©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Über die Ursache der Sonnenflecken

Egon v. Oppolzer.

(Mit 1 Textfigur.)

Wenn wir die Fleckenhypothesen überblicken, so finden wir bezüglich der Ursache der Sonnenflecken die mannigfaltigsten, ja häufig widersprechendsten Ansichten, die nicht einmal bezüglich der Constitution der Flecken übereinstimmen; man betrachte die neueren Hypothesen: Zöllner's Schlacken- (1870), Secchi's Eruptionshypothese (1872), die Wirbeltheorie Faye's (1872), die Cyclonentheorie Reye's (1872), Hasting's Russhypothese (1880) und die Lokyer'sche Hypothese (1886), die von Massen spricht, welche in verdichteter Form auf die Sonnenoberfläche stürzen. Die zahlreichen sorgfältigen Beobachtungen hauptsächlich der jüngsten Zeit lassen, wie mir scheint, eine sehr begründete Hypothese zu. Sie erklärt die Flecken aus bloss mechanischen und thermischen Wirkungen, kosmische oder elektrische Einflüsse wurden ganz beiseite gelassen.

Das Spectrum eines Sonnenflecks zeigt eine verstärkte Absorption; der grösste Theil der Absorption fällt der sogenannten allgemeinen Absorption zu, eine secundäre Rolle spielt die auswählende Absorption, die darin besteht, dass gewisse Linien des Sonnenspectrums stärker, breiter oder verwaschener erscheinen. Die genaue Untersuchung der allgemeinen Absorption führte zuerst Young[1] und neuerdings Dunér[2] auf das

[1] Young, Phil. Mag., vol. XVI, p. 460, 1883.

Dunér, Nov. acta reg. soc. Ups., vol. XIV, p. 13, 1891.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

wichtige Ergebniss, dass diese Absorption eigentlich auch nur eine auswählende ist, indem es ihnen gelang, diese Absorption in ein zahlloses Heer von feinen, sehr nahe aneinander stehenden Linien aufzulösen. Dunér gelangt somit zu folgendem Schlusse: »Mais on ne saurait guère admettre que les taches aient la forme d'un nuage planant dans l'atmosphère solaire. Car les nuages tels que nous les connaissons en l'atmosphère de la terre sont composés de parties demi-fluides, demi-gazeuses, par conséquent à peine demi-diaphanes. Il faudrait donc que les nuages solaires eussent un spectre généralement voilé. Un spectre composé de raies sombres, nombreuses, sur un fond clair ne saurait être expliqué pas cette hypothèse. M. Young a aussi, dans la note que nous venons de mentionner,[1] emis cette même opinion. Il dit: »»Of course the resolution of the spot-spectrum into lines tends to indicate that the absorption which darkens the center of a sun-spot is produced, not by granules of solid or liquid matter, but by matter in the gaseous form.«««

Die Flecken sind also Massen in Gasform, also keine Schlacken oder Russmassen. Diese Gasmassen bewirken die hauptsächlichste Absorption; sie absorbiren mehr Licht, als sie emittiren, und desshalb müssen wir nach dem allgemein giltigen Kirchhoff'schen Gesetze annehmen, dass sie kühler sind. Es könnte etwa eine grössere Dichte der Gase in den Flecken die Absorption vermehren, oder es könnte geringeres Emissionsvermögen der Fleckenmassen die betreffende Stelle vielleicht dunkler erscheinen lassen; im ersteren Falle würde aber, wenn keine Temperaturänderung eintritt, das Emissionsvermögen dementsprechend steigen, im zweiten Falle das Absorptionsvermögen derartig abnehmen, dass die Stelle eher heller als dunkler erscheinen würde. Kirchhoff's Behauptung,[2] »welches auch die Beschaffenheit der Sonne sein möge, die Sonnenflecken lassen sich nur erklären durch eine Temperaturerniedrigung in dem Raume, den sie ein-

---

Young, Amer. Journ. of Sc., vol. XXV, p. 333—336, 1883.

[2] Kirchhoff's Schreiben an Spörer, Astr. Nachr., Bd. LXIX, S. 22, 1867

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

nehmen«, muss entschieden aufrecht erhalten werden. Wir sind daher weiter berechtigt, zu sagen:

Die Flecken sind kühlere Gasmassen.

Dunér konnte die Linien der »allgemeinen« Absorption auch noch bis ins normale Sonnenspectrum verfolgen, so dass er den Satz ausspricht: »La couche absorbante dans les taches ayant, à de légères modifications près, la même composition chimique que celle du photosphère«. Die Verbreiterungen und Verwaschenheiten gewisser Linien deuten darauf hin, dass die Massen der absorbirenden Schicht im Flecken grösser sind. Nach dem Satze der Äquivalenz von Dichte und Dicke der absorbirenden Schicht[1] können wir die Verbreiterung durch grössere Dichte der Gase im Flecken, oder dadurch erklären, dass die Flecken tiefer als die sichtbare Sonnenoberfläche liegen, wodurch die Dicke der absorbirenden Massen grösser wird. Diese letztere Annahme hat durchaus nichts Absonderliches, wenn wir die Constitution der Photosphäre berücksichtigen, und ist, wie wir sehen werden, sogar wahrscheinlicher.

Die Beobachtung der Structur der Photosphäre und vor Allem die Entdeckung des photosphärischen Netzes durch Janssen[2] lassen zweifellos eine gas- oder wolkenförmige Natur erkennen. Veränderungen lassen sich schon im Laufe von einigen Minuten nachweisen und schliessen eine continuirlich tropfbarflüssige Constitution vollkommen aus. Die Photosphäre strahlt ein continuirliches Spectrum aus; entweder rührt also das Licht von flüssigen Partikelchen, Condensationsproducten, also Wolken her, oder von Gasen, die unter genügend hohem Drucke stehen. Eine dritte Erklärung ist nach dem heutigen Stande der Wissenschaft kaum annehmbar. Durch eine Reihe von Versuchen kamen Frankland und Lokyer[3] zu dem Schlusse, dass der Druck am Fusse der Chromosphäre weit geringer, als an der Oberfläche der Erde ist. Nach ähnlichen Principien verfuhr Zöllner und fand aus Wüllner's Versuchen den Partialdruck der Wasserstoffatmosphäre an der

---

Zöllner, Wiss. Abh., Bd. IV, S. 212, 1870.

Janssen, C. R., vol. LXXXV, p. 775, 1877.

Frankland und Lokyer, Proc. Roy. soc., vol. XVII, p. 289, 1869.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Basis der Chromosphäre zu 0·00000000016 *mm*.[1] Bekannt ist ja das Experiment Kirchhoff's, dass eine ins Sonnenlicht gebrachte Natriumflamme schon eine merkliche Verbreiterung der *D*-Linien bewirkt.

An der Thatsache des äusserst geringen Druckes müssen wir festhalten. Scheiner[2] sagt daher mit Recht: »Im Innern des Sonnenkörpers wird die Materie ein Spielball sein zwischen unvorstellbar hohen Druck- und Temperaturverhältnissen, auf der Oberfläche werden wir die letzten Äusserungen des Kampfes in unvorstellbar geringen Dichtigkeitsgraden der Materie erkennen. Bei einer zukünftigen Sonnentheorie muss es sich darum handeln, diese Anschauungen zu adoptiren und sich gänzlich frei zu machen von den Vorstellungen, wie sie der Anblick so klar zu beweisen scheint. Dann wird die Erklärung der in der Sonnenatmosphäre auftretenden grossen Geschwindigkeiten keine Schwierigkeiten bereiten«. Der geringe Druck an der Photosphäre schliesst also den Gedanken aus, dass das continuirliche Spectrum vielleicht von Gasen unter hohem Drucke herrühre. Das Aussehen der Spectrallinien wäre auch ein anderes, als das thatsächliche, die Schärfe der meisten Linien wäre unmöglich, da der Übergang von den emittirenden Gasschichten zu den absorbirenden nur ein continuirlicher sein könnte.[3] Die hellen Chromosphärenlinien zeigen an der Basis nicht die geringste Verwaschenheit. Das Fleckenspectrum müsste eine allgemeine Absorption zeigen, denn, wie wir später sehen werden, liegen die Flecken vertieft in der Photosphäre, stehen also unter höherem Drucke als die Oberfläche der Photosphäre. Alles dies ist kaum mit einer gasförmigen Constitution vereinbar und erfordert eine wolkenförmige. Das Licht geht dann von flüssigen Theilchen aus; dies erklärt das starke Emissionsvermögen, die scharfe Begrenzung, welche der Sonnenrand darbietet. Die wolkenförmige Constitution wird auch jetzt fast allgemein angenommen. Young[4] hält es auch für eine sichere

---

[1] Zöllner, Wiss. Abh., Bd. IV, S. 259, 1873.

[2] Scheiner, Spectralan. d. Gest., S. 208, 1890.

[3] Ib. S. 195.

[4] Young, die Sonne, S. 9, 1883.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Thatsache der Sonnenphysik. Die photosphärischen Wolken können aber nicht mit den Wolken unserer Atmosphäre schlechthin verglichen werden. Wenn wir die ungemeine Verdünnung der Atmosphäre, in der die photosphärischen Wolken schweben, berücksichtigen, so sind sie, wie Scheiner bemerkt,[1] dem »kaum merklichen Dunste, der bei uns fast gleichmässig nach dem Horizonte sowohl, als nach dem Zenith hin erscheint«, vergleichbar. Langley[2] hält die photosphärischen Wolken für leichter als unsere dünnsten Cirri.

Eine derartige Beschaffenheit der Photosphäre lässt jedenfalls Erhöhungen und Einsenkungen ihrer Oberfläche zu, wenn entsprechend starke Temperaturdifferenzen auftreten, solche sind aber sicher in den Fackeln und Flecken vorhanden. Die beträchtlichen Verbreiterungen mancher Linien im Fleckenspectrum können also ihre Ursache in einer Einsenkung der Fleckenmassen im Wolkengebiet der Photosphäre haben. Hiemit kommen wir auf die Frage der »Tiefenparallaxe« der Flecken; vorher wollen wir aber den Bau und einige Merkmale der Sonnenatmosphäre behandeln. Unter Sonnenatmosphäre will ich hier nur den Theil der Sonne verstehen, welcher über der Photosphäre lagert.

Wir haben gesehen, unter welch' geringem Druck die Gase und Dämpfe über der Photosphäre stehen. Man kann sagen, die Gase befinden sich hier im idealen Zustande. Desshalb wollen wir die Sätze der mechanischen Wärme- und kinetischen Gastheorie als giltig voraussetzen.

In einer Schichte der Atmosphäre herrsche der Druck p, die Dichte ρ und die absolute Temperatur T. Die Schwere g' sei in diesen Schichten constant vorausgesetzt und gleich der, die auf der Sonnenoberfläche herrscht. g sei die Erdschwere; dann nimmt der Druck auf die Flächeneinheit ($1\,m^2$) mit der Erhebung um dh nach folgendem Gesetze ab:

$$dp = -\frac{g'}{g}\rho dh.$$

Scheiner, Spectralan. d. Gest., S. 194, 1890.

[2] Newcomb, pop. Astr., übers. von Engelmann, S. 311; 1881.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Nach dem Gay Lussac-Mariotte'schen Gesetze ist für die Masseneinheit $p = R\rho T$; aus dieser und der vorigen Gleichung eliminirt und zur Abkürzung $\frac{g'}{g} = \gamma$ gesetzt, ergibt:

$$\frac{dp}{p} = -\frac{\gamma}{RT}\,dh. \qquad 1)$$

T ist nun eine Function von h, die natürlich unbekannt ist; nehmen wir z. B. an, es herrsche der adiabatische Gleichgewichtszustand; das würde sein, wenn der Druck und die Temperatur der verschiedenen Schichten so vertheilt wären, dass eine Luftmasse aus einer Höhenlage in eine andere gebracht, mit der Temperatur anlangt, die in letzterer herrscht; eine verticale Bewegung könnte trotz adiabatischer Ausdehnung und Compression nie eine Temperaturänderung mit sich bringen. In einer Atmosphäre, wo fortwährende Störungen im vertikalen Sinne stattfinden, wird sich dieser Zustand annähernd herstellen. Er wird durch folgende Gesetze bestimmt sein.

Für adiabatische Vorgänge, bei denen also keine äussere Wärmezufuhr oder Wärmeentziehung stattfindet, ist die Temperaturänderung mit der Druckänderung durch das differenzirte Poisson'sche Gesetz verbunden:

$$\frac{dT}{T} = \frac{\varkappa - 1}{\varkappa}\,\frac{dp}{p}; \qquad 2)$$

$\varkappa$ ist gleich $\frac{c_p}{c_v}$, wo c_p die specifische Wärme bei constantem Druck, c_v die bei constantem Volumen bedeutet. Berücksichtigen wir noch die Relation $c_p - c_v = AR$ (A = Wärmeäquivalent der Arbeitseinheit) und eliminiren wir aus 1) und 2) $\frac{dp}{p}$, so erhält man die Temperaturabnahme mit der Höhe:

$$\frac{dT}{dh} = -\gamma\,\frac{A}{c_p} = \text{const.} = \theta. \qquad 3)$$

Die Temperatur befolgt also das lineare Gesetz:

$$T = T_0 - \theta h. \qquad 4)$$

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

T_0 sei die Temperatur irgend einer Schicht, z. B. die der Oberfläche der Photosphäre, h die Höhe der Schicht von der Temperatur T über der Schicht von der Temperatur T_0. Der Werth von T, aus Gleichung 4) in 1) eingeführt und von der Photosphäre bis in eine beliebige Höhe h integrirt, ergibt das adiabatische Druckgesetz:[1]

$$p = p_0 \left(1 - \frac{\theta}{T_0} h\right)^{\frac{\gamma}{R\theta}} \qquad 5)$$

Die Gleichungen 4) und 5) bestimmen also den adiabatischen Gleichgewichtszustand. Es bestehe die Atmosphäre aus reinem Wasserstoff; dann erhalten wir aus Gleichung 3) für die Temperaturabnahme pro Kilometer ($\gamma = 27 \cdot 62$, $c_p = 3 \cdot 409$, $\frac{1}{A} = 425$):

$$\theta = \frac{27 \cdot 62}{425 . 3 \cdot 409} \; 1000 = 19 \cdot 063^\circ$$

Pro Secunde ($1'' = 720860\, m$)

$$\theta = 13\,742^\circ$$

Bei dieser Vertheilung würde $1''$ über der Photosphäre eine um mindestens 13000° niederere Temperatur herrschen, in der Höhe der Chromosphäre ($8''$) eine um 100 000° niederere in einer Höhe, wo Gase noch glühen, wo Calcium noch in Dampfform existirt! Lokyer[2] fand in Übereinstimmung mit Respighi aus Sonnenfinsternissbeobachtungen, dass der Wasserstoff von der Photosphäre an bis in Höhen von mindestens $420''$ in glühender Form reicht; in dieser Höhe müsste bei adiabatischem Gleichgewichte eine um 5,600 000° niederere Temperatur herrschen. Wenn wir bedenken, dass wir eine ungünstige Annahme zur Erzielung schneller Temperaturabnahme

---

[1] Diese Gleichung ergibt für die Höhe einer im adiabatischen Zustande verharrenden Atmosphäre $H = \gamma \cdot \frac{c_p T_0}{A}$, eine interessante Gleichung, die Ritter (Wied. Ann., n. F., Bd. V, S. 408) auf anderem Wege gefunden hat.

[2] Lokyer, Contrib. to solarphysics, p. 373, 1874.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

gemacht haben, indem wir die Atmosphäre als aus Wasserstoff bestehend vorausgesetzt haben, der ein sehr grosses c_p besitzt, so zeigen diese Zahlen, dass lange nicht der adiabatische Zustand besteht, dass die Temperatur weit langsamer mit der Höhe abnehmen muss. Denn wir kämen zu Temperaturen der Oberfläche der Photosphäre, die weit über 100 000° betragen würden. Dies ist kaum zulässig. Die »Temperatur der Sonne« leidet hauptsächlich wegen der Unkenntniss des Strahlungsgesetzes an grosser Unsicherheit. Die französischen Physiker gelangten infolge von Anwendung des falschen Dulong-Petit'schen Gesetzes zu viel zu niedrigen Temperaturen, die kaum 3000°[1] erreichen. Andere gelangten zu Temperaturen von über 3,000 000°,[2] die ihre Schlüsse auf das Newton'sche Gesetz bauten. Stefan[3] hat im Jahre 1879 ein anderes Gesetz aus den Beobachtungen Dulong-Petit's abgeleitet, und hier trat der in der Wissenschaft äusserst seltene Fall ein, dass das empirisch gefundene Gesetz mit dem später theoretisch abgeleiteten vollkommen übereinstimmt. Boltzmann[4] zeigte, dass das Stefan'sche Gesetz fast eine unmittelbare Folge der elektromagnetischen Lichttheorie und des zweiten Hauptsatzes ist. Nach diesem Gesetze ergibt sich unter Zugrundelegung der Violle'schen Solarconstante[5] $= 2 \cdot 54$ für das Emissionsvermögen der Photosphäre $= 1$ die Temperatur der Sonne zu ungefähr 6100°, für das Emissionsvermögen $= \frac{1}{10}$ ergibt sich die Temperatur zu über 11000° Verwendet man die Langley'sche Constante[6] $= 3$, die nach den neueren Untersuchungen wahrscheinlich noch viel zu klein ist, so erhält man für das Emissionsvermögen $= 1$ und $= \frac{1}{10}$

---

[1] Vicaire findet 1398°, C. R., vol. LXV, p. 526, 1867; Violle 3000° ibid., vol. XCVI, p. 254, 1881.

[2] Waterston findet 7,000 000°, Phil. Mag., vol. XXIII, p. 505, 1860. — Secchi 10,000 000°, C. R., vol. LXV, p. 526, 1867. — Ericsson 4,000 000, Nat., vol. IV, p. 204, 1871.

[3] Stefan, diese Sitzungsber., Bd. LXXIX, Abth. II, S. 426, 1879.

[4] Boltzmann, Wied. Ann., n. F., Bd. XX, S. 291, 1884.

[5] Violle, Ann. de Chim., vol. X, p. 321, 1875.

[6] Langley, Amer. Journ. of Sc., vol. XXVIII, p. 163, 1883.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Temperaturen von 6400° und 11 700° Nach der dunstförmigen Constitution der Photosphäre zu urtheilen, wird das Emissionsvermögen noch viel kleiner als $\frac{1}{10}$ sein, das ungefähr das des Messings wäre; ferner absorbirt die Hülle der Sonne einen grossen Theil der Wärme; Frost[1] findet in ziemlicher Übereinstimmung mit Langley, dass die Sonne nach Entfernung der Hülle 1·7mal mehr Hitze ausstrahlen würde, so dass wir nach dem heutigen Stande der Wissenschaft vollkommen berechtigt sind, die Temperatur der Photosphärenoberfläche grösser als 20 000° anzunehmen und kleiner als 100 000°

Da die Wärmeabnahme mit der Höhe viel langsamer erfolgt, als es der adiabatische Zustand erfordern würde, so sind die oberen Schichten viel wärmehältiger. Es herrscht also hier ein ungemein stabiles Gleichgewicht. Für geringe Höhenunterschiede wird es daher gestattet sein, das isothermische Gleichgewicht anzunehmen, ja es wird der Wahrheit viel näher kommen als das adiabatische; das isothermische Gesetz wird sehr nahe gelten, wenn wir in grössere Höhen über der Photosphäre kommen, wo weniger Störungen stattfinden und die Strahlung die fast allein massgebende Wärmequelle ist.

Die Gase und die für die herrschenden Temperaturen uncondensirbaren Dämpfe werden sich über der Photosphäre nach dem Dalton'schen Gesetze vertheilen. Nehmen wir als Beispiele zwei Gase. Der Partialdruck des einen Gases in einem Niveau N_0 sei p'_0, seine Dichte ρ'_0 und seine Constante des Gay Lussac-Mariotte'schen Gesetzes R'; für das zweite Gas gelten dieselben Bezeichnungen mit zwei Strichen oben. Das isothermische Gesetz mit der Temperatur T_0 ist vorausgesetzt; dann ergibt die Integration der Gleichung 1) sofort das bekannte isothermische Druckgesetz:

$$p = p_0 e^{-\frac{\gamma}{RT_0} h} \qquad 6)$$

Setzen wir zur Abkürzung $\frac{\gamma}{R'T_0} = C'$ und $\frac{\gamma}{R''T_0} = C''$, und führen wir statt der Drucke die entsprechenden Dichten ein, so

---

[1] Frost, Astr. Nachr., Bd. CXXX, S. 140, 1892.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

erhält man für beide Gase folgende Gleichungen:

$$\rho' = \rho'_0 e^{-C'h}$$
$$\rho'' = \rho''_0 e^{-C''h},$$

oder dividiren wir die beiden durcheinander, so wird.

$$\frac{\rho'}{\rho''} = \frac{\rho'_0}{\rho''_0} e^{-h(C'-C'')} \qquad 7)$$

Die beiden Gase seien Wasserstoff und Sauerstoff. Im Niveau N_0 seien die Dichten der beiden Gase einander gleichgesetzt, also $\rho'_0 = \rho''_0$, das wäre z. B. 8″ unter der Oberfläche der Photosphäre. Dann berechnet sich das Verhältniss der Dichte des Wasserstoffes ρ' und der des Sauerstoffes ρ'' in einem um 8″ höheren Niveau, also unmittelbar auf der Oberfläche der Photosphäre, zu folgenden Werthen unter Verwendung verschiedener Temperaturen T_0:

T_0	5000°	50 000°	500 000°
$\frac{\rho'}{\rho''}$	7.10^{489}	96.10^{47}	791.10^{2}

Nach diesem überraschenden Ergebniss könnte nach Gleichung 7) die Dichte des Sauerstoffes 8″ unter der Oberfläche der Photosphäre eine trillionmal (10^{18}) grösser sein als die des Wasserstoffes in demselben Niveau; bei der Photosphärentemperatur von 50 000° würde die Dichte des Wasserstoffes an der Oberfläche trotzdem 96.10^{29} grösser sein als die des Sauerstoffes. Zöllner[1] hat eine ähnliche Rechnung angestellt, und ich habe sie nur wiedergegeben, weil die Werthe, die Zöllner erhielt, nicht das genügende Vertrauen gefunden haben; dies hat seinen Grund darin, dass Zöllner selbst in einer Anmerkung die Unrichtigkeit der benützten Werthe erwähnt; aber er hält die Folgerungen doch aufrecht und ganz mit Recht, denn die obigen Betrachtungen sind von der Annahme eines bestimmten Druckes an der Photosphäre unabhängig; wenn Zöllner auch den Druck $p_0 = 184\,000$ Atmosphären annimmt, der, wie er später selbst gefunden hat, bedeutend niedriger ist, so bekommen wir ja ganz dieselben Resultate; man könnte

[1] Zöllner, Wiss. Abh., Bd. IV, S. 200, 1870.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

natürlich bei so grossen Drucken die Giltigkeit des Gay Lussac-Mariotte'schen Gesetzes entschieden nicht voraussetzen. Wenn also Zöllner aus diesen Ergebnissen schliesst, »aus dem Mangel von Linien in dem Spectrum eines selbstleuchtenden Gestirnes darf nicht auf die Abwesenheit der entsprechenden Stoffe geschlossen werden«, so ist dies vollkommen berechtigt. Es kann uns nicht wundern, wie so weit verbreitete Stoffe wie Sauerstoff oder Stickstoff im Sonnenspectrum durch keine Linien nachzuweisen sind. Es wird vergeblich sein, diese Stoffe im Spectrum aufzusuchen, die absorbirenden Massen müssen in verschwindend kleiner Menge vorhanden sein über den Schichten, von denen das continuirliche Spectrum ausgeht. Die Dichte der Gase wird also hauptsächlich von dem entsprechenden R abhängen. Im Sonnenspectrum können nur die Linien der Stoffe sichtbar sein, welche ein entsprechend grosses R besitzen. Aus diesen Betrachtungen kann man folgern, dass eine Einsenkung der Photosphäre eine Vermehrung der Linien im Sonnenspectrum, eine Erhebung eine Verminderung zur Folge haben wird.

Es soll nun untersucht werden, wie tief die Einsenkungen sein müssen, damit sich die Masse der absorbirenden Schicht eines Gases verdopple. Die Masse der absorbirenden Theilchen eines Gases, die auf der Gesichtslinie zwischen dem Spectroskope und der Photosphäre in der Richtung gegen den Sonnenmittelpunkt liegen, heisse m_1, die entsprechende Masse bis zum Boden der Einsenkung, die die Tiefe h besitzen soll, heisse m_2; dann ist, wenn ρ_0 die Dichte an der Oberfläche der Photosphäre bedeutet:

$$m_2 = m_1 + \int_0^h \rho_0 e^{Ch} dh = m_1 + \frac{\rho_0}{C}(e^{Ch} - 1).$$

Nun ist $m_1 = \int_0^\infty \rho_0 e^{-Ch} dh = \frac{\rho_0}{C}$, also ist weiter:

$$m_2 = m_1 e^{Ch}.$$

Es soll nun $m_2 = 2m_1$ sein. Dann erhält man, nachdem wir den Werth von C eingesetzt haben:

$$h = \frac{RT_0}{\gamma} \frac{\log 2}{\log e}.$$

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Nehmen wir als Beispiel Wasserstoff, so ergeben sich folgende Werthe für h unter Zugrundelegung verschiedener Temperaturen an der Photosphäre:

T_0	5000°	10 000°	50 000°	100 000°
h	0·07″	0·1″	0·7″	1·5″

Für Sauerstoff ergeben sich folgende Einsenkungen:

T_0	5000°	10 000°	50 000°	100 000°
h	0·005″	0·009″	0·05″	0·09″

Eine Einsenkung von ungefähr 0·7″ würde die absorbirenden Wasserstoffmassen bei 50 000° verdoppeln, die Sauerstoffmassen aber um das 60 tausendfache vermehren. Es werden sich demnach, wenn Einsenkungen stattfinden besonders die Linien im Sonnenspectrum verändern, welche ein kleineres R besitzen, die also nicht so hoch in die Chromosphäre hinaufragen, während die Stoffe wie Wasserstoff oder Calcium, die hoch hinaufragen, davon nicht wesentlich berührt werden, falls die Einsenkung nicht zu bedeutend wird. Es ist hier natürlich wohl zu beachten, dass die Verbreiterung der Linien überhaupt nur eintritt, wenn das Absorptionsvermögen in der Umgebung der betreffenden Linie von Null verschieden ist; ist letzteres nicht der Fall, so bewirkt eine noch so grosse Vermehrung der absorbirenden Massen keine Veränderung der Linienbreite. Wir ersehen auch, dass eine Einsenkung eine ausgiebige Ursache für das Auftreten neuer Linien, die also im gewöhnlichen Sonnenspectrum fehlen, ist.

Der Druck jedes einzelnen Gases muss mit der Tiefe zunehmen, die Dichte aber keineswegs. Die Heliumlinie gibt ein Beispiel für dieses Verhalten. Im allgemeinen sitzen die Chromosphärenlinien auf ihrer Absorptionslinie breit auf, weil im allgemeinen die Dichte bis zur Oberfläche der Photosphäre zunimmt. Die Heliumlinie sitzt aber auf dem Sonnenrande nicht breit auf, sondern nähert sich ihm, immer spitzer werdend. In einer gewissen Höhe über der Photosphäre erreicht sie das Maximum ihrer Breite, um dann allmälig sich wieder in grossen Höhen zu verlaufen. Dies zeigt, dass die Dichte des Heliums an der

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Basis der Chromosphäre geringer ist als in einer gewissen Höhe. Es erklärt sich dies auf folgende Weise:

Die Temperaturabnahme befolge das Gesetz:

$$T = T_0 - \Theta h. \qquad 9)$$

Θ ist eine beliebige Constante; für geringe Höhenunterschiede können wir das lineare Gesetz voraussetzen. Als Druckgesetz folgt aus der Integration der Gleichung 1) nach Einsetzung von 9):

$$p = p_0 \left(1 - \frac{\Theta}{T_0} h\right)^{\frac{\gamma}{R\Theta}}. \qquad 10)$$

Führt man mit Hilfe des Gay Lussac-Mariotte'schen Gesetzes die Dichten ein, so erhält man:

$$\rho = \rho_0 \left(1 - \frac{\Theta}{T_0} h\right)^{\frac{\gamma}{R\Theta} - 1}$$

Da für die meisten Stoffe die Dichte mit der Höhe abnimmt, so folgt für diese, z. B. Wasserstoff $\frac{\gamma}{R_1\Theta} > 1$; für Helium gilt aber die Ungleichung $\frac{\gamma}{R_2\Theta} < 1$, so dass $R_2 > R_1$ sein muss, also $R_2 > 422 \cdot 6$. Dass die Dichte des Heliums nicht bis in die grössten Höhen zunimmt, beweist, dass das lineare Temperaturgesetz nicht bis in grössere Höhen gilt, wie es ja natürlich ist, sondern dass die Temperaturabnahme in grösseren Höhen verzögerter erfolgt; das Θ ist in grossen Höhen kleiner, ein Resultat, das wir schon früher S. 383 deductiv gefolgert haben. Die Erdatmosphäre zeigt ja ein analoges Verhalten. In Höhen von 6000 *m* ist die Temperaturabnahme ungefähr schon doppelt so langsam wie unmittelbar über dem Erdboden.[1] Eine genügend starke Temperaturumkehrung am Sonnenrande könnte das Aussehen der Heliumlinie bedeutend ändern; es ist daher möglich, dass die genaue Beobachtung derselben werthvolle Ergebnisse über die Temperaturverhältnisse an der Sonnenoberfläche geben könnte.

---

[1] Hann-Mendeleff, Met. Zeitschr., Bd. XI, S. 228, 1876.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

In engem Zusammenhange mit diesem Verhalten der Heliumlinie scheint der Umstand zu stehen, dass ihr keine Absorptionslinie im Sonnenspectrum entspricht. An eine Ausnahme von dem Kirchhoff'schen Gesetze, dessen Giltigkeit als allgemein angenommen werden muss, ist nicht zu denken, nachdem die Heliumlinie von Young in einem Flecken »als deutlicher Schatten« gesehen wurde.[1] Wilsing[2] erklärt diese Erscheinung durch den Intensitätsunterschied zwischen Rand und Mitte der Sonnenscheibe, der durch die grössere Dicke der ausstrahlenden Schicht am Rande hervorgebracht würde. Es ergibt sich der erforderliche Intensitätsunterschied bei einer Dicke von 2—3″. Helium gehört aber zu den Stoffen, welche sehr hoch, mindestens 6″ in die Chromosphäre hinaufragen; man müsste, wenn man Wilsing's Erklärung aufrecht halten wollte, annehmen, dass die oberen Heliumschichten schon zu dünn sind, um eine merkliche Absorption hervorzurufen; es erscheint mir daher gleich wahrscheinlicher, wenn man mit Hastings[3] die Gase der Chromosphäre von den höchsten Höhen bis unmittelbar zur Oberfläche der Photosphäre für so durchsichtig, von so geringem Absorptionsvermögen hält, dass sie nicht im Stande sind, eine merkliche Absorptionslinie hervorzurufen. So erklärt es sich sehr einfach, dass die Protuberanzen, obwohl sie ein grösseres Emissionsvermögen, daher auch grösseres Absorptionsvermögen besitzen, auf der Mitte der Sonnenscheibe keinerlei Absorptionserscheinungen zeigen. Der grösste Theil der Absorption scheint also unmittelbar über der Photosphäre und, wie wir aus folgenden Betrachtungen schliessen werden, hauptsächlich unter der Oberfläche der Photosphäre stattzufinden.

Setzen wir voraus, die Oberfläche der Photosphäre verhielte sich wie eine lichtausstrahlende Kugeloberfläche. Der Lichtstrahl AB durchdringt auf der Strecke AC, die die Höhe der absorbirenden Atmosphäre darstellen soll, die Masse $m_1 = \frac{\rho_0}{C}$ unter Anwendung der vorhergehenden Bezeichnungen. Der

Young, Die Sonne, S. 127, 1883.
Scheiner, Spectralan. d. Gest., S. 202, 1890.
Hastings, Nat., vol. VIII, p. 77, 1873.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Lichtstrahl $A'B'$ unterliegt der Absorption der Masse m_2, welche auf der Strecke $A'C'$ liegt. Das beliebige Theilchen P sei durch den Abstand x von A' gegeben, seine Höhe über der Oberfläche heisse h. Dann ist m_2 durch folgendes Integral gegeben ($X = A'C'$):

$$m_2 = \int_0^X \rho_0 e^{-Ch} dx.$$

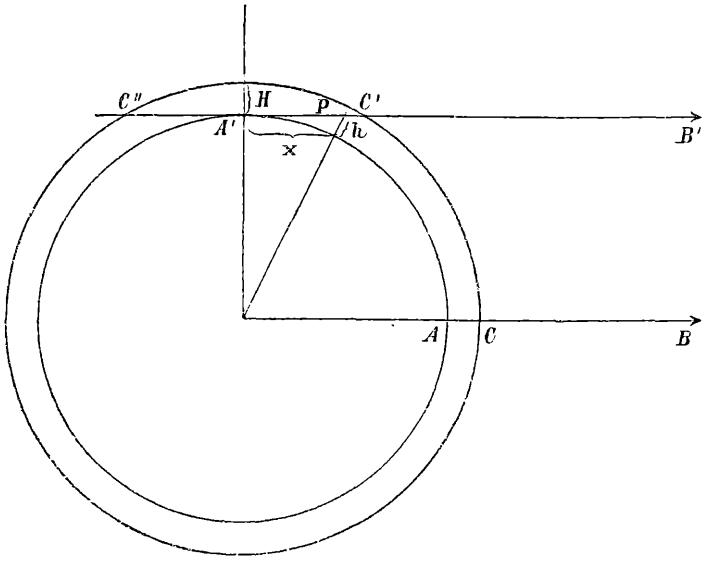

Fig. 1.

Nun ist, wenn r der Sonnenradius ist, $(h+r)^2 - r^2 = x^2$, oder, da h im Vergleich zu r klein ist, $2hr = x^2$. Es wird dann

$$m_2 = \rho_0 \int_0^X e^{-\frac{C}{2r}x^2} dx,$$

oder, statt $\frac{C}{2r}x^2 = y^2$ gesetzt:

$$m_2 = \sqrt{2rC} \cdot \frac{\rho_0}{C} \int_0^{Y\sqrt{\frac{2r}{C}}} e^{-y^2} dy.$$

Die obere Grenze $Y\sqrt{\frac{2r}{C}}$ ist gleich $\sqrt{2Hr}$, wenn H die Höhe der absorbirenden Atmosphäre des betreffenden Gases

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

ist, also nach den bestehenden Verhältnissen für die meisten Gase grösser als 30,000 000, selbst wenn wir die Höhe der Atmosphäre bloss 1″, ungefähr $\frac{r}{1000}$, annehmen. Dies berechtigt uns bei der bekannt raschen Convergenz des Integrals die obere Grenze unendlich zu setzen; dann nimmt aber das Integral den einfachen Werth $\frac{\sqrt{\pi}}{2}$ an, und es ist dann:

$$m_2 = \frac{1}{2}\sqrt{2r\pi C}.m_1.$$

Unmittelbar über dem Rande blicken wir durch die doppelt so grosse emittirende Masse $2m_2$, die auf der Strecke $C'C''$ liegt; desshalb sitzen die Chromosphärenlinien auf ihren Absorptionslinien breit auf. Die Absorptionslinien, welche aber von der Masse m_2 gebildet werden, zeigen keine sehr merklichen Unterschiede von denen, welche von der Mitte der Sonnenscheibe ausgehen. Das Randspectrum zeigt jedenfalls lange nicht solche Verbreiterungen, wie es das Chromosphärenspectrum zeigt, man denke nur an die F-Linie, so dass wir schliessen können, dass auf der Strecke $A'C'$ nicht die doppelte Masse von AC liegen kann, oder $\frac{m_2}{m_1} < 2$ ist; daraus folgt die Ungleichung:

$$4 > \sqrt{2r\pi C}.$$

Da $C = \gamma \frac{1}{RT_0}$ ist, so folgt weiter:

$$T_0 > \frac{1}{8}\gamma\frac{r\pi}{R};$$

dies ergibt, für $\gamma = 27 \cdot 62$, für $R = 422 \cdot 61$ (Wasserstoff) und für $r = 691{,}750\,000\,m$ eingesetzt, die Ungleichung:

$$T_0 > 17{,}750\,000°$$

Dies ist jedenfalls ein viel zu grosser Werth für die Oberflächentemperatur der Photosphäre; es kann also die Fläche, von der das continuirliche Spectrum ausgeht, keine Kugelfläche sein, sondern die Strahlen müssen in der Mitte der Sonnenscheibe aus grösseren Tiefen kommen. Wir blicken also hier in

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

grössere Tiefen der Photosphäre. Dies erscheint auch ganz natürlich, wenn wir die Feinheit und Dünne des photosphärischen Dunstes berücksichtigen, Eigenschaften, die sich früher ergeben haben. Die Tiefen, aus denen die Strahlen herausdringen, brauchen gar nicht gross zu sein, da wir gesehen haben, wie rasch die Massen mit der Tiefe wachsen. Zu demselben Resultate gelangte Hastings[1] durch directe Vergleichung des Randspectrums mit dem der Mitte; er fand eine Linie, welche gegen den Rand hin vollkommen verschwindet, obwohl sie in der Mitte der Sonnenscheibe sehr deutlich und scharf sichtbar ist. Diese Erscheinung lässt sich eben, wie Hastings bemerkt, nur durch die Annahme erklären, dass für den Stoff, der diese Linie erzeugt, die Absorption innerhalb der Photosphäre stattfindet, in Übereinstimmung mit unserem Schlusse. Dass der grösste Theil der Absorption unter der Oberfläche der Photosphäre stattfindet, scheint mir auch von anderer Wichtigkeit zu sein. Die Beobachtungen Vogel's[2] über die Abnahme der Intensität verschiedenfarbigen Sonnenlichtes gegen den Rand hin scheinen in Widerspruch mit der Thatsache des geringen Druckes an der Photosphäre zu stehen. Vogel's Beobachtungen erfordern nach Seeliger's Untersuchungen[3] eine Gashülle von stark brechender Kraft, und da sich keine Dispersion der Hülle nachweisen lässt, schliesst Seeliger, dass die Hülle grosse Dichte und geringe Höhe besitzen muss, Bedingungen, die totale Reflexionen bewirken und hiemit eine Dispersion verhindern. Die spectroskopischen Beobachtungen sprechen aber für eine äusserst dünne Atmosphäre, also scheinbar gegen Seeliger's Hypothese. Eine Dunsthülle, die die tieferen Schichten der Photosphäre umhüllt, scheint mir nun den Mangel an Dispersion und die Zunahme der Absorption gegen den Rand hin zu erklären und so den herrschenden Widerspruch zu beseitigen.

Nun wollen wir an die Frage der »Tiefenparallaxe« der Flecken herantreten. Liegen die Flecken über, auf oder unter der Photosphäre?

---

[1] Hastings, Nat., vol. VIII, p. 77, 1873.

[2] Vogel, Monatsber., Berlin, S. 104, 1877

Seeliger, Sitzungsber., München, Bd. XXI, Heft 3, 1891.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Wenn Scheiner[1] bemerkt, dass es wohl nicht zulässig ist, die starken Verbreiterungen gewisser Linien im Fleckenspectrum allein durch Druck- oder Dichtigkeitsänderungen zu erklären, so ist dies wohl berechtigt; aber diese Erscheinungen durch chemische Verbindungen zu erklären, erscheint mir nicht wahrscheinlicher, sondern unmöglich. Wir haben früher gezeigt, dass die Temperatur der Photosphäre mindestens 20000° beträgt; Gustav Jäger[2] hat aus rein theoretischen Folgerungen als oberste Grenze der Dissociationstemperatur 6000° angegeben; dies beweist die Unmöglichkeit einer chemischen Verbindung auf der Sonnenoberfläche. Sehr leicht erklären sich aber die Verbreiterungen und Verwaschenheiten durch eine in der Photosphäre eingesenkte Lage der Flecken. Wir haben ferner gezeigt, dass, wenn die Photosphärentemperatur zu 50000° angenommen wird, eine Einsenkung von 0·7″ die absorbirenden Massen des Wasserstoffes bloss verdoppelt, die Massen des Sauerstoffes aber um das 60tausendfache vermehrt. Die absorbirenden Massen eines Gases, dessen R viermal so gross wäre als das des Sauerstoffes, würden bei dieser Einsenkung 16mal grösser werden. Man braucht also die Tiefen nicht einmal so gross anzunehmen, wie sie etwa Manche anzunehmen geneigt sind, die sie bis auf 8″ schätzen, um die starken Verwaschenheiten und Verbreiterungen zu erklären. Wenn die Wasserstofflinien im Flecken dunkel erscheinen, zeigen sie selten eine Verbreiterung, obwohl die Wasserstofflinie F äusserst verbreiterungsfähig ist, wie das Chromosphärenspectrum zeigt; dies rührt eben davon her, dass Einsenkungen auf die hoch in die Chromosphäre ragenden Gase von sehr geringem Einflusse sind.[3] Es werden sich also die Linien der tiefer liegenden Stoffe wesentlich verbreitern. Natrium, Eisen, Nickel, Titan und Magnesium werden stark beeinflusst werden. Ebenso treten im Fleckenspectrum sehr häufig ganz deutlich scharfe Linien auf, die im gewöhnlichen Sonnenspectrum fehlen, wieder eine Stütze für die Ansicht, dass die Flecken tiefer liegen.[4]

---

[1] Scheiner, Spectralan. d. Gest., S. 190, 1890.
Jäger, Sitzungsber., Wien, Bd. C, Abth. II. a., S. 1192, 1891.

[3] Siehe S. 386.

[4] Siehe S. 386.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Lokyer[1] hat in der Periode 1879—1885 700 Fleckenspectren untersucht und gelangt zu folgenden wichtigen Ergebnissen:

Die Linien, welche am meisten verbreitert sind, wechseln zu verschiedenen Zeiten der Fleckenperiode.

Während des Minimums und kurz nachher gehören die meist verbreiterten Linien den verschiedenen Metallen an.

Während des Maximums und kurz nachher gehören die meist verbreiterten Linien unbekannten Stoffen an.

Zur Zeit des Maximums finden sich viele Linien, welche im Sonnenspectrum fehlen.

Diese Beobachtungen lassen erschliessen, dass die Tiefe der Flecken mit der Zunahme der Fleckenhäufigkeit wächst. Die Flecken liegen zur Zeit des Maximums tiefer. In die Chromosphäre ragen Stoffe empor, die grösstentheils bekannt sind; von den 273 Chromosphärenlinien Young's sind nur 31 noch nicht identificirt.[2] Es werden daher die Linien im Sonnenspectrum, deren Ursprung wir nicht kennen, Stoffen angehören, die den tiefsten Schichten der Sonnenatmosphäre angehören. Falls also die Abkühlung in die tiefen Regionen dringt, so werden die Linien unbekannten Ursprungs sich am meisten verbreitern, ausserdem wird »die allgemeine« Absorption stark hervortreten müssen. Ferner werden Linien auftreten, die im gewöhnlichen Sonnenspectrum unsichtbar sind; diese Erscheinungen aber zeigen nach den Beobachtungen Lokyer's die Maximumflecken, so dass wir sie als tiefer liegend betrachten dürfen. Cortie[3] gelangte zu ähnlichen Resultaten wie Lokyer; er untersuchte 90 Fleckenspectren; von 53 Eisenlinien zeigten sich in der Maximumperiode nur eine einzige stärker, 3 sehr stark verbreitert gegen 14 zur Zeit des Minimums. Perry und Cortie[4] haben einen Maximumfleck untersucht. In dessen Spectrum fand sich keine einzige Eisenlinie verbreitert, die man auch in der Chromosphäre beobachten kann; die Untersuchung eines Minimumflecks ergab, dass 10 verbreiterte Linien mit Eisenlinien der Chromosphäre zusammenfielen. Überhaupt

---

1 Lokyer, Chemistry of the Sun, p. 324, 1887.

2 Scheiner, Spectralan. d. Gest., S. 198, 1890.

3 Cortie, Monthly Not., vol. LI, p. 76, 1890—1891.

4 Perry und Cortie, Monthly Not, vol. XLIX, p. 417, 1888—1889.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

fanden sie, dass die meist verbreiterten Linien auch anderer Stoffe beim Maximumfleck mit nur 5, beim Minimumfleck mit 24 Chromosphärenlinien coincidirten; dies deutet ja fast unmittelbar auf die tiefere Lage des Maximumflecks hin; ebenso auch die Beobachtung Perry's und Cortie's, dass sich im Maximumfleck mehrere Linien weit in den Hof des Fleckens erweitert zeigten; beim Minimumfleck trat dies nur bei einer Linie ein; da der Kern beim Maximumfleck tiefer lag, so musste dies auch der innere Rand des Hofes thun, wodurch sich diese Erscheinung leicht erklärt.

Auch die directen Beobachtungen sprechen für eine Tiefenparallaxe der Flecken. Die zuverlässigste Methode haben de la Rue, Stewart und Löwy[1] angewendet. Sie unterzogen mehr als 600 Flecken mit messbarem Halbschatten einer eingehenden Discussion und fanden, dass in etwas mehr als 75% aller Fälle der Halbschatten an der dem Sonnenrande zugewendeten Seite am breitesten war, wie es die perspectivische Wirkung der Tiefenparallaxe erfordert. In der einen Hälfte der übrigen Fälle war ein Unterschied nicht zu bemerken, während in der anderen Hälfte (etwa 12% der Gesammtzahl) der Halbschatten an der inneren Seite am breitesten war. Secchi, Faye, Spörer und Peters, auch andere haben eine weniger zuverlässige Methode angewendet und kamen daher zu den widersprechendsten Resultaten. Spörer leugnete lange Zeit das Wilson'sche Phänomen; er war unter den hervorragendsten Sonnenphysikern in der letzten Zeit der einzige Gegner der Tiefenparallaxe; auch er kommt schliesslich zu folgendem Ergebniss:[2] »Für diese Flecke muss angenommen werden, dass die scheinbare Kernoberfläche entschieden tiefer lag, als es durchschnittlich der Fall ist, wenn man in diesen und anderen Fällen die Abweichungen allein den Beobachtungsfehlern oder den Gestaltsverhältnissen der Flecke zuschreiben will«. Spörer hält aber Tiefenparallaxen von 2″ schon für zu gross, während de la Rue, Stewart und Löwy zu 8″ und

---

[1] Young, Die Sonne, S. 124, 1883. — De la Rue, Stewart, Löwy, Researches in Solar Physics, part I, p. 20, 1868.

[2] Spörer, Publ. d. astrophys. Obs. Potsdam, Bd. IV, Stück 4, S. 427, 1886.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Faye[1] zu Werthen gelangt, die zwischen 4 und 8″ schwanken. Es ergeben also Beobachtungen jeder Art eine vertiefte Lage des Fleckenkernes, und auch die directen Beobachtungen scheinen anzudeuten, dass die Tiefenparallaxe von Fleck zu Fleck verschieden sein kann.

Den Verbreiterungen der Linien steht die Erscheinung gegenüber, dass Linien im Fleckenspectrum dünner erscheinen; vor allen betrifft dies die Wasserstofflinien und die Linien der Stoffe, welche in hohen Regionen der Chromosphäre vorkommen. Die Sonnenatmosphäre besteht hauptsächlich aus Wasserstoff, er ist der Träger der Dämpfe. Folglich kann die Dichte des Wasserstoffs keinen grossen Schwankungen unterliegen, da dies zu grosse Druckdifferenzen zur Folge hätte. Es ist daher wahrscheinlicher, dass die Dicke der absorbirenden Wasserstoffmassen kleiner ist; dies kann nur dadurch geschehen, dass über einem Flecken die Wasserstoffmassen ungefähr so heiss sind, wie der Fleck selbst, dann kann keine Absorption hervortreten, nur die oberen kühleren Schichten werden eine solche in Form einer feinen schmäleren Absorptionslinie bewirken. Wenn auch die Linien von Stoffen schmäler erscheinen, die den tieferen Regionen angehören, so müssen wir auf eine grosse Tiefe der Fleckenmassen schliessen. Häufiger tritt der Fall ein, ja bei einigen Linien fast regelmässig, dass Linien im Fleckenspectrum hell erscheinen. Und dies kann natürlich nur bei den Linien eintreten, welche den Stoffen angehören, die hoch in die Chromosphäre ragen, wie Wasserstoff, Natrium, Calcium, Helium, Coronium, auch Magnesium; denn die Helligkeit der Linien kann nur über den Fleckenmassen ihren Ursprung haben. Wenn der äusserst seltene Fall eintritt, dass auch andere Linien, z. B. Eisenlinien, umgekehrt erscheinen, so müssen wir wieder auf eine besonders tiefe Lage des Fleckenkernes schliessen. Ein sehr lehrreiches Verhalten zeigen die Natriumlinien im Fleckenspectrum: »Dieselben kehren sich niemals in ihrer ganzen Breite um, sondern sie erscheinen stellenweise ausserordentlich verbreitert und in ihrer Mitte tritt eine schmale, sehr helle Linie auf.« »Eine Erklärung dieser Erscheinung ist nur möglich unter

[1] Faye, C. R., vol. LXI, p. 1082, 1865; vol. XCVI, p. 356, 1883.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

der Annahme, dass eine sehr dichte Schicht von Natriumdampf niedriger Temperatur im Flecken vorhanden ist, über welcher sich eine solche von höherer Temperatur als die Photosphäre innerhalb des Fleckens, aber von geringerer Dichtigkeit befindet.«[1] Nach unserer Auffassung ist überall statt Dichtigkeit Masse der strahlenden Schicht zu setzen. Ein wichtiges Moment ist, dass in der Mitte der sehr hellen Linien nicht noch eine sehr feine Absorptionslinie auftritt; das deutet darauf hin, dass die Erwärmung so hoch reicht als unter normalen Verhältnissen die absorbirenden Natriumschichten. Höchst wichtige und sorgfältige Beobachtungen hat Hale angestellt mit seinem Spectroheliographen:[2] »The bright H and K lines seem to invariably extend entirely across every sun-spot. Both lines are doubly reversed in the faculae which probably completely surround every spot. In the umbra the reversals are narrower and the dark central line is usually absent.« Hale erklärt diese Erscheinung vollkommen richtig: »The single reversals in the umbra, however, probably take their rise in the chromosphere, which presumably overlies the cooler regions of the spot.« Die Erhitzung reicht also im Allgemeinen über dem Kern in grössere Höhen hinauf als über dem Hof. Diese letztere Erscheinung der einfachen Umkehrung über dem Kern ist äusserst wichtig; sie zeigt, dass die hellen Linien nicht etwa von Protuberanzen herrühren, die in der Nähe des Fleckens aufsteigen, oder von Fackeln, die in der Umgebung des Fleckens liegen, sondern dass sie für den Fleck charakteristisch ist, denn Hale findet für die Fackelspectren: »The reversals in faculae are usually double, a narrow dark line running down the center of the broader bright line.« In schöner Übereinstimmung mit dieser Hale'schen Beobachtung stehen die thermischen Beobachtungen Langley's;[3] sie ergaben, dass der Kern der Flecken durchschnittlich mehr Wärme ausstrahle als der Hof. Diese Ergebnisse zeigen, dass unmittelbar über dem Kern des Flecks eine specifische Wärmequelle thätig sein muss, die über dem Hof in geringerer

[1] Scheiner, Spectralan. d. Gest., S. 193—194, 1890.
George Hale, Astronomy and Astrophysics, No. 109, 1892.
[3] Langley, Monthly Not., vol. XXXVII, p. 5, 1876.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Wirksamkeit auftritt. Ja die neuesten Beobachtungen Frost's[1] ergeben, dass überhaupt ein Fleck wärmer sein kann als die ihn umgebende Photosphäre, ein allerdings überraschendes Resultat. »A rather surprising result of these observations was that spots are occasionally relatively warmer than the surrounding photosphere.« Da wir an der Thatsache entschieden festhalten müssen, dass Flecken kühlere Stellen sind, die auf der Photosphäre liegen, so ist nur die Annahme möglich, dass über den betreffenden Flecken heisse Schichten lagerten, so dass die Gesammtstrahlung der Fleckenmassen und dieser Schichten grösser war als die normale Strahlung der Photosphäre; im Allgemeinen gibt aber die Abkühlung der Fleckenmassen den Ausschlag, wie es eben auch schon die Beobachtungen Henry's[2] und Langley's ergeben haben. Den schlagendsten Beweis dafür, dass über den Fleckenmassen eine anormal heisse Schichte lagert, liegt in der genügend bewiesenen Thatsache, dass die Flecken in die Photosphäre eingesenkt sind. Die Fleckenmassen liegen am Boden einer Höhlung, die von Condensationsproducten gebildet ist. Wie kann denn überhaupt eine derartige Einsenkung in einer Dunsthülle monatelang bestehen? Dies kann ich mir nur durch eine an der betreffenden Stelle herrschende anormale Hitze erklären, die die Condensationsproducte zum Verdampfen bringt; da von diesen das Licht ausgeht, so wird sich an der betreffenden Stelle eine Einsenkung zeigen.

Nach diesen Erörterungen glaube ich berechtigt zu sein, eine über den Fleckenmassen lagernde heisse Schicht anzunehmen, deren Temperatur sogar anormal hoch ist; ein Fleck ist also eine Stelle, wo eine extreme Temperaturumkehrung auftritt. Fassen wir alle Ergebnisse, die wir über die Flecken erhalten haben, zusammen, so ergibt sich folgendes Bild eines Fleckenkörpers:

In der dunstförmigen Wolkenhülle der Photosphäre ist eine Höhlung, die mit abgekühlten Gas- und Dampfmassen ausgefüllt ist; über diesen befindet sich eine Schichte anormal hoher Temperatur.

[1] Frost, Astr. Nachr., Bd. CXXX, S. 143, 1892.
Henry, Pogg. Ann., Bd. LXVIII, S. 102, 1845.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Dies soll uns für die weiteren Deductionen als Grundlage dienen. Von unmittelbaren Ursachen einer starken örtlichen Abkühlung in einer Atmosphäre können offenbar nur drei bestehen:

1. Leitung, indem etwa aus den höheren kühleren Schichten Ströme auf die Photosphäre herabkommen, die abkühlend wirken würden.

2. Ausdehnung der Gase durch mechanische Wirkung:

a) durch aufsteigende Ströme, die sich adiabatisch ausdehnen und hiemit abkühlen;

b) durch die Centrifugalkraft von Wirbeln.

3. Strahlung, die an einer Stelle durch grössere Klarheit der darüber lagernden Atmosphäre begünstigt wird.

Viele Sonnenfleckentheorien nehmen die Leitung zwar nicht als unmittelbare Ursache der Sonnenflecken an, sondern sie schreiben ihr eine secundäre Rolle zu, indem die aus den höheren, kühleren Schichten herabkommenden Ströme ihre Kälte auf die Flecken übertragen und durch fortwährende Bespülung einen mächtigen Factor für die lange Erhaltung der Flecken bilden. Wie aus den folgenden Betrachtungen zu schliessen ist, ist die Ansicht, Ströme aus der Höhe brächten Kälte, unstatthaft.

Es herrsche das Temperaturgesetz $T = T_0 - \Theta h$; dann folgt als Druckgesetz die Gleichung

$$p = p_0 \left(1 - \frac{\Theta}{T_0} h\right)^{\frac{\gamma}{R\Theta}} \qquad 10)$$

Bringen wir nun die Masseneinheit der Atmosphäre aus der Höhe h in ein tieferes Niveau, wo der Druck p_0 und die Temperatur T_0 herrschen soll, so wird diese Gasmasse infolge der Zunahme des Druckes eine Compression erleiden, die fast rein adiabatisch erfolgen wird, da eine beträchtliche Wärmeentziehung oder Wärmezufuhr kaum auftreten kann. Die Gase sind hier in unvorstellbarem Verdünnungszustande, haben daher ein äusserst geringes Strahlungsvermögen, durch das etwa die adiabatische Erwärmung verringert würde. Die Temperatur T', die die Masse im unteren Niveau durch die adia-

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

batische Erwärmung erhält, ergibt sich aus der Poisson'schen Gleichung

$$\frac{T}{T'} = \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}}$$

Setzt man in diese Gleichung für p den Werth aus 10) ein und benützt noch die Relationen $\frac{k-1}{k} c_p = AR$ und $\theta = \gamma \cdot \frac{A}{c_p}$, so wird

$$\frac{T'}{T} = \left(1 - \frac{\Theta}{T_0} h\right)^{-\frac{\theta}{\Theta}}$$

Führen wir für $T = T_0 - \Theta h$ ein, so erhält man für das Verhältniss der im unteren Niveau entstehenden zu der da herrschenden Temperatur:

$$\frac{T'}{T_0} = \left(1 - \frac{\Theta}{T_0} h\right)^{1-\frac{\theta}{\Theta}} \qquad 11)$$

Wir haben schon auf S. 382 nachgewiesen, dass die thatsächliche Temperaturabnahme Θ viel langsamer erfolgt als die adiabatische θ; daher besteht die Ungleichung $\theta > \Theta$, und daraus folgt, da der Klammerausdruck dem Wesen nach offenbar kleiner als die Einheit ist,

$$T' > T_0.$$

Also jeder absteigende Strom muss eine Erhitzung mit sich bringen und, wie wir aus der Formel ersehen, eine umso grössere, je grösser die Höhe ist, aus der er kommt. Um uns einen Begriff von der Grösse der Erhitzung zu machen, wollen wir annehmen, der Strom komme aus der Höhe von 1″; dazu sind wir berechtigt, denn die aufsteigenden Ströme der Protuberanzen erreichen immer Höhen von 15—20″, zwei Drittel solche von ungefähr 40″.[1] Ferner wollen wir $\Theta = \frac{\theta}{2}$ setzen, um ja ein extremes Minimum für die Erhitzungen zu erhalten. Bei

[1] Young, Die Sonne, S. 200, 1883.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

dieser Vertheilung würde in der Höhe von 1″ eine um 7000°, in der Höhe der Chromosphäre eine um 60 000°, in der Höhe der gewöhnlichen Protuberanzen eine um 140 000° niedrigere Temperatur als an der Oberfläche der Photosphäre herrschen. Für die Erhitzung $\Delta T = T' - T_0$ erhält man aus Gleichung 11)

$$\Delta T = T_0 \left[\left(1 - \frac{\Theta}{T_0} h \right)^{1 - \frac{\theta}{\Theta}} - 1 \right].$$

Ich habe auch, um Maximalwerthe zu erhalten, die Erhitzungen (ΔT) bei isothermischem Gleichgewichte berechnet nach der sich leicht ergebenden Formel

$$(\Delta T)_1 = T_0 (e^{\frac{\theta h}{T_0}} - 1).$$

Es folgen dann folgende Werthe für verschiedene T_0:

T_0	5000°	10 000°	20 000°	50 000°	100 000°	1,000 000°
ΔT	—	21 960	10 470	7 970	7 380	6 900
(ΔT)	73 100	29 520	19 760	15 820	14 730	13 850
$\frac{\Delta T}{T_0}$	—	2·20	0·52	0·16	0·07	0·007
$\frac{(\Delta T)}{T_0}$	14·62	2·95	0·99	0·32	0·15	0·014

Selbst wenn ein Drittel der Erhitzung durch Strahlung verloren geht, so müssen wir Erhitzungen von mindestens 5000° annehmen, wenn wir die ungünstigen Annahmen berücksichtigen, reine Wasserstoffatmosphäre, $\Theta = \frac{\theta}{2}$ und $h = 1''$. Der Druck wird nämlich thatsächlich viel schneller mit der Tiefe zunehmen, weil immer neue Atmosphären von anderen Gasen und Dämpfen hinzutreten, und wird die Erhitzungen noch viel mehr beschleunigen.

Wenn wir die Verhältnisse $\frac{\Delta T}{T_0}$ betrachten, so sehen wir, dass bei 20 000° eine Erhitzung erfolgt, die die Hälfte der auf

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

der Sonne überhaupt herrschenden Temperatur ausmacht. Solche Schwankungen erscheinen kaum annehmbar, und wir können mit grosser Wahrscheinlichkeit annehmen, dass $T_0 > 20\,000°$ ist, ein Resultat, das wir früher schon aus directen Beobachtungen abgeleitet haben (S. 383).

Nach diesen Zahlen muss die Erklärung der directen Fleckenabkühlung durch absteigende Ströme fallen gelassen werden. Hiemit ist Punkt 1) Leitung ausgeschlossen, und wir wollen zum nächsten Punkt übergehen.

Die Abkühlung der Fleckenmassen könnte auch dadurch entstehen, dass im Flecken ein aufsteigender Strom herrscht, der durch die adiabatische Ausdehnung eine Abkühlung erleidet. Auf dieser Ansicht beruht die Fleckentheorie Reye's[1] (Cyclonen-Theorie).

Ein aufsteigender Strom riefe allerdings beträchtliche Abkühlungen hervor, wenn seine Ausdehnung rein adiabatisch erfolgte. Aus Gleichung 10) und dem Poisson'schen Gesetze folgt wieder sofort für die Temperatur T', mit der der von der Photosphäre aufsteigende Strom in der Höhe h anlangt:

$$T' = T_0 \left(1 - \frac{\Theta}{T_0} h\right)^{\frac{\theta}{\Theta}}$$

Da $\theta > \Theta$ ist, so folgt, dass $T' < T_0$ ist, dass also eine Abkühlung statthat. Mit kleiner werdendem Θ wird T' grösser, die Erkaltung geringer, so dass wir $\Theta = 0$ setzen, um für die Abkühlungen ein Minimum zu erhalten. Für $\Theta = 0$ herrscht das isothermische Gleichgewicht. Ein aufsteigender Strom wird dann in der Höhe h über der Photosphäre mit der Temperatur (T') ankommen, die sich in analoger Weise aus Gleichung 6) und dem Poisson'schen Gesetz ergibt:

$$(T') = T_0 e^{-\frac{\theta h}{T_0}}.$$

Setzen wir für h die Werthe 10″, 50″ und 500″, Höhen, die Protuberanzen mit Ausnahme der letzteren nicht selten erreichen, so erhalten wir für verschiedene T_0 folgende Temperaturen (T'),

---

[1] Reye, Wirbelstürme... Aufl. II, S. 178, 1880.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

mit denen ein von der Photosphäre aufsteigender Strom in den betreffenden Höhen anlangt:

T_0	20 000°	50 000°	80 000°	100 000°	500 000°	1,000 000°
$h = 10''$	21	3200	14 400	25 300	380 000	871 600
$h = 50''$	—	—	15	106	126 500	503 000
$h = 500''$	—	—	—	—	—	1 060

Würde also die Abkühlung rein adiabatisch erfolgen, so müssten wir Temperaturen der Photosphäre von über 500 000° annehmen; solche wollen wir den früheren Erörterungen gemäss ausschliessen; wir müssen dann aber eine Quelle beträchtlicher Wärmezufuhr annehmen, die die adiabatische Abkühlung verzögert. Diese ausgiebige Quelle kann nur die Condensationswärme der sich condensirenden Dämpfe sein. Die fortwährende Abkühlung des Stromes wird Dämpfe condensiren, es wird dadurch Wärme frei, die sich dem Strome mittheilt. Wie wirksam die Condensationswärme ist, das sehen wir an unserer Atmosphäre. Ein trockener, vertical aufsteigender Luftstrom kühlt sich für je 100 *m* fast um 1° C. ab,[1] ein gesättigt feuchter, bei anfänglichem Druck von 760 *mm* und anfänglicher Temperatur von 15° C. aufsteigender Luftstrom nur mehr um 0°49 C. für 100 *m*, also schon fast nur mehr um die Hälfte; bei anfänglicher Temperatur von 30° C. kühlt er sich für je 100 *m* nur mehr um 0°38 C. ab. Die adiabatische Abkühlung wird also in den Protuberanzen stark verzögert und kann daher an der Oberfläche der Photosphäre keine beträchtlichen Abkühlungen erzeugen. Steigt also ein Strom aus der Photosphäre auf, so wird er infolge seiner Abkühlung das Condensationsniveau des photosphärischen Dunstmeeres erhöhen. Die Fleckenmassen liegen unter der Oberfläche der Photosphäre, dies erklärt ein aufsteigender Strom nicht; die anormale Hitze über den Fleckenmassen kann

[1] Hann, Met. Zeitschr., Bd. IX, S. 326—328, 1874.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

er auch nicht erklären, die, wie wir früher gesehen haben, gerade über dem Kern des Fleckens herrscht. Ausserdem spricht schon der Umstand gegen einen Aufstrom im Flecken, dass die Protuberanzen als aufsteigende Ströme, die mit den Flecken bezüglich ihres Aussehens gar keine Ähnlichkeit und bezüglich ihrer heliographischen Vertheilung wesentliche Verschiedenheiten zeigen, dieselbe Ursache wie die Flecken hätten.

Auch ein Wirbel kann in seinem Körper Abkühlung hervorrufen. Es müsste also in einem Flecken heftige Wirbelbewegung herrschen, wenn wir die Fleckenabkühlung durch eine derartige Bewegung erklären wollen. Wenn überhaupt durch directe Beobachtung eine Wirbelbewegung merkbar sein soll, so könnte sie sich nur an der Structur des Hofes zeigen; nun haben aber Secchi's[1] Untersuchungen dargethan, dass nur 2—3% aller Fleckenhöfe eine solche Bewegung zeigen. Faye[2] sieht sich daher zu folgender Erklärung gezwungen: »Le tourbillon pénètre verticalement à travers les couches inférieures de la photosphère en déterminant tout autour de lui un abaissement de température considérable. Dès lors, les filets ascendants de vapeurs, qui forment la photosphère par la condensation d'une foule de petits nuages lumineux, forment ces nuages à une élévation moindre tout autour de la tache et y produisent ainsi des grains de lumière légèrement étirés dans le sens des génératrices de cette surface conique refroidie. La masse gazeuse froide à travers laquelle nous contemplons la pénombre en affaiblit considérablement l'éclat; celle-ci paraît grisâtre par rapport aux régions ambiantes de l'éclatante photosphère.«

»Ainsi la pénombre se trouve à un niveau inférieur et enveloppe le cône du tourbillon tout en restant à distance. Elle ne participe donc pas, en général, à son mouvement de rotation.«

Faye fasst also den Hof gleichsam als Projection des nach oben sich erweiternden Wirbeltrichters auf die Photosphäre auf. Wollen wir nachsehen, was die Spectralbeobachtungen zur Wirbelbewegung sagen. Es findet Dunér[3]: »il est difficile

---

[1] Secchi, »Le soleil«, vol. I, p. 87—90, 1875.

[2] Faye, C. R., vol. CXV, p. 986, 1892.

[3] Dunér, Nov. acta reg. soc. Ups., vol. XIV, p. 12—13, 1891.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

d'imaginer une autre forme des taches que celle d'une cavité remplie par des gaz métalliques soit tourbillonants comme le veut M. Faye, soit en repos comme le croyait Secchi, bien que l'immobilité des raies qui appartiennent au spectre des taches proprement dit, constaté par M. Young et moi, semble plus en accord avec la théorie de Secchi.« Oder betrachten wir die neuen sorgfältigen Beobachtungen Hale's:[1] »Distortions of the bright *H* and *K* lines in spots are extremely rare.« Diese Linien gehören den oberen Schichten an, wo gerade heftige Wirbelbewegung herrschen soll. Die Hitze, die hier herrscht, ist wieder nicht erklärlich, und es lässt sich gegen die Wirbeltheorie wieder derselbe Einwand wie gegen die Theorie der aufsteigenden Ströme machen; dass gerade in den Protuberanzen die heftigsten Wirbelbewegungen herrschen, lässt die wohlberechtigte Vermuthung zu, dass die Flecken nicht dieselbe Entstehungsursache haben. Ein Fleck, besonders sein Kern, gewährt das Bild grosser Ruhe; erst in seiner Umgebung am äusseren Rande des Hofes finden die heftigsten Störungen statt.

Keine der vorhergehenden unmittelbaren Ursachen zur Erklärung der Fleckenabkühlung, weder Punkt 1), noch Punkt 2) leisten den Beobachtungen Genüge; es bleibt daher zur Erklärung nur Punkt 3) übrig: vermehrte Strahlung. Wie sich zeigen wird, löst sich durch diese Erklärung jeder Widerspruch, und die Beobachtungsthatsachen stehen mit ihr in vollster Übereinstimmung.

Kirchhoff und vor allen Zöllner waren die ersten, welche die mächtige Wirkung der Strahlung in den Weltraum klar erkannt und sie als Erzeugerin der Dunkelheit der Flecken betrachtet haben. Zöllner geht von dem für unsere Atmosphäre jedenfalls giltigen Satze aus, dass die stärksten Temperaturdepressionen durch die nächtliche Ausstrahlung erzeugt werden, und stellt sich die Entstehung eines Flecks folgendermassen vor:[2]

»Die Beschaffenheit dieser (Sonnen-) Atmosphäre muss die Intensität der Wärmeausstrahlung der von ihr eingehüllten

---

[1] Hale, Astronomy and Astrophysics, Nr. 109, 1892.

[2] Zöllner, Wiss. Abh., Bd. IV S. 70, 1870.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Sonnenoberfläche in ähnlicher Weise beeinflussen, wie die Beschaffenheit der irdischen Atmosphäre die Wärmeausstrahlung der erwärmten Erdoberfläche beeinflusst. Ist nämlich die Atmosphäre unserer Erde ruhig und wolkenfrei, so ist die durch nächtliche Ausstrahlung erzeugte Temperaturerniedrigung am stärksten und als Resultate dieser Ausstrahlung bilden sich je nach der Temperatur Thau oder Reif.«

»In analoger Weise muss die Temperaturerniedrigung der glühendflüssigen Sonnenoberfläche durch Ausstrahlung an denjenigen Stellen am bedeutendsten sein, wo die darüber befindliche Atmosphäre möglichst ruhig und klar ist. An solchen Stellen wird sich die eingetretene Temperaturerniedrigung bei hinreichender Grösse auch durch eine Verminderung der Leuchtkraft bemerkbar machen und hiedurch einem entfernten Beobachter die Erscheinung eines dunklen Fleckes darbieten müssen.«

Dies muss auch die richtige Erklärung sein, nur setzen wir statt »der glühendflüssigen Sonnenoberfläche« die glühendflüssigen Theilchen der Photosphäre. Worin die Ursache für die Klarheit gerade an einer Stelle liegt, hat Zöllner nicht ausgesprochen. Er hält die äquatorialen und polaren Regionen für Gegenden beständiger Trübungen, die durch eine unserer Erdatmosphäre analoge Circulation hervorgebracht würden, so dass die Flecken auf mittlere Breiten beschränkt bleiben.

Die Strahlung geht von den Condensationsproducten der Photosphäre aus; sind nun durch die darüberlagernde Atmosphäre Bedingungen zu örtlich vermehrter Ausstrahlung gegeben, so werden fast nur die Condensationsproducte davon betroffen werden. Die Beobachtungen ergeben eine beträchtliche Absorption der Atmosphäre, so dass sie einen starken Schutz gegen die Ausstrahlung der tieferen Schichten bildet. Wir haben früher erwähnt, dass der grösste Theil der Photosphärenstrahlung aus den tieferen, heisseren Schichten der Condensationsproducte hervordringt, so dass den grössten Theil der Absorption die oberen dunstähnlichen, photosphärischen Schichten ausüben. Die Strahlung der tieferen Schichten der Photosphäre wird also besonders begünstigt werden, wenn der Dunstgehalt, die Menge der oberen Conden-

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

sationsproducte, verringert wird; dies geschieht, wenn die Condensationsproducte in Dampfform übergehen, und dies geschieht wieder, wenn hier in den obersten Schichten der Photosphäre anormal hohe Temperatur herrscht; anormale Hitze an der Oberfläche der Photosphäre ist also die Ursache der vermehrten Ausstrahlung der tieferen Schichten. Sie löst die Condensationsproducte auf, erzeugt hiemit grosse Klarheit, die sich als eine Einsenkung in der Photosphäre kundgeben wird. Die Beobachtungen ergeben in der That 1. Einsenkung, 2. anormale Hitze über den Fleckenmassen. So sind wir zu dem Satze berechtigt:

Die Sonnenflecken sind ein Strahlungsphänomen.

Hiemit sind also die Sonnenflecken auf ihre unmittelbare Ursache zurückgeführt. Als nächst mittelbare Ursache hat sich grosse Hitze an der Oberfläche der Photosphäre ergeben. Dies fordert uns auf, weiterzugehen und den Grund zu dieser Ursache zu suchen.

Über der abgekühlten Schicht der Fleckenmassen liegt eine Schicht heisser und zwar anormal hoher Temperatur. Woher soll diese stammen? Von unten auf keinen Fall; es könnten also vielleicht seitliche, in horizontaler Richtung streichende Winde von hoher Temperatur, die ihren Ursprung aus heisseren Regionen der Sonne, z. B. den Fackeln, haben, die Condensationsproducte auflösen und hiemit Ursache zu einem Flecken geben; auch dies ist keine haltbare Annahme. Die Beobachtungen ergeben grosse Ruhe in den höheren heissen Schichten, die vertiefte Lage der Flecken wäre schwer erklärlich, die Beobachtungen Langley's haben ergeben, dass es über dem Kern des Fleckens heisser ist, als in der Umgebung des Kernes, über dem Hof. Alles dies lässt sich nur durch einen über dem Flecken absteigenden Strom erklären. Dieser ist, wie wir gesehen haben, eine ergiebige Wärmequelle, indem er, wenn er von Höhen, die mehr als 1″ betragen, herabkommt, eine Erwärmung von mindestens 5000° erzeugt. Es erübrigt nur noch zu zeigen, wesshalb der absteigende Strom über den Fleckenmassen aufhört. Ein mechanisches Hinderniss bilden die Fleckenmassen jedenfalls nicht. Es ist aber eine andere Kraft vorhanden, welche jede absteigende Bewegung

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

schliesslich vernichtet, es ist der durch die Erwärmung wachgerufene Auftrieb. Der Auftrieb wird aber Ursache zu einer bedeutenden Drucksteigerung sein. Der Strom sinkt herab, der Auftrieb wirkt aber beständig entgegen, so dass die Fleckenmassen eine um den Auftrieb des absteigenden Stromes vermehrte Drucksteigerung erleiden müssen. Wie gross die Wirkung des Auftriebes sein kann, soll eine mathematische Ableitung lehren.

Wir schneiden aus der ruhenden Sonnenatmosphäre einen verticalen Kreiscylinder von der Höhe H, der Basis 1 und dem Gewichte G heraus, dann einen gleichen, wenn die absteigende Bewegung in der Höhe H beginnt und bis zur Basis reicht; dieser Cylinder wird infolge der durch die Zunahme des Druckes bewirkten Erwärmung das geringere Gewicht G' besitzen; der Auftrieb Δp, den er erleidet, ist dann durch die Gleichung

$$\Delta p = G - G'$$

gegeben. Wir betrachten das Niveau in der Höhe H als Ausgangsniveau mit dem Drucke p'_0, der Temperatur T'_0. Ist ρ_1 die Dichte der ungestörten Sonnenatmosphäre im Abstande h vom Ausgangsniveau, so ist G durch folgendes Integral gegeben.

$$G = \int_0^H \frac{g'}{g} \rho_1 dh.$$

Ist p der Druck, T_1 die Temperatur im Abstande h, so ist $\rho_1 = \frac{p}{RT_1}$; es herrsche das Temperaturgesetz $T_1 = T'_0 + \Theta h$, dann gilt, indem man $\frac{R}{\gamma} = R'$ abkürzend setzt, das Druckgesetz, das aus der Integration der Gleichung 1) hervorgeht:

$$p = p'_0 \left(1 + \frac{\Theta}{T'_0} h\right)^{\frac{1}{R'\Theta}}$$

Daraus folgt

$$\rho_1 = \frac{p'_0}{RT'_0} \left(1 + \frac{\Theta}{T'_0} h\right)^{\frac{1}{R'\Theta} - 1}$$

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Mit diesem Werthe von ρ_1 in das obige Integral eingegangen, ergibt die Integration

$$G = p_0' \left[\left(1 + \frac{\Theta}{T_0'} H \right)^{\frac{1}{R'\Theta}} - 1 \right].$$

Auf ähnliche Weise findet sich G'. ρ_2 sei die Dichte im absteigenden Strome im Abstande h vom Ausgangsniveau, dann ist wieder

$$G' = \int_0^H \frac{g'}{g} \rho_2 \, dh.$$

Im Abstande h entstehe durch adiabatische Compression die Temperatur T_2, die sich nach dem Poisson'schen Gesetze $\frac{T_2}{T_0'} = \left(\frac{p}{p_0'} \right)^{\frac{k-1}{k}}$ berechnen lässt. Setzt man zur Abkürzung $1 + \frac{\Theta}{T_0'} H = E$, so ergibt sich mit Benützung des Druckgesetzes für T_2 folgender Ausdruck:

$$T_2 = T_0' E^{\frac{1}{R'\Theta} \frac{k-1}{k}}$$

Nun besteht wieder die Relation $\rho_2 = \frac{p}{RT_2}$, so dass nach den Beziehungen für T_2 und p

$$\rho_2 = \frac{p_0'}{RT_0'} E^{\frac{1}{R'\Theta k}}$$

wird. Setzt man diesen Werth von ρ_2 in das Integral für G' ein, so erhält man

$$G' = p_0' \frac{k}{1 + R'\Theta k} \left(E^{\frac{1 + R'\Theta k}{R'\Theta k}} - 1 \right).$$

Der Auftrieb Δp ist also

$$\Delta p = p_0' \left[E^{\frac{1}{R'\Theta}} - 1 - \frac{k}{1 + R'\Theta k} \left(E^{\frac{1 + R'\Theta k}{R'\Theta k}} - 1 \right) \right].$$

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Führen wir den Druck p_0 und die Temperatur T_0 an der Basis des Cylinders (an der Oberfläche der Photosphäre) ein, so erhalten wir nach den Beziehungen

$$p_0 = p'_0 E^{\frac{1}{R'\Theta}}$$

und

$$T_0 = T'_0 + \Theta H$$

schliesslich für den Auftrieb

$$\Delta p = p_0 \left\{ 1 + \left(\frac{k}{1+R'\Theta k} - 1 \right) \left(1 - \frac{\Theta}{T_0} H \right)^{\frac{1}{R'\Theta}} - \right.$$
$$\left. - \frac{k}{1+R'\Theta k} \left(1 - \frac{\Theta}{T_0} H \right)^{\frac{1}{R'\Theta}\left(1 - \frac{R'\Theta k}{k}\right)} \right\}.$$

Um für das Verhältniss $\frac{\Delta p}{p_0}$ ein Minimum zu erhalten, setzen wir in der Formel $\varkappa = 1 \cdot 413$, $R = 422 \cdot 61$ (Wasserstoff), $\gamma = 27 \cdot 62$, $\Theta = \frac{\theta}{2}$ und $T_0 = 100\,000°$; dann ergeben sich für dieses Verhältniss mit Berücksichtigung verschiedener Höhen (in Secunden) folgende Werthe:

H	$1''$	$4''$	$10''$
$\frac{\Delta p}{p_0}$	$0 \cdot 08$	$0 \cdot 63$	$0 \cdot 996$

Ein Strom, der also aus einer Höhe von $4''$ über der Photosphäre sich auf diese herabsenkt, würde hier Druckschwankungen erzeugen, die mehr als die Hälfte des ganzen unter normalen Verhältnissen bestehenden Druckes betragen würden. Eine derartige Annahme erscheint kaum statthaft. Sei die Oberflächentemperatur $50\,000°$, so würde unter der Annahme $\Theta = \frac{\theta}{2}$ ungefähr in der Tiefe von $7''$ die Temperatur $100\,000°$ betragen. In dieses Niveau verlegen wir nun die Basis des Cylinders; dann folgt aus den obigen Betrachtungen, dass ein absteigender Strom, der noch über der Photosphäre entsteht, kaum in diese Tiefe gelangen kann; allerdings wird dem absteigenden Strome unterhalb des Photosphärenniveaus

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Wärme entzogen, indem er die Condensationsproducte in Dampf überführen muss, wodurch seine Erhitzung verzögert, sein Auftrieb verringert werden muss. Wenn wir aber voraussetzen, dass die absteigende Bewegung schon in einer Höhe von über 1″ über der Photosphäre beginnt, und dies können wir, wie wir früher gefolgert, als höchst wahrscheinlich bezeichnen, und, wenn wir wieder Temperaturen der Photosphärenoberfläche von über 100000° ausschliessen, so erscheinen Tiefenparallaxen von über 7″ kaum annehmbar, ein Ergebniss, zu dem Spörer auf directem Weg gekommen ist; er hält schon Tiefen von 2″ für zu gross. Es treten also über den Fleckenmassen infolge des Auftriebes, den die herabsinkenden Massen erleiden, grosse Stauungen auf, die die Fleckenmassen von dem heissen Niederstrome unberührt lassen. Die Folge davon wird sein, dass die Flecken Gebiete höheren Druckes sein werden; dies wird wieder Winde zur Folge haben, die vom Flecken weggerichtet sind; es ist thatsächlich Spörer gelungen, diese Erscheinung zu beobachten.[1] Die Protuberanzen, die in der Umgebung der Flecken auftreten, zeigen von den Flecken abgewandte Richtungen, sie divergiren. Spörer schliesst desshalb auf einen über den Flecken vertical abwärts gerichteten Strom. Spörer glaubt, dass die dynamische Wirkung des Stromes die Protuberanzen gleichsam auseinander bläst; die absteigende Bewegung scheint, wie die Spectralbeobachtungen zeigen, jedenfalls keine so grosse Geschwindigkeit zu besitzen, dass eine derartige dynamische Wirkung eintreten würde. Dass die Winde in der Umgebung der Flecken divergiren, ist, wie ich glaube, nur den Druckdifferenzen zuzuschreiben, die allerdings ihre letzte Ursache in der dynamischen Wirkung haben.

Durch die Eigenschaft der Flecken, dass sie Gebiete hohen Druckes sind, erscheinen sie erst als vollständige Analoga zu den Gebieten hohen Druckes, wie sie im Winterhalbjahre über Europa lagern. Die Untersuchungen Hann's ergeben Folgendes:

Der Luftkörper über solchen Gebieten ist in herabsinkender Bewegung; infolge dessen herrscht in ihm grosse Lufttrockenheit und anormal hohe Temperatur, geradeso

[1] Spörer, Publ. d. Astr. Ges., XIII, S. 158, 1874.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

wie es beim Föhn der Fall ist. Der Luftkörper ist von ausnehmender Klarheit und grosser Heiterkeit. Die absteigende Bewegung muss schliesslich aufhören und in eine ebenso langsame horizontale übergehen; in diesem Theile ihrer Bahn erkaltet die Luft durch Wärmestrahlung, welche durch die gleichzeitige Heiterkeit und Trockenheit der höheren Luftschichten ausserordentlich begünstigt wird. Infolge dieser starken Erkaltung entstehen dann jene dichten kalten Bodennebel, welche zu solchen Zeiten die Niederungen erfüllen. Die obere warme Luftschichte schwimmt auf dieser kalten Unterschichte, ohne in dieselbe einzudringen. Treten locale Strömungen auf, so können sich die auffallendsten Temperaturschwankungen zeigen. Die Kälte der unteren Schichten hat mit dem dynamischen Vorgang im Luftkörper nichts zu thun, sie ist nur eine secundäre Erscheinung. Dabei ist allerdings anzunehmen, dass die Abkühlung der tieferen Schichten den einmal eingeleiteten Zustand der verticalen Luftcirculation in seiner Stabilität unterstützt, indem sie die Abfuhr der Luftmassen an der Erdoberfläche wesentlich befördert.[1]

Die Analogie mit den Erscheinungen, die die Flecken zeigen, springt in die Augen. Wir haben indirect auf das Vorhandensein absteigender Ströme über den Flecken geschlossen, indem die Beobachtungen eine specifische Wärmequelle unmittelbar über dem Fleck ergeben, ferner, indem ein absteigender Strom die einzige Ursache vermehrter Ausstrahlung bilden kann; von letzterer haben wir gezeigt, dass sie wieder die einzige unmittelbare Ursache zur Fleckenabkühlung ist.

Hiemit ist die Entstehung eines Fleckens auf eine über der Photosphäre herabsinkende Bewegung zurückgeführt.

Auch diese Folgerung, dass die erste Ursache ein absteigender Strom ist, wurde durch zahlreiche Fälle direct beobachtet. Spörer[2] fand öfters »Fälle in Bezug auf Gruppen, wobei die atmosphärischen (vertical ab-

---

Hann, Met. Zeitschr., Bd. XI, S. 135, 1876; Denkschr. Wien. Akad., Bd. LVII, S. 7—8, 1890.

Spörer, Publ. d. astrophys. Obs. Potsdam, Bd. I, Stück 1, S. 79, 1878.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

wärts gerichteten) Strömungen nicht bloss zur Erhaltung der Flecke, sondern auch zur Bildung derselben wesentlich beitragen mussten«.

Die Entstehung eines Sonnenflecks geht also auf folgende Weise vor sich:

Durch dynamische Ursachen, die in der Circulation der Sonnenatmosphäre etwa in aufsteigenden Strömen begründet sind, hervorgerufen, bildet sich über der Photosphäre eine herabsinkende Bewegung; infolge des mit der Tiefe zunehmenden Druckes werden sich die herabsinkenden Massen erhitzen und mit hoher Temperatur an der Oberfläche der Photosphäre anlangen ist nun die dynamische Ursache noch genügend kräftig, so wird sich die Bewegung noch in die Photosphäre hinein fortsetzen und infolge der grossen Hitze die hier lagernden Condensationsproducte auflösen. Durch die grosse Erhitzung der sinkenden Massen wird ein Auftrieb derselben wachgerufen, der der dynamischen Wirkung entgegentritt. Die Folge davon wird sein, dass die vertical abwärts gerichtete Bewegung schliesslich aufhört und die oben nachdrängenden Massen gezwungen sind, ihren Weg seitwärts in horizontalen Bahnen zu nehmen. Es schwebt also gleichsam ein anormal heisser Gaskörper unmittelbar an der Oberfläche der Photosphäre, der den hier lagernden, äusserst feinen, stark absorbirenden photosphärischen Dunst auflöst, damit Klarheit erzeugt, dadurch die Strahlung der unteren Schichten wesentlich befördert und die Ursache zu einem Flecken gibt.

Wie man sich nach dieser Fleckenhypothese das Entstehen und Verschwinden der Flecken mit allen Einzelheiten vorstellen soll, dies gibt der Phantasie einen weiten Spielraum. Jedenfalls lässt der ganze Bau eines Fleckenkörpers mit den dicht aneinander grenzenden Schichten von grosser Temperaturdifferenz plötzlich eintretende Veränderungen zu, die mit den heftigsten Umwälzungen verbunden sind. Die abgekühlten Fleckenmassen sind eng an den absteigenden Strom gebunden wie der Schatten an den schattenwerfenden Körper. Die alten Fleckenmassen verschwinden mit dem horizontalen Fortrücken des absteigenden Stromes, um sofort neuen Platz zu machen. Die Fleckenmassen bewegen sich also nicht, sondern nur der sie erzeugende Strom.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Ich habe mir bloss vorgenommen, ganz allgemein die Abkühlung der Fleckenmassen auf die wahre Ursache zurückzuführen; es wird nun noch nothwendig sein, vor allem die äusserlichen Einzelheiten, die die Flecke darbieten, zu erklären, den Hof, die Gruppen u. s. w. Dann wird aber noch die Young'sche Forderung[1] zu erfüllen sein:

»Selbstverständlich muss jede Sonnenfleckentheorie als unvollkommen angesehen werden, wenn sie nicht die Vertheilung und das periodische Auftreten der Flecke ebenso wie die Erscheinungen erklärt, welche sie für teleskopische und spectroskopische Beobachtung bieten.«

Daran muss sich dann die Erklärung der eigenthümlichen Rotation der Sonnenatmosphäre anschliessen.[2]

Young, Die Sonne, S. 174, 1883.

Einen Versuch zur Erklärung aller dieser Erscheinungen habe ich Astr. Nachr., Bd. CXXXII, S. 17, 1893 gewagt.

ZOBODAT - www.zobodat.at

Zoologisch-Botanische Datenbank/Zoological-Botanical Database

Digitale Literatur/Digital Literature

Zeitschrift/Journal: Sitzungsberichte der Akademie der Wissenschaften mathematisch-naturwissenschaftliche Klasse

Jahr/Year: 1893

Band/Volume: 102_2a

Autor(en)/Author(s): Oppolzer Theodor Egon Ritter von

Artikel/Article: Über die Ursache der Sonnenflecken. 375-413