

NOTIZEN

Determination of Cosmogenic Production Rates of Be-10 and Be-7 in the Atmosphere from Activity Measurements in Soil Layers

P. MOELLER and K. WAGNER *

Hahn-Meitner-Institut Berlin, Sektor Kernchemie

(Z. Naturforsch. 23 a, 1221 [1968]; received 6 July 1968)

The cosmogenic production rates of Be-10 and Be-7 in the atmosphere have been derived from activity measurements of the Be-isotopes in soils. The ratio of the spallation yields was found to be Be-10/Be-7 = 0.7 ± 0.3 .

The ratio α of the spallation yields of Be-10 and Be-7 produced in the atmosphere by cosmic rays can be derived from activity measurements in soils when we make use of some meteorological data. Earlier determinations of α are based on spallation tests in target materials¹⁻⁴. LAL and PETERS^{5,6} reported $\alpha = 0.55$. Starting with our experimental data on specific Be activities in surface layers⁷, we derived the mean deposition rate, D [$\text{cm}^{-2} \text{ year}^{-1}$]. From this we obtained the production rates, P [$\text{cm}^{-2} \text{ year}^{-1}$], in the following way:

(1) The Be-7 activity in soils was found to be $2.4 \pm 0.4 \text{ dpm} \cdot \text{cm}^{-2}$ (Berlin, geomagnetic altitude 52° N , 1966). This agrees well with results computed from

Be-7 activity measurements of rain-water samples in 1966⁷. As is well known, the deposited Be-7 is washed out from the troposphere, and its mean residence time there is supposed to be 40 days⁶.

Taking the tropospheric production rate as 1/3 of the global rate, and the stratospheric addition of Be-7 to the tropospheric content as $6 (10 \pm 10) \%$, we obtain $P(\text{Be-7}) = (6.0 \pm 1.6) \cdot 10^6 \text{ atoms Be-7/cm}^2 \text{ year}$.

(2) From the Be-10 activity found in (12,000 $\pm 2,000$) years old limonite (near Hannover, geomagnetic altitude 52° N) we calculated the deposition rate as $D(\text{Be-10}) = (6.3 \pm 1.4) \cdot 10^6 \text{ atoms Be-10/cm}^2 \text{ year}$. If we assume that cosmogenic Be-10 deposition shows the same global altitude distribution as fall-out products do, the observed value at 52° N corresponds to $(1.5 \pm 0.2)^6$ times the mean global production rate. Thus we obtain for the mean global production rate $P(\text{Be-10}) = (4.2 \pm 1.1) \cdot 10^6 \text{ atoms Be-10/cm}^2 \text{ year}$.

This is in good agreement with the results of McCORKELL, FIREMAN and LANGWAY⁸, who found $D(\text{Be-10}) = (1.1 \pm 0.5) \cdot 10^6 \text{ atoms Be-10/cm}^2 \text{ year}$ in Greenland ice. This deposition rate corresponds to a mean global production rate of $4 \cdot 10^6 \text{ atoms Be-10/cm}^2 \text{ year}$, the relation of LAL and PETERS⁶ being used.

From (1) and (2) follows $\alpha = 0.7 \pm 0.3$ for the spallation yield ratio of Be-10/Be-7 in the atmosphere by cosmic rays.

* Present address: Institute of Physical Chemistry, KFA Juelich, West-Germany.

¹ M. O. FULLER, UCRL 2699 [1954].

² D. LAL, P. K. MAHOTRA, and B. PETERS, J. Atmosph. Terr. Phys. 12, 306 [1958].

³ D. H. KELLOGG, Phys. Rev. 90, 224 [1953].

⁴ M. HONDA and D. LAL, Nucl. Phys. 51, 363 [1964].

⁵ D. LAL and B. PETERS, Cosmic Ray Produced Isotopes and their Application to Problems in Geophysics, in: Progress

in Elementary Particles and Cosmic Ray Physics, Vol. 6, North Holland Publishing Comp., Amsterdam 1962.

⁶ D. LAL, Cosmic Ray Produced Radioactivity on the Earth, in: Handbuch der Physik, Vol. XLVI/2, Springer-Verlag, Berlin 1967.

⁷ P. MOELLER and K. WAGNER, Radioactive Dating and Methods of Low Level Counting, Proc. Symp. IAEA, Monaco 1967, p. 177.

⁸ R. McCORKELL, E. L. FIREMAN, and C. C. LANGWAY, Science 158, 1690 [1967].

Zu den Auswahlregeln der internen Rotation und Rotation bei vollständig asymmetrischen Molekülen mit einem zweizähligen Hinderungspotential

H. DREIZLER

Physikalisches Institut der Universität Freiburg

und K. D. MÖLLER

Physics Department, Fairleigh Dickinson University, Teaneck, New Jersey, USA

(Z. Naturforsch. 23 a, 1221—1223 [1968]; eingegangen am 21. Mai 1968)

Die Moleküle, die in dieser Arbeit betrachtet werden, bestehen aus zwei Teilen, die gegeneinander rotieren (tordieren) können. Die interne Rotation sei

durch ein zweizähliges Potential behindert. Keiner der beiden Molekülteile besitze eine Symmetriachse höher als C_2 . Außerdem rotiere das Molekül als Ganzes. In dem Modell, das dem Hamilton-Operator zugrunde liegt, werden beide Teile als starr angenommen. Das Modell besitzt also nur einen internen Freiheitsgrad, den der internen Rotation, und die drei äußeren Freiheitsgrade der Rotation. Die Behandlung schließt an eine Arbeit von QUADE¹ an, der den Hamilton-Operator für ein solches Molekülmodell und seine Behandlung nach Methoden der Störungsrechnung angab. Der betrachtete Molekültyp wurde von ihm in drei Formen behandelt.

Klasse I Beide Molekülteile besitzen eine C_{2v} -Symmetrie um die interne Rotationsachse.

¹ C. R. QUADE, J. Chem. Phys. 47, 1073 [1967].



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitalized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition “no derivative works”). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

Klasse II Der schwerere Teil des Moleküls, der Rumpf, besitzt keine Symmetrie, der andere Teil, der Rotor, besitzt C_2 -Symmetrie um die interne Rotationsachse.

Klasse III Der schwerere Teil des Moleküls, der Rumpf, besitzt C_2 -Symmetrie um die interne Rotationsachse, der Rotor besitzt keine Symmetrie.

Die folgenden Betrachtungen dieser Arbeit gelten für alle drei Klassen, weiter unten nur für Klasse I. Es wird der Hamilton-Operator von QUADE übernommen, dessen Invarianzgruppe festgestellt und gruppentheoretisch die *Auswahlregeln* bestimmt.

Als Näherungsoperator dient für alle drei Formen

$$H^0 = H_T^0 + H_R^0, \quad (1)$$

$$\text{wobei} \quad H_T^0 = -\mu_T^0 \frac{\partial^2}{\partial \alpha^2} + \frac{1}{2} V_2 (1 - \cos 2\alpha) \quad (2)$$

$$\text{und} \quad H_R^0 = \mu_{xx}^0 P_x^2 + \mu_{yy}^0 P_y^2 + \mu_{zz}^0 P_z^2. \quad (3)$$

Für die Klasse II zählen wir $\mu_{yz}^0 (P_y P_z + P_z P_y)$ zu den Störoperatoren.

Der Hamilton-Operator (1) ist invariant gegenüber den Operationen der Gruppe

$$C_{2v} \otimes V \quad (4)$$

Hierbei ist

$$C_{2v}: (E), (\sigma), (T), (\sigma T) \quad (5)$$

$$\text{mit} \quad \sigma = \alpha \rightarrow -\alpha, \quad T = \alpha \rightarrow \alpha + \pi. \quad (6)$$

Weiterhin ist

$$V: (E), (C_{2x}), (C_{2y}), (C_{2z}) \quad (7)$$

die gewöhnliche Vierergruppe mit der üblichen Definition der C_{2g} ^{2,3}. Sie wirken nur auf die Eulerschen Winkel, also nicht auf den Torsionswinkel α . Die Charaktertafeln der Gruppe C_{2v} und V sind in Tab. 1 und 2 gegeben.

Die Charaktertafel der Gruppe $C_{2v} \otimes V$ läßt sich damit leicht bestimmen.

Die Eigenlösungen von (1) sind ein Produkt aus Mathieu-Eigenfunktionen Φ_T und Eigenlösungen des starren asymmetrischen Kreisels Φ_R :

$$\Phi_{Tn\Gamma} \cdot \Phi_{R\gamma}, \quad (8)$$

wobei Γ und γ die Spezies der Gruppe C_{2v} bzw. V charakterisieren und n in den Gln. (9a) bis (9d) erklärt ist. Die Funktionen (8) dienen als Basisfunktionen für den vollständigen Hamilton-Operator H , dessen Eigenfunktionen dann gewisse Linearkombinationen aus (8) sind.

Die Form der $\Phi_{Tn\Gamma}$ sei hier wiedergegeben:

$$\begin{aligned} \Phi_{TnA_1} &= Ue_{2r} = \sum_k De_{2k}^{(2r)} (-1)^k \cos 2k\alpha & n=2r, \\ \Phi_{TnA_2} &= Uo_{2r+1} = \sum_k Do_{2k+1}^{(2r+1)} (-1)^k \cos(2k+1)\alpha & n=2r, \\ \Phi_{TnB_1} &= Uo_{2r} = \sum_k Do_{2k}^{(2r)} (-1)^k \sin 2k\alpha & n=2r-1, \\ \Phi_{TnB_2} &= Ue_{2r+1} = \sum_k De_{2k+1}^{(2r+1)} (-1)^{k+1} \sin(2k+1)\alpha & n=2r+1. \end{aligned} \quad (9a-d)$$

Die Eigenwerte $E_{Tn\Gamma}$ ergeben sich nach

$$E_{Tn\Gamma} = \mu_T^0 b_{n\Gamma}, \quad (10)$$

wobei die $b_{n\Gamma}$ und die D tabuliert sind^{4,5}.

Die reinen Torsionseigenwerte $E_{Tn\Gamma}$ geben ein Energieschema, wie es in Abb. 1 wiedergegeben ist.

Um das Energieschema von (1) zu ermitteln, muß man auf jedem Torsionsniveau ein Rotationstermschema

C_{2v}	E	σ	T	σT	V	E	C_{2x}	C_{2y}	C_{2z}
A_1	1	1	1	1	A	1	1	1	1
A_2	1	1	-1	-1	B_x	1	1	-1	-1
B_1	1	-1	1	-1	B_y	1	-1	1	-1
B_2	1	-1	-1	1	B_z	1	-1	-1	1

Tab. 1. Charaktertafel der Gruppe C_{2v} .

Tab. 2. Charaktertafel der Gruppe V .

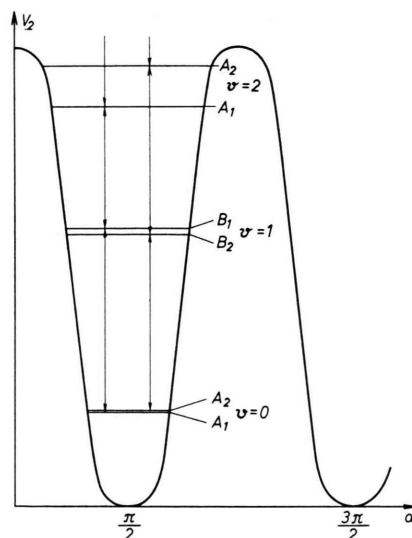


Abb. 1. Energietermschema eines behinderten, zweizähligen Rotors.

² R. S. MULLIKEN, Phys. Rev. **59**, 873 [1941].

³ C. v. WINTER, Physica **20**, 274 [1954].

⁴ G. BLANCH and I. RODES, J. Wash. Acad. Sci. **45**, 166 [1955].

⁵ Tables Relating to Mathieu Functions, Columbia University Press 1951.

aus den Eigenwerten von H_R^0 aufbauen. Dieses Rotationstermschema ist für alle Torsionszustände gleich.

Die folgende Diskussion beschränkt sich auf Moleküle der Klasse I.

Den vollständigen Hamilton-Operator erhält man, wenn man (1) durch H_{RT} und $H_{T'}$ nach QUADE Formel (12 a) und (12 b) ergänzt.

$$H_I = H_T^0 + H_R^0 + H_{RT} + H_{T'} \quad (11)$$

Mit den bei QUADE angegebenen Ausdrücken stellt man fest, daß (11) nur noch gegen eine Untergruppe von $C_{2v} \otimes V$, nämlich

$$G_8: (E), (T), (C_{2x} \sigma), (C_{2x} \sigma T), (C_{2y} \sigma), (C_{2y} \sigma T), (C_{2z}), (C_{2z} T) \quad (12)$$

invariant ist. G_8 läßt sich als direktes Produkt der drei Gruppen mit je zwei Elementen

$$(E), (C_{2x} \sigma)$$

$$(E), (C_{2z} T)$$

$$(E), (T)$$

schreiben, und die Charaktertafel von G_8 ergibt sich in einfacher Weise als Tab. 3.

Zwischen den Spezies Γ_γ des direkten Produkts $C_{2v} \otimes V$ und den Spezies Γ der Gruppe G_8 besteht die in Tab. 4 angegebene Korrelation.

Die Eigenfunktionen von (11), klassifiziert nach den Spezies der Gruppe G_8 , sind Linearkombinationen der Eigenfunktionen von (1), ausgewählt nach den Korrelationen in Tab. 4. Beispielsweise setzen sich Eigenfunktionen der Spezies B_{yz} nur aus Funktionen der Spezies $A_1 B_x$ und $B_1 B_y$ zusammen. Bei dieser Molekülform kann das Dipolmoment nur eine Komponente μ_z haben, die unabhängig von α ist. Sie kann der Spezies B_{xy} der Gruppe G_8 zugeordnet werden.

G_8	E	T	$C_{2x} \sigma$	$C_{2x} \sigma T$	$C_{2y} \sigma$	$C_{2y} \sigma T$	C_{2z}	$C_{2z} T$
A	1	1	1	1	1	1	1	1
B_{yz}	1	1	1	1	-1	-1	-1	-1
B_{zx}	1	1	-1	-1	1	1	-1	-1
B_{xy}	1	1	-1	-1	-1	-1	1	1
A'	1	-1	1	-1	1	-1	1	-1
B'_{yz}	1	-1	1	-1	-1	1	-1	1
B'_{zx}	1	-1	-1	1	1	-1	-1	1
B'_{xy}	1	-1	-1	1	-1	1	1	-1

Tab. 3. Charaktertafel der Gruppe G_8 .

$C_{2v} \otimes V$	G_8	$C_{2v} \otimes V$	G_8
$A_1 A$	$> A$	$A_2 A$	$> A'$
$B_1 B_z$		$B_2 B_z$	
$A_1 B_x$	$> B_{yz}$	$A_2 B_x$	$> B'_{yz}$
$B_1 B_y$		$B_2 B_y$	
$A_1 B_y$	$> B_{zx}$	$A_2 B_y$	$> B'_{zx}$
$B_1 B_x$		$B_2 B_x$	
$A_1 B_z$	$> B_{xy}$	$A_2 B_z$	$> B'_{xy}$
$B_1 A$		$B_2 A$	

Tab. 4. Korrelationstabelle der Gruppen $C_{2v} \otimes V$ und G_8 .

Für Dipolübergänge ergeben sich damit folgende Auswahlregeln, die in den Spezies von G_8 formuliert werden:

$$\begin{aligned} A &\longleftrightarrow B_{xy}, & B_{yz} &\longleftrightarrow B_{zx}, \\ A' &\longleftrightarrow B'_{xy}, & B'_{yz} &\longleftrightarrow B'_{zx}. \end{aligned} \quad (13)$$

Wie mit Tab. 4 festgestellt werden kann enthalten die Auswahlregeln (13), die Auswahlregeln für die Rotationsübergänge eines starren asymmetrischen Kreisel mit einer μ_z -Dipolmomentkomponente

$$A \longleftrightarrow B_z, \quad B_x \longleftrightarrow B_y \quad (14)$$

aber zusätzlich noch die „verbotenen“ Rotationsübergänge

$$A \longleftrightarrow A, \quad B_x \longleftrightarrow B_x, \quad B_y \longleftrightarrow B_y, \quad B_z \longleftrightarrow B_z. \quad (15)$$

Die Auswahlregeln (13) enthalten weiterhin die „verbotenen“ Torsionsübergänge

$$A_1 \longleftrightarrow B_1, \quad A_2 \longleftrightarrow B_2. \quad (16)$$

Die „verbotenen“ Übergänge (15) und (16) sind eine Folge der durch H_{RT} erzwungenen Mischung von Torsions- und Rotationsfunktionen.

Bei einer nicht zu großen Wechselwirkung H_{RT} kann man in Näherung feststellen: Das Rotationsspektrum setzt sich aus μ_z -Übergängen und schwachen verbotenen Übergängen in verschiedenen Torsionszuständen zusammen. Das Torsionsspektrum besteht aus verbotenen Übergängen, sie bilden Banden mit einer Rotationsfeinstruktur.

In strenger Sprechweise kann man nur von Torsions-Rotations-Übergängen sprechen, die je nach Frequenz im Gebiet der Mikrowellen oder im fernen Infrarot beobachtet werden.

Es ist beabsichtigt, die Auswahlregeln für Molekülmodelle der Klassen II und III in analoger Weise zu bearbeiten.