

Gibt es einen Klima-Attraktor?

Von C. Nicolis und G. Nicolis, Brüssel*)

Vieles, was wir über die Entwicklung des Klimas in den letzten eine Million Jahren wissen, stammt von Zeitreihen der Konzentration bestimmter Isotope aus der Analyse von Tiefsee-Bohrkernen. Eine der wichtigsten Aufgaben der Klimatologie besteht darin, aus diesem offensichtlich begrenzten Datenbestand die wesentlichen Parameter der Klimaentwicklung – betrachtet unter dem Aspekt einer Beschreibung als dynamisches System – zu identifizieren. Im folgenden wird gezeigt, wie sich mit den Methoden der Theorie nichtlinearer dynamischer Systeme bestimmte Schlüsseigenschaften des Klimas allein auf der Basis solcher Zeitreihen ableiten lassen.

Einleitung

Beim Modellieren eines dynamischen Prozesses spielen Meßdaten eine zweifache Rolle: Einmal dienen sie zur Parametrisierung der aufgestellten Gleichungen des Modells, zum andern setzen sie Bedingungen, die das Modell erfüllen muß. So sollte z. B. ein vernünftiges Modell der Eisbildung im Quartär die allgemeinen Züge des zeitlichen Verlaufs der Temperatur wiedergeben, wie sie aus Messungen am Eis und an Tiefsee-Bohrkernen abgeleitet wurden, insbesondere die charakteristischen Zeitskalen (Perioden) von 100 000, 41 000 und 22 000 Jahren (vgl. z. B. [1]). Aber auch wenn das erfüllt ist, wird eine aus einem Datensatz abgeleitete Information im wesentlichen immer „eindimensional“ bleiben. Von einer Zeitserie einer bestimmten Variablen ausgehend, wird man also ein Frequenzspektrum oder ein Histogramm aufstellen können, was natürlich interessant ist, aber nicht den geringsten Hinweis auf die übrigen Variablen gibt, die die Entwicklung beeinflussen. Zweck des vorliegenden Artikels ist es zu zeigen, daß die Zeitreihe einer einzigen Variablen weitaus mehr Information enthalten kann und daß diese sich unabhängig von einem bestimmten Modell dazu nutzen läßt, die von vielen Variablen abhängige Dynamik eines Systems „aufzudecken“ zu lassen.

Modellieren des Phasenraumes

Zunächst wollen wir die Grundzüge der Standardbeschreibung vorstellen, wie sie in der Theorie dynamischer Systeme üblich ist. Sei $X_0(t)$ eine aus den Meßdaten abgeleitete Zeitreihe und $\{X_k(t)\}$, $k = 0, 1, \dots, n-1$ der ganze Satz von Variablen, die die Dynamik beeinflussen. Es wird angenommen, daß die $\{X_k\}$ einen Satz nichtlinearer Differentialgleichungen erster Ordnung erfüllen, deren Form unbekannt ist, die aber alle Details der Entwicklung des Systems liefern, vorausgesetzt man kennt die Anfangswerte $X_k(0)$. Es ist lehrreich, sich diese Entwicklung in einem abstrakten vieldimensionalen Raum vorzustellen, der von diesen Variablen aufgespannt wird: dem Phasenraum. Ein momentaner Zustand des Systems wird darin offensichtlich durch einen Punkt P beschrieben, während zeitlich aufeinander folgende Zustände eine Kurve, die Phasenraum-Trajektorie, bilden (Bild 1). Je länger die Zeit läuft und je mehr die Folgen kurzzeitiger Einflüsse („Transienten“) „abklingen“, um so mehr sollte sich das System einem Permanentregime nähern, das nicht notwendigerweise zeitunabhängig sein muß. In der Phasenraum-Darstellung spiegelt sich das in der Konvergenz ganzer Familien von Trajektorien gegen einen Unterraum wider, in dem das System „gefangen“ bleibt (in Bild 1 mit C bezeichnet). Diesen invarianten Unterraum nennen wir Attraktor.

Der Vorteil der Phasenraum-Beschreibung eines Systems liegt vor allem darin, daß die Natur der Attraktoren eine Fülle von Informationen liefert, und zwar sowohl zum Zeitverhalten der Variablen als auch zur Art ihrer wechselseitigen Kopplung. So folgt beispielsweise aus der Exi-

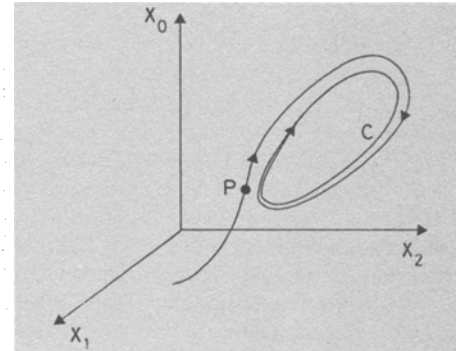


Bild 1: Typische Phasenraum-Trajektorie die vom Punkt P ausgeht und gegen einen periodischen Attraktor (Kurve C) konvergiert.

stenz eines Punkt-Attraktors (Punkt O in Bild 2a, 2b), daß das transientenfreie Verhalten des Systems zeitunabhängig ist. Nähert sich ein System seinem Attraktor wie in Bild 2a, so zeigt dies an, daß die Transienten monoton abklingen; dagegen weisen Spiralen wie in Bild 2b auf gedämpfte Oszillationen der Transienten hin. Bei einem Attraktor in Form einer geschlossenen Kurve (Kurve C in Bild 1) führt das System Oszillationen in der Zeit aus mit intern festgelegter Periode und Amplitude. Bewegungen mit mehreren Perioden inkommensurabler Frequenzen schließlich werden im Phasenraum durch attraktive hochdimensionale Toroidoberflächen dargestellt. In jedem dieser Fälle gibt die Form des Attraktors einen Hinweis auf die Mindestzahl von Variablen, die in die Beschreibung einbezogen werden sollten. So brauchen wir beispielsweise für die nulldimensionalen Attraktoren von Bild 2 ($d=0$) mindestens eine Variable ($n=1$), wie im Fall von Bild 2a), oder zwei Variablen ($n=2$), wie im Fall von Bild 2b. Für den eindimensionalen Attraktor von Bild 1 braucht man minde-

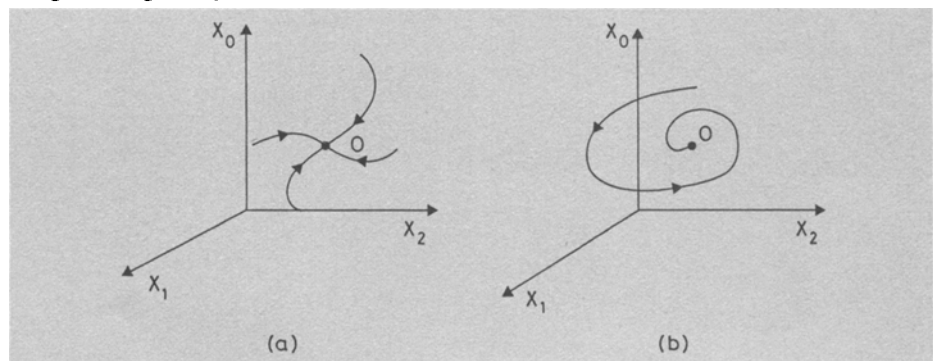


Bild 2: Zwei verschiedene Annäherungen an einen stationären Zustand, der durch einen Punkt (O) im Phasenraum repräsentiert wird (Punkt-Attraktor): monotone Annäherung (a), Annäherung via gedämpfter Oszillationen (b).

* C. Nicolis, Institut d'Aéronomie Spatiale de Belgique, 3 Avenue Circulaire, B-1180 Bruxelles, Belgium. G. Nicolis, Faculté des Sciences de l'Université Libre de Bruxelles, Campus Pleine, Boulevard du Triomphe, B-1050 Bruxelles, Belgium. (Übers. a. d. Englischen: E. Dreisigacker)

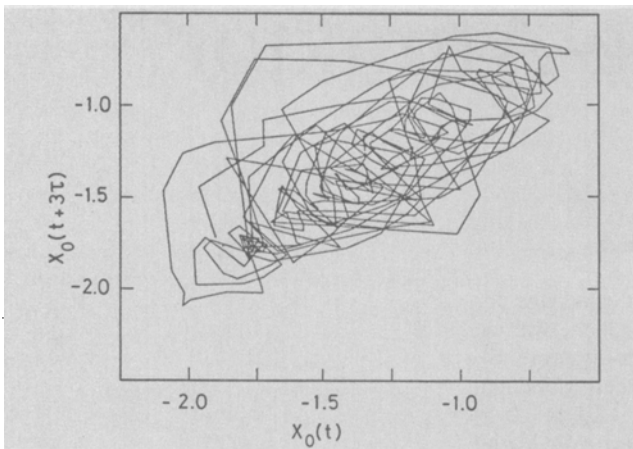


Bild 3: Klima-Attraktor, eingebettet in einen zweidimensionalen Phasenraum. Diesem Portrait liegen ungefähr 500 äquidistante Werte von X_0 zugrunde, die aus dem Sauerstoff-Isotopen-Profil des Tiefsee-Bohrkerns V28-238 [4] abgeleitet sind. Diese Messungen bilden eine Zeitserie, die sich über die letzten eine Million Jahre erstreckt. (Interpolation der Daten nach [7].) Als Zeitverschiebung (vgl. Gl. (1)) wurden 2000 Jahre gewählt.

stens zwei Variablen, und für das einfachste quasiperiodische System ist mindestens ein zweidimensionaler Torus nötig ($d=2$), der in einen dreidimensionalen Phasenraum eingebettet ist ($n=3$).

Bisher haben wir von Attraktoren als Punkten, Linien oder Oberflächen gesprochen – in einer mehr technisch-mathematischen Terminologie handelt es sich um glatte topologische Mannigfaltigkeiten ganzzahliger Dimensionalität. Seit wenigen Jahren wissen wir sicher, daß es auch geometrische Objekte gibt, die keine topologischen Mannigfaltigkeiten sind. Solche Konstrukte mit nichtganzzahliger Dimensionalität nennt man nach Mandelbrot *Fraktale* [2]. Die Theorie von dynamischen Systemen sowie Experimente aus der Flüssigkeitsdynamik und der chemischen Reaktionskinetik haben uns eine Fülle von Beispielen für fraktale Attraktoren geliefert (siehe z. B. [3]). Fraktale Attraktoren sind deshalb so bedeutend, weil sie in Modellen von irregulären, zeitabhängigen Phänomenen auftreten, die zwei Eigenschaften aufweisen, die auch beim Klimasystem anzutreffen sind: 1. empfindliche Abhängigkeit von den Anfangsbedingungen und 2. Auftreten großer Abweichungen von einer mittleren Bewegung, stochastischen Prozessen ähnlich, obwohl die zugrunde liegende Dynamik absolut deterministisch ist. Es sei noch einmal hervorgehoben, daß die Dimensionalität eines Attraktors, egal ob

glatt oder fraktal, eine Zahl sein muß, die kleiner ist als die Anzahl der Variablen, die die Entwicklung bestimmen.

Der Klima-Attraktor

Im folgenden führen wir einen Attraktor der Klimaentwicklung der letzten eine Million Jahre ein und bestimmen seine Dimensionalität. Sind die Eigenschaften dieses *Klima-Attraktors* einmal bekannt, so haben wir automatisch auch eine Information über die Mindestzahl der Variablen, die in die Beschreibung des Klimas einbezogen werden müssen.

Unser Ausgangspunkt ist die Sauerstoff-Isotopen-Meßreihe, aufgenommen am Tiefsee-Bohrkern V28–238 aus dem äquatorialen Pazifik [4, 5], die als eine der besten Klimaaufzeichnungen gilt, weil die Sedimentation in diesem Gebiet sehr gleichförmig ist [6].

$X_0(t)$ sei die dazugehörige Zeitserie [7]. Da die n Variablen $\{X_k(t)\}$ einen Satz Differentialgleichungen erster Ordnung erfüllen, reduziert sich das Problem durch wiederholtes Differenzieren nach der Zeit auf eine einzige (i. a. hochgradig nicht-lineare) Differentialgleichung n -ter Ordnung für eine einzige dieser Variablen. Anstelle von $X_k(t)$ ($k = 0, 1 \dots n-1$) können wir also auch $X_0(t)$, die Variable aus der Meßreihe, und ihre $n-1$ Ableitungen $X_0^{(k)}(t)$ ($k = 0, 1, \dots n-1$) als die n Variablen des Problems auffassen, die

den Phasenraum des Systems aufspannen [8]. X_0 und seine Ableitungen können aber aus der einzigen verfügbaren zu X_0 gehörenden Zeitserie abgeleitet werden. Im Prinzip steht also genügend Information zur Verfügung, um über den „eindimensionalen“ Raum der ursprünglichen Zeitserie hinausgehen und die Dynamik des Systems in einen vieldimensionalen Phasenraum entfalten zu können.

Wie als erster Takens vorgeschlagen hat [9], vereinfacht sich das Problem, wenn man statt mit $X_0(t)$ und $X^{(k)}(t)$ mit $X_0(t)$ und einem Datensatz arbeitet, der durch eine Verschiebung der X_0 -Werte um ein festes Zeitintervall τ entsteht. Daher betrachten wir im weiteren einen durch folgende Variablen aufgespannten Phasenraum:

$$X_0(t), X_0(t + \tau), \dots, X_0(t + (n-1)\tau). \quad (1)$$

τ sei so gewählt, daß angenommen werden darf, daß die Variablen linear unabhängig voneinander sind – mehr ist nicht nötig, um einen Phasenraum richtig zu definieren. (Ein einfaches Beispiel dafür, wie aus einer Funktion durch eine einfache Verschiebung der Variablen zwei linear unabhängige Funktionen entstehen, sind die Polynome $X_0(t) = t^2$ und $X_0(t + \tau) = t^2 + 2t\tau + \tau^2$.)

Bevor wir beschreiben, auf welche Weise wir die Existenz eines Klima-Attraktors einführen wollen und wie wir zu quantitativen Aussagen über einige seiner Eigenschaften (z. B. seine Dimensionalität) kommen, zeigen wir in Bild 3 eine charakteristische Darstellung der Trajektorien, eingebettet in einen zweidimensionalen Phasenraum, wie sie sich aus den Klimadaten (vgl. [1]) ergibt. Das Bild erhellt die Komplexität der zugrunde liegenden Bewegung überaus deutlich.

Zwar lassen sich aus diesem Bild keine definitiven Schlüsse ziehen, aber dennoch ist es lehrreich, der dynamischen Entwicklung, die es illustriert, weißes Rauschen oder Markovsches Rauschen gegenüberzustellen. Bild 4 links ist ein zweidimensionales Phasenraumportrait von Gaußschem weißem Rauschen, wobei die

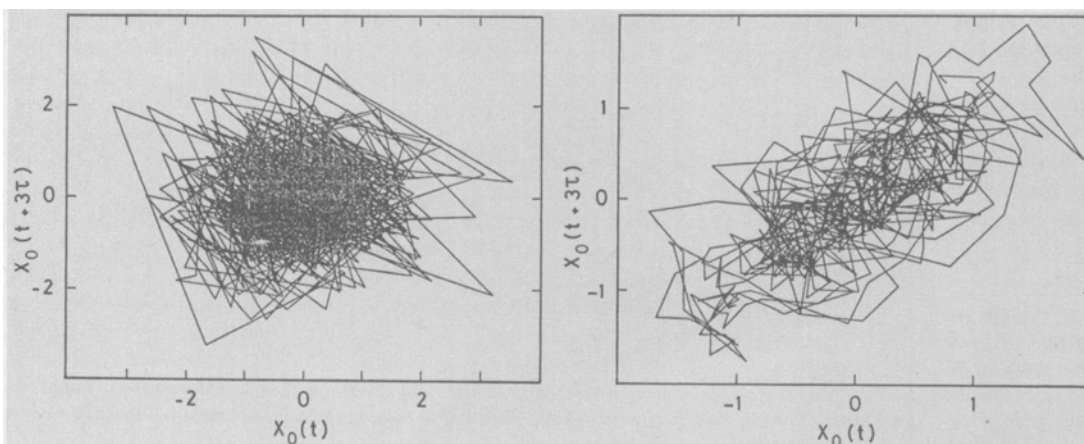


Bild 4: Zweidimensionales Phasenraum-Portrait, generiert durch Gaußsches weißes Rauschen mit Varianz $q^2 = 1$ (links) bzw. durch einen Ornstein-Uhlenbeck-Prozess (siehe Gl. (2)) der Varianz $q^2 = 1$ (rechts).

selbe Zahl von Datenpunkten wie in Bild 3 zugrunde liegt. Wie man sieht, erfüllen hier die Trajekturen einen Abschnitt des Phasenraums ganz, und außerdem liegt das Portrait symmetrisch zum Ursprung. Darin drückt sich die Tatsache aus, daß es beim weißen Rauschen keinerlei Korrelationen gibt.

Bild 4 rechts zeigt ein zweidimensionales Phasenraumportrait, generiert durch einen Ornstein-Uhlenbeck-Prozeß, der eines der einfachsten Beispiele für einen kontinuierlichen Markov-Prozeß ist und folgenden Gleichungen gehorcht:

$$\frac{dX_0}{dt} = -\zeta X_0 + F(t), \quad (2a)$$

wobei $F(t)$ eine stochastische Kraft ist mit den Eigenschaften:

$$\langle F(t) \rangle = 0; \quad \langle F(t)F(t') \rangle = q^2 \delta(t-t'). \quad (2b)$$

Es ist wohlbekannt [10], daß die Variable X_0 ein lorentz-förmiges Spektrum und daher eine exponentiell abfallende Autokorrelationsfunktion mit der charakteristischen Zerfallszeit ζ^{-1} besitzt. Das Phasenraumportrait in Bild 4 rechts liegt genau zwischen dem von Bild 3 bzw. von Bild 4 links. Trotz seines relativ kohärenten Charakters (der seinerseits auf die Existenz von Korrelationen während eines endlichen Zeitintervalls zurückzuführen ist) bleibt Bild 4 rechts dennoch unregelmäßiger als Bild 3. Insbesondere erfüllen die Trajekturen mehr oder weniger regelmäßig einen ganzen Abschnitt des Phasenraums, ganz ähnlich wie beim weißen Rauschen.

Unsere nächste Aufgabe ist es, diese Unterschiede schärfer und quantitativ zu fassen. Dazu beschreiben wir jetzt kurz ein Verfahren zur Identifizierung einiger hervorstechender Züge des Phasenraumportraits eines dynamischen Systems, wie es kürzlich Grassberger und Procaccia vorgeschlagen haben [11].

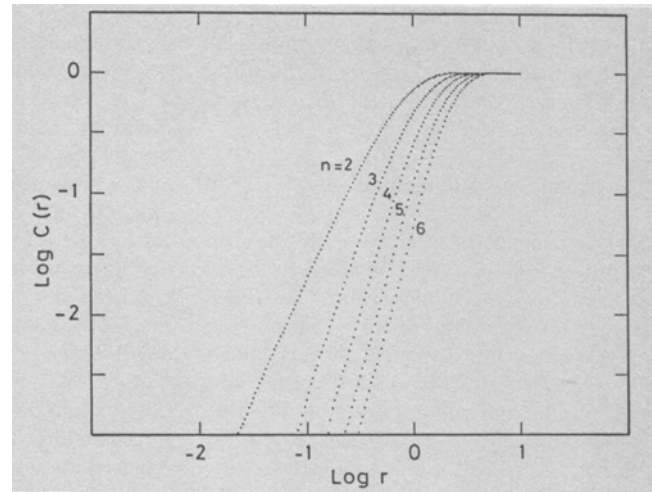
Das analytische Verfahren

Betrachten wir einen Satz von N Punkten, abgeleitet von den Meßwerten und eingebettet in einen n -dimensionalen Phasenraum:

$$\begin{matrix} X_0(t_1), \dots, X_0(t_N) \\ X_0(t_1 + \tau), \dots, X_0(t_N + \tau) \\ \dots \\ X_0(t_1 + (n-1)\tau), \dots, X_0(t_N + (n-1)\tau). \end{matrix} \quad (3)$$

Der Bequemlichkeit halber gehen wir zur Vektornotation über: \vec{X}_i steht dann für einen Punkt des Phasenraums mit den Koordinaten $\{X_0(t_i), \dots, X_0(t_i + (n-1)\tau)\}$. Nun wählen wir unter diesen Punkten einen „Bezugspunkt“ \vec{X}_i aus und berechnen die Abstände $|\vec{X}_i - \vec{X}_j|$ zu den $N-1$ übrigen Punkten. Auf diese Weise wird es möglich, alle Datenpunkte zu zählen, die

Bild 5: Abhängigkeit der Korrelationsfunktion C vom Abstand r . Man beachte, daß ausgedehnte Bereiche vorkommen, in denen ein linearer Zusammenhang besteht, aus dem sich die Dimensionalität des Attraktors ableiten läßt. (Parameterwerte wie in Bild 3, außer τ ; τ hier 8000 y.)



innerhalb einer vorgegebenen Entfernung r vom Punkt \vec{X}_i liegen. Wiederholt man dieses Verfahren für alle Werte von i , so erhält man die Beziehung

$$C(r) = \frac{1}{N^2} \sum_{\substack{i,j=1 \\ i \neq j}}^N \theta(r - |\vec{X}_i - X_j|), \quad (4)$$

worin θ die Heaviside-Funktion ($\theta(x) = 0$ für $x < 0$ und $\theta(x) = 1$ für $x > 0$) bezeichnet. Sofern die Größe C nicht den Wert Null hat, ist sie ein Maß dafür, wie die Anwesenheit eines Datenpunktes \vec{X}_i die Position der anderen Punkte beeinflusst. $C(r)$ kann daher als die (integrale) Korrelationsfunktion des Attraktors bezeichnet werden.

Jetzt geben wir uns eine kleine Größe ϵ vor und benutzen sie als Maschenweite eines Gitters, mit dem der Attraktor approximiert wird. Wenn dieser eine gewöhnliche Kurve ist, so ist klar, daß die Zahl der Datenpunkte, die innerhalb eines Abstandes r von einem vorgegebenen Punkt liegen, proportional zu r/ϵ ist. Handelt es sich bei dem Attraktor um eine Oberfläche, so lautet die Proportionalität $(r/\epsilon)^2$, handelt es sich allgemein um eine d -dimensionale Mannigfaltigkeit, so gilt

$(r/\epsilon)^d$. Für relativ kleine r sollte also gelten

$$C(r) = r^d \quad (5)$$

Mit anderen Worten: Die Dimensionalität d des Attraktors ist durch die Steigung von $\log C(r)$, aufgetragen gegen $\log r$ in einem bestimmten Wertebereich von r gegeben durch:

$$\log C(r) = d |\log r|. \quad (6)$$

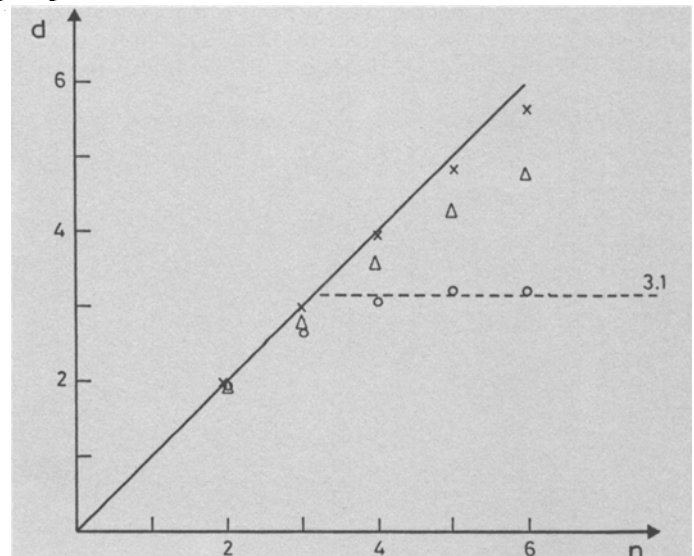
Diese Beziehung gilt auch für fraktale Attraktoren.

Daraus ergibt sich folgende Vorschrift: (i) Aus einer Zeitserie wird gemäß Gl. 4 die Korrelationsfunktion $C(r)$ abgeleitet, indem man eine immer höhere Dimensionalität n des Phasenraums zugrundelegt.

(ii) Nach Gleichung 6 wird die Steigung d in der Nähe des Ursprungs bestimmt und beobachtet, wie sich ihr Wert mit wachsendem n verändert.

(iii) Erreicht d jenseits eines bestimmten, relativ kleinen Wertes von n eine Sättigung, so sollte das durch die Zeitreihe repräsentierte System einen Attraktor besitzen, wobei der Sättigungswert von d als dessen Dimensionalität angesehen werden

Bild 6: Dimensionalität d als Funktion der Zahl der Phasenraum-Variablen n für den Klima-Attraktor (Kreise), für weißes Rauschen (Kreuze) und für einen Ornstein-Uhlenbeck-Prozeß (Dreiecke). Alle Parameter wie in Bild 4. Man beachte die Sättigung beim Plateauwert $d = 3,1$ im ersten Fall und die Proportionalität $d \sim n$ in den beiden anderen Fällen.



kann. Der Wert von n , bei dem d erstmals seinen Sättigungswert annimmt, gibt die Minimalzahl von Variablen, die nötig sind, um das von dem Attraktor repräsentierte System zu modellieren.

Anwendung auf Klimadaten

Das soeben beschriebene Verfahren wurde auf die Isotopen-Daten aus dem Bohrkern V28–238 angewandt. In Bild 5 ist $\log C(r)$ gegen $\log r$ für $n = 2$ bis $n = 6$ aufgetragen. Wir sehen, daß tatsächlich ein ausgedehnter Bereich existiert, in dem in Übereinstimmung mit Gl. 6 ein linearer Zusammenhang besteht. Wie man Bild 6 entnimmt, erreicht d einen Sättigungswert von ungefähr 3,1 bei $n = 4$ (Kreise). Zusätzlich ist in dieses Diagramm eingezeichnet, wie sich d in Abhängigkeit von n ändern müßte, falls es sich bei der analysierten Zeitreihe um Gaußsches weißes Rauschen (Kreuze) oder um einen Ornstein-Uhlenbeck-Prozess (Dreiecke) handeln würde. In beiden Fällen ist keine Tendenz zur Sättigung erkennbar. Im Fall des weißen Rauschens gilt $d = n$, was bedeutet, daß der ganze Raum ausgefüllt ist, welche Dimensionalität auch immer er haben möge. Im Fall des Ornstein-Uhlenbeck-Prozesses wächst d weniger schnell, aber dennoch unterscheidet sich sein Verhalten markant von dem der Klimadaten. Angesichts dieser verblüffenden Beobachtungen halten wir die Hinweise auf die Existenz eines deterministischen Attraktors, der die Klimaentwicklung in den letzten eine Million Jahren repräsentiert, für schlüssig.

Es sei hinzugefügt, daß die obigen Ergebnisse unabhängig von der Wahl der Zeitverschiebung τ sind, vorausgesetzt diese liegt in der Größenordnung der Zeitskalen der langzeitlichen Klimaentwicklung und die lineare Unabhängigkeit der Variablen ist sichergestellt. Die lineare Unabhängigkeit ist nicht gegeben, wenn τ z. B. versehentlich so gewählt wird, daß es ein Vielfaches einer im Datensatz vorkommenden Periode ist. In

diesem Fall können künstliche, resonanzähnliche Phänomene auftreten und das Gesamtbild verfälschen.

Die Existenz eines Klima-Attraktors niedriger Dimensionalität zeigt, daß es möglich ist, die Hauptzüge der langfristigen Klimaentwicklung als Manifestation einer deterministischen Dynamik aufzufassen, die durch eine begrenzte Zahl von Schlüsselvariablen geprägt ist. Die Tatsache, daß der Attraktor eine fraktale Dimensionalität besitzt, weist einen natürlichen Weg zum Verständnis der inneren Variabilität des Klimasystems [12]. Darüber hinaus ist es nach diesen Ergebnissen naheliegend anzunehmen, daß trotz der ausgeprägten Peaks in den Frequenzspektren der auf den Bahnmlauf der Erde zurückzuführenden Einflüsse (*orbital forcing*) der konkrete Klimaverlauf hochgradig nichtperiodisch ist (siehe auch [13]). Daher ist auch eine neue Interpretation der Varianzspektren der Eisvolumen-Meßreihen erforderlich.

Angesichts der Unvorhersagbarkeit, die der durch einen fraktalen Attraktor beschriebenen chaotischen Dynamik eigen ist, bietet sich eine probabilistische Beschreibung als natürliches Hilfsmittel an, um das Verhalten des Systems zu charakterisieren. Am Ende dieses Kapitels soll daher ein Abriss über die Struktur der Wahrscheinlichkeitsverteilung stehen, die den Klima-Attraktor beschreibt.

Man geht folgendermaßen vor: Zunächst wird eine Bedeckung des Attraktors mit kleinen Hyperwürfeln der Kantenlänge ε eingeführt; dann zählen wir, wieviele Datenpunkte – unverschobene und verschobene (vgl. Gl. (1)) – in die einzelnen Hyperwürfel fallen, und dividieren schließlich durch die Gesamtzahl der Punkte. Wir erhalten so eine nicht negative Größe $P_\varepsilon(r)$, die auf 1 normiert ist und die als Wahrscheinlichkeit dafür angesehen werden kann, das System in dem Teil des Zustandsraumes anzutreffen, der im Hyperwürfel $i = (i_0, i_1, \dots, i_{n-1})$ liegt.

Bild 7 links gibt eine eindimensionale

Darstellung der Wahrscheinlichkeits-Hyperfläche längs der ursprünglichen Zeitreihe. Man erkennt, daß man bei diesem Schnitt unterschiedliche Teile des Attraktors mit merklicher Wahrscheinlichkeit trifft. Trotz der relativen Gleichförmigkeit lassen sich deutlich ausgeprägte Peaks unterscheiden, die den bevorzugten Zuständen des Systems entsprechen. Betrachtet man nur die letzten 400 000 Jahre der Zeitreihe, so treten interessanterweise im wesentlichen zwei dominierende Peaks auf (Bild 7 rechts), die warmen Klimaten (niedriges X_0) bzw. kalten Klimaten (hohes X_0) entsprechen. Es ist klar, daß das System aufgrund seiner chaotischen Dynamik ständig zwischen diesen beiden dominierenden Zuständen hin und her schwankt – augenscheinlich unvorhersagbar. So gesehen lassen sich bestimmte Züge der Klimaentwicklung der letzten 400 000 Jahre durch ein dynamisches System reproduzieren, das eine einfache Variable enthält, zwei stabile stationäre Zustände und einen instabilen Zwischenzustand besitzt und überdies einer stochastischen Kraft $F(t)$ unterworfen ist, für die gilt:

$$\frac{dX_0}{dt} = f(X_0) + F(t), \quad (7)$$

wobei die Gleichung $f(X_0) = 0$ drei reelle Wurzeln hat. Dies schafft ein Bindeglied zu früheren Analysen [17, 18], in denen die Variabilität des Klimas Übergängen zwischen gleichzeitig stabilen Zuständen zugeschrieben wurden, die durch innere Fluktuationen induziert werden.

Zusammenfassung

Wir haben einige Eigenschaften des Klimas identifiziert, indem wir ausschließlich die Zeitreihe der Meßdaten herangezogen haben. Unsere Ergebnisse machen keine Aussage über die Gültigkeit irgendeines bestimmten Modells der Klimaentwicklung. Stattdessen liefern sie eine Anzahl von Randbedingungen, die ein Modell erfüllen muß. Insbesondere läßt sich

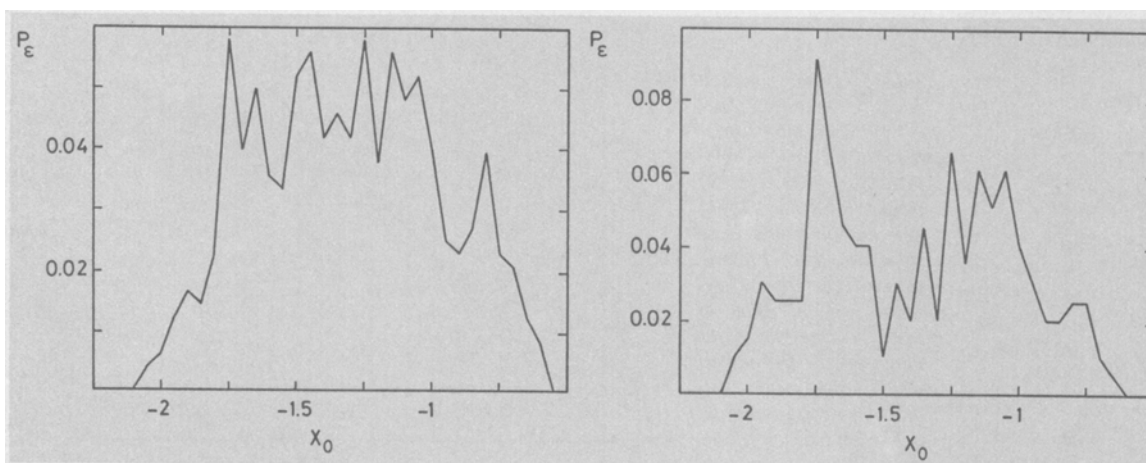


Bild 7: Eindimensionaler Wahrscheinlichkeitschnitt längs der Zeitserie der Klimadaten. Links: Entwicklung während der letzten eine Million Jahre; rechts: Entwicklung während der letzten 400 000 Jahre.

aus ihnen ableiten, daß Modelle mit vier Variablen, die zu chaotischer Dynamik führen, geeignet sind, die herausragenden Charakterzüge des Systems zu beschreiben.

Unser Ansatz könnte auch in vielen anderen Problemen Anwendung finden, die mit natürlichen komplexen Systemen zu tun haben und wo Meßdaten in Form von Zeitreihen vorliegen. Im Kontext der Atmosphärenphysik und Klimatologie wäre ein wichtiges Problem der blocking-Übergang. Andere vielversprechende Anwendungsfelder sind biologische Systeme, wie das Herz und das Gehirn (Kardiogramme, Enzephalogramme [16, 17]), oder die Ökonomie. Wir haben die Hoffnung, daß sich fraktale Dimensionalität auf lange Sicht als nützlich Konzept zur Behandlung solcher Systeme erweisen wird, insbesondere zur Charakterisierung ihrer Besonderheiten und als Maß für ihre Komplexität.

Literatur

- [1] A. L. Berger (Hrsg.): Climatic Variations and Variability: Facts and Theories. Reidel, Dordrecht, 1981.
- [2] B. Mandelbrot: Fractals: Form, Chance and Dimension. Freeman, San Francisco, 1977.
- [3] R. Helleman (Hrsg.): Nonlinear Dynamics. Ann. N. Y. Acad. Sci., **347**, 1981.
- [4] N. J. Shackleton, N. D. Opdyke, Quat. Res. **3**, 39–55, 1973.
- [5] N. J. Shackleton et al., Nature **307**, 620–623, 1984.
- [6] J. Imbrie et al. in A. L. Berger et al. (Hrsg.): Milankovitch and Climate. Reidel, Dordrecht, 1984.
- [7] A. L. Berger, P. Pestiaux, Technical Report Nr. 28, Institute of Astronomy and Geophysics, Catholic University of Louvain, Louvain-la-Neuve, 1982.
- [8] N. H. Packard et al., Phys. Rev. Lett., **45**, 712–716, 1980.
- [9] F. Takens in D. A. Rand, L. S. Young (Hrsg.): Lecture Notes in Mathematics, **898**. Springer, Berlin 1981.
- [10] W. Horsthemke, R. Lefever: Noise induced Transitions. Springer, Berlin, 1983.
- [11] P. Grassberger, I. Procaccia, Physica **9D**, 189–208, 1983; Phys. Rev. Lett., **50**, 346–349, 1983.
- [12] E. N. Lorenz, Tellus, **36A**, 98–110, 1984.
- [13] H. Le Treut, M. J. Ghil, Geophys. Res. **88**, 5167–5190, 1983.
- [14] C. Nicolis, G. Nicolis, Tellus, **33**, 225–234, 1981.
- [15] C. Nicolis, Tellus, **34**, 1–9, 1982.
- [16] A. Babloyantz, C. Nicolis (wird veröffentlicht).
- [17] A. Babloyantz, G. Nicolis, J. S. Nicolis (in Vorbereitung).

Satellit an der Leine

Weithin unbeachtet wird in Amerika und in Italien derzeit ein Projekt mit dem US-Raumtransporter (Space Shuttle) vorbereitet. Unter der Bezeichnung TSS (Tethered Satellite System, frei übersetzt: Satellit „an der Leine“) verbirgt sich ein bisher einzigartiges Vorhaben: Aus dem Shuttle-Nutzlastraum soll nach Erreichen der Umlaufbahn ein kugelförmiger, ca. 1,5 m großer und etwa 500 kg schwerer Satellit freigegeben werden, der über einen kilometerlangen dünnen Draht von maximal 2,5 mm Durchmesser mit dem Raumtransporter verbunden bleibt. Diese Nutzlast am Draht kann entweder erdab- oder erdzuwendet ausgerichtet sein.

Befindet sich die Nutzlast beispielsweise zwischen Erde und Shuttle, so besteht bei genügend langem Draht die Möglichkeit, über mehrere Tage hinweg jene Höhenbereiche der äußeren Atmosphäre zu erforschen, die für Satellitenexperimente zu nieder, für Ballon- und Forschungsflugzeugexperimente jedoch zu hoch sind. Da auch Höhenforschungsraketen in einen interessierenden Bereich nur punktweise vorstoßen können und nur Meßdauern von wenigen Minuten ermöglichen, bietet der Satellit „an der Leine“ hervorragende Chancen für Langzeitbeobachtungen in der unteren Thermosphäre (> 100 km).

Daneben gäbe es weitere Anwendungen des drahtgekoppelten Massensystems, die für die Zukunft interessante und vielversprechende Aspekte eröffnen. Allem voran die „elektrodynamische Nutzung“: Bewegt sich das Massensystem mit dem dünnen, leitfähigen Draht auf Bahnen mit geringer Inklination um die Erde, so werden die Magnetfeldlinien geschnitten und

somit im Draht ein elektrischer Strom induziert, der gegenüber der Energieerzeugung mit Solargeneratoren weitaus einfacher und billiger zu bekommen ist. Ganz kostenlos freilich ist auch diese Energie nicht: Der Preis ist eine geringe Abnahme der Bahnhöhe des Systems. Typische Werte hierzu: Wird beispielsweise 2 km täglicher Höhenverlust toleriert, ist mit ungefähr 8 kW zu rechnen.

Natürlich ist auch der umgekehrte Prozeß möglich: Wird über einen Solargenerator erzeugte elektrische Energie durch den langen, der Erde zugewandten Bindedraht geleitet, so kann das gesamte System in seiner Bahn ohne jeglichen Treibstoffverbrauch angehoben werden.

Auch (geringe) künstliche Schwere läßt sich mit den gekoppelten Massen erzeugen. Nur am Massenschwerpunkt halten sich Zentrifugalkraft und Erdanziehungskraft die Waage. Die obere Masse bewegt sich für ihre Bahnhöhe etwas zu schnell, was zu einer erhöhten Zentrifugalbeschleunigung führt, die im System als Zugkraft im Draht fühlbar wird. (Das Umgekehrte gilt für die untere Masse.) Die beiden Endmassen „empfinden“ diese Zugkraft als künstliche Gravitation, die mit zunehmender Drahtlänge wächst. Mit dieser Methode scheinen Schweren bis 0,05 g erzeugbar. Sie ließen sich beispielsweise für die Lagerung giftiger Raketentreibstoffe in einem in einiger Entfernung von der Raumstation plazierten Depot nutzen. Die geringen Gravitationskräfte würden ausreichen, um den Treibstoff im Bedarfsfall (Nachtanken) in Richtung Weltraumstation zu pumpen.

Als letzte der vielfältigen Möglichkeiten sei hier der „Massenschleuder-Effekt“ erwähnt. Wird ein gekoppeltes System mit zwei Massen plötzlich getrennt, fliegt

die obere Masse entlang einer Hohmann-Transferbahn in Richtung eines höheren Apogäums, die untere in Richtung eines niedrigeren Perigäums. Übertragen auf das Modell Shuttle/Nutzlast heißt dies, daß bei Kappen des Verbindungsdrahtes die Nutzlast ohne Zusatzantrieb auf eine höhere Bahn transportiert wird, während der ohnehin zur Erde zurückkehrende Shuttle eine „kostenlose“ Bahnabsenkung erfährt: Bremsraketen müssen hierzu nicht gezündet werden.

„Vater“ dieser Ideen ist der Italiener Giuseppe Colombo, der sie schon vor einem Jahrzehnt beschrieben hat. So ist es nicht verwunderlich, daß der Satellit „an der Leine“ gemeinsam von Italienern und Amerikanern 1987 mit Hilfe des Space Shuttle verwirklicht werden soll.

Die NASA wird für das Satelliten-Aussetz- und Bergungssystem (Draht, Spulensystem, Steuerung) zuständig sein, während das italienische Unternehmen Aeritalia den aerodynamisch stabilisierten Satelliten inklusive seiner Steuerungsdüsen bauen wird. Bei dem ersten Demonstrationsversuch 1987 soll der Satellit in erdabgewandter Richtung abgespult werden. Die Drahtlänge soll bei diesem Experiment noch unter 20 km liegen.

Der Versuch soll eine erste Antwort auf so manche noch offene Frage geben. Eine kleine Auswahl davon: die zwar schwachen, aber doch merklichen Zugkräfte im Verbindungsdraht Shuttle-Satellit, der Einfluß des Eigengewichts des Drahts, die von der Höhe abhängige Aufheizung des Drahts durch die Sonnenbestrahlung (und durch aerodynamische Erwärmung), die Dynamik des Aus- und Einfahrprozesses und die Satelliten-Stabilisierung im „Schleppflug“.

H. W. Köhler, Augsburg