weder Mittelfrequenz noch Kondensatorenbatterie zur Kompensation einer Blindleistung sind erforderlich. Endlich ist die Ausnützung der Ionenquelle um mehrere Größenordnungen (etwa 10^4) besser, weil *in jeder Periode der Wechselspannung* ein Teilchenimpuls injiziert werden kann, wodurch der Strahlstrom entsprechend heraufgeht. Eine weitere Erhöhung des Strahlstroms ergibt sich aus der Verkürzung der gesamten Bahnlänge.

Fig. 2 zeigt in Aufriß und Grundriß und mit entsprechenden Bezugszeichen eine ähnliche Maschine wie Fig. 1, aber zur Beschleunigung von *Elektronen*, die bereits nach der zweiten Beschleunigung *nahezu Lichtgeschwindigkeit* haben. Die Länge eines vollen Umlaufs ist also vom zweiten bis zum n-ten und letzten Umlauf nahezu konstant und gleich der Wellenlänge der beschleunigenden Wechselspannung. Das liefert Abmessungen der Leitkanäle D, E bis F, für die mit Rücksicht auf eine kompendiöse Ausbildung des Hohlraumresonators A nur *eine* Beschleunigung pro Umlauf zweckmäßig ist. Die Beschleunigungen eines Teilchenimpulses folgen sich in Zeitabständen gleich der Periodendauer der Wechselspannung. Ordnet man die Leitkanäle wie die Gänge einer Schraubenlinie geringer Steigung hintereinander, so können die die magnetischen Führungsfelder erzeugenden Magnetsysteme der einzelnen Leitkanäle zu einem für alle Leitkanäle gemeinsamen Magnetsystem vereinigt werden, was eine wesentliche Einsparung an Material ermöglicht. Die Intensität der magnetischen Führungsfelder nimmt von Leitkanal zu Leitkanal proportional der Masse der Elektronen zu. Die Teilchenimpulsbreite beträgt bei sonst gleichen Verhältnissen, insbesondere gleichen Anforderungen an die Homogenität des austretenden Strahls etwa ein Viertel der Impulsbreite bei Teilchen mit zur Lichtgeschwindigkeit kleiner Geschwindigkeit. Die Strahlungsdämpfung der Elektronen bildet bei 10^3 MeV noch keine Begrenzung der Endenergie, weil der Energiezuwachs pro Umlauf groß gemacht werden kann gegenüber dem entsprechenden Verlust an Energie durch Strahlung.

WALTER DÄLLENBACH

Zürich, den 21. September 1946.

Summary

New proposals concerning machines for the acceleration of electrically charged particles are briefly described with two examples (heavy particles, electrons).

Über ebene axialsymmetrische Punktmengen[1]

Es bezeichnen M eine ebene Punktmenge und $M(a)$ die daraus durch Spiegelung an einer Achse a entstandene Menge. Wird $M(a)$ an einer zweiten Achse b gespiegelt, so entsteht die Menge $M(a)(b)$ oder kürzer $M(a, b)$, usw. Ist $\bar{b}$ das Spiegelbild von b an a, so ist $M(\bar{b})=M(a, b, a)$; die Symmetrie der Menge M an a ist durch die Gleichung $M=M(a)$ gekennzeichnet. Aus $M(a)=M$ und $M(b)=M$ folgt $M(\bar{b})=M(a,b,a)=M(b, a)=M(a)=M$. Mit a und b ist also auch $\bar{b}$ Symmetrale von M. Hat M endlich viele Symmetralen und schneiden sich diese in einem Punkt S, dann bilden sie ein reguläres Geradenbüschel, wie leicht aus dem vorangehenden Satz gefolgert werden kann. Der Winkel zwischen zwei aufeinanderfolgenden Symmetralen ist dann $\alpha = \frac{\pi}{n}$ (n Anzahl der Symmetralen). Hat M insbesondere genau zwei Symmetralen, so stehen diese aufeinander senkrecht.

Schneiden sich zwei Geraden a, b in s unter dem Winkel α, so kann man diese durch endlich viele weitere Geraden zum System der Symmetralen einer Punktmenge ergänzen oder nicht, je nachdem $\frac{\alpha}{\pi}$ rational oder irrational ist. Der erste Teil der Behauptung ist leicht einzusehen; um den zweiten zu beweisen, legen wir jede Symmetrieachse a_φ von M durch den Winkel φ fest, um den man a im positiven Sinne drehen muß, um a_φ zu erhalten. Mit $b=a_\alpha$ sind alle Geraden $a_{n\alpha}$ (mod π) Symmetrieachsen von M. Nach dem Gleichverteilungstheorem von H. WEYL[1] ist die Menge $n\alpha$ (mod π) in sich dicht, falls $\frac{\alpha}{\pi}$ irrational ist. Daraus folgt, daß es dann zu jeder Geraden g durch s eine Symmetrale gibt, die mit g einen beliebig kleinen Winkel einschließt. Ist ferner (a_{α_n}) eine Folge von Symmetralen einer abgeschlossenen Menge A, und ist $\lim\limits_{n\to\infty} \alpha_n=\beta$, so ist auch a_β Symmetrale von A wie man leicht nachrechnet. Da danach zu jeder Geraden a_β eine Folge von Symmetralen (a_{α_n}) mit $\lim\limits_{n\to\infty} \alpha_n=\beta$ angegeben werden kann, folgt daraus, daß mit a und b jede Gerade durch S Symmetrale von A ist. Ist M nicht abgeschlossen, so gilt dies nicht, wie man am Beispiel der Punkte am Einheitskreis mit rationalem Winkelparameter zeigen kann. Denn diese Menge ist nur in bezug auf alle Geraden mit rationalem Winkelparameter symmetrisch.

Ist M beschränkt und bedeutet K_M den Hüllkreis von M, das ist die kleinste abgeschlossene Kreisscheibe, die M vollständig überdeckt, so ist, wie man mühelos schließt $K_{M(a)}=K_M(a)$. Ist a eine Symmetrieachse von M, so folgt $M(a)=M$ also $K_M(a)=K_M$; a ist mithin auch Symmetrale von K_M, geht also durch seinen Mittelpunkt. Daraus folgt, daß sich alle Symmetralen einer beschränkten Menge in einem Punkt schneiden. Ist M nicht beschränkt, so brauchen sich die Symmetralen nicht in einem Punkte schneiden, wie man am trivialen Beispiel der ganzen Ebene sieht.

W. KOSMATH und W. GRAEUB

Baden b. Wien und Feldkirch (Vorarlberg), den 7. Oktober 1946.

Summary

The principal results of the present inquiries are: If a plane quantity of points "M" has a finite number of symmetrals "n", which intersect in a point "S", these symmetrals form a regular fascicle of straight lines, with an angle $\frac{\pi}{n}$ of two subsequent symmetrals. If "α" is the angle between two straight lines with the intersection point "S", you may or may not supplement them to a regular fascicle of symmetrals of a quantity of points "M", by adding a finite number of straight lines, according as "α" represents a rational or irrational multiple of 2π. If the angle "α" of two symmetrals of "M" with the intersection point "S" is

[1] Die Verfasser sind zur vorliegenden mathematischen Untersuchung durch den Versuch einer mathematischen Behandlung verschiedener Probleme, die Gasausscheidung aus gashältigen Flüssigkeiten betreffend, veranlaßt worden.

[1] Math. Ann. 77, 313–15 (1916).

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).