

# Das Prinzip des maximalen Energieflusses und die circumsolare Temperaturinversion

## The Principle of Maximum Energy Flow and Circumsolar Temperature Inversion

**Abstract:** The principle of maximum energy flow first put forward as a working hypothesis to explain the energetic preference of the nematic liquid crystal phase over the isotropic phase permits additional information to be extracted from thermodynamics regarding the system and its surrounding. Thus, the exchange pressure  $p_a$  deducible by applying the formalism of *Poynting's* theorem to any exchange of energy leads to a simple formula for the heat of evaporation. Statements of the shape of clouds of freely moving particles occurring in space can be made. The principle also provides evidence for the separation of particles of different masses. Via  $p_a$ , an explanation for the coherence of the plasma and temperature inversion in the solar atmosphere can be given (16 refs.).

### Einführung

Yukawas Konzept des Austausches eines virtuellen Pions als Äquivalent einer Energie ist wesentlich für das Verständnis des Zusammenhaltes der Nukleonen in Atomkernen geworden. Das Energiekonzept steht auch hinter den intra- und intermolekularen Wechselwirkungen, beschreibbar durch die *Schrödinger-Gleichung*. Dagegen ist es nicht üblich, Ordnungsphänomene in Ensembles von beweglichen Molekülen oder mikroskopischen Partikeln mit der Geschwindigkeit, mit der sie die Energie des thermischen Pools austauschen, zu verbinden. Jedoch wurde die Hypothese aufgestellt, daß sich in einer Flüssigkeit langgestreckte Moleküle so auszurichten versuchen, daß der Energiefluß zwischen ihnen am größten ist<sup>1)</sup>. Die Übergangsenthalpie von der isotropen zur nematischen Phase konnte so durch Annahme eines Analogons zum Strahlungsdruck aus der Enthalpie und der Volumenkontraktion beim Phasenübergang in Übereinstimmung mit den experimentell ermittelten Werten berechnet werden<sup>2, 3)</sup>. In der vorliegenden Arbeit wird als weiterer Beleg für die Gültigkeit des genannten Prinzips die Berechnung der Verdampfungswärmen sehr unterschiedlicher Verbindungen geliefert. Diese Sichtweise soll auch auf einige Ordnungsphänomene im Raume angewendet werden.

### Zur Plausibilität des Prinzips

Die *Schrödinger-Gleichung* vereint *DeBroglies* Ansatz einer Materiewelle mit der Gleichung einer mechanischen Welle, die ihrerseits aus dem *Hamiltonschen* Variationsprinzip ableitbar ist. Die Variationsbedingung lautet

$$\int_t (E_{\text{kin}} - E_{\text{pot}}) dt = \text{min. oder stat.} \quad (1),$$

wobei  $E_{\text{kin}}$  und  $E_{\text{pot}}$  die kinetische bzw. die potentielle Energie eines Körpers und  $t$  die

Zeit bedeuten. Obwohl Minimalprinzip, besonders das der kleinsten Wirkung, eine herausragende Bedeutung erlangt haben<sup>4)</sup>, gibt es kein Hindernis, auch Maximalprinzip zur Formulierung physikalischer Vorgänge heranzuziehen<sup>5)</sup>. Gleichung (1) läßt sich so in (2) umformen:

$$\int_t (dE_{\text{kin}}/dt - dE_{\text{pot}}/dt) dt = \text{max. oder stat.} \quad (2),$$

wobei die Ableitungen für die Energieflüsse stehen. Es ist nicht zu erwarten, daß (2) für die paarweise Wechselwirkung zwischen Körpern neue Einsichten bietet.

Dagegen scheinen die Dinge anders zu liegen, wenn man ein System aus einer Vielzahl von frei beweglichen Körpern betrachtet, die ständig Energie untereinander austauschen. Das angenommene System sei von einer in sich geschlossenen Fläche umgeben und in Teilsysteme, die sich wiederum durch Flächen gegeneinander abgrenzen, unterteilt. Der Austausch von Energie durch die Flächen – sei es durch Stoß, Strahlung oder einfach durch den Austritt oder das Eintreten eines Körpers mit seiner gesamten Energie – ist für jeden Austauschvorgang bequem durch ein Analogon  $\pi_i$  zum *Poyntingschen* Vektor (Dimension Leistung pro Fläche) beschreibbar<sup>2)</sup>.  $\pi_i$  hängt wiederum über die Geschwindigkeit  $v_i$ , mit der sich dieser durch seine Quantenbeschreibung als eindeutig zuordenbar angenommene Austauschvorgang innerhalb des Systems fortpflanzt, mit dem zum Strahlungsdruck der Elektrodynamik analogen Austauschdruck  $p_{ai}$  zusammen:

$$\pi_i = 2 N_i \cdot E_{ai} \quad (3)$$

$$p_{ai} = \pi_i / v_i \quad (4)$$

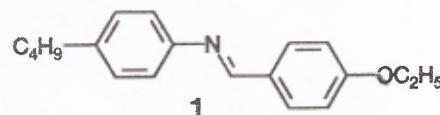
$$p_{ai} = 2 n_i \cdot E_{ai} \quad (5)$$

( $N_i$  Zahl der als senkrecht zu einer Flächeneinheit erfolgend angenommenen Austauschvorgänge pro Zeiteinheit,  $n_i$  Zahl der stetig in einer Volumeneinheit stattfindenden Austauschvorgänge, also Zahl der Energie-

quanten  $i$ ). Der gesamte Druck  $p_a$  wird als Summe der Drücke  $p_{ai}$  angenommen. Wie bereits belegt<sup>2)</sup>, scheinen für  $p_a$  die allgemeinen Gasgesetze anwendbar. Der Faktor 2 in (3) trägt der Notwendigkeit Rechnung, daß sowohl die abgegebene als auch die aufgenommene Energie im Gesamtsystem zu berücksichtigen ist. Handelt es sich bei den Körpern um die Moleküle einer reinen Verbindung mit dem Molvolumen  $V_m$ , so ist

$$E_{\text{ges}} = \sum_i p_{ai} V_m \quad (6)$$

der Energieinhalt eines Mols des Systems. (6) ist nichts anderes als die Aufsummierung der Energiezustände nach dem 1. Hauptsatz der Thermodynamik. Es ist dann eine Frage der Zweckmäßigkeit, ob hierbei neben den Austauschvorgängen zwischen den Translations-, Schwingungs- und Rotationsenergien der Partikel auch die zwischen den an einer chemischen Bindung beteiligten Elektronen und Atomkernen (chemische Energie) oder gar die zwischen den Kernbausteinen einbezogen werden sollten. Aus dem Energieinhalt des thermischen Pools ergibt sich nach (5) und (6) der Austauschdruck in der nematischen Phase des N-(Ethoxybenzyliden)-4-butylamins 1 bei 350 K mit der En-



thalpie ( $H_T - H_O$ )<sup>6)</sup> von  $1,13 \cdot 10^5$  Joule/Mol und  $V_m$  von  $2,79 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3$  unter Normaldruck zu  $8,1 \cdot 10^3 \text{ bar}^2)$ .

Daß diese ungebräuchliche Anschauung zu weiteren überprüfbareren Ergebnissen führen kann, sei an Hand der Berechnung der Verdampfungswärmen sehr unterschiedlicher reiner Stoffe belegt. Hierzu müssen wir vereinbarungsgemäß das gesamte System, also die zu verdampfende Flüssigkeit und das die Verdampfungswärme liefernde Reservoir

betrachten. Die Enthalpieänderung  $\Delta H_v$  ist dann nach (6) die Änderung der Energie, die zum Verdampfen eines Moles des reinen Stoffes bei gleichbleibendem Gasdruck mit der Erhöhung des Energieflusses erkauft werden muß. Nach dieser Auffassung setzt sich  $\Delta H_v$  zusammen aus der Arbeit  $A$ , die die Moleküle des zu verdampfenden Stoffes bei konstantem Gasdruck gegen den Austauschdruck des Systems zu leisten haben, und der Wärmemenge  $Q$ , die innerhalb des Gesamtsystems – etwa durch eine chemische Reaktion – aufgebracht wird:

$$\Delta H_v = A + Q \quad (7).$$

Dies ist wiederum der erste Hauptsatz, angewendet auf das Gesamtsystem.  $A$  und  $Q$  haben gleiches Vorzeichen und sind bei reversibler Durchführung der Verdampfung auch vom Betrag her gleich.  $A$  ist aus dem Volumen des flüssigen Stoffes  $V_f$ , bei der Verdampfungstemperatur  $T_v$  und seinem Gas-

	$V_g(l)$	$V_f(ml)$	$T_s(K)$	$\Delta H_v$ (kJoule/mol)		
				nach (9)	gemessen	Trouton
H <sub>2</sub>	1,13	28,5	20,4	1,24	1,05	1,79
H <sub>2</sub> O	30,5	18,8	373	4,58	4,06	3,29
CCl <sub>4</sub>	28,0	103,1	348	3,24	3,04	3,06
C <sub>6</sub> H <sub>6</sub>	28,5	95,8	353	3,34	3,08	3,10
n-C <sub>6</sub> H <sub>14</sub>	27,4	140	342	3,00	3,01	3,00
N(C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> ) <sub>3</sub>	29,0	140	362	3,21	3,67	2,40

Tabelle 1: Nach (9) berechnete Verdampfungswärmen  $\Delta H_v$  verschiedener reiner Stoffe im Vergleich zu den der Literatur entnommenen Meßwerten und den aus der Troutonschen Regel mit  $\Delta H_v/T_s = 88$  Joule/mol ermittelten.  $V_g$  wurde nach van der Waals berechnet,  $V_f$  aus den Dichten der Flüssigkeiten nahe dem Siedpunkt.

volumen  $V_g$  bei derselben Temperatur erhältlich:

$$A = \int_{V_f}^{V_g} p_a dV = RT_v \ln V_g/V_f \quad (8).$$

$\Delta H_v$  ergibt sich dann, weil  $A = Q$ , zu

$$\Delta H_v = 2RT_v \ln V_g/V_f \quad (9).$$

Die Volumenarbeit  $A' = p(V_g - V_f)$  gegen den Gasdruck  $p$  bei der betrachteten Zustandsänderung ist in der Enthalpiebetrachtung enthalten. Die Ableitung der Verdampfungsenthalpie in der Form (9) ist neu. Tabelle 1

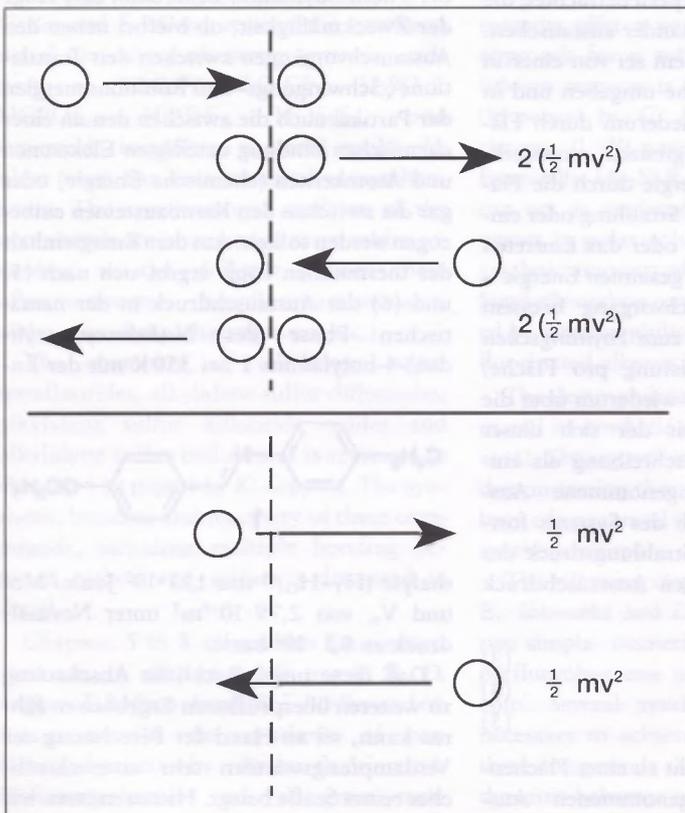


Figure 1: Idealierte Darstellung der abgegebenen und aufgenommenen kinetischen Energie an gedachten Flächen: Oben innerhalb und unten am Rande eines Systems.

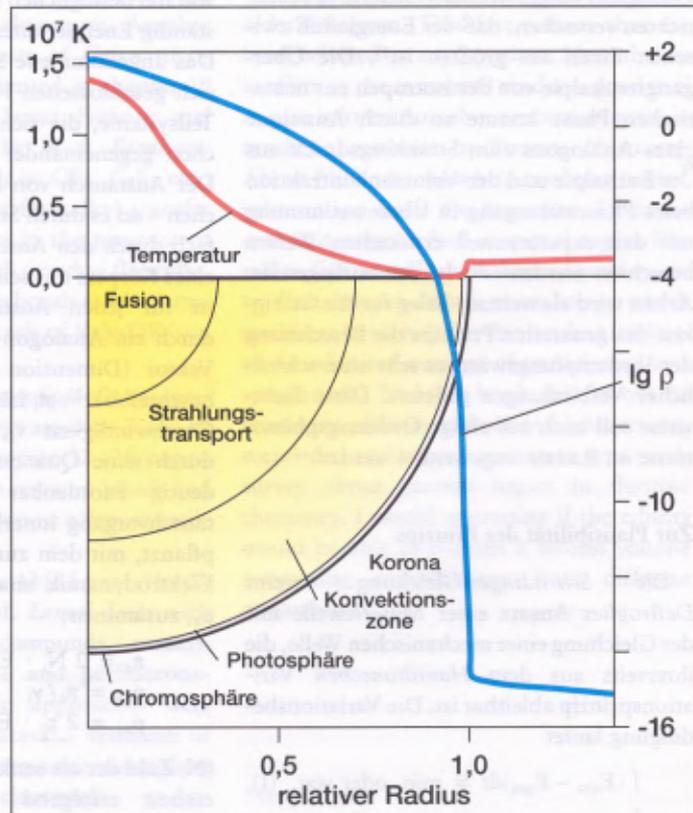


Figure 2: Verlauf der Temperatur und der Dichte  $p$  ( $g \cdot cm^{-3}$ ) über das Innere und die Atmosphäre der Sonne nach K. H. Schatten und H. G. Mayr<sup>(1)</sup>.

gibt auf der Grundlage der aus der Literatur ermittelten Werte für  $T_v$ ,  $V_f$  und der über die *van der Waalschen* Konstanten korrigierten Werte für  $V_g$  die nach (9) berechneten Werte für die Verdampfungsenthalpie wieder. Der Vergleich mit den experimentellen Werten ist erstaunlich gut. Aufgeführt sind daneben die sich aus der *Troutonschen* Regel ergebenden Werte<sup>7</sup>.

Es gibt bereits eine Reihe von sehr guten halbempirischen Methoden zur Abschätzung von Verdampfungsenthalpien<sup>8</sup>. (9) soll nicht als Verbesserungsversuch derselben aufgefaßt werden, sondern nur als Beispiel einer einfachen Beziehung dienen, die durch Anwendung des Prinzips erhältlich ist. Unter den zahlreichen Näherungsmethoden ähnelt (9) vielleicht nicht zufälligerweise den besonders zuverlässigen Methoden, die die Kompressibilitäten im flüssigen und gasförmigen Zustand einbeziehen.

Der aus dem Prinzip des maximalen Energieflusses im Gesamtsystem abgeleitete Austauschdruck  $p_a$  gestattet es, einen interessanten Zusammenhang mit dem 2. Hauptsatz der Thermodynamik zu konstruieren. Nimmt man an, daß alle Körper im Gesamtsystem frei beweglich und miteinander im Gleichgewicht sind und daß die allgemeinen Gasgesetze auf  $p_a$  übertragbar sind, so gilt

$$p_a V/T = \text{const.} \tag{10}$$

für alle, durch gedachte Oberflächen voneinander getrennte Teilbereiche. Zusammen mit (5) und (6) heißt das, daß

$$H/T = \text{const.} \tag{11}$$

und

$$dH/T = dS = 0 \tag{12}.$$

Damit Vorgänge wirklich ablaufen können, muß zusätzliche Energie in den Austauschprozeß gebracht werden, etwa dadurch, daß chemische Energie, die zuvor als nicht am Austausch beteiligt definiert war, in Wärmeenergie umgewandelt wird, so daß  $dS > 0$  wird. Dies und Aussage (12) über die Entropie  $S$  sind identisch mit der Planckschen Fassung des 2. Hauptsatzes.

Die Analogie zum *Poyntingschen* Theorem legt eine Aussage über die äußere Form eines Systems, bestehend aus frei beweglichen Teilchen, nahe. Denken wir uns das System in einen Bereich übergehen, in welchem kein Energieaustausch zwischen den Teilchen mehr stattfindet, etwa den Rand einer sich radial ausbreitenden Plasmawolke im All<sup>9</sup>. Der Energiefluß durch eine gedachte begrenzende Fläche  $F$  in den Raum außerhalb des Systems kommt dadurch zustande, daß Teilchen der Masse  $m$  mit der Geschwindigkeit  $v$  senkrecht durch  $F$  treten. Gleichzeitig kehrt eine gleiche Zahl anderer

Teilchen pro Flächeneinheit in das System zurück. Die vom System abgegebene Leistung ist also null, der Vektor  $\pi$  virtuell wie der *Poynting*-Vektor der Elektrodynamik. Dennoch ist die Größe von  $F$  bedeutend für den Energiefluß im System selbst, wie folgende Überlegung zeigt. Fig. 1 zeigt die Austauschvorgänge an einer Fläche innerhalb des Systems, vereinfacht dargestellt durch eine Abfolge zentraler Stöße zwischen Teilchen gleicher Masse, von denen sich eines in Ruhe befindet. Die ausgetauschte Energie (aufgenommene und abgegebene) bis zur Bewegungsumkehr eines Teilchens ist hier  $2mv^2$ .

In Fig. 1 ist der Energieaustausch beim Verlassen des Systems und dem Wiedereintritt dargestellt, wenn ein Nachbarsystem fehlt. Hier ist die entsprechende Energie nur  $mv^2$ . Nach dem Prinzip sollten solche Systeme die Form mit der kleinsten Oberfläche annehmen. Ein Plasmanebel, der sich von einem Explosionszentrum fort bewegt, sollte also die Form des Torus gegenüber der einer Kugelschale bevorzugen. Dies scheint mit der Beobachtung übereinzustimmen<sup>9</sup>.

In einem System aus frei bewegten Teilchen, etwa mikroskopischen Staubpartikeln, die wegen ihrer thermischen Bewegung miteinander kollidieren, ergibt sich aus den Stoßgesetzen ein höherer Energiefluß, wenn

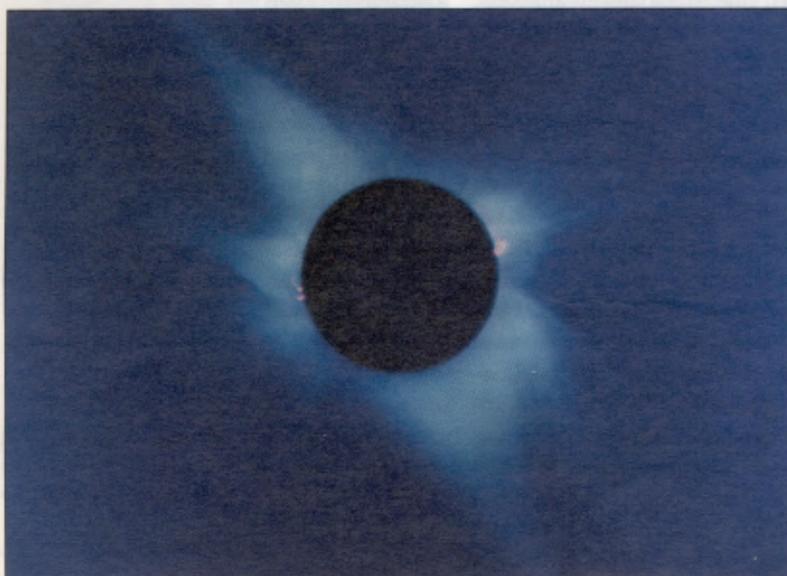


Figure 3: Sonnenkorona, aufgenommen in Mexiko während der Sonnenfinsternis 1991 von Francisco Diego, Sociedad Astronomica de Mexico und University College London.

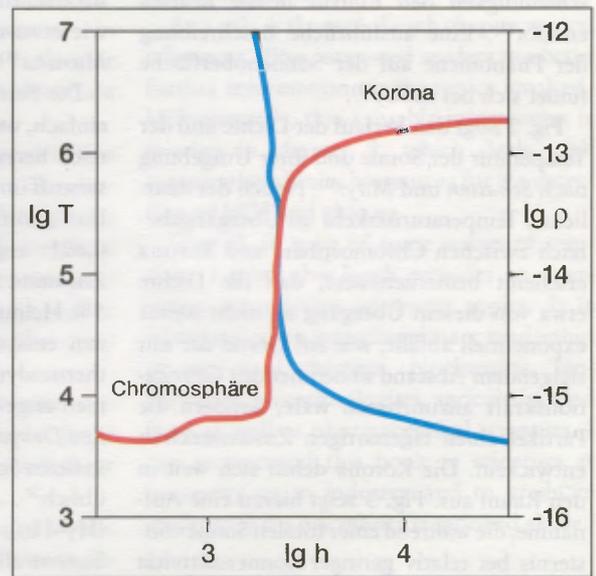


Figure 4: Abhängigkeit der Temperatur  $T$  (K) und der Dichte  $\rho$  ( $\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$ ) von der Höhe  $h$  (km) in logarithmischer Auftragung nach J. T. Mariska<sup>15</sup>.

die Teilchen nach ihren Massen separiert vorliegen, als wenn sie völlig ungeordnet wären. Möglicherweise ist dies eine Erklärung dafür, daß etwa die Ringe des Saturns das Aussehen eines Ring-Chromatogramms haben<sup>10</sup>.

### Das Prinzip und die circumsolare Temperaturerhöhung

Seit etwa fünfzig Jahren weiß man, daß das Plasma der Sonnenkorona, bestehend hauptsächlich aus Wasserstoffkernen, Heliumkernen und freien Elektronen, einige Millionen K heiß ist, die darunter liegende Chromosphäre in ihren unteren Bereichen dagegen nur 5500 bis 10 000 K. Obwohl die Materie auf der Sonnenoberfläche sicher nicht als im thermodynamischen Gleichgewicht befindlich angesehen werden kann, erscheint dieser Übergang von Wärmeenergie von einem kühleren zu einem heißeren Bereich als besonders erklärungsbedürftig. So wurde eine mechanische Kopplung zwischen der innerhalb der Sonne befindlichen Wasserstoff-Konversionsschicht und der Korona über die Photosphäre und die Chromosphäre hinweg postuliert<sup>11</sup>. Daneben sind magnetohydrodynamische Mechanismen vorgeschlagen worden. Eine vielbeachtete neue Erklärung geht von einem Filtereffekt aus, der nur Partikeln mit einer besonders hohen Geschwindigkeit den Eintritt in die Korona erlaubt<sup>12</sup>. Eine ausführliche Beschreibung der Phänomene auf der Sonnenoberfläche findet sich bei Athay<sup>13</sup>.

Fig. 2 zeigt den Verlauf der Dichte und der Temperatur der Sonne und ihrer Umgebung nach Schatten und Mayr<sup>11</sup>. Neben der deutlichen Temperaturumkehr im Übergangsbereich zwischen Chromosphäre und Korona erscheint bemerkenswert, daß die Dichte etwa von diesem Übergang an nicht weiter exponentiell abfällt, wie auf Grund der mit steigendem Abstand abnehmenden Gravitationskraft anzunehmen wäre, sondern die Partikel einen eigenartigen Zusammenhalt entwickeln. Die Korona dehnt sich weit in den Raum aus. Fig. 3 zeigt hierzu eine Aufnahme, die während einer totalen Sonnenfinsternis bei relativ geringer Sonnenaktivität aufgenommen wurde. Das in den äußeren Bereichen mit hoher Geschwindigkeit von der Sonne fort strömende Plasma ist außer-

halb der Erdatmosphäre als Sonnenwind nachweisbar.

Die hier interessierende Frage ist, ob die immer noch als mysteriös empfundene Temperaturerhöhung im Übergangsbereich zwischen Chromosphäre und Korona und die überraschend hohe Teilchendichte durch das Prinzip erklärbar sind. Hierzu braucht nur gezeigt zu werden, daß der Austauschdruck  $p_a$  in verschiedenen Höhen der ungestörten Sonne konstant ist, das System also den Energiefluß zwischen den Teilchen durch eine Erhöhung der Temperatur aufrechterhält und so den sonst kaum erklärbaren Zusammenhalt bewirkt. Die zur Aufheizung notwendige Energie ist im Überfluß vorhanden und kann wegen der hohen Wärmeleitfähigkeit des Plasmas mühelos übertragen werden<sup>13</sup>. Wir wählen den Bereich zwischen der Chromosphäre und der niedrigen Korona aus, in welchem der Temperaturanstieg am steilsten ist. In diesem Übergangsbereich ist die Strömungsgeschwindigkeit des Plasmas in den Raum, die mit zunehmendem Abstand von der Oberfläche beträchtlich zunimmt<sup>14</sup>, nicht so groß, als daß sie bei der Energiebilanz ins Gewicht fiele. Leider gibt es für diesen Bereich nur einige gemessene Wertepaare der Plasmadichte  $\rho$  und der Temperatur<sup>14</sup>, die zudem eine relativ hohe Fehlerbreite haben. Dennoch läßt sich auf Grund der vielen zusammengetragenen Beobachtungen eine Abhängigkeit angeben, wie etwa die in Fig. 4 wiedergegebene von Mariska<sup>15</sup>.

Die Berechnung von  $p_a$  gestaltet sich recht einfach, weil bei den in diesem Übergangsbereich herrschenden Temperaturen der Wasserstoff und das Helium völlig ionisiert sind. Das „mittlere Molekulargewicht“ wird mit 0,621 angegeben, was einer „molaren“ Zusammensetzung von etwa 45% Protonen, 5% Heliumkernen und 50% freien Elektronen entspricht. Streng genommen können thermodynamische Begriffe nicht auf Plasmen angewendet werden<sup>16</sup>. Wegen der großen Debye-Längen im gesamten Bereich der äußeren Sonnenatmosphäre ist dies dennoch üblich<sup>14</sup>. Zur Ermittlung der Enthalpie ( $H_T - H_0$ ), die gleichzusetzen ist mit der Summe aller  $E_{ai}$  (Lit.<sup>2</sup>), können wir so tun, als hätten die Teilchen schon beim absoluten Nullpunkt so vorgelegen, also die Ionisierungsenergien sowie die Dissoziationsener-

gie und die Schwingungsenergie des  $H_2$  außer Acht lassen. Für die 3 Freiheitsgrade der Translation ist die spezifische Wärme  $C_p = 5R/2$ . Mit  $(H_T - H_0) = C_p T$  ergibt sich nach (5)

$$p_a = 5RT / V_m \quad (13),$$

mit  $V_m = 0,621 / \rho$ . Wie eine einfache Rechnung zeigt, liegt der Wert für  $p_a$  bei  $0,2 \text{ Nm}^{-2}$ .  $p_a$  ist wegen der hohen Temperaturen proportional dem Gasdruck des Plasmas  $p = RT / V_m$ . Aus Fig. 4 läßt sich ohne weiteres ablesen, daß im Übergangsbereich und im dargestellten Bereich der unteren Korona die Summe von  $\lg \rho$  und  $\lg T$  und deshalb auch  $p_a$  konstant sind, was gezeigt werden sollte.

### Zusammenfassung

Das Prinzip des maximalen Energieflusses läßt bei Einhaltung der Gesetze der Thermodynamik Aussagen über das Verhalten von beweglichen Teilchen in einem Gesamtsystem zu. Die zu Grunde liegende Sichtweise gestattet es auch, einige Naturerscheinungen, entgegen dem Zeitgeist, eher einer ordnenden Hand als dem Chaos gehorchend anzusehen.

### Literaturverzeichnis

- 1) EIDENSCHINK, R.: Kontakte (Darmstadt) 1980 (3), 12
- 2) EIDENSCHINK, R.: Kontakte (Darmstadt) 1987 (1), 15
- 3) ASAHINA, S., SORAI, M., EIDENSCHINK, R.: Liq. Crys. 10, 675 (1991)
- 4) PLANCK, M., in: „Kultur der Gegenwart“, Teil III, Abt. III, S. 692, Teubner-Verlag, Leipzig 1915
- 5) FUNK, P.: „Variationsrechnung und ihre Anwendung in Physik und Technik“, 2. Aufl., Springer-Verlag, Berlin 1970
- 6)  $H_T$  ist die Enthalpie bei der Temperatur T und  $H_0$  die Enthalpie am absoluten Nullpunkt.
- 7) In Tabelle 1 sind mit Wasserstoff, Wasser und Triethylamin absichtlich Stoffe mit besonders hohen Abweichungen von der Troutonschen Regel aufgeführt.
- 8) FISHTINE, S.H.: Hydrocarbon Process. 45, 173 (1966); LYMAN, W.J., REEHL, W., ROSENBLATT, D.H.: „Chemical Property Estimation Methods“, McGraw-Hill, New York 1982

- 9) CHEVALIER, R. A.: *Nature* 335, 691 (1992)
- 10) SMITH, B. A., et al.: *Science* 212, 163 (1981)
- 11) SCHATTEN, K. H., MAYR, H. G.: *Astrophys. J.* 283, 853 (1984)
- 12) SCUDDER, J. D.: *Astrophys. J.* 398, 319 (1992)
- 13) ATHAY, R. G.: „The Solar Chromosphere and Corona: Quiet Sun“, D. Reidel Publishing Co., Dodrecht, Boston 1976
- 14) WITHBROE, G. L.: *Astrophys. J.* 325, 442 (1988)
- 15) MARISKA, J. T.: *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 24, 23 (1986)
- 16) STIERSTADT, K.: „Physik der Materie“, VCH Verlagsgesellschaft, Weinheim 1989

Anschrift des Autors:

Dr. Rudolf Eidenschink

NEMATEL

Galileo-Galilei-Straße 10

55129 Mainz

## Book Review

**Biosensor Design and Application.** ACS Symposium Series No. 511 (Paul R. Mathewson, John W. Finley Eds.). American Chemical Society, Washington, 1992. Cloth-bound, 230 pp., illustrated, \$ 54.94. ISBN 0-8412-2494-3.

Volume 511 from the ACS Symposium Series, entitled "Biosensor Design and Application", was developed from symposia at the 201st National Meeting of the American Chemical Society, which took place from April, 14–19th 1991 in Atlanta, Georgia.

According to the tradition of the ACS Symposium Series, the book gives a general account of current research and development being done on a certain topic. In the present case most emphasis is placed on biosensor design and application.

The editors do not claim to present a comprehensive treatise on the entire biosensor field. By reason of the high diversity in biosensor design and application that is obviously demonstrated by "a virtual explosion of papers in the biosensor field" – a pertinent remark of the editors – selection is essential. Nevertheless, the volume covers a broad scope of aspects related to sensor technology, research and development.

Three of the fifteen chapters deal with fundamentals that are prerequisites for the development of new biosensors and for the improvement of existing biosensor schemes. These chapters contain the biophysical and biochemical characterisation of quino-proteins, a class of enzymes that is of particular interest to biosensor applications, a characterisation of fluorescent dyes for optical immunosensors based on fluorescence energy transfer and a study of protein adsorption onto solid surfaces using surface plasmon resonance spectroscopy and microscopy.

Apart from those basic investigations, several biosensor systems and their applications in food technology, environmental control and medicine are presented.

The selection made by the editors indicates the high variability of biosensor systems. Biosensors can differ due to the analytes to be detected, the biological components which are responsible for the recognition of the analyte and the transducers for the signals generated by the biological component.

Depending on the biological components, three classes of biosensor systems are presented in this volume, namely enzyme based biosensors, e.g. for the determination of glucose, alcohol etc., immunosensors for the detection of bacteria, pesticides, drugs like cocaine, and viruses like HIV and so called "neuronal biosensors" or receptrodes.

In contrast to common biosensors in antennular receptrodes, both the molecular recognition element and the transducer are biological entities.

Most of the transducers presented in this book are electrochemical devices, like electrodes or ion selective field effect transistors (ISFET). Recently, fibre optic devices have increased in significance. This is taken into account by the editor's selection of topics: one chapter deals exclusively with fibre optic biosensors.

Very interesting aspects of biosensor applications are mentioned in a chapter about "Needs for Biosensors in Space-Biology Research".

The last chapter deals with the economic aspects of research and development in industry. It introduces the mountaineering paradigm as well as the experiment budget concept. The practical consequences for ex-

perimental design are demonstrated for the development of an immunosensor; but all arguments apply to all disciplines, not just in biosensors, as the authors stress.

The content of the present book described so far is directly related to "Biosensor Design and Application". But beyond this there are two additional chapters: One deals with a chemometric sensor, namely a metalloporphyrin-coated electrode for the detection of pesticides. Unfortunately, no comparisons with biosensors for the detection of pesticides are given. The other chapter is about the non-invasive determination of moisture and oil content of wheat-flour cookies by near-infrared spectroscopy. Although such topics are very interesting and somehow of relevance for technical applications, the reader may be prompted to raise the question of whether these techniques can be properly referred to as biosensors.

In the preface the editors recognize this problem, too. They try to give a definition of a biosensor that is based on those given by other authors. Unfortunately they do not mention the recommendation of the IUPAC commission in 1989. A standard definition would really be desirable.

The presentation of the book is very pleasing; it contains complete author and affiliation indexes as well as a comprehensive subject index that facilitates the search for special subjects.

As a rule at the end of each chapter several references allow interested readers to obtain further information on the topics involved. Unfortunately, this valuable information is missing in chapter 9, which deals with capacitative affinity biosensors for the detection of HIV and glucose.

Overall, in spite of some points of criticism, I think this book provides an interesting compilation of recent topics. It is addressed to an interdisciplinary readership of analytical chemists, biochemists, biophysicists, biotechnologists, agricultural and food as well as pharmaceutical scientists. I can recommend this book to scientists at university or in industry and to graduate students of the disciplines mentioned above.

Simone Dremel

Max-Planck-Institut für Biophysik,  
Frankfurt am Main