

Dualer Zerfall des Kalium 40

Autor(en): **Bleuler, E. / Gabriel, M.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **20 (1947)**

Heft I

PDF erstellt am: **30.06.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-111789>

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.

Dualer Zerfall des Kalium 40

von E. Bleuler und M. Gabriel.

(31. VIII. 1946.)

Zusammenfassung: Der K-Einfang $K_{19}^{40} \rightarrow A_{18}^{40}$ wird durch Absorptionsmessung der dabei auftretenden Röntgenstrahlung nachgewiesen. Das Verzweigungsverhältnis zwischen den beiden Übergängen des Kalium in Argon und Calcium beträgt $1,9 \pm 0,4$. Die partielle Halbwertszeit des β -Zerfalls wird zu $(7,0 \pm 1,0) \cdot 10^8$ a gemessen.

1. Einleitung.

K^{40} zerfällt unter Aussendung eines kontinuierlichen β -Spektrums von $(1,35 \pm 0,05)$ MeV Grenzenergie¹⁾ in Ca^{40} , doch ist auch ein Übergang in das andere Nachbarisobar A^{40} zu erwarten. Dieser kann durch β^+ -Emission oder K-Einfang erfolgen. Während die Zahl der Positronen kleiner als 1% der β^- -Intensität ist²⁾, deuten folgende Ergebnisse auf grössere Häufigkeit des K-Einfanges hin:

a) Aus der grossen Häufigkeit von A^{40} schliesst von WEIZSÄCKER auf ein Verhältnis der Übergangswahrscheinlichkeiten von $\lambda_K/\lambda_- \approx \frac{1}{2}$ ³⁾.

b) Die von K^{40} ausgesandte γ -Strahlung von $(1,54 \pm 0,1)$ MeV lässt sich nicht in den Zerfall $K^{40} \rightarrow Ca^{40}$ einordnen⁴⁾, so dass sie dem Übergang in A^{40} zugeschrieben werden muss.

Experimentell kann der K-Einfang nur durch Nachweis der entstehenden Röntgenquanten festgestellt werden. THOMPSON und ROWLANDS⁵⁾ finden in der Wilsonkammer neben den Spuren der Zerfallselektronen Kondensationstropfen, die sie den bei der Absorption von Röntgenstrahlen im Kammergas ausgelösten Photoelektronen zuweisen. Das Verzweigungsverhältnis berechnen sie zu $\lambda_K/\lambda_- = 3-4$. Da dieser Wert nach ihren eigenen Angaben mit grosser Unsicherheit behaftet ist, versuchten wir, die Intensität der Röntgenstrahlung im Zählrohr zu messen und gleichzeitig mittelst selektiver Absorption nachzuweisen, dass es sich dabei um die K_α -Strahlung des Argon handelt.

2. Apparatur.

Die in Frage kommenden Wellenlängen liegen in der Nähe von 4 Å; dies bedingt, dass sich zwischen der aktiven Schicht und dem Zählvolumen ausser den selektiven Absorbern nur möglichst wenig abschwächende Masse befinden darf. Als Absorber könnten prinzipiell Metalle oder Gase verwendet werden. Metalle eignen sich hier jedoch nicht, da sehr dünne homogene Schichten hergestellt werden müssten (Dicke $\sim 10^{-4}$ cm). Die Gase haben ausserdem den Vorteil, dass ihr Absorptionsvermögen durch Ändern des Druckes rasch gewechselt werden kann. Nach Tabelle 1 eignen sich als selektive Absorber zur Unterscheidung der Röntgenlinie K_α von Argon [$K_\alpha(A)$] gegenüber $K_\alpha(K)$ und $K_\alpha(Ca)$: Argon und CCl_4 .

Tabelle 1.

Massenabsorptionskoeffizienten μ/ρ in $cm^2 gr^{-3}$

Element	$\lambda K_\alpha \text{ \AA}$	A	CCl_4
A	4,18	186	1490
K	3,74	1350	1100
Ca	3,36	1000	825

Bei Vorliegen von $K_\alpha(Ca)$ oder $K_\alpha(K)$ wäre die Absorption in CCl_4 und Argon bei gleicher Massendichte praktisch dieselbe, während sie sich bei $K_\alpha(A)$ um einen Faktor 8 unterscheidet. Wegen des ähnlichen Verhaltens der Strahlung von Ca und K werden wir letztere im Folgenden nicht mehr gesondert aufführen.

Abbildung 1 zeigt das Zählrohr im Längsschnitt. Das Zählvolumen ist durch eine Folie (Cellux 20 μ) abgeschlossen. Der Träger aus Messing weist auf der wirksamen Länge von 15 cm 1760 Löcher von 3,0 mm Durchmesser und 0,2 mm Abstand auf. Die Folie wurde mit Perrocellin trocken aufgespannt und an den Zählrohrenden mit zwei nassen Celluxstreifen umwickelt. Sie hielt beidseitige Überdrucke von 100 Torr aus. Ihr Schwächungskoeffizient für $K_\alpha(A)$ beträgt $(200 \pm 1) cm^{-1}$ und für die Zerfallselektronen $(15 \pm 0,5) cm^{-1}$.

Als Zählrohrfüllung musste eine Mischung gewählt werden, die ohne allzu hohe Arbeitsspannung eine möglichst grosse Ausbeute an Photoelektronen ergab; hiezu eignete sich Argon mit CCl_4 als Zusatz. Die verwendete Füllung bestand aus 10 Torr CCl_4 , 6–7 Torr Petroläther und 25–28 Torr Argon. Ihre Arbeitsspannung lag zwischen 2000 und 2500 Volt, bei Plateauxbreiten von 50–150 Volt.

Der Schwächungskoeffizient für $K_{\alpha}(A)$ beträgt $(0,150 \pm 0,003) \text{ cm}^{-1}$, die mittlere Ansprechwahrscheinlichkeit 37%.

Der Nulleffekt wurde bei der Messanordnung unter Blei und Eisen zu 45 Stößen pro Minute gemessen.

Die aktive Schicht aus KF ist konzentrisch zum Zählvolumen angeordnet. KF ist sehr stark hygroskopisch; die Herstellung einer dünnen, trockenen Schicht bietet deshalb einige Schwierigkeiten. KCl ist wegen der Absorption der Strahlung in der Schicht selber nicht geeignet; sein Schwächungskoeffizient pro Kaliumatom ist

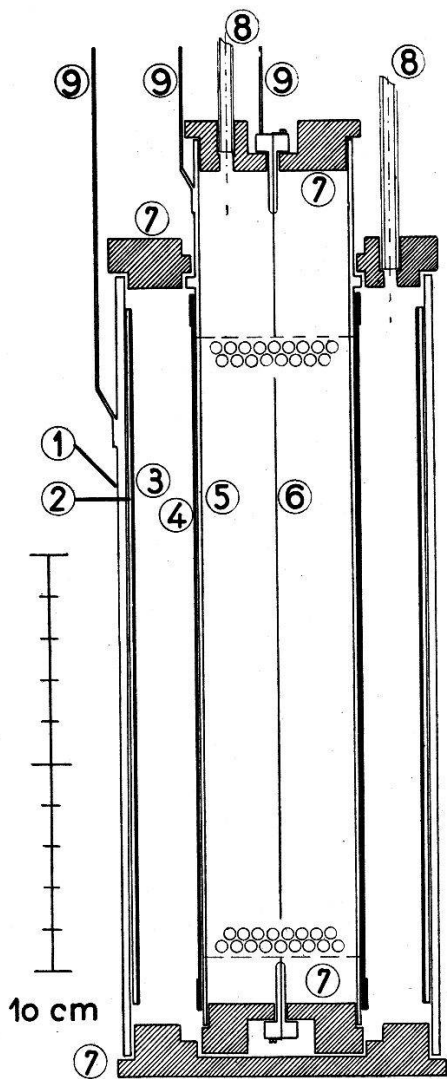


Fig. 1.

- (1) Aussenrohr, 2,5 mm Messing
- (2) Einsatzblech aus Messing
- (3) KF-Schicht, Dicke $\sim 6 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$, Fläche 325 cm^2
- (4) Cellux-Folie 20μ
- (5) Folienträger, 0,5 mm Messing
- (6) Zähl draht, $\varnothing 0,2 \text{ mm}$ rostfreier Stahl
- (7) Abschlusstopfen aus Cibanit
- (8) Anschlüsse zur Füllapparatur
- (9) Elektrische Anschlüsse

um einen Faktor 5 grösser als derjenige von KF. Die Dicke der Schicht wurde entsprechend der mittleren Reichweite der $K_{\alpha}(A)$ gewählt. Die Absorbergase werden in den Aussenraum zwischen Schicht und Folie eingefüllt.

Tabelle 2 zeigt die Intensitätsverhältnisse beim Durchgang

durch das Rohr für zwei extreme Fälle des Absorbergases (Schwächungskoeffizienten für $K_\alpha(A)$: $\mu_1 = 0,00$; $\mu_2 = 0,66 \text{ cm}^{-1}$).

Tabelle 2.

Absorptionsfüllung	Elektronen		$K_\alpha(A)$	
	1	2	1	2
Durchlässigkeit der KF-Schicht	0,97	0,97	0,72	0,72
„ des Absorbers	1,00	0,99	1,00	0,35
„ der Folie	0,97	0,97	0,75	0,75
Mittlerer Raumwinkel / 4π	0,30	0,30	0,30	0,30
Ansprechwahrscheinlichkeit	0,95	0,95	0,37	0,37
Registrierter Bruchteil	0,268	0,265	0,060	0,021

3. Messungen.

Die Stosszahlen für die Absorberfüllungen der Tabelle 2 berechnen sich zu

$$N_1 = N_0 (0,268 + r \cdot 0,060) \text{ bzw. } N_2 = N_0 (0,265 + r \cdot 0,021),$$

wobei N_0 die Zahl der Zerfallselektronen, $r \cdot N_0$ diejenige der Röntgenquanten bedeuten. Die Messungen mit zwei verschiedenen Absorberfüllungen liefern also einen Wert für r .

Während einer Messreihe wurden die beiden Füllungen periodisch (nach je ca. 2 Stunden) gewechselt.

a) Zuordnung der Röntgenstrahlung.

In Messung I der Tabelle 3 wurden zwei Absorberfüllungen gewählt, welche die Ca- K_α -Strahlung gleich, $K_\alpha(A)$ aber stark verschieden schwächten.

Tabelle 3.

Selektionsmessungen.

Messung	Messdauer Min.	Absorptionsfüllungen				Differenz der Röntgenintensität pro Minute		
		μ_1		μ_2		berechnet		gemessen
		$K_\alpha(A)$	$K_\alpha(\text{Ca})$	$K_\alpha(A)$	$K_\alpha(\text{Ca})$	$K_\alpha(A)$	$K_\alpha(\text{Ca})$	
I	480	0,179	0,306	0,586	0,306	+ 11,6 · r	+ 0,1 · r	+ 2,7 ± 1,0
II	820	0,031	0,018	0,033	0,181	+ 0,20 · r	+ 3,7 · r	- 0,20 ± 0,86
III	4500	0,031	0,018	0,033	0,181	+ 0,15 · r	+ 3,3 · r	+ 0,45 ± 0,37

Tatsächlich zeigt sich ein Intensitätsunterschied, der etwa $r = 0,23$ entspricht.

Bei den Messungen II und III wurden Mischungen von CCl_4 und Argon verwendet, die gleiches Absorptionsvermögen für $K_\alpha(\text{A})$, dagegen verschiedenes für $K_\alpha(\text{Ca})$ besitzen. Da bei diesen beiden Messungen die KF-Massen ungleich waren, zeigen die berechneten Differenzen geringe Unterschiede.

Die gemessenen Intensitäten schliessen eine merkliche K-Strahlung von Kalium oder Calcium aus.

b) Bestimmung der Röntgenintensität.

Zur genauen Berechnung von r wurden längere Messreihen aufgenommen, deren Resultate, mit den mittleren Fehlern, in Tabelle 4 zusammengestellt sind.

Tabelle 4.
Ausmessung.

Messdauer Min.	1860	820	900	480	1050	1500	480	800	480	800
r %	18,2	26,2	25,1	24,0	28,0	22,6	18,8	16,9	18,6	22,2
Δr %	2,5	3,4	3,8	8,7	3,9	4,3	6,6	4,9	7,7	6,0

Das Absorptionsvermögen der Füllungen für $K_\alpha(\text{A})$ wurde möglichst verschieden gewählt, ohne auf $K_\alpha(\text{Ca})$ oder $K_\alpha(\text{K})$ Rücksicht zu nehmen.

Aus Tabelle 4 ergibt sich als Mittelwert

$$\bar{r} = (22,0 \pm 1,4) \%$$

Bei einer Gesamtstosszahl von $1,7 \cdot 10^6$ (ca. 150 pro Minute) betrug die Differenz an gemessenen Röntgenquanten $21'460 \pm 1'300$.

4. Auswertung.

Für die Fluoreszenzausbeute wurde auf Grund verschiedener Messungen^{6) 7) 8) 9)} und nach dem theoretischen Verlauf in Abhängigkeit von der Kernladung^{10) 11)} ein Wert von $(12 \pm 2) \%$ angenommen. Wir finden damit als wirkliches Verzweigungsverhältnis

$$\lambda_K / \lambda_- = 1,9 \pm 0,4$$

Die angegebene Abschätzung des wahrscheinlichen Fehlers ist wegen der starken Streuung einzelner Messwerte der Fluoreszenzausbeute — bei Unkenntnis allfälliger systematischer Fehler —

und wegen der beschränkten Genauigkeit der Theorie für leichte Elemente etwas unsicher.

Die durchgeführten Messungen mit drei verschiedenen Schichtdicken gestatten einen Rückschluss auf die partielle Halbwertszeit des β^- -Zerfalls. Sie wird zu

$$T_{\text{part}} = (7,0 \pm 1,0) \cdot 10^8 a$$

gefunden, wobei die angeführte Streuung die Fehlergrenzen festlegt. Dies ergibt eine totale Halbwertszeit für K^{40} von $T_{\text{tot}} = 2,4 \cdot 10^8 a$, welche die geringe relative Häufigkeit des Isotopes zu erklären vermag.

Unserem verehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. P. SCHERRER, danken wir für sein stetes Interesse und viele fördernde Ratschläge.

Zürich, Physikalisches Institut der ETH.

Literaturverzeichnis.

- 1) DZELEPOW, HOPJOWA und VOROBYOV, Phys. Rev. **69**, 538 (1946).
 - 2) BOTHE und FLAMMERSFELD, Naturw. **29**, 194 (1941) (Fussnote).
 - 3) v. WEIZSÄCKER, Phys. Zs. **38**, 623 (1937).
 - 4) WÄFFLER und HIRZEL, Helv. Phys. Acta **19**, 216 (1946).
 - 5) THOMPSON und ROWLANDS, Nature **152**, 103 (1943).
 - 6) HAAS, Annalen d. Phys. **16**, 473 (1933).
 - 7) MARTIN, BOWER und LABY, Proc. Roy. Soc. A **148**, 40 (1935).
 - 8) LOCHER, Phys. Rev. **40**, 484 (1932).
 - 9) COMPTON, X-Rays in theory and experiment, S. 480 (1935).
 - 10) WENTZEL, Zs. f. Phys. **43**, 524 (1927).
 - 11) BURHOP, Proc. Roy. Soc. A **148**, 272 (1935).
-