

Zur Frage der Resonanzabsorption der 2,62 MeV -Strahlung in Blei

Autor(en): **Zuber, K.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **16 (1943)**

Heft IV

PDF erstellt am: **14.09.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-111411>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Zur Frage der Resonanzabsorption der 2,62 MeV γ -Strahlung in Blei

von K. Zuber.

(23. VI. 1943.)

Die Bedingungen, die zu erfüllen sind, damit neben der normalen Absorption von γ -Strahlen eine Resonanzabsorption durch die Atomkerne beobachtbar wird, werden diskutiert. Die Verwendung einer radioaktiven Quelle als Strahler ist ungeeignet. Es werden Versuche mitgeteilt, in denen die Absorbierbarkeit der in Blei ausgelösten Streustrahlung durch Hg und Pb bestimmt wird. Aus den Versuchen kann geschlossen werden, dass die obere Grenze der Oszillatorenstärke des in Frage kommenden Übergangs bei einigen 10^{-4} liegt.

1. Resonanzerscheinungen zwischen γ -Strahlen und Atomkernen sind zu erwarten, wenn der emittierende und der absorbierende Kern identisch sind und die γ -Strahllinie bei einem Übergang in den Grundzustand emittiert wird. Es ist sehr wahrscheinlich, dass die 2,62 MeV γ -Strahlung, die nach dem β -Zerfall von einem angeregten Th—D-Kern emittiert wird, eine Resonanzabsorption in Blei erfahren sollte, da einerseits gewöhnliches Blei zu 50% aus dem Bleisotop 208 (Th-Blei) besteht, andererseits nach OPPENHEIMER¹⁾ die Linie 2,62 MeV einem Übergang entspricht, bei dem der Endzustand der Grundzustand des Kerns ist (Fig. 1).

Die Beobachtung einer Resonanzabsorption durch Atomkerne ist im Vergleich zu der entsprechenden Erscheinung im optischen Gebiet schwieriger, weil sich immer noch die normale γ -Strahlabsorption durch den Comptoneffekt, die Paarbildung und eventuell durch den Photoeffekt überlagert. Man wird sie nur feststellen können, wenn man die experimentellen Bedingungen so wählt, dass sich die Resonanzabsorption möglichst stark bemerkbar machen kann. Diese Bedingungen sind aus Versuchen über Linienabsorption im optischen Gebiet bekannt, aber bei entsprechenden γ -Strahlversuchen nicht genügend beachtet worden.

Damit eine Resonanzabsorption ein Maximum wird, darf die Emissionslinie nicht Selbstumkehr besitzen und die Breiten der Emissions- und Absorptionslinie müssen gleich sein. Wird als γ -Strahler eine radioaktive Quelle, z. B. RaTh, verwendet, so ist die Emissionslinie sehr breit. Beim β -Zerfall von Th—C'' erhalten

¹⁾ F. OPPENHEIMER, Proc. Cambr. Phil. Soc. **32**, 328, 1936.

die angeregten Th—D -Kerne einen Rückstoss, dessen Energie bis zu 12,8 eV gehen kann. Die Breite der Absorptionslinie ist dagegen durch die thermische Bewegung gegeben, deren Energie von der Grössenordnung $k \cdot T = 2,6 \cdot 10^{-2}$ eV ist. Die Linienbreiten verhalten sich daher etwa wie 20 : 1, die Resonanzabsorption wird sich daher im wesentlichen nur auf die Mitte der Emissionslinie beschränken.

Lässt man dagegen die γ -Strahlen der Quelle auf Blei auffallen, so wird man erwarten können, dass, falls überhaupt Resonanz

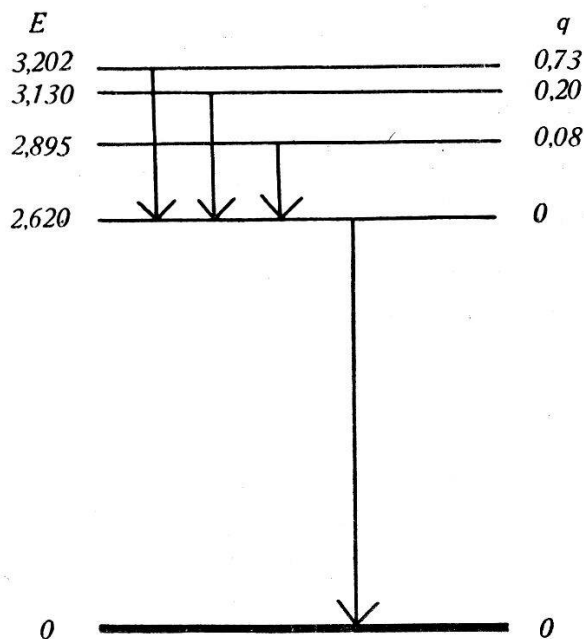


Fig. 1.

Niveau-Schema des nach dem β -Zerfall Th-C'' \rightarrow Th-D angeregten Bleikern 208.

E = Anregungsenergie, q = Anregungswahrscheinlichkeit. (OPPENHEIMER.)

auftreten kann, die Streustrahlung zum Teil aus Resonanzstrahlung bestehen wird, deren Linienbreite durch die thermische Bewegung der Bleikerne bestimmt wird. Es erscheint daher vernünftiger, die Frage der Resonanzabsorption mit Hilfe der in Blei ausgelösten Streustrahlung zu untersuchen. Es ist aber zu beachten, dass neben der erwünschten Resonanzstrahlung noch andere Komponenten in der Streustrahlung vorhanden sein werden, nämlich Comptonstreuung, Vernichtungsstrahlung von Positronen und Bremstrahlung der in Blei durch die einfallende γ -Strahlung ausgelösten Elektronen¹⁾. Diese Strahlungen sind aber zum Teil wesentlich energieärmer und werden sich durch Filter weitgehend schwächen lassen. Als Filter ist ein Material zu wählen, das einen möglichst kleinen Wirkungsquerschnitt für Paarbildung besitzt,

¹⁾ E. STAHEL, H. KETELAAR und P. KIPFER, Journ. de Phys. 7, 379, 1936.

wie z. B. Cu. Auf alle Fälle darf man als Filter bei derartigen Versuchen nicht Blei wählen, da ja sonst bei vorhandener Resonanz gerade die Resonanzstrahlung stark absorbiert werden würde.

Die Frage der Resonanzabsorption der 2,62 MeV-Strahlung in Blei ist von MEITNER und HUPFELD¹⁾ und von GRAY und TARRANT²⁾ im Zusammenhang mit anderen Fragestellungen untersucht worden. MEITNER und HUPFELD verwendeten eine Ra-Th-Quelle, deren Strahlung durch 4 cm Blei gefiltert worden war. Sie untersuchten, ob Blei im Vergleich zu benachbarten Elementen wesentlich stärker absorbiert. Da ihre Emissionslinie wegen des Rück-

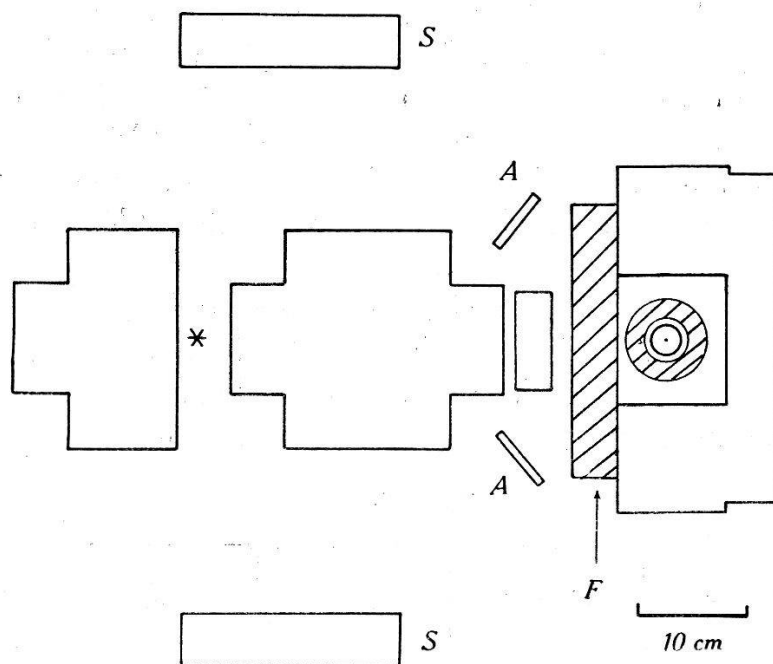


Fig. 2.

Horizontalschnitt durch die Versuchsanordnung. *S* sind die Streustrahler, *A* die Absorber, * die Quelle. Die nicht schraffierten Teile bestehen aus Blei, die schraffierten aus Messing oder Kupfer.

stosses sehr breit und wegen des Bleifilters beim Vorhandensein von Resonanz auch stark selbstumgekehrt war, kann aus ihrem negativen Ergebnis nichts geschlossen werden. GRAY und TARRANT untersuchten die Streustrahlung in Blei und Eisen. Da sie zur Filterung der Streustrahlung 16,5 cm Blei verwendeten, kann auch aus ihren negativen Ergebnissen kein Schluss gezogen werden. Es erschien daher angezeigt, dieses Problem unter Beachtung der experimentellen Bedingungen, die man bei Fragen über Linienabsorption erfüllen muss, nochmals aufzugreifen.

2. Die Versuchsanordnung ist in Fig. 2 wiedergegeben. Als primäre Strahlungsquelle diente ein Ra-Th-Präparat von leider

¹⁾ L. MEITNER und H. HUPFELD, Z. f. Phys. **67**, 147, 1930.

²⁾ L. H. GRAY und G. T. P. TARRANT, Proc. Roy. Soc. **136**, 662, 1932.

nur 8,6 mgr Ra-Äquivalent. Die ungefilterte γ -Strahlung fällt auf Streustrahler aus Blei, deren Dimensionen bei einem Teil der Versuche $20 \times 20 \times 1$ cm, beim andern Teil $20 \times 20 \times 5$ cm betrug. Zur Messung der Streustrahlung wurde ein Zählrohr aus Kupfer (Wandstärke 2 mm, Durchmesser 20 mm und 8 cm Länge) verwendet. Das Zählrohr befand sich in einem Kupferzylinder von 2 cm Wandstärke. Zur weiteren Filtrierung der Streustrahlung musste diese ein Messingfilter von 3,7 cm Dicke unter 45° durchsetzen. Die gesamte Filterdicke war somit 2 cm Kupfer + 5,2 cm Messing.

Vor dem Messing-Filter *F* konnten die Absorber *A* aus Pb oder Hg aufgestellt werden. Ihre Dicke betrug bei dem Versuch mit dem 1 cm dicken Streustrahler etwa 0,5 cm, bei dem andern Versuch 1 cm. Als Gefäß für das Hg wurden Tröge aus dünnem Sperrholz verwendet. Um möglichst gleiche Bedingungen zu haben, wurden auch die Bleiabsorber in den Trögen eingesetzt verwendet.

Bestimmt wurde der Absorptionskoeffizient der gefilterten Streustrahlung für Blei und Quecksilber. Wie aus der Tabelle ersichtlich ist, ist das Verhältnis der Absorptionskoeffizienten für verschieden harte γ -Strahlen praktisch konstant.

Tabelle 1.

| Quelle | Filter (Blei) | μ_{Pb} | $\mu_{\text{Hg}}/\mu_{\text{Pb}}$ | Lit. |
|---------|---------------|------------------------|-----------------------------------|------|
| Ra - Th | 3,5 cm | 0,474 cm ⁻¹ | 1,20 | 1 |
| Ra | 3,5 cm | 0,533 cm ⁻¹ | 1,17 | 2 |
| Ra | 1 cm | 0,661 cm ⁻¹ | 1,25 | 3 |
| Ra | 0,5 cm | 0,888 cm ⁻¹ | 1,16 | 2 |

Zur Kontrolle der Anordnung wurde ein schwaches Ra-Präparat, das sich in einem Bleizylinder von 2 mm Wandstärke befand, an die Stelle des Streukörpers gebracht und die Absorptionskoeffizienten bestimmt. Es ergab sich $\mu_{\text{Pb}} = 0,513 \pm 0,014$ cm⁻¹, $\mu_{\text{Hg}} = 0,643 \pm 0,013$ cm⁻¹ und somit $\mu_{\text{Hg}}/\mu_{\text{Pb}} = 1,25 \pm 0,05$. Der Absorptionskoeffizient für Pb ist etwas kleiner als der Wert, den MEITNER und HUPFELD⁴⁾ für die durch 3 cm Blei gefilterte γ -Strahlung des Radiums angeben ($\mu_{\text{Pb}} = 0,555$ cm⁻¹). Die Ab-

¹⁾ L. MEITNER und H. HUPFELD, l. c.

²⁾ K. W. F. KOHLRAUSCH, Wien. Ber. **126**, 441, 683, 887, 1917.

³⁾ A. AHMAD, Proc. Roy. Soc. **105**, 507, 1924.

⁴⁾ l. c.

weichung rührt wahrscheinlich daher, dass in der hier verwendeten Anordnung der Absorber sich ziemlich nahe vor dem Zählrohr befindet. Die Anordnung gibt aber das zu erwartende Verhältnis für die beiden Absorptionskoeffizienten richtig wieder.

Zur Bestimmung der Absorbierbarkeit der Streustrahlung des Bleis wurden folgende Stosszahlen bestimmt.

N_a : ohne Streustrahler, ohne Absorber (Nullstösse);

N_b : mit Streustrahler, ohne Absorber ($N_a - N_b =$ Streuintensität);

N_c : mit Streustrahler, mit Absorber;

N_d : ohne Streustrahler, mit Absorber.

Der Versuch ergab die Gleichheit von N_a mit N_d . Dies heisst, dass die in der weitem Umgebung ausgelöste Streustrahlung zu weich ist, um in merklicher Intensität das Filter zu durchsetzen. Die Nullstösse waren 12,8 pro Minute.

Mit dem Streustrahler von 1 cm Dicke wurden Absorber von 0,5 cm Dicke verwendet. Die Streuintensität war $4,37 \pm 0,28$ Stösse pro Minute. Es ergab sich $\mu_{\text{Hg}} = 1,36 \pm 0,21 \text{ cm}^{-1}$, $\mu_{\text{Pb}} = 1,27 \pm 0,22 \text{ cm}^{-1}$ und $\mu_{\text{Hg}}/\mu_{\text{Pb}} = 1,07 \pm 0,25$.

Da bei diesem Versuch die Absorptionskoeffizienten noch sehr hoch waren, wurde beim zweiten Versuch ein Streustrahler von 5 cm Dicke verwendet. Die härteren Komponenten der Streustrahlung werden dann etwas bevorzugt sein. Die Streuintensität stieg auf $5,83 \pm 0,22$ Stösse pro Minute an. Es wurde $\mu_{\text{Hg}} = 0,928 \pm 0,073 \text{ cm}^{-1}$, $\mu_{\text{Pb}} = 0,746 \pm 0,064$ und $\mu_{\text{Hg}}/\mu_{\text{Pb}} = 1,24 \pm 0,15$ gefunden. Eine Resonanzabsorption durch das Blei ist innerhalb der Versuchsgenauigkeit nicht festzustellen.

3. Da die Versuche ein negatives Resultat ergeben haben, sind sie keine Bestätigung dafür, dass bei der Emission der 2,62-MeV-Linie der angeregte Th-D-Kern entsprechend dem Termschema von OPPENHEIMER in den Grundzustand übergeht. Wenn man aber annimmt, dass dies tatsächlich der Fall sei, so lässt sich aus den Versuchen eine grobe Abschätzung der oberen Grenze der Oszillatorenstärke des Überganges machen.

Wir nehmen an, die natürliche, durch Strahlungsdämpfung allein verursachte Linienbreite sei klein gegenüber der durch Dopplereffekt wegen der thermischen Bewegung bedingten Linienbreite. Ferner sei als Geschwindigkeitsverteilung die Maxwell'sche vorausgesetzt. Dann lässt sich der Verlauf des Absorptionskoeffizienten darstellen durch:

$$\mu_\nu = \mu_0 e^{-\left[\frac{2(\nu - \nu_0)}{\Delta\nu_D} \sqrt{\ln 2} \right]^2}$$

Dabei bedeutet ν_0 die Frequenz der Linienmitte und

$$\Delta \nu_D = 2 \nu_0 \cdot \sqrt{\frac{2 k T}{M c^2} \ln 2}$$

die Dopplerbreite, wobei M die Masse des fraglichen Atomkerns ist. Für μ_0 lässt sich der folgende Ausdruck angeben¹⁾:

$$\mu_0 = \frac{2}{\Delta \nu_D} \cdot \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \cdot \frac{\lambda_0^2}{8 \pi} \cdot \frac{g_2}{g_1} \cdot \frac{N'}{\tau}$$

Hier bedeutet τ die mittlere Lebensdauer des angeregten Niveaus, g_2 sein statistisches Gewicht, g_1 das entsprechende des Grundzustandes. N' ist die Zahl der zur Resonanz geeigneten Kerne pro cm^3 . Ist N die Zahl aller Bleikerne im cm^3 , so ist $N' = N/2$. Die mittlere Lebensdauer hängt mit der Oszillatorenstärke f zusammen:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{8 \pi^2 e^2}{m c} \cdot \frac{g_1}{g_2} \cdot \frac{1}{\lambda_0^2} \cdot f$$

Es bedeutet e die Ladung und m die Masse des strahlenden Kernteilchens. Hierfür wird wie üblich das Proton angenommen. Für den Wirkungsquerschnitt in der Linienmitte ergibt sich dann pro Bleikern berechnet, falls $r_0 = e^2/mc^2 = 1,52 \cdot 10^{-16}$ cm gesetzt wird

$$\sigma_0 = \frac{\mu_0}{N} = \frac{1}{\Delta \nu_D} \cdot \sqrt{\pi \cdot \ln 2} \cdot r_0 \cdot c \cdot f$$

Mit $T = 300^\circ \text{K}$ und $\nu_0 = 6,38 \cdot 10^{20} \text{sec}^{-1}$ ist $\Delta \nu_D = 5,48 \cdot 10^{14} \text{sec}^{-1}$ und damit wird

$$\sigma_0 = 1,22 \cdot 10^{-20} \cdot f \text{ cm}^2$$

Dies ist der Wert für den maximalen Wirkungsquerschnitt in der Linienmitte, die Ränder der Linie besitzen einen geringeren Wert. Um einen mittleren Wert σ für die Wechselwirkung zu erhalten, ist dieser so zu definieren, dass er für eine Schicht l die gleiche Durchlässigkeit liefert, wie sie nach der Formel für die Linienabsorption²⁾ zu erwarten ist, d. h.,

$$D = 1 - \sigma \cdot l \cdot N = 1 - \frac{\sigma_0 \cdot l \cdot N}{\sqrt{1 + \left(\frac{\Delta_e}{\Delta_a}\right)^2}}$$

¹⁾ A. MITCHELL und M. ZEMANSKY, Resonance Radiation and excited atoms (Cambridge 1934).

²⁾ A. v. MALINOWSKI, Ann. d. Phys. **44**, 935, 1914; M. SCHEIN, Helv. Phys. Acta **2**, Suppl. 1, 1929.

wobei Δ_e und Δ_a die Breiten der Emissions- bzw. der Absorptionslinie bedeuten. Dabei ist $\sigma_0 \cdot l \cdot N \ll 1$ vorausgesetzt (Absorption in dünner Schicht).

Für den Fall, dass $\Delta_e = \Delta_a$ ist, wird

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{\sqrt{2}} = 8,63 \cdot 10^{-21} \cdot f \text{ cm}^2$$

MEITNER und HUPFELD haben in ihrer Versuchsanordnung, bei der sich Resonanzabsorption sicher nicht bemerkbar machen kann, pro Bleikern

$$\sigma' = 1,43 \cdot 10^{-23} \text{ cm}^2$$

gefunden. Bei $f = 10^{-4}$ würde somit der Resonanzquerschnitt noch 6% des normalen Wirkungsquerschnittes ausmachen, falls die Bedingung gleicher Linienbreiten erfüllt ist. Nimmt man dagegen eine Emissionslinie mit einer 20 mal grösseren Breite an, so reduziert sich der Resonanzquerschnitt zu

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{20} = 6,1 \cdot 10^{-22} f \cdot \text{cm}^2.$$

Es würde dann mit $f = 10^{-4}$ der Resonanzquerschnitt etwa 4% des normalen Wirkungsquerschnittes betragen.

Es soll nun die obere Grenze von f abgeschätzt werden. Dazu ist es notwendig zu wissen, wie sich die Stosszahl bei der Messung der Streustrahlung auf die verschiedenen Komponenten verteilt. Das Problem lässt sich leicht behandeln, wenn man von der Absorption der Streustrahlung im Streukörper absehen darf. Da es nur auf eine Abschätzung ankommt, soll im folgenden diese Annahme gemacht werden.

Tabelle 2.

| Komponente | Energie (MeV) | J | D | A | Z |
|----------------------------------|---------------|----------|-----------------------|--------------------------|-----------|
| Comptonstreuung . . | 0,44 | 5,7 | 0,45 | 0,17 | 0,44 |
| Vernichtungsstrahlung | 0,5 | 2,0 | 0,55 | 0,20 | 0,22 |
| Bremsstrahlung ¹⁾ . . | 1—2,38 | 0,27 | 2,4—6,5 Mittel 4,5 | 0,38—0,91 Mittel 0,64 | 0,78 |
| Resonanzstrahlung . | 2,62 | 490· f | 7,5 | 1 | 3700· f |

In der Tabelle 2 sind die in Frage kommenden Grössen zusammengestellt. J bedeutet die Intensität der Streustrahlung in willkürlichen Einheiten, die in Richtung des Zählrohres in einen

¹⁾ Unter Annahme isotroper Verteilung der Bremsstrahlung berechnet.

bestimmten Raumwinkel emittiert wird. Dabei sind bei der Bremsstrahlung nur die Quanten mit einer Mindestenergie von 1 MeV berücksichtigt. D ist die Durchlässigkeit des Filters in Prozenten und A die Ausbeute des Zählrohres, wieder in willkürlichen Einheiten ausgedrückt. Dabei ist angenommen, dass die Ausbeute proportional der Quantenenergie ist. In der letzten Kolonne bedeutet $Z = J \cdot D \cdot A$ die Stosszahl in willkürlichen Einheiten, die jede Komponente für sich im Zählrohr geben würde.

Die Tabelle zeigt, dass bei Annahme $f = 10^{-3}$ rund 72% aller Stösse der Resonanzstrahlung zuzuordnen wäre. Da die 2,62-MeV-Strahlung in Hg einen Absorptionskoeffizienten von $0,57 \text{ cm}^{-1}$ besitzt, müsste in diesem Fall der Absorptionskoeffizient für die Gesamtstrahlung unter $0,85 \text{ cm}^{-1}$ liegen. Gefunden wurden aber höhere Werte, was darauf hinweist, dass die weicheren Komponenten in der Streustrahlung relativ stärker vertreten sein müssen. Ferner wäre für die Resonanzstrahlung der Wirkungsquerschnitt in Blei um 60% erhöht, so dass das Verhältnis $\mu_{\text{Hg}}/\mu_{\text{Pb}}$ sehr deutlich unter dem normalen Wert liegen müsste. Dagegen wäre $f = 10^{-4}$ mit der gefundenen Absorption in Hg und dem festgestellten Verhältnis der Absorptionskoeffizienten verträglich. Obschon die Abschätzung nur sehr roh ist, kann man doch sagen, dass f sicherlich kleiner als 10^{-3} sein muss, doch kann die aus diesen Versuchen sich ergebende obere Grenze von f bei einigen 10^{-4} liegen.

Physik. Institut der Universität Zürich.
