

BAYERISCHE AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN
MATHEMATISCH-NATURWISSENSCHAFTLICHE KLASSE

SITZUNGSBERICHTE

JAHRGANG

1966

MÜNCHEN 1967

VERLAG DER BAYERISCHEN AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN

In Kommission bei der C.H. Beck'schen Verlagsbuchhandlung München

Die Plasmaströmung in der Umgebung eines Kometen

Von Ludwig Biermann, Bruno Brosowski und
Hermann Ulrich Schmidt, München

Vorgelegt von Herrn Ludwig Biermann am 8. Juli 1966

Mit 3 Abbildungen

Die Untersuchungen, über die heute berichtet werden soll, knüpfen an an die 1962 vorgetragene Mitteilung [1], in der die gleiche Fragestellung unter viel stärkeren Vereinfachungen behandelt worden ist. Außerdem werden die Resultate inzwischen erschienener Arbeiten verschiedener Autoren, von denen zwei ebenfalls hier vorgelegt worden sind, berücksichtigt [2], [3], [4]. Zunächst sei das allgemeine Bild, das allen erwähnten Untersuchungen gemeinsam ist, nochmals wenigstens kurz skizziert. Das aus einem Kometenkern bei Annäherung an die Sonne austretende Gas ist verschiedenen Ionisationsmechanismen ausgesetzt, die meistens ausreichen, um in der Nähe des Kometenkerns eine kontinuierliche radiale Plasmaströmung aufrechtzuerhalten. Besonders auf der Sonnenseite tritt dieses kometare Plasma in intensive Wechselwirkung mit dem anströmenden solaren Plasma, bevor es auf der sonnenabgewandten Seite die komplexen Strukturen der typischen Plasmaschweif bildet und mit dem solaren Plasma vermischt in den interplanetaren Raum abströmt.

Die verschiedenen Komponenten dieser Plasmaströmung sind gekoppelt durch das interplanetare Magnetfeld und durch verschiedene Typen von Instabilitäten. Da die Wechselwirkungslängen dieser Prozesse – im Gegensatz zu den gaskinetischen freien Weglängen – kleiner sind als einige 10^3 km, ist es möglich, die großräumigen Strömungsvorgänge mit den Methoden der Magnetohydrodynamik bzw. Hydrodynamik zu beschreiben, wie das z. B. auch bei der Behandlung der Plasmaumströmung des Erdmagnetfeldes geschieht. Allerdings treten in unserem Fall einige charakteristische Abweichungen von der gewohnten Hy-

drodynamik auf, und zwar deshalb, weil die auf das frei bewegliche kometare Neutralgas (Dichte ϱ_0) einwirkenden Ionisationsprozesse dem Plasma ständig neue Teilchen hinzufügen und bei Umladungen andere entziehen. Dabei wird z. B. das mittlere Molekulargewicht μ ständig erhöht, weil ja die kometaren Moleküle wesentlich schwerer sind als die solaren Protonen, aber auch die Impuls- und Energiebilanz des Plasmas wird durch den Teilchenaustausch beeinflußt. Die Grundgleichungen der Hydrodynamik, die gewöhnlich nur differenzierte Terme enthalten, weisen also jetzt Produktionsterme auf:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \operatorname{div} (n \cdot \vec{u}) = P_0(\vec{u}, \varrho, \varrho_0, p, \vec{r}, \mu),$$

$$\frac{\partial \varrho}{\partial t} + \operatorname{div} (\varrho \cdot \vec{u}) = P_1(\vec{u}, \varrho, \varrho_0, p, \vec{r}, \mu),$$

$$\frac{\partial \varrho \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \operatorname{grad}) \varrho \vec{u} + \operatorname{grad} p = \vec{P}_2(\vec{u}, \varrho, \varrho_0, p, \vec{r}, \mu),$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\varrho}{\gamma-1} + \frac{1}{2} \varrho u^2 \right) + \operatorname{div} \left[\left(\frac{\gamma p}{\gamma-1} + \frac{1}{2} \varrho u^2 \right) \vec{u} \right] = P_3(\vec{u}, \varrho, \varrho_0, p, \vec{r}, \mu).$$

Dabei sind Teilchen- und Massenbilanz in den ersten beiden Gleichungen getrennt aufgeführt. Der Zusammenhang ist nicht mehr trivial, da das mittlere Molekulargewicht keine Konstante ist. Die weiteren Gleichungen geben die Impuls- und Energiebilanz des Plasmas. Im allgemeinen ist P_1 der beherrschende Produktionsterm, der stets positiv ist und die Machzahl auf den Wert eins zu verschiebt. \vec{P}_2 und P_3 werden erst bei sehr kleinen Machzahlen wirksam, \vec{P}_2 ist meist sonnenwärts gerichtet und bei P_3 wechselt das Vorzeichen. Auf der Achse, die Sonne und Kometenkern verbindet, sind die Geschwindigkeit des ungestörten solaren Plasmas und die viel geringere des ungestörten kometaren Plasmas einander entgegengerichtet. In einer stationären Strömung (Abb. 1) muß sich daher auf dieser Achse ein Stagnationspunkt ausbilden, der auf einer Kontaktfläche liegt, die das rein kometare Plasma abgrenzt gegen das äußere Plasmagemisch, das auch solare Teilchen enthält. An dieser Kontaktfläche muß Druckgleichgewicht herrschen, woraus sich ihr Abstand vom Kometenkern zu etwa 10^5 km abschätzen läßt in ungefährem

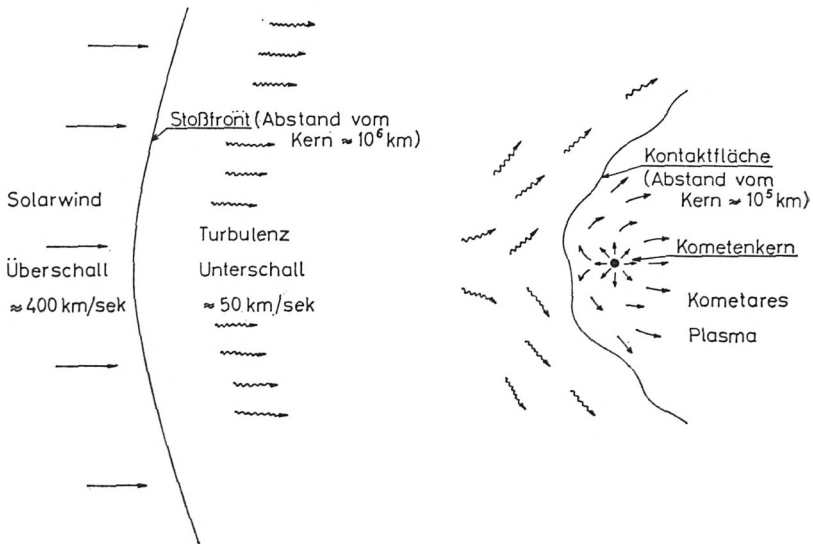


Abb. 1: Plasmaströmung in der Nähe eines Kometen.

Einklang mit der Beobachtung. Weiter sonnenwärts von dieser Kontaktfläche erwarten wir eine Stoßfront, da die Überschallströmung des ungestörten solaren Plasmas – Machzahl 5–10 – nur diskontinuierlich in die Unterschallströmung vor dem Stagnationspunkt übergehen kann. Das gilt nicht nur in einer freien Strömung ohne die oben beschriebene Wechselwirkung, vielmehr erzwingt eine Zunahme des mittleren Molekulargewichts um 33% in einer extremen Überschallströmung eine Stoßfront. Diese durch die Ionisationsprozesse in der Kometenumgebung hervorgerufene Stoßfront liegt im allgemeinen sogar so weit vor dem Kometen, nämlich einige 10^6 km , daß ihre Lage von der Kontaktfläche nicht mehr beeinflußt wird.

Da die gaskinetischen Stöße in diesem Medium viel zu selten sind, um eine wirkliche Thermalisierung in der Stoßfront herbeizuführen, erwarten wir in dem Gebiet zwischen Stoßfront und Kontaktfläche einen turbulenten Strömungszustand.

Die genauen Daten der beschriebenen Strömungsstrukturen hängen ab von der Intensität und Zusammensetzung der kometaren Gasproduktion einerseits und von der Geschwindigkeit und Dichte des anströmenden solaren Windes. Zur quantitativen Be-

stimmung der Strömungsverhältnisse auf der Achse, insbesondere der Abstände der Stoßfront und der Kontaktfläche vom Kometenkern wurde ein einfaches hydrodynamisches Modell untersucht. In diesem Modell setzen wir Rotationssymmetrie der Strömung um die Achse Sonne–Komet voraus und wir nehmen an, daß die Krümmungsradien der Isobarenflächen, die diese Achse durchsetzen, proportional sind zum jeweiligen Abstand vom Kometenkern. Für einen Proportionalitätsfaktor 2 entsprechen die Isobarenflächen dann z. B. einer Schar konfokaler Paraboloiden, die ihren Brennpunkt im Kometenkern haben. Dies wird eine gute Annahme sein für alle Machzahlen, die nicht klein gegen eins sind. Nahe dem Stagnationspunkt bedeutet diese Annahme jedoch keine wesentliche Einschränkung. Die vereinfachenden Annahmen dieses Modells erlauben für die Strömung auf der Achse die Reduktion auf ein System gewöhnlicher Differentialgleichungen. Bisher wurde dies Modell angewandt auf den Spezialfall, in dem die kometare Ionisation allein durch die solare UV-Strahlung zwischen 900 und 300 Å herbeigeführt wird. Für das Molekulargewicht der kometaren Teilchen wurde 30 angenommen, so daß das mit Elektronen abgesättigte Plasma ein mittleres Molekulargewicht zwischen 0.5 in großer Entfernung vom Kometenkern (fast reiner Wasserstoff) und 15 für rein kometare ionisierte Materie haben kann. Die numerisch bestimmten Lösungen für 35 verschiedene Kombinationen der kometaren und solaren Parameter enthalten stets eine Stoßfront und eine Kontaktfläche.

Eine typische Lösung dieser Art ist in Abb. 2 dargestellt. Hier ist eine kometare Gasproduktion von 10^{30} Teilchen pro Sekunde angenommen, was sich bei völlig verschiedenen Bestimmungsmethoden als typischer Wert für mittelhelle Kometen herausgestellt hat. Die Solarwindaktivität entspricht mit einer Geschwindigkeit von 400 km/sek und einer Teilchendichte von 3 cm^{-3} gerade den Werten, die von der Venussonde Mariner 2 bei ruhiger Sonne besonders häufig gemessen wurden. Die Stoßwelle hat in diesem Fall einen Abstand von $3.8 \times 10^6 \text{ km}$ vom Kern. Vor der Stoßfront findet nur eine ganz unwesentliche Abbremsung durch einige wenige kometare Ionisationen statt. Das mittlere Molekulargewicht ändert sich vor der Stoßfront um weniger als 1 %.

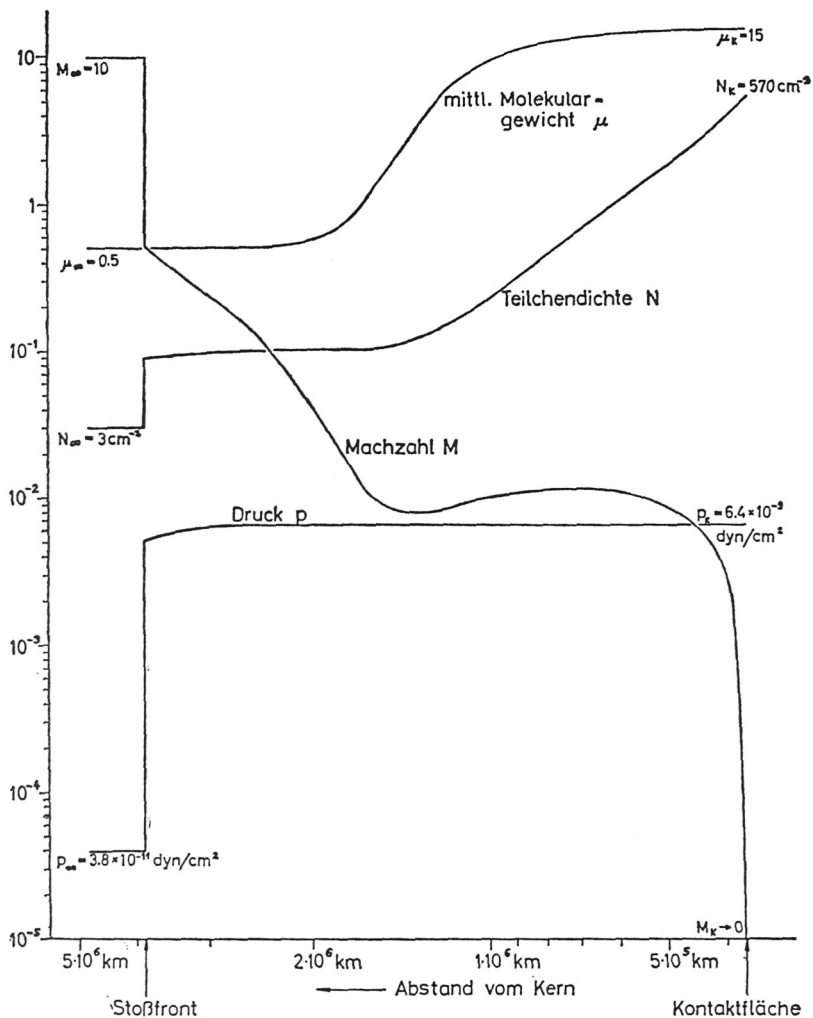


Abb. 2: Modellösung für eine kometare Gasproduktion von 10^{30} Teilchen/sek.

In der Stoßfront springt die Machzahl von 10 auf 0,5, und diesem starken Einfluß entspricht die Verdichtung um einen Faktor 3 entsprechend einem Verhältnis der spezifischen Wärme von 2. Das letztere ist gewählt, da im Magnetfeld der Freiheitsgrad der feldparallelen Bewegung in erster Näherung unbeeinflusst bleibt

von der Dissipation der geordneten Bewegung. In diesem speziellen Fall braucht das Magnetfeld nicht explizit in den Gleichungen vorzukommen. Der Druck nimmt in der Stoßfront um etwa 2 Zehnerpotenzen zu und erreicht damit schon fast den Wert des Stagnationsdruckes, der ungefähr dem Impulsstrom des ungestörten Plasmas entspricht. Die Absättigung des Plasmas mit kometaren Ionen geschieht auf verhältnismäßig engem Raum. In der Phase stärkster Änderung des mittleren Molekulargewichts wird der Einfluß des Produktionstermes P_1 der Masse so stark, daß die Machzahl trotz der Divergenz des Strömungsfeldes noch einmal etwas anwächst, bevor sie am Stagnationspunkt gegen Null geht. In demselben Bereich wächst die Dichte etwa umgekehrt proportional zur dritten Potenz des Abstandes vom Kern.

Die Abstände der Stoßfront und der Kontaktfläche vom Kern in Abhängigkeit von den relevanten Parametern sind in Abb. 3

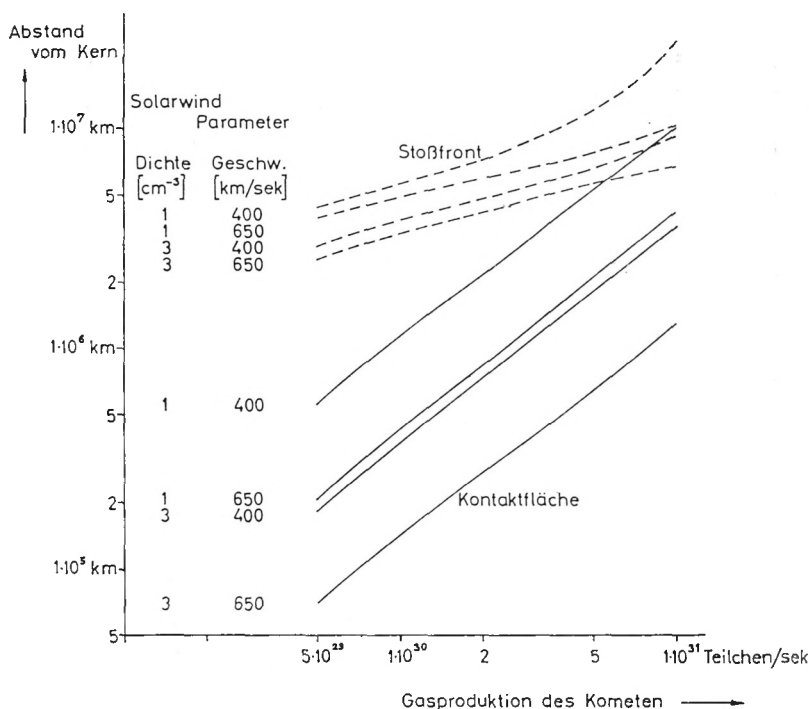


Abb. 3: Lage der Diskontinuitätsflächen
(bei einer Ionisationswahrscheinlichkeit von 10^{-6} sec^{-1}).

dargestellt. Die Kontaktfläche liegt stets etwa an der Stelle, wo der Stagnationsdruck der ungestörten solaren und kometaren Plasmen einander entsprechen würde, so daß offensichtlich der Einfluß der Ionisation auf den Stagnationsdruck unwesentlich ist. Dagegen liegt die Stoßfront fast immer so weit außerhalb der Kontaktfläche, daß ihre Lage fast ausschließlich von den kometaren Ionisationsprozessen außerhalb der Kontaktfläche bestimmt ist. Eine Ausnahme bildet nur der Fall kleiner Solarwindaktivität bei extrem hoher Gasproduktion des Kometen, wie an der obersten Kurve der Abbildung zu sehen ist. Im allgemeinen läßt sich sagen, daß eine stärkere Aktivität im solaren Wind die Diskontinuitätsflächen an den Kometenkern herandrückt, während die Gasproduktion des Kometen zusammen mit der Wärme- und Strömungsenergie des kometaren Plasmas dem entgegengerichtet wirkt. Dabei sind diese Abhängigkeiten für die Stoßfront nicht so stark ausgeprägt wie für die Kontaktfläche.

Literaturverzeichnis

- [1] L. Biermann, B. Brosowski, H. U. Schmidt: Über den Bewegungszustand des interplanetaren Plasmas in der Nähe eines Kometen. Sitz.-Ber. Bayer. Ak. Wiss., Juli 1962.
- [2] L. Biermann, E. Trefftz: Über chemische Reaktionen in Kometenatmosphären. Sitz.-Ber. Bayer. Ak. Wiss., 1963.
- [3] W. E. Huebner: Über die Entwicklungsraten der Kometenatmosphären. Sitz.-Ber. Bayer. Ak. Wiss., 1965.
- [4] L. Biermann: Cometary Tails. (Introductory Report) Proc. 13th Internat. Astrophys. Symp. Liège 1965, p. 297-307 (dort weitere Literaturangaben).

ZOBODAT - www.zobodat.at

Zoologisch-Botanische Datenbank/Zoological-Botanical Database

Digitale Literatur/Digital Literature

Zeitschrift/Journal: [Sitzungsberichte der mathematisch-physikalischen Klasse der Bayerischen Akademie der Wissenschaften München](#)

Jahr/Year: 1967

Band/Volume: [1966](#)

Autor(en)/Author(s): Biermann Ludwig, Brosowski Bruno, Schmidt Hermann

Artikel/Article: [Die Plasmaströmung in der Umgebung eines Kometen 65-71](#)