Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 19 (1946)
Heft: V

Artikel: Die 93 keV--Linie des UX
Autor: Bradt, H. / Scherrer, P.
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-111707

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: 05.08.2025

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

Copyright 1946 by Schweizerische Physikalische Gesellschaft.
Société Suisse de Physique. — Società Fisica Svizzera.
Nachdruck verboten. — Tous droits réservés. — Printed in Switzerland.

Die 93 keV-γ-Linie des UX_1

von **H. Bradt** und **P. Scherrer.**

(20. VI. 1946.)

I. Einleitung.

Im β-Spektrum des UX_1 sind von MEITNER[1])[2]) Linien beobachtet worden, welche als L_I-, M_I- und N_I-Konversionslinien einer dem Übergang UX_1—UX_2 zugeordneten γ-Strahlung der Wellenlänge $\lambda = 0{,}134$ Å, d. h. der Quantenenergie $E_q = 92{,}5$ keV anzusehen sind. Die praktisch genaue Übereinstimmung der Wellenlänge dieser γ-Strahlung mit der Wellenlänge der K_α-Röntgenstrahlung des UX_2 (Protactiniumisotop) $\lambda_{K_{\alpha_2}} = 0{,}1346$ Å legte die Vermutung nahe, dass die beobachteten β-Linien in der Tat nichts anderes als Konversionslinien der durch den β-Zerfall des UX_1 angeregten K_{α_2}-Strahlung des Folgeprodukts UX_2 sind, d. h. dass die Elektronen dieser Linien bei der Auffüllung der ionisierten K-Schale durch einen strahlungslosen Übergang ausgesandt werden (MEITNER[2]), RUTHERFORD, CHADWICK und ELLIS[3])). Nach MEITNER[2]) wäre auch noch eine sehr schwache L_I-Konversionslinie einer γ-Strahlung der Wellenlänge $\lambda = 0{,}128$ Å vorhanden, welcher Wert praktisch gleich der Wellenlänge der Protactinium-K_{α_1}-Strahlung $\lambda_{K_{\alpha_1}} = 0{,}1288$ Å ist.

Die Deutung der UX_1-Elektronenlinien als Konversionslinien der K_{α_2}-Strahlung des Folgeprodukts scheint aber keinesfalls ohne weiteres annehmbar. Erstens ist nicht verständlich, was in diesem Falle die Ursache der verhältnismässig häufigen Ionisation der K-Schale beim Zerfall des UX_1 wäre; die absolute Intensität der β-Linien ist nach MEITNER[4]) von der Grössenordnung einiger Prozent, so dass die Wahrscheinlichkeit der Ionisation der K-Schale beim β-Zerfall des UX_1 sehr gross sein müsste. Zweitens wäre in diesem Falle sehr merkwürdig, dass die Konversionslinien der K_{α_2}-Strahlung intensiver wären als diejenigen der K_{α_1}-Strahlung.

Ein zweites Beispiel, wo ebenfalls trotz Fehlens einer intensiven Kern-γ-Strahlung Ionisierung der K-Schale beim radioaktiven Zerfall mit fast hundertprozentiger Wahrscheinlichkeit aufzutreten schien, war das *Radiothorium*, welches ebenso wie das UX_1 ein Thoriumisotop ist. MEITNER[4]) beobachtete im β-Spektrum des RdTh vier Linien, die als L_I- und M_I-Konversions-

linien zweier γ-Linien von 88,5 keV ($\lambda = 0{,}140$ Å) und 85,5 keV ($\lambda = 0{,}145$ Å) anzusehen sind. Diese MEITNERschen Energiewerte stimmen praktisch genau überein mit den Energien der K_{α_1}- und K_{α_2}-Röntgenstrahlung von 88,47 keV resp. 85,48 keV (FRILLEY[5])) des durch den α-Zerfall des Radiothorium entstehenden Radium-Isotops ThX. Sind die γ-Linien, deren Konversionslinien von MEITNER beobachtet wurden, mit den K_α-Röntgenlinien des ThX zu identifizieren, so müsste praktisch jeder α-Zerfall des RdTh zu einer Ionisierung der K-Schale des Folgeprodukts führen, was mit allen akzeptierten Vorstellungen kaum in Einklang zu bringen wäre.

In der Tat ist beim RdTh, wie Präzisionsmessungen der Energien der β-Linien von SURUGUE und TSIEN-SAN-TSIANG[6]) zeigen, die Übereinstimmung der Energien der γ-Linien des RdTh mit den Energien der K_α-Linien des Folgeprodukts nur zufällig und verschwindet bei genauerer Messung. Die von SURUGUE und TSIEN-SAN-TSIANG gemessenen genauen Werte für die Energien der beiden γ-Linien sind 86,8 keV und 83,3 keV, also eindeutig kleiner als die Quantenenergien der Ra-K_α-Linien. Die von MEITNER beobachteten β-Linien des RdTh sind also die normalen Konversionslinien einer Kern-γ-Strahlung. Zu diesem Ergebnis führten auch Messungen der Feinstruktur der RdTh-α-Strahlen von ROSENBLUM und CHAMIÉ[7]). Diese Autoren bestimmten durch magnetische Ablenkung die Geschwindigkeit der RdTh-α-Strahlen und beobachteten zwei Gruppen der Energien $E_0 = 5{,}517$ MeV und $E_1 = 5{,}431$ MeV. Die Energiedifferenz dieser Gruppen von 86 keV ist also gleich der Energie, die sich aus den Energien der β-Linien für die γ-Strahlung ergibt, wie dies der Fall sein muss, wenn es sich um eine Kern-γ-Strahlung handelt. Wären die β-Linien Konversionslinien der K_α-Strahlung des ThX, so hätte die Energiedifferenz der α-Gruppen gleich der Ionisierungsenergie der K-Schale des ThX-Atoms 103,2 keV sein müssen.

Um den analogen Fall des UX_1 näher zu untersuchen, haben wir das β-Spektrum des UX_1 mit dem magnetischen Spektrographen ausgemessen und die absolute Intensität der Konversionslinien bestimmt. Durch Intensitätsmessungen der verschiedenen Komponenten der UX-γ-Strahlung konnte auch die Konversionswahrscheinlichkeit der 93 keV-γ-Strahlung des UX_1 bestimmt werden.

Der Wert der Quantenenergie, den wir aus unserem $H\varrho$-Wert der L_I-Konversionslinie berechnen

$$E_q = (93{,}0 \pm 0{,}5)\ \text{keV}$$

ist nur sehr wenig grösser als der möglicherweise genauere Wert von MEITNER, $E_q = 92{,}5$ keV, und der Unterschied gegenüber der Quantenenergie der Pa-K_{α_2}-Strahlung liegt durchaus innerhalb der Messgenauigkeit. Auf Grund der im Folgenden dargestellten Ergebnisse ist jedoch als wahrscheinlich anzunehmen, dass beim UX_1, wie beim RdTh, die beobachteten β-Linien die Konversionslinien einer normalen Kern-γ-Strahlung sind, deren Quantenenergie nur zufällig der Quantenenergie der K-Strahlung des Folgeprodukts sehr nahe benachbart ist.

II. Das β-Spektrum des UX_1.

Das β-Spektrum des UX_1 wurde mit dem magnetischen Halbkreisspektrographen ausgemessen. Das UX, welches zuerst mit Cerium als Träger vom Uran getrennt worden war, wurde mit 0,3 mg Thorium als Trägersubstanz vom Cer abgetrennt (Fällung als Peroxyd mit H_2O_2 aus neutraler Lösung) und auf einem schmalen Streifen Filterpapier niedergeschlagen, der die Quelle darstellte. Zur Registrierung der Elektronen diente ein mit einer 0,8 μ Zaponlackfolie abgeschlossenes Zählrohr. Fig. 1 zeigt den weichen Teil des Impulsspektrums der UX-Elektronen. Unterhalb 30 keV, wo die Korrektur bezüglich Absorption in der Zählrohr-Abschlussfolie (LENARD, Handbuch der Physik XXII_2, S. 41) gross wird, ist der Verlauf des gemessenen Spektrums nicht mehr eingezeichnet. Um die Intensität der starken L-, M- und N-Konversionslinien der 93 keV-Strahlung zu ermitteln, sollte die zum UX_1-Spektrum gehörige Fläche des Diagramms bestimmt werden können, was infolge der Unsicherheit der Extrapolation der Energieverteilung unterhalb 30 keV nicht genau möglich ist. Diese Unsicherheit ist aber nicht von Belang, da die zum energiereichen UX_2-Spektrum gehörige Fläche sehr genau bestimmt werden kann. Es wurde verifiziert, dass in der Tat innerhalb der durch die Unsicherheit der Extrapolation des weichen UX_1-Spektrums gegen den Nullpunkt bedingten Fehlergrenze beide Flächen gleich gross sind, wie es sein muss, da UX_2 das Folgeprodukt des UX_1 ist. Das UX_2-Spektrum im Energiebereich unterhalb 200 keV, wo es vom UX_1-Spektrum überdeckt ist, wurde nach der FERMIschen Formel auf Null extrapoliert.

Als *obere Grenze des UX_1-β-Spektrums* ergibt sich aus einem FERMI-Diagramm dieses Spektrums der Wert

$$\underline{E_{\max}^{UX_1} = (0{,}205 \pm 0{,}010)\ \text{MeV}}.$$

Von MARSHALL[8]) ist auf Grund von Wilsonkammermessungen für die obere Grenze des UX_1-β-Spektrums der Wert $(0{,}265 \pm 0{,}03)$ MeV bestimmt worden.

Für die *Intensitäten der* L_I- und der nicht mehr ganz aufgelösten M- und N-*Konversionslinien* ergeben sich nach Fig. 1,

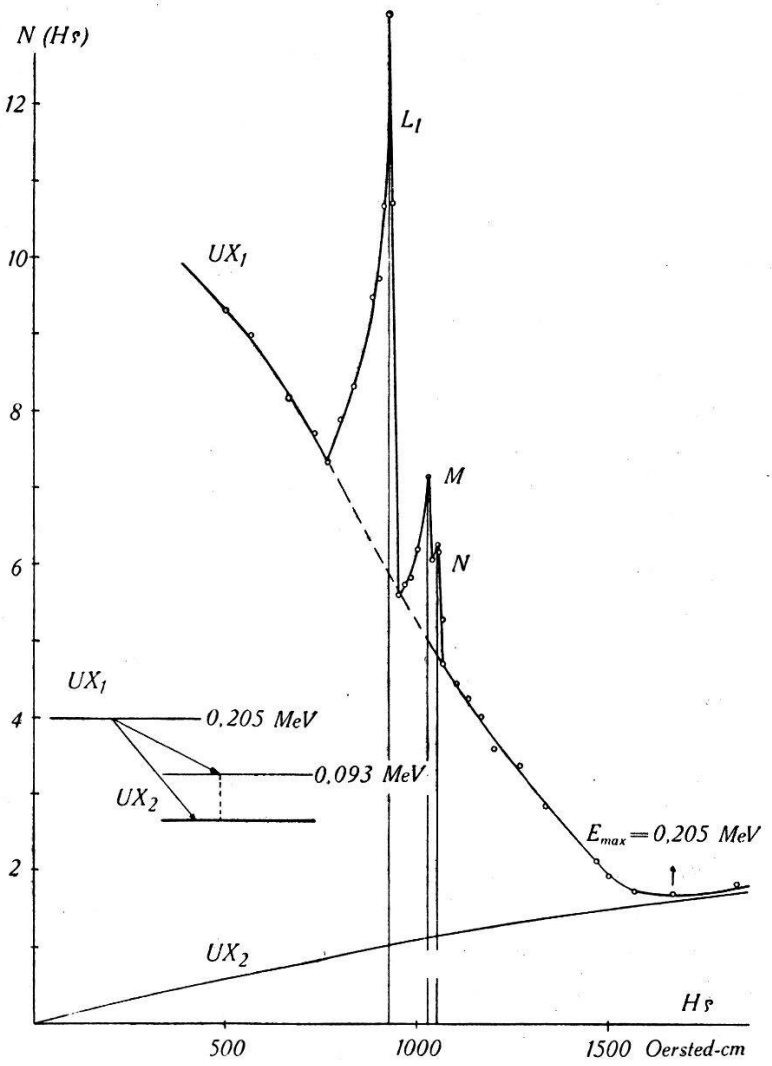

Fig. 1.
UX_1-β-Spektrum
mit den Konversionslinien der 93 keV-γ-Strahlung

wenn die zum kontinuierlichen UX_1-Spektrum gehörige Fläche des Diagramms durch die zum kontinuierlichen UX_2-Spektrum gehörige Fläche ersetzt wird, die Werte

$$N_L = 0{,}051 \; L_I\text{-Elektronen/Zerfall}$$

$$N_{(M+N)} = 0{,}010 \; (M+N)\text{-Elektronen/Zerfall.}$$

III. Intensität der vom UX emittierten Pa-L-Röntgenstrahlung.

Die Konversion der 93 keV-γ-Linie des UX_1 in der L-Schale muss zur Emission der Pa-L-Röntgenstrahlung Anlass geben. In der Tat ist diese L-Strahlung nach der 93 keV-γ-Strahlung die intensivste Quantenstrahlung des UX.

Fig. 2 zeigt die logarithmischen Absorptionskurven der Pa-L-Strahlung des UX in Selen und Platin. UX-Präparat und Zählrohr befinden sich an den entgegengesetzten Enden der Polschuhe

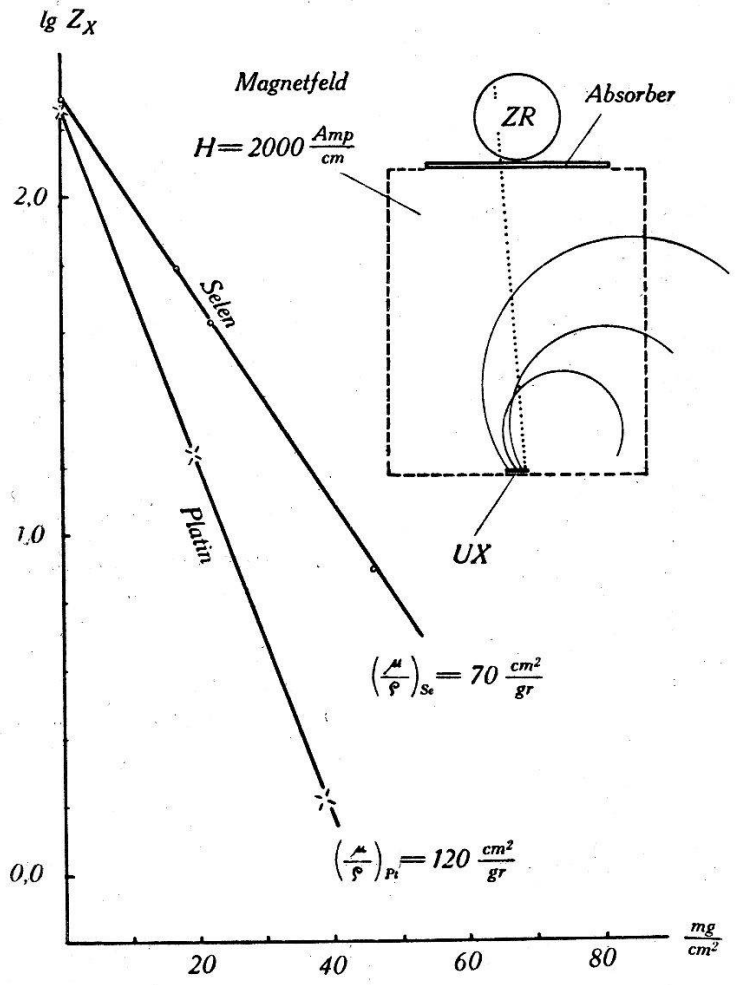

Fig. 2.

Absorption der vom UX emittierten Pa-L-Röntgenstrahlung in Selen und Platin.

eines Elektromagneten, in dessen Feld die Zerfallselektronen abgelenkt und so verhindert werden, ins Zählrohr zu gelangen. Die in Fig. 2 als Ordinate aufgetragene Stosszahl ist die gemessene Stosszahl nach Abzug des Untergrunds der γ-Strahlung. In einem dünnwandigen Aluminiumzählrohr, gefüllt mit 100 mm

Hg Argon plus 10 mm Hg Alkohol, ist die durch die Pa-L-Strahlung bewirkte Stosszahl zum Beispiel 3,2-mal grösser als die Stosszahl, die von allen härteren Komponenten der γ-Strahlung zusammen bewirkt wird.

Dass die weiche Quantenstrahlung des UX die L-Röntgenstrahlung des UX_2 ist, zeigen Absorptionsmessungen mit verschiedenen kritischen Absorbern. Die starke Absorption in Selen ($\mu/\varrho = 70$ cm²/g) zeigt, dass die Wellenlänge der Strahlung kürzer ist als die K-Kante des Selens bei 0,9777 Å, und die Werte der Absorptionskoeffizienten entsprechen, bei Berücksichtigung der nicht-idealen Geometrie, einer effektiven Wellenlänge, die zwischen

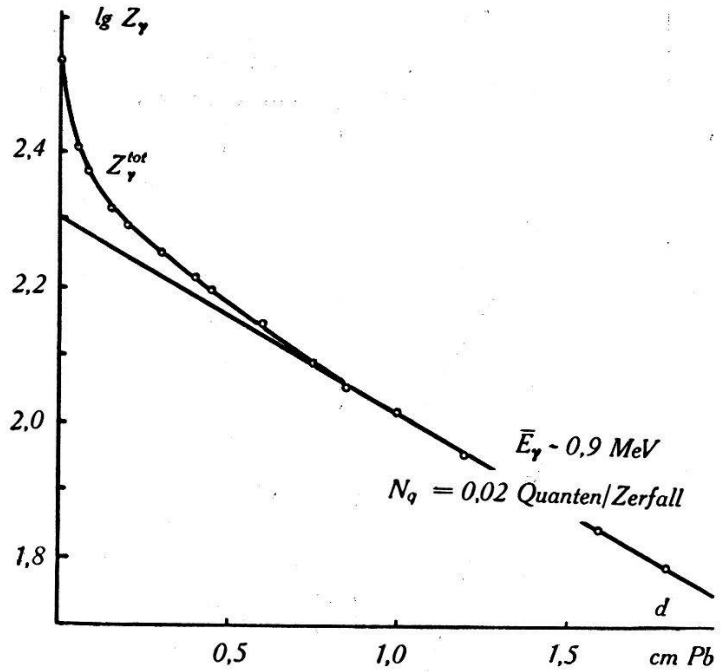

Fig. 3.

Absorption der UX-γ-Strahlung in Blei.

Unzerlegte Absorptionskurve. (Zählrohr mit 0,5 mm Bleikathode).

derjenigen der Pa-L_α-Strahlung (0,93—0,94 Å) und derjenigen der Pa-L_β-Strahlung (0,74—0,77 Å) liegt. Bei Verwendung eines Zählrohrs mit sehr dünnem Glimmerfenster konnte auch noch die M-Strahlung des Pa ($\mu/\varrho = 350$ cm²/g Al) nachgewiesen werden.

Die *absolute Intensität der Pa-L-Strahlung* kann z. B. durch Vergleich mit der Intensität der γ-Strahlung bestimmt werden. Von der mit einem Al-Zählrohr gemessenen Gesamtintensität der γ-Strahlung entfällt fast genau die Hälfte auf die harte Komponente, deren Intensität etwa $N_q = 2 \cdot 10^{-2}$ Quanten/Zerfall beträgt

(siehe IV_4). Die Intensität der L-Strahlung ergibt sich somit zu

$$N_L = N_q \cdot 2 \cdot 3{,}2 \cdot \varepsilon_q / \varepsilon_L = 0{,}06 \text{ L-Quanten/Zerfall.}$$

$\varepsilon_q = 5{,}5 \cdot 10^{-3}$: Sensibilität des Al-Zählrohrs für die harte Komponente der UX-γ-Strahlung.

$\varepsilon_L = 1{,}2 \cdot 10^{-2}$: mittlere Sensibilität des Zählrohrs für die Linien der Pa-L-Strahlung, berechnet aus der Absorption dieser Strahlung im Füllgas (100 mm Hg Argon + 10 mm Hg Alkohol) des Zählrohrs.

Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit dem für die absolute Intensität der L-Konversionslinie bestimmten Wert. Die direkte Messung der absoluten Intensität der L-Strahlung mit Hilfe eines geeichten UX-Präparats führte zu einem etwas grösseren Intensitätswert von 0,1 L-Quanten/Zerfall.

IV. Die γ-Strahlung des UX.

Die UX-γ-Strahlung ist offenbar verhältnismässig komplex. Fig. 3 zeigt die unzerlegte Absorptionskurve der γ-Strahlung bis zu Filterdicken von 1,8 cm Pb. Das verwendete UX-Präparat ist auf einem Stück Filterpapier niedergeschlagen, das von genügend dickem Karton umgeben ist, um alle Elektronen zu absorbieren; die äussere Bremsstrahlung kann also vernachlässigt werden. Das Zählrohr, das für die weichen Komponenten möglichst empfindlich sein soll, besitzt eine Bleikathode von 0,5 mm Dicke. Die Absorptionskurve wurde bis zu einer Filterdicke von 3 cm gemessen; hinter 1 cm Blei ist der Abfall praktisch exponentiell, mit einem Absorptionskoeffizienten, welcher, unter Berücksichtigung der nicht-idealen Geometrie (Vergleich mit der Absorptionskurve der Zn^{65}-γ-Strahlung) einer Quantenenergie von ca. 0,9—1,0 MeV entspricht.

Fig. 4 zeigt die Absorptionskurve der weicheren Komponenten, welche sich aus der Absorptionskurve der Fig. 3 nach Subtraktion des Anteils der harten 0,9 MeV-Komponente ergibt. Diese Absorptionskurve kann in zwei Komponenten mit den Absorptionskoeffizienten 2,5 cm^{-1} und 19 cm^{-1} zerlegt werden, entsprechend Quantenenergien von 400 keV und 180 keV. Um auch noch die weichste γ-Strahlung, deren Intensität durch die 0,5 mm Pb-Kathode schon zu stark herabgesetzt wird, zu erfassen, wird ein inwendig vergoldetes 0,1 mm Messingzählrohr (Au-Niederschlag von 20 mg/cm^2) zur Registrierung der γ-Strahlung verwendet. Die mit diesem Zählrohr aufgenommene Absorptionskurve der weichsten Komponenten der UX-γ-Strahlung zeigt Fig. 5: Die in

logarithmischem Masstab als Ordinate aufgetragene Stosszahl Z_γ ist die registrierte Stosszahl nach Subtraktion des Beitrages der harten 0,9 MeV-Komponente (10,2% der totalen Stosszahl für Absorberdicke Null) und des Beitrags der 400 keV-Komponente (1,3% der gesamten Stosszahl). Die Absorptionskurve der Fig. 5 zeigt deutlich das Vorhandensein zweier Komponenten an. Die

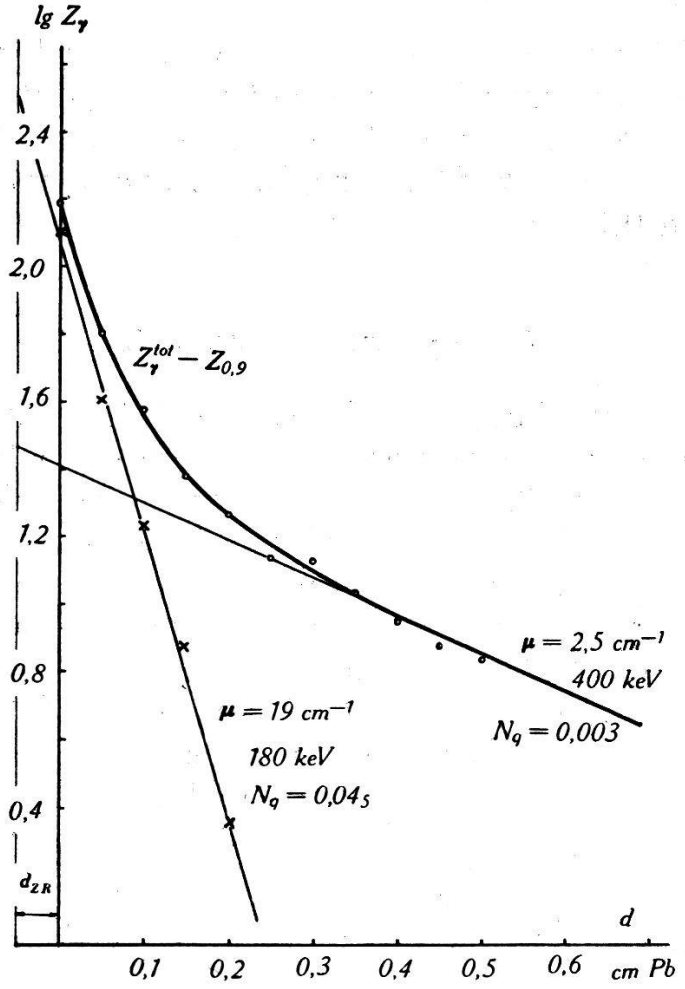

Fig. 4.

Absorption der UX-γ-Strahlung in Blei.

Absorptionskurve nach Abzug der harten 0,9 MeV-Komponente.
(Zählrohr mit 0,5 mm Bleikathode)

härtere davon ist die 180 keV-Komponente; der Absorptionskoeffizient der weicheren Komponente ist praktisch genau gleich demjenigen der 93,5 keV-Strahlung des 44,3 sec-Ag*[107,109] (Bradt, Gugelot, Huber, Medicus, Preiswerk und Scherrer[9])), für welche die Absorptionskurve in der gleichen geometrischen Anordnung von Quelle und Absorber gemessen wurde. Diese weichste Komponente ist also die *93 keV-γ-Strahlung des* UX_1.

Durch vergleichende Absorptionsmessungen mit Wolfram-, Blei- und Wismutabsorbern wurde verifiziert, dass die weichsten Komponenten der UX-γ-Strahlung in der Tat energiereicher als die K-Kante des Wismuts bei 90,6 keV sind.

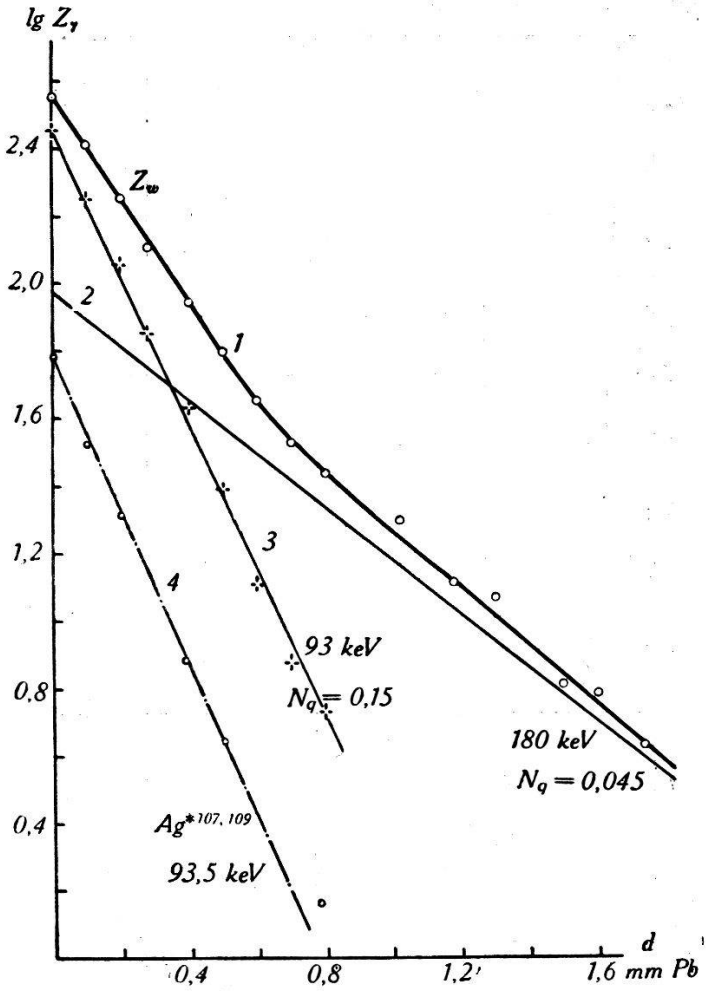

Fig. 5.
Absorption der UX-γ-Strahlung in Blei.
(Zählrohr mit 20 mg/cm² Goldkathode)

1) Absorptionskurve nach Abzug der harten 0,9 MeV-Komponente (10,2%) und der 0,4 MeV-Komponente (1,3%). $Z_w = Z^{tot} - Z_{0,9} - Z_{0,4}$.
2) Absorptionskurve der 180 keV-Komponente (21%).
3) Restintensität nach Abzug der härteren Komponenten: Absorptionskurve der 93 keV-Strahlung des UX_1 (67,5%).
4) Vergleichskurve: Absorption der 93,5 keV-Strahlung des 44,3 sec $Ag^{*107,109}$.

Die in Klammern angegebenen Prozentzahlen geben die relative Intensität der einzelnen Komponenten der Absorptionskurve, bezogen auf $Z^{tot}(0) = 100\%$, für Absorberdicke Null an.

Wir geben im Folgenden Intensität und Zuordnung der verschiedenen Komponenten der UX-γ-Strahlung an. Dabei ist zu beachten, dass die γ-Linien auf dem kontinuierlichen Untergrund

der inneren Bremsstrahlung (Fig. 6; vgl. auch Bradt, Heine und Scherrer[10])) erscheinen, deren Intensität, insbesondere für die kleinen Energien, gegenüber der Intensität der Kern-γ-Strahlung nicht zu vernachlässigen ist.

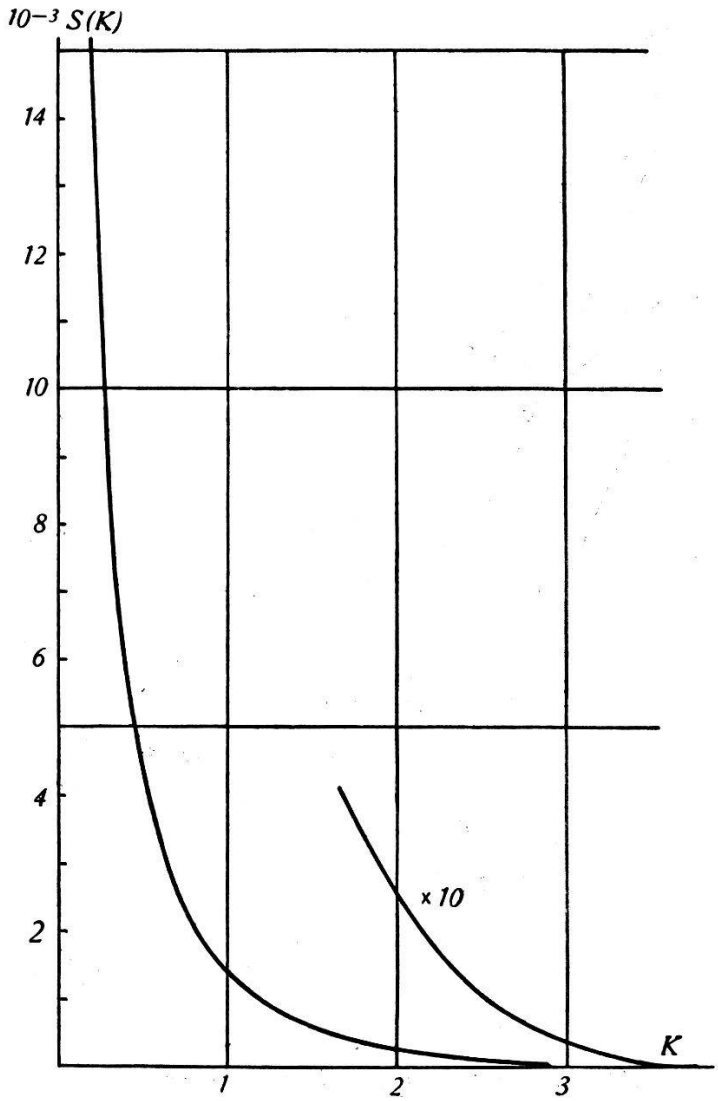

Fig. 6.
Spektrum der inneren Bremsstrahlung des UX_2
nach Knipp und Uhlenbeck.

$k = \frac{h\nu}{mc^2}$ $S(k)\,dk$ = Zahl der Quanten im Intervall $k \ldots k+dk$ pro Zerfall.

1) *Bestimmung der absoluten Intensität der 93 keV-γ-Strahlung des UX_1.*

Um durch eine Zählrohr-Intensitätsmessung die Anzahl der pro Zerfall vom UX_1 ausgesandten 93 keV-Quanten zu bestimmen, müssen wir sowohl die *Zählrohrsensibilität* als auch die *Anzahl der pro sec zerfallenden UX_1-Atome im verwendeten Präparat kennen.* Die Sensibilität des Goldzählrohrs für γ-Strahlung einer Quanten-

energie von 93 keV beträgt nach BRADT, GUGELOT, HUBER, MEDICUS, PREISWERK und SCHERRER[11]) $\varepsilon_{0,093} = 1{,}2 \cdot 10^{-2}$. Das UX_1-Präparat wurde durch Auflösen von 100 g reinstem $UO_2(NO_3)_2 + 6H_2O$ in Äther, Ausschütteln mit Wasser und Ausfällung des UX mit einigen mg Cer als Trägersubstanz hergestellt. Alle Verluste wurden durch sorgfältige Kontrolle jeder Operation durch Aktivitätsmessungen genau bestimmt. 100 g Uranylnitrat enthalten 47,4 g Uran, in dem pro sec $5{,}6 \cdot 10^5$ Atome jedes im radioaktiven Gleichgewicht vorhandenen Folgeprodukts zerfallen. Zur Zeit der Messung betrug die Intensität des Präparats $N = 3{,}52 \cdot 10^5$ Zerfallsprozesse pro sec. Ist n die gesuchte Zahl der pro Zerfall des UX_1 ausgesandten Quanten der 93 keV-γ-Linie, so berechnet sich aus dem nützlichen Raumwinkel ($\Omega/4\pi = 0{,}185$), der Absorption der γ-Strahlung in der Zählrohrwand und dem eingeschalteten 4 mm-Aluminiumfilter (die Elektronen wurden in Karton absorbiert) die Zahl der das Innere des Zählrohrs durchsetzenden 93 keV-Quanten zu $4{,}5_2 \cdot 10^4 \cdot n$ Quanten/sec. Registriert wurden mit einem 32-fach Untersetzer 116 Zählrohrimpulse/sec, wovon nach Fig. 5 67,5% der 93 keV-Linie zuzuordnen sind. Die absolute Intensität der Linie ergibt sich somit zu

$$n_{0,093} = \frac{0{,}675 \cdot 116}{1{,}2 \cdot 10^{-2} \cdot 4{,}5_2 \cdot 10^4} = 0{,}15 \text{ Quanten/Zerfall } UX_1.$$

Die Unsicherheit dieses Werts dürfte alles in allem etwa 15% betragen. Die Intensität der übrigen Komponenten werden wir, unter Berücksichtigung der Variation der Zählrohrsensibilität mit der Quantenenergie, an diesen Wert anschliessen.

2) *Die 180 keV-Komponente der Absorptionskurve der UX-γ-Strahlung.*

Die Intensität dieser Komponente berechnet sich auf Grund von Fig. 5 durch Vergleich mit der 93 keV-Komponente zu $n_{0,180} = 0{,}04_5$ Quanten/Zerfall. Die Zuordnung dieser Komponente der $(UX_1 + UX_2)$-γ-Strahlung wurde von uns nicht untersucht; nach HAHN und MEITNER[12]) ist sie dem UX_1 zuzuordnen.

3) *Die 400 keV-Komponente.*

Die Intensität dieser Komponente ergibt sich zu $n_{0,40} = 3 \cdot 10^{-3}$ Quanten/Zerfall. Diese sehr schwache Komponente ist etwa zu gleichen Teilen der inneren Bremsstrahlung des UX_2 und der beim Übergang des isomeren UX_2 in den Grundzustand UZ des Pa^{234} emittierten 0,394 MeV-γ-Strahlung zuzuordnen (vgl. BRADT und SCHERRER[13])).

4) *Die harte UX-γ-Strahlung.*

Der Absorptionskoeffizient der harten UX-γ-Strahlung ist von STAHEL und COUMOU[14]) zu $\mu_{Pb} = 0{,}83\ cm^{-1}$ bestimmt worden, welcher Wert nach GENTNER[15]) einer Quantenenergie von 0,9 MeV entspricht. Um diese harte Komponente der UX-γ-Strahlung noch weiter zu analysieren, haben wir nach der Methode von

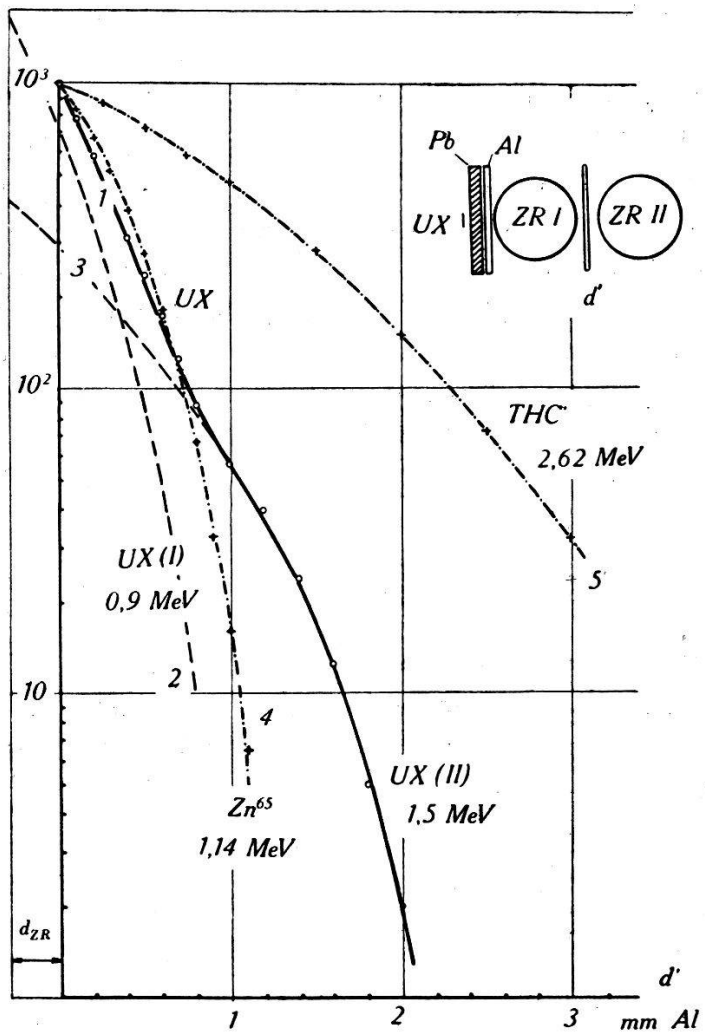

Fig. 7.

Absorptionskurve der Sekundärelektronen der UX_2-γ-Strahlung.

1) Absorptionskurve der Sekundärelektronen der UX-γ-Strahlung. (Der Untergrund von 0,3% der Anfangsintensität für $d' = 0$ ist subtrahiert.)
2) Komponente I: Quantenenergie: 0,8—0,9 MeV
   Intensität: 0,02 Quanten/Zerfall.
3) Komponente II: Quantenenergie: 1,5 MeV
   Intensität: 0,002 Quanten/Zerfall.
4) Vergleichskurve zur Eichung: Sekundärelektronen der 1,14 MeV-γ-Strahlung des Zn^{65}.
5) „ „ „ Sekundärelektronen der 2,62 MeV-γ-Strahlung des ThC''.

Bothe mit einem Koinzidenzzählrohrpaar (Wandstärke der Zählrohre 0,12 mm Aluminium) die Absorption der aus einer Al-Platte ausgelösten Sekundärelektronen gemessen (Fig. 7). Die Sekundärelektronen der weicheren Komponenten geben zu der Absorptionskurve der Fig. 7 keinen Beitrag, da sie nicht energiereich genug

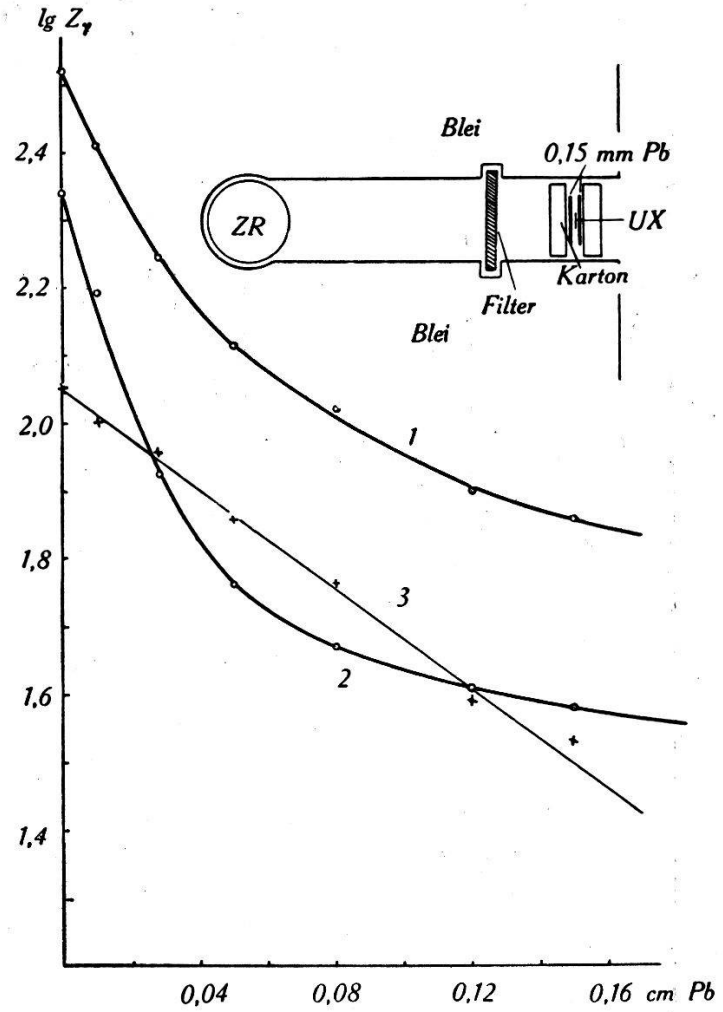

Fig. 8.

In Blei erregte Bremsstrahlung der UX-Elektronen.

1) UX-Quelle beidseitig mit 0,15 mm Pb-Folien bedeckt
2) UX-Quelle nur von Karton bedeckt
3) Differenzkurve: Absorptionskurve der in 0,15 mm Pb erregten Bremsstrahlung. (Zählrohr mit 40 mg/cm² Au-Kathode.)

sind, um die Zählrohrwände zu durchdringen. Fig. 7 zeigt deutlich, dass auch noch die harte UX-γ-Strahlung komplex ist. Die Reichweite der Sekundärelektronen beträgt $R = (2{,}4 \pm 0{,}1)$ mm Al, entsprechend einer Quantenenergie der härtesten γ-Komponente von $(1{,}50 \pm 0{,}05)$ MeV. Nach Bleuler und Zünti[16]) kann die logarithmische Absorptionskurve der Fig. 7 in zwei Komponenten von

$E_1 = (0{,}8-0{,}9)$ MeV und $E_2 = 1{,}5$ MeV zerlegt werden, wobei sich die Intensitäten dieser Komponenten verhalten wie

$$N_{0,9} : N_{1,5} = 9{,}_3 : 1 .$$

Vergleich mit der Intensität der 93 keV-Linie ergibt für die Intensität der (0,8—0,9) MeV-Komponente den Wert $N_{0,9} = 2 \cdot 10^{-2}$ Quanten/Zerfall, somit $N_{1,5} = 2 \cdot 10^{-3}$ Quanten/Zerfall. Abgesehen

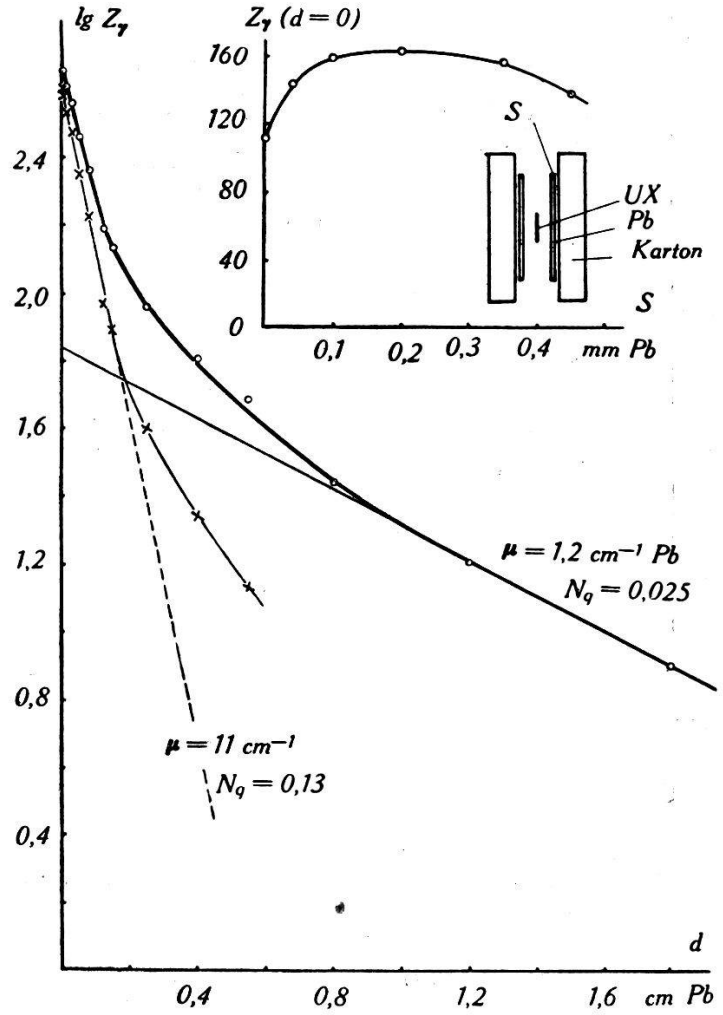

Fig. 9.

Absorptionskurve der in einer 0,15 mm Bleifolie erregten Bremsstrahlung der UX-Elektronen.

(Zählrohr mit 40 mg/cm² Goldkathode)

Rechts oben: Variation der ohne sonstige Absorber registrierten γ-Intensität mit der Dicke s der das UX-Präparat bedeckenden Bleifolie.

von dem hier verhältnismässig geringen Beitrag der inneren Bremsstrahlung handelt es sich bei den beiden harten Komponenten um Kern-γ-Linien des UX_2.

5) Die in Blei erregte Bremsstrahlung der UX_2-Elektronen.

Bei den bisherigen Intensitätsmessungen waren die Zerfallselektronen des UX stets in Karton absorbiert worden; die relative Intensität der äusseren Bremsstrahlung war somit vernachlässigbar klein. Werden die UX-Elektronen in einem schweren Material (Blei) absorbiert, so ist, wie Fig. 8 zeigt, die Intensität der äusseren Bremsstrahlung von der gleichen Grössenordnung wie die Intensität der UX-Kern-γ-Strahlung. Fig. 9 zeigt die Absorptionskurve der in einer 0,15 mm Bleifolie erzeugten Bremsstrahlung. Um ihre Intensität abzuschätzen, können wir sie nach exponentiellen Komponenten analysieren. Dem härteren Teil des Spektrums der in Blei erregten Bremsstrahlung entspricht ein Absorptionskoeffizient von ca. 1,2 cm^{-1} Pb, entsprechend einer effektiven Quantenenergie von etwa 700 keV (vgl. STAHEL und KIPFER[17])). Die Intensität dieser harten Komponente beträgt $2{,}5 \cdot 10^{-2}$ Quanten/Zerfall. Dem weicheren Teil des kontinuierlichen Spektrums der in Blei erregten Bremsstrahlung entspricht ein Absorptionskoeffizient von ca. 11 cm^{-1}, entsprechend einer effektiven Quantenenergie von etwa 230 keV. Die Intensität dieser intensiven weichsten Komponente der Absorptionskurve der äusseren Bremsstrahlung beträgt 0,13 Quanten/Zerfall.

Die spektrale Energieverteilung der *inneren Bremsstrahlung* ist der spektralen Energieverteilung der in Pb erregten Bremsstrahlung ähnlich. Die Analyse der Absorptionskurve der in Pb erregten Bremsstrahlung (Fig. 9) lässt also den Schluss zu, dass der Beitrag der inneren Bremsstrahlung zur Intensität der 93 keV-Komponente der Absorptionskurve der UX-γ-Strahlung sicher gering ist. In der Tat ist die berechnete Intensität des weichsten Teils des Spektrums der inneren UX-Bremsstrahlung klein gegenüber der gemessenen Intensität der 93 keV-Komponente.

V. Der Konversionskoeffizient der 93 keV-γ-Linie des UX_1.

Mit den bekannten Intensitäten der Konversionslinien und der unkonvertierten 93 keV-γ-Strahlung können wir nunmehr den Konversionskoeffizienten N^e/N^q der 93 keV-Strahlung angeben. Er beträgt für die L_I-Schale

$$(N^e/N^q)_{L_I} = 0{,}34\,,$$

für die M_I- und N_I-Schale zusammen

$$(N^e/N^q)_{M+N} = 0{,}07\,.$$

Der experimentelle Wert des Konversionskoeffizienten für die L_I-Schale $(N^e/N^q)_{L_I}$ ist innerhalb der Messgenauigkeit gleich dem theoretischen Wert für 93 keV-Quadrupolstrahlung (FISK[18])).

Die Anregungswahrscheinlichkeit des 93 keV-Niveaus des UX_2-Kerns ergibt sich aus den Intensitäten der Konversionslinien und der unkonvertierten Strahlung zu $p = 20\%$.

Literatur.

1) L. MEITNER, Zeitschr. für Physik **17**, 54 (1923).
2) L. MEITNER, Handbuch der Physik XX_1, Berlin 1933.
3) E. RUTHERFORD, J. CHADWICK und C. D. ELLIS, Radiations from Radioactive Substances, Cambridge 1930.
4) L. MEITNER, Zeitschr. für Physik **52**, 637 (1928).
5) M. FRILLEY, Comptes Rendus **206**, 1013 (1938).
6) J. SURUGUE und TSIEN-SAN-TSIANG, Comptes Rendus **213**, 172 (1941).
7) S. ROSENBLUM und C. CHAMIÉ, Comptes Rendus **196**, 1663 (1933).
8) J. S. MARSHALL, Proc. Roy. Soc. **173**, 391 (1939).
9) H. BRADT, P. C. GUGELOT, O. HUBER, H. MEDICUS, P. PREISWERK und P. SCHERRER, Helv. Phys. Acta **18**, 256 (1945).
10) H. BRADT, H. G. HEINE und P. SCHERRER, Helv. Phys. Acta **16**, 455 (1943).
11) H. BRADT, P. C. GUGELOT, O. HUBER, H. MEDICUS, P. PREISWERK und P. SCHERRER, Helv. Phys. Acta **19**, 77 (1946).
12) O. HAHN und L. MEITNER, Zeitschr. für Physik **17**, 157 (1923).
13) H. BRADT und P. SCHERRER, Helv. Phys. Acta **18**, 405 (1945).
14) E. STAHEL und D. J. COUMOU, Physica **2**, 707 (1935).
15) W. GENTNER, Journ. de phys. **6**, 274 (1935).
16) E. BLEULER und W. ZÜNTI, Helv. Phys. Acta **19**, 375 (1946).
17) E. STAHEL und P. KIPFER, Helv. Phys. Acta **9**, 492 (1936).
18) J. B. FISK, Proc. Roy. Soc. **143**, 674 (1933).