

Der Sonnenwind

Von KLAUS HASSELMANN (Hamburg)

Träger des Akademie-Preises für Physik 1970

Herr Präsident! Meine Damen und Herren!

Die Verleihung des Physikpreises der Akademie empfinde ich als eine große Anerkennung und Ehre. Ich möchte mich dafür aufrichtig bedanken. Die Ehre muß ich allerdings teilen mit meinem Kollegen Dr. Wibberenz vom Institut für Reine und Angewandte Kernphysik der Universität Kiel. Es waren seine lebendigen Schilderungen des Sonnenwindes, die mich dazu anregten, einige Konzeptionen, die zunächst für ganz andere Fragen der Geophysik entwickelt worden waren, wie z. B. die Entstehung des Seegangs oder den Ursprung der seismischen Bodenunruhe, auf den Sonnenwind zu übertragen. Ohne seine aktive Mitwirkung hätten unsere gemeinsamen Arbeiten nicht durchgeführt werden können.

Noch bevor man Satelliten in den Weltraum schickte, erkannte man aus Beobachtungen auf der Erde, daß die Sonne nicht durch ihre sichtbare Kugel begrenzt ist, sondern sich in Form eines aus ihrer äußersten Gashülle, der Korona, ausfließenden Teilchenstroms in unser gesamtes Sonnensystem ausbreitet.

Bereits im letzten Jahrhundert führte man die Erscheinung der Nordlichter auf energetische Teilchen solaren Ursprungs zurück, die, den Kraftlinien des Erdmagnetfeldes folgend, an den magnetischen Polen in die Atmosphäre eindringen und dort gebremst werden. Vor etwa 40 Jahren erklärten dann Chapman und Ferraro (3) die — ebenfalls lang bekannten — Störungen des Erdmagnetfeldes, die 1—2 Tage nach Sonnenausbrüchen beobachtet werden, durch das Vorbeiwandern einer von der Sonne ausgestoßenen, ionisierten Gaswolke. Die von Forbush (6) entdeckte Abnahme der (aus der Galaxis stammenden) kosmischen Teilchenstrahlung nach starken Sonnenausbrüchen oder auch während der aktiven Zeit des elfjährigen Sonnenfleckenzyklus konnte auf die gleiche Ursache zurückgeführt werden. (Allerdings wurde die Form dieser Wechselwirkung erst Anfang der 60er Jahre im einzelnen geklärt.) Daß solare Teilchen nicht nur bei Sonnen-

ausbrüchen, sondern als ständige Hintergrundstrahlung auch von der ruhigen Sonne emittiert werden, folgerte dann Biermann (2) in den 50er Jahren aus Untersuchungen an Kometenschweifen. Die stets von der Sonne weggerichteten, stark beschleunigten und leuchtenden Schweife konnten nicht allein durch den Strahlungsdruck des Sonnenlichtes, sondern nur durch die Annahme eines kontinuierlichen solaren Teilchenstroms befriedigend erklärt werden. Den Begriff Sonnenwind prägte dann schließlich Parker (13), der einige Jahre danach den Teilchenstrom als ein komprimierbares, heißes Gas auffaßte und durch die Gesetze der Kontinuumsmechanik beschrieb.

Satellitenmessungen haben später die allgemeine Richtigkeit der Parkerschen Rechnungen bestätigt. Danach beträgt die Sonnenwindgeschwindigkeit durchschnittlich 400 km/sec. Die Dichte beträgt in der Nähe der Erde etwa 4 Teilchen/cm³ und die Temperatur 10⁴ °K. Diese Werte entsprechen gasdynamisch einer Überschallströmung. Nach den Berechnungen wird die Strömung in einer Entfernung von etwa 30 bis 300 astronomischen Einheiten von der Sonne (1 A. E. entspricht dem Abstand Sonne—Erde) durch einen Schallschock begrenzt und löst sich danach im galaktischen Raum auf. Wegen seiner hohen Leitfähigkeit führt der Sonnenwind Magnetfeldlinien der Sonne mit sich nach außen, die aber nicht wie die Strömungsrichtung radial nach außen gerichtet sind, sondern durch die 27-tägige Drehung der Sonne spiralförmig aufgewickelt werden — in Analogie zu den Wasserspiralen eines sich drehenden Rasensprengers.

Obwohl das Parkersche Gasmodell in groben Zügen den Sonnenwind richtig beschreibt, stellt es dennoch eine starke Vereinfachung dar, die viele wichtige Phänomene außer Betracht läßt. Die Gesetze der Gasdynamik sind streng genommen nur anwendbar, wenn Teilchenzusammenstöße so häufig sind, daß sich das Medium überall sehr schnell auf ein lokales thermodynamisches Gleichgewicht einstellen kann. Wegen seiner geringen Dichte und hohen Temperatur stellt der Sonnenwind jedoch ein praktisch stoßfreies, vollständig ionisiertes Plasma dar. Das Medium befindet sich somit keineswegs in einem angenäherten thermodynamischen Gleichgewicht. So unterscheiden sich z. B. die Temperaturen sowohl der Ionen (überwiegend Protonen) und Elektronen als auch der verschiedenen Freiheitsgrade der einzelnen Teilchenarten merklich voneinander. Daß das Gasmodell dennoch als brauchbare Näherung angesehen werden kann, begründete Parker mit der Streuung der Teilchen an Plasmawellen, die an Stelle der Teilchenstöße einen teilweisen statistischen Austausch der Teilchenenergien bewirken.

Diese Vorstellung fand Unterstützung durch Messungen der am Sonnenwind gestreuten galaktischen Radiostrahlung sowie später durch unmittelbare Satellitenmessungen des interplanetaren Magnetfeldes und Plasmas. Hierbei stellte man in der Tat ein breites Spektrum von Fluktuationen fest (1, 4, 16). Die Bandbreite der Schwankungen reicht von Makrofluktuationen von der Dimension etwa einer astronomischen Einheit, die durch langsame Variationen der Sonnenaktivität und durch die inhomogene Verteilung der Aktivitätszentren auf der Sonnenoberfläche hervorgerufen werden, bis zu den Mikrofluktuationen von einer hundertstel astronomischen Einheit oder noch wesentlich kleiner, die vermutlich auf innere Instabilitäten des Sonnenwindes zurückzuführen sind. Besonders die Mikrofluktuationen stehen in starker Wechselwirkung mit den Teilchenverteilungen.

Eine grundlegende Theorie des Sonnenwindes müßte demnach sowohl die Entstehung, Fortpflanzung und Wechselwirkung der Plasmawellen als auch deren Rückwirkung auf die mittleren Teilchenverteilungen erfassen. Beide Aspekte sind formaltheoretisch zum Teil schon recht weit entwickelt worden (10). Dennoch sind die Strukturen und Ursachen der Plasmafluktuationen im Sonnenwind heute noch weitgehendst ungeklärt. Hingegen konnte in den letzten Jahren die Rückwirkung der Fluktuationen zumindest auf den hochenergetischen Schwanz der Teilchenverteilungen theoretisch besser verstanden und in vielen Fällen experimentell nachgeprüft werden. So konnte z. B. die Ausbreitung der bei Sonnenausbrüchen emittierten hochenergetischen Teilchen, die räumlichen Gradienten der galaktischen Teilchendichten, die Form der Anisotropie der galaktischen Teilchenflüsse und die Fermi-Beschleunigung von Teilchen durch zeitlich veränderliche Felder im Rahmen einer einheitlichen Theorie behandelt und auf die Spektraleigenschaften der elektromagnetischen Fluktuationen zurückgeführt werden (9, 8, 18).

Dennoch bleiben auch hier noch viele Lücken zu schließen, die nicht zuletzt auf unsere mangelhaften Kenntnisse der räumlichen Gesamtstruktur des Sonnenwindes zurückzuführen sind. Direkte Sonnenwindmessungen durch Satelliten sind bisher auf den relativ schmalen Gürtel nahe der Erdbahn mit Sonnenabständen zwischen 0.7 und 1.5 astronomischen Einheiten beschränkt. Mit der geplanten deutsch-amerikanischen Helios-Sonde, die die Sonne bis auf etwa 0.3 astronomische Einheiten annähern wird, sowie der Jupiter-Sonde, die eine Sonnenentfernung von etwa 5 astronomischen Einheiten erreichen soll, sind wichtige neue Kenntnisse über die Mikrostruktur des Sonnenwindes unter verschiedenen Plasmabedingungen zu erwarten. Bis je-

doch das Parkersche Gasmodell (einschließlich seiner späteren Verfeinerungen [7, 17]) durch eine grundlegende, quantitative Theorie des stoßfreien Plasmas ersetzt werden kann, müssen noch viele offene Fragen hinsichtlich der Wechselwirkung der Plasmawellen untereinander sowie mit den niederenergetischen Teilchen, die den Hauptanteil des Sonnenwindplasmas darstellen, geklärt werden.

Diese Fragen sind letztlich nicht nur für den Sonnenwind von Interesse. Bekanntlich stellt das Plasma die verbreitetste Form der Materie in unserem Kosmos dar, die an Häufigkeit die auf der Erde vorkommenden gasförmigen, flüssigen oder festen Zustandsformen bei weitem übertrifft. Wechselwirkungsprozesse in einem verdünnten, stoßfreien Plasma lassen sich zwar am einfachsten im interplanetaren Raum studieren, haben aber auch große Bedeutung für viele Fragen der Astrophysik jenseits unseres Sonnensystems.

Literaturverzeichnis

- (1) Axford, W. I.: *Space Sc. Rev.* **8**, 331 (1968).
- (2) Biermann, L.: *Z. Astrophys.* **29**, 274 (1951); *Z. Naturf.* **7a**, 127 (1952).
- (3) Chapman, S. und V. C. A. Ferraro: *Terrest. Magn. Atmosph. Elec.* **36**, 77, 171 (1931).
- (4) Coleman, P. J., Jr.: *J. Geophys. Res.* **71**, 5509 (1966).
- (5) Dessler, A. J.: *Rev. Geophys.* **5**, 1 (1967).
- (6) Forbush, S. E.: *Phys. Rev.* **54**, 975 (1938); *Terrest. Magn.* **43**, 203 (1938); *J. Geophys. Res.* **59**, 525 (1954).
- (7) Hartle, R. E. und P. A. Sturrock: *Astrophys. J.* **151**, 1155 (1968).
- (8) Hasselmann, K. und G. Wibberenz: *Z. f. Geophys.* **34**, 353 (1968).
- (9) Jokipii, J. R.: *Astrophys. J.* **146**, 480 (1966).
- (10) Kadomtsev, B. B.: „Plasma Turbulence“, Academic, Dublin — London — New York (1965).
- (11) Kavanagh, L. D., Jr., A. W. Schardt und E. C. Roeloff: *Rev. Geophys.* **8** 389 (1970).
- (12) Ness, N. F.: *Annual Rev. Astron. Astrophys.* **6**, 79 (1968).
- (13) Parker, E. N.: *Astrophys. J.* **128**, 664 (1958).
- (14) Parker, E. N.: „Interplanetary Dynamical Processes“, Interscience, New York — London, 272 pp (1963).
- (15) Parker, E. N.: *Space Sc. Rev.* **9**, 325 (1969).
- (16) Siscoe, G. L., L. Davis, Jr., P. J. Coleman, E. J. Smith und D. E. Jones: *J. Geophys. Res.* **73**, 61 (1968).
- (17) Sturrock, P. A. und R. E. Hartle: *Phys. Rev. Letters* **16**, 628.
- (18) Wibberenz, G., K. Hasselmann und D. Hasselmann: *Xi. Intern. Conf. Cosmic Rays*, Budapest 1969.