

## NOTIZEN

# Die Messung solarer und atmosphärischer Neutronen

KLAUS PINKAU

Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik  
Institut für extraterrestrische Physik,  
Garching bei München

(Z. Naturforsch. 21 a, 2100–2101 [1966]; eingeg. am 5. November 1966)

Von BIERMANN, HAXEL und SCHLÜTER<sup>1</sup> wurde zuerst darauf hingewiesen, daß Neutronen, die auf der Sonne durch Wechselwirkungen der solaren Protonen mit dem Material der Photosphäre entstehen, die Erde erreichen können. Die Erzeugungsraten von Neutronen auf der Sonne sowie der erwartete Fluß am Gipfel der Atmosphäre wurden kürzlich von LINGENFELTER, FLAMM, CANFIELD und KELLMAN<sup>2</sup> abgeschätzt.

Solare Neutronen sind bisher bis auf eine mögliche Ausnahme<sup>3</sup> noch nicht entdeckt worden. Sie sollen wegen des Zerfalls der Neutronen in Protonen und Elektronen in Erdnähe Energien zwischen 20 MeV und 100 MeV haben. In diesem Energiebereich gibt es bisher noch keine guten Meßmethoden, die Richtung und Energie der Neutronen zu bestimmen gestatten. So ist in diesem Bereich auch der Fluß atmosphärischer Neutronen, vor allem der Albedoneutronen, noch nicht bestimmt worden (HAYMES<sup>4</sup>), was bisher eine entsprechende Unsicherheit in der Interpretation der Entstehung der Strahlungsgürtel zur Folge hatte.

Einer Messung solarer und atmosphärischer Neutronen kommt deshalb eine besondere Bedeutung zu. Von einer entsprechenden Meßapparatur sollte dabei ein gutes Richtungs- und Energieauflösungsvermögen verlangt werden, um solare Neutronen von Albedoneutronen trennen zu können. Es wird hier eine Meßmethode vorgeschlagen, mit der das möglich zu sein scheint. Darüber hinaus kann die hier vorgeschlagene Methode vielleicht bis zu einer Genauigkeit gesteigert werden, die eine Auflösung von Details auf der Sonnenscheibe erlaubt.

Die zur Messung verwendete Wechselwirkung ist die elastische Streuung der Neutronen an Protonen. Sei  $E_n$  die kinetische Energie des Neutrons vor,  $E_n'$  seine kinetische Energie nach dem Stoß, sei  $E_p'$  die kinetische Energie des Rückstoßprotons und  $\Theta_p'$  der Rückstoßwinkel des Protons sowie  $\Theta_n'$  der Streuwinkel des Neutrons, so gilt

$$E_p' = E_n \cos^2 \Theta_p', \quad (1)$$

$$E_p' + E_n' = E_n, \quad (2)$$

$$\Theta_p' + \Theta_n' = 90^\circ \quad (3)$$

für den nichtrelativistischen Fall.

<sup>1</sup> L. BIERMANN, O. HAXEL u. A. SCHLÜTER, Z. Naturforsch. 6 a, 47 [1951].

<sup>2</sup> R. E. LINGENFELTER, E. J. FLAMM, E. H. CANFIELD u. S. KELLMAN, J. Geophys. Res. 70, 4077, 4087 [1965].

Aus einem einzelnen Streuvorgang läßt sich daher  $E_n$  aus  $E_p'$  und der Richtung des Rückstoßprotons nur dann bestimmen, falls auch die Einfallsrichtung des Neutrons bekannt war.

Betrachtet man jedoch den Fall der elastischen Doppelstreuung, Abb. 1, so kann man die Neutronenflugbahn zwischen den Vertices A und C festlegen. Es läßt sich nun  $\Theta_p''$  und  $E_p''$  messen und damit  $E_n'$  nach der auf den zweiten Streuvorgang bezogenen Gl. (1) bestimmen. Damit ist nach Messung von  $E_p'$  auch  $E_n$  nach Gl. (2) bekannt. Mit Hilfe von Gl. (1) kann dann  $\Theta_p'$  bestimmt werden, wobei die Streuebene der ersten Streuung durch die Punkte A, B und C festgelegt ist. Der in dieser Ebene gegen die Richtung AB abgetragene Winkel  $\Theta_p'$  ergibt dann die Einfallsrichtung des primären Neutrons.

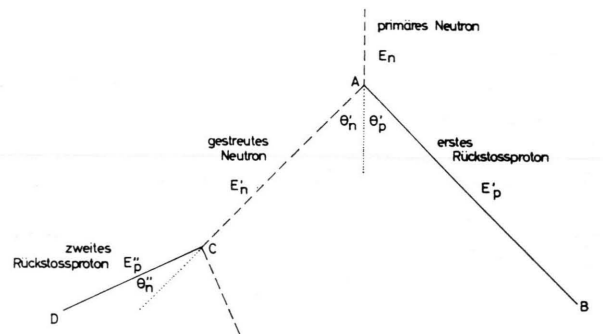


Abb. 1. Erläuterung des Doppelstreuungsprozesses.

Die Messung zweier Rückstoßspuren AB und CD hinsichtlich Energie und Position erlaubt demnach die Energie- und Richtungsbestimmung des primären Neutrons. Das Problem ist sogar dann überbestimmt, so daß nach Gl. (3) am Winkel BAC das Vorliegen eines elastischen Streuvorganges geprüft werden kann. Weiterhin ist danach (bis auf Grenzfälle) eine eindeutige Interpretation der Ablaufrichtung des Doppelstreuungsprozesses möglich.

Die praktische Verwirklichung des hier vorgeschlagenen Prinzips wird insbesondere vom hohen Wasserstoffgehalt von Kunststoffen Gebrauch machen. Eine elastische Streuung an einem Kohlenstoffkern führt zu einer 3,5-mal kleineren Rückstoßenergie des Kerns und kann deshalb mit einer Streuung am Wasserstoffkern nicht verwechselt werden. Mit einem Wasserstoffgehalt von etwa  $5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$  erhält man die folgenden mittleren freien Weglängen für elastische Streuung in Abhängigkeit von der Neutronenenergie  $E_n$ .

<sup>3</sup> M. V. K. APPARAO, R. R. DANIEL, B. VIJAYALAKSHMI u. V. L. BHATT, Proc. Lond. Cosmic Ray Conf. Vol. 1, 358 [1965].

<sup>4</sup> R. C. HAYMES, Rev. Geophys. 3, 345 [1965].



Mittlere freie Weglänge (cm)	43,5	95	200	400
$E_n$ (MeV)	20	40	80	160

Eine Apparatur, die eine Streuschicht aus Kunststoff von 20 cm für den ersten, eine von 10 cm für den zweiten Streuvorgang besitzt, würde dann eine Ansprechwahrscheinlichkeit von etwa 0,85% für 80 MeV-Neutronen, eine Ansprechwahrscheinlichkeit von etwa 3,9% für

40 MeV-Neutronen besitzen, wenn man berücksichtigt, daß die Neutronenenergie  $E_n' \approx \frac{1}{2} E_n$  ist. Mit einer Zählfläche von angenommen 700 cm<sup>2</sup> würde sich eine effektiv wirkende Fläche von 27 cm<sup>2</sup> erreichen lassen. Ein solarer Neutronenfluß von  $1,5 \times 10^{-5}$  Neutronen/cm<sup>2</sup> sec/MeV von der Sonne<sup>2</sup> würde dann zu einer Zählrate von einem Doppelstreueignis in einem 10 MeV-Intervall alle 4 Minuten führen.

### Bestimmung des Hinderungspotentials der Methyltorsion in einem schwingungsangeregten Zustand des Methylthiocyanats

H. DREIZLER

Physikalisches Institut der Universität Freiburg i. Br.

(Z. Naturforsch. 21 a, 2101–2102 [1966]; eingeg. am 10. November 1966)

Bisher war es, abgesehen von wenigen Ausnahmen<sup>1</sup>, üblich, bei der Bestimmung eines Hinderungspotentials der Methyltorsion aus der Torsionsfeinstruktur von Rotationsspektren ein Modell<sup>2</sup> mit vier Freiheitsgraden zu wählen. Dabei wurde vorausgesetzt, daß der Rumpf (frame) des Moleküls und der Methylkreis (top) in sich starr sind. Das Molekülmodell besitzt dann nur den einen Freiheitsgrad der inneren Rotation oder Torsion und die drei Freiheitsgrade der äußeren Rotation. Dieses Modell kann nur dann erfolgreich angewendet werden, wenn zwischen der Torsion und den übrigen Schwingungen eine vernachlässigbare Kopplung existiert. Eine gute Wiedergabe allein der Torsionsfeinstruktur im Torsions- und Schwingungsgrundzustand des Moleküls bestätigt noch nicht notwendig die Güte des Modells. Vielmehr sollte sich die Torsionsfeinstruktur in *schwingungsangeregten* Zuständen mit einer geringfügig geänderten Geometrie des Molekülmodells und damit geringfügig geänderten Rotationskonstanten  $A$ ,  $B$  und  $C$  und dem gleichen Hinderungspotential wiedergeben lassen.

Nach längerem Suchen erwies sich Methylthiocyanat als geeigneter Testfall, bei dem die Rotationslinien sowohl im Grundzustand als auch im ersten angeregten Zustand einer *Schwingung* Torsionsfeinstruktur zeigen. Die  $a$ -Übergänge des Mikrowellenspektrums dieses Moleküls wurden von BEARD und DAILEY<sup>3</sup> und von NAKAGAWA, TAKAHASHI, KOJIMA und LIN<sup>4</sup> untersucht. Die letzten Autoren bestimmten aus der Torsionsfeinstruktur

des Grundzustandes und des ersten angeregten Torsionszustandes das Hinderungspotential der Methyltorsion. Zusätzlich ordneten sie das  $a$ -Spektrum in einer einfach und zweifach angeregten Schwingung<sup>5</sup> ( $v=1$ ,  $v=2$ ;  $\nu^* \approx 160$  cm<sup>-1</sup>) zu.

Mit unserem Mikrowellenspektrographen<sup>6</sup> war es mir möglich, zusätzlich schwache  $b$ -Übergänge für  $v=0$  und  $v=1$  zuzuordnen. Hochauflösende Registrierung von  $a$ - und  $b$ -Übergängen zeigten eine Torsions- und N<sup>14</sup>-Hyperfeinstrukturaufspaltung. Die Torsionsfeinstrukturaufspaltung war für  $v=1$  stets deutlich größer als für  $v=0$ . Die Hyperfeinstrukturaufspaltung war in beiden Zuständen vergleichbar. Eine Analyse der Torsionsfeinstruktur in einer Näherung, die eine einmalige VAN-VLECK-Transformation verwendet<sup>2,7</sup>, erbrachte bei Anpassung des reduzierten Potentials  $s$  und des Winkels  $\vartheta$  zwischen der Symmetrieachse der Methylgruppe und der  $a$ -Hauptträgheitsachse die in Tab. 1 angegebenen Werte.

	$v=0$	$v=1$	$v=0^4$
$s$	44,50	41,78	44,8
$\vartheta$	58,3	70,3	59,1 <sup>9</sup>
$\lambda_a$	0,525	0,336	0,513 <sup>9</sup>
$A$ [MHz]	15 787,030 <sup>8</sup>	15 978,000 <sup>8</sup>	15 796,2
$B$	4 155,558	4 170,558	4 155,4
$C$	3 354,153	3 355,741	3 354,2
$I_a$ [AMUÅ <sup>2</sup> ]	3,212 <sup>9</sup>	3,212 <sup>9</sup>	3,212 <sup>9</sup>
$\chi_{aa}$ [MHz]	-3,20 ± 0,09	-3,16 ± 0,11	—
$\chi_{bb}$	2,02 ± 0,09	1,99 ± 0,11	—
$\chi_{cc}$	1,18 ± 0,09	1,17 ± 0,11	—

Tab. 1.

Die Analyse der Hyperfeinstruktur<sup>10</sup> erbrachte Quadrupolkopplungskonstanten, die ebenfalls in Tab. 1 aufgeführt sind und für  $v=0$  und  $v=1$  innerhalb der Meßgenauigkeit übereinstimmen. Bei beiden Analysen wurde vorausgesetzt, daß die Feinstrukturen unabhängig voneinander ausgewertet werden dürfen.

<sup>1</sup> S. S. BUTCHER u. E. B. WILSON JR., J. Chem. Phys. **40**, 1671 [1964]. — W. B. DIXON u. E. B. WILSON JR., J. Chem. Phys. **35**, 191 [1961].

<sup>2</sup> R. W. KILB, C. C. LIN u. E. B. WILSON JR., J. Chem. Phys. **26**, 1695 [1957]. — D. R. HERSCHBACH, J. Chem. Phys. **31**, 91 [1959].

<sup>3</sup> C. I. BEARD u. B. P. DAILEY, J. Am. Chem. Soc. **71**, 929 [1949].

<sup>4</sup> S. NAKAGAWA, S. TAKAHASHI, T. KOJIMA u. C. C. LIN, J. Chem. Phys. **43**, 3583 [1965].

<sup>5</sup> Die Schwingung ist bisher noch nicht zugeordnet worden.

<sup>6</sup> H. D. RUDOLPH, Z. Angew. Phys. **13**, 401 [1961]. — H. D. RUDOLPH u. H. SEILER, Z. Naturforsch. **20 a**, 1682 [1965].

<sup>7</sup> Es wurde ein von R. PETER aufgestelltes und für Einkreiselmoleküle modifiziertes Rechenprogramm verwendet; R. PETER u. H. DREIZLER, Z. Naturforsch. **20 a**, 301 [1965].

<sup>8</sup> Wegen der verwendeten  $b$ -Übergänge zuverlässiger als in <sup>4</sup>.

<sup>9</sup> Annahme nach <sup>4</sup>.

<sup>10</sup> Es wurde ein von G. HERBERICH aufgestelltes Rechenprogramm benutzt.