an irrational multiple of 2π, there will be to every straight line "g" through "S" a symmetral of "M", which comprises with "g" a small angle of the size you may choose. If "M" is closed, then in this case every straight line "g" through "S" will be a symmetral of "M".

The symmetrals of a limited quantity of points will intersect in an exact point.

Eine neue Bestimmung der Koronatemperatur

Nach ganz verschiedenen Methoden hat der Verfasser[1] die Temperatur der Sonnenkorona übereinstimmend zu rund 10^6 °C berechnet, nämlich aus der Linienbreite, aus dem Dichtegradienten, aus der Verwaschung der Fraunhoferschen Linien, aus der Ionisationsenergie, aus dem Auftreten von verbotenen Linien und aus dem Fehlen der Balmer-Linien. Nachstehend wird aus dem Umstand, daß in der Korona die Elemente in mehr als zwei aufeinanderfolgenden Ionisationsstufen auftreten, erneut auf eine sehr hohe Koronatemperatur geschlossen.

Wir betrachten ein partiell ionisiertes Gas, in welchem nebeneinander drei aufeinanderfolgende Ionisationsstufen r, $r+1$, $r+2$ vorkommen ($r=0$ ist das neutrale Gas). Die relativen Häufigkeiten derselben seien $1-x-y$, x, y, so daß ihre Partialdrucke $(1-x-y)p_0$, xp_0, yp_0 betragen. Ferner beträgt der Partialdruck der Elektronen $(1-x-y)rp_0 + x(r+1)p_0 + y(r+2)p_0 = (r+x+2y)p_0$, so daß sich der Gesamtdruck $p = p_0(1+r+x+2y)$ ergibt. Dann nimmt die Ionisationsformel bei Vernachlässigung der statistischen Gewichte für den mit der Ionisationsenergie χ_r verbundenen Übergang $r \to r+1$ die Gestalt an:

$$\log \frac{x(r+x+2y)p}{(1-x-y)\,(1+r+x+2y)} = -\chi_r \frac{5040}{T} + \frac{5}{2}\log T - 0{,}48 \tag{1}$$

und für den Übergang $r+1 \to r+2$:

$$\log \frac{y\,(r+x+2y)\,p}{x(1+r+x+2y)} = -\chi_{r+1} \frac{5040}{T} + \frac{5}{2}\log T - 0{,}48\,. \tag{2}$$

Durch Division dieser Gleichungen erhält man:

$$\log \frac{x^2}{(1-x-y)y} = (\chi_{r+1} - \chi_r)\,\frac{5040}{T}\,. \tag{3}$$

Für niedrig ionisierte Atome beträgt $\chi_{r+1} - \chi_r$ 10 bis 20 eV und für normale Sternatmosphären $T \sim 6000°$ C. Der unter dem log stehende Ausdruck ist somit eine sehr große Zahl, das heißt es ist entweder $1-x-y$ oder y praktisch gleich Null. In einer normalen Sternatmosphäre kommt somit ein Atom nur in zwei aufeinanderfolgenden Ionisationszuständen in merklicher Konzentration vor. Ein ganz anderes Verhalten zeigt dagegen die Sonnenkorona, in welcher Eisen zum Beispiel nebeneinander in den Ionisationsstufen Fe *X* bis Fe *XV* auftritt. Das bedeutet, daß der Ausdruck unter dem log nun klein ist, was bei dem engen Spielraum von $\chi_{r+1} - \chi_r$ nur bei einer sehr hohen Temperatur möglich ist. Da aus den beobachteten Linienintensitäten zur Zeit noch keine Schlüsse auf die relative Konzentration der einzelnen Ionisationsstufen gezogen werden können, kommen wir bei der Berechnung der Temperatur nicht ohne gewisse Annahmen aus. Die maximale Konzentration entfalle auf Fe *XIII*, während Fe *XIV* und Fe *XII* weniger häufig vertreten seien und die Konzentration der übrigen Ionisationsstufen noch kleiner sei, so daß wir diese bei Beschränkung auf nur drei Stufen vernachlässigen können. Setzen wir die relativen Konzentrationen von Fe *XII*, Fe *XIII*, Fe *XIV* bzw. gleich 0,3, 0,4, 0,3, so erhält man mit $\chi_{r+1} - \chi_r = 31$ eV[1] nach (3): $T = 630\,000°$ C. Bei der Unsicherheit der Annahmen kann von diesem Resultat nicht mehr als die Größenordnung der Temperatur erwartet werden.

M. WALDMEIER

Eidg. Sternwarte Zürich, den 12. November 1946.

Summary

The paper deals with a new method to determine the temperature of the solar corona. The method starts from the observational result that the elements found in the corona are distributed over a multitude of consecutive ionisation-stages and leads to the value of 630 000° C. Although this method is not an exact one, the result is in good agreement with other methods, leading to a temperature of about 10^6 °C.

[1] M. WALDMEIER, Naturwiss. *32*, 51 (1944); Mitt. aarg. naturf. Ges. XXII, 1945.

[1] B. EDLÉN, Z. Astrophys. *22*, 30 (1942).

Zur Thermodynamik der Trombenbildung

In dieser Zeitschrift erschien im Vorjahr unter der obigen Überschrift ein Aufsatz von G. SWOBODA[1], welcher einen Überblick über die thermodynamische Theorie der Trombenbildung gibt, so wie diese von H. KOSCHMIEDER[2] entwickelt worden ist.

KOSCHMIEDER sieht eine plötzliche Beschleunigungsänderung in der Vertikalen für die Entstehung einer Trombe als notwendig an. Die Änderung soll plötzlich sein, damit kein quasi statischer Druckausgleich stattfinde.

SWOBODA unterzieht nun die KOSCHMIEDERsche Auffassung zum Teil einer Kritik, indem er es für unwahrscheinlich ansieht, daß das plötzliche Emporschießen einer Luftpartikel mit dem Durchbruch durch eine Inversion zusammenhängt.

SWOBODA unterscheidet dann drei Fälle, in denen eine zusätzliche Aufwärtsbewegung zustande kommen kann: 1. In den höheren Schichten kann durch Advektion (oder auch durch Strahlung) Abkühlung eintreten, wodurch eine zusätzliche Vertikalgeschwindigkeit in den höheren Schichten der Wolke auftritt. 2. Von unten her gelangen wärmere Luftteilchen in die cumuliforme Mutterwolke; sie erhalten daher eine größere Geschwindigkeit nach oben als die umgebende Wolkenluft. 3. Von unten her gelangen feuchtere Luftteilchen in die Mutterwolke. Das Kondensationsniveau liegt niedriger und über diesem Niveau ist das aufsteigende feuchtere Luftteilchen gleichfalls wärmer als die umgebende Luft. SWOBODA glaubt, daß gerade diese feuchteren Luftpakete für die Entstehung von Tromben von Bedeutung sind. Er weist diesbezüglich darauf hin, daß über dem Meer viele Tromben beobachtet werden und daß sich die Basis der Mutterwolke vor der Bildung der

[1] G. SWOBODA, Exper. *1*, 180 (1945).

[2] H. KOSCHMIEDER, Wiss. Abh. RA. Wetterd., VI/3 (1940).