

# Die Konversionslinien im -Spektrum des UX

Autor(en): **Bradt, H. / Heine, H.-G. / Scherrer, P.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

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

Heft V

PDF erstellt am: **10.08.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-111413>

## **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.

# Die Konversionslinien im $\beta$ -Spektrum des UX

von H. Bradt, H.-G. Heine und P. Scherrer

(25. VIII. 1943.)

## I. Einleitung.

Ein UX-Präparat —  $UX_1$ ,  $UX_2$  und das mit  $UX_2$  isomere  $UZ$  im radioaktiven Gleichgewicht — emittiert bekanntlich, ähnlich wie eine RaE-Quelle, eine im Vergleich zu anderen radioaktiven Substanzen nur äusserst schwache  $\gamma$ -Strahlung<sup>1)</sup>. Die Messungen von STAHEL und GUILLISSEN<sup>2)</sup> zeigen, dass es sich bei der  $\gamma$ -Strahlung des RaE um reine „Bremsstrahlung“ handelt; die  $\gamma$ -Strahlung des UX enthält jedoch überdies härtere monochromatische Komponenten einer eigentlichen Kern- $\gamma$ -Strahlung, deren Konversionslinien zuerst von MEITNER<sup>3)</sup> im magnetischen Spektrographen nachgewiesen und dem  $UX_2$  zugeordnet worden sind. Es werden von ihr fünf benachbarte, sehr schwache Linien angegeben, die sich auf der Photoplatte von dem durch das kontinuierliche  $\beta$ -Spektrum erzeugten Untergrund nur wenig abheben sollen. Die Intensitäten sind nur visuell geschätzt worden. MARSHALL<sup>4)</sup>, welcher das kontinuierliche  $\beta$ -Spektrum des  $UX_2$  mit einer Ionisationskammer als Nachweisinstrument ausgemessen hat, findet bei 686 keV eine  $\beta$ -Linie der absoluten Intensität  $(3,2 - 4,0) \cdot 10^{-3}$  Konversionselektronen pro Zerfall; eine zweite, ungefähr fünfmal schwächere Linie bei 765 keV scheint angedeutet. Diese Linien liegen in der Umgebung des Maximums des kontinuierlichen  $UX_2$ - $\beta$ -Spektrums; MARSHALL ist geneigt, sie mit den beiden intensiveren der von MEITNER angegebenen Linien zu identifizieren, obwohl die  $(H\rho)$ -Werte der letzteren um 5% grösser sind.

Bedenkt man, dass, nach dem Ergebnis der Messungen der absoluten Intensität der  $\gamma$ -Strahlung des UX von STAHEL und COUMOU<sup>5)</sup>, nur wenig mehr als ein Quant auf 100 Zerfallsprozesse ausgesandt wird, so erscheint die Intensität der von MARSHALL

<sup>1)</sup> Zuerst genauer untersucht von HAHN und MEITNER, Ztschr. f. Physik **17**, 157, 1923.

<sup>2)</sup> STAHEL und GUILLISSEN, Journ. de physique **1**, 12, 1940.

<sup>3)</sup> L. MEITNER, Handbuch der Physik, Bd. XXII/1, S. 135, 1933.

<sup>4)</sup> MARSHALL, Proc. Roy. Soc. **173**, 391, 1939.

<sup>5)</sup> STAHEL und COUMOU, Physica **2**, 707, 1935.

ausgemessenen  $\beta$ -Linie erstaunlich gross. MARSHALL berechnet für sie einen  $K$ -Konversionskoeffizienten von 0,07, indem er für die absolute Intensität der entsprechenden  $\gamma$ -Strahlung auf Grund unpublizierter Messungen von J. A. GRAY den Wert  $5 \cdot 10^{-2}$  Quanten pro Zerfall annimmt. Nach STAHEL und COUMOU ist aber der fast viermal kleinere Wert von  $1,4 \cdot 10^{-2}$  Quanten pro Zerfall einzusetzen<sup>1)</sup>, womit sich ein  $K$ -Konversionskoeffizient von der für 800 keV-Strahlung enormen Grössenordnung von 0,2 ergibt.

Wir haben im  $\beta$ -Spektrographen das  $UX_2$ - $\beta$ -Spektrum, insbesondere im Energiebereich 650–850 keV, mit Koinzidenz-Zählrohren genau vermessen, um die MARSHALL'sche Linie in ihre Komponenten auflösen zu können und um den Konversionskoeffizienten neu zu bestimmen.

## II. Beschreibung der Apparatur.

### 1. Der Spektrograph.

Die wesentlichsten Teile des Spektrographen<sup>2)</sup>, der nach der DANYSZ'schen Halbkreismethode arbeitet, sind aus Fig. 1 ersichtlich. Bei seiner Dimensionierung mussten wir uns nach einem Elektromagneten richten, der Polflächen von  $20 \times 27 \text{ cm}^2$  und einen Luftspalt von 4,5 cm besitzt. In der Zeichnung wurde zugunsten einer grösseren Anschaulichkeit auf Darstellung eines einheitlichen Schnittes durch die Kammer verzichtet. Der Spektrograph ist für Koinzidenz-Untersuchungen von Paar-Emissionsprozessen entworfen worden; daher sein symmetrischer Aufbau.

Das Gehäuse ist aus Messing zusammengelötet, das Blendensystem aus Aluminium hergestellt. Zur Verminderung der Streustrahlung sind die Wände mit 2 mm Celluloid ausgekleidet. Alle Einführungen sind mit Pizein abgedichtet (in Fig. 1 nicht mitgezeichnet). Der Kasten wird durch eine doppelte Gummidichtung, zwischen Deckel und Gehäuse, deren Zwischenraum mit dem Vorvakuum verbunden wird, abgeschlossen. Da der ganze Kasten zwischen die Polschuhe des Magneten gehängt wird, wird der Deckel zur Erreichung der mechanischen Festigkeit noch mit der Grundplatte verschraubt.

<sup>1)</sup> Wir diskutieren diesen Wert im Teil IV genauer; nach mündlicher Mitteilung von Prof. STAHEL ist der von den genannten Autoren mit der Ionisationskammer gemessene Wert der pro Zerfall in Form von härterer  $\gamma$ -Strahlung ausgesandten Energie auf 10–20% sicher als richtig anzunehmen und der von MARSHALL mitgeteilte Wert GRAY's auszuschliessen.

<sup>2)</sup> Der Spektrograph wurde als Diplomarbeit von Herrn M. WEBER gebaut.

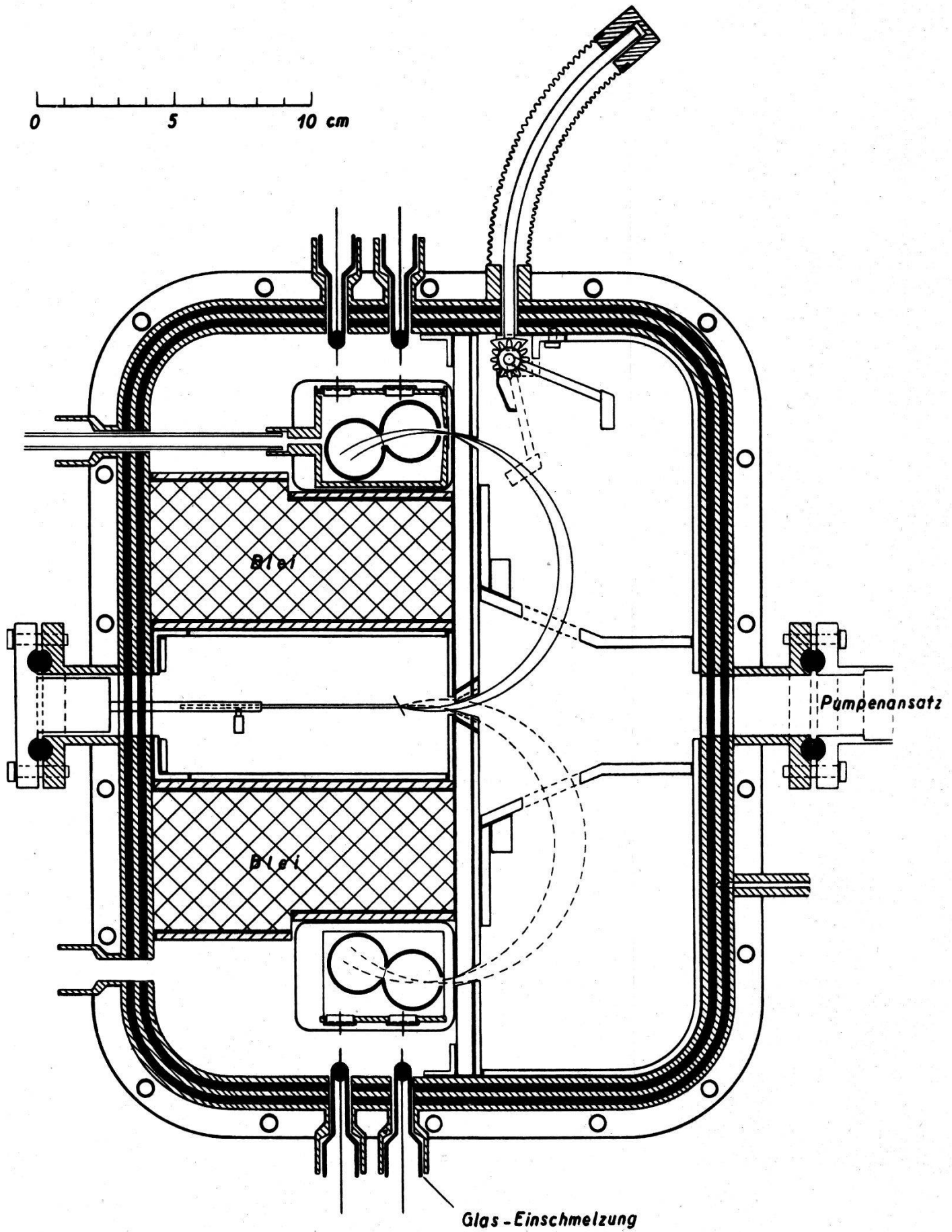


Fig. 1.  $\beta$ -Spektrograph.

Der Krümmungsradius der Elektronenbahnen beträgt 5 cm. Sämtliche Spalte zur Ausblendung dieser Bahnen haben eine Höhe von 10 mm und sind leicht auswechselbar. Bei der vorliegenden Messung war der mittlere Spalt 3 mm und der vor den Zählrohren befindliche obere 0,3 mm breit; es war darauf geachtet worden, die von FEATHER<sup>1)</sup> angegebenen geometrischen Bedingungen zu erfüllen. Die gestrichelt eingezeichneten Bahnen werden von einem mittleren Spalt von 5 mm und einem vor den unteren Zählrohren befindlichen Spalt von 3 mm begrenzt. Die Blenden im rechten Kammerteil dienen nur zum Abfangen von gestreuten Elektronen. Als Halterung der radioaktiven Quelle dient eine leicht gebaute Gabel, die in einem Sockel so justiert wird, dass das Präparat in 20 mm Abstand von der Spaltebene zu liegen kommt. Der Sockel wird mit einem Gummiring abgedichtet und von aussen mit dem Spektrographengehäuse verschraubt. Der Spektrograph wird mit einer Quecksilberdiffusionspumpe auf Hochvakuum ausgepumpt, wobei der Hg-Dampf mit Kohlendioxid ausgefroren wird.

## 2. Die Zählrohre.

Zur Verminderung des Nulleffektes (Höhenstrahlung,  $\gamma$ -Strahlung des Präparates, Streuelektronen) wird mit zwei in Koinzidenz geschalteten Zählrohren gearbeitet, die hintereinander in Richtung der ausgeblendeten Elektronenbahn angeordnet sind. Zur Messung des Nulleffektes wird ein Schirm<sup>2)</sup> mit Hilfe eines Tombakrohres in den Strahlengang geschwenkt; der Schirm ist nur wenig grösser als der Querschnitt des Strahlenbündels an dieser Stelle.

Um die Absorption und Streuung der  $\beta$ -Teilchen in den die Zählrohrenfenster bedeckenden Folien herabzusetzen, werden die Zählrohre nicht einzeln abgedichtet, sondern es werden beide Zählrohre zusammen in einem *vakuumdichten Kästchen* untergebracht. Der Eintrittsspalt des Kästchens ist mit einer 4  $\mu$ -Cellophanfolie verschlossen, die nun nicht mehr den Atmosphärendruck, sondern bloss noch den achtmal kleineren Druck des Füllgases gegen das Hochvakuum auszuhalten hat. Die beiden Zählrohre werden durch ein ca. 0,5  $\mu$  dickes, leicht versilbertes Perocellin-Häutchen getrennt. Dieses verhindert, dass eine Entladung in einem Zählrohr auch das zweite zum Ansprechen bringen kann.

Die eine Seitenwand des Kästchens ist mit einer 5 mm dicken Grundplatte verschraubt, in die die Zählrohre versenkt und damit gleichzeitig justiert werden. Für das untere Zählrohrpaar ist nur

<sup>1)</sup> FEATHER, *Cambr. Phil. Soc.* **36**, 224, 1940.

<sup>2)</sup> FLAMMERSFELD, *Ztschr. f. Phys.* **112**, 727, 1939.

dieser Teil, der in das Kästchen seitlich hineingeschoben und dann mit Pizein abgedichtet wird, eingezeichnet. Bei dem oberen Zählrohrpaar ist das ganze Kästchen in Fig. 1 dargestellt.

Die *Messingzählrohre* haben eine Wandstärke von 1 mm, einen inneren Durchmesser von 20 mm und eine Länge von 35 mm. Das erste Fenster ist  $3 \times 14 \text{ mm}^2$ , die beiden mittleren sind  $5 \times 16 \text{ mm}^2$  gross und um  $17,5^\circ$  gegen das erste nach unten versetzt. Die freie Länge des 0,2 mm dicken Wolfram-Zähl drahtes, der von den Cibanitverschlüssen der Zählrohre gehalten wird, beträgt 22 mm. An ihn wird über einen Widerstand von 20 Meg  $\Omega$  die ca. 1200 Volt betragende Arbeitsspannung gelegt; die Zählrohrmängel werden mit dem Gehäuse zusammen geerdet. Das Kästchen wird zuerst mit dem Spektrographen zusammen evakuiert und dann mit 10 mm Hg Äthylalkohol und 100 mm Hg Argon gefüllt. Die Zählrohre werden während der Messung mit einem Oszillographen auf einwandfreies Arbeiten (Freiheit von Nachentladungen) kontrolliert. Der benutzte Koinzidenzverstärker arbeitet mit einem Auflösungsvermögen von  $2 \cdot 10^{-7} \text{ sec}^1$ ); die Zahl der zufälligen Koinzidenzen ist also verschwindend klein.

### 3. Eichung des Spektrographen.

Die magnetische Feldstärke, die bis 2000 Oersted auf 0,1% genau homogen ist, wurde durch Herausziehen eines kleinen Spulenkörpers aus der Mitte des Luftspaltes gemessen. Um sicher auf der „jungfräulichen Kurve“ des Eisens zu arbeiten, wurde der Magnet mittels Wechselstrom stets von neuem entmagnetisiert. Da nur Feldstärken bis 2000 Oersted für die Messung notwendig sind, befindet man sich stets weit ausserhalb des Sättigungsgebietes des Eisens, so dass der Strom-Feldverlauf praktisch linear ist.

Diese Tatsache ermöglicht es, unabhängig von der Kenntnis von  $H$  und  $\rho$  durch Messung einer gut bekannten Radium-Linie eine Eichkurve für den Spektrographen zu erhalten. Dafür wurde von uns die  $\beta$ -Linie  $T$  des RaC mit  $H\rho = 5873,3$  (ELLIS<sup>2</sup>) verwendet. Der Magnetstrom wurde dabei, wie bei allen späteren Messungen, mit einem Eichinstrument und einer Kompensationsschaltung auf 0,01 Amp. genau gemessen. Die Übereinstimmung mit dem aus der gemessenen Feldstärke und dem berechneten Bahnradius erhaltenen Wert war sehr gut.

<sup>1</sup>) BRADT und SCHERRER, Helv. Phys. Acta **16**, 251, 1943.

<sup>2</sup>) ELLIS, Proc. Roy. Soc. **143**, 350, 1933.

### III. Messung des UX- $\beta$ -Spektrums.

#### 1. Die Quelle.

Das UX<sub>1</sub> wurde mit der Trägersubstanz Cer als Fluorid gefällt; das Gewicht des aktiven Niederschlags betrug ca. 2 mg und die Intensität ca.  $\frac{1}{10}$  mCurie. Auf einen kleinen Rahmen aus dünnem Kupferdraht wurde ein etwa 0,5  $\mu$  dickes Perocellin-Häutchen aufgespannt und darauf das aktive Präparat auf eine Fläche von  $2 \times 10 \text{ mm}^2$  verteilt und mit einem Tropfen Canadabalsam zum Haften gebracht. Die so erhaltene Quelle wurde in dem Präparathalter schräg zum ausgeblendeten Strahl befestigt, wie dies in Fig. 1 angedeutet ist. Die Elektronen müssen, um in die Kammer zu gelangen, also nur äusserst wenig Materie und die dünne Perocellinfolie durchdringen. Die dadurch verursachte Absorption ist in dem von uns ausgemessenen Energiebereich zu vernachlässigen.

#### 2. Das kontinuierliche UX<sub>2</sub>- $\beta$ -Spektrum.

Es wurde zunächst das Verhältnis der Zahl der Stösse in dem ersten Zählrohr zur Zahl der Koinzidenzen in beiden Zählrohren bestimmt. Oberhalb von  $H\varrho = 3400$  Oersted·cm ist sein Wert unabhängig von der Energie der  $\beta$ -Teilchen gleich 1,9 während er mit abnehmender Elektronenenergie rasch ansteigt. Bei 60 keV werden nur noch ein Siebentel der Elektronenstösse als Koinzidenzen gezählt, was vor allem von der stärkeren Streuung der langsamen Elektronen in der Eintrittsfolie herrührt. Es wurden deshalb bis  $H\varrho = 3400$  nicht wie sonst die Koinzidenzen, sondern die Einzelstösse im ersten Zählrohr gemessen und das Resultat durch Division mit 1,9 an die Koinzidenzmessungen angeschlossen. Während der Nulleffekt bei Einzelstossmessungen ca. 23 pro min beträgt und in geringem Mass feldabhängig ist, ist er bei den Koinzidenz-Messungen kleiner als 1 pro min und von der Feldstärke völlig unabhängig.

Mit den, zur Erreichung eines guten Auflösungsvermögens gewählten, engen Spalten (siehe II. 1.) und dieser Quelle wurden im Maximum 200 Koinz./min gemessen. Alle Messpunkte wurden in mehreren Serien von je 5 Minuten Messdauer pro Punkt bestimmt. Um daraus die wahre Energieverteilung zu bestimmen, müssen die so erhaltenen Mittelwerte noch durch Division mit den entsprechenden  $H\varrho$ -Werten auf ein von  $H\varrho$  unabhängiges Auflösungsvermögen des Spektrographen korrigiert werden.

Das kontinuierliche  $\beta$ -Spektrum wurde im Bereich  $H\varrho = 900$  bis 8100 gemessen. Da in diesem Bereich der Verlauf des Spek-

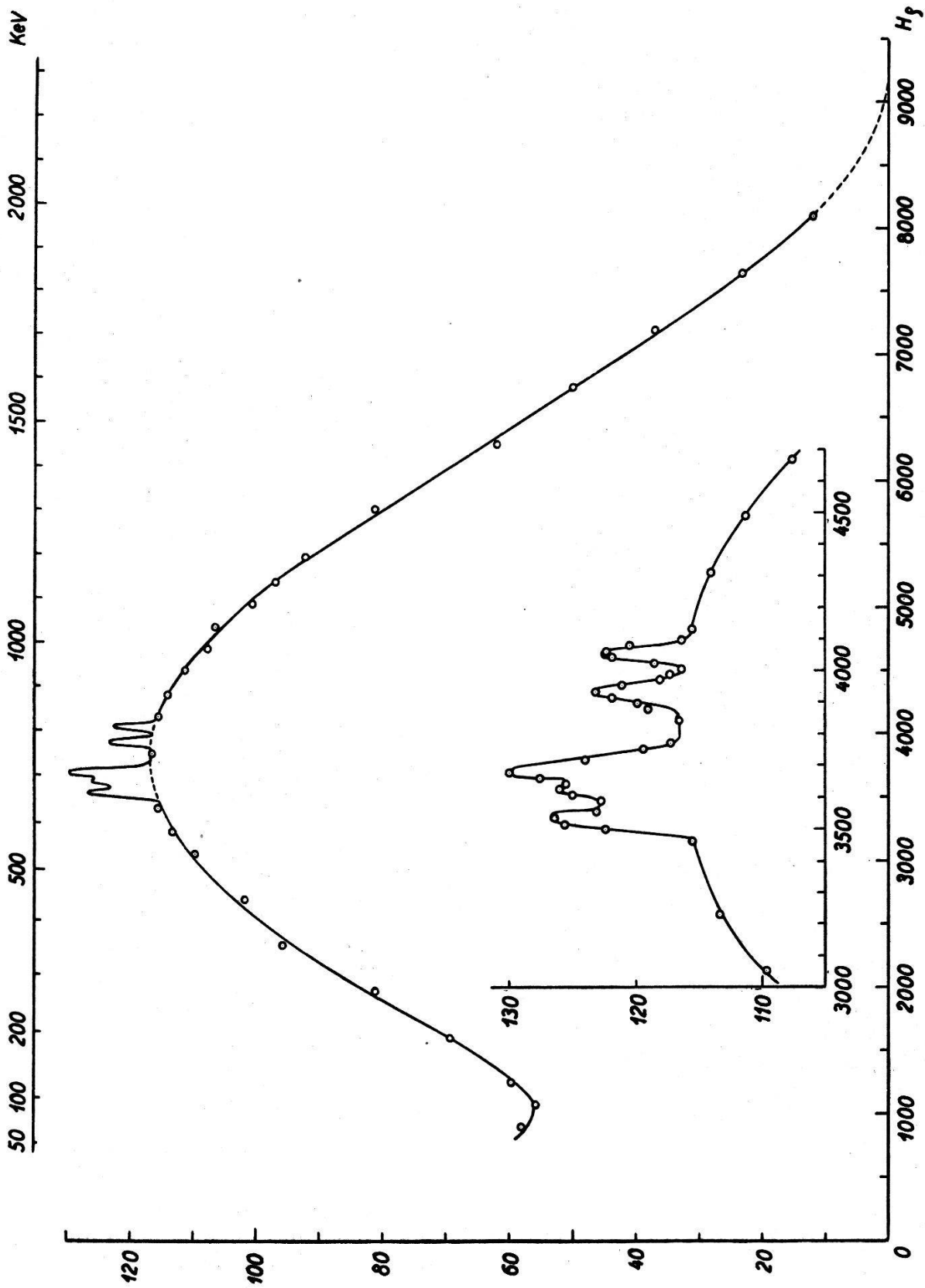


Fig. 2.  $\beta$ -Spektrum des  $UX_2$ .



trums aus der Arbeit von MARSHALL<sup>1)</sup> gut bekannt ist, wurde er von uns nur soweit genau gemessen, als dies zur Bestimmung des Verhältnisses der Zahl der Zerfallselektronen zur Zahl der Konversionselektronen notwendig war. Der Abfall der Intensität des Spektrums bei hohen Energien stimmt mit der Messung von MARSHALL gut überein. Bei kleineren Energien spielt die Absorption im Präparat und der Zählrohrfolie schon eine erhebliche Rolle, so dass aus unseren Messungen über das anschließende  $UX_1$ -Spektrum nichts ausgesagt werden kann.

### 3. Die Linien des $UX_2$ - $\beta$ -Spektrums.

Das Resultat unserer Messungen ist in Fig. 2 dargestellt; die genauen Werte der Lage der Linien sind in Tabelle 1 mit den Ergebnissen von MEITNER<sup>2)</sup> und MARSHALL<sup>1)</sup> zusammen wiedergegeben. Die stärkste Linie hebt sich um 13% vom Untergrund ab; die mittlere Linienbreite ist  $\Delta H_Q = 70$  Oersted·cm, entsprechend 0,04 Amp. Die Messgenauigkeit beträgt einige Promille. Es werden mit Sicherheit vier Linien gemessen, welche der Konversion von zwei  $\gamma$ -Linien in der  $K$ - und  $L_I$ -Schale des  $U_{II}$  zuzuordnen sind; eine fünfte Linie ist angedeutet. Die Energiedifferenz der Linien 3 und 5 von 102 keV stimmt innerhalb der Messgenauigkeit mit der Differenz der 94 keV betragenden Bindungsenergie der  $K$ - und  $L_I$ -Schale von Uran überein. Die Energiedifferenz der Linien 1 und 4 resp. 2 und 4 beträgt 109 resp. 85 keV, so dass Linie 4 wohl als Überlagerung der  $L_I$ -Konversionslinien der 0,782 MeV und der 0,806 MeV  $\gamma$ -Linien zu betrachten ist.

Nr. der Linie	Meitner		Marshall		Bradt, Heine u. Scherrer				
	( $H_Q$ )	Int.	( $H_Q$ )	Int.	( $H_Q$ )	$E_{keV}$	Int.	Zu- ordn.	$h\nu_{keV}$
1	3622	s			3540	666	st	$K$	782
2	3710	s	3600	st	3625	690	s	$K$	806
3	3765	st			3685	706	st	$K$	822
4	4017	s	3900(?)	s	3935	775	m	$L_I$	
5	4140	m			4055	808	m	$L_I$	

Tabelle I:  $\beta$ -Linien des  $UX_2$ .

Die relativen Abstände der einzelnen Linien voneinander stimmen innerhalb unserer Messgenauigkeit mit denen von MEITNER

1) MARSHALL, loc. cit.

2) MEITNER, loc. cit.

genau überein. Die absolute Lage der Linien ist, gegenüber den von MEITNER angegebenen Werten um 3% nach kleineren Energien verschoben, damit aber in Übereinstimmung mit der Lage der beiden von MARSHALL gefundenen Linien.

#### IV. Die $\gamma$ -Strahlung des UX.

Die durchdringende  $\gamma$ -Strahlung einer unbedeckten UX-Quelle setzt sich zusammen aus folgenden Komponenten:

1. Dem Linienspektrum, ausgesandt von dem durch den  $\beta$ -Zerfall des  $UX_2$ -Kerns angeregten  $U_{II}$ -Kern.

2. Dem analogen Linienspektrum, induziert durch den  $\beta$ -Zerfall des  $UZ$ . Da  $UX_2$  und  $UZ$  isomere Kerne sind, kann ihr Zerfall zu gleichen Niveaus des  $U_{II}$ -Kerns führen und die beiden Spektren können identische Linien besitzen. Dies wird insbesondere dadurch nahegelegt, dass die Härte der  $UZ$ - $\gamma$ -Strahlung einer Quantenenergie entspricht, die von der gleichen Grössenordnung ist wie die Energie der zu den MEITNER'schen Linien gehörenden  $\gamma$ -Strahlung.

3. Der „inneren“ Bremsstrahlung oder „Impulsstrahlung“, welche ein kontinuierliches Energiespektrum besitzt. Sie entsteht infolge der „Bremsung“ der Zerfallselektronen im Coulombfeld des durch den  $\beta$ -Zerfall entstandenen Kerns.

Die absolute gesamte *Intensität der UX- $\gamma$ -Strahlung* ist von STAHEL und COUMOU<sup>1)</sup> durch Ionisationsmessungen bestimmt worden. Sie finden für die Energie, die im Mittel pro Zerfall in Form von harter  $\gamma$ -Strahlung ausgesandt wird (die nachzuweisende Strahlung muss die 1 cm dicke Wand einer eisernen Ionisationskammer durchdringen), den Wert 13,0 keV. Die Absorptionskurve ist sehr genau exponentiell, mit dem Absorptionskoeffizienten  $0,83 \text{ cm}^{-1}$ , entsprechend einer relativ homogenen Strahlung der mittleren Quantenenergie 950 keV. (Die Zahl der im Mittel pro Zerfall ausgesandten Quanta wird daraus zu  $13,0 : 950 = 1,37 \cdot 10^{-2}$  berechnet.) Doch ist zu berücksichtigen, dass in den 13,0 keV die Energie der „äusseren“ Bremsstrahlung, erzeugt im Aluminiumabsorber, in dem die  $\beta$ -Strahlen gebremst werden, inbegriffen ist. Nach STAHEL und KIPFER<sup>2)</sup> beträgt diese Energie etwa 15% der gesamten Energie, d. h. ca. 2 keV.

Die  *$\gamma$ -Strahlung des UZ* ist in letzter Zeit von FEATHER und BRETSCHER<sup>3)</sup> und von FEATHER und DUNWORTH<sup>4)</sup> untersucht wor-

<sup>1)</sup> STAHEL und COUMOU, loc. cit.

<sup>2)</sup> STAHEL und KIPFER, Helv. Phys. Acta **9**, 492, 1936.

<sup>3)</sup> FEATHER und BRETSCHER, Proc. Roy. Soc. **165**, 530, 1938.

<sup>4)</sup> FEATHER und DUNWORTH, Proc. Roy. Soc. **168**, 566, 1938.

den. Diese Autoren stellen fest, dass der  $UZ$ -Kern pro Zerfall zwei Quanten von ungefähr 700–800 keV simultan emittiert. Da nach den erstgenannten Autoren das Verzweigungsverhältnis  $UZ : UX_2$  den Wert  $1,5 \cdot 10^{-3}$  hat und da die Quantenenergie der  $UZ$ -Strahlung, wie oben bemerkt, ungefähr (wenn nicht genau) die gleiche ist wie diejenige der  $UX_2$ -Strahlung, so emittiert das mit  $UX_1$  und  $UX_2$  im radioaktiven Gleichgewicht befindliche  $UZ$  nur etwa ein Fünftel der gesamten  $\gamma$ -Strahlung des  $UX$ . Das  $UX_1$  emittiert nach HAHN und MEITNER überhaupt keine durchdringende  $\gamma$ -Strahlung.

Wir haben die Intensität und spektrale Energieverteilung der inneren Bremsstrahlung des  $UX_2$  auf Grund der von KNIPP und UHLENBECK<sup>1)</sup> berechneten Formel ausgerechnet. Die gute Übereinstimmung dieser Formel mit der Erfahrung wird durch die Messungen von STAHEL und GUILLISSEN<sup>2)</sup> an der  $\gamma$ -Strahlung des RaE und durch diejenigen von CHIEN-SHIUNG-WU<sup>3)</sup> an der  $\gamma$ -Strahlung des Radiophosphors  $P^{32}$  bewiesen. Für die Verteilungsfunktion  $P(W_e)$ , die das Energiespektrum der Zerfallselektronen beschreibt, benutzen wir dabei die Relativwerte von Fig. 2.

Es bedeuten im folgenden:

$W_e$  = die ursprüngliche Energie eines Zerfallselektrons (inkl. Ruhenergie)

$k$  = die Energie eines ausgesandten Photons der Bremsstrahlung

$W = W_e - k$  = die dem Zufallselektron der ursprünglichen Energie  $W_e$  nach Emission eines Quants der Energie  $k$  verbleibende Energie.

Dabei sind alle Energien in Einheiten  $mc^2$  auszudrücken.  $p_e$  und  $p$  bezeichnen die zu den Energien  $W_e$  und  $W$  gehörenden Impulsbeträge in Einheiten  $mc$ ,  $\alpha = 1/137$  ist die Feinstrukturkonstante. Nach KNIPP und UHLENBECK ist dann

$$\Phi(W_e, k) dk = \frac{\alpha p}{\pi p_e \cdot k} \left( \frac{W_e^2 + W^2}{W_e \cdot p} \log(W + p) - 2 \right) dk$$

die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein den zerfallenden Kern mit der ursprünglichen Energie  $W_e$  verlassendes Elektron im Coulombfeld des Kerns ein Lichtquant emittiert, dessen Energie im Intervall  $k \dots k + dk$  liegt.

$$S(k) \cdot dk = dk \cdot \int_1^{W_0} \Phi(W_e, k) \cdot P(W_e) dW_e$$

<sup>1)</sup> KNIPP und UHLENBECK, Physica **3**, 425, 1936.

<sup>2)</sup> STAHEL und GUILLISSEN, loc. cit.

<sup>3)</sup> CHIEN-SHIUNG-WU, Phys. Rev. **59**, 481, 1941.

ist dann die Wahrscheinlichkeit der Emission eines Lichtquants im Energieintervall  $k \dots k + dk$  pro Zerfall. Die Energieverteilungsfunktion

$$J(k) = k \cdot S(k)$$

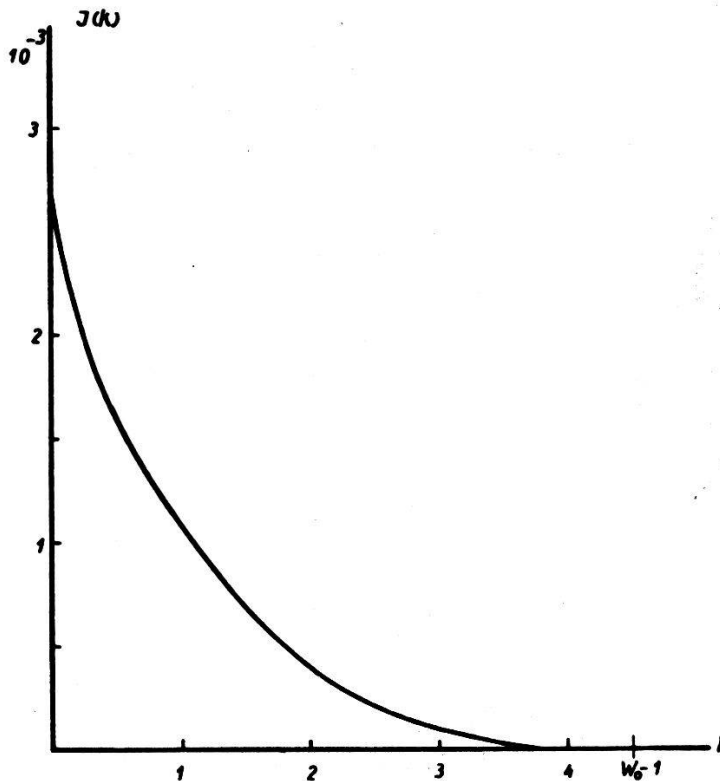


Fig. 3.

Spektrale Energieverteilung der inneren Bremsstrahlung des  $UX_2$ .  
(Nach KNIPP und UHLENBECK.)

ist in Fig. 3 dargestellt. Die gesamte pro Zerfall des  $UX_2$  in Form von innerer Bremsstrahlung ausgesandte Energie berechnet sich zu

$$\underline{J} = \int_0^{W_0-1} J(k) dk \cdot mc^2 = 0,0035 mc^2 = \underline{1,8_0 \text{ keV/Zerfall}}$$

Davon entfallen 0,4 keV auf Quanten mit Energien  $< 150$  keV, die praktisch nicht in die Ionisationskammer gelangen können. Zu der gemessenen Energie von 13 keV liefert also die innere Bremsstrahlung einen Beitrag von maximal  $1,4 \text{ keV} = 11 \%$ .

In Fig. 4 ist (Kurve 2) die für Blei als Absorbermaterial berechnete Absorptionskurve der inneren Bremsstrahlung in logarithmischem Massstab aufgetragen. Die hinter einer Filterdicke  $d$  vorhandene Intensität ergibt sich aus der Gleichung

$$J_d = \int_0^{W_0-1} J(k) e^{-\mu(k)d} dk \cdot mc^2$$

Kurve 1 der Fig. 4 ist die zu einem Absorptionskoeffizienten  $\mu = 0,95 \text{ cm}^{-1}$  gehörige logarithmische Absorptionskurve: dieser Absorptionskoeffizient entspricht der mittleren Absorbierbarkeit der  $\gamma$ -Strahlung, die zu den von uns gemessenen Linien gehört. Kurve 3 ist die logarithmische Absorptionskurve einer  $\gamma$ -Strahlung, die sich für  $d = 0$  energiemässig zusammensetzt aus 11% innerer Bremsstrahlung und aus 89% 800 keV- $\gamma$ -Strahlung ( $\mu = 0,95 \text{ cm}^{-1} \text{ Pb}$ ). Kurve 4 ist die zu  $\mu = 0,83 \text{ cm}^{-1}$ , dem von STAHEL und COUMOU experimentell bestimmten Absorptionskoeffizienten, gehörende Absorptionskurve.

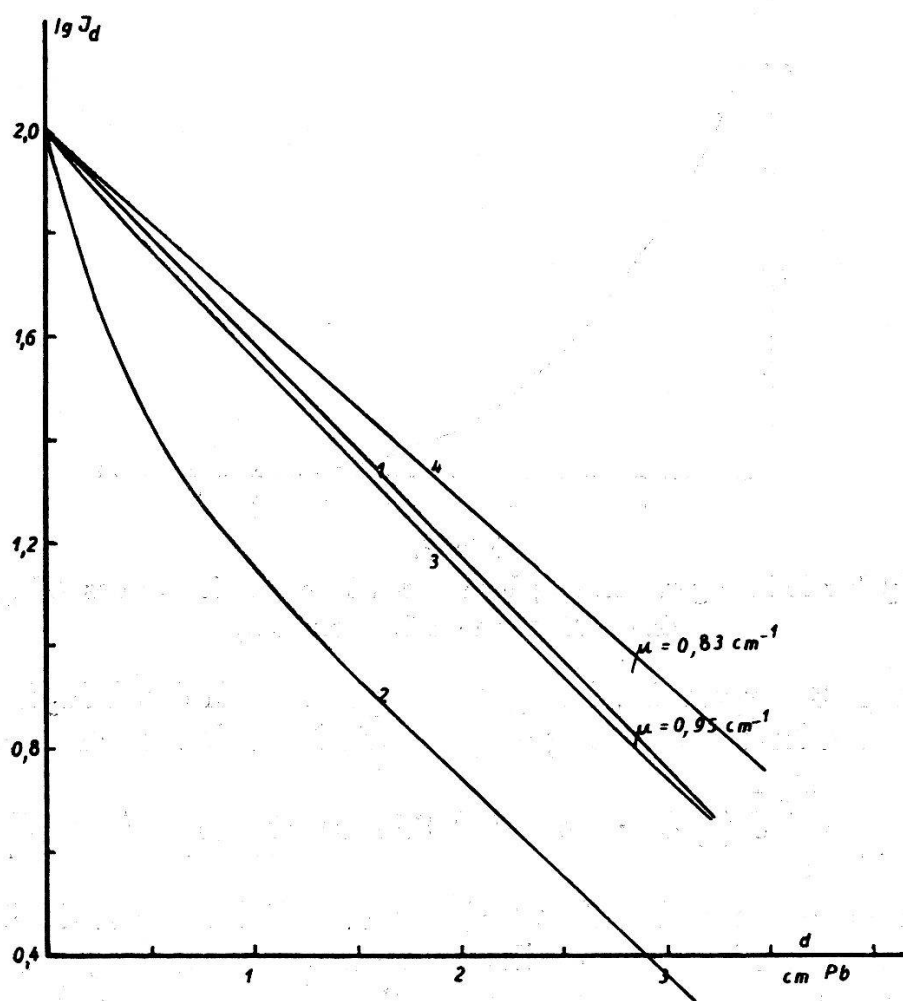


Fig. 4.

Absorption in Blei:

- 1: der 800 keV-Liniengruppe ( $\mu = 0,95 \text{ cm}^{-1}$ )
- 2: der inneren Bremsstrahlung des  $UX_2$
- 3: einer  $\gamma$ -Strahlung, zusammengesetzt aus 89% 800 keV Strahlung und 11% Bremsstrahlung
- 4: der  $UX$ - $\gamma$ -Strahlung nach STAHEL und COUMOU ( $\mu = 0,83 \text{ cm}^{-1}$ )

Ist — wie wir glauben — der Unterschied der gemessenen Absorptionskurve 4 von der berechneten Kurve 3 reell, d. h. ist

die grössere Durchdringungsfähigkeit der Strahlung nicht durch die unvermeidlichen Mängel der experimentellen Anordnung vorgetäuscht, so bedeutet dies, dass die Kern- $\gamma$ -Strahlung des ( $UX_2 + UZ$ ) noch energiereichere Linien als die der 800 keV-Strahlung aufweist<sup>1)</sup>; bei normaler Konversionswahrscheinlichkeit wären die entsprechenden Linien im  $\beta$ -Spektrum so schwach, dass man sie kaum noch nachweisen könnte. Auf das Vorhandensein solcher Linien ist auch im Handbuchartikel von MEITNER hingewiesen worden (S. 143); doch haben die Messungen von HAHN und MEITNER, auf die dort Bezug genommen wird, für die harte Komponente der  $UX$ - $\gamma$ -Strahlung einen zu kleinen Wert des Absorptionskoeffizienten ergeben ( $\mu = 0,72 \text{ cm}^{-1}$ ), wie dies aus der Diskussion dieser Messungen im zitierten Artikel von STAHEL und COUMOU hervorgeht.

### V. Konversionswahrscheinlichkeit der ausgemessenen Liniengruppe.

Aus der Fig. 2 können wir direkt die Zahl der pro Zerfall ausgesandten  $K$ - resp.  $L$ -Konversionselektronen entnehmen, indem wir die zu den Linien gehörenden Flächen im  $(H\rho)$ -Diagramm durch die zum Kontinuum gehörende Fläche dividieren. Die Genauigkeit der Messung ist jedoch nicht gross genug, dass es sinnvoll wäre, dies für jede der beiden (resp. der drei) Linien im einzelnen auszuführen. Wir berechnen deshalb nur einen mittleren Konversionskoeffizienten für die ganze, aus zwei oder drei benachbarten Linien bestehende 800 keV-Gruppe.

Die Anzahl der aus der  $K$ -Schale resp.  $L$ -Schale von der Liniengruppe ausgelösten Elektronen pro Zerfall ergibt sich aus Fig. 2 zu

$$\underline{N_e^K = 4,3 \cdot 10^{-3}} \quad \text{resp.} \quad \underline{N_e^{L_I} = 1,2 \cdot 10^{-3}}$$

Dieser Wert für  $N_e^K$  ist zu vergleichen mit dem von MARSHALL angegebenen Wert  $(3,2 - 4,0) \cdot 10^{-3}$ .

Nach dem Ergebnis von STAHEL und COUMOU ist auch die Anzahl  $N_q$  der Quanten der 800 keV-Liniengruppe pro Zerfall als bekannt anzusehen, unter der Voraussetzung, dass keine anderen härteren Linien von vergleichbarer Intensität vorhanden sind. Von den 13,0 keV Energie der  $\gamma$ -Strahlung pro Zerfall entfallen dann (nach Abzug der Anteile der äusseren und inneren Bremsstrahlung)

<sup>1)</sup> Siehe auch die Zählrohr-Absorptionsmessungen von SIZOO und COUMOU, *Physica* **3**, 921, 1936.

13,0 — 2,0 — 1,4 = 9,6 keV auf diese Liniengruppen, entsprechend  $N_q = 9,6:802 = 1,2 \cdot 10^{-2}$ . Damit wird

$$\frac{N_e^K}{N_q} = 0,36 \qquad \frac{N_e^L}{N_q} = 0,10$$

und die *Konversionskoeffizienten* ergeben sich zu

$$\alpha_K = \frac{N_e^K}{N_q + N_e} = 0,25 \qquad \alpha_L = \frac{N_e^L}{N_q + N_e} = 0,069$$

$$\alpha_K/\alpha_L = 3,6$$

Sind noch andere härtere Linien von vergleichbarer Intensität vorhanden, so wären die Konversionskoeffizienten noch grösser. Die angegebenen Werte sind somit als Minimalwerte zu betrachten. Aber schon sie sind für eine relativ energiereiche  $\gamma$ -Strahlung ausserordentlich hoch. Für eine *Dipollinie* gleicher Energie wäre theoretisch<sup>1)</sup>  $N_e^K/N_q = 0,0042$  für elektrische,  $N_e^K/N_q = 0,057$  für magnetische Strahlung zu erwarten; für eine *Quadrupollinie* gleicher Energie ein Wert von  $N_e^K/N_q = 0,013$  für elektrische,  $N_e^K/N_q = 0,11$  für magnetische Strahlung. Um auf einen Wert der Grössenordnung 0,3 zu kommen, müssen wir schon magnetische *Octopolstrahlung* heranziehen, für die sich nach FISK und TAYLOR  $N_e^K/N_q = 0,23$  ergibt.

Es ist natürlich auch in Betracht zu ziehen, dass eine der beiden Linien von 782 keV resp. 822 keV, ähnlich wie die 1,42 MeV RaC-Linie, überhaupt vollständig in der Elektronenhülle konvertiert. Wäre das z. B. für die 822 keV-Linie der Fall, so käme man für die andere Linie mit „normaler“ Strahlung aus.

Das gemessene Verhältnis der Wahrscheinlichkeiten für *K*-Konversion und *L*-Konversion ist von der gleichen Grössenordnung wie etwa dasjenige der 612 keV RaC-Linie, das von ELLIS<sup>2)</sup> zu  $\alpha_K:\alpha_L = 4,5$  bestimmt wurde. Die Theorie liefert für dieses Verhältnis den Wert 7.

<sup>1)</sup> Wir benutzen die für  $Z = 84$  von TAYLOR und MOTT, Proc. Roy. Soc. **138**, 665, 1932 (elektrische Strahlung) und von FISK und TAYLOR, Proc. Roy. Soc. **146**, 178, 1934 (magnetische Strahlung) berechneten Werte, multipliziert mit einem Faktor  $(92/84)^3 = 1,3$ , welcher die angenäherte  $Z^3$ -Proportionalität des Konversionskoeffizienten berücksichtigt.

<sup>2)</sup> RUTHERFORD, CHADWICK und ELLIS, Radiations from radioactive Substances, S. 364.

## VI. Diskussion der Möglichkeit einer Entstehung der $UX_2$ -Linien durch sukzessive Quanten-Emission.

Die Tatsache, dass der durch den  $UZ$ -Zerfall angeregte  $U_{II}$ -Kern zwei Quanten sukzessive emittiert, legt den Gedanken nahe, dass die beiden Linien von 782 keV und 822 keV ebenfalls durch sukzessive Quantenemission entstehen, oder dass sogar der relativ seltene  $\beta$ -Übergang des  $UX_2$ , der zur Emission dieser Linien Anlass gibt, zum gleichen Niveau des  $U_{II}$ -Kerns führt wie der normale  $\beta$ -Zerfall des  $UZ$ . Dies scheint uns aber mit Sicherheit nicht der Fall zu sein: die sukzessive  $\gamma$ -Emission des  $UZ$  ist von FEATHER und DUNWORTH durch  $(\gamma, \gamma)$ -Koinzidenzmessungen festgestellt worden. Da bei einer im Gleichgewicht befindlichen  $(UX_1 + UX_2 + UZ)$ -Quelle die  $UZ$ - $\gamma$ -Strahlung nur ein Fünftel der Gesamtstrahlung ausmacht und die Bremsstrahlung einen noch kleineren Bruchteil, müsste, wenn die ausgesprochene Vermutung zuträfe, die absolute  $(\gamma, \gamma)$ -Koinzidenzhäufigkeit mit einer  $(UX_1 + UX_2 + UZ)$ -Quelle fünfmal grösser sein als mit einer, durch Abtrennen des  $UX_1$  daraus gewonnenen reinen  $UZ$ -Quelle. Wir haben mit  $UX$ -Quellen  $(\gamma, \gamma)$ -Zählrohrkoinzidenzen untersucht und gefunden, dass sich, bei Ausschaltung von Effekten der Comptonstreuung<sup>1)</sup>, nahezu alle gemessenen  $(\gamma, \gamma)$ -Koinzidenzen durch die  $\gamma$ -Strahlung des  $UZ$  allein erklären lassen. Sukzessive Emission der zwei Linien kann also beim  $UX_2$ -Zerfall nur dann in Betracht kommen, wenn eine der beiden Linien vollständig in der Elektronenhülle konvertiert. Ein solcher Übergang könnte aber auch dann nicht identisch sein mit dem durch den  $UZ$ -Zerfall induzierten, weil bei letzterem die  $(\gamma, \gamma)$ -Koinzidenzen nachweisbar sind. Es scheint fraglich, ob die vorhandenen Daten zur Aufstellung eines Niveauschemas ausreichen.

*Zusammenfassung.* Mit einem magnetischen Spektrographen, in dem die Elektronen mit zwei in Koinzidenz geschalteten Zählrohren registriert werden, wurden im Spektrum des  $UX_2$  vier sehr benachbarte  $\beta$ -Linien geringer Intensität ausgemessen. Es sind dies

<sup>1)</sup> In einer früheren kurzen Notiz („Positronenerzeugung durch  $\beta$ -Strahlen“, *Helv. Phys. Acta* **14**, 319, 1941) haben wir bemerkt, dass die Anzahl der  $UX$ - $(\gamma, \gamma)$ -Koinzidenzen zu gross ist, als dass sie sich allein durch die Anwesenheit des  $UZ$  erklären liesse. Da wir uns nur für eine Richtungskorrelation sukzessiv emittierter Quanten interessierten, blieb die Herkunft dieser Koinzidenzen noch ungeklärt. Inzwischen haben wir aber feststellen können, dass dieser „Überschuss“ an Koinzidenzen dem Comptoneffekt zuzuschreiben war; er konnte durch Bedeckung der Zählrohre mit geeigneten Bleifiltern zum Verschwinden gebracht werden.



die  $K$ - und  $L_{\text{T}}$ -Konversionslinien zweier  $\gamma$ -Linien von 782 keV und 822 keV. Von den von uns gemessenen absoluten Intensitäten der  $\beta$ -Linien und der bekannten Anzahl  $N_a$  der pro Zerfall ausgesandten  $\gamma$ -Quanten berechnen sich für die beiden Linien mittlere Konversionswahrscheinlichkeiten zu:

$$\frac{N_e^K}{N_a} = 0,36 \qquad \frac{N_e^L}{N_a} = 0,10$$

Der Charakter der  $\gamma$ -Strahlung, die eine für 800 keV ausserordentlich grosse Konversionswahrscheinlichkeit besitzt, wird diskutiert.

Physikalisches Institut der E.T.H., Zürich.

---