

der GN und dem gKr mitspielenden Zellen beschränkt, die sicher nur einen Bruchteil ausmachen. Ansätze zur Hypothese einer «funktionellen Polarität» finden sich übrigens schon in den Arbeiten namhafter Physiologen wie HERMANN und MATTHIAS¹, LOEB und MAXWELL², BREUER³ sowie MOORE⁴; die von LOEB und MAXWELL² aus dem elektrophysiologischen Experiment vorausgesagte Feinstruktur (Zellenanordnung) für das ZNS der Krebse ist bereits histologisch von ALLEN⁵ nachgewiesen worden.

Auf die Bemerkungen WINTERSTEINS hinsichtlich der Kombination chemisch und elektrisch gesetzter Erregbarkeitsänderungen (Stromdosisverfahren) braucht hier nicht eingegangen zu werden, da die einschlägigen Versuche nur zum Nachweis einer zentralen Stromwirkung überhaupt unternommen wurden, die auch WINTERSTEIN nicht bestreitet; im übrigen führte das Stromdosisverfahren durchaus nicht zu von vornherein zu erwartenden Ergebnissen, wie die Entdeckung der Pharmaka mit «zentral unsymmetrischer» Wirkung zeigt⁶.

Die Hypothese einer «funktionellen Polarität» im ZNS scheint mir daher durch die Überlegungen und Versuche WINTERSTEINS nicht berührt. Der Elektrotonus im ZNS ist übrigens auch Gegenstand einer 1944

an «Pflügers Archiv» eingesandten Arbeit gewesen, welche jedoch infolge der Einstellung deutscher Zeitschriften erst jetzt im ersten Nachkriegsheft erschienen ist¹. Meiner Auffassung über die «funktionelle Polarität» haben sich bereits Elektrophysiologen, wie M. und L. LAPICQUE², BREMER³ sowie GERARD⁴, angeschlossen.

Summary

I must refute H. WINTERSTEIN's objections to my theory of a "functional polarity" of cord-like central nervous systems (CNS). As early as 1894 HERMANN rejected the hypothesis that a given section of the CNS could be put as a whole in an electrotonic state; a galvanic current always produces only local electrotonic zones on the single nerve cells, this however in the entire length of the tissue through which the current passes, not merely in the vicinity of the electrodes applied to the body. When a current is made to flow through experimental animals under water or through a human subject between arm and leg, then no electrodes whatever lie in the vicinity of the CNS, so that in such a case only the direction of the current, i.e. the position of the electrotonic zones in the nerve cells, can be decisive. The reversal of the current effects observed by H. WINTERSTEIN with his manner of applying the electrodes is to be referred simply to the presence of arcs of current, which have a reversed direction of flow in the caudal part of the spinal cord and therefore naturally must alter the effect of the current apparently into its contrary.

¹ F. SCHEMINZKY, Pflügers Arch. 249, Heft 1 (1947).

² M. LAPICQUE und L. LAPICQUE, C. r. Soc. Biol. Paris 130, 1054 (1939).

³ F. BREMER, Arch. int. Physiol. 51, 211 (1941).

⁴ W. R. GERARD, Ann. Rev. Physiol. 4, 329 (1942).

Brèves communications - Kurze Mitteilungen Brevi comunicazioni - Brief Reports

Les auteurs sont seuls responsables des opinions exprimées dans ces communications. — Für die kurzen Mitteilungen ist ausschließlich der Autor verantwortlich. — Per le brevi comunicazioni è responsabile solo l'autore. — The editors do not hold themselves responsible for the opinions expressed by their correspondents.

Die radiofrequente Strahlung der Sonnenkorona

Im folgenden wird der Versuch gemacht, auf Grund unserer heutigen Vorstellungen von der physikalischen Konstitution der Sonnenkorona die wichtigsten zu erwartenden Eigenschaften ihrer radiofrequenten Strahlung abzuleiten. Mit L. G. HENYEEY und P. C. KEENAN¹ machen wir die Voraussetzung, daß die radiofrequente kosmische Strahlung durch die frei-frei-Übergänge der Elektronen entstehe. Bei diesem Mechanismus beträgt die optische Dicke einer Schicht²:

$$\tau_v = \int N_e N_i \frac{16 \pi e^6 Z^2}{3 c (2 \pi m k T)^{3/2} v^2} \lg \frac{4 k T}{\xi h v} dr, \quad (1)$$

wobei die Integration über die ganze Schicht zu erstrecken ist. Darin bedeuten N_e und N_i Zahl der freien Elektronen bzw. Ionen pro cm^3 , v die Frequenz und $\lg \xi = 0,577$ die Eulersche Konstante, während die übrigen Bezeichnungen die übliche Bedeutung besitzen. In Anwendung auf die Sonnenkorona übernehmen wir die Elektronendichte N_e und die Elektronentemperatur T_K der Korona einer vorangegangenen Arbeit¹:

$$N_e = 10^8 \left[\frac{3,00}{\varrho^{16}} + \frac{1,47}{\varrho^6} + \frac{0,034}{\varrho^{2,5}} \right], \quad (2)$$

$$T_K = 1,4 \cdot 10^6 \text{ Grad}. \quad (3)$$

Dabei bedeutet ϱ den in Sonnenradien gemessenen Abstand vom Sonnenmittelpunkt. Von dem geringfügigen

¹ L. G. HENYEEY und P. C. KEENAN, Ap. J. 91, 625 (1940).

² A. UNSÖLD, Naturwiss. 33, 37 (1946).

¹ M. WALDMEIER, Astron. Mitt. d. Eidg. Sternwarte, Zürich, Nr. 154 (1948).

Temperaturgradienten, welchen wir gefunden haben, sehen wir im folgenden ab. Indem wir die Korona als aus H und He aufgebaut annehmen, wobei auf 5 H-Atome 1 H-Atom entfällt¹, ergibt sich:

$$\tau_v = \frac{7,475 \cdot 10^{-12}}{v^2} \lg \frac{4 k T_K}{\xi h v} \int N_e^2 dr. \quad (4)$$

Da der Logarithmus nur eine geringe Frequenzabhängigkeit aufweist, ist τ_v nahezu proportional v^{-2} . Für die Intensität I_v der Strahlung braucht nur die Korona berücksichtigt zu werden, solange diese für die betrachtete Frequenz optisch dick ist. Trifft dies nicht mehr zu, so muß auch der Beitrag der unter der Korona liegenden Chromosphäre mit der Temperatur $T_c = 10^4$ berücksichtigt werden:

$$I_v = B_v(T_K) (1 - e^{-\tau_v}) + B_v(T_c) e^{-\tau_v}. \quad (5)$$

Für $\tau_v \gg 1$ erhält man die Kirchhoff-Plancksche Funktion B_v für $T_K = 1,4 \cdot 10^6$ und für $\tau_v \ll 1$ diejenigen für $T_c = 10^4$. Im Übergangsgebiet ist

$$I_v = B_v(T_K) \tau_v + B_v(T_c) (1 - \tau_v). \quad (6)$$

Die nach diesen Formeln für die Wellenlängen 5, 10, 20, 50 cm, 1, 2, 5, 10 und 20 m und für verschiedene Abstände vom Zentrum der Sonnenscheibe berechneten Intensitäten sind in Abb. 1 dargestellt. Darin ist für jede einzelne Frequenz die ihr entsprechende Intensität eines schwarzen Strahlers der Temperatur $1,4 \cdot 10^6$ gleich 1 gesetzt. Bei langen Wellen erscheint die Sonne als gleichförmig helle Scheibe, deren Radius jedoch den visuellen Sonnenradius wesentlich übertrifft, umgeben von einem Ring allmählich abnehmender Helligkeit. Mit abnehmender Wellenlänge wird der Radius dieser «nebligen» Sonne kleiner, zufolge der abnehmenden optischen Dicke. Von etwa $\lambda = 2$ m an ist die Korona auch im Zentrum der Sonnenscheibe nicht mehr optisch dick, so daß mit weiter zunehmender Frequenz die Strahlungsintensität sinkt. Die größte optische Dicke findet man längs des die Sonne tangierenden Sehstrahls, da dort $\int N_e^2 dr$ den größten Wert erreicht. Bei zunehmender

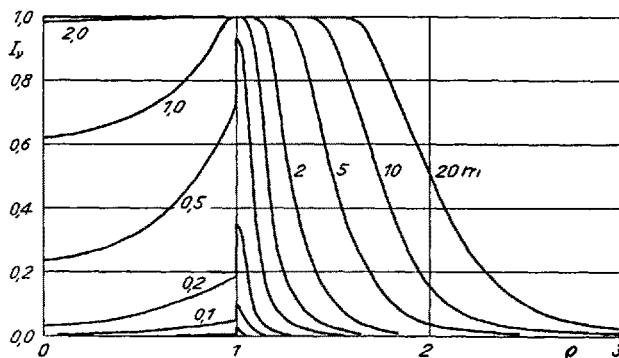


Abb. 1. Variation der Intensität der radiofrequenten Koronastrahlung mit der Wellenlänge und mit dem Abstand vom Zentrum der Sonnenscheibe.

Frequenz bleibt die Korona somit am Sonnenrand am längsten optisch dick, so daß sich dort ein heller Ring ausbildet. Die abnehmende Intensität mit wachsendem v ist aber nur scheinbar, denn man hat zu beachten, daß B_v mit v^2 zunimmt. Die Intensität der chromosphärischen Strahlung würde, selbst wenn man die Absorption

in der Korona vernachlässigt, nur 0,007 betragen, also in der Abbildung kaum mehr einzzeichnen sein. Bei $\lambda > 20$ cm kann die Chromosphärenstrahlung gegen die koronale vernachlässigt werden; bei 10 cm wird sie im Zentrum der Sonnenscheibe, bei 5 cm am Rand von derselben Größe wie die koronale. Bei noch kleineren Wellen ist nur noch die chromosphärische, eventuell noch die photosphärische Strahlung zu berücksichtigen.

Im radiofrequenten Gebiet lautet die Kirchhoff-Plancksche Funktion:

$$B_v = \frac{\pi v^2 k T}{c^2}. \quad (7)$$

In Abb. 2 ist $\log B_v$ für die Temperaturen $T = 10^4$ (Chromosphäre), $5 \cdot 10^4$, 10^5 , $5 \cdot 10^5$ und $1,4 \cdot 10^6$ (Korona) dargestellt, ferner die zu erwartenden spektralen Energieverteilungen für Strahlung aus dem Zentrum der Sonnenscheibe ($\rho = 0$), für solche von unmittelbar außerhalb des Sonnenrandes ($\rho = 1^+$) und für $\rho = 2$. Bei $\rho = 2$ ist die Korona erst für $\lambda > 20$ m optisch dick (Abb. 1).

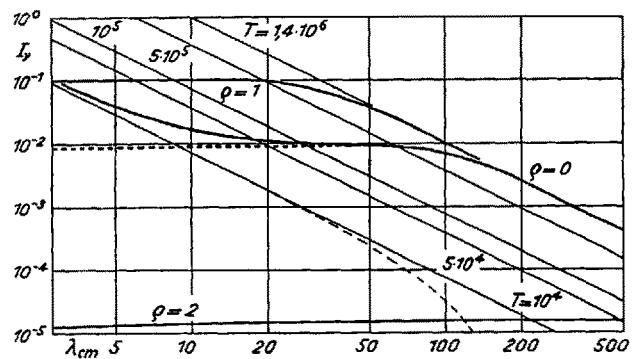


Abb. 2. Spektrale Energieverteilung der radiofrequenten Koronastrahlung für $\rho = 0, 1$ und 2.
Gerade Linien: schwarze Strahlung für $T = 10^4, 5 \cdot 10^4, 10^5, 5 \cdot 10^5$ und $1,4 \cdot 10^6$ Grad.
Punktiert: Koronastrahlung für $\rho = 0$ ohne chromosphärische Strahlung.
Gestrichelt: Chromosphärenstrahlung geschwächt durch die darüberliegende Korona ($\rho = 0$).

so daß die Energieverteilung erst bei diesen langen Wellen in diejenige des schwarzen Strahlers von der Koronatemperatur übergeht; bei kürzeren Wellen ist die Korona optisch dünn und man erhält nach (4), (6) und (7):

$$I_v = C \cdot 7,475 \cdot 10^{-12} \frac{2 k T}{c^2} \lg \frac{4 k T}{\xi h v}. \quad (8)$$

Die Intensität ist somit im Gebiet, wo die Korona optisch dünn ist, abgesehen von der schwachen Frequenzabhängigkeit des Logarithmus, konstant. Ähnlich liegen die Verhältnisse bei $\rho = 1^+$ und 0, nur daß der Übergang von der schwarzen Koronastrahlung zum frequenzunabhängigen Teil bei kürzeren Wellen erfolgt, indem bei größeren Werten von $\int N_e^2 dr$ das Durchsichtigwerden der Korona erst bei kürzeren Wellen erfolgt. Bei $\rho = 0$ muß ferner die chromosphärische Strahlung nach (6) berücksichtigt werden. Bei $\lambda = 9$ cm sind die chromosphärische und die koronale Strahlung gleich intensiv. Bei $\lambda > 20$ cm hat man praktisch nur die Koronastrahlung, bei $\lambda < 5$ cm nur die Chromosphärenstrahlung zu berücksichtigen. Nach Abb. 2 beträgt die «schwarze» Temperatur der Strahlung der Sonnenmitte für $\lambda > 2,0$ m $1,4 \cdot 10^6$, für $\lambda = 64$ cm $5 \cdot 10^5$, für $\lambda = 29$ cm 10^5 , für $\lambda = 20$ cm $5 \cdot 10^4$ und für $\lambda < 2$ cm 10^4 Grad.

¹ M. SCHWARZSCHILD, Ap. J. 104, 203 (1946).

Es sei noch besonders betont, daß sich die vorstehenden Betrachtungen nur auf die Strahlung der ungestörten Korona beziehen, die Komponente R_{KC} in der Bezeichnung des Verfassers. Eine ausführliche Publikation erfolgt in den Astronomischen Mitteilungen der Eidg. Sternwarte, Nr. 155.

M. WALDMEIER

Arosa, Astrophysikalisches Observatorium der Eidg. Sternwarte, Zürich, den 3. Januar 1948.

Summary

From the theory of the free-free-transitions of the electrons in the solar corona the absorption coefficient and optical thickness of the corona are calculated. From these the intensity of the coronal radiation at radio-frequencies is deduced for different distances from the centre of the sun's disc (Fig. 1). In fig. 2 the spectral intensity-distribution is given for radiation coming from the sun's centre ($\rho = 0$), from the sun's limb ($\rho = 1$), and from a point one solar radius outside the sun's limb.

Über die Formel und Struktur von Eglestonit Hg_4Cl_2O

Von Eglestonit lagen zwei verschiedene Analysenergebnisse vor, die einerseits für die Formel $Hg_6Cl_3O_2^1$, andererseits für die Formel $Hg_4Cl_2O^2$ sprachen. Kristallographische Untersuchungen ergaben, daß Eglestonit kubisch-holoedrische Symmetrie besitzt².

Pulveraufnahmen und eine Drehkristallaufnahme ließen sich kubisch indizieren und auf Grund einer Testaufnahme mit Steinsalz wurde die Gitterkonstante mit $8,02 \pm 0,02 \text{ \AA}$ bestimmt. (Die Gitterkonstante der Literratur, $a = 9,50 \text{ \AA}^3$ konnte nicht bestätigt werden.)

Unter Benützung der Dichte $8,321^1$ sind drei (für Hg_4Cl_2O) bzw. zwei (für $Hg_6Cl_3O_2$) Formeleinheiten in der Elementarzelle.

Bedingt durch die vorhandenen Reflexe ergeben sich die Raumgruppen O_h^9 und $O_h^4 - O_h^1$. Da sich die Streuvermögen von $Hg:Cl:O$ verhalten wie ca. $30:3:1$, war vorauszusehen, daß Cl und O den Intensitätsverlauf nicht wesentlich beeinflussen würden und es wurde daher versucht, zunächst die Hg-Positionen festzustellen.

Nun war bekannt, daß Hg im Kalomel Zweiergruppen mit $Hg-Hg = 2,54 \text{ \AA}$ bildet⁴. Unter Zugrundelegung dieser Annahme konnte man Hg in O_h^9 auf 12(e) (Punktlagenbezeichnung nach den internationalen Tabellen) mit $x = 0,35$ unterbringen. Bei Berechnung der Intensitäten wurde ausgezeichnete Übereinstimmung zwischen beobachteten und berechneten Intensitäten erreicht und die Anordnung von Hg in dieser Form kann als gesichert angesehen werden.

Aus diesem Ergebnis kann geschlossen werden, daß die Formel Hg_4Cl_2O der Zusammensetzung der Verbindung entspricht, weil eine Zusammensetzung nach der anderen Formel ein Nebeneinandervorkommen von ein- und zweiwertigem Quecksilber bedingen würde, was auf

Grund der strukturellen Anordnung von Hg sicher nicht der Fall ist.

Die Lagen von Cl und O konnten bisher nicht eindeutig festgelegt werden. Da auf der Drehkristallaufnahme mit wenigen, sehr schwachen Reflexen besetzte Zwischenschichtlinien auftreten, ist in Wirklichkeit die Gitterkonstante zu verdoppeln. Es wurde versucht, in dieser vergrößerten Zelle die Anionen in plausibler Art unterzubringen; dabei ergaben sich nur zwei Möglichkeiten, und zwar in O_h^3 :

$$\begin{aligned} 48 \text{ Hg in } 48(l) : & x = y = \frac{1}{4}, z = 0,09 \\ 12 \text{ Hg in } 12(h) : & x = 0,175 \\ 12 \text{ Hg in } 12(g) : & x = 0,175 \\ 12 \text{ Hg in } 12(f) : & x = 0,175 \\ 12 \text{ Hg in } 12(f) : & x = 0,350 \end{aligned}$$

I

$$\begin{aligned} 24 \text{ Cl in } 24(k) : & y = z = 0,330 \\ 24 \text{ Cl in } 24(k) : & y = z = 0,165 \\ 24 \text{ O in } 24(k) : & y = 0,330; z = 0,165 \end{aligned}$$

II

$$\begin{aligned} 24 \text{ Cl in } 24(k) : & y = \frac{1}{8}, z = \frac{1}{4} \\ 24 \text{ Cl in } 24(k) : & y = \frac{3}{8}, z = \frac{1}{4} \\ 24 \text{ O in } 24(k) : & y = \frac{1}{4}, z = \frac{1}{8} \end{aligned}$$

Aus den Intensitäten kann zwischen diesen beiden Möglichkeiten nicht entschieden werden.

Diese Arbeit wurde im Institut von Herrn Prof. Dr. F. MACHATSKY, Wien, ausgeführt, der sie auch anregte, eine Drehkristallaufnahme zur Verfügung stellte und manchen wertvollen Rat erteilte, wofür ihm herzlich gedankt sei.

A. HEDLIK

Mineralogisches Institut der Universität Wien, den 12. November 1947.

Summary

Eglestonite has been investigated by powder and rotation photographs; $a = 8,02 \pm 0,02 \text{ \AA}$, $Z = 3$; the space-group is O_h^9 . The Hg-atoms form Hg_2 -groups as in Hg_2Cl_2 , and therefore the formula must be written Hg_4Cl_2O . It was not yet possible to find the positions of Cl and O, because their scattering-power is too low.

Gitterkonstanten und Raumgruppe von Tetrammincuprisulfat

Tetrammincuprisulfat, $Cu(NH_3)_4SO_4 \cdot H_2O$, kristallisiert rhombisch-holoedrisch mit dem Achsenverhältnis $a:b:c = 0,5903:1:0,8892^1$ die Kristalle sind in der Regel nach der a-Achse gestreckt. Aus Drehkristall- und Röntgengoniometeraufnahmen wurden die Gitterkonstanten zu

$$a = 7,07 \text{ \AA}, b = 12,12 \text{ \AA}, c = 10,66 \text{ \AA} (\pm 1\%)$$

bestimmt.

Das Verhältnis der Gitterkonstanten entspricht gut obigem Achsenverhältnis. An recht stark belichteten Drehdiagrammen um die drei Kristallachsen sind keine Zwischenschichtlinien zu sehen. In der Elementarzelle sind vier Formeleinheiten enthalten ($\rho = 1,81 \text{ g/cm}^3$)².

¹ A. J. MOSES, Z. Kristallogr. 39, 3 (1903).

² W. F. HILLEBRAND und W. T. SCHALLER, Z. Kristallogr. 47, 440, 558 (1910).

³ P. H. BIRD, Am. Mineralogist 17, 541 (1932); Strukturbericht 2, 445 (1928-1932).

⁴ E. HYLLERAAS, Z. Physik 36, 859 (1926). — R. J. HAVIGUHURST, J. Am. chem. Soc. 48, 2113 (1926). Beide zitiert nach Strukturbericht I, 256 (1923-1928).

¹ P. GROTH, Chemische Kristallographie, W. Engelmann, Leipzig 1908, 2. Teil, p. 438.

² N. JOHNSEN, N. Jb. f. Min. usw. 2, 120 (1903).