Zur Korrelation zwischen der Tagesschwankung der Nukleonenkomponente der kosmischen Strahlung und den erdmagnetischen Störungen

Autor(en): **Jost, P.**

Objekttyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **41 (1968)**

Heft 4

PDF erstellt am: **24.05.2024**

Persistenter Link: https://doi.org/10.5169/seals-113900

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.

Ein Dienst der *ETH-Bibliothek*
ETH Zürich, Rämistrasse 101, 8092 Zürich, Schweiz, www.library.ethz.ch

http://www.e-periodica.ch

Zur Korrelation zwischen der Tagesschwankung der Nukleonenkomponente der kosmischen Strahlung und den erdmagnetischen Störungen

von **P. Jost**[1])
Physikalisches Institut der Universität Bern

(25. I. 68)

Abstract. The analysis of the daily variation of the cosmic ray nucleonic component, as originally developed by Dorman, is applied to the case of two superposed anisotropic components. These components are assumed to lie near the eclyptical plane in directions corresponding to 18.00 h and 24.00 h local time. The results are compared with neutron monitor data of Climax, Deep-River, Jungfraujoch, Uppsala and Zugspitze from 1957 to 1960. No agreement is found, whereas previous experimental results of Debrunner and Houtermans appear to agree with the two-component-theory.

1. Einleitung

Arbeiten einiger Autoren über die zwischen Tagesschwankung der kosmischen Strahlung und Sonnenaktivität bestehenden Korrelationen haben ergeben, dass sich der anisotrope Anteil der Primärstrahlung aus mehreren unabhängigen Komponenten zusammensetzt. Diese Komponenten liegen namentlich in den Richtungen 18 h und 24 h Lokalzeit in der Eklyptikebene [1, 2].

Im folgenden wird das Verhalten der Tagesschwankung der Nukleonenkomponente untersucht, wenn vorausgesetzt wird, dass sich die Anisotropie der kosmischen Strahlung durch zwei senkrecht zueinander liegende Komponenten darstellen lässt. Die durchgeführten Berechnungen werden anhand eines Vergleichs der Tagesschwankungen von fünf Stationen erläutert.

2. Theoretische Ansätze zur Festlegung einer mittleren Richtung der anisotropen Komponente

Nach DORMAN [3] ist die mittlere asymptotische Richtung der anisotropen Komponente der kosmischen Strahlung wie folgt zu bestimmen:

$$\bar{\alpha} = 15\ T - f_g - 180 + \bar{\psi} \tag{2.1}$$

$$\bar{\psi} = \frac{\int_{R_c}^{\infty} \psi(R)\ W(R, h_0)\ \delta D/D(R)\ dR}{\int_{R_c}^{\infty} W(R, h_0)\ \delta D/D(R)\ dR} \tag{2.2}$$

[1]) Gegenwärtige Adresse: Eidgenössisches Institut für Reaktorforschung, Würenlingen.

Dabei bedeuten:

$\bar{\alpha}$: Winkel zwischen der mittleren asymptotischen Richtung der anisotropen Komponente und der Richtung Erde–Sonne in der Projektion auf die Äquatorebene ($\bar{\alpha}$ ist positiv in östlicher Richtung)

T: Lokalzeit des Maximums der 1. Harmonischen der Tagesschwankung

f_g: Geographische Länge der Meßstation

$\bar{\psi}$: Geographische Länge der mittleren asymptotischen Einfallsrichtung der anisotropen Komponente

R: Magnetische Steifigkeit (in BV)

R_c: Geomagnetischer Cut-off-Wert

$\psi(R)$: Geographische Länge der asymptotischen Einfallsrichtung für ein Primärteilchen der Steifigkeit R

$W(R, h_0)$: Kopplungskoeffizient als Funktion der Steifigkeit R und der atmosphärischen Tiefe h_0

$\delta D/D(R)$: Relatives Spektrum der anisotropen Komponente

Die geographische Breite der mittleren asymptotischen Richtung der anisotropen Komponente, $\bar{\Lambda}$, ist nach einer zu (2.2) analogen Formel zu berechnen. Weiter gilt für die relative Amplitude der von einer anisotropen Komponente mit dem Spektrum $\delta D/D$ erzeugten Tagesschwankung:

$$r = \int_{R_c}^{\infty} W(R, h_0) \frac{\delta D}{D}(R)\, dR\,. \tag{2.3}$$

Es muss bemerkt werden, dass die Formeln (2.1), (2.2) und (2.3) relativ grobe Approximationen darstellen. Die vollständigere Analysenmethode von Rao und McCracken [4] beeinflusst unsere Resultate aber nur unbedeutend. Die aufgeführten Formeln werden im folgenden auf die fünf Meßstationen Climax, Deep-River, Jungfraujoch, Uppsala und Zugspitze angewendet. In Tabelle I sind die geographischen Längen, die Höhen und die geomagnetischen Cut-off-Werte dieser Stationen festge-

Tabelle I

Charakteristische Daten der Meßstationen und Ergebnisse der Fourier-Analyse der mittleren Tagesschwankung

Station	geogr. Länge	Höhe ü. M.	R_c	1957–1958		1959–1960	
				r	T	r	T
Climax	106° 11′ W	3400 m	3,75	3,50	14^h 50′	2,41	16^h 10′
Deep-River	77° 30′ W	145 m	2,10	3,37	14^h 02′	2,45	14^h 57′
Jungfraujoch	7° 59′ E	3550 m	5,25	—	—	2,83	14^h 51′
Uppsala	17° 55′ E	0 m	2,10	2,49	14^h 59′	2,25	14^h 12′
Zugspitze	10° 59′ E	2960 m	5,25	3,49	14^h 58′	3,18	15^h 00′

R_c: Cut-off in BV [5]

r: Relative Amplitude der 1. Harmonischen in ‰

T: Lokalzeit des Maximums der 1. Harmonischen

halten. Daneben sind auch die relativen Amplituden und die Zeiten des Maximums der über die Zeitintervalle 1957–1958 und 1959–1960 gemessenen mittleren Tagesschwankungen wiedergegeben. Die Berechnungsergebnisse (mittlere asymptotische Richtungen der Anisotropie sowie relative Amplituden der Tagesschwankung) sind für die Spektren

$$\frac{\delta D}{D}(R) = \begin{cases} a_0 & (2.4a) \\ a_1 R^{-1} & (2.4b) \\ a_2 R^{-2} & (2.4c) \end{cases}$$

in Tabelle II zusammengestellt. Bei der Amplitudenberechnung für Uppsala wurden die Ansätze (2.4a)–(2.4c) durch Berücksichtigung eines von Λ abhängigen Terms der Form $\cos\Lambda$ ergänzt. Damit wird der Breitenabhängigkeit der Anisotropie Rechnung getragen [3].

Die Resultate zeigen, dass die Werte von $\bar{\alpha}$ für die fünf Stationen nicht übereinstimmen. Einzig im Zeitintervall 1959–1960 ergeben sich für Stationen mit ähnlichen Cut-off-Werten wie Climax, Jungfraujoch und Zugspitze bzw. Deep-River und Uppsala annähernd gleiche Winkel. Dies bedeutet, dass die angewendete Einkompo-

Tabelle II

Mittlere asymptotische Richtungen der anisotropen Komponente, $\overline{\Lambda}_i$ und $\bar{\alpha}_i$, und relative Amplituden der Tagesschwankung der Nukleonenkomponente, r_i, für

$$\delta D/D = a_0 \quad (i = 0)$$
$$\delta D/D = a_1 R^{-1} \quad (i = 1)$$
$$\delta D/D = a_2 R^{-2} \quad (i = 2)$$

(Die Konstanten a_0, a_1 und a_2 sind so gewählt worden, dass die berechneten Amplituden für Climax mit den experimentellen Werten übereinstimmen.)

Grössen	Climax	Deep-River	Jungfraujoch	Uppsala	Zugspitze	Zeitperioden
Λ_0	– 5,6°	16,1°	11,0°	27,8°	11,1°	
Λ_1	– 17,1°	– 0,8°	4,6°	10,7°	5,5°	
Λ_2	– 4,1°	– 10,1°	– 2,7°	1,3°	– 3,5°	
$\bar{\alpha}_0$	91,8°	64,6°	—	87,4°	108,9°	
$\bar{\alpha}_1$	115,0°	74,7°	—	103,1°	132,9°	1957–1958
$\bar{\alpha}_2$	—	—	—	—	—	
$\bar{\alpha}_0$	111,8°	78,1°	109,8°	75,9°	109,4°	
$\bar{\alpha}_1$	135,0°	88,2°	136,2°	91,6°	133,4°	1959–1960
$\bar{\alpha}_2$	—	—	150,8°	104,6°	—	
r_0	3,50	3,50	3,50	3,01	3,50	
r_1	3,50	3,44	2,80	3,44	2,80	1957–1958
r_2	3,50	4,12	2,15	4,12	2,15	
r_0	2,41	2,41	2,41	2,07	2,41	
r_1	2,41	2,37	1,93	2,37	1,93	1959–1960
r_2	2,41	2,84	1,48	2,84	1,48	

nenten-Theorie den Messergebnissen nicht gerecht wird. Die experimentellen Amplitudenverhältnisse weichen nur bei den europäischen Stationen von den theoretischen wesentlich ab. Diese Abweichungen können beseitigt werden, falls nach Dorman $\delta D/D = 0$ für $R_c < 6\ BV$ gesetzt wird. Die für $\bar{\alpha}$ festgestellten Diskrepanzen würden dabei aber nicht verschwinden.

3. Interpretation der Tagesschwankung der Nukleonenkomponente aufgrund der Annahme von zwei anisotropen Komponenten

Die Annahme, dass die Tagesschwankung hauptsächlich durch zwei verschiedene anisotrope Komponenten bedingt ist, wird hier unter folgenden Voraussetzungen untersucht:

a) Beide Komponenten sollen annähernd aufgrund der theoretischen Ansätze von Dorman beschrieben werden können, wobei u. a. die Formeln (2.1), (2.2) und (2.3) zur Anwendung kommen. Das Spektrum der Komponente 1 sei von der Form $\delta D/D = a_0$, während für Komponente 2 die drei Fälle

$$\delta D/D = b_0 \qquad \delta D/D = b_1\, R^{-1} \qquad \delta D/D = b_2\, R^{-2}$$

in Betracht gezogen werden.

b) Die mittleren asymptotischen Richtungen $\bar{\alpha}_{1,2}$ sollen um 90° voneinander abweichen ($\bar{\alpha}_2 - \bar{\alpha}_1 = +\,90°$).

c) Der von jeder einzelnen Komponente herrührende Anteil der Tagesschwankung soll in guter Näherung durch die 1. Harmonische dargestellt werden können.

Die Tagesschwankungen von Climax und Deep-River haben unter den gegebenen Voraussetzungen die Form

$$v_{1,2} = c_{1,2} \cos(\tau - \mu_{1,2}) \text{ (Climax)} \tag{3.1}$$

$$w_{1,2} = d_{1,2} \cos(\tau - \eta_{1,2}) \text{ (Deep-River)} \tag{3.1a}$$

und

$$v = v_1 + v_2 = c \cos[(\tau - \mu_1) - \varrho] \tag{3.2}$$

$$w = w_1 + w_2 = d \cos[(\tau - \eta_1) - \sigma]\,. \tag{3.2a}$$

Die Indizes 1,2 beziehen sich auf die beiden anisotropen Komponenten. Die Bezeichnungen lauten:

τ: mit der Lokalzeit veränderlicher Phasenwinkel ($0 \leq \tau \leq 2\pi$)

cd Amplituden der Tagesschwankungen von Climax und Deep-River

$\left.\begin{matrix}\mu\eta\\ \varrho\sigma\end{matrix}\right\}$ Phasenwinkel, die durch die Lage des Maximums der 1. Harmonischen bestimmt sind

Zum Vergleich der Tagesschwankungen der beiden Stationen ist die zwischen den 1. Harmonischen bestehende Verschiebung der Maxima, γ, sowie das Amplitudenverhältnis, c/d, zu bestimmen.

$$\operatorname{tg}\gamma = \frac{\operatorname{tg}(\sigma-\varrho) + \operatorname{tg}\delta}{1 - \operatorname{tg}(\sigma-\varrho)\operatorname{tg}\delta} \tag{3.3}$$

$$\frac{c}{d} = \frac{c_2}{d_2}\left[\frac{1 + p^2 + 2\,p\cdot\cos\Delta\mu}{1 + k^2\,p^2 + 2\,k\,p\cdot\cos\Delta\eta}\right]^{1/2}. \tag{3.4}$$

Dabei gilt:

$$\delta = \eta_1 - \mu_1 , \tag{3.3a}$$

$$\Delta\mu = \mu_2 - \mu_1 , \tag{3.4a}$$

$$\Delta\eta = \eta_2 - \eta_1 , \tag{3.4b}$$

$$p = \frac{c_1}{c_2} \tag{3.4c}$$

$$k = \frac{d_1 c_2}{d_2 c_1} . \tag{3.4d}$$

Unter Berücksichtigung, dass

$$\operatorname{tg} \varrho = \frac{\sin\Delta\mu}{p + \cos\Delta\mu} \tag{3.5}$$

$$\operatorname{tg} \sigma = \frac{\sin\Delta\eta}{k\,p + \cos\Delta\eta} , \tag{3.5a}$$

erhält man aus (3.3) die folgende quadratische Gleichung

$$A\,p^2 + B\,p + C = 0 , \tag{3.6}$$

wobei

$$A = k\,(\operatorname{tg}\gamma - \operatorname{tg}\delta) , \tag{3.7a}$$

$$\begin{aligned} B = {} & (\operatorname{tg}\gamma - \operatorname{tg}\delta)\,(\cos\Delta\eta + k\cos\Delta\mu) \\ & - (1 + \operatorname{tg}\gamma\,\operatorname{tg}\delta)\,(\sin\Delta\eta - k\sin\Delta\mu) , \end{aligned} \tag{3.7b}$$

$$\begin{aligned} C = {} & (\operatorname{tg}\gamma - \operatorname{tg}\delta)\cos(\Delta\eta - \Delta\mu) \\ & - (1 + \operatorname{tg}\gamma\,\operatorname{tg}\delta)\sin(\Delta\eta - \Delta\mu) . \end{aligned} \tag{3.7c}$$

Mit Ausnahme von γ sind alle in den Koeffizienten A, B und C enthaltenen Grössen aufgrund der getroffenen Voraussetzungen sowie der in den Tabellen I und II zusammengestellten Berechnungsergebnisse bekannt. Aus Gleichung (3.6) kann demnach der unter der Bedingung $p \geqslant 0$ erlaubte Wertebereich von γ bestimmt werden. Für die Tagesschwankungen von Climax und Deep-River führt die numerische Auswertung zu den in Tabelle III zusammengestellten Ergebnissen. Ebenfalls sind in dieser Tabelle die Resultate der entsprechenden Rechnung für Jungfraujoch und Uppsala aufgeführt. Bei den mit *) bezeichneten Lösungen ist zu beachten, dass die Grenzwerte von c/d und γ einander nicht entsprechen. Beim Vergleich der Tagesschwankungen von Jungfraujoch und Uppsala findet man beispielsweise im dritten Fall $\gamma = 36{,}7°$ für $c/d = 0{,}52$. Für $\gamma_{max} = 43{,}3°$ erhält man $c/d = 0{,}72$ ($p = 0{,}90$).

Tabelle III

Vergleich der Tagesschwankungen von Climax und Deep-River sowie Jungfraujoch und Uppsala

Stationen	$\delta\,D/D \mid 1$	$\delta\,D/D \mid 2$	γ	c/d
Climax –	a_0	b_0	15,2°	1
Deep-River	a_0	$b_1\,R^{-1}$	$15{,}2° \leqslant \gamma \leqslant 28{,}3°$ *)	$1{,}10 \geqslant c/d \geqslant 1{,}00$*)
	a_0	$b_2\,R^{-2}$	$15{,}2° \leqslant \gamma \leqslant 35{,}4°$ *)	$1{,}01 \geqslant c/d \geqslant 0{,}85$*)
Jungfraujoch–	a_0	b_0	24,4°	1,16
Uppsala	a_0	$b_1\,R^{-1}$	$24{,}4° \leqslant \gamma \leqslant 38{,}1°$ *)	$1{,}16 \geqslant c/d \geqslant 0{,}81$*)
	a_0	$b_2\,R^{-2}$	$24{,}4° \leqslant \gamma \leqslant 43{,}3°$ *)	$1{,}16 \geqslant c/d \geqslant 0{,}52$*)

4. Diskussion

Wie der Vergleich der Berechnungsergebnisse von Tabelle III mit den experimentellen Daten der Tabelle I zeigt, sind die für den Fall einer einzigen anisotropen Komponente bereits nachgewiesenen Diskrepanzen der Phasen und Amplituden nach wie vor vorhanden. Zum Beispiel ist durchwegs $\gamma_{\text{theor.}} \geqslant 15{,}2°$ bzw. $\gamma_{\text{theor.}} \geqslant 24{,}4°$, während die entsprechenden experimentellen Werte negativ sind. Demnach vermag eine Zweikomponenten-Theorie unter den gegebenen Voraussetzungen die hier verwendeten experimentellen Daten nicht zu erklären.

Die vorliegenden Ergebnisse können aber auch auf eine Untersuchung der Tagesschwankung von DEBRUNNER und HOUTERMANS angewendet werden [2]. In dieser Arbeit werden die Tagesschwankungen der Nukleonenkomponente von Jungfraujoch und Uppsala in der Zeitperiode Oktober 1958–Juni 1961 verglichen. Für Tage mit $Kp_{max} \leqslant 1^+$ zeigte sich eine bedeutende zeitliche Verschiebung der 1. Harmonischen:

$$\gamma \simeq 65° , \tag{4.1}$$

$$\frac{c}{d} \simeq 0.75 . \tag{4.1a}$$

Die über 13 Tage gemittelten Daten von Uppsala enthalten allerdings einen Tag mit einer vom Durchschnitt stark abweichenden Tagesschwankung, so dass γ nach Ausschluss desselben auf 50° abnimmt. Damit lässt sich dann eine ziemlich gute Übereinstimmung mit den entsprechenden theoretischen Werten $\gamma = 43{,}3°$ und $c/d = 0{,}72$ erreichen.

Wenn wir das in der vorliegenden Arbeit benützte Datenmaterial ebenfalls auf Tage mit $Kp_{max} \leqslant 1^+$ beschränken und mit unseren theoretischen Ergebnissen vergleichen, bleiben die früher festgestellten Diskrepanzen bestehen.

Zusammenfassend kann also festgehalten werden, dass das hier und das von Debrunner und Houtermans ausgewertete Datenmaterial zu sich widersprechenden Resultaten führt. Aufgrund der vorliegenden Untersuchungen kann deshalb die Zweikomponenten-Theorie der Anisotropie der kosmischen Strahlung zur Zeit weder bestätigt noch widerlegt werden.

Verdankungen

Ich danke Herrn Dr. H. DEBRUNNER für die vielen wertvollen Anregungen und Ratschläge und den kosmischen Strahlungsgruppen von Climax, Deep-River, Uppsala und Zugspitze für das zur Verfügung gestellte Datenmaterial.

Diese Arbeit wurde durch den Schweizerischen Nationalfonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung finanziert.

Literaturverzeichnis

[1] D. VENKATESAN und A. DATTNER, Tellus *XI*, 117 (1959).
[2] H. DEBRUNNER und F. G. HOUTERMANS, Helv. phys. Acta *35*, 137 (1962).
[3] L. I. DORMAN, *Cosmic Ray Variations* (Translation), Technical Documents Liaison Office MCLTD, Wright-Patterson Air-Force Base, Ohio, chap. VI, VII a. o. (1957).
[4] U. R. RAO, K. G. MCCRACKEN und D. VENKATESAN, J. geophys. Res. *68*, 345 (1963).
[5] C. J. HATTON und D. A. CARSWELL, CRGP-1165, Deep-River Laboratory, Atomic Energy of Canada Limited, Chalk River (Ontario 1963).