

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 17 (1944)  
**Heft:** III

**Artikel:** Ionosphärische Bestimmung der UV-Intensitäten der Sonnenstrahlung im Bereich 700-900 Å  
**Autor:** Waldmeier, M.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-111502>

#### 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:** 24.01.2026

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

# Ionosphärische Bestimmung der UV-Intensitäten der Sonnenstrahlung im Bereich 700—900 Å

von M. Waldmeier.

(14. III. 1944.)

Es wird gezeigt, dass der Ausdruck  $f_0^n/\cos\chi$  ( $f_0$  = Grenzfrequenz der E-Schicht,  $\chi$  = Zenitdistanz der Sonne) proportional ist der extraterrestrischen Intensität der die E-Ionisation erzeugenden Strahlung. Empirische Bestimmung des Exponenten ergab  $n = 3$  (im Gegensatz zu dem bisher angenommenen Wert  $n = 4$ ). Die berechneten Intensitäten zeigen einen jährlichen Gang mit gut definiertem Maximum im Dezember/Januar und einem flachen Minimum im Spätsommer, welcher auf den jahreszeitlichen Gang der Ionosphären temperatur zurückgeführt wird. Die nach Elimination der jährlichen Periode erhaltenen extraterrestrischen Intensitäten  $S_0$  der E-Strahlung zeigen in den Monatsmitteln eine sehr enge Korrelation mit der durch die Fleckenrelativzahl  $R$  ausgedrückten Sonnenaktivität. Die Beziehung zwischen  $S_0$  und  $R$  ist linear; zur Zeit des Sonnentätigkeitsmaximums ist  $S_0$  rund doppelt so gross als zur Zeit des Minimums. Es wird gezeigt, dass die E-Strahlung, die wahrscheinlich in der Gegend von 700—900 Å liegt, in ihren statistischen Eigenschaften (Amplitude, Linearität, Korrelation) mit denjenigen der von BARTELS aus den sonnentäglichen erdmagnetischen Variationen erschlossenen W-Strahlung übereinstimmt, woraus folgt, dass diese Variationen ausschliesslich auf die E-Ionisation, also ein Stromsystem in rund 110 km Höhe zurückzuführen sind.

*1. Der Zusammenhang der UV-Intensität der Sonnenstrahlung mit der Elektronendichte der Ionosphäre.* Wir betrachten für die folgenden Überlegungen<sup>1)</sup> die Erdatmosphäre als eben und stellen ihre Dichte näherungsweise dar durch

$$\varrho = \varrho_0 \cdot e^{-h/H}, \quad (1)$$

wobei  $\varrho_0$  die Dichte im Meeressniveau,  $\varrho$  diejenige in der Höhe  $h$  und  $H = RT/\mu g$  die Höhe der homogenen Atmosphäre bedeutet ( $R$  = Gaskonstante,  $T$  = absolute Temperatur,  $\mu$  = Molekulargewicht,  $g$  = Schwerkraft). Nun betrachten wir ein Strahlenbündel von  $1 \text{ cm}^2$  Querschnitt, das von der Sonne kommt und unter dem Winkel  $\chi$  gegen die Normale zur Erdoberfläche einfällt ( $\chi$  = Zenitdistanz der Sonne); es soll sich dabei um eine monochromatische Strahlung von der extraterrestrischen Intensität  $S_0$  handeln. In einer Schicht der Dicke  $dh$  durchläuft die Strahlung den Weg  $dh/\cos\chi$  und wird deshalb in dieser Schicht, wenn

<sup>1)</sup> S. CHAPMAN, Proc. phys. Soc. **43** (1931), 26.

$k$  den Absorptionskoeffizienten pro  $\text{g}/\text{cm}^2$  bedeutet um  $dS$  geschwächt:

$$dS = S \cdot k \cdot \varrho \frac{dh}{\cos \chi} = S \cdot k \cdot \varrho_0 \cdot e^{-h/H} \frac{dh}{\cos \chi}. \quad (2)$$

Die Integration liefert:

$$S = S_0 \cdot e^{-\frac{k \cdot \varrho_0 H}{\cos \chi} e^{-h/H}}. \quad (3)$$

Wir setzen nun voraus, dass die Wellenlänge der betrachteten monochromatischen Strahlung klein genug ist um wenigstens einen Luftbestandteil ( $O, O_2, N, N_2$ ) zu ionisieren und dass die absorbierte Energie praktisch vollständig zur Ionisation verwendet wird. Die auf der Wegstrecke 1 absorbierte Energie beträgt  $S k \varrho$  und wenn wir die Zahl der bei Absorption der Strahlung 1 pro  $\text{cm}^3$  erzeugten Ionen mit  $\gamma$  bezeichnen, so beträgt in der Höhe  $h$  die Ionenproduktion:

$$I(\chi, h) = \gamma k \varrho S = \gamma k S_0 \varrho_0 e^{-h/H} e^{-\left(\frac{k \varrho_0 H}{\cos \chi} e^{-h/H}\right)}. \quad (4)$$

Die erste Exponentialfunktion in (4) ist in grosser, die zweite in geringer Höhe sehr klein, während dazwischen  $I(\chi, h)$  ein steiles Maximum besitzt, d. h. Schichtbildung aufweist. Die maximale Ionenproduktion  $I_0(\chi)$  und die Höhe  $h_0(\chi)$  in der diese auftritt (= Höhe der ionisierten Schicht) ergeben sich aus  $dI(\chi, h)/dh = 0$ :

$$I_0(\chi) = \frac{\gamma S_0 \cos \chi}{e H} = I_0(0) \cos \chi. \quad (5)$$

$$h_0(\chi) = H \cdot \lg(k \cdot H \cdot \varrho_0 \cdot \sec \chi) = h_0(0) + H \lg \sec \chi. \quad (6)$$

Dabei bedeuten  $I_0(0)$  und  $h_0(0)$  bzw. maximale Ionenproduktion und deren Höhe bei senkrechtem Einfall der Strahlung. Die in diesen Formeln auftretende Zenitdistanz der Sonne berechnet sich leicht aus der geographischen Breite (= Polhöhe)  $\varphi$  des Beobachtungsortes, der Deklination  $\delta$  der Sonne und ihrem Stundenwinkel  $t$ :

$$\cos \chi = \sin \varphi \cdot \sin \delta + \cos \varphi \cdot \cos \delta \cdot \cos t. \quad (7)$$

Der Ionenproduktion wirken Rekombination und Anlagerung entgegen. Die Wirkung der Ladungsträger auf die elektromagnetischen Wellen, für die wir uns im folgenden interessieren werden, wird durch deren spezifische Ladung  $e/m$  bestimmt. Im allgemeinen hat man somit nur die Wirkung der Elektronen zu betrachten und diejenige der Ionen erst wenn deren Konzentration diejenige der

Elektronen etwa um das  $10^4$ fache übertrifft. Die zeitliche Änderung der Elektronenkonzentration  $N_e$  ist gegeben durch

$$\frac{dN_e}{dt} = q - \alpha N_+ N_e - \beta N_e, \quad (8)$$

wobei  $q$  die sekundliche Elektronenproduktion bedeutet,  $\alpha$  den Rekombinationskoeffizienten,  $N_+$  die Dichte der positiven Ionen und  $\beta$  den Koeffizienten der Anlagerung der Elektronen an neutrale Partikel. Als ersten Grenzfall betrachten wir  $\beta = 0$  (keine Anlagerung); für den stationären Zustand ( $dN_e/dt = 0$ ) ergibt sich für das Gebiet maximaler Ionisation, wenn wir die Ionenproduktion aus (5) entnehmen:

$$I_0(0) \cdot \cos \chi = \alpha N_+ N_e, \quad (9)$$

und bei Berücksichtigung, dass bei Abwesenheit negativer Ionen  $N_+ = N_e = N$ :

$$N_e = \sqrt{\frac{I_0(0) \cdot \cos \chi}{\alpha}}. \quad (10)$$

Im andern Grenzfall,  $\alpha = 0$ , ist:

$$N_e = \frac{I_0(0) \cdot \cos \chi}{\beta}. \quad (11)$$

Schliesslich haben wir noch den Fall, dass  $N_e \ll N_+$ ; dann enthält das Gas als Ladungsträger praktisch nur positive ( $N_+$ ) und negative ( $N_-$ ) Ionen und es gilt  $N_+ = N_- = N$ . Dies führt wieder auf

$$N_+ = N_- = \sqrt{\frac{I_0(0) \cdot \cos \chi}{\alpha'}}. \quad (12)$$

Da  $I_0(0)$  proportional  $S_0$  ist, lässt sich  $S_0$  durch die Ladungsträgerdichte  $N$ , gleichgültig ob Ionen oder Elektronen, und unabhängig von dem Mechanismus, welcher der Ionenproduktion entgegenwirkt, darstellen:

$$S_0 \sim \frac{N^z}{\cos \chi}, \quad (13)$$

wobei für den Exponenten  $z$  gilt:

$$1 \leq z \leq 2. \quad (14)$$

Beim heutigen Stand der Theorie der Ionosphäre kann  $z$  nur empirisch bestimmt werden.

Das durch die Trägerkonzentration  $N$  charakterisierte Medium weist im Falle geringer Konzentration, also bei schwacher Dämp-

fung, gegen das nicht ionisierte Medium den Brechungsexponenten  $n$  auf:

$$n^2 = 1 - \frac{Ne^2}{m\pi f^2}, \quad (15)$$

wobei  $e$  die Elementarladung,  $m$  die Masse der Ladungsträger und  $f$  die Frequenz der Strahlung bedeutet, auf welche sich  $n$  bezieht. Eine unter dem Winkel  $\varphi_0$  gegen die Vertikale abgestrahlte elektrische Welle wird beim Eindringen in die Ionosphäre abgelenkt werden, wobei in jedem Punkt gilt:

$$n_0 \cdot \sin \varphi_0 = n_1 \cdot \sin \varphi_1. \quad (16)$$

Dabei bezieht sich der Index 1 auf irgendeine Stelle in der ionisierten Schicht und der Index 0 auf den Erdboden ( $N=0$ ). Da  $n_1 < n_0$ , ist  $\varphi_1 > \varphi_0$  d. h. die Welle wird zunehmend stärker in die Horizontale abgelenkt und erreicht schliesslich bei  $\sin \varphi_1 = 1$  den Umkehrpunkt. In diesem beträgt der Brechungsexponent  $n = \sin \varphi_0$ . Bei senkrechter Abstrahlung ist demnach im Umkehrpunkt  $n = 0$ , woraus sich der Zusammenhang der Trägerdichte im Reflexionspunkt mit der Frequenz ergibt:

$$N = \frac{\pi m}{e^2} f^2. \quad (17)$$

Die höchste noch reflektierte Frequenz, die Grenzfrequenz  $f_0$ , wird an der Stelle der oben berechneten maximalen Trägerdichte  $N_{\max}$  reflektiert:

$$N_{\max} = \frac{\pi m}{e^2} f_0^2. \quad (18)$$

Zusammen mit (13) ergibt sich daraus für die extraterrestrische Strahlungsintensität:

$$S_0 \sim \frac{f_0^2 z}{\cos \chi}. \quad (19)$$

Da jedoch die in die Rechnung eingehenden Grössen ( $k$ ,  $\alpha$  usw.) nur unsicher bekannt sind, lassen sich aus Messungen der Grenzfrequenzen absolute Werte von  $S_0$  höchstens grössenordnungsmässig, die Variationen von  $S_0$  hingegen, wie im folgenden gezeigt wird, sehr sauber bestimmen.

*2. Die Intensität der die ionosphärische E-Schicht erzeugenden Strahlung.* Wir wenden die vorstehenden Ausführungen auf die ihrem Verhalten nach einfachste und übersichtlichste ionosphärische Schicht (die sogenannte  $E$ -, oder neuerdings  $E_1$ -Schicht genannte)

an. Die Höhe dieser Schicht beträgt etwa 110 km und unterliegt nur unbedeutenden Schwankungen. Man vermutet, dass diese Schicht durch die Photoionisation von  $O_2$  entsteht<sup>1)</sup>; doch ist dies vorerst blos eine Arbeitshypothese. Die Ionisationsenergien der 4 wichtigsten Luftbestandteile betragen: O 13,6,  $O_2$  16,1, N 14,0,  $N_2$  16,9 eV. Diesen Energien entsprechen Wellenlängen zwischen 910 und 730 Å; somit dürften sich die Strahlungsintensitäten, die wir im folgenden berechnen werden auf den Spektralbereich zwischen etwa 700 und 910 Å beziehen.

Als Beobachtungsgrundlage wurde das von der Versuchsstation Herzogstand (KOCHEL) publizierte Material verwendet<sup>2)</sup>. Diese Publikationen geben die monatlichen Mittelwerte des Tagesganges der  $E_1$ -Grenzfrequenz,  $\bar{f}_0$ , beginnend mit Januar 1940, so dass das für die vorliegende Untersuchung verwendete Material 4 Jahre umfasst.

Zunächst benutzen wir den tageszeitlichen Gang zur Bestimmung des Exponenten  $2z$ , indem wir die Voraussetzung machen, dass sich  $S_0$  im Laufe des Tages nicht merklich ändert. Der Exponent ist so zu wählen, dass der Ausdruck  $\bar{f}_0^{2z} / \cos \chi$  unabhängig wird von  $t$ . Vorerst geben wir in Tab. 1 die bei ionosphärischen Unter-

**Tabelle 1.**

Die Monatsmittelwerte von  $\cos \chi$  in Abhängigkeit vom Stundenwinkel ( $\varphi = 47^\circ 39' 42''$ ).

Monat $\delta$	$t$	0 h	$\pm 1$ h	$\pm 2$ h	$\pm 3$ h	$\pm 4$ h	$\pm 5$ h	$\pm 6$ h	$\pm 7$ h
Januar	- 20,8	0,36713	0,34565	0,28276	0,18271	0,05232			
Februar	- 13,0	0,48995	0,46759	0,40203	0,29775	0,16184	0,00357		
März	- 2,1	0,64596	0,62302	0,55580	0,44883	0,30943	0,14711		
April	+ 9,5	0,78627	0,76363	0,69727	0,59171	0,45413	0,29392	0,12200	
Mai	+ 18,7	0,87495	0,85320	0,78948	0,68810	0,55597	0,40211	0,23699	0,07187
Juni	+ 23,0	0,90879	0,88766	0,82573	0,72721	0,59881	0,44928	0,28882	0,12836
Juli	+ 21,3	0,89601	0,87462	0,81193	0,71222	0,58226	0,43092	0,26851	0,10610
August	+ 13,9	0,83135	0,80907	0,74376	0,63987	0,50446	0,34678	0,17757	0,00836
Septemb.	+ 3,1	0,71248	0,68956	0,62238	0,51551	0,37622	0,21403	0,03997	
Oktober	- 8,5	0,55684	0,53414	0,46760	0,36175	0,22379	0,06314		
Novemb.	- 18,2	0,40894	0,38713	0,32322	0,22155	0,08908			
Dezemb.	- 23,0	0,33115	0,31002	0,24809	0,14957	0,02117			

suchungen immer wieder benötigten  $\cos \chi$ -Werte für die Station Herzogstand (KOCHEL)  $\varphi = 47^\circ 39' 42''$ . Da der tägliche Gang von

<sup>1)</sup> S. K. MITRA, Nature **142** (1938), 914.

<sup>2)</sup> Monatliche Berichte; vgl. dazu auch: Mitt. d. Deutschen Akademie der Luftfahrtforschung **2** (1943), Heft 2.

$f_0$  im Monatsmittel oft gewisse Unregelmässigkeiten aufweist, wurden die Messungen zuerst durch eine glatte Kurve ausgeglichen, die sich der beobachteten möglichst eng anschmiegt; ihr wurden die  $\bar{f}_0$ -Werte für die Stundenwinkel  $0, \pm 1, \pm 2 \dots$  entnommen. Der monatliche Mittelwert von  $f_0$  ist, falls  $Z$  die Anzahl der Tage bedeutet, für irgendeinen Wert von  $t$ :

$$\bar{f}_0 = \frac{\sum f_0}{Z} = \frac{\sum^2 z S_0 \cdot \cos \chi}{Z}. \quad (20)$$

Da  $\cos \chi$  innerhalb eines Monates wenig, innerhalb der Solstitialmonate sogar sehr wenig variiert, kann diese Funktion ihrem monatlichen Mittelwert gleichgesetzt werden, so dass für  $\bar{f}_0$  dieselbe Abhängigkeit von  $t$  besteht wie für  $f_0$  eines bestimmten Tages.

Zuerst wurden die beiden Grenzfälle untersucht, d. h. die Ausdrücke  $\bar{f}_0^2/\cos \chi$  und  $\bar{f}_0^4/\cos \chi$  auf ihre Konstanz geprüft. Es zeigte sich, dass keiner dieser Ausdrücke konstant ist, sondern beide beträchtlich und systematisch mit  $t$  variieren. Mit zunehmendem Abstand vom Meridian nimmt  $\bar{f}_0^2/\cos \chi$  zu,  $\bar{f}_0^4/\cos \chi$  dagegen ab; der Exponent liegt somit zwischen 2 und 4, in Übereinstimmung mit (14). In der Tat erweist sich der Ausdruck  $\bar{f}_0^3/\cos \chi$  als praktisch konstant, wie aus Tab. 2 hervorgeht. In dieser Tabelle sind die Werte von  $\bar{f}_0^3/\cos \chi$  und  $\bar{f}_0^4/\cos \chi$  aufgeführt, jedoch nur bis zu so grossen Stundenwinkeln, dass der Nenner  $\cos \chi$  (Tab. 1) grösser bleibt als 0,2. Die grösseren Stundenwinkel blieben unberücksichtigt, da bei diesen  $f_0$  sich rasch ändert, so dass kleine Ungenauigkeiten in  $t$  zu bedeutenden Fehlern in  $f_0$  führen, die durch die Kleinheit von  $\cos \chi$  noch verstärkt werden. Überdies wurden die beiden Werte, die zu denselben Absolutwerten von  $t$  gehören, gemittelt um gewisse Unsymmetrien im tageszeitlichen Gang gegenüber dem wahren Mittag, wie sie in einzelnen Monatskurven auftreten, zu eliminieren. Die  $\bar{f}_0^4/\cos \chi$ -Werte der 48 Monate zeigen eine starke Abnahme mit zunehmendem Stundenwinkel mit Ausnahme vom Oktober 1942 und Dezember 1943, wo jener Wert praktisch unabhängig ist von  $t$ . Von den 48 Gruppen von  $\bar{f}_0^3/\cos \chi$ -Werten dagegen zeigt die Mehrzahl, nämlich 27, eine kleine Zunahme, 16 eine geringe Abnahme und 5 sind unabhängig von  $t$ . Daraus muss man schliessen, dass der Exponent  $2z$  zwischen 3 und 4 liegt, jedoch nur wenig grösser ist als 3. Das verwendete Material ist weder exakt noch umfangreich genug, um eine zuverlässige Bestimmung des Exponenten zu ermöglichen, weshalb wir im folgenden mit  $2z = 3$  rechnen. Tabelle 2 zeigt, dass die  $\bar{f}_0^3/\cos \chi$ -Werte in guter Annäherung konstant sind und jedenfalls keinen wesentlichen systema-

**Tabelle 2.**

**Tabelle 2.**  
Fortsetzung.

Jahr	Monat \ t	0	± 1	± 2	± 3	± 4	± 5	± 6	Monats- mittel	mittlere Ab- weichg.	Jahres- mittel	$S_0$
1942	Jan. $f^3/\cos \chi$	58,0	58,2	57,6					57,9	0,4%		53,1
	$f^4/\cos \chi$	160,7	158,5	146,1								
	Febr. $f^3/\cos \chi$	55,1	54,7	55,0	54,2				54,8	0,5%		54,8
	$f^4/\cos \chi$	165,2	162,0	154,0	136,5							
	März $f^3/\cos \chi$	46,1	46,1	46,4	48,5	50,0			47,4	3,1%		48,4
	$f^4/\cos \chi$	143,0	141,0	138,6	135,2	124,4						
	April $f^3/\cos \chi$	43,7	43,6	45,4	47,2	48,5	49,4		46,3	4,5%		46,7
	$f^4/\cos \chi$	142,0	140,0	144,0	143,4	136,2	120,7					
	Mai $f^3/\cos \chi$	34,1	34,2	36,2	38,8	42,3	43,8	45,9	39,3	9,8%		42,7
	$f^4/\cos \chi$	105,4	105,4	110,4	116,5	120,9	113,7	101,8				
	Juni $f^3/\cos \chi$	35,4	65,5	35,7	36,9	38,6	38,6	37,6	36,9	3,2%		39,3
	$f^4/\cos \chi$	112,5	112,2	110,3	110,5	110,3	100,1	83,3				
1943	Juli $f^3/\cos \chi$	33,9	34,1	35,5	37,6	38,1	36,7	34,9	35,8	3,9%		38,1
	$f^4/\cos \chi$	105,8	105,4	108,7	112,2	98,0	92,0	73,5				
	Aug. $f^3/\cos \chi$	33,5	33,6	34,6	36,0	37,5	38,0		35,5	4,6%		37,4
	$f^4/\cos \chi$	101,4	101,0	102,4	102,5	100,1	89,5					
	Sept. $f^3/\cos \chi$	34,0	34,0	34,2	35,8	37,3	38,0		35,5	4,2%		38,2
	$f^4/\cos \chi$	98,3	97,2	94,7	94,6	90,1	76,5					
	Okt. $f^3/\cos \chi$	32,0	32,5	33,2	35,4	41,0			34,8	7,7%		41,0
	$f^4/\cos \chi$	83,5	84,3	82,8	82,8	85,8						
	Nov. $f^3/\cos \chi$	44,0	43,4	42,8	40,6				42,7	2,5%		37,8
	$f^4/\cos \chi$	115,3	111,1	103,0	84,8							
	Dez. $f^3/\cos \chi$	45,6	45,8	45,9					45,8	0,2%		37,2
	$f^4/\cos \chi$	112,7	110,8	103,4								
1943	Jan. $f^3/\cos \chi$	43,7	43,0	42,4					43,0	1,0%		39,4
	$f^4/\cos \chi$	110,1	106,0	97,0								
	Febr. $f^3/\cos \chi$	44,8	45,2	46,5	47,0				45,9	1,9%		45,9
	$f^4/\cos \chi$	125,3	125,1	123,6	113,3							
	März $f^3/\cos \chi$	38,2	38,3	40,3	41,2	42,3			40,1	3,6%		40,9
	$f^4/\cos \chi$	111,1	110,3	113,8	109,1	99,6						
	April $f^3/\cos \chi$	41,7	40,8	40,2	39,7	38,5	38,8		39,9	2,3%		40,3
	$f^4/\cos \chi$	133,3	128,6	122,0	113,8	100,1	87,3					
	Mai $f^3/\cos \chi$	37,0	37,3	38,1	38,2	37,3	36,6	35,9	37,2	1,6%		40,4
	$f^4/\cos \chi$	118,4	118,4	118,6	113,8	101,4	89,8	76,2				
	Juni $f^3/\cos \chi$	39,6	39,0	38,5	39,8	36,3	36,3	36,6	38,0	3,6%		40,4
	$f^4/\cos \chi$	130,7	127,0	121,8	122,2	101,2	92,2	80,3				
1943	Juli $f^3/\cos \chi$	36,6	37,0	37,8	38,3	37,9	36,7	35,9	37,2	1,9%		39,6
	$f^4/\cos \chi$	117,0	118,3	118,3	115,2	106,3	92,2	76,1				
	Aug. $f^3/\cos \chi$	37,9	37,2	38,1	37,9	37,3	37,7		37,7	0,8%		39,7
	$f^4/\cos \chi$	119,8	115,2	116,2	109,6	99,2	88,7					
	Sept. $f^3/\cos \chi$	33,6	33,1	32,6	32,6	35,3			33,4	2,4%		35,9
	$f^4/\cos \chi$	96,7	93,9	88,8	83,5	83,8						
	Okt. $f^3/\cos \chi$	34,3	33,8	32,6	33,5	38,7			34,6	4,8%		40,7
	$f^4/\cos \chi$	91,5	88,8	80,8	76,7	79,8						
	Nov. $f^3/\cos \chi$	46,5	45,4	45,0	46,8				45,9	1,6%		40,6
	$f^4/\cos \chi$	124,0	116,1	110,0	102,0							
	Dez. $f^3/\cos \chi$	52,3	54,1	58,3					54,9	4,1%		44,6
	$f^4/\cos \chi$	137,0	139,1	142,2								

\*

tischen Gang mit  $t$  aufweisen. Es ist deshalb sinnvoll, die zu verschiedenen  $t$ -Werten, aber zum gleichen Monat gehörenden  $\bar{f}_0^3/\cos \chi$ -Werte zu einem Mittel zusammenzufassen. Im Mittel der 4 untersuchten Jahre beträgt nach Tabelle 2 die mittlere Abweichung der Einzelwerte nur 3,0%; die Extremwerte betragen 0,2% (Dezember 1942) und 9,8% (Mai 1942).

Bezeichnen wir die Grenzfrequenz zu einem bestimmten Stundenwinkel bei der Zenitdistanz  $\chi$  am Tage  $i$  mit  $f_i$ , so berechnet sich der monatliche Mittelwert der Intensität zu

$$\bar{S}_i \sim \frac{1}{\cos \chi} \cdot \bar{f}_i^3. \quad (21)$$

Zur Erhöhung der Genauigkeit misst man die Grenzfrequenz in verschiedenen Stundenwinkeln. In den Publikationen der Versuchsstation Herzogstand werden aber die Monatsmittel  $\bar{f}_i$  mitgeteilt, aus denen wir die mittlere Intensität  $\bar{S}'_i$  berechnet haben:

$$\bar{S}'_i \sim \frac{1}{\cos \chi} \bar{f}_i^3. \quad (22)$$

Sicher ist  $\bar{f}_i^3 \geq \bar{f}_i^3$  also  $\bar{S}_i \geq \bar{S}'_i$ , wobei aber über den Grad der Ungleichheit nichts genaueres ausgesagt werden kann, da über die Schwankungen der Grenzfrequenz von Tag zu Tag keine Publikationen vorliegen. Das Gleichheitszeichen gilt nur im Falle verschwindend kleiner Intensitätsänderungen innerhalb eines Monats. Immerhin dürfte sich  $\bar{f}_i^3$  in erster Näherung um einen konstanten Faktor von  $\bar{f}_i^3$  unterscheiden, so dass weiterhin der Ausdruck  $\bar{f}_i^3/\cos \chi$  ein Mass für die die  $E$ -Ionisation erzeugende  $UV$ -Strahlung bleibt. Man erkennt daraus wie wesentlich es ist, nicht nur Mittel-, sondern auch Momentanwerte ionosphärischer Messungen zu publizieren.

*3. Der jahreszeitliche Gang der  $E$ -Ionisation und die Temperatur in der  $E$ -Schicht.* Ausser dem trivialen durch die variable Sonnenhöhe bedingten war bisher kein jahreszeitlicher Gang der  $E$ -Ionisation bekannt. Eine nähere Betrachtung der monatlichen Mittelwerte von  $f^3/\cos \chi$  (Tab. 2) lässt die Vermutung aufkommen, dass

**Tabelle 3.**  
Der jahreszeitliche Gang von  $\bar{f}_i^3/\cos \chi$ .

Monat	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
A	1,16	1,05	1,02	1,02	0,94	0,95	0,93	0,94	0,91	0,83	1,10	1,18
B	1,09	1,00	0,98	0,99	0,92	0,94	0,94	0,95	0,93	0,85	1,13	1,23

in den berechneten und als extraterrestrisch bezeichneten Intensitäten noch ein jahreszeitlicher Gang enthalten ist. Wir haben zunächst jedes Monatsmittel durch das entsprechende Jahresmittel dividiert und die 4 Werte für jeden Monat zu einem Mittel A vereinigt (Tab. 3). In analoger Weise wurde B abgeleitet, jedoch wurden dabei die Intensitäten nicht auf das Jahresmittel bezogen,

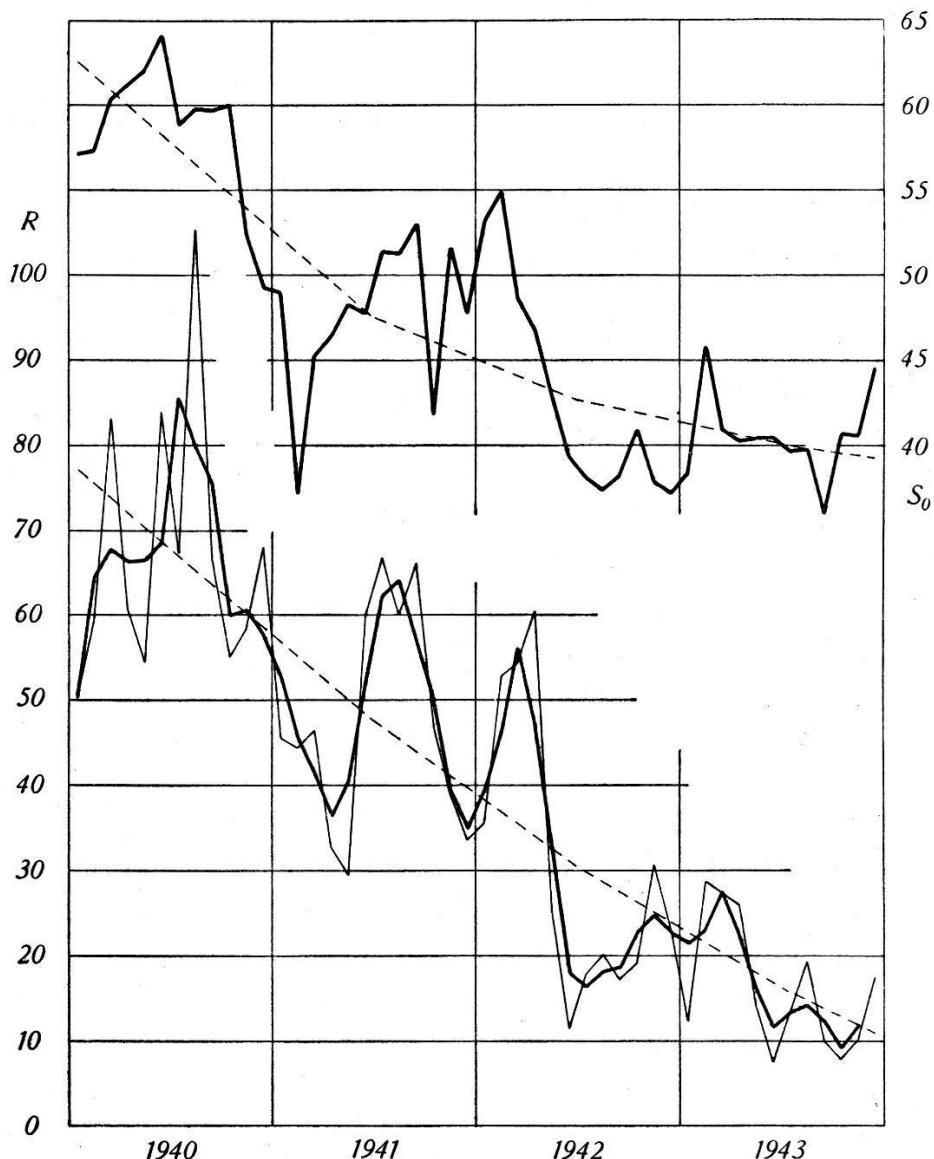


Fig. 1.

Monatliche Mittelwerte der  $E$ -Strahlungsintensität  $S_0$  und der Sonnenfleckenrelativzahl  $R$ .

sondern auf die ausgeglichene Intensität (Fig. 1 gestrichelte Kurve) zu der betreffenden Zeit. Die Kurve der ausgeglichenen Intensität ist dabei durch die Jahresmittel von  $\bar{f}^3/\cos \chi$  festgelegt. Die Größen A und B unterscheiden sich nur unwesentlich voneinander und zeigen einen deutlichen jahreszeitlichen Gang, der dadurch noch an Real-

tät gewinnt, dass er in allen 4 untersuchten Jahren in derselben Art, wenn auch z. T. weniger deutlich auftritt. Versucht man die Werte der Tabelle 3 durch eine möglichst sinusähnliche Kurve darzustellen, so ergibt sich ein breites und flaches Minimum im Spätsommer und ein Maximum im Dezember oder Januar. Der besonders niedrige Wert vom Oktober kann zufallsbedingt sein; man muss sich überhaupt klar sein, dass aus einem nur 4jährigen Beobachtungsmaterial ein jährlicher Gang, dessen Amplitude gegen die reellen Änderungen wesentlich zurücktritt, sich nur unsicher bestimmen lässt, so dass es späteren Untersuchungen vorbehalten bleiben muss, diesen Jahresgang exakter zu erfassen.

Der jahreszeitliche Gang, dessen maximaler und minimaler Wert sich etwa wie 1,2 : 0,9 verhalten, dürfte durch einen jährlichen Temperaturgang bedingt sein. Da  $H \sim T$  ist, ergibt sich aus (5):  $I_0(0) \sim S_0/T$ . Die Temperatur im Spätsommer dürfte somit rund 33% höher liegen als im Winter. Da man mit einer mittleren Temperatur der  $E$ -Schicht von  $320\text{--}370^\circ$  rechnet<sup>1)</sup>, dürfte in unseren Breiten die Jahresamplitude rund  $100^\circ$  betragen. Dieser Jahresgang ergibt nebenher auf Grund von (6) eine Erklärung für die Konstanz der Höhe der  $E$ -Schicht: im Sommer ist  $H$  gross,  $\sec \chi$  klein, im Winter umgekehrt.

*4. Der Zusammenhang der Sonnenaktivität mit der Intensität der  $E$ -Strahlung* (wie wir die die  $E$ -Ionisation erzeugende Strahlung kurz nennen)<sup>2)</sup>. Der jahreszeitliche Gang der Monatsmittel von  $\bar{f}^3/\cos \chi$  wurde eliminiert, indem diese durch die B-Werte dividiert wurden (Reduktion mit Hilfe der A-Werte führt praktisch zu demselben Resultat). Diese reduzierten Werte stellen (bis auf einen Proportionalitätsfaktor) die extraterrestrische Intensität der  $E$ -Strahlung dar und wurden deshalb mit  $S_0$  bezeichnet. Sie sind in Fig. 1 dargestellt zusammen mit den als Mass für die Sonnenaktivität dienenden Monatsmitteln der Sonnenfleckenrelativzahl  $R$  (dünne Kurve) sowie den Mittelwerten über 3 Monate (dicke Kurve). Im Gegensatz zu den bisher untersuchten solar-terrestrischen Beziehungen, bei denen sich in den Jahresmitteln eine hohe, in den Monatsmitteln jedoch eine geringe oder keine Korrelation ergab<sup>3)</sup>, zeigt die ionosphärisch gemessene  $E$ -Strahlungsintensität auch in den Monatsmitteln einen engen Zusammenhang mit den Fleckenrelativzahlen und speziell mit den jeweils über 3 Monate aus-

<sup>1)</sup> J. ZENNECK, Naturwiss. **30**, (1942), 739; R. PENNDORF, Meteorol. Z. **58** (1941), 1.

<sup>2)</sup> E. V. APPLETON und R. NAISMITH, Phil. Mag. (7) **27** (1939), 144.

<sup>3)</sup> J. BARTELS, Terr. Magn. **37** (1932), 1.

geglichenen Werten derselben. Die Hauptmaxima und -minima der  $S_0$ -Kurve korrespondieren mit solchen der  $R$ -Kurve; allerdings fallen dieselben zeitlich nicht exakt zusammen. Von 6 Maxima der  $S_0$ -Kurve, welche mit solchen der  $R$ -Kurve identifiziert werden konnten, trat eines gegenüber der Sonnenaktivität um 1 Monat verspätet, 5 dagegen um 1 Monat verfrüht auf. Von den 5 identifizierbaren Minima trat eines um 1 Monat verspätet, 2 um einen und 2 um 2 Monate gegenüber  $R$  verfrüht auf. Darnach würde die maximale Intensität der  $E$ -Strahlung der grössten Entwicklung der Flecken rund einen Monat vorangehen. Dieses Ergebnis müsste allerdings noch an einem einen grösseren Zeitraum umfassenden Beobachtungsmaterial geprüft werden.

Der Zusammenhang von  $S_0$  mit den über 3 Monate ausgeglichenen  $R$ -Werten lässt sich durch die lineare Beziehung

$$S_0 = 34,4 + 0,320 \cdot R \quad (23)$$

darstellen. Daraus folgt für den Quotienten

$$q = \frac{S_{R=100}}{S_{R=0}} = 1,93, \quad (24)$$

d. h. roh ausgedrückt: zur Zeit des Sonnentätigkeitsmaximums ist die Intensität der  $E$ -Strahlung doppelt so gross als zur Zeit des Minimums.

Der Korrelationskoeffizient zwischen den ausgeglichenen  $R$ -Werten und  $S_0$  beträgt

$$r(S_0, R) = 0,873 \pm 0,035 \quad (25)$$

und erhöht sich für den Zusammenhang von  $S_0$  mit der Flecken-tätigkeit im darauffolgenden Monat auf

$$r(S_0, R) = 0,935 \pm 0,018. \quad (26)$$

In diesem Zusammenhang muss darauf hingewiesen werden, dass es neuerdings J. BARTELS<sup>1)</sup> gelungen ist, aus den sonnen-tägigen erdmagnetischen Variationen auf eine solare Wellenstrahlung  $W$  und deren Veränderungen zu schliessen. Es zeigte sich, dass die sonnentägige Amplitude der Horizontalintensität  $A_s(H)$  der Station Huancayo als Mass für  $W$  dienen kann. Für die Korrelation der Monatsmittel von  $A_s$  mit  $R$  ergaben sich sehr hohe Werte:  $r(A_s, R)$  lag zwischen 0,89 und 0,97. Bemerkenswert ist ferner, dass die Werte des Quotienten  $A_{R=100}/A_{R=0}$  zwischen 1,6 und 2,2

---

<sup>1)</sup> J. BARTELS, Abh. Preuss. Akad. Wiss. Berlin 1941, Math.-naturwiss. Kl. Nr. 12.

liegen mit einem Mittelwert von 1,90, welcher mit unserem Wert von  $q$  (24) übereinstimmt. Die beiden durch  $A_s$  und  $S_0$  dargestellten Intensitäten stimmen somit bis auf einen Proportionalitätsfaktor überein! Nach diesen Ergebnissen muss man schliessen, obschon eine direkte Vergleichung der nur bis 1939 publizierten magnetisch erschlossenen  $W$ -Intensitäten mit den erst ab 1940 vorliegenden ionosphärisch berechneten nicht möglich ist, dass es sich bei der BARTEL'schen  $W$ -Strahlung um dieselbe Strahlung handelt, welche die  $E$ -Schicht erzeugt, wodurch die von BARTELS geäusserte Vermutung, dass das für die  $A_s(H)$ -Variation verantwortliche Stromsystem „in niedrigen Höhen der Atmosphäre fliesst, jedenfalls nicht so hoch wie die  $F_2$ -Schicht, sondern wahrscheinlich in der  $E$ -Schicht oder noch darunter“<sup>1)</sup> bestätigt wird. Die erdmagnetisch und ionospärisch erschlossenen Schwankungen von  $W$  beziehen sich somit auf dieselbe Strahlung von vermutlich 700—900 Å Wellenlänge und sind einander vollständig gleichwertig.

Die Quelle der  $E$ -Strahlung wird man trotz der hohen Korrelation mit den Sonnenflecken nicht mit diesen selbst identifizieren, sondern wohl in Erscheinungen wie den Fackeln oder überhitzten Koronagebieten<sup>2)</sup> suchen, welche in engstem Zusammenhang mit den Flecken auftreten. Hierüber wird erst Klarheit geschaffen werden können, wenn Tageswerte von  $S_0$  vorliegen.

Eidgenössische Sternwarte, Zürich.

---

<sup>1)</sup> I. c. S. 6.

<sup>2)</sup> M. WALDMEIER, ZS. f. Astrophys. **23** (1944), erscheint demnächst.