

Kometenschweife und solare Korpuskularstrahlung.

Von

L. BIERMANN.

Max-Planck-Institut für Physik, Göttingen.

(Eingegangen am 10. Mai 1951.)

In langgestreckten Kometenschweiften, die aus Ionen (CO^+ u. a. m.) bestehen, werden oft Beschleunigungen der Schweifelemente beobachtet, welche ihrem Betrage nach die Schwerebeschleunigung der Sonne ($0,6 \text{ cm sec}^{-2}$ in Erdnähe) um Faktoren der Ordnung 10^1 bis einige 10^3 übertreffen. Derart hohe Beschleunigungen lassen sich nicht auf den Druck der Sonnenstrahlung auf die Moleküle zurückführen. Es wird die Auffassung begründet, daß diese Beschleunigungen durch die Korpuskularstrahlung der Sonne hervorgerufen werden. Die solare Korpuskularstrahlung, deren Eigenschaften von den erdmagnetischen Beobachtungen her bekannt sind, besteht aus Ionen und freien Elektronen in gleicher Anzahl (10^3 bis 10^5 cm^{-3}), die mit geordneten Geschwindigkeiten von 10^3 km/sec von der Sonne emittiert werden; die Temperatur der Teilchen wird zu 10^4 angenommen. Unter diesen Umständen erfahren die in der Kometenhülle entstandenen CO^+ Ionen Beschleunigungen bis zu 10^4 cm/sec^2 . Der Impuls wird praktisch nur durch die freien Elektronen übertragen, deren effektiver Stoßquerschnitt den gaskinetischen Querschnitt um mehrere Zehnerpotenzen übertrifft. An Hand der Plasmagleichungen lassen sich die entstehenden elektrischen Felder abschätzen; diese stellen sich so ein, daß die freien Elektronen die mittlere Bewegung der solaren Ionen und der kometarischen Molekülionen gerade fast genau mitmachen; die Ionen werden durch das elektrische Feld nicht nennenswert beschleunigt oder verzögert. An Hand dieser Vorstellung über den Beschleunigungsmechanismus lassen sich die Beobachtungen HOFFMEISTERS über die Lage des primären Schweifstrahls verstehen. — Falls die Partikelstrahlung Magnetfelder mit sich führt, ergibt sich eine u. U. noch stärkere Impulsübertragung auf die Molekülionen. — Das gewonnene Bild wird am Beispiel des Kometen Whipple-Fedtke (1942 g) kontrolliert. Die Beobachtungen zeigen einen sehr deutlichen Einfluß des magnetischen Sturms vom 29. III. 1943 und einen ähnlichen Effekt fast genau eine Sonnenrotation früher, der wahrscheinlich durch von dem gleichen Herd auf der Sonne ausgehende Partikelstrahlung verursacht wurde.

1. Die mehr oder weniger gekrümmte Form der Kometenschweife läßt sich nach BESSEL und nach BREDICHIN [1] erklären durch die Vorstellung einer von der Sonne ausgehenden Repulsivkraft, welche $\sim 1/r^2$ vorausgesetzt (r Abstand von der Sonne) und gewöhnlich durch die Angabe des Faktors μ charakterisiert wird, um den sie die Schwerkraft übertrifft. Die Werte von μ finden sich zu größenordnungsmäßig 1 bis 100. Es gibt Kometen, bei denen verschiedene Werte von μ für verschiedene Teile des Schweifs bzw. die verschiedenen gleichzeitig sichtbaren Schweife gefunden worden sind; BREDICHIN sah folgende Werte als typisch an: 18 (BREDICHIN's Typus I, lang gestreckte Schweife),

0,5 bis 2 (Typus II) und 0 bis 0,3 (Typus III). Die Berechnung von μ aus der Schweifform wird naturgemäß um so ungenauer, je gestreckter der Schweif, d. h. je größer μ ist. Der Wert für den Typus I ist nicht einmal größenordnungsmäßig gesichert.

Eine weitaus bessere Möglichkeit zur Bestimmung von μ besteht dann, wenn im Schweif einzelne Wolken erkennbar sind. Dann genügen drei aufeinanderfolgende Aufnahmen in der gleichen Nacht oft zur Ableitung eines brauchbaren Wertes für μ , besonders wenn dieser groß ist. Derartige Bestimmungen sind durchgeführt worden für eine Anzahl von Kometen. Es zeigte sich, daß die Repulsivkraft sogar Werte bis zum mehrtausendfachen der Schwerkraft erreichen kann [2].

Nach dem Vorgang SCHWARZSCHILDs und BAADEs hat man in neuerer Zeit im allgemeinen den Lichtdruck der Sonnenstrahlung als Ursache der Repulsivkraft angesehen [3]. Man kann dann μ in Beziehung setzen zur Oszillatorenstärke des Resonanzübergangs, der durch Absorption und Reemission den Lichtdruck bewirkt. Nach WURM, der einige Versehen in den früheren Angaben anderer Autoren verbessert hat, gilt für CO^+ -Moleküle

$$\mu = 47 f.$$

Zieht man zum Vergleich nun die wirklichen Oszillatorenstärken der in Frage kommenden Molekülübergänge heran, welche aus dem Spektrum erkannt wurden, so zeigt sich folgendes: Die Schweife wenigstens vom Typus I werden (außer in Komanähe) ausschließlich von Ionen gebildet², es handelt sich hauptsächlich um CO^+ , aber auch um N_2^+ und CH^+ . Nach allem, was sich über die Oszillatorenstärken der fraglichen Übergänge sagen läßt (genaue Rechnungen stehen leider noch aus), werden sie insgesamt 10^{-2} bis 10^{-1} betragen. Es besteht also mindestens für die Schweife vom Typus I eine Diskrepanz um einen Faktor der Ordnung 10^2 bis 10^3 . Die Schweife der Typen II und III dagegen bestehen aus nichtionisierten Molekülen bzw. aus Staub; ihre Form und der niedrige Wert von μ lassen sich wohl nach der bisherigen Theorie verstehen, jedenfalls besteht für diese Schweife kein triftiger Grund die Lichtdrucktheorie aufzugeben.

Dieser Befund legt die Frage nahe, ob nicht überhaupt die Lichtdrucktheorie für die Schweife vom Typus I aufgegeben werden muß. Es gab ja immer schon einige Beobachtungstatsachen, welche nur schwer mit dieser Theorie zu vereinigen waren, so die vollkommen verschiedenen Werte von μ , die sich mitunter für verschiedene Teile desselben Schweifs oder für dieselbe Wolke an aufeinanderfolgenden Tagen ergaben, ohne daß eine Verschiedenheit der chemischen Zusammensetzung angedeutet gewesen wäre. Auch das Auftreten feiner langer Strahlen in manchen Schweifen und Abweichungen des primären Schweifstrahls vom Radius-

vektor Sonne-Komet, die insbesondere HOFFMEISTER [4] untersucht hat, weisen deutlich auf das Eingreifen von Kräften anderer Natur.

Die in Frage kommende Strahlung muß also sehr viel variabler sein als die photographisch oder visuell wirksame Wellenstrahlung der Sonne, deren Schwankungen höchstens Bruchteile eines Prozent ausmachen.

Von den übrigen Ausstrahlungen der Sonne [6] kommen schon aus Intensitätsgründen wohl nur die ionosphärisch wirksame UV-Wellenstrahlung und die Korpuskularstrahlung in Betracht, welche die erdmagnetischen Störungen und Stürme verursacht.

Die erstere ist eng korreliert mit den Sonnenflecken. Da diese wiederum mit den Schwankungen der Helligkeit des Kometenkopfes gut korreliert sind, wie soeben BEYER [7] überzeugend nachgewiesen hat, so ist anzunehmen, daß die photochemischen Prozesse in der Nähe des Kometenkerns von dieser Strahlung gesteuert werden. Zur Beschleunigung der Moleküle dagegen wird sie in Schweifen vom Typus I kaum wesentlich beitragen, da ihre Intensität nur ein Bruchteil derjenigen der normalen Wärmestrahlung betragen kann. Außerdem bliebe das gleichzeitige Vorkommen verschieden großer Beschleunigungen in verschiedenen Schweifeteilern ganz unverständlich.

Im folgenden soll nun die solare Korpuskularstrahlung als Ursache der hohen Beschleunigung der Schweifionen diskutiert werden.

2. Wir legen folgendes Bild der solaren Korpuskularstrahlung zugrunde, das sich aus neueren Arbeiten [5,6] verschiedener Autoren ergeben hat.

Die erdmagnetischen Stürme (Amplitude in mittl. Breite $\approx 100 \gamma$) entstehen durch starke Korpuskelströme von der Sonne, welche in der Umgebung aktiver Fleckengruppen entstehen; die stärksten Stürme entstehen oft im Zusammenhang mit chromosphärischen Eruptionen. Aus der Zeitdifferenz zwischen dem Ereignis auf der Sonne und dem Beginn des magnetischen Sturms hat sich die Geschwindigkeit der Partikel zu 1000 bis 2000 km/sec ergeben, aus der Kontur der $H\alpha$ -Linie im Nordlicht [8] während des starken magnetischen Sturms vom 18./19. 8. 1950 zu etwa 3000 km/sec. Der halbe Öffnungswinkel dürfte um 30° betragen. Die Partikel müssen ionisiert sein, da sich nur so die Abhängigkeit der erdmagnetischen Erscheinungen von der geomagnetischen Breite verstehen läßt; andererseits sind die Raumladungen aus elektrostatischen Gründen sicher sehr klein, nämlich nur gerade ausreichend, um eine fortschreitende Ladungstrennung zu verhindern.

Die schwächeren erdmagnetischen Störungen (Amplitude in mittl. Breiten um 10γ) entstehen in den Fleckenzonen auf der Sonne in mehr oder weniger langlebigen im allgemeinen fleckenfreien Gebieten („MP-Regionen“), deren Emission durch das Erscheinen von Flecken gestört zu werden scheint; ebenso scheint eine Beziehung zu ruhenden Protuberanzen und zu geringer Koronahelligkeit in monochromatischem

Licht vorhanden zu sein [9]. Aus dieser letzteren ergibt sich die Geschwindigkeit v_p dieser Partikelstrahlung zu nur 500 km/sec, also wesentlich niedriger als die Geschwindigkeit der Strahlung, welche von aktiven Fleckengruppen ausgeht und die magnetischen Stürme bewirkt. Der halbe Öffnungswinkel der langsamen Partikelstrahlung scheint $\lesssim 20^\circ$ zu sein.

Die räumliche Partikeldichte beträgt nach UNSÖLD und CHAPMAN [10] bei starken magnetischen Stürmen in Erdnähe $n \approx 10^5 \text{ cm}^{-3}$. Schwache magnetische Störungen, wie sie fast immer vorkommen — in der Polarzone sind magnetisch ungestörte Tage sogar ganz selten — deuten, da man $n v_p^2$ in erster Näherung proportional zur Störungsamplitude des Erdmagnetfelds wird setzen dürfen, auf Dichten, welche um eine bis zwei Größenordnungen unter der eben genannten liegen. Diese schwache fast ständig vorhandene Partikelstrahlung ist im folgenden gemeint, wenn nichts anderes gesagt ist. Ob die korpuskulare Emission der Sonne in ihrer Struktur und in ihrer Abhängigkeit von der heliographischen Breite derjenigen der bei geeigneten Finsternisaufnahmen in weißem Licht in Erscheinung tretenden Koronastrahlen entspricht, ist noch eine offene Frage.

Da es für das folgende auf den Wert der Partikeldichte ankommt, seien noch zwei Kontrollmöglichkeiten diskutiert. Die Zahl der Ionen pro cm^2 und sec würde bei magnetischen Stürmen in Erdnähe $\approx 10^{13}$ betragen, für die schwache normale Partikelemission demgemäß 10^{11} bis $10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$. In der inneren Korona hätte man reichlich 4 Zehnerpotenzen hinzuzurechnen und demgemäß 10^{15} bis 10^{16} Ionen/ $\text{cm}^2 \text{ sec}$ erhalten. Nun ist die Partikeldichte in der inneren Korona $\approx 10^8 \text{ cm}^{-3}$ und der höchste Wert, der nach den Konturen der Emissionslinien für Ausströmungsgeschwindigkeit in Betracht kommt, etwa 50 km/sec. Falls also die monochromatische Korona sozusagen den innersten Teil der Korpuskularstrahlung der Sonne darstellt, so wären 10^{11} Teilchen pro $\text{cm}^2 \text{ sec}$ in Erdnähe jedenfalls eine obere Grenze für normale Partikelemission. Nun scheint die langsame Partikelstrahlung aber gerade von solchen Gebieten auszugehen, in denen die Koronalinien schwach sind; andererseits ist die Beziehung zwischen der monochromatischen und der weißen Korona noch ungeklärt. Geht man von den in den Protuberanzen vorgefundenen Dichten (10^{10} cm^{-3}) aus, so erscheinen die genannten Werte für die Dichte der Korpuskularstrahlung nicht unplausibel, wie UNSÖLD und CHAPMAN auch schon bemerkt haben. Über aktiven Flecken andererseits ist die monochromatische Korona verstärkt, d. h. die Dichte um bis zu einigen Zehnerpotenzen überhöht; ferner gehören zu aktiven Flecken oft auch aktive Protuberanzen. — WHIPPLE [11] hat ältere Messungen der Polarisation des Zodiaklichts von DUFAY [12] aus dem März 1924 und den ersten Monaten des Jahres 1925 benutzt, um eine obere Grenze für die Dichte der freien Elektronen im

interplanetarischen Raum abzuleiten. WHIPPLE findet als Grenze $\approx 10^3 \text{ cm}^3$ (in 1 AE von der Sonne). Zufälligerweise war die solare Partikelstrahlung zu den fraglichen Zeiten, wie die erdmagnetischen Kennziffern zeigen, besonders schwach. Es ergibt sich daher kein Widerspruch zu dem oben angenommenen Wert. Immerhin mag es sein, daß 10^5 cm^3 eine selten erreichte obere Grenze darstellt und daß normalerweise die Partikeldichte zwischen 10^3 (magnetische Ruhe) und 10^4 cm^3 (mittl. Störungsintensität) liegt.

Die emittierten Partikel-Wolken seien (entsprechend der erdmagnetischen Beobachtung) ionisiert, aber quasineutral vorausgesetzt, ihre mittlere *Temperatur* wird im folgenden (größenordnungsmäßig) zu 10^4 angenommen. Dies ist im Einklang mit der Gegenwart von Ca II, das ja bei starken magnetischen Stürmen in Absorption beobachtet wurde. Zu der Vorstellung, daß der Wasserstoff ionisiert ist, läßt sich vom Standpunkt der astrophysikalischen Beobachtungen noch sagen, daß in der Nähe der Sonnenoberfläche der Ionisationsgrad dem in Protonen beobachteten entsprechen wird; in größerer Entfernung von der Sonne rekombiniert der Wasserstoff so langsam, daß auch in Erdnähe der Ionisationsgrad noch von der Ordnung 1 sein wird.

3. Es soll nun zunächst gezeigt werden, daß unter diesen Umständen allein durch Reibung Beschleunigungen kometaryer Ionen der beobachteten Ordnung auftreten, während für nichtionisierte Atome und Moleküle die Dinge ganz anders liegen. Die Impulsübertragung erfolgt in der Weise, daß die solaren Elektronen Impulse auf die ionisierten Schweifmoleküle übertragen, während dieser Verlust wieder ersetzt wird bei Begegnungen mit den solaren Ionen. Für den Stoß solarer gegen kometaryer Ionen ist der Wirkungsquerschnitt viel geringer, auch würde ein derartiger Stoß wohl mit hoher Wahrscheinlichkeit mindestens zur Dissoziation führen.

Um dies zu sehen, schreiben wir entsprechend den Stoßgesetzen den Impulssatz in der Form [13] (m_m, m_p, m_e Massen, $\mathfrak{B}_m, \mathfrak{B}_p, \mathfrak{B}_e$ makroskopische Geschwindigkeiten, ihre Beträge v_m, v_p, v_e)

$$\begin{aligned}
 m_m \frac{d\mathfrak{B}_m}{dt} + \frac{m_m m_p}{m_m + m_p} \gamma_{mp} (\mathfrak{B}_m - \mathfrak{B}_p) + \frac{m_m m_e}{m_m + m_e} \gamma_{me} (\mathfrak{B}_m - \mathfrak{B}_e) &= \\
 &= e \mathfrak{E} + \frac{e}{c} [\mathfrak{B}_m \mathfrak{H}] \\
 m_p \frac{d\mathfrak{B}_p}{dt} + \frac{m_p m_m}{m_m + m_p} \gamma_{pm} (\mathfrak{B}_p - \mathfrak{B}_m) + \frac{m_p m_e}{m_p + m_e} \gamma_{pe} (\mathfrak{B}_p - \mathfrak{B}_e) &= \\
 &= e \mathfrak{E} + \frac{e}{c} [\mathfrak{B}_p \mathfrak{H}] \\
 m_e \frac{d\mathfrak{B}_e}{dt} + \frac{m_m m_e}{m_m + m_e} \gamma_{em} (\mathfrak{B}_e - \mathfrak{B}_m) + \frac{m_p m_e}{m_p + m_e} \gamma_{ep} (\mathfrak{B}_e - \mathfrak{B}_p) &= \\
 &= -e \mathfrak{E} - \frac{e}{c} [\mathfrak{B}_e \mathfrak{H}]
 \end{aligned} \tag{1}$$

Hier deutet der Index m auf ein (ionisiertes) kometarisches Molekül, p auf ein solares Proton, e auf ein Elektron. γ ist die Wahrscheinlichkeit eines Stoßes pro sec und proportional zur Volumendichte n des jeweils zweiten Stoßpartners, d. h. z. B.

$$\gamma_{me} : \gamma_{em} = n_e : n_m. \quad (2)$$

Diese Beziehung zeigt, daß der Impulssatz auch im ganzen erfüllt ist. Hierzu hat man nur die 3 Gleichungen der Reihe nach mit n_m , n_p und n_e zu multiplizieren und sie zu addieren; die Summe ist dann wegen $n_p + n_m = n_e$ Null. Das elektrische Feld sichert sozusagen die Quasineutralität an jeder Stelle.

Als durchsichtigen Spezialfall stellen wir uns etwa vor, daß $\mathfrak{B}_m || \mathfrak{B}_p || \mathfrak{B}_e || x$ und alle \mathfrak{B} und n nur abhängig von x sind. In den Protonenstrom seien die Moleküle gewissermaßen hineingeworfen. Die unterschiedlichen Beschleunigungen der beiden Ionensorten und der Elektronen (diejenigen kometarischen Ursprungs setzen sich praktisch instantan, nämlich in einigen Sekunden, mit denen solaren Ursprungs ins Gleichgewicht) führen auf Ladungstrennungen, welche durch das so entstehende Feld aber so klein gehalten werden, daß der durch die Bewegung der freien Ladungen entstehende elektrische Konvektionsstrom vernachlässigt werden kann. Ferner wird unter diesen Umständen kein Magnetfeld entstehen. Wir wollen auch zunächst den Fall von der Sonne mitgebrachten Magnetfelder ausschließen und rechnen daher im folgenden mit $\mathfrak{H} = 0$.

Wir betrachten nun zuerst die Stöße, bei denen Elektronen beteiligt sind; daß die übrigen Stöße in erster Näherung vernachlässigt werden dürfen, werden wir nachher sehen. Da hier die thermische Geschwindigkeit der Elektronen und die Strömungsgeschwindigkeiten der Protonen und der Elektronen etwa von derselben Größenordnung sind, läßt sich γ direkt zur normalen elektrischen Leitfähigkeit σ in Beziehung setzen. Dies gibt in genügender Näherung

$$\gamma_{em} + \gamma_{ep} = \frac{e^2 n_e}{\sigma m_e} = \frac{10^{8,4}}{\sigma} n_e \quad (3)$$

$$\gamma_{em} : \gamma_{ep} = n_m : n_p$$

also

$$\gamma_{em} \approx \frac{e^2}{\sigma m_e} \cdot n_m \quad \gamma_{me} \approx \frac{e^2}{\sigma m_e} n_e$$

$$\gamma_{ep} \approx \frac{e^2}{\sigma m_e} \cdot n_p \quad \gamma_{pe} \approx \frac{e^2}{\sigma m_e} n_e$$

Wir wollen ferner zunächst $n_m \ll n_p$ voraussetzen und n_p und \mathfrak{B} ortsunabhängig (für $t = 0$) und $v_m = 0$. Es folgt

$$\frac{1}{e} \dot{j} = - (n_p + n_m) v_e + n_p v_p. \quad (4)$$

Dann gilt in genügender Näherung

$$\begin{aligned} m_m \frac{d v_m}{d t} - \frac{e^2}{\sigma} n_e (v_e - v_m) &= e \mathfrak{E} \\ m_p \frac{d v_p}{d t} + \frac{e^2}{\sigma} n_e (v_p - v_e) &= e \mathfrak{E} \\ m_e \frac{d v_e}{d t} - \frac{e^2}{\sigma} \{n_p v_p + n_m v_m - n_e v_e\} &= -e \mathfrak{E}. \end{aligned} \quad (5)$$

Wir rechnen nun im folgenden mit $\log n_p = +4 (\pm 1)$, $\log v_p = 8 (\pm 0,5)$ und $\log n_m \approx +1 (\pm 1)$. Die letztere Zahl ist eine ziemlich unsichere Schätzung. e^2/σ betrage $10^{-31,3}$ entsprechend $\sigma = 10^{12,7}$. Dann wird mit $m_m = 10^{-22,3}$ g und $\gamma_{me} \approx \gamma_{pe} \approx 10^0$ für $\mathfrak{E} = 0$

$$\begin{aligned} \frac{d v_m}{d t} &= \frac{e^2}{\sigma m_m} n_e v_e = 10^{3,0} \pm 1,5 \text{ [cm/sec}^2\text{]} \\ \frac{d v_p}{d t} &= -\frac{e^2}{\sigma m_p} \left(\frac{1}{e} j + n_m v_p \right) = -10^{-7,5} \left(\frac{1}{e} j + n_m v_p \right) = -10^{1,5} \\ \frac{d v_e}{d t} &= \frac{e^2}{\sigma m_e} \frac{1}{e} j = 10^{-4,3} \frac{1}{e} j \end{aligned} \quad (6)$$

für $j \ll e n_m v_p$

sowie

$$\operatorname{div} \mathfrak{E} = 4 \pi \varrho_e, \quad (7)$$

wo ϱ_e die elektrische Raumladungsdichte ist.

Es soll nun gezeigt werden, daß folgendes Bild den Vorgang in guter Näherung beschreibt. Im Falle $j = 0$, $E = 0$ erfahren nur die Ionen eine Beschleunigung, und zwar von dem oben angegebenen Betrage. Wenn man die Ausdrücke (6) mit n_m bzw. n_p multipliziert, so erkennt man, daß für die Änderung von j das Glied $n_p v_p$ dominiert (etwa im Verhältnis $m_m:m_p$, fast unabhängig von $n_m:n_p$). j bleibt also stationär (und sehr klein), wenn sich ein solcher Wert von \mathfrak{E} einstellt, daß die hierdurch entstehende Verzögerung der Elektronen der Reibungsverzögerung der Protonen etwa gleichkommt; dies gibt in der bezeichneten Näherung

$$e \mathfrak{E} \approx m_e \frac{e^2}{\sigma m_p} n_m v_p \quad (|| \mathfrak{B}_p) \quad (8)$$

$$E \approx 10^{-16} \text{ el. st. E.}$$

Diese Feldstärke spielt in der Impulsbilanz der ionisierten Moleküle und der Protonen keine Rolle. Da die Zeitskala, in der sich v_p und v_m angleichen, von der Ordnung $v_p : \dot{v}_m \approx 10^5 \text{ sec}$ ist, wird das Feld E durch elektrische Ströme der Dichte 10^{22} el.st.E. aufrechterhalten, so daß j/e nur von der Ordnung $10^{-13} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ ist. Der Term $(e^2/\sigma) (j/e)$ spielt daher auch in der Impulsbilanz der freien Elektronen keine Rolle.

Die Reihe der sukzessiven Näherungen ist also die folgende. Die ersten beiden Gleichungen (5) mit $\mathfrak{E} = 0$ bestimmen in sehr guter Nähe-

rung die Beschleunigung der Molekülionen und die Verzögerung der Protonen bei gegebenen Werten von v_m und v_p , v_e ist durch $j \approx 0$ genügend genau festgelegt. Die Bedingung $dj/dt = 0$ bestimmt gemäß (4) $dv_e/dt = 0$ und über die 3. Gleichung (5) \mathcal{E} . Aus \mathcal{E} und der Zeitskala des Vorgangs ergibt sich schließlich die wirkliche überaus kleine Stromdichte j . Daß $e\mathcal{E}$ und $e j/\sigma$ wirklich hinreichend klein gegen die Beschleunigungsglieder in den 3 Gleichungen (5) sind, daß also die Näherung konsistent ist, läßt sich nachträglich leicht verifizieren.

Der wirbelfreie Teil des Feldes \mathcal{E} ist verknüpft mit Raumladungen, die (wie man sich leicht überzeugt) auf einer überaus geringen Trennung der Ladungen beruhen; der wirbelnde Teil gibt (wenn wir die Spezialisierung auf das ebene Problem aufgeben) Anlaß zum langsamen Entstehen von Magnetfeldern gemäß (D charakteristische Länge)

$$\begin{aligned} \mathcal{H} &= -c \operatorname{rot} \mathcal{E} \\ &\approx -c \mathcal{E}/D \end{aligned} \quad (9)$$

die im Falle lokaler Inhomogenitäten von Interesse sind; auf diese soll erst in einer späteren Mitteilung eingegangen werden. Die zu den so entstehenden Magnetfeldern (\mathcal{H} bis $\approx 10^8$ Gauß) gehörenden Werte von j können zwar den zuvor gegebenen Wert um eine Anzahl von Größenordnungen übersteigen; sie spielen, wie man ohne Schwierigkeit nachrechnet, aber niemals eine Rolle in der Impulsbilanz der Elektronen.

Für Stöße zwischen solaren Ionen und ionisierten Schweifmolekülen liegen die Verhältnisse insofern ganz anders, als die ungeordneten Geschwindigkeiten klein sind gegen die makroskopischen. Infolge der größeren Massen sind die effektiven Stoßquerschnitte viel kleiner. Betrachten wir z. B. ein Proton von 10^8 cm/sec Geschwindigkeit, das in einem Abstand von 10^{-7} cm an einem CO^+ Molekül vorbeifliegt, wie dies alle 30 sec vorkommt. Es befindet sich nur einige 10^{-15} sec im Anziehungsbereich des Moleküls, das eine Kraft von maximal $10^{-4,6}$ dyn auf das Proton ausübt. Dieses erhält daher eine Zusatzgeschwindigkeit der Ordnung $10^{-4,6} \cdot 10^{-14,5} \div 10^{-23,8} \approx 10^5$ cm/sec fast senkrecht zu seiner ursprünglichen Bewegungsrichtung, und das Molekülion eine entsprechend dem Massenverhältnis kleinere ($10^{3,5}$ cm/sec). Der parallel zur Strömungsrichtung übertragene Impuls ist hier vernachlässigbar klein (nämlich nur 10^{-3} des überhaupt übertragenen), und man kann praktisch mit dem gaskinetischen Stoßquerschnitt rechnen, der um mehrere Zehnerpotenzen unter dem für Begegnungen mit Elektronen maßgebenden effektiven Querschnitt liegt. In dem zuvor angegebenen Gleichungssystem können wir daher Begegnungen, an denen keine Elektronen beteiligt sind, zunächst vernachlässigen.

Es ergibt sich hieraus, daß die Impulsübertragung in der Hauptsache mittels der Elektronen erfolgt, die wegen ihres großen effektiven

Wirkungsquerschnitts sehr rasch eine einheitliche makroskopische Geschwindigkeit gewinnen, auch wenn sie zu einem wesentlichen Teil kometaren Ursprungs sind. Dies gilt bis zu Elektronentemperaturen von einigen 10^5 Grad hinauf, bei denen allerdings die Beschleunigung $\sim T^{-3/2}$ niedriger wird. Daß die Beschleunigung der Schweifionen kaum durch Stöße der solaren Ionen erfolgen kann, ergibt sich auch aus der Erwägung, daß direkte Stöße sofort zur Ionisation führen, während entferntere Vorübergänge vergleichsweise ineffektiv sind.

4. Wir haben bisher nur von dem Impulssatz Gebrauch gemacht. Es muß aber auch der Energiesatz gelten: Die von den Protonen abgegebene Energie muß, soweit sie nicht in kinetische Energie der Molekülonen übergeht, zu einer Aufheizung des Plasmas führen. Nun ist die Energieänderung für jeden Partner gleich dem übertragenen Impuls \times der mittleren Geschwindigkeit, d. h. der größere oder überwiegende Teil der von den Protonen abgegebenen kinetischen Energie geht in jedem Fall in Wärme über. Mit den zuvor genannten Zahlen erfordert eine Beschleunigung der CO^+ Ionen auf 100 km/sec eine Impulsübertragung von $10^{-21,3} \text{ g/cm}^3 \times 10^7 \text{ cm/sec} = 10^{-14,3} \text{ CGS}$. Falls diese von den Protonen eines gleichen Volumens geleistet wird, so würden diese um etwa 30 km/sec verzögert werden. Die in Wärme übergehende Energie wäre $10^{-6,3} \text{ erg/cm}^3$ oder $10^{-10,6} \text{ erg}$ pro Teilchen entsprechend einer Temperatur von $10^{5,1}$ Grad. Da aber in der für die Beschleunigung erforderlichen Zeit von mindestens 10^4 sec nicht immer dieselben Protonen beteiligt sein können, ist die berechnete Erhitzung tatsächlich eine obere Schranke, die vermutlich sogar wesentlich unterschritten wird. Immerhin zeigt sich, daß bei höherem Wert der Moleküldichte oder geringerer Protonendichte die Erhitzung sowohl die Beschleunigung stark vermindern ($\sim T^{-3/2}$) wie auch die Lebensdauer der Moleküle erheblich reduzieren kann (auf $\approx 1^h$ für $n_e = 10^4$, falls kT von der Ordnung der Dissoziationsenergie wird).

5. Die Kometen bewegen sich im allgemeinen quer zum Radiusvektor zur Sonne mit Geschwindigkeiten v_q , die je nach dem Abstand von der Sonne und dem Winkel φ der Tangente an die Bahn zum Radiusvektor größenordnungsmäßig 10–100 km/sec betragen. Für annähernd parabolische Bahnen gilt

$$v_q = 42 \sqrt{\frac{1 \text{ A. E.}}{r}} \cdot \cos \varphi \frac{\text{km}}{\text{sec}} \quad (\text{A. E. Abstand Sonne-Erde})$$

Diese Geschwindigkeitskomponente wird — anders als in der Lichtdrucktheorie — stets vermindert, und zwar im Verhältnis der Geschwindigkeiten. Wenn, wie oben vorausgesetzt, $n_p \gg n_m$, und daher auch $v_e \approx v_p$, so werden sich die Beschleunigungen in den beiden Richtungen etwa verhalten wie $v_p : v_q$, d. h. reichlich $\approx 10^1$.

Denken wir uns nun ein Koordinatensystem, dessen Ursprung im Kometenkopf ruht, so können wir für die Diskussion der Vorgänge in der näheren Umgebung der Koma von der Krümmung der Kometenbahn und der Drehung des Radiusvektors von der Sonne in erster Näherung absehen. Da auch $v_m \ll v_p$, bilden die Schweifmoleküle eine geradlinige Bahn, welche mit dem Radiusvektor den Winkel $v_q : v_p$ bildet, d. h. einen solchen von der Ordnung einiger Winkelgrade. Dies ist im Einklang mit den Schlüssen, die HOFFMEISTER [4] aus der Diskussion der Lage des primären Schweifstrahls für eine Anzahl von Kometen gezogen hat.

HOFFMEISTER hat den Winkel zwischen dem primären Schweifstrahl und dem Radiusvektor Sonne-Komet (von ihm durch γ' bezeichnet) positiv korreliert gefunden mit der „Aktivität“ des Schweifs. Wenn die Aktivität (beurteilt nach dem Reichtum der Gliederung des Schweifs und dem Vorhandensein von Komastrahlen) ein Maß wäre nur für die solare Partikelstrahlung, so wäre dies nach dem Vorstehenden ganz unverständlich. Tatsächlich ist die Aktivität ihrerseits aber auch positiv korreliert mit der Komahelligkeit, welche (wie eingangs bemerkt) offenbar stark auf Änderungen der UV-Wellenstrahlung der Sonne reagiert. Die UV-Wellenstrahlung vermehrt vermutlich die Anzahl und Dichte der CO^+ Moleküle. Wenn diese so groß wird, daß die Protonen einen großen Teil ihres Impulses abgeben, so wird die Beschleunigung von der Sonne weg und damit v_m geringer und der Winkel zum Radiusvektor $v_q : v_p$ entsprechend größer. Vielleicht ist dies der Grund für die von HOFFMEISTER beobachtete Beziehung.

6. Bisher haben wir die eigentlichen Plasmaeigenschaften, insbesondere die Wirkung magnetischer Felder und elektromagnetischer Kräfte noch ganz außer acht gelassen. Daß diese nicht vernachlässigt werden dürfen, zeigt am deutlichsten das Auftreten der schon erwähnten feinen langen Strahlen (Durchmesser einige 1000 km, Länge von der Ordnung 10^6 km), auf deren Bedeutung für die Theorie der Schweife vor allem WURM [3] hingewiesen hat.

Hier sind zwei Gruppen von Erscheinungen zu trennen: Einmal ist mit Wahrscheinlichkeit zu vermuten, daß die solaren Partikelströme magnetische Felder mit sich führen. Zum anderen gibt das Entstehen ionisierter Moleküle in der Koma eines Kometen Anlaß zum Auftreten eingepprägter elektromotorischer Kräfte. Die erste Erscheinung gehört in das allgemeine Problem der kosmischen Magnetfelder und berührt auch die Theorie der Ultrastrahlung. Wir wollen im folgenden kurz auf sie eingehen.

Nach den allgemeinen Gesichtspunkten, die sich bei der Diskussion der interstellaren Magnetfelder ergeben haben [14], ist zu erwarten, daß Inhomogenitäten der Strömung bzw. der Dichte des strömenden Plasmas

auch Magnetfelder entsprechen. Im Falle der solaren Partikelstrahlung weisen die geomagnetischen Beobachtungen tatsächlich auf räumliche Inhomogenitäten der Dichte über Strecken der Ordnung 100 000 km bis 10^6 km hin. Vielleicht ist es so, daß immer neue Fronten von der Sonne abgeschossen werden; andererseits würde man auch Strahlen ähnlich denen der Korona (in weißem Licht) erwarten.

Mindestens im Falle stärkerer solarer Korpuskularstrahlung ist es wahrscheinlich, daß irgendwelche Teile solarer Magnetfelder mit in den interplanetarischen Raum transportiert werden. Für diese Felder läßt sich bei Abwesenheit von Turbulenz eine obere Grenze von ξ aus der Bedingung des hydrostatischen Gleichgewichts, die wenigstens annähernd erfüllt sein muß, finden; mit den oben angegebenen Werten liegt diese allerdings schon bei einigen 10^{-4} Gauß.

Wenn diese Vorstellungen nun zutreffen, so sollten¹ die mit den Partikelfronten oder Strahlen verbundenen Magnetfelder (genauer: ihre nicht-radialen Anteile) dafür sorgen, daß alle neu entstehenden Ionen auf die Geschwindigkeit der solaren Ionen beschleunigt werden, wenn es ihrer Überzahl nicht gelingt, den solaren Korpuskularstrom abzubremesen. Die möglichen Beschleunigungen erhält man aus dem Vergleich der obigen Energiedichte $\div L$ (charakteristische Länge, etwa einige 10^9 cm) mit der Massendichte der Molekülonen (etwa 10^{-21} g/cm³). Dies gibt 10^3 bis 10^4 cm/sec².

Dieser Beschleunigungsmechanismus ist also möglicherweise noch wirksamer als der zuvor beschriebene, zumal größere Volumenelemente ihren Impuls auf die CO⁺ Ionen übertragen können; auch läßt er Effekte der von HOFFMEISTER beschriebenen Art durchaus plausibel erscheinen. Andererseits ist die formale Behandlung dadurch erschwert, daß sich über die vorauszusetzenden Felder noch kaum sichere Angaben machen lassen. Wir verlassen daher an diesem Punkt die theoretischen Betrachtungen, um an einem gut beobachteten Kometen den Effekt stärkerer magnetischer Unruhe zu studieren.

7. Der Komet Whipple-Fedtke (1942 g) [4, 15]. Im allgemeinen ist die Lage einer Kometenbahn zur Erdbahn so, daß es schwierig oder unmöglich ist, aus den geomagnetischen Beobachtungen die wahrscheinliche Intensität der solaren Partikelstrahlung am Ort des Kometen zu bestimmen. Der Komet 1942 g bildet eine Ausnahme. Einmal war seine Bahnneigung ziemlich gering (20°), zum anderen lagen seine Opposition zur Sonne und sein Periheldurchgang in 1,36 astr. Einheiten Distanz von der Sonne zeitlich nahe beieinander, so daß mehrere Monate lang weder in Länge noch in Breite von der Sonne aus gesehen erhebliche Winkelunterschiede zwischen Erde und Komet bestanden. Dazu verlief

¹ Den Hinweis auf diese Möglichkeit verdanke ich Herrn A. SCHLÜTER.

im fraglichen Zeitraum (II—III. 1943) die Projektion des Sonnenäquators auf den Himmel gerade zwischen Erdbahn und Kometenbahn.

Der Komet 1942 g ist vor allem in Sonneberg intensiv beobachtet worden. Unter den wiedergegebenen Aufnahmen fallen diejenigen vom 29./30. III. 1943 (Z. Astrophysik 22, 305, ib. 23, 8) dadurch heraus, daß der Schweif einige Grade vom Kern entfernt ($1^\circ \approx 4 \cdot 10^6$ km) einen deutlichen Knick aufweist, so daß der oben definierte Winkel γ' dort von $\approx 0^\circ$ auf etwa 10° ansteigt. Auch sind die beobachteten Geschwindigkeiten und Beschleunigungen extrem hoch (bis 220 km/sec in $20 \cdot 10^6$ km Kernabstand und $1 - \mu$ bis etwa 600) und weisen in Kernnähe erhebliche Komponenten senkrecht zum Radiusvektor Sonne-Komet auf.

Betrachtet man die erdmagnetischen 3stündlichen planetarischen Kennziffern der fraglichen Zeit, so erkennt man, daß am 29. März ein magnetischer Sturm (Intensität bis 7 in der 9stufigen Skala) herrschte, der heftigste seit November 1942.

Ein ähnliches Bild ergeben sonst nur die Aufnahmen vom 3. III. (ib. 22, 304). AHNERT bemerkt hierzu, daß am 3. und am 29. III. 1943 die Veränderlichkeit der Schweifstruktur geradezu einen turbulenten Charakter trug. Die gefundenen Geschwindigkeiten übersteigen 400 km/sec (in $60 \cdot 10^6$ km Abstand vom Kern). Einen Vergleich mit dem normalen Aussehen der Schweife ermöglichen HOFFMEISTERs Zeichnungen (ib. 23, 7)

Es fällt sofort auf, daß der Unterschied beider Epochen fast genau identisch mit der synodischen Sonnenrotationsdauer (27^d) ist. Ferner war der 3. III. magnetisch ruhig, aber der 26. April 1943 (54 Tage nach dem 3. III.) erheblich gestört (Kennziffer bis 6). Die Vermutung spricht also dafür, daß ein Herd in höherer nördlicher heliographischer Breite am 3. III. nur den Kometen, am 29. III. und 26. IV. dagegen auch die Erde getroffen hat. Da 1943 ein Minimum der Fleckentätigkeit der Sonne aufweist, ist die Persistenz der MP-Regionen allgemein gut.

Vergleicht man die Tagesmittel der von HOFFMEISTER gefundenen Beschleunigungen mit der erdmagnetischen Aktivität, so ergibt sich keine eindeutige Korrelation. Verhältnismäßig hohe Werte der Beschleunigung wurden in der Nacht vom 9./10. III. und vom 11./12. III. gefunden; die Nacht vom 11. zum 12. III. ist zwar erdmagnetisch durch hohe Kennziffern (5) bemerkenswert, vor allem aber die entsprechenden Epochen in den 4 vorangehenden Sonnen-Rotationen (2 „sudden commencements“, 1 magnetischer Sturm), während für die erste der genannten Nacht sich keine eindeutige Beziehung zur Erdmagnetik finden läßt. Vermutlich ist diese wegen des Winkelabstandes Komet-Erde aber auch nur bei richtigen magnetischen Stürmen zu erwarten.

Insgesamt darf vielleicht gesagt werden, daß die Beobachtungen am Kometen 1942 g mit dem zuvor entworfenen Bild mindestens insofern in Einklang sind, als *starke* Korpuskularstrahlung von der Sonne den

Schweif in einer deutlich erkennbaren Weise beeinflußt und dabei extrem hohe und teilweise ungeordnete Geschwindigkeiten im Schweif hervorruft. Die hierbei aufgetretenen Beschleunigungen liegen um eine volle Größenordnung über der für den Lichtdruck geltenden obersten Grenze (für $f = 1$), aber durchaus im Bereich des durch die Korpuskularstrahlung Erklärbaren.

Analoge Untersuchungen über die Schweife anderer Kometen sind im Gange; darüber soll bei späterer Gelegenheit berichtet werden. Hier sei nur erwähnt, daß die größten Beschleunigungen im Schweif des Kometen Halley (Erscheinung von 1910) zu Epochen auftraten (22. April, μ bis 240; 5.—9. Juni, μ bis 2300) welche gerade 2 Sonnenrotationen, vom Kometen aus gesehen, auseinander lagen; am 18. Mai war der Komet in Konjunktion mit der Sonne. Zu beiden Epochen traten sehr ähnliche charakteristische Erscheinungen im Schweif auf; sie lassen sich auf denselben, auch erdmagnetisch erkennbaren Partikelstrahlungsherd auf der Sonne zurückführen.

Den Herren J. BARTELS, A. SCHLÜTER und K. WURM bin ich für Mitteilungen und Bemerkungen, die für diese Untersuchung wesentlich waren, zu Dank verpflichtet.

Literatur.

[1] Siehe hierzu BREDICHIN-JÄGERMANN: Kometenformen, Petersburg 1903, ferner KOPFF: Handbuch der Astrophysik, Bd. IV. [2] BOBROVNIKOFF, N. T.: Rev. Mod. Phys. **14**, 164 (1942). [3] Vgl. K. WURM: Die Natur der Kometen. Mitt. Hamb. Sternw. **8**, Nr. 51 (1943). [4] HOFFMEISTER, C.: Z. Astrophysik **22**, 265 (1943); **23**, 1 (1944). [5] Siehe hierzu CHAPMAN-BARTELS: Geomagnetism, Oxford 1940. [6] BARTELS, J.: FIAT-Bericht Geophysics 1948, Part I, p. 39. Dort weitere Literaturangaben. [7] BEYER, M.: Astr. Nachr. **278**, 217 (1951). [8] MEINEL: Astrophysic. J. **113**, 50 (1951). [9] KIEPENHEUER, K. O.: Astrophysic. J. **105**, 408 (1947). [10] UNSÖLD, A., u. S. CHAPMAN: Obs. **69**, 219 (1949). [11] WHIPPLE u. GOSSNER: Astrophysic. J. **109**, 380 (1949). [12] DUFAY, J.: C. r. **181**, 399 (1925). [13] Zum folgenden vgl. A. SCHLÜTER: Z. Naturforsch. **5a**, 72 (1950). [14] BIERMANN, L., u. A. SCHLÜTER: Z. Naturforsch. **5a**, 65 u. 237 (1950). [15] AHNERT, P.: Z. Astrophysik **22**, 286 (1943).

Prof. Dr. L. BIERMANN, Göttingen, Böttingerstr. 4,
Max-Planck-Institut für Physik.