Foto: Tilo Kard

Wer den Begriff „Chaosphysik“ hört, denkt in der Regel an „Fraktale“ in der Form computergenerierter Mandelbrotmengen. Doch wie entsteht eine solche selbstähnliche Struktur, bei der beliebig herausgegriffene Ausschnitte nach geeigneter Vergrößerung der Struktur in ihrer Gesamtheit ähnlich sehen? Winzigste Abweichungen werden exponentiell verstärkt, und nachdem sich eine makroskopisch strukturierte Wachstumsform eingestellt hat, verstärken Wachstumsinstabilitäten diese Entwicklung.

Wer hat, dem wird gegeben

Strukturbildung durch Wachstumsprozesse

Von Joachim Krug

Vor der Geologischen und Mineralogischen Sammlung der Eidgenössischen Technischen Hochschule in Zürich steht eine aus etwa faustgroßen Würfeln zusammengesetzte Skulptur. Die Würfel sind nach dem Baukastenprinzip in einem regelmäßigen dreidimensionalen Gitter angeordnet. Durch fehlende Würfel entstehen einige größere und kleinere Lücken in dem Gefüge. Eine Tafel gibt dazu die folgende Erklärung: „Die Skulptur symbolisiert den Wettstreit zweier Prinzipien: Ordnung und Symmetrie gegen Vielfalt von Anordnungsmöglichkeiten. Strukturen von Kristallen werden durch diese Prinzipien bestimmt.“

Die Physik hat die beiden angesprochenen Prinzipien in den Begriffen Energie und Entropie formalisiert. Ihr relativer Einfluß wird im wesentlichen durch die Temperatur reguliert: Bei tiefen Temperaturen hält sich ein System in der Nähe seines energetisch günstigsten Zustands auf, während es bei hohen Temperaturen versucht, seine Entropie zu maximieren, indem es möglichst viele seiner Anordnungsmöglichkeiten realisiert. Deshalb bilden die meisten Stoffe bei tiefen Temperaturen kri-

stalline Festkörper, in denen die Atome eine feste, regelmäßige Anordnung einnehmen, und gehen bei hohen Temperaturen in die völlig ungeordnete Gasphase über. Der flüssige Zustand stellt einen Kompromiß dar, indem die hohe Dichte es den Atomen erlaubt, trotz der ungeordneten Struktur ein gewisses Maß der den festen Zustand stabilisierenden Bindungsenergie beizubehalten.

Nun ist der im Wettstreit von Energie und Entropie ausgehandelte *thermische Gleichgewichtszustand* für makroskopische – das heißt mit bloßem Auge wahrnehmbare – Körper und Phänomene meist nicht relevant, da er sich erst nach astronomisch langen Zeiten einstellen würde. So etwa befände sich – unter der Annahme konstanter Stoffmenge – die Zürcher Skulptur erst als ein praktisch kugelförmiger Metallklumpen in diesem Gleichgewichtszustand; selbst bei den ältesten uns bekannten Skulpturen – oder auch kleineren Gegenständen wie etwa Münzen – sind aber Formänderungen, die vom Streben in den Gleichgewichtszustand herrühren, nicht zu erkennen. Die Form dieser Gegenstände ist vielmehr durch ihre *Geschichte* bestimmt.

Für vom Menschen hergestellte Artefakte ist das offensichtlich; es gilt aber auch für natürlich entstandene, makroskopische Körper. Ein anschauliches Beispiel ist die Schneeflocke: Ihre Gestalt spiegelt ihren Weg durch Luftschichten verschiedener Temperaturen und Feuchtigkeiten wider [2]. Ähnliche Überlegungen sind für astrophysikalische Strukturen – Planeten, Sterne, Galaxien – ja letztlich für das gesamte Universum anzustellen. Eine Welt im thermischen Gleichgewicht wäre ein trauriger, strukturloser Einheitsbrei.

Im neunzehnten Jahrhundert wurde die Vorstellung eines universellen Strebens ins Gleichgewicht deshalb mit der angstgeladenen Metapher vom „Wärmetod“ belegt. Eine Theorie der Strukturbildung muß sich folglich stets mit dynamischen, fern vom thermischen Gleichgewicht ablaufenden Prozessen befassen.

Wachstumsinstabilitäten

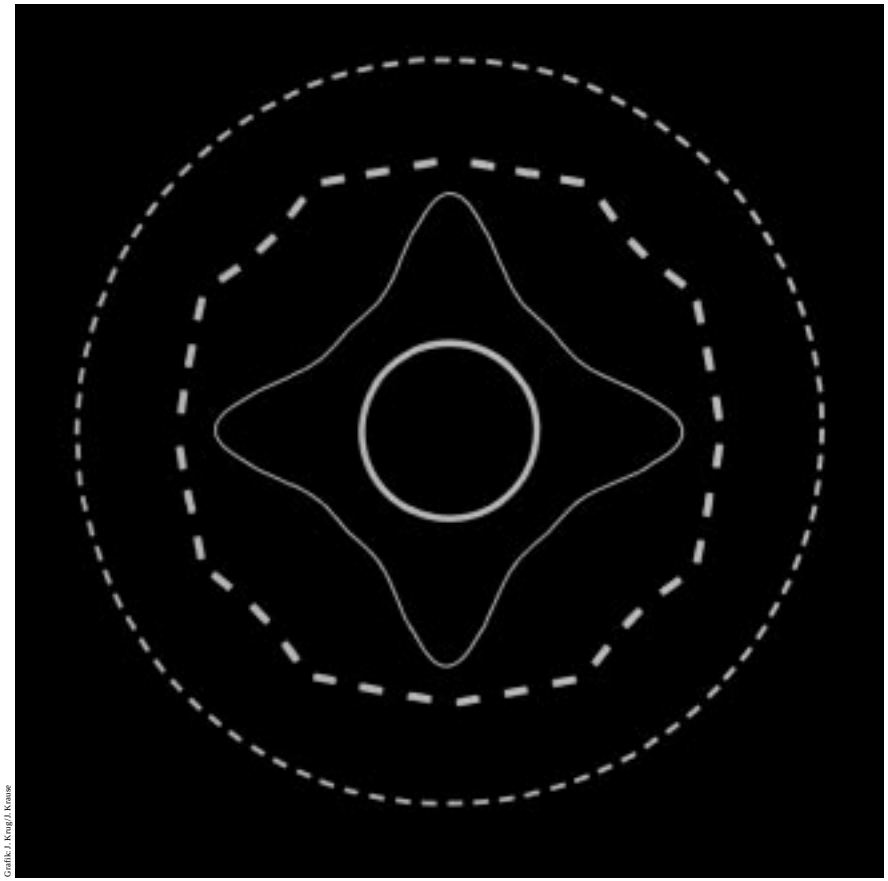
Aber weshalb sollten sich unter dynamischen Nichtgleichgewichts-Bedingungen überhaupt makroskopische Strukturen bilden? Obschon es viele Antworten auf diese Frage gibt und obwohl in verschiedenen physikalischen Situationen ganz unterschiedliche Mechanismen wirken, läßt sich als allgemeines Prinzip die *Instabilität des homogenen Zustands* festmachen. Damit ist gemeint, daß kleine Abweichungen vom strukturlosen Zustand nicht wie im thermischen Gleichgewicht, „ausgedämpft“ werden, sondern sich vielmehr „hochschaukeln“. In den meisten Fällen wächst die Amplitude einer solchen Abweichung exponentiell an. Dadurch wird es möglich, daß die aufgrund der atomaren Körnigkeit der Materie stets vorhandenen mikroskopischen Schwankungen über viele Größenordnungen „aufgeblasen“ und damit makroskopisch sichtbar werden.

> *„Les lois physico-chimiques sont aveugles et brutales; là où elles règnent seules, au lieu d'un ordre et d'un concert, il ne peut y avoir qu'incohérence et chaos.“*
>
> *M. Dunan*

Die Abbildung (1) soll dieses Prinzip für das klassische Problem des Kristallwachstums aus der Schmelze erläutern [3]. Ausgangspunkt sei ein kugelförmiger Kristallkeim – etwa ein Stück Eisen – im thermischen Gleichgewicht mit seiner Schmelze – also genau auf den Schmelzpunkt erhitzt. Nun wird die Schmelze etwas unter den Schmelzpunkt abgekühlt, so daß der Keim zu wachsen beginnt. Da die Symmetrie der Anordnung sich durch die Unterkühlung nicht ändert, könnte man zunächst meinen, daß der wachsende Keim seine Kugelgestalt beibehält. Tatsächlich lassen die Gleichungen, die diesen Vorgang beschreiben, auch kugelsymmetrische Lösungen zu. Diese Lösungen sind aber im oben beschriebenen Sinne instabil: Winzigste Abweichungen des Keims von der perfekten Kugelgestalt werden exponentiell verstärkt, und nach kurzer Zeit stellt sich eine makroskopisch strukturierte Wachstumsform ein. Die Kristallform ist im allgemeinen *dendritisch* (vom griechischen *dendron* = Baum): Sie besteht aus Nadeln, die in Richtung der Symmetrieachsen des Kristalls zeigen und sich im Verlauf des Wachstums durch die Ausbildung von Seitenarmen immer weiter verästeln.

Die physikalische Ursache für die Instabilität liegt in diesem Fall in der Abfuhr der latenten Wärme durch Wärmeleitung. Latente Wärme fällt bei jedem Erstarrungsprozeß an, da die feste Phase einen höheren Ordnungszustand darstellt als die Flüssigkeit, aus der sie entsteht; die entsprechende Erniedrigung der Entropie muß durch die Produktion von Wärme kompensiert werden. Diese Wärme heizt die Schmelze in der Nähe der Festkörperoberfläche auf und verlangsamt damit die Erstarrung. Die Wachstumsgeschwindigkeit des Kristalls wird durch das Tempo bestimmt, mit dem die latente Wärme durch Wärmeleitung in der Schmelze abgeführt werden kann.

Der Wärmestrom ist nun, analog zum Ohmschen Gesetz, dem Temperaturgefälle proportional: Je schneller mit zunehmendem Abstand von der Oberfläche die Temperatur abnimmt, um so größer ist der Wärmestrom, und um so schneller wächst der Kristall. Ein nochmaliger Blick auf die Abbildung (1)



Grafik: J. Krug/J. Krause

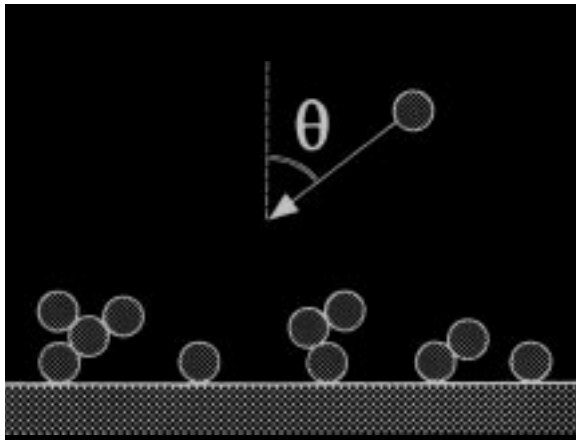
(1) Instabilität eines wachsenden Keims in einer Schmelze. Die durchgezogenen Linien zeigen den (kreisrunden) Anfangszustand des Keims und den modulierten Zustand zu einer späteren Zeit. Die gestrichelten Linien deuten die Isothermen, Linien konstanter Temperatur, in der Schmelze an. Auch die Oberfläche des Keims ist eine Isotherme – die Temperatur ist dort stets gleich der Schmelztemperatur. Das Bild zeigt, daß das Temperaturgefälle an den Ausbuchtungen des Keims verstärkt ist, die Ausbuchtungen also damit schneller wachsen können

zeigt, warum diese Situation instabil ist: Die Isothermen – Linien oder Flächen konstanter Temperatur – rücken in der Nähe von Ausbuchtungen des Kristallkeims näher zusammen; dadurch erhöht sich dort der lokale Temperaturgradient, der Kristall wächst schneller, und die Ausbuchtung nimmt weiter zu.

Abschattung

Die meisten Wachstumsinstabilitäten verwirklichen in ähnlicher Weise das biblische Motto „Wer hat, dem wird gegeben“: Ausbuchtungen von der homogenen Form werden bevorzugt und wachsen der mittleren Wachstumsfront davon.

Ein besonders einfaches Beispiel liefert das Aufdampfen amorpher dünner Schichten bei tiefen Temperaturen. Näherungsweise kann dieser Vorgang durch das in der Abbildung (2) dargestellte Modell der „ballistischen Abscheidung“ beschrieben werden. Dabei stellt man sich vor, daß die Atome aus dem Dampf auf



(2) Schematische Darstellung der ballistischen Abscheidung; θ bezeichnet den Einfallswinkel der Teilchen, gemessen relativ zur Substratnormalen

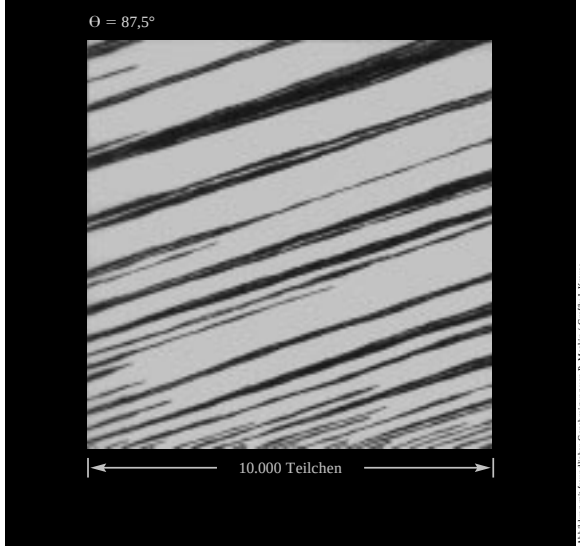
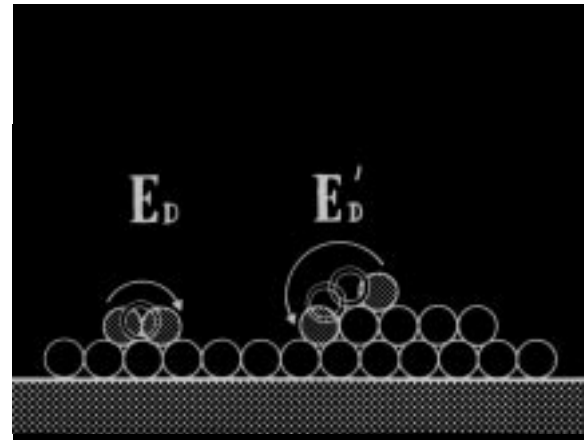


Abbildung mit freundlicher Genehmigung von P. Meakin / Grafik: J. Krause

(3) Ergebnis einer Computersimulation der ballistischen Abscheidung. Die Simulation wurde in zwei Dimensionen vorgenommen, die „Teilchen“ sind also eigentlich flache, kreisrunde Scheiben, wie in der Abbildung (2) dargestellt. Der Bildauschnitt ist 10.000 Teilchendurchmesser breit. Die Teilchen fallen in sehr flachem Winkel (θ = 87,5°) ein. Die sich bildenden Türmchen sind schwarz dargestellt, die abgeschatteten leeren Bereiche grau

(4) Mechanismen der Oberflächendiffusion. Die Kreise repräsentieren die kristallin angeordneten Atome. Die grau gerasterten Atome sind Anfangs- und Endzustände der durch die Pfeile angedeuteten Diffusionssprünge. Die energetisch ungünstigen Zwischenzustände sind als Doppelkreise gezeichnet. Links ist ein Sprung innerhalb einer Atomlage dargestellt, rechts ein Sprung von einer Insel auf die darunterliegende Lage. Im letzten Fall ist der Zwischenzustand besonders ungünstig, da das Atom von allen Nachbarn weit entfernt ist



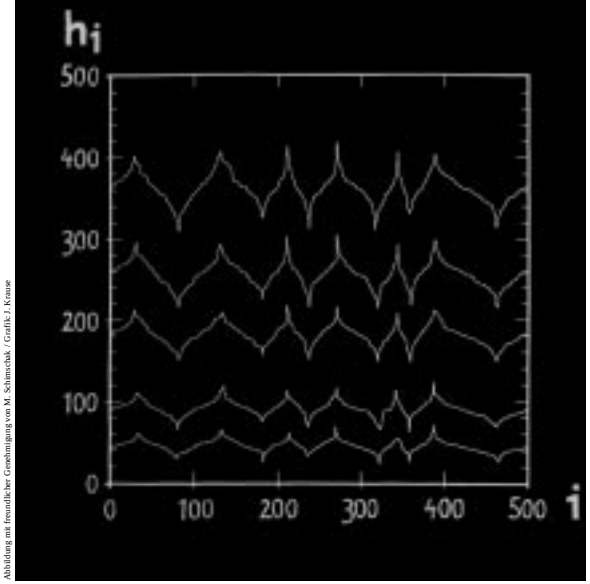


Abbildung mit freundlicher Genehmigung von M. Schimschak / Grafik: J. Krause

(5) Computersimulation des Wachstums bei völliger Unterdrückung von Diffusionssprüngen zwischen verschiedenen Lagen. Wie in der Abbildung (3) wurde auch hier ein zweidimensionales System simuliert; die Atome sind flache Quadrate. Die Kurven zeigen die Oberfläche zu verschiedenen Zeiten. Das Substrat ist 500 Atome breit, das Verhältnis der Wachstums- zur Diffusionszeit beträgt t_{ML}/t_D = 5.000.000

geradlinigen, also ballistischen Bahnen auf die Oberfläche treffen und bei der ersten Berührung mit dem Substrat oder einem bereits in der Schicht eingebauten Atom irreversibel kleben bleiben. Die Bahnen haben eine gemeinsame, durch die Geometrie von Substrat und Teilchenquelle bestimmte Richtung, die Auftreffpunkte der Atome sind aber statistisch verteilt; sie fallen wie Regentropfen in einem starken, gleichmäßigen Wind auf das Substrat.

Wie wird sich die Schicht unter diesen Bedingungen entwickeln? Folgen wir der anschaulichen Beschreibung von König und Hellwig, die das Phänomen 1950 erstmals mit dem Elektronenmikroskop beobachteten: „Die von der Aufdampfquelle kommenden Moleküle versuchen zunächst eine mehr oder weniger monomolekulare Schicht zu bilden. Bereits bevor die Unterlage gleichmäßig besetzt ist, haben einzelne Moleküle die Chance, ein zweites oder drittes nach oben anzubauen. Diese Moleküle werden nun nach dem Motto ‚Wer da hat, dem wird gegeben' weiter bevorzugt und schatten das Gebiet hinter den sich bildenen Türmchen ab, so daß dort ein toter Raum entsteht, der bei guten Vakuumverhältnissen keine Moleküle von der Aufdampfquelle empfangen kann" [4].

In dem Maße, in dem die Türmchen höher werden, werfen sie auch längere Schatten. Aufgrund der gegenseitigen Abschattung bleibt die Konkurrenz zwischen den Türmchen auch bei zunehmender Schichtdicke unvermindert wirksam. Computersimulationen zeigen, daß diese Unabhängigkeit des Abschattungsmechanismus vom Längenmaßstab (der *Skala*) zur Entstehung einer *selbstähnlichen Struktur* führt [5]. Mandelbrot [6] hat für solche Strukturen die Bezeichnung Fraktale eingeführt. Sie haben die Eigenschaft, daß beliebig herausgegriffene Ausschnitte nach geeigneter Vergrößerung der Struktur in ihrer Gesamtheit einander ähnlich sehen.

Der mathematische Ausdruck der Selbstähnlichkeit ist das Potenzgesetz. Betrachten wir zur Erläuterung die in der Abbildung (3) dargestellte, durch Computersimulation der ballistischen Abscheidung erzeugte Struktur. Man erkennt viele kleine, einige mittelgroße und nur wenige große Türmchen. Bezeichnet die Funktion $N(s)$ die Anzahl N der Türmchen, die aus s Teilchen bestehen, so ergibt die quantitative Auswertung der Simulation die Beziehung

$$N(s) = As^{-\tau} \qquad (1)$$

Dabei kommen den beiden Konstanten A und τ grundsätzlich unterschiedliche Bedeutungen zu: Während die *Amplitude* A von der Gesamtzahl der Teilchen – also der Schichtdicke –, dem Einfallswinkel und anderen Merkmalen des Wachstumsprozesses abhängt, ist der Exponent τ von solchen Details unabhängig; er würde sich auch nicht ändern, wenn man zum Beispiel statt der in Abbildung (3) gezeigten kreisrunden Scheiben Quadrate oder Dreiecke auf das Substrat regnen ließe. Der *Exponent* τ ist in diesem Sinne *universell*; die mathematische Analyse des Abschattungsprozesses ergibt für ihn den Wert $\tau = 4/3$ [5].

Um den Zusammenhang zwischen dem in der Gleichung (1) dargestellten Potenzgesetz und unserem anschaulichen Begriff von Selbstähnlichkeit zu verstehen, bemerken wir zunächst, daß der visuelle Eindruck der Struktur in der Abbildung (3) vor allem durch die *relativen* Häufigkeiten von Türmchen verschiedener Größen geprägt ist. Das Potenzgesetz besagt nun, daß auf jedes Türmchen der Masse s im Mittel

$$N(s/2)/N(s) = 2^{\tau} = 2^{4/3} = 2.519842\ldots \qquad (2)$$

Türmchen kommen, die aus halb so vielen ($s/2$) Teilchen bestehen. Es liegt im Wesen der Potenzbeziehung, daß dieses Verhältnis unabhängig von der Masse s ist. Die relativen Häufigkeiten – und damit der visuelle Eindruck – setzen sich somit selbstähnlich auf allen Skalen fort.

Abschließend sei noch angemerkt, daß der *Zufall* bei der Strukturbildung durch Abschattung eine wesentlich größere Rolle spielt als beim Kristallwachstum aus der Schmelze. Waren im letztgenannten Fall die atomaren Fluktuationen nur in der Anfangsphase des Wachstums nötig, um die inhärente Instabilität der homogenen Form in Gang zu setzen, so entscheidet hier auch im späteren Verlauf die Zufälligkeit des Teilchenflusses darüber, welche der Türmchen überleben und welche nicht; im Mittel bekommen alle noch nicht abgeschatteten Türmchen die gleiche Chance.

Molekularstrahl-Epitaxie

Die bei der ballistischen Abscheidung entstehende Türmchenstruktur ist nicht nur von akademischem Interesse. Gelingt es, den Abstand zwischen den Türmchen in den Bereich der Lichtwellenlänge zu bringen, so entstehen dünne Schichten mit sehr interessanten optischen Eigenschaften, die zum Beispiel in solar aktiven Fenstern zur Anwendung kommen [7]. Auch in den Labors der Halbleiterindustrie wird intensiv daran gearbeitet, Wachstumsinstabilitäten gezielt zur Strukturierung von Oberflächen auf kleinsten Skalen einzusetzen. Das Fernziel bei der Erzeugung solcher *Nanostrukturen* sind Bauelemente, die logische Funktionen mit einzelnen Elektronen realisieren.

Die Wachstumsmethode der Wahl ist hier die *Molekularstrahl-Epitaxie* [8], also die Kristallisierung durch Kondensation eines Dampfes im Hochvakuum. Für unsere Zwecke genügt wieder ein sehr schematisches Modell dieses Prozesses, das sich nur in einem Punkt wesentlich von der ballistischen Abscheidung unterscheidet: Wir nehmen nun nicht mehr an, daß die Teilchen

beim ersten Kontakt mit der Schicht kleben bleiben, sondern billigen ihnen eine gewisse Beweglichkeit auf der Oberfläche zu. Mikroskopische Grundlage dafür ist das Phänomen der *Oberflächendiffusion* [9]: Der Abschattungseffekt wird außer Kraft gesetzt, weil die Teilchen durch Diffusion auch in die abgeschatteten Bereiche gelangen können.

Die wichtigsten atomaren Vorgänge sind in der Abbildung (4) dargestellt. Ein auf der Oberfläche adsorbiertes Atom – im folgenden auch *Adatom* genannt – hält sich bevorzugt in den durch die Substratatome gebildeten „Mulden" auf, in denen es am stärksten an die Unterlage gebunden ist. Aufgrund der Wärmebewegung der Substratatome erfährt das Adatom aber ständige Stöße, die es gegebenenfalls auch in eine benachbarte Mulde befördern können. Da das Adatom auf diesem Weg einen Zwischenzustand schwächerer Bindung durchläuft, muß es eine *Energiebarriere* der Größe E_D überwinden. Die benötigte Energie wird von der thermischen Bewegung aufgebracht. Ob der Sprung in die Nachbarmulde gelingt, hängt deshalb vom Verhältnis der Energiebarriere zur thermischen Energie ab, die durch das Produkt der (absoluten) Temperatur T und der Boltzmann-Konstante k_B gegeben ist. Für die Zeit t_D zwischen zwei Sprüngen findet man den Ausdruck

$$t_D = t_0 \exp\,[E_D/k_B T]. \qquad (3)$$

Diese Formel gilt ganz allgemein für Prozesse, die durch thermische Fluktuationen „aktiviert" werden. Sie wurde zuerst von Svante Arrhenius (1859 bis 1927) für chemische Reaktionen aufgestellt.

Der Vorfaktor t_0 in der Gleichung (3) bezeichnet die Periode der thermischen Gitterschwingungen des Substrats. Diese sehr kurze Zeit – typische Werte sind 10^{-13} Sekunden – läßt sich als „Anlaufzeit" interpretieren: Mit jeder Gitterschwingung versuchen die Substratatome, das Adatom aus seiner Mulde herauszukatapultieren. Die meisten Versuche bleiben jedoch erfolglos, denn die Exponentialfunktion in der Gleichung (3) kann sehr groß werden. Mit Hilfe der Boltzmann-Konstante läßt sich die Energiebarriere E_D in eine Temperatur $T_D = E_D/k_B$ umrechnen. Für Metalloberflächen beträgt diese Temperatur etwa 5.000 Kelvin. Bei Zimmertemperatur (300 Kelvin) ist der Exponentialfaktor in der Gleichung (3) somit exp [5.000/300] = 1.7×10^7. Multipliziert mit der Anlaufzeit t_0 ergibt sich immer noch eine sehr kurze Sprungzeit für das Adatom: In einer Sekunde führt es rund 600.000 erfolgreiche Sprünge aus. Allerdings ist diese Zahl stark temperaturabhängig. Kühlt man etwa die Oberfläche mit flüssigem Stickstoff auf 80 Kelvin ab, so erhöht sich die Diffusionszeit auf wahrhaft astronomische vier Millionen Jahre: Die Diffusion findet effektiv nicht mehr statt.

Wenden wir uns nach diesem Exkurs über Oberflächendiffusion wieder dem Wachstumsvorgang zu. In der Molekularstrahl-Epitaxie wird das Material im Hochvakuum in Form eines Atomstrahls auf die Oberfläche gebracht. Der Teilchenfluß führt eine zweite Zeitskala ein – die Zeit t_{ML}, in der eine atomare Schicht – eine Monolage – aufwächst. Diese Zeit tritt nun mit der Diffusionszeit t_D in Konkurrenz: Ist t_{ML} kürzer als t_D, haben die Adatome keine Zeit zu diffundieren, bevor sie unter neu ankommenden Strahlatomen begraben werden; in diesem Grenzfall reduziert sich das Problem auf das der ballistischen Abscheidung. In Anwendungen der Molekularstrahl-Epitaxie wird meist der entgegengesetzte Grenzfall angestrebt. Läßt man etwa pro Sekunde eine Monolage aufwachsen, ist nach unseren früheren Berechnungen $t_{ML}/t_D = 600.000$, bei den üblicherweise benutzten höheren Temperaturen von etwa 600 Kelvin sogar $t_{ML}/t_D = 2.4 \times 10^9$. Unter diesen Bedingungen können die Adatome während des Wachstums einer Monolage – im atomaren Maßstab – weite Wege zurücklegen und damit alle Unregelmäßigkeiten der Schichtstruktur ausgleichen. Deshalb ist es möglich, mit der Molekularstrahl-Epitaxie atomar glatte Oberflächen zu erzeugen.

Trotz dieses effektiven Glättungsmechanismus kann das Wachstum instabil werden. Das mag überraschen, und tatsächlich wurde dieses Phänomen erst vor sieben Jahren von Jacques Villain [10] theoretisch vorhergesagt. Es hat seitdem vielfache experimentelle Bestätigung erfahren. Zur Erläuterung des Villainschen Arguments wenden wir uns wieder der Abbildung (4) zu: Wir betrachten eine Situation, in der erst ein Bruchteil der ersten Monolage aufgewachsen ist. Die Schichtatome versammeln sich dann in zweidimensionalen Inseln, deren Größe von dem Verhältnis t_{ML}/t_D abhängt – je weiter die Adatome diffundieren, um so größer sind die Inseln, die sie bilden. Nun ist es unvermeidlich, daß noch vor Abschluß der ersten Lage auch auf den Inseln – also in der zweiten Lage – neue Atome aus dem Strahl deponiert werden. Um zum Wachstum der ersten Lage beizutragen, müssen diese Atome von der Insel hinunter auf das Substrat springen. Wie die Skizze in der Abbildung (4) zeigt, ist dieser Prozeß mit einem Zwischenzustand besonders schwacher Bindung an die Nachbaratome verbunden: Das Atom hängt gewissermaßen über dem Abgrund in der Luft. Infolgedessen ist die Energiebarriere E_D' für diesen Sprung deutlich höher als die Barriere E_D für Sprünge innerhalb einer Lage. Die auf der Insel gelandeten Atome bleiben dort gefangen: Anstatt herunterzuspringen, bilden sie ihrerseits Inseln der dritten Lage, auf denen sich das gleiche Spiel wiederholt. Mit der Zeit entsteht so eine „Hochzeitstorten"-Struktur: ein nach oben sich verjüngender Turm aus Inseln; die anfangs glatte Oberfläche wird makroskopisch moduliert.

Die Abbildung (5) zeigt das Ergebnis einer Computersimulation dieses Vorgangs. Hier wurden Sprünge von Atomen zwischen verschiedenen Lagen völlig unterdrückt, was einem sehr großen Wert des Verhältnisses E_D'/k_BT entspricht. Dies vereinfacht die mathematische Analyse [11]. Im Vergleich zur ballistischen Abscheidung – Abbildung 3 – fällt auf, daß die Struktur keineswegs selbstähnlich ist. Vielmehr haben alle Türme eine vergleichbare Größe, die mit der bereits angesprochenen typischen Inselgröße zusammenhängt und die von dem Verhältnis zwischen Wachstums- und Diffusionszeiten bestimmt ist; im vorliegenden Fall ist sie proportional zur vierten Wurzel von t_{ML}/t_D. Erstaunlicherweise führt das Zusammenspiel von zwei völlig zufälligen Prozessen – dem Herunterregnen von Atomen aus dem Atomstrahl und den ungerichteten Irrpfaden der Adatome auf der Oberfläche – zur Selbstorganisation einer relativ geordneten, regelmäßigen Struktur.

Ausblick: Strukturbildung in der Biologie

In diesem Beitrag habe ich versucht, einige einfache Prinzipien der Strukturbildung von unbelebter Materie zu erläutern. Die Faszination dieses Gebiets speist sich nicht zuletzt aus der Erkenntnis, daß sehr einfache, oft völlig zufällige Elementarprozesse in ihrem kollektiven Zusammenwirken zur Ausbildung von Strukturen erstaunlicher Komplexität fähig sind. Andererseits verblaßt der Komplexitätsgrad jeder unbelebten Struktur, wenn sie sich dem Vergleich mit selbst einfachsten Lebewesen stellen muß. Wer sich innerhalb der Physik mit Strukturbildung befaßt, schielt deshalb immer ein wenig zur Biologie hinüber, in der Hoffnung, daß sich die Natur die gefundenen physikalischen Grundprinzipien auch bei der Gestaltung von Lebewesen zunutze macht. Analogien zwischen belebter und unbelebter Form sind spätestens seit Johannes Kepler [12] an der Tagesordnung. D'Arcy W. Thompson widmete ihnen 1917 eine klassische Monographie [1]; über die tatsächlichen Zusammenhänge der beiden Bereiche ist aber nach wie vor wenig bekannt. Ich möchte deshalb den Beitrag mit einigen eher spekulativen und sehr vorläufigen Bemerkungen zu diesem Thema abschliessen:

In jedem der drei besprochenen Beispiele konnte die Wachstumsinstabilität auf den Transport einer das Wachstum befördernden oder behindernden Größe zurückgeführt werden: die latente Wärme bei der Erstarrung, den Teilchenfluß bei der ballistischen Abscheidung und den Diffusionstrom der Adatome bei der Molekularstrahl-Epitaxie. Auch biologische Wachstumsprozesse sind von Transportprozessen – etwa der Zufuhr von Nährstoffen und der Abfuhr von Stoffwechselprodukten – abhängig; insofern sollte es nicht verwundern, daß ähnliche Instabilitäten auch in biologischen Systemen auftreten. Eine weitgehende Analogie zur ballistischen Abscheidung bietet das Phänomen der Selbstausdünnung von Pflanzenpopulationen, beobachtbar beispielsweise bei Wiesen und Wäldern: Die durch Abschattung vermittelte Konkurrenz um das Sonnenlicht scheint auch hier zu Potenzgesetzen mit universellem Charakter zu führen [13]. Pierre Pelcé und seine Mitarbeiter haben die mathematische Analogie zwischen dem Wachstum von einzelligen Blaualgen und Erstarrungsvorgängen im Detail untersucht [14]; sie fanden viele Ähnlichkeiten, aber auch grundlegende Unterschiede, die darauf zurückzuführen sind, daß der Materietransport beim Zellwachstum innerhalb der Zelle stattfindet.

> *„Cell and tissue, shell and bone, leaf and flower, are so many portions of matter, and it is in obedience to the laws of physics that their particles have been moved, moulded and conformed.“*
>
> *D'Arcy W. Thompson*

Diese – und andere – Berührungspunkte zwischen Physik und Biologie sollten jedoch nicht darüber hinwegtäuschen, daß biologische Systeme einer grundsätzlich anderen Logik unterworfen sind als die Gegenstände der unbelebten Natur. Jede biologische Struktur ist Produkt der Evolution, das Resultat eines historischen Prozesses von Reproduktion und Modifikation. Daraus folgt insbesondere, daß eines der zentralen Leitmotive physikalischer Theoriebildung – die Suche nach der einfachsten, ökonomischsten Erklärung für komplexe Phänomene – in der Biologie nicht gut begründet werden kann. Die Evolution muß die Vorliebe der Physiker für elegante Lösungen nicht teilen; sie bevorzugt vielmehr robuste Mechanismen, die in einer unsicheren Welt zu verläßlichen Ergebnissen führen. Schlimmstenfalls lassen sich für bestimmte biologische Phänomene auch gar keine „Erklärungen“ im Sinne der Physik finden, sie müssen vielmehr als konservierte historische Zufälle akzeptiert werden.

Die Frage nach der Relevanz physikalischer Strukturbildungstheorien für die Biologie muß vorerst offen bleiben. Eine Möglichkeit zur Ehrenrettung der Physik, die bereits D'Arcy W. Thompson vorschwebte, ist in den letzten Jahren von Stuart Kauffman ausgearbeitet worden [15]. Er vertritt die These, daß der Prozeß der biologischen Evolution nicht gleichsam blind in einem immensen Raum möglicher Strukturen abläuft, sondern weitgehend durch abstrakte, Biologie wie Physik transzendierende Prinzipien der Selbstorganisation kanalisiert wird. Damit wären die biologischen Endprodukte weniger von historischen Zufällen geprägt, und die Hoffnung auf allgemeine, die belebte wie unbelebte Natur umfassende Gesetze der Strukturbildung bliebe uns erhalten.

Zusammenfassung

Die meisten Strukturen der belebten wie der unbelebten Natur sind geprägt durch ihre Entstehungsgeschichte; sie können deshalb durch thermodynamische Begriffe wie Energie und Entropie nur unzureichend beschrieben werden. Ein universeller Mechanismus der Strukturbildung ist die Instabilität eines homogenen Zustands gegenüber mikroskopischen Schwankungen, die sich aus der Körnigkeit der Materie ergeben. So entstehen beispielsweise beim Wachstum eines Kristallkeims aus der Schmelze verzweigte, dendritische Strukturen. Bei Aufdampfprozessen wird die Instabilität von der Abschattung der einfallenden Teilchen durch die bereits gewachsene Schicht hervorgerufen. Da die Abschattung auf allen Längenskalen wirkt, ist die sich bildende Türmchenstruktur selbstähnlich. Wachstumsinstabilitäten werden in der Nanotechnologie gezielt zur lateralen Strukturierung von Oberflächen eingesetzt. Mit Einschränkungen sind ähnliche Mechanismen auch am Wachstum biologischer Strukturen beteiligt.

Summary

Most physical and biological structures reflect strongly the history of their formation; thermodynamic concepts such as energy and entropy are therefore insufficient for their description. A universal mechanism for the appearance of structures is the instability of a homogeneous state with respect to microscopic fluctuations, which arise from the discreteness of matter. A classic example is the dendritic growth of a crystal nucleus from the melt. In deposition processes the instability is introduced through the shadowing of the impinging particles by the growing deposit. Since shadowing acts on all length scales, a self-similar array of columns is formed. Growth instabilities are used for the lateral structuring of surfaces in nanotechnological applications. In a restricted sense, similar mechanisms are involved in the growth of biological structures.

Der Autor:

Joachim Krug studierte Physik in Göttingen und in München. Er promovierte 1989 an der Ludwig-Maximilians-Universität München bei Prof. Dr. Herbert Spohn mit einer Arbeit zur kinetischen Aufrauhung von Oberflächen. Es folgte ein zweijähriger Forschungsaufenthalt am IBM T. J. Watson Research Center in Yorktown Heights, New York, wo er sich vorwiegend mit der Theorie der selbstorganisierten Kritizität befaßte. Im Herbst 1992 kehrte er nach Deutschland zurück und ging als wissenschaftlicher Mitarbeiter an das Institut für Festkörperforschung des Forschungszentrums Jülich. 1995 habilitierte er sich mit der Arbeit „Origins of scale invariance in growth processes“ an der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf. Im selben Jahr erhielt er einen Ruf auf eine C3-Professur für Theoretische Physik an der Universität GH Essen, die er seit Anfang 1996 innehat.

Literatur:

[1] D'Arcy W. Thompson: On Growth and Form. Abridged edition, Cambridge University Press 1961
[2] F. C. Frank: Contemporary Physics 23, 3 (1982)
[3] J. S. Langer: Reviews of Modern Physics 52, 1 (1980)
[4] H. König, G. Hellwig: Optik 6, 111 (1950)
[5] J. Krug: Advances in Physics 46, 139 (1997)
[6] B. B. Mandelbrot: The Fractal Geometry of Nature. Freeman, San Francisco 1982
[7] C. G. Granqvist, C. M. Lampert (Hrsg.): Optical Materials Technology for Energy Efficiency and Solar Energy Conversion VIII. Proceedings of the Internationial Society for Optical Engineering (SPIE) 1148 (1989)
[8] J. Y. Tsao: Materials Fundamentals of Molecular Beam Epitaxy. Academic Press, San Diego 1993
[9] M.G. Lagally: Physikalische Blätter 47, 383 (1991)
[10] J. Villain: Journal de Physique I France 1, 19 (1991)
[11] J. Krug: Journal of Statistical Physics 87, 505 (1997)
[12] J. Kepler: Vom sechseckigen Schnee / Strena seu de Nive sexangula. Ostwalds Klassiker der exakten Wissenschaften 273. Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig K. G., Leipzig 1987
[13] M. Westoby: Advances in Ecological Research 14, 167 (1984)
[14] P. Pelcé, J. Sun: Journal of Theoretical Biology 160, 375 (1993)
[15] S. A. Kauffman: The Origins of Order: Self-Organization and Selection in Evolution (Oxford University Press 1993)