

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 25 (1952)
Heft: V

Artikel: Absolutbestimmung der Wirkungsquerschnitte $\text{Cu}^{63}(\text{n})$ und $\text{C}^{12}(\text{n})$ in bezug auf Lithium--Strahlung
Autor: Glättli, H. / Seippel, O. / Stoll, P.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-112318>

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: 16.01.2026

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

Absolutbestimmung der Wirkungsquerschnitte $\text{Cu}^{63}(\gamma, n)$ und $\text{C}^{12}(\gamma, 3\alpha)$ in bezug auf Lithium- γ -Strahlung

von H. Glättli, O. Seippel, und P. Stoll (ETH., Zürich).

(21. IV. 1952.)

Zusammenfassung. Die Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $\text{Cu}^{63}(\gamma, n)$ und $\text{C}^{12}(\gamma, 3\alpha)$ in bezug auf Li- γ -Strahlung*) werden mit erhöhter Präzision *absolut* gemessen. Es ergeben sich für diese oft als Standard benützten Grössen die Werte:

$$\sigma_{\text{Cu}} = 0,048 \pm 0,008 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2 \quad \sigma_{\text{C}} = 1,75 \pm 0,25 \cdot 10^{-28} \text{ cm}^2.$$

Einleitung.

Für eine grosse Reihe von Kernreaktionen, welche durch die Li- γ -Strahlung ausgelöst werden, liegen Relativmessungen der Wirkungsquerschnitte in bezug auf die Reaktion $\text{Cu}^{63}(\gamma, n) \text{ Cu}^{62}$ vor. Der Wirkungsquerschnitt von Cu^{63} bildet immer dann einen praktischen Standard, wenn durch die Einwirkung der γ -Strahlung ein radioaktives Isotop entsteht, dessen Aktivität leicht und genau mit derjenigen des Cu^{62} verglichen werden kann.

Beim Arbeiten mit Kernphotoplatten indessen, wo γ -Reaktionen an Elementen hervorgerufen werden, die in die Platte eingelagert sind, bildet die in der Gelatine stets gleichzeitig auftretende Reaktion $\text{C}(\gamma, 3\alpha)$ ein praktisches Vergleichsobjekt zur Bestimmung des Wirkungsquerschnittes; denn es ist leicht den C-Gehalt der Emulsion zu bestimmen, und die genannte Reaktion ist auch sehr leicht zu erkennen.

Es ist daher von Interesse, für diese beiden als Vergleichsbasis sehr geeigneten Reaktionen die Wirkungsquerschnitte neu und mit erhöhter Genauigkeit zu bestimmen. Für den γ -Wirkungsquerschnitt an Cu werden in der Literatur sehr verschiedene Werte angegeben. Der von uns gemessene Wert stimmt ungefähr überein mit dem von McDANIEL und Mitarbeitern⁵⁾ nach einer ganz anderen Methode, nämlich durch direkte Neutronenzählung, bestimmten Wirkungsquerschnitt, während WÄFFLER und HIRZEL⁶⁾ einen 2,5mal grösseren Wert für σ_{Cu} angeben.

*) Li- γ -Strahlung: (17,6 MeV; 14,8 MeV und ≈ 12 MeV)⁷⁾¹⁰⁾. Die Korrekturen, die sich durch das Auftreten der 12 MeV-Komponente ergeben, werden im Anhang diskutiert.

A. Absolutmessung der γ -Intensität.

Vorgängig der eigentlichen Bestimmung der Wirkungsquerschnitte hatte eine Absolutmessung der γ -Strahlung zwecks Eichung von Monitorzählrohren zu erfolgen. Die Quantenzählung erfolgte nach der Methode von HOUGH¹⁾²⁾. Das Prinzip lässt sich wie folgt umschreiben: Man registriert mit einem Zählrohr von bekannter Empfindlichkeit die in einer Bleifolie ausgelösten Paar- und Compton-Elektronen. An Hand des sehr genau bekannten Compton- und Paar-Querschnittes von Pb [= totaler Absorptionsquerschnitt minus Querschnitt $\text{Pb}^{206}(\gamma, n) = (19,4 \pm 0,1) \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$] kann auf die Zahl der γ -Quanten geschlossen werden, welche die Target in dem durch Fläche und Abstand der Pb-Folie von der Quelle definierten Raumwinkel verlassen. Die experimentelle Anordnung ist in Fig. 1 gegeben:

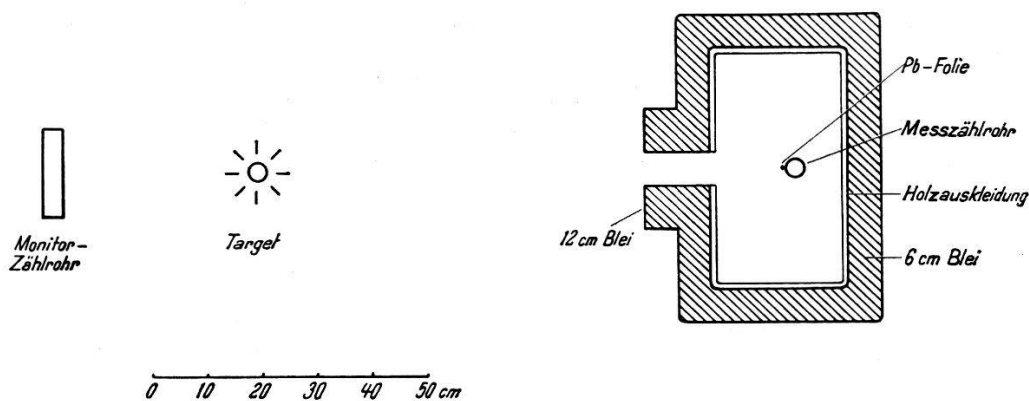
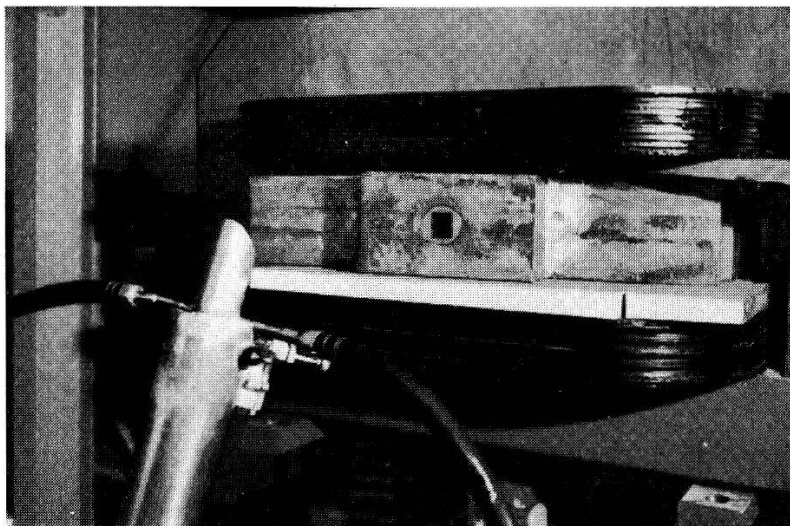


Fig. 1.

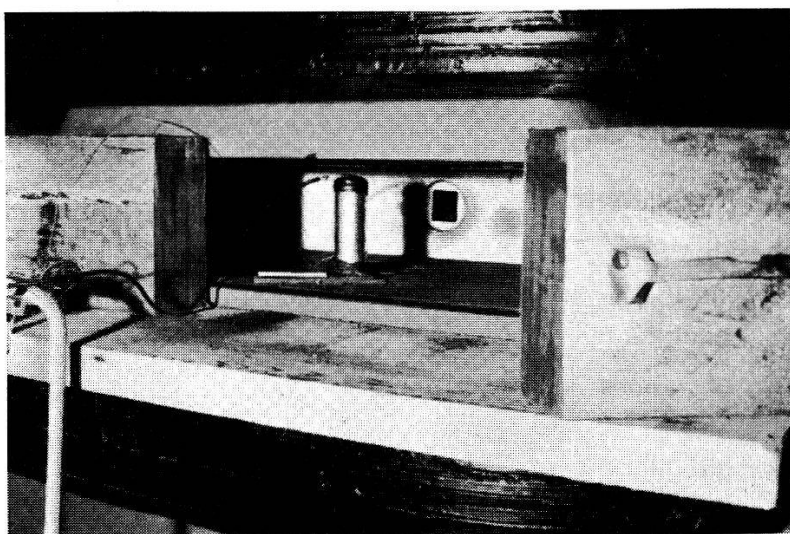
Das dünnwandige Messzählrohr zur Registrierung der Sekundärelektronen befindet sich in einem Magneten, mit der Achse parallel zu den Feldlinien. Das Zählrohr ist teils durch das Eisen des Elektromagneten, teils durch eine 6–12 cm dicke Bleiwand gegen Streustrahlung geschützt. Die Holzaukleidung dient zur Verminderung der Streustrahlung im Innenraum. Magnetfeld, Bleiabschirmung (speziell die Eintrittsöffnung) und Pb-Folie sind verschiedenen Bedingungen unterworfen:

1. *Magnetfeld.* Das Magnetfeld soll so stark sein, dass von aussen eintretende, oder im umgebenden Material entstehende Sekundärelektronen das Messzählrohr nicht erreichen können. Die in der Pb-Folie ausgelösten Paar- und Comptonelektronen sollen auf Kreisbahnen so geführt werden, dass sie den empfindlichen Teil des Zählrohrs mehrfach durchqueren, ohne mehr Material als unbedingt notwendig durchsetzen zu müssen. Dadurch erreicht die Ansprechwahrscheinlichkeit des Zählrohrs praktisch 100%.

2. *Bleiabschirmung.* Die Bleiwand dient nicht nur zur Verminderung des Nulleffektes, sondern auch zur ungefähren Raumwinkeldefinition. Es muss verhindert werden, dass gestreute, also nicht direkt von der Target kommende γ -Quanten die Pb-Folie erreichen und dort Sekundärprozesse auslösen. Trotzdem darf die Eintrittsöffnung nicht zu klein gewählt werden, denn dann würde



Target und Magnet mit Pb-Abschirmung.



Messzählrohr zwischen den Magnetpolen.

sie genau das bewirken, was die Abschirmung verhindern soll, oder in einem günstigeren Falle würde sich ein systematischer Fehler einstellen: wird nur ein kleiner Bereich des Zählrohrs bestrahlt (wenig mehr als bei vorgelegter Pb-Folie durch dieselbe bedeckt wird) so ändert sich infolge γ -Absorption in der Folie die Zahl der in der Zählrohrwand ausgelösten Sekundärelektronen, d. h.

nach Abzug des ohne vorgelegte Folie bestimmten Nulleffektes verbleibt ein zu geringer Effekt. Mit verschiedenen Blendeneinsätzen war es im Verlaufe der vorliegenden Arbeit möglich, einen solchen „systematischen Fehler“ künstlich zu erzeugen und nachzuweisen.

3. Pb-Folie. Diese soll flächenmässig möglichst gross, jedoch nur so gross sein, dass alle in ihr entstehenden Sekundärelektronen den wirksamen Bereich des Messzählrohrs durchsetzen. Für die Dicke der Folie gilt Ähnliches: so dick wie möglich, jedoch soll sich keine Elektronenabsorption bemerkbar machen. Beide Punkte sind leicht zu prüfen: Solange die obigen Bedingungen erfüllt sind, ist die bei konstanter γ -Intensität am Messzählrohr registrierte Stosszahl proportional der Fläche, bzw. der Dicke. Die letztere Kontrollmessung ist in Fig. 2 wiedergegeben, da sie allgemeine Gültigkeit hat. In vollkommener Übereinstimmung mit HOUGH¹⁾ wurde festgestellt, dass die Proportionalität bis zu einer Foliendicke von 0,6 mm gewährleistet ist.

Die Auswerteformel hat folgende Gestalt:

$$N_{\gamma}^{(90^{\circ})} = R^2 \cdot \frac{1}{\frac{m}{A_{\text{Pb}}} \cdot N \cdot \sigma_{\text{Pb}}} \cdot \left[\frac{N_1}{M_1} - \frac{N_2}{M_2} \right] \cdot \frac{1}{K_{(90^{\circ})}} \cdot \frac{1}{K_{\text{abs}}}$$

Dabei bedeuten:

- $N^{(90^{\circ})}$ Von der Target in den *Raumwinkel* 1, mit Intensität wie in Richtung 90° zum Protonenstrahl, emittierte γ -Quantenzahl pro Monitorstoss.
- R Abstand der Pb-Folie von der Target.
- m Masse der Pb-Folie.
- A_{Pb} Atomgewicht von Blei.
- N Zahl der Atome pro Mol.
- σ_{Pb} Nicht nuklearer (Streu-) Querschnitt von Blei (siehe Seite 492).
- N_1 Während Messzeit t_{m_1} gemessene Stosszahl am Messzählrohr mit vorgelegter Pb-Folie.
- M_1 Während t_{m_1} registrierte Monitorstosszahl.
- M_2 Während t_{m_2} registrierte Monitorstosszahl.
- N_2 Während t_{m_2} gemessener Untergrund am Messzählrohr.
- K_{abs} Durchlässigkeit der Target für Li- γ -Strahlung in Richtung auf Pb-Folie.
- $K_{(90^{\circ})}^{\ominus}$ Verhältnis $\frac{\gamma\text{-Intensität in Richtung auf Folie}}{\gamma\text{-Intensität } \perp \text{ zum Protonenstrahl}}$.

Dem Resultat der γ -Zählung zufolge emittiert die zur Verfügung stehende Apparatur³⁾ im Maximum etwa $5 \cdot 10^7$ Quanten pro Sekunde.

Wie aus obigem ersichtlich, wurde die Absolutmessung nicht direkt weiterverwendet, vielmehr wurden Monitor-Zählrohre (Wismut-Blei-Zählrohre) geeicht, so dass die γ -Intensität nun über

längere Zeit auf einfachere Weise gemessen werden kann. Diese Eichung verdient insofern Interesse, als Kurven von FOWLER, LAURITSEN und LAURITSEN⁴⁾ eine Empfindlichkeitsberechnung dieser Zählrohre gestatten. Die so berechnete Empfindlichkeit wird bei der experimentellen Prüfung systematisch um 50 bis 100% zu hoch befunden. Teilweise dürften Änderungen im sensibeln Volumen (durch Temperatureinflüsse bedingt) dafür verantwortlich sein, teilweise kann aber auch ein geringer Fehler darauf zurückgeführt werden, dass zur Zeit, als die Tabellen der Publikation⁴⁾

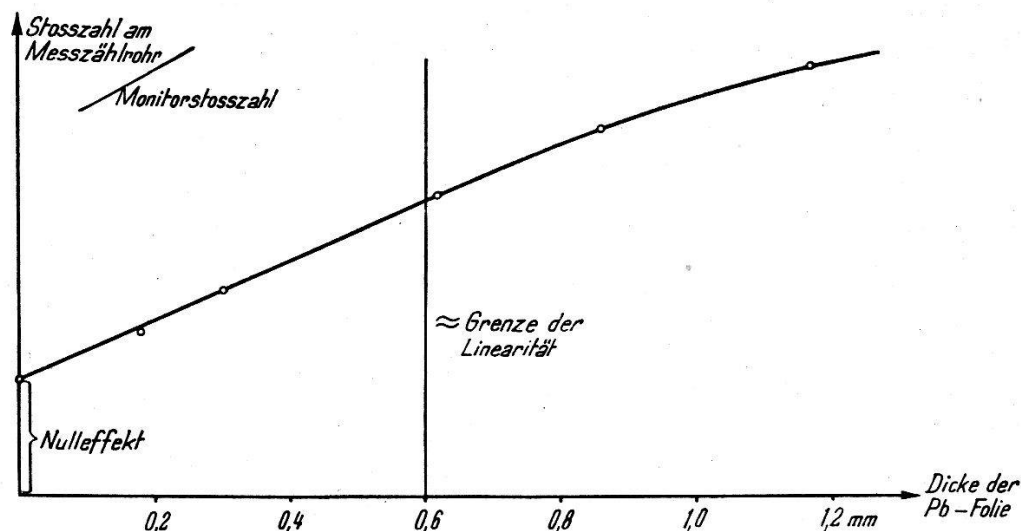


Fig. 2.

gerechnet wurden, nur die 17,6 MeV-Komponente der Li- γ -Strahlung bekannt war.

Die oben beschriebene Methode ist zur Zählung von γ -Quanten mit Energien von etwa 12 bis 40 MeV geeignet. In diesem Energiebereich ist vor allem die Energieverteilung der Sekundärelektronen günstig, und in direktem Zusammenhang damit verlässt der grösste Teil der Sekundärelektronen die Pb-Folie ungefähr in Richtung der einfallenden γ -Quanten. Die am Messzählrohr registrierte Stosszahl wird durch folgenden Ausdruck beschrieben:

$$N_{\text{reg}} = I \cdot C \cdot N \cdot (Z \cdot \Phi_{\text{Compton}} + Z^2 \cdot \Phi_{\text{Paar}})$$

wobei I die γ -Intensität, C einen Absorptions-, Raumwinkel- und Winkelverteilungsfaktor, N die Anzahl Atome in der vorgelegten Folie und Z die Kernladung dieser Atome bedeutet. Verwendung von Folien aus verschiedenen Materialien (unter Konstanthaltung von $N \cdot Z$, bzw. $N \cdot Z^2$) gestattet den Paar- und den Comptonquerschnitt einzeln zu messen. Solche Messungen bildeten im Verlaufe der vorliegenden Arbeit eine weitere angenehme Kontrolle für die Zuverlässigkeit der angewandten Methode.

B. Bestimmung des Wirkungsquerschnittes der Reaktion $\text{Cu}^{63}(\gamma, n)$ in bezug auf Li- γ -Strahlung.

Die Bestimmung dieses Wirkungsquerschnittes kann auf verschiedene Arten erfolgen: beispielsweise ist es möglich, eine Neutronenzählung durchzuführen⁵⁾, es können aber auch die vom Cu^{62} emittierten Positronen gezählt⁶⁾, oder aber es kann deren Annihilationsstrahlung zur Abschätzung des Querschnittes herangezogen werden.

Im vorliegenden Fall wurde die zweite Methode benutzt. Die hauptsächlichsten Probleme der Messung sind: Raumwinkel bei der Bestrahlung des Kupfers, Raumwinkel und Empfindlichkeit des Zählrohrs bei der Aktivitätsmessung. Physikalische Gleichwertigkeit (Eigenabsorption, Rückstreuung) sowie identische Geometrie von bestrahltem Kupfer und einem vom National Bureau of Standards gelieferten, absolut geeichten RaD + E-Präparat sollten die beiden letzten Probleme eliminieren. Eine kreisrunde Cu-Folie von $1/100$ mm Dicke und 12 mm Durchmesser lieferte aber auch bei günstigem Bestrahlungs-Raumwinkel zu wenig Intensität, um in nützlicher Frist eine brauchbare Statistik zu ermöglichen. Es wurden deshalb Cu-Pillen von gleichem Durchmesser, aber Sättigungsdicke (1,5 mm) für 2,9-MeV-Positronen, der Li- γ -Strahlung ausgesetzt. Indem man eine Folie und eine Pille am Betatron gleichzeitig und unter gleichem Raumwinkel bestrahlte und nachher das Aktivitätsverhältnis mass, konnten diese Messungen am dicken Präparat auf Folienbestrahlungen reduziert werden. Zu bemerken ist noch, dass die gegenüber der Folie etwas veränderte Registrier-Geometrie sowie die relativ stärkere Annihilationsstrahlung der Pille keinen Einfluss auf das Messresultat ausüben, da entsprechende Faktoren in der Auswerteformel sowohl im Nenner als im Zähler erscheinen. Hingegen ist der Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes der Reaktion $\text{Cu}^{63}(\gamma, 2n)$ von der Energie der γ -Strahlung insofern Rechnung zu tragen, als bei der zeitlichen Korrektur der Aktivitätsmessungen nach Bestrahlung am Betatron die hier auftretenden Störaktivitäten zu berücksichtigen sind.

Beträchtlichen Arbeitsaufwand erforderte die rechnerische Erfassung der Bestrahlungsgeometrie. Neben dem durchschnittlichen Raumwinkel jedes Folien-Flächenelementes in bezug auf die Target, welche durch eine elliptische Fläche von etwa der gleichen Grösse die die Cu-Folie dargestellt wird, mussten noch die durchschnittliche Absorption, die ein von einem beliebigen Punkt der Target kommender, das Folien-Element treffender γ -Strahl erleidet sowie

die Winkelverteilung der Li- γ -Strahlung (7) relativ zur Richtung des Protonenstrahls in Betracht gezogen werden.

Für die Auswertung benützten wir folgende Formel:

$$\sigma = \frac{1}{N_0} \cdot \frac{1}{\Omega} \cdot \frac{1}{N_{\gamma}^{(90^\circ)} \cdot M} \cdot \frac{N_{\text{Cu}} \cdot \frac{1}{K(\beta^+)} \cdot \frac{1}{Re}}{N_{\text{RaD+E}} \cdot \frac{1}{K(\beta^-)}} \cdot N_{\text{nom}} \Re(\beta^-) \cdot F \cdot \frac{t_B}{\vartheta} \cdot K(t)$$

N_0	Anzahl Atome in der Cu-Folie.
Ω	Raumwinkel bei der Bestrahlung einer Cu-Folie mit Berücksichtigung von γ -Absorption und Winkelverteilung.
$N_{\gamma}^{(90^\circ)}$	siehe Seite 494.
M	Anzahl Monitorstösse während der Bestrahlung.
t_B	Bestrahlungszeit.
N_{Cu}	Stosszahl während t_m am Stirnzählrohr mit bestrahlter Pille.
$K(\beta^+)$	Durchlässigkeit des Stirnzählrohrfensters für β^+ aus Cu-Pille (exp. bestimmt, graphische Extrapolation).
$N_{\text{RaD+E}}$	Stosszahl in der Zeit t_m am Stirnzählrohr mit RaD + E Standard.
$K(\beta^-)$	Durchlässigkeit des Stirnzählrohrfensters für β^- aus Standard. (exp. bestimmt, graphische Extrapolation).
N_{nom}	Anzahl der Zerfälle im Standard während der Zeit t_m .
$\Re(\beta^-)$	Rückstrefaktor für β^- laut Begleitschreiben zum RaD + E Standard.
ϑ	Zerfallzeit von $\text{Cu}^{62} = \frac{\text{Halbwertszeit von Cu}^{62}}{e \log 2}$.
$K(t)$	zeitliche Korrektur der Aktivitätsmessung:
$K(t) = \frac{e^{-t_w/\vartheta}}{(1 - e^{-t_B/\vartheta})(1 - e^{-t_m/\vartheta})}$	
t_m	Messzeit.
t_w	Zeit von Bestrahlungsende bis Messbeginn.
Re	Verhältnis $\frac{\text{Aktivität von Cu-Pille}}{\text{Aktivität von Cu-Folie}}$, wenn beide unter gleichem Raumwinkel am Betatron bestrahlt. Betr. zeitlicher Korrektur siehe Seite 4.
F	Fläche der Cu-Folie.

Trotzdem beinahe jeder Faktor (mit Ausnahme von N_{nom} und $\Re(\beta^-)$) im Verlaufe der Messung experimentell bestimmt werden musste, rührt der mögliche Messfehler nur zu einem geringen Teil von diesen experimentell bestimmten Grössen her. Die hauptsächliche Unsicherheitsquelle stellt das RaD + E Standard dar. Es handelt sich hierbei um ein praktisch masseloses Deposit ($0,775 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^2$) auf einer Kreisfläche von 12 mm Durchmesser, deren Unterlage eine Silberscheibe von 1 Zoll Durchmesser und 1,5 mm Dicke bildet. Infolge der Rückstreuung ändert sich das Energiespektrum der Elektronen, insbesondere wird das Energie-

spektrum eine Funktion des Austrittswinkels (relativ zur rückstreuenden Silberfläche). Dieser Effekt wirkt sich bei der Extrapolation auf Absorberdicke null aus und bewirkt eine wesentliche Unsicherheit*). Entsprechend der Natur der bei der Rückstreuung auftretenden Effekte kann man allgemein nur bei definierter Geometrie und definierter Empfindlichkeit der Registrieranordnung von einem Rückstreuungsfaktor sprechen.

Als Resultat der Wirkungsquerschnitt-Bestimmung ergab sich ein Wert von 0,048 barn, mit einer maximalen Fehlermöglichkeit von 30% (wahrscheinlicher Fehler 15%). Im folgenden sei ein Vergleich mit Literaturwerten gegeben:

Autoren	σ Li- γ -Strahlung
H. WÄFFLER, O. HIRZEL ⁶⁾ . .	0,12 \pm 0,03 barn
B. D. McDANIEL, R. L. WALKER, M. B. Stearns ⁵⁾	0,055 \pm 0,012 barn für beide Isotope
eigene Messung	0,048 \pm 0,008 barn

Es sei noch einmal darauf aufmerksam gemacht, dass das Resultat der Veröffentlichung⁵⁾ auf Grund einer Neutronenzählung erhalten wurde.

Benützt man die Kurven von JOHNS u. a.¹¹⁾ über den Verlauf des Wirkungsquerschnittes des (γ , n)-Prozesses am Cu⁶³ und das Intensitätsverhältnis der 3 Komponenten (17,6; 14,8; 12,5 MeV = 1:1/2:1/5) der Lithium- γ -Strahlung nach NABHOLZ u. a.⁷⁾, so berechnet sich der Wirkungsquerschnitt σ 17,6, Cu⁶³(γ , n) Cu⁶² = 0,063 barn.

C. Wirkungsquerschnitt der Reaktion C¹² (γ , α) in bezug auf Li- γ -Strahlung.

Auch bei dieser Messung stand das Raumwinkelproblem der Bestrahlungsgeometrie im Vordergrund. Wie beim Cu⁶³ musste wieder mit dem Planimeter gearbeitet werden.

Die Fehlermöglichkeit bei dieser Wirkungsquerschnitt-Bestimmung ist vor allem durch die Statistik sowie den nicht genau bekannten C-Gehalt der Photoplatten gegeben. Eine untergeordnete Rolle spielt der mögliche Messfehler bei der γ -Zählung.

*) An dieser Stelle sei eine umfangreiche Zusendung über diesen Gegenstand verdankt, die uns H. SELIGER vom National Bureau of Standards zukommen liess⁸⁾.

Als Resultat ergab sich für den Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\text{C}^{12}(\gamma, 3\alpha)$ ein Wert von $1,75 \cdot 10^{-28} \text{ cm}^2$, bei einer wahrscheinlichen Fehlermöglichkeit von $\pm 15\%$.

Vergleich mit Literaturwerten:

Autoren	$\sigma \text{ C}^{12}(\gamma, 3\alpha)$
H. WÄFFLER, S. YOUNIS ⁹⁾ . . .	$(0,8 \pm 0,3) \cdot 10^{-28} \text{ cm}^2$
J. J. WILKINS, F. K. GOWARD ¹⁰⁾ .	$(1,3 \pm 0,35) \cdot 10^{-28} \text{ cm}^2$
eigene Messung	$(1,75 \pm 0,25) \cdot 10^{-28} \text{ cm}^2$

Mit denselben Annahmen für das Spektrum der Lithium- γ -Strahlung (siehe Seite 498) und den Wirkungsquerschnittverlauf*) der Kohlenstoffspaltung von GOWARD¹⁰⁾ u. a. erhält man für den Kohlenstoffquerschnitt $\text{C}^{12}(\gamma, 3\alpha)$ bei 17,6 MeV

$$\sigma_{17,6} = 2,4 \cdot 10^{-28} \text{ cm}^2.$$

Abschliessend möchten wir Herrn Prof. Dr. P. SCHERRER für seine Ratschläge und Unterstützung danken.

Literaturverzeichnis.

- ¹⁾ P. V. C. HOUGH: Phys. Rev. **80**, 1074 (1950).
- ²⁾ R. L. WALKER, Phys. Rev. **76**, 529 (1949).
- ³⁾ O. HIRZEL und H. WÄFFLER, Helv. Phys. Acta **20**, 373 (1947).
- ⁴⁾ W. A. FOWLER, C. C. LAURITSEN and T. LAURITSEN, Rev. Mod. Phys. **20/1**, 236 (1948).
- ⁵⁾ B. D. McDANIEL, R. L. WALKER, M. B. STEARNS, Phys. Rev. **80**, 807 (1950).
- ⁶⁾ H. WÄFFLER, O. HIRZEL, Helv. Phys. Acta **21**, 200 (1948).
- ⁷⁾ H. NABHOLZ, P. STOLL und H. WÄFFLER, Helv. Phys. Acta **25**, 153 (1952).
- ⁸⁾ H. H. SELIGER, Phys. Rev. **78**, 491 (1950).
- ⁹⁾ H. WÄFFLER, S. YOUNIS, Helv. Phys. Acta **22**, 617 (1949).
- ¹⁰⁾ J. J. WILKINS, F. K. GOWARD, Mitteilung A. E. R. E. HARWELL, 24. 3. 1952.
- ¹¹⁾ H. E. JOHNS, L. KATZ, R. A. DOUGLAS und R. N. H. HASLAM, Phys. Rev. **80**, 1062 (1950).

*) Der Wirkungsquerschnittverlauf der Kohlenstoffspaltung $\sigma_{17,6}/\sigma_{14,8}$ hängt sehr stark von der Annahme der Linienbreite der 14,8 MeV-Komponente ab⁷⁾¹⁰⁾.