

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 16 (1943)  
**Heft:** III

**Artikel:** Die Halbwertszeit des ThC'  
**Autor:** Bradt, H. / Scherrer, P.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-111403>

#### 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:** 14.12.2025

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

# Die Halbwertszeit des ThC'

von H. Bradt und P. Scherrer.

(24. III. 1943.)

## 1. Einleitung.

Die Halbwertszeit des Alphastrahlers ThC', welcher bei seinem normalen Zerfall Alphateilchen von 8,78 MeV Energie aussendet, ist die kürzeste der in den natürlichen radioaktiven Reihen vorkommenden Perioden; sie ist von GAMOW<sup>1)</sup> auf  $10^{-7}$  sec geschätzt worden. Diese theoretische Abschätzung ist jedoch notwendigerweise sehr ungenau, da der Wert der Zerfallswahrscheinlichkeit ausserordentlich stark von der genauen Grösse des effektiven Kernradius abhängt, welcher nur durch Interpolation aus den bekannten Kernradien der anderen Alphastrahler der Thorium-Reihe bestimmt werden kann. Auch einer experimentellen Bestimmung einer so kurzen Periode stehen natürlich Schwierigkeiten im Wege.

JACOBSEN<sup>2)</sup> und DUNWORTH<sup>3)</sup> haben als Erste die Koinzidenzmethode zur Bestimmung der sehr kurzen Halbwertszeiten des RaC'<sup>4)</sup> resp. des ThC' angewandt. In der Tat geht ja der Alphaemission der C'-Körper eine Betaemission der C-Körper unmittelbar voraus, wobei die Wahrscheinlichkeit, dass zwischen einer Beta- und der nachfolgenden Alphaemission eine Zeit zwischen  $t$  und  $(t + dt)$  verstreicht, gleich

$$\lambda \cdot e^{-\lambda t} dt$$

ist, wobei  $\lambda$  die Zerfallswahrscheinlichkeit des Alphastrahlers bedeutet. Ist  $t$  kleiner als das Auflösungsvermögen  $\tau$  der Koinzidenzmischung, so können also durch diesen sukzessiven Zerfall Koinzidenzen in zwei Zählrohren ausgelöst werden, von denen etwa das eine die Alphastrahlen, das andere die Betastrahlen registriert. Kann die in der vorangehenden Arbeit eingeführte Verzögerungszeit zwischen dem Durchgang des ionisierenden Teilchens durch das

<sup>1)</sup> GAMOW, Structure of Atomic Nuclei and Nuclear Transformations. Oxford 1937, S. 105.

<sup>2)</sup> JACOBSEN, Nature 133, 565, 1934,

<sup>3)</sup> DUNWORTH, Nature 144, 152, 1939.

<sup>4)</sup> Diese Periode wurde ebenfalls bestimmt von ROTBLAT, Proc. Roy. Soc. 177, 260, 1941.

Zählrohr und dem Entladungsbeginn gegen  $1/\lambda$  und  $\tau$  vernachlässigt werden, so ist die Abhängigkeit der Koinzidenzrate vom Auflösungsvermögen offenbar gegeben durch

$$(1) \cdots K(\tau) = K(\infty) \cdot (1 - e^{-\lambda\tau}).$$

Durch Messung der Koinzidenzrate für verschiedene Werte von  $\tau$  bei fester geometrischer Anordnung kann somit  $\lambda$  bestimmt werden, und die von ROTBLAT veröffentlichte Kurve zeigt, dass für die RaC-RaC' ( $\beta, \alpha$ )-Koinzidenzen die Gleichung (1), ausgenommen für die kleinsten zur Messung verwendeten  $\tau$ -Werte, die tatsächliche Abhängigkeit richtig wiedergibt.

Die Zerfallszeit des ThC' ist aber etwa tausendmal kürzer als diejenige des RaC' von  $1,45 \cdot 10^{-4}$  sec; eine Vernachlässigung von  $(\bar{A}t)$  und  $\vartheta$  ist bei ihrer Bestimmung nun keineswegs mehr gerechtfertigt und in der Tat ist die von DUNWORTH durch seine Messpunkte gelegte Kurve nicht eine Darstellung der Gleichung (1), mit deren Hilfe jedoch offenbar die Halbwertszeit berechnet worden ist. Es wird daher versucht, den Zusammenhang von Zerfallswahrscheinlichkeit und Auflösungsvermögen genauer zu berechnen und experimentell zu prüfen, um festzustellen, ob so das Resultat von DUNWORTH

$$T = (3 \pm 1) \cdot 10^{-7} \text{ sec}$$

verifiziert werden kann.

## 2. Abhängigkeit der Koinzidenzrate vom Auflösungsvermögen.

Zur Zeit  $t = 0$  durchsetze der vom ThC-Kern ausgesandte Betastrahl das Zählrohr I, dessen Entladung im Mittel nach der Zeit  $\bar{t}_I$  beginne. Der nachfolgend vom ThC' ausgesandte Alphastrahl durchsetze zur Zeit  $t$  das Zählrohr II, welches im Mittel zur Zeit  $t + \bar{t}_{II}$  anspreche. Ist  $\tau$  das Auflösungsvermögen der Koinzidenzmischung,

$$\vartheta = | \bar{t}_I - \bar{t}_{II} |$$

so ist <sup>1)</sup>

$$W(\tau, t) = \Phi \left( \frac{\tau - \vartheta - t}{2 \bar{A}t} \right)$$

die relative Wahrscheinlichkeit dafür, dass eine solche ( $\beta, \alpha$ )-Koinzidenz bei diesem Auflösungsvermögen registriert werde. Der Bruchteil der sukzessiven Zerfallsprozesse, bei denen zwischen Beta-

---

<sup>1)</sup> Wir verweisen für das Folgende auf die vorangehende Arbeit.

emission des ThC und Alphaemission des ThC' eine Zeit zwischen  $t$  und  $(t + dt)$  verstreicht, ist

$$w(t)dt = \lambda \cdot e^{-\lambda t}dt;$$

also ist

$$\Omega(\tau, \lambda) = \int_0^{\tau-\vartheta} w(t) \cdot \Phi\left(\frac{\tau - \vartheta - t}{2(\bar{A}t)}\right) dt$$

die relative Anzahl der mit dem Auflösungsvermögen  $\tau$  registrierten Koinzidenzen; dabei ist  $\Omega(\infty, \lambda) = 1$  gesetzt. Mit den Bezeichnungen

$$x = \frac{\tau - \vartheta}{2(\bar{A}t)}, \quad \alpha = 2\lambda \cdot (\bar{A}t)$$


---

können wir schreiben

$$\Omega(x, \alpha) = \alpha \cdot e^{-\alpha x} \cdot \int_0^x e^{\alpha y} \Phi(y) dy,$$

was nach partieller Integration ergibt

$$\underline{\Omega(x, \alpha) = \Phi(x) - e^{-\alpha x} \cdot e^{\alpha^2/4} \cdot [\Phi(x - \alpha/2) + \Phi(\alpha/2)]}. \quad (2)$$

Diese Gleichung tritt jetzt an Stelle von (1); für  $(\bar{A}t) \rightarrow 0$  geht die rechte Seite über in den Ausdruck

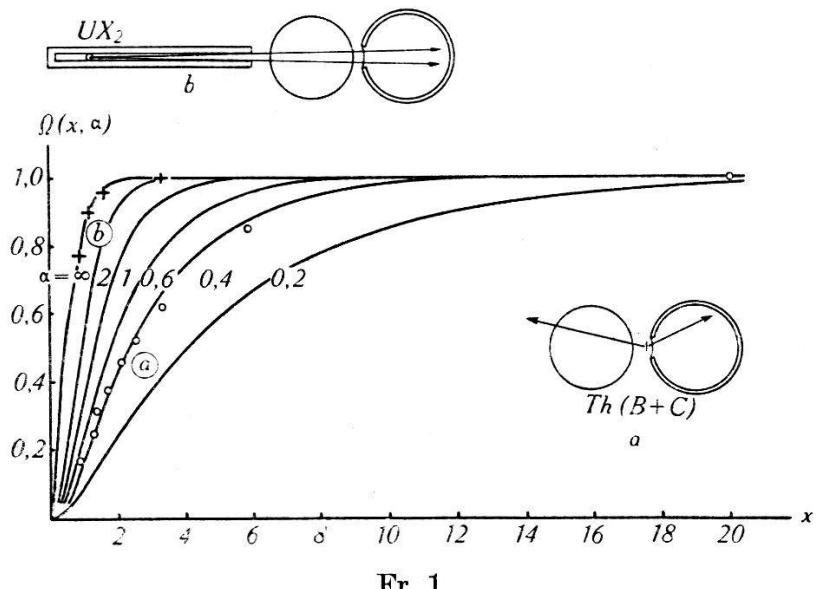
$$1 - e^{-\lambda(\tau - \vartheta)},$$

welchen ROTBLAT verwendet. Der Verlauf von  $\Omega$  ist in den Fig. 1 und 2 für verschiedene Parameterwerte  $\alpha$  aufgetragen. Für endliche Werte von  $\alpha$  beginnen die Kurven im Nullpunkt mit horizontaler Tangente.

### 3. Experimentelle Bestimmung.

Die Messung geschieht in Anordnung  $a$  der Fig. 1. Es werden mit einer Argon-Alkoholmischung gefüllte Zählrohre von 2,4 cm Durchmesser und 6 cm wirksamer Länge verwendet. Während in das eine Zählrohr, das eine Al-Wandung von 1/10 mm Dicke besitzt, nur die Betastrahlen gelangen, dringen in das andere dickwandige Messingzählrohr durch die mit 15  $\mu$  Al-Folie bedeckte Bohrung auch die Alphastrahlen ein. Das Th ( $B + C$ )-Präparat — ca. 1  $\text{mm}^2$  einer in Th-Emanation einseitig aktivierten 10  $\mu$ -Al-Folie, das mit Zaponlack auf dünnes Cellophan geklebt ist — wird unmittelbar vor der Bohrung des Messingzählrohrs angebracht, so

dass die Alphateilchen ausser den  $15 \mu$  Al der die Bohrung bedeckenden Folie nur wenige mm Luft durchlaufen müssen. Anschliessend an die mit dem Th( $B + C$ )-Präparat ausgeführte Koinzidenzmessung wird ein Bündel Betastrahlen durch die gleichen Zählrohre bei konstant gehaltener Arbeitsspannung in der Anordnung  $b$  von Fig. 1 hindurchgeschickt, und es werden so durch Messung der Koinzidenzrate in Funktion von  $\tau$  die Konstanten  $\bar{A}t$  und  $\vartheta$  des verwendeten Zählrohrpaars bestimmt. Da hierfür die Zählrohre im normalen Arbeitsgebiet verwendet werden müssen,



Fr. 1.

wird auch bei der eigentlichen Messung in Anordnung  $a$  das die Alphateilchen registrierende Zählrohr im normalen Arbeitsgebiet (Plateau) und nicht im Proportionalbereich verwendet. Dies bringt es mit sich, dass, obwohl der durch Höhenstrahlung und zufällige Koinzidenzen gebildete Nulleffekt nur sehr klein ist ( $\lesssim 1\%$ ), doch ein nennenswerter Untergrund durch Betastrahlen ausgelöster Koinzidenzen vorhanden ist, welcher bestimmt wurde nach Zwischen-schaltung einer  $50 \mu$ -Al-Folie zwischen das aktive Präparat und das  $\alpha$ -Zählrohr. Wie BENEDETTI's<sup>1)</sup> und eigene Versuche<sup>2)</sup> zeigen, sind diese Koinzidenzen der Betastrahlung des mit dem ThC im Gleichgewicht befindlichen ThC'' zuzuschreiben; sie werden nach Korrektur infolge der in der  $50 \mu$ -Al-Folie erlittenen Absorption, welche mit reiner ThC''-Quelle separat gemessen wurde, vom Resultat in Abzug gebracht. Die folgende Tabelle gibt das Ergebnis zweier Messreihen wieder, ausgeführt mit einem Zählrohrpaar, für

<sup>1)</sup> BENEDETTI, Journ. de Phys. **8**, 265, 1940.

<sup>2)</sup> Helvetica Physica Acta, in Vorbereitung.

welches die Konstanten zu  $\vartheta \sim 0$ ,  $\Delta t = 7,5 \cdot 10^{-8}$  sec bestimmt worden waren.

$R_g$	$-U_g$	$\tau$	$x$	Messreihe 1			Messreihe 2
				$K_{\text{total}}$	$K_{(\text{ThC}'')}$	$K_{(\text{ThC}, \text{ThC}')} \%$	$K_{(\text{ThC}, \text{ThC}')} \%$
$\Omega$	Volt	$10^{-7}$ sec		min <sup>-1</sup>	min <sup>-1</sup>	%	%
100 000	36	(20 $\pm$ 1)	13,33	459	69	100	100
9 800	36	5,0	3,33	311	69	62,0	63,0
"	40	3,8	2,52	272	69	52,1	54,8
"	44	3,2	2,09	250	69	46,5	46,1
"	50	2,5	1,67	217	67	38,4	—
"	56	2,1	1,40	189	64	32,1	—
"	60	1,8	1,30	159	62	24,8	27,0
"	70	1,3	0,86	122	54	17,5	14,8

Kolonne 1 enthält den Wert des Gitterableitwiderstandes der Rossi-Röhre des an das Beta-Zählrohr angeschlossenen Zweiges, Kolonne 2 die Gittervorspannung der auf die Mischstufe folgenden Röhre. Mit diesen beiden Elementen wurde das Auflösungsvermögen  $\tau$ , das in Kolonne 3 angegeben ist, variiert. Der Gang von  $\tau$  mit  $U_g$  wurde auf 2—3% genau, der Absolutwert von  $\tau$  auf 5% genau vermessen. Die in Kolonne 5 angegebenen Werte gehen aus den vom Zählwerk abgelesenen Koinzidenzraten hervor nach Korrektur infolge des zeitlichen Abfalls der Th( $B + C$ )-Quelle und infolge des durch die Relaxationszeit der Zählstufe verursachten Registrationsverlustes. Zur Bestimmung der letzteren dieser Korrekturen wurde der zeitliche Abfall eines In<sup>116</sup>-Präparates (Halbwertszeit 54,4 min) gemessen und aus der Abweichung vom geradlinigen Verlauf der im logarithmischen Diagramm aufgetragenen Abklingkurve das Verhältnis der registrierten Stosszahl zur tatsächlichen Stosszahl entnommen. Diese Korrektur beträgt bei 450 Impulsen/min 15%. Kolonne 6 enthält den erwähnten Untergrund der ThC''- $\beta$ -Koinzidenzen (sowie den Nulleffekt durch Höhenstrahlung von 1 Koinz./min); die Abhängigkeit dieser Koinzidenzrate vom Auflösungsvermögen ist die gleiche wie diejenige bei der Messung in Anordnung b. Die Werte der Kolonne 7 (Messreihe 1) sind die Differenzen der entsprechenden Werte von Kolonne 5 und 6, bezogen auf die Messung bei  $\tau = 20 \cdot 10^{-7}$  sec als 100%; sie sind in Fig. 1 zusammen mit dem Ergebnis der Messung in Anordnung b eingetragen. Fig. 2, in welcher der x-Masstab fünffach vergrössert ist, enthält noch dazu das Ergebnis der Messreihe 2 (Kolonne 8). Die Messpunkte liegen mit Ausnahme desjenigen, der beim kleinsten

$\tau$ -Wert gemessen wurde, und der naturgemäß der unsicherste ist, zwischen den Kurven mit den Parameterwerten  $\alpha = 0,44$  und  $\alpha = 0,36$ . Als Resultat ergibt sich somit  $\alpha(\text{ThC}') = 0,40 \pm 0,04$  und indem wir den statistischen mittleren Fehler bei der Bestimmung der absoluten Zeitskala von 5% zum obigen hinzuaddieren:

$$\underline{T_{\text{ThC}'} = (2,6 \pm 0,4) \cdot 10^{-7} \text{ sec}^{-1}}$$

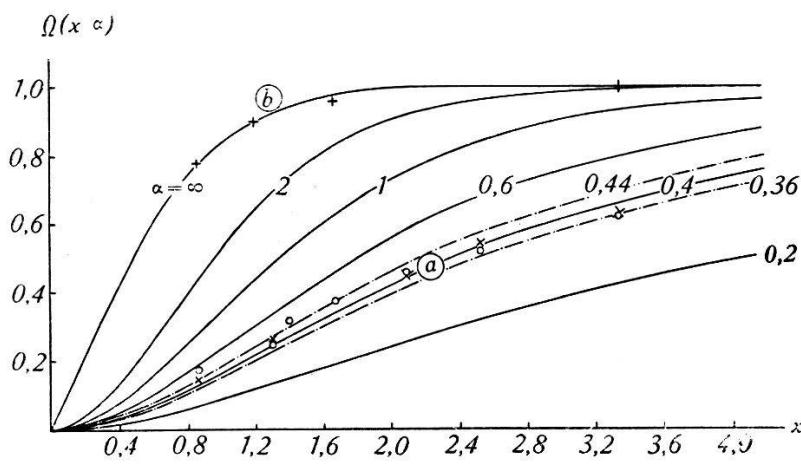


Fig. 2.  
○ Messreihe 1.    × Messreihe 2.

Dieses Resultat ist also mit dem von DUNWORTH angegebenen in Übereinstimmung. Der angegebene Fehler ist weniger der statistischen Unsicherheit, als einer, wenn auch nur noch geringen, systematischen Abweichung der durch die Messwerte bestimmten Kurve von der berechneten Kurvenform zuzuschreiben. Die Berücksichtigung der ThC''- $\beta$ -Koinzidenzen und die Ersetzung der Gleichung (1) durch Gleichung (2) scheint uns eine Verringerung der dem Zahlwert anhaftenden Unsicherheit zu sein, welche erheblicher ist, als dies im Verhältnis der angegebenen Fehler zum Ausdruck kommt.

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

<sup>1)</sup> Der effektive Radius des ThC'-Kerns berechnet sich nach GAMOW (loc. cit. S. 104, Formel (60)) daraus zu

$$r_0 = (0,714 \pm 0,003) \cdot 10^{-12} \text{ cm}$$

In der Tabelle der Kernradien auf S. 105 benutzt GAMOW für den ThC'-Kern den interpolierten Wert  $0,72 \cdot 10^{-12}$  cm.