

EVOLUTION UND ENTROPIEWACHSTUM*

1. Die Zusammengehörigkeit beider Phänomene

Das im Titel dieses Aufsatzes bezeichnete Problem ist neuerdings noch einmal ausdrücklich formuliert worden von P. Glansdorff und I. Prigogine¹. Ich gebe hier ihre Fassung in deutscher Übersetzung wieder:

»Es ist ein recht bemerkenswertes Zusammentreffen, daß der Gedanke der Entwicklung im 19. Jahrhundert verbunden mit zwei im Konflikt stehenden Aspekten auftrat: In der Thermodynamik wird der Zweite Hauptsatz als das Prinzip von Carnot und Clausius formuliert. Er erscheint wesentlich als das Entwicklungsgesetz fortschreitender Desorganisation, das heißt des Verschwindens der durch Anfangsbedingungen eingeführten Struktur.

In der Biologie oder der Soziologie ist der Entwicklungsgedanke, gerade umgekehrt, eng verbunden mit einem Anwachsen der Organisation, das zur Schaffung immer komplexerer Strukturen Anlaß gibt.« (S. 287)

»Gibt es folglich zwei verschiedene irreduzible Typen physikalischer Gesetze?« (S. 288)

Die Verfasser entschließen sich nicht zu dieser Folgerung, sondern zu einer ihr entgegengesetzten Lösung: »Der in dieser Monographie studierte Gesichtspunkt legt nahe, daß es nur einen Typ physikalischer Gesetzmäßigkeit gibt, aber verschiedene thermodynamische Situationen: nah und fern dem Gleichgewicht. Allgemein gesagt ist *Zerstörung von Strukturen* die Situation, die in der Nachbarschaft des thermodynamischen Gleichgewichts auftritt. Im Gegensatz hierzu kann die *Schaffung von Strukturen*, mit spezifischen nichtlinearen kinetischen Gesetzen jenseits der Stabilitätsgrenze des thermodynamischen Astes [nämlich der Entropieproduktions-Funktion, CFW] eintreten. Diese

* Der für die Kommission Offene Systeme geschriebene Aufsatz ist bereits gedruckt worden in Nova Acta Leopoldina, Bd. 37/1, Nr. 206, Leipzig 1972. Wir danken dem Herausgeber der Nova Acta Leopoldina für die freundliche Erlaubnis des Nachdrucks.

¹ P. Glansdorff und I. Prigogine, Thermodynamic Theory of Structure, Stability and Fluctuations, New York 1971.

Bemerkung rechtfertigt Spencers Ansicht (1862): »*Entwicklung ist Integration von Materie und begleitende Dissipation von Bewegung.*«

»Für alle diese verschiedenen Situationen bleibt der Zweite Hauptsatz der Thermodynamik gültig.« (S. 288)

Wissenschaftsgeschichtlich und wissenschaftstheoretisch gesehen, läßt sich dieses Problem als eines der nachträglichen Reflexion beschreiben. Wo immer Wissenschaftler versucht haben, die empirisch gefundene oder vermutete Entstehung neuer Strukturen kausal zu erklären, haben sie eine direkte Hypothese über den betreffenden Mechanismus vorgeschlagen, die mehr oder weniger einleuchtend machte, daß neue Gestalten entstehen können oder sogar müssen. Das klassische Beispiel ist Darwins Selektionstheorie. Aber auch für die Entstehung anorganischer Gestalten (zum Beispiel Kristallwachstum, Entstehung des Planetensystems et cetera) wurden direkte, mehr oder weniger plausible Hypothesen vorgeschlagen. Die Erfinder solcher Entwicklungsmodelle mußten sich nachträglich aber fragen, oder fragen lassen, wie denn ihre Erklärung einer quasi irreversiblen Entwicklungstendenz von Gestalten mit dem Zweiten Hauptsatz vereinbar sei, der doch die Zerstörung von Gestalten und das Wachstum der Unordnung behauptete. Auf diese Rückfrage sind (wenn ich keine übersehen habe) vier dem Typus nach verschiedene Antworten gegeben worden, die sich an den soeben genannten Beispielen erläutern lassen: 1. In dem betrachteten Phänomen nimmt die Entropie wirklich ab, und das Phänomen erweist sich damit als nicht dem Zweiten Hauptsatz unterworfen. So haben zum Beispiel die Vitalisten im allgemeinen über die Entwicklung des Lebens gedacht. Da vorausgesetzt wurde, Darwins Selektionstheorie sei als mit dem Zweiten Hauptsatz vereinbar intendiert, wurde dann diese Theorie zugleich mit dem Zweiten Hauptsatz verworfen. Man wird nicht behaupten können, daß diese Ansicht durch die heutige biologische Erfahrung widerlegt sei. Ich will sie gleichwohl des weiteren nicht betrachten. Es kommt mir in der vorliegenden Notiz darauf an, die begriffliche Struktur der Selektionstheorie zu analysieren, also zu prüfen, wie sie sich zum Zweiten Hauptsatz verhält, *sofern* sie wahr ist. Ich hoffe, plausibel zu machen, daß ihr aus dem Zweiten Hauptsatz keinerlei Schwierigkeiten entstehen.

2. Auf das betrachtete Phänomen läßt sich der Entropiebegriff und folglich der Zweite Hauptsatz nicht oder doch nicht so umfassend anwenden, daß ein Problem entstünde. Da es in der Tat schwierig ist, die Entropie lebender Systeme quantitativ zu schätzen, wurde gelegent-

lich dieser Ausweg aus dem Dilemma zwischen Evolution und Entropiewachstum vorgeschlagen. Ich nenne ihn hier nur, um zu bezeugen, daß er meiner Aufmerksamkeit nicht entgangen ist. Ich hoffe aber zu zeigen, daß er überflüssig ist, ganz abgesehen davon, daß er meines Erachtens bei genauer Prüfung des Sinnes einer thermodynamischen Betrachtungsweise schwer zu verteidigen wäre.

3. In dem betrachteten Phänomen nimmt zwar infolge der Gestaltentwicklung ein Summand der Entropie ab, aber dies wird durch die Zunahme anderer Summanden überkompensiert, so daß der Zweite Hauptsatz nie verletzt wird. Dies ist wohl die herrschende Ansicht über das Problem der biologischen Entwicklung. Die Entropieproduktion des Stoffwechsels der Organismen, unter dem ständigen Durchsatz von Sonnenenergie, übertrifft quantitativ bei weitem die Entropieänderungen, die durch die Gestaltentwicklung bedingt sind. Die Formulierung von Glansdorff und Prigogine muß wohl auch in diesem Sinne gedeutet werden.

4. In dem betrachteten Phänomen bedeutet die Gestaltentwicklung selbst eine Entropievermehrung, ist insofern also eine direkte Konsequenz des Zweiten Hauptsatzes. Dies ist zum Beispiel der Fall in dem einzigen der oben genannten Beispiele, das thermodynamisch durchgerechnet werden kann, dem des Kristallwachstums. Die Thermodynamik des Schmelzprozesses lehrt, daß bei hinreichend niedriger Temperatur das thermodynamische Gleichgewicht auf der Seite des Kristalls und nicht der Flüssigkeit liegt. Da man andererseits nicht gerne leugnen wird, daß der Kristall eine höhere Struktur zeigt als die Flüssigkeit, gibt dieses Beispiel Anlaß, die These in Zweifel zu ziehen, daß Entropiewachstum notwendigerweise einen Strukturabbau bedeute².

Die gegenwärtige Notiz soll die Meinung aussprechen, daß die Lösung des Problems vielleicht durchgängig in der 4. Antwort gesucht werden darf. Damit soll natürlich überhaupt nicht geleugnet werden, daß die Vorgänge, die gewöhnlich im Sinne der 3. Antwort gedeutet werden, wirklich stattfinden. Die positive Beschreibung der Strukturentstehung nach Glansdorff und Prigogine durch Instabilitäten entropieerzeugender Prozesse fern von Gleichgewicht wird als überzeugend akzeptiert, einschließlich der dabei vorkommenden Verminderungen der Entropieproduktionsrate. Das Evolutionsmodell von

² In den Schlußbemerkungen (S. 216 ff.) wird sich zeigen, daß eine Ausdrucksweise möglich ist, die das Richtige der Antwort 3 mit der Antwort 4 vereinigt.

Eigen³ war sogar ein Anstoß zu dieser Notiz durch die Frage, wie in ihm eigentlich die Entropie definiert werden soll. Die These ist nur, daß dort, wo Gestaltentwicklung tatsächlich vorkommt, bei genauer Definition der zugehörigen Entropie dem Wachstum der Vielzahl und Komplexität der Gestalten ein Wachstum und nicht eine Abnahme desjenigen Summanden der Entropie entspricht, der der Gestaltinformation zugeordnet ist. Der Eindruck eines Konflikts zwischen Gestaltentwicklung und Zweitem Hauptsatz ist, wenn diese These richtig ist, nur die Folge einer im allgemeinen unzutreffenden, aus einigen Beispielen verallgemeinerten Gleichsetzung der Entropie mit einem Maß gestaltärmer Gleichförmigkeit. Der Wärmetod wäre, hinreichend niedrige Temperatur vorausgesetzt, nicht ein Brei, sondern eine Versammlung von komplizierten Skeletten.

Diese These ist die korrigierende Durchführung eines älteren Gedankens⁴. Ausgehend von der Entwicklung kosmischer Gestalten, insbesondere des Planetensystems, hatte ich die Frage ihres Verhältnisses zum Zweiten Hauptsatz diskutiert. Auch wenn wir über das richtige Modell der Planetenentwicklung ungewiß sind, wird doch kein heutiger Astrophysiker zweifeln, daß der Vorgang mit dem Zweiten Hauptsatz vereinbar war; andererseits ist die Gestalt des Systems so speziell und »kunstreich«, daß ihre mutmaßliche mechanische Unerklärbarkeit einst für Newton die Basis eines Gottesbeweises — des Beweises der Existenz eines planvoll arbeitenden Ingenieurgottes — war. Ich habe nun damals die Meinung ausgesprochen, daß ganz allgemein die Entwicklung differenzierter Gestalten eine Folge genau derselben »Zeitstruktur« sei wie der Zweite Hauptsatz. Ganz abgekürzt kann man sagen: beide Entwicklungsgesetze besagen, daß das Wahrscheinliche eintreten wird. Zeitstruktur (»Geschichtlichkeit der Zeit«) kann dieser Sachverhalt heißen, weil das Wahrscheinliche für die Zukunft erwartet, nicht aber für die Vergangenheit behauptet wird. Für den Zweiten Hauptsatz ist die Deutung, daß wachsende Entropie das Eintreten des Wahrscheinlichen sei, geläufig. Für die Gestaltentwicklung muß man sich überlegen, daß eine Vielzahl von Gestalten a priori wahrscheinlich, ein völlig gestalteter Zustand hingegen a priori unwahrscheinlich ist. Das wurde damals nur qualitativ diskutiert; hier soll es begrifflich und an einem Modell näher durchgeführt werden.

³ M. Eigen, in: *Naturwissenschaften*, 58, 1971, S. 465.

⁴ C. F. v. Weizsäcker, *Die Geschichte der Natur*, Zürich, Göttingen 1948, Ende der 6. Vorlesung (2. Aufl. S. 62—65).

In jener älteren Überlegung habe ich mich gleichwohl auf den Standpunkt der 3. Antwort gestellt. Ich war damals der herrschenden Meinung, die Herausbildung von Gestalten bedeute in der Tat eine Abnahme der Entropie, die jedoch durch die Entropieproduktion der begleitenden irreversiblen Prozesse überkompensiert werde. Das war aber, wie ich jetzt sehe, eine Inkonsequenz. Der Begriff der Entropie ist so allgemein und abstrakt, daß auch die Angabe einer hohen a priori-Wahrscheinlichkeit für einen gestaltenreichen Zustand darauf hinausläuft, ihm eine hohe Entropie zuzuschreiben. Damals war der Shannon'sche Informationsbegriff noch nicht bekannt, mit dessen Hilfe das Problem im folgenden beschrieben werden soll.

2. Entropie und Information

In diesem Abschnitt werden die beiden Begriffe Entropie und Information noch einmal explizit so eingeführt, wie wir sie im folgenden brauchen werden. Formal wird dabei nichts Neues gefunden, aber es werden gewisse Züge der begrifflichen Bedeutung der Definition hervorgehoben, auf die hier zu Eingang ausdrücklich hingewiesen sei: Die Definition der Entropie im Sinne der statistischen Physik folgt hier der Boltzmannschen Unterscheidung von Makro- und Mikrozuständen. Ausführlich wird dabei das Problem der Herkunft der zeitlichen Asymmetrie erörtert, das ich in einer mehr qualitativen Diskussion ebenfalls schon früher untersucht habe⁵. Die jetzige Darstellung fügt dazu keinen neuen Gedanken, sondern nur eine Illustration an einem klassischen Modell.

Die Definition der Information weicht von den mir bekannten Definitionen im Ansatz, aber nicht im Resultat ab⁶. Dieser Ansatz zeigt insbesondere, mit welchem Recht Shannon die Information auch dem Vorzeichen nach gleich der Entropie (und nicht der »Negentropie«) gesetzt hat.

Wir betrachten zunächst das Ehrenfest'sche Urnenmodell⁷.

⁵ C. F. v. Weizsäcker, in: Annalen der Physik, 36, 1939, S. 275, wieder abgedruckt in Die Einheit der Natur, München 1971, sowie Die Geschichte der Natur, a. a. O., 4. Vorlesung.

⁶ Hierfür verdanke ich Wesentliches den Diskussionen mit F. Zucker, G. Böhme, C. und E. v. Weizsäcker.

⁷ P. u. T. Ehrenfest, in: Physikalische Zeitschrift, 8, 1907, S. 311.

Zwei Urnen seien gegeben mit n nummerierten Kugeln, dazu ein Lottospiel mit n nummerierten Kärtchen, so daß jeder Kugel genau ein Kärtchen mit derselben Nummer entspricht. Man spielt nun ein »Diffusionsspiel«, auch »Entropiespiel« genannt. Anfangs seien die Kugeln irgendwie auf die beiden Urnen verteilt. Ein Zug des Spiels besteht darin, daß eine Lottokarte gezogen und die Kugel mit der durch diese Karte bezeichneten Nummer aus der Urne, in der sie lag, in die andere Urne gelegt wird; die Karte wird dann wieder unter die anderen Karten gemischt. Wenn n_1 Kugeln in der ersten Urne liegen und n_2 in der zweiten ($n_1 + n_2 = n$), so ist die Wahrscheinlichkeit w_1 , beim nächsten Zug eine Kugel aus der ersten Urne zu bewegen (und somit n_1 in $n_1 - 1$ zu überführen und n_2 in $n_2 + 1$) gleich n_1/n ; analog $w_2 = n_2/n$. Ist $n_1 > n/2$, so ist $w_1 > 1/2$, das heißt die Wahrscheinlichkeiten begünstigen stets die Veränderung der Verteilung in der Richtung auf die Gleichverteilung $n_1 = n_2 = n/2$.

Wir definieren zunächst die Entropie mit Hilfe der Boltzmannschen Unterscheidung von Mikro- und Makrozuständen. Als einen Mikrozustand bezeichnen wir einen Zustand des Systems der Kugeln in den Urnen, bei dem zu jeder Kugel (also jeder Nummer $1 \leq k \leq n$) feststeht, in welcher Urne sie ist. Der Mikrozustand ist also zum Beispiel durch die n_1 Nummern der in der ersten Urne befindlichen Kugeln beschrieben. Das System hat 2^n verschiedene mögliche Mikrozustände.

Als einen Makrozustand bezeichnen wir einen Zustand des Systems, bei dem nur feststeht, wieviele Kugeln in jeder der beiden Urnen sind. Der Makrozustand ist also zum Beispiel durch die eine Zahl n_1 beschrieben. Das System hat $n + 1$ verschiedene mögliche Makrozustände ($n_1 = 0$ bis $n_1 = n$). Wir unterstellen, daß in jedem Zustand jede Kugel tatsächlich in einer der beiden Urnen ist. Dann ist die Unterscheidung von Mikro- und Makrozustand nur eine Unterscheidung zweier Kenntnisgrade.

Wer den Mikrozustand kennt, kennt die wahre Verteilung der Kugeln. Er weiß von den Kugeln so viel, als man im Kontext des Spiels zu wissen begehren kann. Daß man unter anderen Fragestellungen als denen des Spiels auch mehr über die Kugeln wissen kann, zum Beispiel ihre Lage in der Urne, ihre Temperatur et cetera, ist zwar jedermann bekannt, spielt aber für die gegenwärtige Begriffsbildung keine Rolle; diese Einschränkung ist durch die Formel »im Kontext des Spiels« angedeutet. In diesem Sinne ist der alsbald zu definierende Begriff der Entropie beziehungsweise Information, »durch einen Kontext bestimmt«, »steht unter einem Begriff«, »gehört einer semantischen Ebene an«⁸.

Wer nur den Makrozustand kennt, weiß weniger, als man im Kontext des Spiels zu wissen begehren kann. Er weiß aber, was man durch bestimmte Messungen (zum Beispiel Wägung der gefüllten Urnen oder mechanisches Durchzählen der in einer Urne liegenden Kugeln) ermitteln kann. Es gibt Zustandsparameter, die schon im Kontext der Makrozustände definiert sind. Solche Parameter sind insbesondere die Übergangswahrscheinlichkeiten w_1 und w_2 . Das Spiel hat die Eigenschaft, daß der Makrozustand seine eigene Verände-

⁸ Vgl. C. F. v. Weizsäcker, Die Einheit der Natur, a. a. O., Aufsatz III. 5.

rung statistisch determiniert; eine statistische Theorie des Spiels ist im Kontext der Makrozustände möglich. Nebenbei sei bemerkt, daß der Verlauf dieses Spiels im Kontext der Mikrozustände ebenfalls nur statistisch determiniert ist; das Problem der Versöhnung einer stochastischen Makrophysik mit einer deterministischen Mikrophysik tritt hier nicht auf.

Man kann nun zu jedem Makrozustand die Anzahl N der in ihm enthaltenen Mikrozustände angeben. Sie ist

$$N = \frac{n!}{n_1! n_2!} \quad (2.1)$$

Im Sinne Boltzmanns definiert man dann als Entropie H dieses Makrozustands

$$\bar{H} = \log N \approx n \log n - (n_1 \log n_1 + n_2 \log n_2) \quad (2.2)$$

N und H sind Funktionen von n_1 , die für $n_1 = n/2$ ein Maximum haben und von da bis $n_1 = 0$ beziehungsweise $n_1 = n$ monoton abnehmen. Die Tatsache, daß $w_1 > 1/2$ für $n_1 > n/2$ und $w_1 < 1/2$ für $n_1 < n/2$, besagt, daß N und H mit überwiegender Wahrscheinlichkeit wachsen, solange sie ihre Maximalwerte nicht erreicht haben. Das Paradoxon, daß rein kombinatorische Überlegungen doch keine Zeitrichtung auszeichnen können, wird anschließend an P. und T. Ehrenfest wie folgt aufgelöst. Verfolgt man das Spiel durch eine sehr lange Reihe von Zügen, so ist ein Zustand mit nicht maximalem N in der Mehrzahl der Fälle ein Zustand mit minimalem N . Das heißt sowohl sein Vorgänger wie sein Nachfolger hat dann höheres N ; er selbst liegt nicht auf dem Abhang, sondern in der Talsohle einer Entropieschwankung. Dann ist es in der Tat überwiegend wahrscheinlich, daß ihm ein Zustand höherer Entropie folgt, aber es ist genau ebenso wahrscheinlich, daß ihm ein Zustand höherer Entropie vorangegangen ist. Bedingung hierfür ist eine »sehr lange Reihe von Zügen«, nämlich so lang, daß das Gleichgewicht schon erreicht war und das weitere Spiel nur noch eine Folge von Schwankungen um das Gleichgewicht ist. Die bisherigen Überlegungen zeichnen also in der Tat überhaupt keine Zeitrichtung aus und erklären folglich die empirische Geltung des Zweiten Hauptsatzes (nämlich insbesondere seine Geltung in der Vergangenheit!) überhaupt nicht.

Der Zweite Hauptsatz wird hingegen erklärt, wenn man festsetzt, daß w_1 und w_2 nur die Wahrscheinlichkeiten des Stattfindens wirklicher Übergänge, aber nicht die Wahrscheinlichkeiten der Richtigkeit eines Rückschlusses sein sollen. Übergänge geschehen vom jeweils gegenwärtigen Zustand zu einem dann noch zukünftigen Zustand; w_1 und w_2 sind dann Wahrscheinlichkeiten jeweils zukünftiger Ereignisse. Rückschlüsse kann man hingegen aus gegenwärtigen Zuständen auf vergangene Zustände ziehen. Eine rein kombinatorisch berechnete Größe wie $w_1 = n_1/n$ kann nur dann die Wahrscheinlichkeit dafür messen, daß der letzte Zustand vor dem gegenwärtigen ein um 1 kleineres n_1 hatte als der jetzige, wenn kein anderweitiges Vorwissen besteht. Da wir im allgemeinen Gelegenheit haben, die Vergangenheit faktisch zu kennen, ist der Rückschluß gemäß w_1 auf die Vergangenheit meist unberechtigt.

Das weite Feld der Philosophie der Zeit, das sich hier eröffnet, und über das ich anderswo geschrieben habe, betrete ich hier nicht. Es genügt, festzuhalten, daß die Irreversibilität im Sinne des Zweiten Hauptsatzes genau dann folgt, wenn man die kombinatorisch berechneten Wahrscheinlichkeiten nur auf reale Übergänge, das heißt Übergänge in die jeweilige Zukunft, anwendet. Man findet zum Beispiel ein im Mittel ständiges Anwachsen der Entropie, wenn man zu einer Zeit mit $n_1 = 0$ beginnt und das Spiel bis in die Nähe des Gleichgewichts fortführt.

Wir führen nun den Informationsbegriff ein. Er soll den Neuigkeitswert eines Ereignisses messen. Ein Ereignis enthält umso weniger Neuigkeitswert, je wahrscheinlicher es war. Sein Neuigkeitswert I wird also eine monoton abnehmende Funktion seiner Wahrscheinlichkeit p sein. Wir wollen ferner festsetzen, daß der Neuigkeitswert eines aus zwei unabhängigen Ereignissen kombinierten Ereignisses gleich der Summe ihrer Neuigkeitswerte sein soll. Das führt zu dem Ansatz

$$I = -\log p \quad (2.3)$$

Hat man nun in einer Situation eine Auswahl möglicher Ereignisse mit den Wahrscheinlichkeiten p_k ($k = 1 \dots K$) und

$$\sum_k p_k = 1 \quad (2.4)$$

(eine k -fache Alternative), so ist der Erwartungswert des Neuigkeitswerts eines eintretenden Ereignisses

$$H = \sum_k p_k I_k = -\sum_k p_k \log p_k \quad (2.5)$$

Dies ist die von Shannon als Maß der Information eingeführte und mit Recht als Entropie bezeichnete Größe.

Zunächst ein Wort über das Vorzeichen dieser Größe. Man hat Information mit Wissen, Entropie mit Nichtwissen korreliert und folglich die Information als Negentropie bezeichnet. Dies ist aber eine begriffliche oder verbale Unklarheit. Shannons H ist auch dem Vorzeichen nach gleich der Entropie. H ist der Erwartungswert des Neuigkeitsgehalts eines noch nicht geschehenen Ereignisses, also ein Maß dessen, was ich wissen könnte, aber zur Zeit nicht weiß. H ist ein Maß potentiellen Wissens und insofern ein Maß einer definierten Art von Nichtwissen. Genau dies gilt auch von der thermodynamischen Entropie. Sie ist ein Maß der Anzahl der Mikrozustände im Makrozustand. Sie mißt also, wieviel derjenige, der den Makrozustand kennt, noch wissen könnte, wenn er auch den Mikrozustand kennenlernte. Bei konstanter Gesamtanzahl der möglichen Mikrozustände eines Systems besagt das Wachstum der Entropie in der Tat ein Anwachsen derjenigen Menge an Wissen, die der Kenner der bloßen Makrozustände nicht hat, aber durch Feststellung des jeweiligen Mikrozustands grundsätzlich gewinnen könnte.

Das Maß des faktischen Wissens, das dadurch gewonnen wird, daß das bestimmte Ereignis k als geschehen erkannt wird, ist also I_k ; H ist als dessen Erwartungswert das Maß des im Durchschnitt möglichen Wissens. Fast alle Unklarheiten, mit denen wir uns hier auseinandersetzen, entstammen der mangelnden Unterscheidung zwischen faktischem und möglichem Geschehen

beziehungsweise Wissen, also zwischen Gegenwart (die die faktisch bewahrte Vergangenheit enthält) und Zukunft.

Der Übergang von der »Information« H zur Entropie H ergibt sich, wenn man für einen gegebenen Makrozustand die Wahrscheinlichkeiten aller mit ihm vereinbaren Mikrozustände einander gleich und die aller anderen Mikrozustände gleich Null setzt. Es folgt $K = N$ und $p_k = 1/N$, also

$$H = N \cdot \frac{1}{N} \cdot \log N = \frac{1}{N} \bar{H} \quad (2.6)$$

3. Die Information der Gestalt

Die im nachfolgenden Modell dargestellten Begriffe seien hier vorweg kurz qualitativ besprochen.

Man kann die Betrachtung des vorangegangenen Abschnitts über das Vorzeichen der Information auch so fassen: Die Shannonsche Information, das heißt die Entropie, ist die *potentielle Information*. Das in einem System maximal mögliche Wissen ist die volle Kenntnis des Mikrozustandes. Ein Makrozustand, der nur einen einzigen Mikrozustand enthält, also die Entropie Null hat, bietet derart maximales Wissen; in ihm ist die aktuelle Information so groß wie möglich, die noch hinzugewinnbare, also potentielle Information ist Null. Umgekehrt ist ein Makrozustand mit maximaler Entropie einer, der so wenig aktuelle Information bietet, als überhaupt mit demjenigen Wissen vereinbar ist, das darin liegt, daß bekannt ist, welcher Makrozustand vorliegt. Genau darum ist seine potentielle Information maximal; sie ist das Wissen, das man hinzuerwerben würde, wenn man auch den Mikrozustand bestimmte.

Indem wir so sprechen, haben wir vorausgesetzt, daß man schon weiß, wie im konkreten Fall die Begriffe »Mikrozustand« und »Makrozustand« definiert sind. Für das Ehrenfestsche Spiel haben wir beide Arten von Zuständen explizit definiert (»wieviele Kugeln in der Urne 1« und »welche individuellen Kugeln in der Urne 1«). Für Kommunikationskanäle (zum Beispiel einen Telegrammempfänger) sei etwa der Makrozustand: »dieser Apparat wird alsbald einen Buchstaben des lateinischen Alphabets senden«, der Mikrozustand: »der Apparat sendet den Buchstaben X«. In der klassischen statistischen Mechanik der Atome ist der Makrozustand durch Angabe thermodynamischer Zustandsgrößen eines Systems (Druck, Volumen, Temperatur) definiert, der Mikrozustand durch Angabe des Phasenpunktes (Ort und Impuls)

jedes Atoms im System. Diese Beispiele erläutern, was gemeint ist, wenn wir sagen, Makro- und Mikrozustände seien jeweils durch einen Begriff oder eine »semantische Ebene« festgelegt.

Es folgt dann, daß die Maßzahl der Information relativ auf zwei semantische Ebenen, eben die der zugrundegelegten Makro- und Mikrozustände definiert ist. Ein »absoluter« Begriff der Information hat keinen Sinn; Information gibt es stets nur »unter einem Begriff«, genauer »relativ auf zwei semantische Ebenen«. Zum Beispiel ist es nicht absolut definiert, wie groß die Information eines Chromosomensatzes von *Drosophila* ist. Für den Molekulargenetiker wäre etwa als Makrozustand »Chromosomensatz«, als Mikrozustand die Buchstabenfolge der DNS-Kette sinnvoll; für einen Chemiker als Makrozustand »Molekülkette«, als Mikrozustand die Angabe jedes in der Molekülkette vorkommenden Atoms mit seinen Bindungen; für einen Elementarteilchenphysiker als Makrozustand »materielles System«, als Mikrozustand die Angabe aller darin vorkommenden Elementarteilchen. In dieser Sprechweise geben wir dem Molekulargenetiker das größte Vorwissen: »ich habe einen Chromosomensatz eines Lebewesens vor mir« und eben darum die geringste im dann beobachteten Makrozustand »Chromosomensatz von *Drosophila*« enthaltene potentielle Information.

Beschränkt man sich, so wie in den bisherigen Beispielen, auf zwei semantische Ebenen und *einen* durch sie definierten Begriff von Information, so folgt aus der Zeitstruktur nur der Zweite Hauptsatz: Mit fortschreitender Zeit wird mit überwiegender Wahrscheinlichkeit die aktuelle Information des zu dieser Zeit vorliegenden Makrozustandes abnehmen, seine potentielle Information (Entropie) zunehmen. Will man Gestaltentwicklung überhaupt mit dem Informationsbegriff ausdrücken, so muß man (wenigstens) *drei* semantische Ebenen einführen, zwischen denen dann drei verschiedene Informationsmaße definiert sind. Die drei Ebenen seien etwa durch die Buchstaben A , B , C bezeichnet, so daß A nur als Mikrozustand auftritt, C nur als Makrozustand, B aber als Mikrozustand gegenüber C , jedoch als Makrozustand gegenüber A . Die Anzahl von Zuständen der Ebene B , die in einem Zustand der Ebene C enthalten sind, heiße j_{BC} ; dies ist im allgemeinen eine Funktion des speziellen Zustandes aus C . Analog kann man j_{AC} und j_{AB} definieren.

Wir nennen nun C die morphologische, B die molekulare, A die atomare Ebene und fixieren damit eine Modellvorstellung. Das Gesamt-

system, dessen Zustände wir betrachten, bestehe aus »Atomen«, deren Zustände in der Ebene A vollständig beschrieben werden. Die Angabe eines A -Zustandes ist also das (nach unserem Modell) maximal mögliche Wissen über das System. — Die Atome seien in einem Zustand, der definierten Gestalten, verschiedenartigen »Molekülen« zusammenschließen. Ein B -Zustand gibt an, welche Moleküle vorhanden sind, das heißt welche Arten von Molekülen und wieviele von jeder Art. Ob auch zu jedem Molekül sein Ort und Impuls angegeben sein soll oder nicht, hängt von der Definition der Ebenen ab; darüber nachher noch eine Bemerkung. Jeder B -Zustand enthält natürlich viele verschiedene A -Zustände, mindestens sofern man für die Atome klassische Statistik treibt, oder auch sofern man Ort und Impuls der Moleküle im B -Zustand nicht mitbeschreibt. Ein C -Zustand gibt nur die »morphologische« Information, welche Arten von Molekülen vorhanden sind, aber nicht, wieviele Moleküle jeder Art. Jeder C -Zustand enthält im allgemeinen wieder viele B -Zustände. Das heißt j_{AB} , j_{BC} und j_{AC} sind im allgemeinen große Zahlen.

Der Zweite Hauptsatz besagt nun, der morphologische Zustand werde sich mit der Zeit zu immer größeren Werten von j_{AC} hin entwickeln. Im allgemeinen werden dabei zugleich j_{AB} und j_{BC} mitwachsen. ldj_{BC} bedeutet nun die Information, die man gewinnen kann, wenn man bei gegebenem morphologischen Zustand fragt, wieviele Moleküle jeder Sorte vorhanden sind. j_{BC} mißt also die Menge verschiedener Realisierungsmöglichkeiten des morphologischen Zustandes, und insofern die potentiell in ihm enthaltene Gestaltenfülle. Ein Wachstum von j_{BC} kann also als Wachstum der Gestaltenmenge interpretiert werden. Sofern j_{AC} und j_{BC} gleichzeitig wachsen, ist in diesem Sinne das Wachstum der Gestaltenmenge direkt mit dem Entropiewachstum verbunden. Daß beide gleichzeitig wachsen, ist nicht allgemein zu beweisen, wohl aber für gewisse, von Gleichgewicht weit entfernte Zustände (wie Glansdorff und Prigogine behaupten). Im Modell werden wir dafür Beispiele finden.

Ein anderes mögliches Maß der Gestaltenfülle ist die Anzahl verschiedener Molekülsorten, die im C -Zustand vorkommen. Diese Zahl ist ein Merkmal des C -Zustandes, das zum Beispiel dann mit erdrückender Wahrscheinlichkeit wachsen wird, wenn im Anfangszustand nur isolierte Atome vorhanden waren, während der Gleichgewichtszustand verschiedene Molekülsorten in endlicher relativer Konzentration enthält.

Um diese Verhältnisse zu illustrieren, ist im folgenden ein sehr vereinfachtes Modell durchgerechnet. Um nur diskret ausrechenbare Zahlen zu benötigen, ist dabei von den Ortskoordinaten der Atome völlig abgesehen. Andererseits sollte doch illustriert werden, daß die Atome außer der Freiheit, sich zu Molekülen zu assoziieren, noch andere Freiheitsgrade haben; das ist durch die Einführung einer gequantelten »Anregungsenergie« geschehen. Dadurch ergeben sich vier »semantische Ebenen« je nach der Art der Berücksichtigung der Anregungsenergie. Man könnte jedoch genau dieselben Überlegungen auch nach der Art der chemischen Reaktionskinetik unter Einbeziehung des Orts- und Impuls-Spielraums der Atome und Moleküle durchführen. Unser Modell, in dem wir nur eine Atomart einführen und die Molekülsorten nur durch die Anzahl k der im »Molekül« enthaltenen Atome unterscheiden, würde dann in eine Beschreibung eines vereinfachten Kondensationsprozesses übergehen, in der die »Molekülsorten« den Tröpfchengrößen entsprechen. Wir bezeichnen es daher als Kondensationsmodell.

4. Kondensationsmodell

Wir betrachten ein abgeschlossenes System von n Atomen. Die Atome sind in Moleküle zusammengefaßt; ein Molekül ist charakterisiert durch die Anzahl k der Atome, aus denen es besteht. Jede Anzahl k ($1 \leq k \leq n$) kann vorkommen. Wir nennen ein freies Atom auch ein Molekül mit $k = 1$. Moleküle mit großem k könnte man auch Flüssigkeitströpfchen nennen; daher der Name »Kondensationsmodell«. Jedes Molekül kann ferner verschiedene Energiemengen enthalten. Um der einfachen Rechnung willen nehme ich die Energie gequantelt an. Es gibt ein universelles Energiequantum E , und jedes Molekül kann irgend eine Anzahl q solcher Energiequanten haben. Dabei setzt sich q zusammen aus einem Anteil q_B »Bindungsenergie« und einem Anteil q_A »Anregungsenergie« (auch als »kinetische Energie« zu deuten, wenn man Lust dazu hat). Die Anregungsenergie eines Moleküls kann irgendeine nichtnegative ganze Zahl sein ($q_A = 0, 1, 2, \dots$). Die Bindungsenergie ist negativ und dem Betrag nach gleich der Anzahl der an das erste Atom gebundenen Atome im Molekül, das heißt $q_B = 1 - k$; ein freies Atom hat also $q_B = 0$, ein zweiatomiges Molekül $q_B = -1$ usw.

Wir unterscheiden nun nicht nur »Mikrozustände« und »Makrozu-

stände«, sondern vier Sorten von Zuständen in vier »semantischen Ebenen«:

1. *Atomare Zustände.* Die Atome sind als individuell bekannt, also etwa als numeriert gedacht. Die Angabe des atomaren Zustands besteht darin, daß zu jedem Atom angegeben wird, mit welchen Atomen es in einem Molekül vereinigt ist und welche Energie dieses Molekül hat.

2. *Molekulare Zustände.* Die Moleküle sind nach Anzahl, Sorte und Energie bekannt. Zu jedem Molekül ist die Anzahl k seiner Atome und seine Energie q angegeben.

3. *Populative Zustände.* Die Populationen von Molekülen sind individuell bekannt. Das heißt zu jeder Sorte k von Molekülen ist bekannt, wieviele Moleküle dieser Sorte (eventuell Null) es gibt. Populative und molekulare Zustände unterscheiden sich also nur darin, daß in den molekularen Zuständen auch die Energie jedes Moleküls bekannt ist. Wir wollen jedoch festsetzen, daß in einem populativen Zustand die Gesamtenergie des ganzen Systems bekannt ist. Sie sei durch eine ganze Zahl Q beschrieben.

4. *Morphologische Zustände.* Es ist nur bekannt, welche Sorten von Molekülen vorkommen. Auch hier sei aber die Gesamtenergie Q bekannt.

Wir bezeichnen die vier semantischen Ebenen durch ihre Nummern 1 bis 4 und definieren die Anzahl j_{xy} von Zuständen der Ebene x pro Zustand der Ebene y . Diese Anzahl ist eine Funktion des Zustandes der Ebene y ; sie ist die Verallgemeinerung des Begriffes »Anzahl der Mikrozustände pro Makrozustand«.

Wir berechnen zunächst j_{12} , die Anzahl atomarer Zustände in einem molekularen Zustand. Ein molekularer Zustand ist vollständig charakterisiert durch eine ganzzahlige Funktion $\gamma(k, q)$, welche angibt, wieviele Moleküle der Sorte k und der Energie q es in ihm gibt. γ genügt allerhand Bedingungen, zum Beispiel

$$\gamma(k, q) = 0 \quad \text{für} \quad q < 1 - k \quad (4.1)$$

$$\sum_k \sum_q k \cdot \gamma(k, q) = n. \quad (4.2)$$

Im atomaren Zustand ist außerdem bekannt, welche Atome in jedem Molekül sind. Wir betrachten nun zunächst die molekularen Zustände ohne jede Anregungsenergie; das heißt es seien alle $q_A = 0$. Sie sind charakterisiert durch eine Funktion $\mu(k)$, welche angibt, wieviele Moleküle der Sorte k es gibt; es gilt dann

$$\mu(k) = \gamma(k, 1 - k). \quad (4.3)$$

Diese speziellen molekularen Zustände sind zugleich populative Zustände. Man kann jeden von ihnen auch beschreiben, indem man jedes k , das überhaupt in ihm vorkommt, für das also $\mu(k) \neq 0$ ist, μ -mal, also so oft, wie es vorkommt, hinschreibt. Ihr Zustand ist dann durch eine endliche Menge positiver ganzer Zahlen charakterisiert, die wir zum Beispiel als Folge mit absteigender Größe ordnen können und deren Gesamtsumme gleich n sein muß. Zur Erläuterung greife ich dem Beispiel $n = 5$ vor, in dem es zum Beispiel populative Zustände wie 4,1 oder 2,2,1 oder 2,1,1,1 gibt. Allgemein schreiben wir einen solchen Zustand also durch das Symbol

$$K = k_1, k_1, \dots, k_1, k_2, k_2, \dots, k_2, \dots, k_r. \quad (4.4)$$

Die Anzahl atomarer Zustände im speziellen molekularen Zustand K heiße $\lambda(K)$. Sie ist wie folgt zu berechnen: Im ersten Molekül gemäß der obigen Ordnung gibt es k_1 Plätze. Auf den ersten kann man n verschiedene Atome setzen, auf den zweiten dann noch $n-1$, auf den k_1 -ten also noch $n - k_1 + 1$. Aber jede Permutation dieser so placierten Atome ist dasselbe Molekül; solche Permutationen gibt es $k_1!$. Also gibt es

$$\binom{n}{k_1} = \frac{n(n-1) \dots (n-k_1+1)}{k_1!} = \frac{n!}{k_1!(n-k_1)!} \quad (4.5)$$

Weisen, ein erstes Molekül aus k_1 herzustellen. Ein zweites Molekül mit k_2 Atomen (wobei es gleichgültig ist, ob $k_2 = k_1$ oder nicht) läßt sich auf $\binom{n-k_1}{k_2}$ Weisen herstellen.

Im ganzen folgt

$$j_{12} = \lambda(K) = \frac{n!}{k_1! \dots k_r! l_1! \dots l_r!} \quad (4.6)$$

Im Nenner kommt hier jedes k_i so oft vor wie in (4.4); l_i sei die Anzahl, die angibt, wie oft k_i vorkommt. Die Faktoren $l_i!$ im Nenner treten auf, da auch eine Permutation der Moleküle gleicher Größe den molekularen Zustand nicht ändert. Man kann (4.6) auch, begrifflich vielleicht etwas einfacher, so herleiten: Man gehe von einer bestimmten Verteilung der Atome über die durch K festgelegten Moleküle aus. Dann bilde man alle Permutationen der Atome; die Anzahl dieser Permutationen ist $n!$. Von diesen führen diejenigen nicht zu einer neuen Verteilung, die nur die Atome innerhalb eines Moleküls permutieren. In einem Molekül der Sorte k sind dies $k!$.

Durch ähnliche Überlegungen folgt:

$$j_{23} = \frac{(m + Q_A - 1)!}{Q_A! (m - 1)!} \quad (4.7)$$

und für die Entropie (Information) des populativen Zustands relativ zu den molekularen Zuständen

$$\bar{H}_{23} \approx (m + Q_A - 1) \log (m + Q_A - 1) - Q_A \log Q_A - (m - 1) \log (m - 1) \quad (4.8)$$

Die Anzahl der atomaren Zustände pro populativen Zustand ist dann einfach

$$j_{13} = j_{12} \cdot j_{23} \quad (4.9)$$

und die Entropie

$$\bar{H}_{13} = \bar{H}_{12} + \bar{H}_{23} \quad (4.10)$$

Ein morphologischer Zustand schließlich kann charakterisiert werden durch ein Symbol

$$L = k_1, k_2, \dots, k_r \quad (4.11)$$

mit der Nebenbedingung, daß alle k_i voneinander verschieden sind, sowie durch die Gesamtenergie Q . j_{34} , also die Anzahl populativer Zustände in einem morphologischen Zustand, berechnet sich als die Anzahl von K -Symbolen, die mit dem gegebenen L und Q vereinbar sind, so daß in K alle und nur die in L vorkommenden k_i vorkommen. Eine allgemeine Formel für j_{34} vermag ich nicht anzugeben.

Ich erläutere diese Formeln durch Angabe der Zahlen für $n = 6$ in Tabellenform.

5. Diskussion des Modells

Wir diskutieren zunächst die Tabellen (s. Anhang). Wegen der Bindungsenergie ist die tiefste mögliche Gesamtenergie $Q = m - n$. Für tiefe Werte von Q sind die großen Moleküle begünstigt, für hohe Q die kleinen Moleküle. Betrachten wir zum Beispiel die Spalte $Q = 0$ in $n = 6$, so finden wir, daß lauter freie Atome (1,1,1,1,1,1) nur auf eine Weise herzustellen sind, ebenso wie ein »Tropfen«, der alle Atome umfaßt (6). Auf 600 Weisen läßt sich 3, 2, 1 herstellen, auf 450 2,2,1,1. Nehmen wir an, daß jeder atomare Zustand direkt oder indirekt in jeden anderen atomaren Zustand übergehen kann und daß diese Übergangswahrscheinlichkeiten symmetrisch sind (das heißt die Wahr-

scheinlichkeit des Übergangs von A nach B ist gleich der von B nach A), so wird im statistischen Gleichgewicht die Wahrscheinlichkeit, einen bestimmten populativen Zustand anzutreffen, proportional sein zur Anzahl der in ihm enthaltenen atomaren Zustände, und außerhalb des Gleichgewichts wird im statistischen Mittel die durch diese Anzahl definierte Entropie wachsen. Man sieht unmittelbar, daß in unserem Beispiel die Zustände mit komplizierten Gestalten, wie der, in dem die drei Molekülsorten 3, 2, 1 vorkommen, statistisch stark begünstigt sind gegenüber einfachen Gestalten wie dem bloßen Klumpen 6 oder lauter freien Atomen 1,1,1,1,1,1. Bei hinreichend niedriger Energie ist der Zustand maximaler Entropie gestaltenreich.

Das im Abschnitt 3 beschriebene Verhältnis dreier Ebenen A, B, C läßt sich in unserem Modell am einfachsten zwischen den Ebenen »populativ« ($A = 3$), »molekular« ($B = 2$) und »atomar« ($C = 1$) wiedergeben. Aus der Tabelle für $n = 6$ ziehe ich für drei Q -Werte die Werte von j_{12} und j_{23} aus:

Tabelle 3. j_{12} und j_{23} für $n = 6$.

K	j_{12}	j_{23}		
		$Q = -3$	$= 0$	$= +3$
6	1	1	1	1
5,1	6	2	5	8
4,2	15	2	5	8
3,3	20	2	5	8
4,1,1	15	1	10	28
3,2,1	60	1	10	28
2,2,2	15	1	10	28
3,1,1,1	20	0	10	56
2,2,1,1	45	0	10	56
2,1,1,1,1	15	0	5	70
1,1,1,1,1,1	1	0	1	56

Man sieht, daß die beiden Größen keineswegs immer parallel gehen, aber gerade für $Q = 0$ ziemlich gut. Noch besser ist die Parallelität von j_{23} , das hier als Maß der Gestaltungen figuriert, mit j_{13} , das die thermodynamische Wahrscheinlichkeit mißt; hier ist ja, unabhängig von Q , j_{12} der Proportionalitätsfaktor.

Aber dieser Vergleich ist ziemlich formal, da man normalerweise nicht gerade die Energieverteilung auf die Moleküle messen kann. Ein einfaches Maß der Gestaltmenge wäre die Anzahl φ verschiedener Spezies

in einem morphologischen Zustand. Für $n = 6$ gibt es 4 morphologische Zustände mit $\varphi = 1$, die bei $Q = 0$ zusammen 252 atomare Zustände umfassen, ferner 5 morphologische (6 populativen) mit $\varphi = 2$ und 980 atomaren, schließlich einen mit $\varphi = 3$ und 600 atomaren. In einer statistischen Verteilung über die populativen Zustände mit der Wahrscheinlichkeit $p(\varphi)$ ist die »Information über φ «

$$H\varphi = - \sum_{\varphi} p(\varphi) \log_2 p(\varphi) \quad (5.1)$$

Beginnt man bei einem bestimmten populativen Zustand, zum Beispiel 1,1,1,1,1, so ist $H = 0$. Läßt man den Zustand sich dann statistisch entwickeln, so steigt H bis zu dem Wert, der der Gleichverteilung entspricht; er ist etwa 1,32, während der maximal mögliche Wert $\log_2 3 \approx 1,55$ wäre.

Eine andere gestaltbezogene Information wäre definiert durch die Frage, welchem Typ ein zufällig herausgegriffenes Molekül angehört; wir wollen sie hier H_k nennen. In einem populativen Zustand mit $\varphi = 1$ ist $H_k = 0$; bei $\varphi = 2$ kann H_k maximal = 1, bei $\varphi = 3$ maximal = $\log_2 3$ sein. Auch H_k wird bei statistischer Entwicklung, ausgehend von 1,1,1,1,1, bis zu einem Wert wachsen, der etwas unter seinem maximal möglichen Wert liegt.

6. Schlußbemerkungen

Was haben wir qualitativ aus dem Modell gelernt? In extrem gestaltarmen Zuständen, wie »lauter freie Atome« oder »ein einziger Tropfen« ist die aktuelle Information über den atomaren Mikrozustand sehr groß, also die potentielle Information oder Entropie sehr gering. Dieses qualitative Argument zeigt schon, daß gestaltenreichere Zustände entropiereicher, also wahrscheinlicher sein müssen.

Die qualitative Verteilung und damit die Lage des Gleichgewichts hängt in dem Modell von der Gesamtenergie Q des Systems ab. Bei großem Q sind freie Atome und kleine Moleküle begünstigt, bei kleinem Q sind es die größeren Moleküle. Hätten wir gar keine Bindungsenergie eingeführt, so läge das Gleichgewicht stets auf der Seite der freien Atome. Wir haben hier keine Orts- und Impulskordinaten eingeführt. In einer realen chemischen Theorie des Reaktionsgleichgewichts tritt derselbe Sachverhalt noch schärfer hervor. Der Beitrag des Volumens zur Entropie ist um so größer, je mehr einzeln bewegliche Moleküle

vorhanden sind, am größten also bei freien Atomen. Daneben tritt aber der Beitrag des Volumens im Impulsraum. Dieser ist beim Vorhandensein einer Bindungsenergie und bei fester Gesamtenergie größer für Moleküle, in denen die Atome viel Bindungsenergie freisetzen.

Die statistische Begünstigung des Gestaltenreichtums hängt also an zwei Bedingungen: Existenz einer Bindungsenergie und hinreichend niedrige Gesamtenergie (beziehungsweise Temperatur). Sind diese erfüllt, so wird nicht nur die Menge an Gestalten bei großem Abstand von Gleichgewicht anwachsen, wie Glansdorff und Prigogine zeigen, sondern entgegen der herrschenden Ansicht ist dann auch der Gleichgewichtszustand gestaltenreich. Dies führt auf die Frage, wie denn diese herrschende Ansicht entstehen und sich an so vielen empirischen Beispielen bestätigen konnte. Hierzu müssen wir näher betrachten, in welchem Sinne der Gleichgewichtszustand gestaltenreich ist.

Im Modell haben wir nur Entropien, aber keine Übergangsgeschwindigkeiten berechnet. Nehmen wir etwa an, daß pro Zeiteinheit stets ein Atom seinen Bindungs- oder Anregungszustand ändert, so gehen die atomaren Zustände mit stets gleicher Geschwindigkeit in Nachbarzustände über. Im Gleichgewicht sind dann zwar stets molekulare Gestalten vorhanden, aber immer wechselnde. Ein solches Gleichgewicht ist ein »Wimmeln wechselnder Gestalten«. Für einen Beobachter, der sich nur für unumkehrbare Entwicklungen interessiert, liegt es nahe, eine Beschreibungsweise zu wählen, in der er diese einzelnen Gestalten gar nicht mehr wahrnimmt. Als Folge dieser Wahl der Beschreibungsweise nennt er dann das Gleichgewicht chaotisch. Das liegt aber sozusagen nur daran, daß er natürlich in der Gleichgewichtssituation das nicht mehr haben kann, was ihn als historisch denkenden Menschen interessiert, nämlich eben unumkehrbare Entwicklungen. Das ist aber etwas ganz Anderes als die Behauptung, im Gleichgewicht gebe es gar keine Gestalten.

Ein anderer Aspekt ergibt sich, wenn man annimmt, im Gleichgewicht am Ende eines Entwicklungsprozesses nähmen die Übergangsgeschwindigkeiten gegen Null ab. Dann entsteht das im Abschnitt 1 (S. 203) zitierte Bild des Gleichgewichts als einer Sammlung von Skeletten: diejenigen Gestalten, die sich »zufällig« entwickelt haben, bleiben ohne weitere Veränderung ständig bestehen. So ist zum Beispiel die Entwicklung des Planetensystems zu deuten. Aus einem anfänglichen »Kant-Laplaceschen« Nebel, in dem hydrodynamische und chemische Vorgänge ablaufen, entstehen schließlich getrennte Planeten, die nur

noch durch Gravitation aufeinander wirken; die Stabilitätssätze der Himmelsmechanik zeigen, daß dieses »Skelett« praktisch unbegrenzt fortbestehen kann.

Die üblichen thermodynamischen Beispiele für die Gestaltverwischung durch das Entropiewachstum sind einseitig ausgesucht. Sie betreffen Fälle, in denen sich eine Größe ausgleicht, die ihrem Wesen oder den besonderen Bedingungen gemäß zur Gestaltbildung durch Bindungskräfte gar nicht fähig ist. So zum Beispiel beim Energietransport im Falle der Wärmeleitung; kinetische Energie (»Bewegung« im Sinne des Spencer-Zitats) läßt sich nicht durch Bindungskräfte zusammenballen. Bei Diffusionsvorgängen gleichen sich zwar Materieverteilungen aus, aber nur, weil die betreffende Materie in Gestalt frei beweglicher Atome oder Moleküle vorliegt. Das thermodynamische, genauso relevante Gegenbeispiel des Kristallwachstums in einer Flüssigkeit wird meist vergessen. Hier bildet sich in der Tat ein hochgeordnetes Gebilde, dessen Beitrag zum Volumenanteil der Entropie kleiner ist, als wenn es aufgelöst wäre; aber die freiwerdende Bindungswärme überkompensiert dies durch den erhöhten Beitrag zum Impulsanteil. Das Auftreten des Wortes »überkompensieren« zeigt übrigens, daß zwischen den Antworten 3. und 4. im 1. Abschnitt kein scharfer Gegensatz besteht. Einer isolierten Gestalt kann man sinnvoll eine niedrige Entropie zuschreiben; nur die Entropie des Gesamtsystems nimmt bei ihrer Entstehung zu. Was durch die Unterscheidung der beiden Antworten hervorgehoben werden sollte, ist nur, daß auch die Prozesse der Gestaltbildung Folgen genau derselben Geschehensstruktur sind, die sich im Zweiten Hauptsatz ausdrückt.

Am Schluß sei noch eine Bemerkung über den Begriff des Dokuments gemacht. In meinen älteren Arbeiten zum Zweiten Hauptsatz habe ich mehrmals folgende Konsistenzüberlegung angestellt: »Der Zweite Hauptsatz folgt einerseits daraus, daß die Vergangenheit faktisch, die Zukunft offen (»möglich«) ist. Dem entspricht, daß es Dokumente der Vergangenheit, aber nicht der Zukunft gibt. Dies muß nun umgekehrt auch aus dem Zweiten Hauptsatz folgen. Es folgt, wenn man bedenkt, daß dem Entropiewachstum ein Informationsverlust entspricht. Ein Dokument ist ein unwahrscheinliches Faktum, enthält also viel Information. Daraus folgt, wegen des fortschreitenden Informationsverlustes, viel Information über die Vergangenheit, aber wenig Information über die Zukunft.« Diese Überlegung erscheint nun auf den ersten Blick problematisch, wenn der Zweite Hauptsatz in Wirklichkeit ein

Wachstum der Information behauptet. Aber es handelt sich hier wieder nur um die Vorzeichenunklarheit, die durch die Verwechslung aktueller und potentieller Information entsteht. Die potentielle Information wächst, die aktuelle nimmt ab, und bei einem Dokument handelt es sich um aktuelle Information.

Tabelle 1. Werte von j_{23} gemäß (4.11)

$m \backslash Q_A$	0	1	2	3	4	5	6
1	1	1	1	1	1	1	1
2	1	2	3	4	5	6	7
3	1	3	6	10	15	21	28
4	1	4	10	20	35	56	84
5	1	5	15	35	70	126	210
6	1	6	21	56	126	252	462
7	1	7	28	84	210	462	924

Tabellen 2,1 bis 2,6. Werte von j_{12} gemäß (4.6), und von j_{13} als Funktion von Q , gemäß (4.14)

		$n = 1$						
K	j_{12}	$Q =$	0	1	2	3		
1	1		1	1	1	1		
		$n = 2$						
K	j_{12}	$Q =$	-1	0	1	2	3	
2	1		1	1	1	1	1	
1,1	1		-	1	2	3	4	
		$n = 3$						
K	j_{12}	$Q =$	-2	-1	0	1	2	3
3	1		1	1	1	1	1	1
2,1	3		-	3	6	9	12	15
1,1,1	1		-	-	1	3	6	10

		$n=4$							
K	j_{12}	Q=	-3	-2	-1	0	1	2	3
4	1		1	1	1	1	1	1	1
3,1	4		—	4	8	12	16	20	24
2,2	3		—	3	6	9	12	15	18
2,1,1	6		—	—	6	18	36	60	90
1,1,1,1	1		—	—	—	1	4	10	20

		$n=5$								
K	j_{12}	Q=	-4	-3	-2	-1	0	1	2	3
5	1		1	1	1	1	1	1	1	1
4,1	5		—	5	10	15	20	25	30	35
3,2	10		—	10	20	30	40	50	60	70
3,1,1	10		—	—	10	30	60	100	150	210
2,2,1	15		—	—	15	45	90	150	225	315
2,1,1,1	10		—	—	—	10	40	100	20	350
1,1,1,1,1	1		—	—	—	—	1	5	15	35

		$n=6$									
K	j_{12}	Q=	-5	-4	-3	-2	-1	0	1	2	3
6	1		1	1	1	1	1	1	1	1	1
5,1	6		—	6	12	18	24	30	36	42	48
4,2	15		—	15	30	45	60	75	90	105	120
3,3	20		—	20	40	60	80	100	120	140	160
4,1,1	15		—	—	15	45	90	150	225	315	420
3,2,1	60		—	—	60	180	360	600	900	1260	1440
2,2,2	15		—	—	15	45	90	150	225	315	420
3,1,1,1	20		—	—	—	20	80	200	400	700	1120
2,2,1,1	45		—	—	—	45	180	450	900	1575	2520
2,1,1,1,1	15		—	—	—	—	15	75	225	525	1050
1,1,1,1,1,1	1		—	—	—	—	—	1	6	21	56

SUMMARY

Evolution and the Increase of Entropy

It is maintained, that an increasing amount of structure (Gestalt) produced by an evolutionary process directly means an increasing entropy. The view that increasing entropy means decreasing structure is only true for particular processes, e. g. diffusion (section 1).

Information and entropy are defined in accordance with Shannon. The amount of information contained in an object is relative to two »semantical levels«. It means the amount of knowledge that would be added to the knowledge of a state defined on the upper level by even knowing the state as defined on the lower level. In thermodynamics the macroscopic state corresponds to the upper level, the microscopic state to the lower level. The increase of entropy with time is discussed in an example given by P. and T. Ehrenfest (section 2). An increasing amount of structure can be defined by introducing three levels, e. g. a level A of atoms, a level B of molecules, a level C of a morphological description, in which the numbers of molecules of different types are counted, but the molecules are no longer described individually. A possible measure of the amount of structure in this model is the number of different types of molecules (section 3). A quantitative model is given in which the tendency of this measure of structure to increase with time, and with entropy, can be derived. To get this result the initial state must be assumed to contain only a small number of types of molecules, i. e. little structure (sections 4 and 5).

It is seen from the model that increasing entropy means increasing structure if there is a binding energy *and* if the total amount of energy in the system is sufficiently small. Under these conditions the equilibrium will contain a high amount of structure (section 6).