus Perspex.
- 8 Al Reflektor.

Durch die Aluminiumabsorber wird die Registrierung von Konversionselektronen durch den β -Zähler und von β -Teilchen durch den γ -Zähler verhindert. Im γ -Kanal wird bei einer Elektronenenergie von 280 keV diskriminiert. Der γ -Untergrund des β -Zählers betrug 3,9%. Die zufälligen Koinzidenzen in C_{12} machten im ungünstigen Falle 3% der registrierten Koinzidenzstosszahl aus. Bedeuten Z_β , Z_γ und $Z_{\beta\gamma}$ die Stosszahlen des β , γ und Koinzidenzkanals nach Abzug des Untergrunds, dann erhält man für die Aktivität der Folie (siehe Anhang 2).

$$A = \frac{Z_\beta \cdot Z_\gamma}{Z_{\beta\gamma}} \quad (1 - 0,0098) .$$

*

Die Korrektur von 0,98% berücksichtigt die nicht koinzidenzfähige γ -Strahlung. $Z_\beta Z_\gamma / Z_{\beta\gamma}$ wurde über zwei Halbwertszeiten gemessen, und aus der Abweichung des zeitlichen Abfalls vom exponentiellen Gesetz konnten die Korrekturen wegen Zählverlusten in der Schaltung berechnet werden. Diese Korrektur betrug im ungünstigsten Fall 1,7%.

Spätere Aktivitätsmessungen¹⁹⁾ mit einer Apparatur vom selben Typus zeigten, dass eine genaue Kontrolle in bezug auf den Verlust von Koinzidenzen notwendig ist, wenn man eine hochauflösende Koinzidenzschaltung in Verbindung mit Photomultipliern mit relativ grossen Laufzeitschwankungen, wie diejenigen vom Typ EMI 6260, benützt. Mit der in¹⁹⁾ beschriebenen Apparatur wurde eine neue Aktivitätsmessung einer Goldfolie vorgenommen¹⁹⁾. Die Übereinstimmung der neuen Aktivitätsmessung mit der ersten war besser als 1%.

Aus der Stosszahl pro Zeiteinheit der geeichten Folie ($\varrho_0 = 1,001 \text{ cm}$, $d_0 = 41,90 \text{ mg/cm}^{-2}$) mit dem in 3.2 beschriebenen Zähler lässt sich ε_1 berechnen:

$$\varepsilon_1 = 4,811 \pm 2,0\%.$$

Zur Ermittlung von ε_3 wurde die Stosszahl eines Pakets von 3 unter sich in Radius und Dicke auf 1% übereinstimmenden Folien gleicher Aktivität gemessen. Die Aktivität wurde durch Vergleich mit der Eichfolie gemessen. So erhält man aus der Stosszahl pro Zeiteinheit des Pakets von 3 Folien:

$$\varepsilon_3 = 3,603 \pm 2,2\%.$$

4.2. Cd-Verhältnis.

Unter dem Cd-Verhältnis R versteht man das Verhältnis der Aktivität einer Folie ohne und mit Cd-Abschirmung:

$$R = \frac{A}{A^{\text{Cd}}}.$$

R ist abhängig vom Neutronenspektrum und den Absorptions-eigenschaften der Folie. Die Messung von R ist notwendig zur Ermittlung des vom $1/v$ -Anteil des Goldabsorptionsquerschnittes erzeugten Anteils der Aktivität $A_{1/v}$. Zwischen A und $A_{1/v}$ besteht der Zusammenhang (siehe Anhang 1): $A_{1/v} = A(1 - c/R)$. c ist eine aus den Absorptionseigenschaften des Goldes und Cadmiums und der Dicke der Cd-Abschirmung berechenbare Konstante. Die kleinen Impulszahlen pro Zeiteinheit der mit Cd abgeschirmten Folien

bieten messtechnische Schwierigkeiten. Es ist eine Zählgeometrie notwendig, die es erlaubt, einen möglichst grossen Raumwinkel zu erfassen und die gleichzeitig gut reproduzierbar ist. Zu dem Zweck wurden die Goldfolien zwischen 2 Sintilonscheiben eingebettet. Die Konstruktion des Zählers geht aus Fig. 8 hervor. Es konnten so

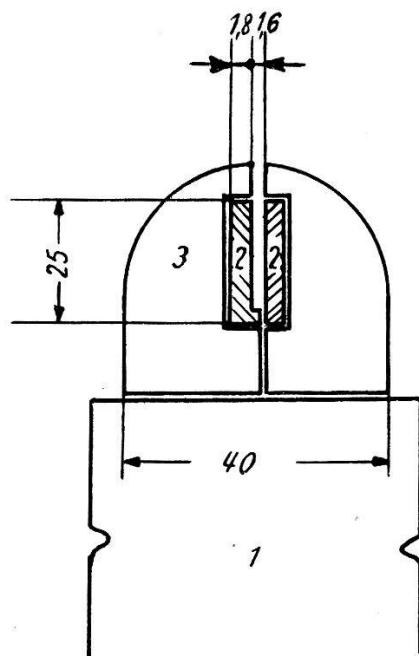


Fig. 8.

Szintillationszähler zur Messung kleiner Aktivitäten. Masse in mm.

- 1 Photomultiplier (EMI 6260).
- 2 Sintilonscheibe.
- 3 Lichtleiter aus Perspex mit aufgedampftem Al-Reflektor.

80% aller austretenden Elektronen registriert werden. Die Cd-Abschirmung der Folie bestand aus zwei Cd-Blechen (30/30/0,32 mm). Das Cd-Blech hatte eine garantierte Reinheit von 99,95%*). Durch Mittelung über die Neutronendichteverteilung mit Hilfe der Integrationsvorrichtung erhält man zwischen den Grenzen 4,80 und 27,00 cm:

1. Photoquelle: $\bar{R} = 9,009 \pm 3,3\%$.
2. Ra-Be-Quelle: $\bar{R} = 11,18 \pm 1,8\%$.

4.3. Aktivierungsstörung.

Die Einführung einer Neutronen absorbierenden Folie in ein Neutronenfeld, vermindert am Ort der Folie und in ihrer Umgebung die Neutronendichte. Dies bewirkt eine Reduktion der spezifischen

*) Lieferfirma: P. H. Stehelin & Cie. AG., Basel.

Aktivität (Aktivität pro Volumeneinheit) der Folie. Unter der Aktivierungsstörung \varkappa versteht man:

$$\varkappa = \frac{a_{1/v}(0) - a_{1/v}(d)}{a_{1/v}(d)} .$$

Dabei bedeuten:

$a_{1/v}(0)$ = auf die Foliendicke 0 extrapoliert 1/v-Anteil der spezifischen Aktivität.

$a_{1/v}(d)$ = 1/v-Anteil der spezifischen Aktivität bei der Foliendicke d .

\varkappa ist unabhängig vom Neutronenspektrum und damit vom Ort, da für den 1/v-Anteil der Aktivität praktisch nur die thermischen Neutronen verantwortlich sind. Zur Bestimmung von \varkappa werden mehrere aufeinandergelegte unter sich gleich dicke Folien ($d = 0,01$ mm, $\varrho = 1,00$ cm) in einer Perspexhalterung durch einen konstanten

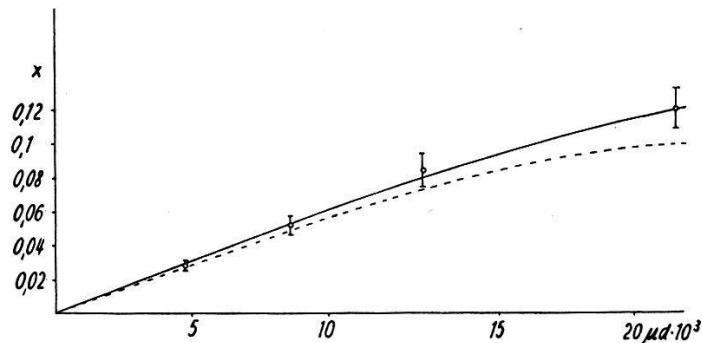


Fig. 9.

Aktivierungsstörung \varkappa von Folien mit $\varrho = 1,00$ cm als Funktion von μd .

— — — Berechnete Kurve nach Skyrme.

█ Messpunkte mit Fehlern.

Neutronenfluss (10 cm Abstand von der Ra-Be-Quelle im Wassertank) aktiviert. Die β -Strahlung jeder einzelnen Folie wird mit dem β -Zähler (Fig. 4) gemessen, so dass keine Korrekturen für die Absorption der β -Strahlung in der Folie anzubringen sind.

Ist: J_i = Stosszahl pro Zeiteinheit der i . Folie,

V_i = Volumen der i . Folie,

d_i = Dicke der i . Folie,

und trägt man $\sum J_i / \sum V_i (1 - c/R)$ als Funktion von $\sum d_i = d$ auf, so erhält man durch Extrapolation auf $d = 0$ die Grösse $a_{1/v}(0)$. Zur Extrapolation wurde der Verlauf von \varkappa nach einer Transporttheorie von SKYRME²⁰⁾ angenommen.

Tabelle 1.

Z_{e3}	$V \cdot 10^3$	d	\varkappa	ϱ	$\frac{\Delta Z_{e3}}{Z_{e3}} \cdot 10^2$	Θ	$K \cdot 10^3$	$f(d)$	$\frac{Z_{e3} f(d) (1 + \varkappa)}{K \cdot V} \cdot 10^{-6}$	Quelle
2,068	6,727	41,22	0,068	1,001	2,01	192	1,337	0,9942	2,441	Photo
2,080	6,857	42,01	0,069	1,001	0,50	192	1,337	1,001	2,428	
1,880	6,685	40,96	0,067	1,001	1,19	144	1,205	0,9919	2,470	
1,691*	6,379	39,30	0,064	0,9975	2,04	120	1,111	0,9778	2,482	
4,571	6,343	39,06	0,063	0,9975	1,31	96	0,9842	0,9778	7,595	Ra-Be
5,069	6,379	39,28	0,064	0,9975	0,741	120	1,109	0,9778	7,455	
3,842	6,379	39,28	0,064	0,9975	0,921	72	0,8234	0,9778	7,609	
3,727*	6,270	38,61	0,062	0,9975	0,811	72	0,8234	0,9721	7,453	

* Die mit einem Stern versehene Zahl gehört zur Messung mit um 90° gedrehter Quellenachse.

Z_{e3} = Stosszahl pro Zeiteinheit in s^{-1} .

V = Volumen der Folie in cm^3 .

d = Dicke der Folie in mg/cm^{-2} .

\varkappa = Aktivierungsstörung.

ϱ = Folienradius in cm.

$\frac{\Delta Z_{e3}}{Z_{e3}} =$ Statistischer Fehler.

$\Theta =$ Bestrahlungsdauer in h.

$K =$ Proportionalitätskonstante der Integration in cm^{-3} .

$f(d) =$ Selbstabsorptionskorrektur der Folie.

In Fig. 9 ist die gemessene und die nach SKYRME berechnete Kurve aufgetragen. Die Berechnung erfolgte mit den folgenden Werten:

$\mu = 5,099 \text{ cm}^{-1}$ = reziproke Absorptionsweglänge in Gold für

$$\bar{v} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} v_0$$

$L = 2,88 \text{ cm}$ = Diffusionslänge in Wasser,

$\lambda_t = 0,43 \text{ cm}$ = Transportweglänge in Wasser.

Es sei hier noch darauf hingewiesen, dass eine elementare Diffusionstheorie²¹⁾ ca. 30% niedrigere Werte liefert als die Messung.

4.4. Messung des Neutronen-Dichteintegrals.

Zur Messung der vom räumlichen Mittelwert der Neutronendichte erzeugten Aktivität werden jeweils 3 Folien durch den Trog bewegt. Der Endaktivität A_e entspricht somit eine mit dem geeichten Zähler gemessene Stosszahl pro Zeiteinheit Z_{e3} (siehe 3.2.). In der Tabelle 1 sind die verschiedenen Messwerte aufgetragen.

Aus den Mittelwerten der letzten Kolonne lässt sich nun der von der mechanischen Integration erfasste Anteil des Dichteintegrals berechnen. Man erhält:

$$1. \text{ Photoquelle: } \int_{4,80 \text{ cm}}^{27,00 \text{ cm}} N r^2 dr = 6,239 \pm 2,5\% .$$

$$2. \text{ Ra-Be-Quelle: } \int_{4,80 \text{ cm}}^{27,00 \text{ cm}} N r^2 dr = 19,56 \pm 2,5\% .$$

Als bester Wert für den $1/v$ -Anteil des Goldabsorptionsquerschnittes wurde dabei derjenige von HUGHES⁹⁾ zu $97,8 \pm 0,5 b$ angenommen.

4.5. Randeffekt.

Unter dem Randeffekt soll der Anteil des Dichteintegrals verstanden werden, welcher mit der mechanischen Integration nicht erfasst werden kann.

Der Dichteverlauf in grossen Abständen wurde mit In-Folien ausgemessen. Es ergab sich in Übereinstimmung mit anderen Autoren²²⁾²³⁾ ein exponentieller Abfall von $N \cdot r^2$ mit r (siehe Fig. 10).

Für die Photoquelle lässt sich der Dichteverlauf in Quellennähe berechnen (siehe Anhang 3, Fig. 12). Bei der Ra-Be-Quelle kann

eine Gausskurve für die Dichtevertteilung in kleinen Abständen von der Quelle angenommen werden⁷⁾). Die Parameter der Gausskurve konnten aus der mit einer kleinen Mn-Folie gemessenen Dichtevertteilung ermittelt werden (Fig. 11). Zum absoluten Anschluss dieser 4 Kurven (Fig. 10, 11, 12) wurde jeweils in einem Punkte eine absolute Dichtemessung mit einer Goldfolie vorgenommen.

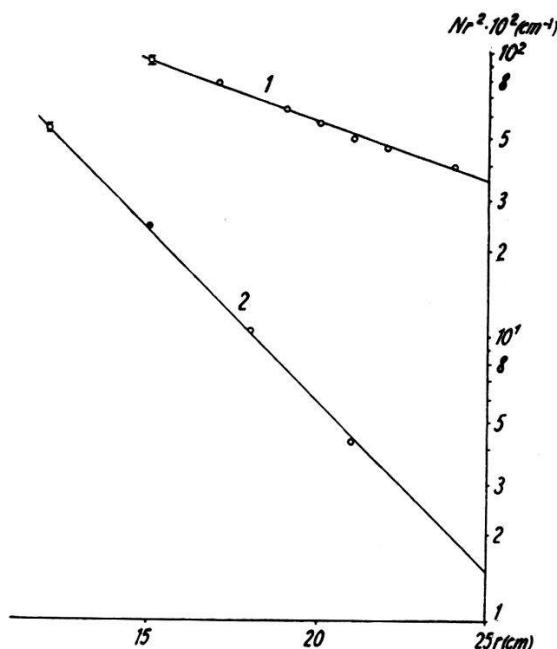


Fig. 10.

Dichteverlauf der Neutronen in grossen Abständen von der Quelle.

Kurve 1: Ra-Be-Quelle, $N(r) = 1/r^2 (0,935 \pm 2,3\%) e^{-(0,0971 \pm 2\%)(r-15)}$

Kurve 2: Photoquelle, $N(r) = 1/r^2 (0,538 \pm 2,3\%) e^{-(0,277 \pm 3\%)(r-12)}$
 N in cm^{-3} . r in cm.

Extrapoliert man die Neutronendichte nach diesen Kurven, dann erhält man für den Randeffekt:

$$1. \text{ Photoquelle: } \int_{r_0 = 4,43 \text{ cm}}^{4,80 \text{ cm}} N r^2 dr + \int_{27,00 \text{ cm}}^{\infty} N r^2 dr = 0,178 \pm 10\%.$$

$$2. \text{ Ra-Be-Quelle: } \int_{r_0 = 0,72 \text{ cm}}^{4,80 \text{ cm}} N r^2 dr + \int_{27,00 \text{ cm}}^{\infty} N r^2 dr = 4,66 \pm 3,2\%.$$

4.6. Vom Moderator in die Quelle zurückgestreute Neutronen.

Die Absorption im Quellenmaterial B lässt sich aus dem Verlauf der Neutronendichte im Innern der Quelle (Fig. 11, 12) und dem thermischen Absorptionsquerschnitt des Quellenmaterials unter Voraussetzung von $1/v$ -Absorption berechnen.

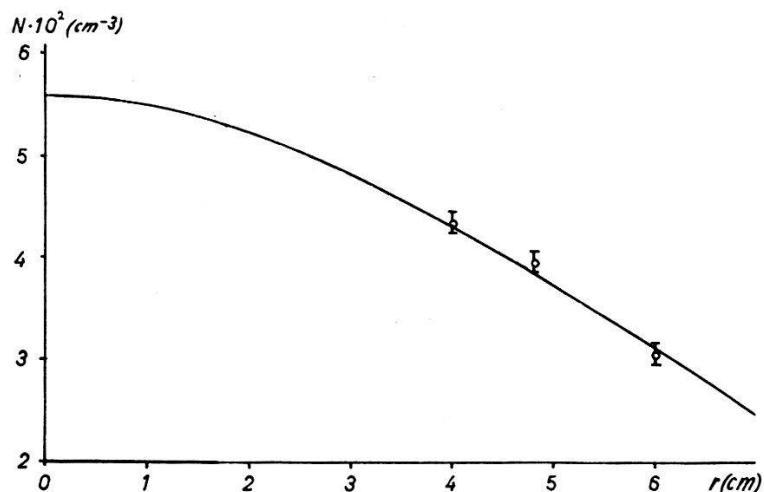


Fig. 11.

Dichte verlauf in kleinen Abständen von der Ra-Be-Quelle.

○ Messpunkte.

— Interpolierte Kurve $N(r) = (5,58 \pm 2,7\%) \cdot 10^{-2} \cdot e^{-(0,0164 \pm 2\%) \cdot r^2}$
 N in cm^{-3} . r in cm.

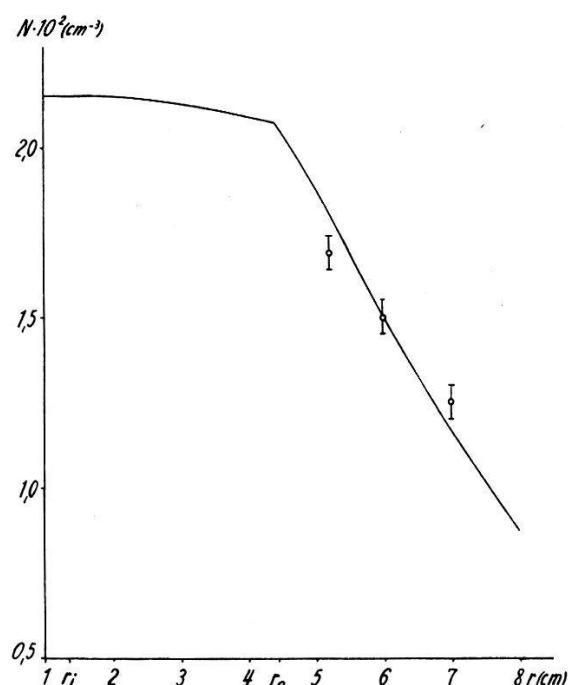


Fig. 12.

Verlauf der Neutronendichte in Be und Wasser.

— berechnete Kurve.

○ mit Goldfolie gemessene Punkte.

 r_i Innenradius der Be-Hohlkugel.

Man erhält:

1. Photoquelle: $B = 0,037$,
2. Ra-Be-Quelle: $B = 0,0041$.

Der Fehler von B beträgt höchstens 10 %. Die Absorption in der Photoquelle ist relativ gross, da die Pt/Ir-Wandungen der Ra-Nadeln starke Neutronenabsorber sind. Die Absorption in Be ist dagegen vernachlässigbar.

4.7. Berechnung von S .

Mit Kenntnis des absoluten Dichteintegrals ist man nun imstande, die Absorption der Neutronen im Wasserstoff zu berechnen. Für den Absorptionsquerschnitt von Wasserstoff wurde dabei als bester Wert der Mittelwert von 2 Messungen³⁾) zu $0,330 \pm 0,003 b$ angenommen.

Unter Verwendung der nach 4.6. ermittelten Werte für B erhält man dann:

1. Photoquelle:

$$S_{\text{Ph}} = (4,05_4 \pm 2,9\%) \cdot 10^5 \text{ Neutronen pro s,}$$

2. Ra-Be-Quelle (U.M. 1 393 119, 101,97 mg Ra):

$$S_{\text{RaBe}} = (1,51_8 \pm 2,8\%) \cdot 10^6 \text{ Neutronen pro s (April 1955).}$$

Das Verhältnis der beiden Quellstärken wird:

$$\frac{S_{\text{RaBe}}}{S_{\text{Ph}}} = 3,74_4 \pm 1,7\% \quad (\text{April 1955}).$$

In der obigen Zahl für die Quellstärke der Ra-Be-Quelle ist ein Korrekturfaktor von $1,025 \pm 0,003$ für die Absorption schneller Neutronen in Sauerstoff enthalten. Dieser Faktor stammt aus einer Arbeit von DE TROYER²⁴⁾, welcher die Quellstärke einer Ra-Be-Quelle in Wasser und Paraffinöl gemessen hat. Er steht in Übereinstimmung mit einer Abschätzung von SEITZ und HUBER²⁵⁾, die aus dem Verlauf des Wirkungsquerschnitts der $\text{O}^{16}(n, \alpha) \text{C}^{13}$ -Reaktion für den Anteil der vom Sauerstoff eingefangenen Ra-Be-Neutronen 3 % erhalten.

5. Vergleich mit anderen Quellstärkenmessungen.

Es ist interessant die vorliegende Messung mit den Quellstärkemessungen anderer Laboratorien zu vergleichen. Die beschriebene Ra-Be-Quelle (im Folgenden mit B2 bezeichnet) ist erst seit Mai 1954 im Besitz des Physikalischen Instituts Basel. Ihre Vorgängerin war ebenfalls eine 100 mc Ra-Be-Quelle (B1), welche im Jahre

Tabelle 2.

Referenz	Neutronen-Quelle	Quellstärke S^* (n/s)	Relativmessung bez. B2	Vergleich der Absolutmessungen bez. $Q(B2)$	Mittlerer Fehler der Relativmessungen
²⁾ vor- liegende Messung	B2 hergestellt von der Union Minière (März 1953)	$(1,51_8 \pm 2,8\%) \cdot 10^6$		1,000	
²⁴⁾	B1	$(6,11 \pm 8\%) \cdot 10^5$	$0,5263 \cdot Q(B2)$	0,765	1,6%
²⁴⁾	Union Minière (UM)	$(7,90_8 \pm 2,0\%) \cdot 10^6$	$5,112 \cdot Q(B2)$	1,02	1%
²⁶⁾	Freiburg i. B.	$(7,53 \pm 3,5\%) \cdot 10^5$	$0,454 \cdot Q(B2)$	1,09	1%
²⁷⁾	Lausanne	$(7,17, \pm 5\%) \cdot 10^5$	$0,474 \cdot Q(B2)$	0,998	3%
²⁸⁾	Stockholm (St)	$(1,05 \pm 3,5\%) \cdot 10^6$	Vergleichsmessung in Basel $1,41 \cdot Q(B1) = 0,742 \cdot Q(B2)$ Vergleichsmessung in Stockholm: $1,30 \cdot Q(B1) = 0,684 \cdot Q(B2)$	0,933 1,01	3% 3%
**))	Harwell (Ha)	$(9,16 \pm 3\%) \cdot 10^6$	$5,96 \cdot Q(B2)$	1,01	1%
¹²⁾	Los Alamos (LA 40)	$(6,09 \pm 7,5\%) \cdot 10^6$	indirekter Vergleich **). (Messung über Harwellquelle): $0,645 Q(Ha) = 3,84 Q(B2)$ indirekter Vergleich. (Messungen in Harwell und Stockholm: $0,636 Q(Ha) = 7,57 \cdot Q(B1) = 3,97 \cdot Q(B2)$ indirekter Vergleich (Messungen in Argonne N. L. und Brüssel); $1,148 \cdot Q(\text{Argonne 312}) =$ $0,7604 Q(\text{UM}) = 3,887 \cdot Q(B2)$	1,04 1,01	3% 4,5%
²⁹⁾ ³⁰⁾	N. B. S. (Be-Photoquelle)	$(1,25_5 \pm 3\%) \cdot 10^6$	$0,221 \cdot Q(\text{LA 40}) = 0,877 \cdot Q(B2)$	1,03	3%
				0,955	

*) Die Quellstärken aller Ra-Be-Quellen sind auf den Zeitpunkt April 1955 umgerechnet. Als rel. Zunahme der Quellstärke $\Delta Q/Q_0$ wurde $\Delta Q/Q_0 = 0,17(1 - e^{-\lambda t})$, mit $\lambda = 0,0315$ pro Jahr, angenommen²⁴⁾.

**) Mitteilung von R. RICHMOND, Harwell, Februar 1956.

1949 geeicht wurde²⁾). Die Quellen B1 und B2 wurden in Basel und in Brüssel von der Union Minière miteinander verglichen. Der Mittelwert der beiden Relativmessungen beträgt:

$$\frac{S(B1)}{S(B2)} = 0,526_3 \pm 1,6\% .$$

Sowohl B1 als auch B2 wurden mit anderen Quellen verglichen (siehe Tabelle 2). Man sieht, dass die Absolutmessung der Quelle B1 zu tief liegt. Wie spätere Untersuchungen zeigten, liegt der zu kleine Wert in einer zu gross angenommenen Ansprechwahrscheinlichkeit des für die Absolutmessung verwendeten β -Zählrohrs. Aus der Tabelle geht weiter hervor, dass die neue Quellstärkemessung mit anderen Bestimmungen befriedigend übereinstimmt.

Die Quellstärkebestimmung einer Be-Photoneutronenquelle durch das National Bureau of Standards kann über die Quelle LA 40 mit der vorliegenden Quellstärkebestimmung einer Be-Photoneutronenquelle verglichen werden. Dabei zeigt sich eine Übereinstimmung innerhalb der Messgenauigkeit (siehe Tabelle 2).

AN HANG :

1. Berechnung der Neutronenabsorption in Wasserstoff.

Ist $\Phi(r, v)$ = Neutronenfluss pro Geschwindigkeitsintervall im Abstand r ,

$$N(r) = \int_v^{\Phi(r, v)} dv = \text{Neutronendichte im Abstand } r,$$

dann erhält man für die Absorption im Wasserstoff:

$$S_m = 4 \pi n_H \cdot \int_v^r \int \Phi(r, v) \cdot \sigma_{(v)}^H \cdot r^2 dr dv = 4 \pi n_H \sigma_0^H v_0 \cdot \int_{r_0}^{\infty} N(r) \cdot r^2 dr .$$

Dabei wurde das $1/v$ -Gesetz für den Absorptionsquerschnitt von Wasserstoff benutzt:

$$\sigma_{(v)}^H = \frac{\sigma_0^H}{v} v_0 .$$

Zur Ermittlung der Neutronendichte N in einem Punkte mit dem Abstand r vom Quellenmittelpunkt wird eine Goldfolie dorthin gebracht und die erzeugte Aktivität mit Cd-Abschirmung A^{Cd} und ohne Cd-Abschirmung A gemessen. Im folgenden soll nun gezeigt werden, wie man N aus A und A^{Cd} berechnet.

Für den Neutronenfluss Φ als Funktion der Neutronenenergie E im Abstand r ergibt die Theorie⁶⁾⁷⁾⁸⁾:

$$\Phi(E) dE = \begin{cases} c_1 E e^{-(E/kT)} dE, & \text{für } E < 0,10 \text{ eV} \\ & \text{(Maxwellverteilung)} \\ \left(c_2 E e^{-(E/kT)} + \frac{c_3}{E} \right) dE, & \text{für } E > 0,10 \text{ eV.} \\ & \text{(Summe aus Maxwellverteilung und Bremsspektrum)} \end{cases}$$

Die Koeffizienten c_1 , c_2 und c_3 sind von r abhängig. Für die Rechnung muss der Verlauf des Goldabsorptionsquerschnittes als Funktion der Neutronenenergie bekannt sein. Der Goldabsorptionsquerschnitt lässt sich in einen $1/v$ -Anteil $\sigma_{1/v}^{\text{Au}}$ und einen Resonanzanteil $\sigma_{\text{res}}^{\text{Au}}$ aufspalten. $\sigma_{1/v}^{\text{Au}}$ und $\sigma_{\text{res}}^{\text{Au}}$ sind für $v = v_0$ bekannt⁹⁾.

Bedeuten

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{tot}}^{\text{Au}}(E) &= \text{totaler Wirkungsquerschnitt}^{10)} \\ \sigma_s(E) &= \text{Streuquerschnitt,} \end{aligned}$$

dann erhält man $\sigma_{\text{res}}^{\text{Au}}(E)$ aus der Differenz:

$$\sigma_{\text{res}}^{\text{Au}}(E) = \sigma_{\text{tot}}^{\text{Au}}(E) - \sigma_s^{\text{Au}}(E) - \sigma_{1/v}^{\text{Au}}(E).$$

Der Streuquerschnitt ist sehr genau bekannt und lässt sich in der Nähe der Resonanz durch die Breit-Wigner-Formel darstellen⁵⁾.

Für die Resonanzabsorption und die Absorption mit Cd-Abschirmung des Goldes sind nur die Neutronen des Bremsspektrums verantwortlich, da im Energiegebiet oberhalb des Cd-cut off der Maxwellanteil des Neutronenenergiespektrums vernachlässigbar ist.

Zur Berechnung der Neutronenabsorption in der Cd-Abschirmung wird ein isotroper Neutronenfluss vorausgesetzt. Außerdem soll die Aktivierungsstörung, welche von der Neutronenflussdepression durch die Goldfolie herrührt, in der folgenden Rechnung vernachlässigt werden. Aus dem Abschnitt 4.2 geht hervor, wie die Aktivierungsstörung experimentell bestimmt wurde.

Man erhält dann für die spezifischen Sättigungsaktivitäten a und a^{Cd} der Goldfolie:

$$a = \frac{A}{V} = N \cdot n_{\text{Au}} \cdot \sigma_{1/v}^{\text{Au}}(0) v_0 + c_3 n_{\text{Au}} \int_{0,10 \text{ eV}}^{\infty} \sigma_{\text{res}}^{\text{Au}}(E) \frac{dE}{E},$$

$$a^{\text{Cd}} = \frac{A^{\text{Cd}}}{V} = c_3 n_{\text{Au}} \int_{0,10 \text{ eV}}^{\infty} \left\{ \sigma_{1/v}^{\text{Au}} \delta(E) + \sigma_{\text{res}}^{\text{Au}}(E) \delta(E) \right\} \frac{dE}{E}.$$

Dabei bedeuten:

A = Aktivität = Anzahl der Zerfälle, die pro Zeiteinheit in der Folie stattfinden.
 A^{Cd} = Aktivität der mit Cd abgeschirmten Folie.

$\delta(E) = e^{-\nu s} (1 - \nu s) + \nu^2 s^2 E i(-\nu s)$ = Schwächung des Neutronenflusses durch eine Cd-Abschirmung der Dicke s .

ν = Absorptionskoeffizient von Cd (zur Berechnung wurde der in der Neutron Cross Section Tabelle¹⁰⁾ enthaltene totale Wirkungsquerschnitt eingesetzt, da der Streuquerschnitt im interessierenden Energiegebiet vernachlässigbar ist¹¹⁾).

Aus den obigen Gleichungen ergibt sich für

$$N = A_{1/v} \frac{1}{V v_0 n_{\text{Au}} \sigma_{1/v}^{\text{Au}}(0)},$$

wo

$$A_{1/v} = A \left\{ 1 - \frac{1}{R} \frac{\int_{0,10 \text{ eV}}^{\infty} \sigma_{\text{res}}^{\text{Au}} \frac{dE}{E}}{\int_{0,10 \text{ eV}}^{\infty} \sigma_{1/v}^{\text{Au}} \delta(E) \frac{dE}{E} + \int_{0,10 \text{ eV}}^{\infty} \sigma_{\text{res}}^{\text{Au}} \delta(E) \frac{dE}{E}} \right\} = A \left(1 - \frac{c}{R} \right),$$

mit $R = A/A^{\text{Cd}}$ = Cd-Verhältnis,

$A_{1/v}$ = die durch den $1/v$ -Anteil des Goldabsorptionsquerschnitts hervorgerufene Aktivität.

c = 0,98 für eine Cd-Abschirmung der Dicke 0,32 mm und der Dichte $8,64 \text{ g cm}^{-3}$, wie sie bei den Messungen (4.3.) verwendet wurde.

2. Berechnung der Aktivität einer Goldfolie aus der Koinzidenzmessung.

Für die Rechnung führen wir Zylinderkoordinaten (z, ϱ) ein.

Für einen Quellpunkt im Koordinatenursprung betrage die Ansprechwahrscheinlichkeit des β - resp. γ -Zählers E_β resp. E_γ .

Da nun d_0 sehr klein gegen den Folienabstand von den Zählern ist, darf man die Ansprechwahrscheinlichkeiten für einen Quellpunkt (ϱ, z) folgendermassen schreiben:

$$\Omega_\gamma(\varrho) \cdot E_\gamma \quad \text{für den } \gamma\text{-Zähler} \quad \text{und}$$

$$\Omega_\beta(\varrho) \cdot E_\beta \cdot e^{-\alpha z} \quad \text{für den } \beta\text{-Zähler.}$$

Dabei berücksichtigen die Faktoren Ω_γ und Ω_β die radiale Abhängigkeit der Ansprechwahrscheinlichkeiten. Für $\varrho = 0$ gilt

$$\Omega_\gamma = \Omega_\beta = 1.$$

Für die nachweisbare β -Strahlung wird ein exponentielles Absorptionsgesetz und für die nachweisbare γ -Strahlung keine Absorption in der Folie vorausgesetzt.

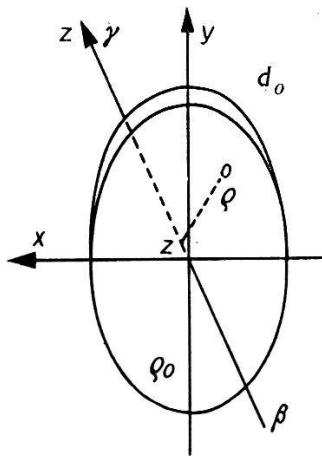


Fig. 13.

Bedeuten Z_β , Z_γ und $Z_{\beta\gamma}$ die β -, γ - und Koinzidenzstosszahl, dann erhält man unter Voraussetzung einer reinen β, γ -Kaskade:

$$Z_\gamma = 2\pi a E_\gamma d_0 \int_0^{q_0} \Omega_\gamma(\varrho) \varrho d\varrho,$$

$$Z_\beta = 2\pi a E_\beta \int_0^{q_0} \int_{z=0}^{d_0} \Omega_\beta(\varrho) e^{-\alpha z} \varrho d\varrho dz,$$

$$Z_{\beta\gamma} = 2\pi a E_\beta E_\gamma \int_0^{q_0} \int_{z=0}^{d_0} \Omega_\beta(\varrho) \Omega_\gamma(\varrho) e^{-\alpha z} \varrho d\varrho dz.$$

$\Omega_\beta(\varrho)$ und $\Omega_\gamma(\varrho)$ wurden durch Verschieben eines punktförmigen Au^{198} -Präparates senkrecht zur Zählerachse bestimmt. Diese Funktionen lassen sich gut durch eine quadratische Beziehung darstellen:

$$\Omega_\gamma(\varrho) = 1 - \gamma \varrho^2 = 1 - (6,9 \pm 0,3) \cdot 10^{-2} \cdot \varrho^2,$$

$$\Omega_\beta(\varrho) = 1 - \beta \varrho^2 = 1 - (7,3 \pm 0,6) \cdot 10^{-2} \cdot \varrho^2, \quad \varrho \text{ in cm.}$$

Durch Entwicklung erhält man:

$$\frac{Z_\beta \cdot Z_\gamma}{Z_{\beta\gamma}} = \pi \varrho_0^2 d_0 a \left\{ 1 - \frac{d\beta d\gamma \varrho_0^4}{12} + \dots \right\} = A (1 - 0,00042).$$

3. Berechnung der von einer Photoneutronenquelle in Wasser und Beryllium erzeugten Neutronendichteverteilung.

Die Rechnung gründet sich auf die stark vereinfachende Vorstellung, dass man energetisch nur zwei Gruppen von Neutronen hat, nämlich Neutronen mit der Primärenergie (Index 1) und thermische Neutronen (Index 2). Für beide Neutronengruppen soll die Diffusionstheorie gelten (zwei Gruppen Diffusionstheorie⁶).

Die Diffusionsgleichung lautet:

$$D\Delta\Phi - V + Q = 0.$$

Darin bedeuten:

$$\begin{aligned} D &= \text{Diffusionskonstante}, \\ V &= \text{Absorptionsglied}, \\ Q &= \text{Quellglied}, \\ \Phi &= \text{Neutronenfluss}. \end{aligned}$$

Nach den Angaben von EVANS³¹) gibt es zwei γ -Linien des Ra C (1,761 und 2,198 MeV) mit einer Energie, die grösser ist als die Bindungsenergie (1,67 MeV) des Valenzneutrons im Be⁹-Kern³²). Die absolute Quantenausbeute dieser zwei Linien pro α -Zerfall des Radiums wurde derselben Arbeit entnommen. Entsprechend gibt es zwei Neutronenlinien, welche getrennt zu behandeln sind.

Im folgenden werden Grössen, welche sich auf Be resp. Wasser beziehen, mit dem Index c resp. r versehen. Die Quell- und Absorptionsglieder in der Diffusionsgleichung lauten dann:

	Schnelle Neutronen	Langsame Neutronen
Q_c	$\frac{n_c \cdot \sigma_{\gamma,n} \cdot \Sigma}{4\pi} \cdot \frac{e^{-\mu r}}{r^2}$	$\frac{D_{1c}}{\tau_c} \Phi_{1c}$
Q_r	0	$\frac{D_{1r}}{\tau_r} \Phi_{1r}$
V_c	$\frac{D_{1c}}{\tau_c} \cdot \Phi_{1c}$	$n_c \sigma_{0c} \cdot \Phi_{2c}$
V_r	$\frac{D_{1r}}{\tau_r} \cdot \Phi_{1r}$	$n_H \cdot \sigma_0^H \cdot \Phi_{2r}$

Dabei bedeuten:

- $\sqrt{\tau}$ = Slowing-down-Länge,
- n_c = Anzahl Be-Atome pro Volumeneinheit,
- σ_{0c} = thermischer Absorptionsquerschnitt von Be,
- $\sigma_{\gamma,n}$ = (γ, n) -Reaktionsquerschnitt,
- μ = totaler Streu- und Absorptionskoeffizient der γ -Strahlung in Be,
- Σ = Quellstärke der γ -Linie.

Bei der Berechnung des Quellgliedes Q_c für schnelle Neutronen wurde der Kernphotoeffekt von gestreuten γ -Quanten vernachlässigt. Ausserdem wurde eine zentrale symmetrische Quellenverteilung Q_c angenommen.

Die Lösungen der 4 Differentialgleichungen sind:

$$\begin{aligned}\Phi_{1c} &= -\frac{n_e \cdot \sigma_{\gamma,n} \cdot \Sigma \cdot \sqrt{\tau_c}}{D_{1c} \cdot 4 \pi \cdot r} \int_{r_i}^r \frac{\sinh (r-r')/\sqrt{\tau_c} \cdot e^{-\mu r'}}{r^1} dr' + \\ &\quad + \frac{C_{1c}}{r} \left\{ \frac{1}{\sqrt{\tau_c}} r_i \cosh \frac{(r-r_i)}{\sqrt{\tau_c}} + \sinh \frac{(r-r_i)}{\sqrt{\tau_c}} \right\}, \\ \Phi_{1r} &= \frac{C_{1r}}{r} e^{-\frac{r}{\sqrt{\tau_r}}}, \\ \Phi_{2c} &= \frac{D_{1c}}{2 \tau_c \sqrt{D_{2c} n_c \sigma_{0c} \cdot r}} \left\{ e^{-\sqrt{\frac{n_c \sigma_{0c}}{D_{2c}}} \cdot r} \int_{r_i}^r r' e^{\sqrt{\frac{n_c \sigma_{0c}}{D_{2c}}} \cdot r'} \cdot \Phi_{1c}(r') dr' - \right. \\ &\quad \left. - e^{-\sqrt{\frac{n_c \sigma_{0c}}{D_{2c}}} \cdot r} \int_{r_i}^r r^1 e^{-\sqrt{\frac{n_c \sigma_{0c}}{D_{2c}}} \cdot r'} \Phi_{1c}(r') dr' \right\} + \frac{C_{2c}}{r} \left\{ \sqrt{\frac{n_e \sigma_{0c}}{D_{2c}}} r_i \cdot \right. \\ &\quad \left. \cdot \cosh \sqrt{\frac{n_c \sigma_{0c}}{D_{2c}}} (r-r_i) + \sinh \sqrt{\frac{n_c \sigma_{0c}}{D_{2c}}} (r-r_i) \right\}, \\ \Phi_{2r} &= \frac{D_{1r} \cdot C_{1r}}{(\tau_r n_H \sigma_0^H - D_{2r}) \cdot r} e^{-\frac{r}{\sqrt{\tau_r}}} + \frac{C_{2r}}{r} e^{-\sqrt{\frac{n_H \sigma_0^H}{D_{2r}}} \cdot r}.\end{aligned}$$

Dabei bedeutet r_i den Innenradius der Be-Hohlkugel.

Die 4 Integrationskonstanten c lassen sich aus den Randbedingungen an der Oberfläche der Be-Kugel berechnen.

Als Resultat dieser Rechnung für die zwei Primärenergien der Neutronen erhält man die Dichteverteilung $N(r)$ in Be und Wasser (Fig. 12).

Für die verschiedenen Konstanten, welche in die Rechnung eingehen, wurden die Werte angenommen, welche in den folgenden zwei Tabellen enthalten sind.

Moderator	Neutronenenergie	$D(\text{cm})$	$\tau(\text{cm}^2)$	$n\sigma_0(\text{cm}^{-1})$
H_2O	530 keV	0,619	14	
H_2O	90 keV	0,54	10	
H_2O	0,025 eV	0,142		0,017
Be	530 keV	0,70	91	
Be	90 keV	0,70	83	
Be	0,025 eV	0,70		0,0013

Diese Konstanten wurden entweder der Literatur entnommen^{6) 33)}, oder, wenn keine gemessenen Werte erhältlich waren, aus dem Verlauf der Wirkungsquerschnitte berechnet.

Energie (MeV)	$\Sigma(s^{-1})^*$	$\sigma_{\gamma, n}(\text{cm}^2)$	$\mu(\text{cm}^{-1})$
1,761	$1,51 \cdot 10^9$	$6,6 \cdot 10^{-28}$ ³⁴⁾	$7,93 \cdot 10^{-2}$
2,198	$0,43 \cdot 10^9$	$3,8 \cdot 10^{-28}$ ³⁵⁾	$7,34 \cdot 10^{-2}$

Für den absoluten (γ, n) -Reaktionsquerschnitt am Be^9 liegen leider keine genauen Messungen vor. Die obigen Werte wurden durch Extrapolation nach der Theorie von MULLIN und GUTH³²⁾ aus den Messungen^{34) 35)} berechnet.

Herrn Dr. F. ALDER möchten wir für viele wertvolle Diskussionen, Herrn Dr. K. MEYER für die Hilfe bei der Absolutmessung und Herrn H. WEYENETH für die präzise Ausführung der feinmechanischen Arbeiten danken. Für finanzielle Hilfe danken wir der Kommission des Bundes zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung.

Literaturverzeichnis.

- ¹⁾ D. J. HUGHES, Nucleonics, Bd. **12**, H. 12, S. 26 (1954).
- ²⁾ F. ALDER und P. HUBER, Helv. Phys. Acta **22**, 369 (1949).
- ³⁾ B. HAMERMESH, G. R. RINGO und S. WEXLER, Phys. Rev. **90**, 603 (1953).
- ⁴⁾ S. P. HARRIS, C. O. MUEHLHAUSE, D. ROSE, H. P. SCHROEDER, G. E. THOMAS und S. WEXLER, Phys. Rev. **91**, 125 (1953).
- ⁵⁾ J. TITTMAN und C. SHEER, Phys. Rev. **83**, 746 (1951).
- ⁶⁾ GLASSTONE-EDLUND, the elements of Nuclear reactor theory, D. von Nostrand, New York 1952.
- ⁷⁾ W. HEISENBERG, Theorie der Neutronen, Max-Planck-Institut, Göttingen 1952.
- ⁸⁾ H. KOPPE, Zs. für Physik, **125**, 59 (1948).
- ⁹⁾ R. S. CARTER, H. PALEVSKY, V. W. MYERS und D. J. HUGHES, Phys. Rev. **92**, 716 (1953).
- ¹⁰⁾ Neutron cross sections, BNL 325 (1955).
- ¹¹⁾ B. N. BROCKHOUSE, Can. J. of Phys. **31**, 432 (1953).
- ¹²⁾ R. L. WALKER, MDDC 414.
- ¹³⁾ R. E. BELL und L. YAFFÉ, Can. J. of Phys. **32**, 416 (1954).
- ¹⁴⁾ J. BARNOTHY und M. FORRO, Rev. Sci. Instr. **22**, 415 (1951).
- ¹⁵⁾ Nuclear Data, NBS circular 499 (1950), Suppl. 1.
- ¹⁶⁾ Nuclear Data, NBS circular 499 (1950).
- ¹⁷⁾ Nuclear Data, NBS circular 499 (1950), Suppl. 3.
- ¹⁸⁾ R. E. BELL, R. L. GRAHAM und H. E. PETCH, Can. J. of Phys. **30**, 35 (1952).

*) Nach EVANS³¹⁾ aus der Vergleichsmessung mit einer geeichten Ra-Nadel berechnet.

- ¹⁹⁾ P. SCHMID, P. HUBER und K. P. MEYER, erscheint demnächst in den *Helv. Phys. Acta*.
- ²⁰⁾ T. H. R. SKYRME, Can. Decl. Report MS 91.
- ²¹⁾ M. A. VIGON und K. WIRTZ, *Zeitschrift für Naturforschung* **9a**, 286 (1954).
- ²²⁾ J. H. RUSH, *Phys. Rev.* **73**, 271 (1948).
- ²³⁾ F. G. HOUTERMANS, *Phys. Zeitschrift* **44**, 167 (1943).
- ²⁴⁾ A. DE TROYER und G. C. TAVERNIER, *Bull. Acad. Roy. Belg. Cl. Sci.* **40**, 150 (1954).
- ²⁵⁾ J. SEITZ und P. HUBER, *Helv. Phys. Acta* **28**, 227 (1955).
- ²⁶⁾ P. JENSEN, H. P. TERFLOTH u. H. AVERDUNG *Z. f. Naturforschung*, 10a, 825, 1955.
- ²⁷⁾ M. GAILLOUD und CH. HAENNY, *Helv. Phys. Acta* **27**, 483 (1954); M. GAILLOUD, *Thèse Université de Lausanne*, Masson & Cie., Paris, 1956.
- ²⁸⁾ K. E. LARSSON, *Arkiv för Fysik* **7**, 323 (1954); **9**, 293 (1955).
- ²⁹⁾ J. A. DE JUREN, D. W. PADGETT und L. F. CURTISS, N.B.S. *Journal of research* **55**, 63 (1955).
- ³⁰⁾ J. A. DE JUREN und J. CHIN, N.B.S. *Journal of research* **55**, 311 (1955).
- ³¹⁾ R. D. EVANS, *Nucleonics*, Bd. 1, Heft 10, S. 32 (1947).
- ³²⁾ E. GUTH und C. J. MULLIN, *Phys. Rev.* **76**, 234 (1949).
- ³³⁾ R. E. MARSHAK, *Rev. mod. Phys.* **19**, 238 (1947).
- ³⁴⁾ B. RUSSELL, D. SACHS, A. WARTENBERG und R. FIELDS, *Phys. Rev.* **73**, 545 (1948).
- ³⁵⁾ B. HAMERMESH, *Phys. Rev.* **90**, 1064 (1953).
-