und Violett zeigen wird, da die optischen Anregungsfunktionen, und dem entsprechend auch die elektrischen Anregungsfunktionen, verschieden sind.

Für seine wertvolle Hilfe bei dem Nordlichtphotographieren darf ich Herrn cand. mag. E. Tönsberg meinen herzlichsten Dank aussprechen. Ich möchte auch Herrn Prof. J. Holtsmark und Herrn Dr. B. Trumpy an der Technischen Hochschule Trondheim für freundliches Entgegenkommen während der photometrischen Arbeit meinen besten Dank aussprechen.

Tromsö, Nordlysobservatoriet, Juli 1930.

Untersuchungen über die Sonnenkorona

Von **E. v. d. Pahlen,** Astrophys. Obs. Potsdam und **A. Kohlschütter,** Sternwarte Bonn

(Schluß)

Die Intensität des Magnetfeldes in der Umgebung der Sonne. Das Ergebnis der mitgeteilten Rechnungen in bezug auf den numerischen Wert der Konstanten k^2, welche nach Formel (9) dieses Kapitels die Bedeutung

$$k^2 = \frac{eM}{mcv} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

hat, war, daß zur Erklärung der Erscheinungen der Sonnenkorona diese Konstante einen etwa zwischen den Grenzen

$$k^2 = 3 \cdot 10^{22} \quad \text{und} \quad k^2 = 1 \cdot 10^{22}$$

(in c. g. s.-Einheiten) liegenden Wert haben muß (entsprechend den Werten $r_0 = 0.4$ und $r_0 = 0.6$ des Sonnenradius in der durch den jeweiligen Wert von k festgelegten Längeneinheit).

Wir wollen uns nun die Frage stellen, welche Schlüsse hieraus über die Beschaffenheit des Magnetfeldes der Sonne und die die Koronastrahlen bildenden Teilchen, sowie über die Geschwindigkeit letzterer gezogen werden können. Zur Vereinfachung der Diskussion wollen wir im nachfolgenden stets voraussetzen, daß diese Teilchen freie Elektronen sind, da die zu gewinnenden Resultate dann immer sehr leicht auch auf andere Teilchenarten — einfach und mehrfach ionisierte Ionen — umgerechnet werden können, indem der in Formel (1) auftretende Faktor e/mc noch mit dem Faktor $N/1830\,A$ multipliziert wird, wo A das Atomgewicht und N den Grad der Ionisation bedeutet. Im Falle von Elektronen ist

$$\begin{aligned} e &= 4.77 \cdot 10^{-10}\,\mathrm{cm}^{3/2}\,\mathrm{g}^{1/2}\,\mathrm{sec}^{-1}, \\ m &= 0.899 \cdot 10^{-27}\,\mathrm{g}, \\ c &= 3 \cdot 10^{10}\,\mathrm{cm\,sec}^{-1}, \end{aligned}$$

und es ist somit:

$$k^2 = 1.77 \,.\, 10^7 \frac{M_\odot}{v} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

Mit den oben angegebenen Werten von k^2 erhält also das Verhältnis $M_\odot/v$ einen Wert von der Größenordnung 10^{15} (für Wasserstoffkerne 10^{18}). Nun haben die von Hale und seinen Mitarbeitern auf Mount Wilson unternommenen direkten Messungen der Intensität des allgemeinen Magnetfeldes der Sonne mit Hilfe des an gewissen Linien des Sonnenspektrums beobachteten Zeemaneffektes*) für die magnetische Feldstärke an der Sonnenoberfläche Werte von etwa 50 bis 10 Gauß**) ergeben, wobei ersterer Wert sich auf tiefere, letzterer auf etwas höhere Schichten zu beziehen scheint. Eine einfache Rechnung zeigt indessen sofort, daß ein Feld von dieser Größenordnung mit den beobachteten Koronaerscheinungen schlechterdings nicht in Einklang zu bringen ist. Nehmen wir nämlich, wie wir es hier stets getan haben, und wie es die Mount-Wilson-Messungen zu bestätigen scheinen, an, daß das Feld in erster Näherung durch dasjenige eines Elementarmagneten von dem Momente $M_\odot$ ersetzt werden kann, so ergibt sich, da für $z = 0$ (Sonnenäquator)

$$|\mathfrak{H}| = \frac{M_\odot}{r^3}$$

ist, und hier für r der Sonnenradius $r_\odot = 6.96 \cdot 10^{10}$ cm eingesetzt werden muß, schon für $|\mathfrak{H}| = 10$ Gauß der Wert des Momentes zu

$$M_\odot = 3.37 \cdot 10^{33}\, \mathrm{cm}^{5/2}\, \mathrm{g}^{1/2}\, \mathrm{sec}^{-1},$$

was nach Formel (2) für einen in den oben bestimmten Grenzen liegenden Wert von k^2 auf eine Geschwindigkeit v der Teilchen von der Größenordnung von 10^{18} cm sec^{-1}, also etwa dem 10^8-fachen der Lichtgeschwindigkeit führen würde. Wenn die aus den Koronaerscheinungen abgeleiteten Werte von k^2 einen physikalischen Sinn beanspruchen dürfen, muß also das magnetische Feld in dem von der Korona eingenommenen Gebiete ein außerordentlich viel schwächeres sein als in der Oberflächenschicht der Sonne, auf die sich die Messungen des Zeemaneffektes beziehen, d. h. es muß in der Sonnenatmosphäre eine ganz gewaltige Abschirmung des Magnetfeldes stattfinden, worauf schon der von den Mount-Wilson-Beobachtern festgestellte Abfall von 50 auf 10 Gauß bereits hinzuweisen scheint.

Nun besitzen wir, außer der Haleschen Angabe über die Intensität des Magnetfeldes auf der Sonne, nur noch eine zweite, welche Herr Deslandres auf gänzlich anderem Wege, nämlich aus Beobachtungen von Radialgeschwindigkeiten von Protuberanzenfetzen am Sonnenrande (die spiralförmige Bahnen um die Kraftlinien des Magnetfeldes zu beschreiben scheinen) zu gewinnen versucht

---

*) Mount Wilson Contr. Nr. 148 (1913) und Ap. J. **47**, 206 (1918).
**) Ein Gauß = einer c. g. s.-Einheit der magnetischen Feldstärke.

hat. Im Gegensatz zu ersterer bezieht sich die Deslandressche Bestimmung wohl auf die allerhöchsten noch beobachtbaren Schichten der Sonnenatmosphäre, in denen die abschirmenden Ursachen ihre Hauptwirkung bereits ausgeübt haben müßten, und es ist nun daher um so interessanter, daß Herr Deslandres tatsächlich ein etwa 10^8mal schwächeres Feld findet, nämlich von der Größenordnung von 10^{-7} Gauß*). Das dieser Feldstärke entsprechende magnetische Moment $M_\odot$ wäre dann, nach Formel (3) von der Ordnung von 10^{25} und die Geschwindigkeit v etwa von der Ordnung 10^{10} cm sec^{-1}, also von der Größenordnung der Lichtgeschwindigkeit, was schon durchaus in den Bereich des physikalisch Möglichen fiele, da ja auch bei den das Nordlicht erzeugenden elektrisch geladenen Teilchen Geschwindigkeiten von dieser Größenordnung (etwa $^1/_2$ Lichtgeschwindigkeit) für nicht ausgeschlossen gehalten werden.

Es ist jedoch nicht unmöglich, daß auch in den über den von Herrn Deslandres beobachteten Schichten befindlichen alleräußersten Teilen der Sonnenatmosphäre eine weitere Schwächung des Magnetfeldes der Sonne stattfinden könnte, die jedoch in Ermangelung beobachtbarer Objekte noch nicht festgestellt werden konnte, und es liegt daher nahe, unsere bisherige Fragestellung umzukehren und das aus der Untersuchung der Korona gewonnene Ergebnis mit den allerdings zunächst noch sehr spärlichen und unzuverlässigen Geschwindigkeitsbestimmungen von außerhalb der Sonnenatmosphäre wahrnehmbaren elektrisch geladenen Teilchen zu verbinden, um auf diese Weise die Intensität des Magnetfeldes in dem die Sonne umgebenden Raume zu messen. Solche Geschwindigkeitsmessungen, deren Genauigkeit in allen Fällen allerdings eine sehr geringe ist, sind bis jetzt nach zwei verschiedenen Methoden ausgeführt worden: 1. Durch Abschätzung der Verspätung, mit der die Wirkung außerordentlicher Erscheinungen der Fleckentätigkeit auf der Sonne sich in Störungen des erdmagnetischen Feldes bemerkbar macht, und 2. durch direkte Messungen von Radialgeschwindigkeiten in der Korona.

1. Aus dem Zusammenhange zwischen Fleckentätigkeit auf der Sonne und magnetischen Störungen auf der Erde findet Herr Gehlinsch**) für die Geschwindigkeiten der von der Sonne auf die Erde gelangenden Teilchen Werte von 1200 bis 5000 km sec^{-1}. Setzen wir demnach etwa $v = 2 \cdot 10^8$ cm sec^{-1}, so würde Formel (2), wenn es sich in den beiden Fällen um Elektronen handelt, den Wert $M_\odot = 3.4 \cdot 10^{23}$ liefern, also ein etwa noch hundertmal schwächeres Feld als dasjenige, welches als nicht abgeschirmte Fortsetzung des von Herrn Deslandres beobachteten Feldes zu erwarten wäre.

2. Es ist bekanntlich Herrn Moore***) gelungen, bei der Sonnenfinsternis vom 21. September 1922 „Doppler-Verschiebungen“ an einigen Fraunhofer-

*) H. Deslandres: Compt. rend. **152**, 1433 und 1541 (1911); **153**, 10 und 221 (1911); **155**, 1573 (1912); **157**, 517 (1913).

**) Mitteilungen aus dem Institut für theoretische Astronomie in Riga, 3 (1928).

***) Publ. A. S. Pac. **35**, 333 (1923).

schen Linien des Spektrums der äußeren Korona festzustellen. Es ergaben sich für Punkte, die etwa 20′ von dem Ost- bzw. Westrande der Sonne lagen (also in einem Abstande von etwa $2^1/_4$ bis $2^1/_2$ Sonnenradien vom Mittelpunkt der Sonne), Linienverschiebungen nach dem roten Ende des Spektrums, welche Radialgeschwindigkeiten von etwa 25 km $\sec^{-1}$ entsprechen würden.

Nehmen wir nun zur Vereinfachung an, daß sich die beobachteten Punkte in der Äquatorebene der Sonne befanden und daß die Korona dem Störmerschen Werte des Feldes entsprach, welcher durch die Bedingung $r_0 = 0.4$ gegeben wird, so folgen für die Koordinaten der Punkte, auf die sich die gemessenen Radialgeschwindigkeiten beziehen, die Werte

$$R = \pm 0.93, \quad z = 0.$$

Dieser Punkt ist auf der die Störmersche Korona darstellenden Figur (Fig. 4) durch ein kleines Kreuz bezeichnet. Er liegt zwischen den Schnittpunkten mit der Äquatorebene von zwei berechneten Kurven, die den Parameterwerten $-\gamma = +\gamma_1 = 0.7$ und 0.8 entsprechen, und zwar etwas näher an die erstere Kurve.

Wie aus den von Störmer*) gegebenen Formeln hervorgeht, wird der Sinus des Winkels ϑ, den eine die Bildebene im Punkte R, z schneidende Trajektorie mit dieser Ebene bildet, durch den Ausdruck

$$\sin\vartheta = \frac{2\gamma}{R} + \frac{R}{r^3} = (a - b)\,.\,R$$

gegeben, wo der Wert von $(a - b)$ aus den Tabellen der numerischen Berechnungen für die dem Punkte entsprechenden Koordinaten entnommen werden kann. Nun ergibt sich aus den auf das Koronamodell bezüglichen Tabellen**)

$$\text{für } \gamma_1 = 0.7 \quad z = 0 \quad R = 1.022 \quad a - b = -0.403 \quad \sin\vartheta = -0.412,$$
$$\text{für } \gamma_1 = 0.8 \quad z = 0 \quad R = 0.786 \quad a - b = -0.530 \quad \sin\vartheta = -0.417.$$

Die wahre Geschwindigkeit v des Teilchens bildet also mit der Bildebene einen Winkel von etwa $24^1/_2{}^0$.

Die beobachtete Rotverschiebung v_r kommt nun dadurch zustande, daß sich einerseits die streuenden Koronateilchen mit der Geschwindigkeit $v_r' = v\cos\vartheta$ von der Sonne entfernen, andererseits mit der Geschwindigkeit $v_r'' = v\sin\vartheta$ von dem Beobachter entfernen, oder sich ihm nähern, je nach der Art der Teilchen (positive Ionen oder negative Elektronen) und, für Teilchen ein und derselben Art, je nach dem Rande (Ost- oder Westrand) der Sonne, an dem beobachtet wird. Die resultierende beobachtete Radialgeschwindigkeit ist daher

$$v_r = v\,(\cos\vartheta \pm \sin\vartheta)$$

*) Résultats des calculs numériques des Trajectoires des corpuscules électriques dans le champ d'un aimant élémentaire, I. Trajectoires par l'origine. Formeln IIb und 2c auf S. 2 und die Zusammenstellung auf S. 12.

**) Résultats des calculs numériques ... III. Spirale de Villard; Trajectoires périodiques; modèle de la couronne du soleil S. 20—21.

und müßte in gleichen Abständen vom Sonnenrande auf beiden Seiten der Sonne etwas verschieden sein, was jedoch bei der ungenügenden Genauigkeit und großen Spärlichkeit der vorliegenden Messungen zunächst wohl noch nicht feststellbar sein dürfte. Nimmt man nun für v_r den beobachteten Wert von rund 25 km sec^{-1} und für den Klammerausdruck die beiden Werte

$$\cos 24\tfrac{1}{2}^0 + \sin 24\tfrac{1}{2}^0 = 0.910 + 0.415 = 1.325,$$
$$\cos 24\tfrac{1}{2}^0 - \sin 24\tfrac{1}{2}^0 = 0.910 - 0.415 = 0.495,$$

so erhält man für die Grenzen, in denen die wahre Bahngeschwindigkeit der Teilchen liegen muß bzw.

$$v = 20 \text{ km/sec} \quad \text{und} \quad v = 50 \text{ km/sec}.$$

Setzen wir den dem Störmerschen Falle entsprechenden Wert $k^2 = 3.03 \cdot 10^{22}$ und etwa die Geschwindigkeit $2 \cdot 10^6$ in Gleichung (2) ein, so erhalten wir für das magnetische Moment den Wert $M_\odot = 3.4 \cdot 10^{21}$. Die magnetische Feldstärke an der von Moore beobachteten Stelle würde also, da der Abstand vom Sonnenmittelpunkte in Zentimetern gleich

$$R\sqrt{k} = 0.93 \cdot \sqrt{3} \cdot 10^{11} = 1.62 \cdot 10^{11}$$

ist, nur noch den winzigen Betrag

$$|\mathfrak{H}| = \frac{3.4}{(1.62)^3} \cdot 10^{21-33} = 0.9 \,.\, 10^{-12} \text{ Gauß}$$

zu haben brauchen, um die beobachteten Koronaerscheinungen hervorzurufen. Im Falle der Geschwindigkeit $5 \cdot 10^6$ ist $M_\odot = 8.5 \cdot 10^{21}$ und die Feldstärke an der beobachteten Stelle $2.2 \cdot 10^{-12}$ Gauß.

Auf die einzelnen hierbei benutzten Zahlen ist natürlich kein Gewicht zu legen, es ist aber lehrreich zu sehen, was für außerordentlich schwache Felder schon ausreichen, um die beobachteten Koronaerscheinungen zu erklären. Um das Feld in unmittelbarer Nähe der Sonne (also etwa unmittelbar über der die abschirmenden Ströme enthaltenden Schicht) zu erhalten, müßten obige Werte noch mit dem Faktor

$$\left(\frac{0.93}{0.40}\right)^3 = 12.6$$

multipliziert werden. Das nach der Abschirmung in den Außenraum übergehende (oder in den oberen Schichten der Sonnenatmosphäre neu erzeugte) Feld braucht also nur von der Größenordnung von 10^{-11} Gauß oder $10^{-6}\gamma$ zu sein. Wir legen dieser Feststellung ein um so größeres Gewicht bei, als sie geeignet ist, die in jüngster Zeit auf Grund von theoretischen Überlegungen entstandene Ansicht, daß ein irgendwie merkliches magnetisches Feld in der Umgebung der Sonne überhaupt nicht bestehen kann (wodurch auch der „magnetischen“ Theorie der Sonnenkorona der Boden entzogen sein würde), auf ihr richtiges Maß zurückzuführen.

In zwei sehr interessanten im Herbst 1928 erschienenen Arbeiten, betitelt „On the radial Limitation of the Sun's Magnetic Field“ und „The Sun's General Magnetic Field and the Chromosphere“ versucht Herr S. Chapman*) den quantitativen Beweis dafür zu erbringen, daß das an der Sonnenoberfläche bestehende Magnetfeld durch die unter seinem eigenen Einflusse in der ionisierten Sonnenatmosphäre entstehenden östlichen elektrischen Ströme so gut wie vollständig abgeschirmt wird und bereits in der Chromosphäre einen völlig unmerklichen Wert haben muß. Da, wie wir oben gezeigt zu haben glauben, auch der rein empirische Befund die Annahme einer gewaltigen Abschirmung des Magnetfeldes der Sonne zum mindesten sehr plausibel erscheinen läßt, ist es vielleicht ganz zweckmäßig, hier den theoretischen Gedankengang von Herrn Chapman kurz wiederzugeben, um einen Einblick in den Mechanismus der Abschirmung zu gewinnen.

Unter dem Einfluß des an der Sonnenoberfläche bestehenden magnetischen Feldes, das nach dem Befund der Mount-Wilson-Beobachter in erster Näherung ja mit dem einer gleichmäßig magnetisierten Kugel (oder dem eines Elementarmagneten) identifiziert werden kann und also am Äquator horizontal nach Norden gerichtet ist, erhält ein irgendwie bewegtes elektrisch geladenes Teilchen, wenn noch eine auf dieses wirkende vertikale Kraft (Gravitation, elektrostatisches Feld) hinzukommt, eine senkrecht zur Meridianebene gerichtete, periodisch schwankende Geschwindigkeitskomponente. Der zeitliche Mittelwert dieser Geschwindigkeit ist von Null verschieden und proportional zu X/eH, wenn H die magnetische Feldstärke, e die Ladung des Teilchens und X die oben erwähnte vertikale Kraftkomponente bezeichnet. Da nun die Teilchen eines Gases, wegen ihrer Zusammenstöße mit anderen Teilchen, bei denen ihre Geschwindigkeiten Änderungen erfahren, nicht imstande sind, diese volle „Stromgeschwindigkeit“ aufzunehmen, tritt noch ein Faktor hinzu, der von dem Werte der freien Weglänge für die betreffende Teilchenart abhängt. Der endgültige Ausdruck für die tatsächlich auftretende „Stromgeschwindigkeit“ V erhält daher die Form

$$V = -\frac{X}{eH} \cdot \frac{l^2}{R^2 + l^2},$$

wo l die freie Weglänge ist und R ungefähr den Radius des Zylinders bedeutet, auf dem, bei fehlenden Zusammenstößen, die spiralförmige Bahnkurve des Teilchens um die Kraftlinien des Magnetfeldes liegen würde. Sowohl l als R haben für negative Elektronen und positive Ionen (letzteres wegen ihres starken Massenunterschiedes) verschiedene Werte. Durch die im obigen Ausdruck auf-

*) Monthly Notices **89**, I, 57 und 80. Herr Deslandres hatte bereits im Jahre 1913 (Compt. rend. **157**, 517) zur Erklärung der zwischen dem von ihm gefundenen Werte des Magnetfeldes der Sonne (etwa 10^{-7} Gauß) und dem auf Mount Wilson erhaltenen (50 bis 10 Gauß) bestehenden Diskrepanz der von Herrn Chapman entwickelten mathematischen Theorie ähnliche, allerdings rein qualitative Betrachtungen über die Abschirmung des Feldes durch elektrische Ströme in der Sonnenatmosphäre angestellt.

tretende freie Weglänge wird auch der Zusammenhang der „Stromgeschwindigkeit“ V mit der Dichte des Gases (und somit auch mit dem Drucke) gegeben, da die freie Weglänge natürlich umgekehrt proportional zu der Anzahl n der Ionen (und auch, bei einem elektrisch neutralen Gemisch, der freien Elektronen) in der Volumeneinheit ist. Herr Chapman setzt

$$l_e = \frac{\alpha_e}{n}, \quad l_i = \frac{\alpha_i}{n},$$

wo die unteren Indizes e und i die den Elektronen und den Ionen entsprechenden Werte bezeichnen. α_e und α_i sind zwei Konstanten, deren Werte der für das Gemisch geltenden Gastheorie entnommen werden müssen. Da eine solche für lauter elektrisch geladene Teilchen in einem Magnetfelde noch nicht vorhanden ist, können α_e und α_i nur ganz roh abgeschätzt werden. Mit den von ihm angenommenen numerischen Werten erhält nun Herr Chapman für den Fall, daß die vertikale Kraft X ausschließlich durch die Gravitation bedingt ist, für die Stromgeschwindigkeit V_i der Ionen einen Wert von höchstens 2.26 cm/sec (nach Osten) und für die Elektronen etwa $V_e = 0.3 \cdot 10^{-4}$ cm/sec (nach Westen). Dies würde allerdings einem östlich gerichteten elektrischen Strome entsprechen, der das magnetische Feld der Sonne nach außen etwas abschirmen würde, jedoch sind die Geschwindigkeiten V_i und V_e so klein im Vergleich zu den Geschwindigkeiten der ungeordneten thermischen Bewegung bei der an der Sonnenoberfläche herrschenden Temperatur, daß das Phänomen kaum in Erscheinung treten würde. Nun besteht aber außer dem Gravitationsfelde in der Sonnenatmosphäre auch noch ein elektrostatisches Feld, auf das Pannekoek, Rosseland und Milne hingewiesen haben, und welches dadurch zustande kommt, daß die leichteren Elektronen sich im allgemeinen etwas weiter nach außen ausbreiten als die schwereren Ionen. Dieses Feld gibt eine auf die Ionen vertikal nach oben, auf die Elektronen vertikal nach unten wirkende Kraft, und zwar für beide von demselben Betrage $|X_i| = |X_e| = \frac{1}{2}(m_i + m_e)\, g$, so daß die volle Stromgeschwindigkeit für beide Arten von Teilchen denselben Wert hat. Da nun, bei gegebenem Drucke, die Elektronen (wegen ihrer viel größeren freien Weglänge) einen viel beträchtlicheren Teil dieser Geschwindigkeit tatsächlich aufnehmen werden als die Ionen, wird der östliche elektrische Strom zum größten Teile durch die nach Westen gerichtete Strömung der Elektronen bedingt sein. Mit dem für diesen Strom erhaltenen Wert berechnet nun Herr Chapman die Abnahme der magnetischen Feldstärke bei zunehmender Höhe über der Sonnenoberfläche (d. h. über derjenigen Schicht, in der die magnetische Feldstärke $\mathfrak{H}$ am Äquator etwa gleich 50 Gauß ist) nach der bekannten Formel:

$$i = -\frac{1}{4\pi} \cdot \frac{d\mathfrak{H}}{dr}$$

und findet, daß die von den Mount-Wilson-Beobachtern festgestellte Abnahme von 50 auf 10 Gauß bereits auf einer Strecke von wenigen Kilometern (etwa

25 km) erfolgt, während nach der entgegengesetzten Richtung (nach innen) das Feld bis auf eine Intensität von etwa 11000 Gauß ansteigt. Da der letzte Abfall der Feldintensität nach außen in außerordentlich rascher Weise erfolgt, ist es klar, daß, unter Zugrundelegung der hier benutzten Zahlenwerte, von einem einigermaßen beträchtlichen magnetischen Felde in dem von der äußeren Korona eingenommenen Raume schlechterdings keine Rede sein kann. Bei den von Herrn Chapman benutzten numerischen Werten könnte es sogar streng auf den Wert Null herabsinken.

Abgesehen von gewissen theoretischen Bedenken, die in jüngster Zeit gegen die Entwicklungen von Herrn Chapman vorgebracht worden sind*), bildet die sehr ungenaue Berechnung der numerischen Werte der Koeffizienten α_e und α_i in den Formeln, welche die freien Weglängen l_e und l_i mit der Anzahl n der Ionen pro Kubikzentimeter verbinden (wie Herr Chapman selbst in einem Zusatze am Ende der ersten seiner beiden Abhandlungen hervorhebt), den wundesten Punkt seiner Berechnungen, so daß von einem strengen Beweise des völligen Verschwindens des magnetischen Feldes natürlich nicht die Rede sein kann. Auch aus der zweiten Abhandlung des Herrn Chapman, welche die abschirmende Wirkung der Chromosphäre, d. h. einer nicht durch Gasdruck, sondern durch Strahlungsdruck getragenen ionisierten Atmosphäre untersucht, kann ein Schluß gegen die magnetische Koronatheorie in keinem Falle gezogen werden. Wenn (l. c., S. 81) ein Feld von $5 \cdot 10^{-5}$ Gauß vom Verfasser bereits als unmerklich bezeichnet und vernachlässigt wird, so ist dem entgegenzuhalten, daß das Feld, welches Deslandres zur Erklärung der Bewegungen der Protuberanzenfetzen braucht, etwa noch 500mal schwächer sein kann, und wahrscheinlich, nach unseren Ergebnissen über die Korona, immer noch eher überschätzt als unterschätzt ist, da die Abschirmung der darüber liegenden Schichten kaum groß sein wird. Wie wir oben gesehen haben, hat das Feld, welches nach erfolgter Abschirmung heraustritt, falls die von Herrn Moore gemessenen Radialgeschwindigkeiten zuverlässig sind, nur noch die ganz minimale Intensität von etwa 10^{-11} Gauß, und es ist selbstverständlich gänzlich unmöglich, auf theoretischem Wege, ausgehend von irgendwelchen auf die Photosphäre oder die Chromosphäre bezüglichen numerischen Daten, zu zeigen, daß ein solches äußerst schwaches Feld in der Umgebung der Sonne nicht vorhanden ist.

---

*) T. G. Cowling: On the Radial Limitation of the Sun's Magnetic Field, Monthly Notices, vol. XC, S. 140 (1929). Herr Cowling zeigt in dieser Arbeit, daß die Gleichungen der Chapmanschen Theorie, wenn man sie für den mechanischen Effekt der magnetischen Kräfte korrigiert, einen Widerspruch mit dem Massenwirkungsgesetz und dem zweiten Hauptsatz der Thermodynamik ergeben, und daß, bei einem wirklich stationären Zustande für eine isotherme Atmosphäre, der Chapmansche Abschirmungseffekt durch die Wirkung des Druckgradienten vollständig aufgehoben werden würde. Für eine Atmosphäre mit einem Temperaturgradienten (wie er auf der Sonne zweifellos vorhanden ist) kann weder auf Grund der Chapmanschen noch der Cowlingschen Theorie eine bestimmte quantitative Aussage gemacht werden.

Eine ganz andere Frage ist es, ob das Gesetz der Änderung der Feldstärke im Außenraume um die Sonne, welches hier, nach dem Vorbilde von Störmer durchweg mit demjenigen des Feldes eines Elementarmagneten identifiziert worden ist, eine brauchbare Näherung an die Wirklichkeit darstellt. Das Nächstliegende würde natürlich die Erweiterung des Ausdruckes für das Potential Φ der magnetischen Kraft sein, durch Hinzufügung von Gliedern höherer Ordnung, also die Benutzung eines Potentials von der Form:

$$\Phi = A\frac{z}{r^3} + B\frac{z}{r^5} + \cdots,$$

auf die z. B. auch das Potential einer als starrer Körper rotierenden, mit einer gleichmäßigen elektrischen Flächenladung versehenen Kugel gebracht werden kann. Leider ist die Durchführung der Rechnung für diesen Fall außerordentlich umständlich, da bei einem Potentiale const$/r^n$ die Differentialgleichungen der „Meridiankurven" nur im Störmerschen Falle $n = 3$ von der zweiten Ordnung sind, und für $n > 3$ eine viel verwickeltere Gestalt annehmen, die ihre numerische Integration höchst unpraktisch erscheinen läßt. Bei der geplanten Ausdehnung der in der vorliegenden Arbeit geschilderten Untersuchungsmethoden auf ein größeres Material von Koronaaufnahmen wird es sich vielleicht als zweckmäßig erweisen, auch noch andere Feldgesetze, außer dem inverskubischen, heranzuziehen, und auch, da es sich um verhältnismäßig langsam bewegte Teilchen handeln kann, die Gravitationskraft der Sonne (eventuell in Verbindung mit einer Repulsionskraft), wie das Störmer auch schon versucht hat, von vornherein mit zu berücksichtigen.

Wir wollen hier nur zum Schluß bemerken, daß die in der Korona sichtbaren Strahlen ihrer physikalischen Natur nach zwar mit den die Erde erreichenden Korpuskularstrahlen, welche die Nordlichterscheinungen und die magnetischen Störungen hervorrufen, sehr wohl identisch sein könnten, jedoch vermutlich aus beträchtlich langsamer bewegten Teilchen bestehen, wofür auch die verhältnismäßige Konstanz der Koronabilder ein und derselben Finsternis, bei Zeitintervallen bis zu zwei Stunden, durchaus zu sprechen scheint.