promet 1/2'80

meteorologische fortbildung

Klimamodelle

1

K. FRAEDRICH, Berlin

Einfache Klima-Modelle

Zu den wesentlichen Gliedern, die das Klima der Erde mitbestimmen, gehören neben dem Festland das Land- bzw. Meereis, der Ozean und die Atmosphäre. Letztere repräsentieren die unterschiedlichen Aggregatzustände des Wassers; seine mittlere Verweildauer in diesen Reservoiren charakterisiert die verschiedenen "Zeit-Maßstäbe", die an der inneren Dynamik des Klimas beteiligt sind. Klima-Modelle sollen dieses sogenannte "Klima-System" im zeitlichen Ablauf ("Vorhersage erster Art") und mit seiner Empfindlichkeit bei äußeren Eingriffen, d.h. bei Änderung von Randbedingungen ("Vorhersage zweiter Art") beschreiben. Einfache Klima-Modelle beschränken sich dabei auf wenige Prozesse und auch nur auf eine geringe räumliche Auflösung. Entsprechend der zu untersuchenden Zeit-Skala werden nur die relevanten Glieder des Klimas ausgewählt und durch "interne Variable" mit Hilfe dynamischer Gleichungen simuliert. Die wechselseitigen Beeinflussungen dieser Glieder unterschiedlichen Zeit-Maßstabes werden als "Rückkopplungsprozesse" parameterisiert. In den äußeren Randbedingungen (langsamen Variablen oder "externen Parametern") sind die Vorgänge berücksichtigt worden, deren Dynamik nicht erfaßt (d.h. simuliert oder parameterisiert) werden konnte.

Die einfachsten der einfachen Klima-Modelle sind geometrisch null-dimensional (global gemittelt) und beinahe trivial. Allerdings lassen sich an ihnen bereits wesentliche Probleme, vor allem methodischer Art diskutieren, und diese meist klarer als an den komplizierten Simulations-Modellen. Am Beispiel der Klimavariationen von $10^3 - 10^5$ Jahren und dem dazugehörenden Land- bzw. Meereis (samt deren Rückkopplungen) werden verschiedene einfache Modelle nebeneinander gestellt, um einen Einblick in die Entwicklung dieser Arbeitsrichtung zu ermöglichen.

Diese Entwicklung nahm ihren Anfang mit Modellen von BUDYKO (1969) und SELLERS (1969), worin die einzelnen Glieder des Klimas (Eis-, Wasser- Lufthülle) als im Gleichgewicht befindlich behandelt worden sind. Die dabei auftretenden Fragen nach der Stabilität und den inneren Strukturen, wie z.B. Anzahl und Art der Lösungen, wurden erst einige Jahre später aufgegriffen und beantwortet. Danach (d.h. derzeit) schließt sich eine physikalische Weiterentwicklung dieser Modelle an, die von der Gleichgewicht-Voraussetzung abgeht und etwas realistischer vor allem das Land- bzw. Meereis samt seinen Rückkopplungen formuliert, verbunden mit Untersuchungen über die Lösungsstrukturen.

Folgende qualitative Aussagen über die Rückkopplungen von Land- bzw. Meereis im Klima-System sind möglich und können von einfachen Modellen simuliert werden:

1) Das Land-Eis steht in Wechselwirkung mit den Teil-Systemen Festland, Ozean plus Atmosphäre über die sogenannte "Eis-Albedo-Rückkopplung", die qualitativ wie folgt beschrieben werden kann: Bei abnehmender Temperatur führen verstärkte Schneefälle zur Eisausbreitung, so daß die planetarische Albedo α_p erhöht und die einkommende Strahlung $R\downarrow = I_0 (1 - \alpha_p)$ verringert wird, was einen weiteren Temperatur-Rückgang und Eis-Vorstoß zur Folge hat, etc. Das gleiche gilt auch umgekehrt. In diesem Sinn ist eine derartige Rückkopplung "positiv", da eine anfängliche Störung sich selbst verstärkt.
2) Das Meer-Eis steht in Wechselwirkung mit diesem Klima-System über eine ganz andere Rückkopplung: Eine Ausdehnung des Meer-Eises vermindert (wegen der verringerten Meeres-Oberfläche) die Wärmeabgabe des Ozeans an die Atmosphäre, so daß sich die Meerestemperatur erhöhen kann. Dadurch aber wird der Schmelzprozeß des Meer-Eises verstärkt und somit seine Ausdehnung verringert. Das erhöht die Wärmeabgabe des Ozeans an die Atmosphäre und vermindert seine Temperatur, so daß wieder eine Meer-Eisbildung einsetzen kann, etc.

Energiebilanz

Alle einfachen Klima-Modelle haben als Grundlage eine globale Energiebilanz des Klima-Systems gemeinsam, weshalb sie oft als "Energiebilanz-Modelle" bezeichnet werden. Sie gibt den äußeren Rahmen für die Dynamik einiger (noch zu spezifizierender) Einzelglieder ab:

$$c \frac{dT}{dt} = R\downarrow - R\uparrow \qquad [1]$$

mit der einkommenden Solar-Strahlung $R\downarrow$ und der terrestrischen Emission $R\uparrow$. Die Temperatur $T(t)$ als eine interne Variable soll die global gemittelte Erdoberflächen-Temperatur repräsentieren; die dazugehörige Wärmekapazität c ist hierbei ein Maß der thermischen Trägheit von Festland, Ozean plus Atmosphäre, so daß cT als die Gesamtenergie nur dieser Teil-Glieder interpretiert werden kann.

Im folgenden wird als wesentliches und zusätzliches Einzelglied nur das Eis (Kryosphäre) zu einer Wechselwirkung mit dieser Energiebilanz gebracht und in zwei verschiedenen Modell-Typen diskutiert, die sich in ihrer Lösungsstruktur unterscheiden: Im ersten Modell, dem Budyko-Sellers-Typ, befindet sich das Eis im Gleichgewicht mit den übrigen Gliedern des Klimas, und es enthält als Lösungen nur "Fixpunkte". Im zweiten Modell-Typ, einem Oszillator, ist das nicht mehr der Fall; unter seinen Lösungen befinden sich Oszillationen bzw. "Grenzzyklen". Höhere Lösungsstrukturen noch komplexerer Modelle, wie quasiperiodisches und entartetes Verhalten, werden hier nicht mehr behandelt.

Der Budyko-Sellers-Typ

Die oben beschriebene Eis-Albedo-Rückkopplung (1) ist zuerst in einem eindimensionalen (vertikal integrierten und zonal gemittelten) Energiebilanz-Modell des Klimas von BUDYKO (1969) und SELLERS (1969) diskutiert worden. Ohne prinzipielle Änderung seiner Lösungsstruktur soll es hier für den Fall eines global integrierten Klimas dargestellt werden, um die prinzipiellen Aspekte zu zeigen.

Die Strahlungsprozesse werden wie folgt parameterisiert: Die einkommende Strahlung $R\downarrow = \mu I_0 (1 - \alpha_p)/4$ hängt von der Solarkonstanten $I_0 = 1360$ Watt m^{-2}, ihrer relativen Änderung μ und der planetarischen Albedo α_p ab. Die terrestrische Emission kann von dem Stefan-Boltzmann-Gesetz beschrieben werden, $R\uparrow = \epsilon\sigma T^4$, mit einer für das System charakteristischen Emissivität ϵ.

Die Eis- bzw. Schnee-Albedo-Rückkopplung wird als eine lineare Regressionsbeziehung zwischen Temperatur T und planetarischer Albedo α_p eingeführt, die aus Daten gewonnen ist und eine obere Grenze besitzt:

$$\alpha_p = a - bT \quad \text{mit} \quad \alpha_p \leqslant 0{,}75 \qquad [2]$$

Sie behandelt, sozusagen als Schließungsbedingung, das am Klima beteiligte Eis im Gleichgewicht mit der Mitteltemperatur T, die als einzige Zustandsvariable das System von Erde, Ozean und Atmosphäre beschreibt, dessen thermische Trägheit c nun den gesamten Zeit-Maßstab charakterisiert. Das heißt, ändert sich T, so reagiert das Eis sofort darauf und modifiziert die Albedo α_p über [2]. Damit und mit den Strahlungsparameterisierungen R↓ und R↑ liefert die Energiebilanz [1] eine einfache nichtlineare Differentialgleichung. Sie simuliert die Dynamik dieses globalen Klima-Systems $dT/dt = f(x, T)$ als Trajektorien T(t) im Phasenraum, der von der Zustandsvariablen T und den externen Parametern $x = (\mu, a, b, \epsilon)$ aufgespannt wird.

Vorhersage erster Art: Bei fest vorgegebenen Randbedingungen bzw. externen Parametern bestimmen die Anfangswerte T (t = 0) den Ablauf des Modells, der hier (Abb. 2.1) durch die temperaturabhängigen Strahlungsflüsse R↓, R↑ porträtiert wird. Die Differenz R↓ – R↑ ist proportional der Temperaturtendenz dT/dt [1] und gibt die Richtung des Temperaturverlaufes in der Zeit an. Für jeden Anfangszustand lassen sich daraus Wege und Ziele der Temperatur T(t) bzw. der Strahlungsflüsse angeben (Pfeilrichtungen in Abb. 2.1), in diesem Fall, ohne eine zeitliche Integration tatsächlich durchzuführen.

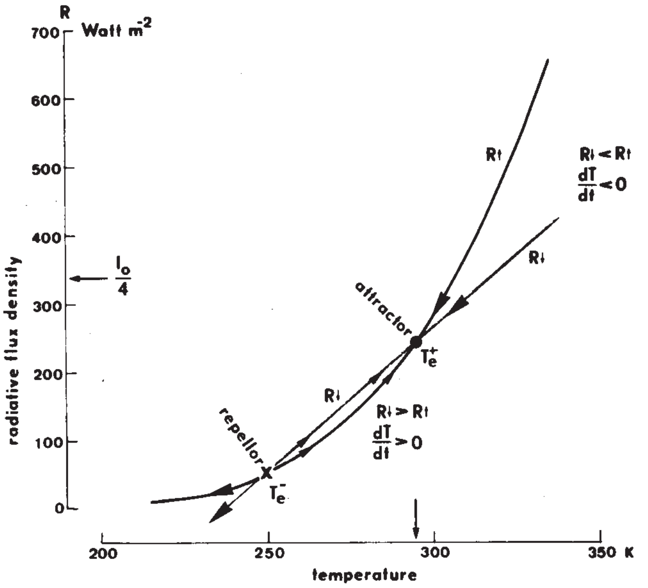

Abb. 1.1: Portrait der Temperaturtendenz als Bilanz aus einkommender R↓ und ausgehender R↑ Strahlung in Abhängigkeit von Anfangswerten der Temperatur bei vorgegebenen externen Parametern.

Von besonderem Interesse sind "Gleichgewichtszustände" T_e (Equilibria). Sie sind durch eine verschwindende Temperaturtendenz definiert ($dT/dt = 0$; d.h. $f(T_e) = 0$ bzw. R↓ – R↑ = 0), und es gibt zwei davon: $T_e^+ = 288{,}6$ K und $T_e^- = 255$ K (Abb. 2.1). Eine dritte Gleichgewichtslösung $T_e = 215$ K erscheint erst nach Einführung des oberen Albedo-Grenzwertes. Vor jeder numerischen Integration wird man i.a. versuchen, alle Gleichgewichtslösungen zu ermitteln und ihre (interne) "Stabilität" zu untersuchen.

(a) Die interne Stabilität dieser Gleichgewichtslösungen T_e bezüglich infinitesimal kleiner Schwankungen δT der Zustandsvariablen kann nach Linearisierung von [1] um $T = T_e$ ermittelt werden. Danach ist T_e^+ stabil, T_e^- labil. Der dazugehörige Absolutbetrag des Eigenwertes $\lambda = [df/dT]_{T_e^\pm}$ ist ein Zeitmaßstab des Modells in Gleichgewichtsnähe, d.h., er gibt an, in welcher Zeit eine anfängliche Temperaturstörung δT sich dem stabilen Zustand nähert ($\lambda < 0$) bzw. vom labilen abwendet ($\lambda > 0$).

(b) Allerdings erlaubt diese Linearisierung noch nicht die folgenden Aussagen über endliche Abweichungen ΔT vom Gleichgewichtszustand, wie sie bereits der Abbildung 1.1 entnommen werden können:

Alle Anfangswerte $T > T_e^-$ oberhalb des labilen Gleichgewichts werden von der stabilen Gleichgewichtslösung T_e^+ angezogen, die deshalb "Attraktor" genannt wird. Alle Anfangswerte $T < T_e^-$ unterhalb würden beliebig hohe negative Modell-Temperaturen ($T_e = -\infty$) erreichen, wenn nicht die Gültigkeit der Eis-Albedo-Parameterisierung [2] natürlichen Grenzen unterläge; genau an der Obergrenze für die planetarische Albedo $\alpha_p = 0{,}75$ tritt die dritte Gleichgewichtslösung auf ($T_e = 215$ K), die ebenfalls stabil ist und der alle Anfangswerte $T < T_e^-$ zustreben (Attraktor). Die lokal labile Gleichgewichtslösung T_e^- ist damit ein "Repellor", von dessen näherer Umgebung Anfangswerte abgewiesen werden, um sich den Attraktoren ($T_e^+ = 288{,}6$ K und $T_e = 215$ K) zu nähern. Sie nähern sich diesen nicht als Schwingungsvorgang, sondern wie ein Honigtropfen dem Boden einer Glasschale. Dieser Tropfen wird aus seinem stabilen Gleichgewichtszustand in der Schale nur durch Schwankungen δT bzw. ΔT innerhalb des Systems bewegt (deshalb interne Stabilität), wie sie im Klima durch größere atmosphärische oder ozeanische Zirkulationsanomalien hervorgerufen werden können.

Diese Stabilitätsanalyse (b) folgt aus der Tatsache, daß das nichtlineare Klima-Modell [1] ein "Gradient-System" ist, dessen Integralkurven als temperaturabhängiges Potential V (T) direkt darzustellen sind mit $dV/dT = f(T)$. Das relative Maximum dieses Potentials ($dV/dT = 0$; $d^2V/dT^2 < 0$) definiert den Repellor T_e^-. Von ihm ausgehend erhält eine anfängliche positive Temperaturstörung mit der Zeit wachsende Temperaturen, die das dazugehörende Potential abwärts, d.h. zu einem relativen Minimum, dem Attraktor T_e^+, führen. Eine negative Störung erfährt zwar sinkende Temperaturen, führt aber ebenfalls zu einem Minimum, dem zweiten Attraktor. Dieses Minimum hängt von der Berücksichtigung der Albedo-Obergrenze ab, da es für $T_e = 215$ K relativ, für $T_e = -\infty$ absolut und damit beliebig tief ist. Nur jenseits der relativen Minima steigt das Potential wieder an. – Die hier vorgenommene Konstruktion einer Potentialfunktion, die die weitere Umgebung der Gleichgewichtszustände beschreibt, erlaubt vollständige Aussagen über das globale (zeitliche) Verhalten des Modells (Vorhersage erster Art).

Zusammenfassend: Für dieses Modell vom Typ Budyko-Sellers liefert die Vorhersage erster Art nach (a) linearer und (b) nichtlinearer Stabilitätsanalyse zwei stabile Gleichgewichtslösungen, die als Attraktoren vom instabilen Gleichgewicht, dem Repellor, getrennt sind. Bei einer geeigneten Auswahl der externen Parameter ist das Klima des Modells gekennzeichnet durch den Zustand des gegenwärtigen Interglazials mit einer mittleren Erdoberflächentemperatur $T_e^+ = 288{,}6$ K *und* den einer völlig eisbedeckten Erde ($T_e = 215$ K bzw. $T_e = -\infty$). Der Zwischenzustand T_e^- ist nicht stabil und würde bei zeitlicher Integration nicht entdeckt werden, wenn nicht indirekt als Grenze für Anfangswerte, die entweder zum eisbedeckten oder zum interglazialen Zustand tendieren. Diese stabilen Gleichgewichtslösungen hängen also vom Anfangszustand ab. Nach Integration des Modells über eine unendlich lange Zeitspanne sind die zeitlichen Mittelwerte ("Klima-Mittelwerte") identisch mit den Gleichgewichtslösungen. In diesem Sinn kann das Klima dieses Modells als "intransitiv" bezeichnet werden, da es mindestens zwei solche Klima-Mittel (Attraktoren) besitzt. Bei nur einem möglichen Endzustand wäre das Modell-Klima "transitiv".

Vorhersage zweiter Art: Neben dem zeitlichen Verhalten des Modell-Klimas bei festen Randbedingungen interessiert das Verhalten der Klima-Mittel in Abhängigkeit von externen Parametern $x = (a, b, \epsilon, \mu)$. Diese dürfen sich im Vergleich zur Vorhersage erster Art nur langsam ändern. Damit dehnt die Vorhersage zweiter Art die Untersuchung des zeitlichen Modellablaufs auf den ganzen Phasenraum aus. Formal steht wieder im Vordergrund eine Stabilität aller Gleichgewichtslösungen, allerdings jetzt die "strukturelle Stabilität", die qualitatives Verhalten charakterisiert, d.h. Strukturänderungen, die durch externe Parameteränderungen oder äußere Einflüsse verursacht werden. Als ein Beispiel soll der Einfluß der Solar-Konstanten auf das Modell-Klima betrachtet werden (Abb. 1.2).

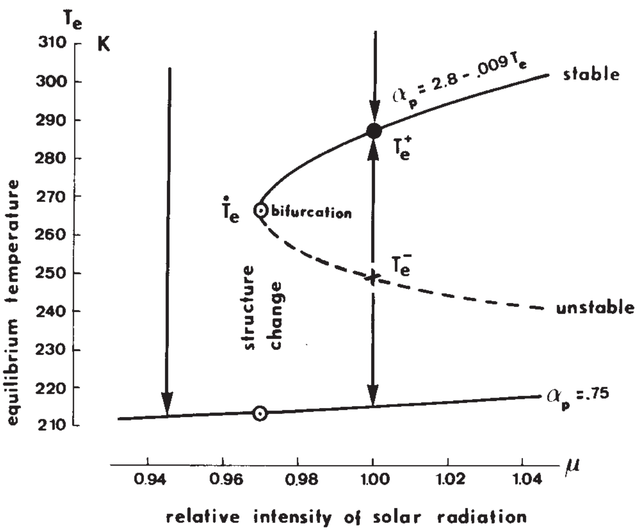

Abb. 1.2: Gleichgewichtslösungen T_e des null-dimensionalen Klima-Modells in Abhängigkeit von Änderungen der relativen Intensität μ der Solar-Strahlung (entnommen: K. FRAEDRICH, Quart. J. Roy. Meteorol. Soc. 104 (1978) S. 461–474).

Für Solar-Konstanten, die größer als 97% ihres Basiswertes I_0 sind ($\mu > 0{,}97$), existieren immer zwei Equilibria (Attraktor T_e^+ und Repellor T_e^-) neben der stabilen vollständigen Eisbedeckung. Unterhalb dieses Schwellenwertes ($\mu <$ 0,97) gibt es nur noch den Zustand der eisbedeckten Erde, von dem das Modell sich intern auch durch endliche Temperaturschwankungen ΔT nicht entfernen kann. An diesem Schwellenwert ($\mu = 0{,}97$) erfährt das Modell also eine strukturelle Änderung, einen Strukturwandel, d.h. es ist dort "strukturell instabil".

Da stabiles und instabiles Gleichgewicht (T_e^+ und T_e^-) in diesem Punkt zusammentreffen (bzw. aus diesem Punkt abzweigen: "Bifurkation"), kann die Potentialfunktion die Bedingungen für seine Existenz geben: $dV/dT = 0$, $d^2V/dT^2 = 0$. Denn dort fällt das entsprechende relative Maximum mit dem relativen Minimum des Potentials in einem Wendepunkt zusammen. Alle diese Orte struktureller Instabilität des Modells sind eine Hyperebene im Phasenraum.

Durch diese Untersuchungen hat der Lösungsraum von externen Parametern und Zustandsvariablen eine Struktur durch verschiedene Bassins (entsprechend mehrerer Schalen mit Honigtropfen) erhalten, in denen alle Anfangswerte zu je einem Attraktor gehören. In unserem Fall sind diese Attraktor-Bassins durch interne und strukturelle Stabilität der Gleichgewichtslösungen definiert, und durch Orte der Instabilität voneinander getrennt worden: (a) die instabile Gleichgewichtslösung (Repellor) trennt die sogenannte eisbedeckte von der interglazialen Lösung bei endlichen (internen) Störungen der Zustandsvariablen. (b) Strukturelle Instabilitäten (Bifurkationspunkte, "Katastrophen") trennen die Bereiche externer Parameter voneinander, in denen nur eine bzw. zwei stabile Gleichgewichtslösungen (Attraktoren) nebeneinander existieren. Diese Trennlinien sind nur durch externen Einfluß zu überschreiten.

Die Ergebnisse dieses beinahe trivialen Klima-Modells sind charakteristisch für Gradient-Systeme, denen eine Potentialfunktion zugeordnet werden kann. Die eindimensionalen Energiebilanz-Modelle (vergleiche SCHNEIDER, DICKINSON 1974; GHIL 1976) zeigen entsprechendes Verhalten, allerdings ist bei noch komplexeren Systemen eine solche Diskussion selten ohne Schwierigkeiten möglich.

Ein Oszillator-Typ

Im folgenden Modell befinden sich die Einzelglieder des Klimas nicht mehr im Gleichgewicht miteinander, sondern reagieren mit Verzögerung aufeinander. Dazu wird die Dynamik eines kontinentalen Eisschildes, wie sie von WEERTMAN (1964) beschrieben worden ist, ebenso berücksichtigt wie die Energiebilanz [1], die zu den Systemen Festland, Ozean plus Atmosphäre mit vergleichsweise kürzerem Zeit-Maßstab gehört. Aus dieser Kombination lassen sich Modelle des Klimas der nördlichen Hemisphäre entwerfen (wie das folgende nach KÄLLEN, CRAFOORD und GHIL, 1979).

Kontinentales Eisschild-Modell nach WEERTMAN (siehe Abb. 1.3)

Die Massenbilanz dieses Eisschildes beschreibt die Änderung des Eisvolumens V, wobei konstante Eisdichte ρ_i vorausgesetzt wird. Quelle und Senke sind abhängig von den Akkumulations- und Ablationsraten a und a' und den dazugehörigen Nähr- und Zehr-Gebieten A und A':

$$\frac{dV}{dt} = a\,A - a'\,A' = a'\,(\epsilon A - A') \qquad [3a]$$

wobei $\epsilon = a/a'$. Diese Parameter hängen mit den atmosphärischen Prozessen zusammen und werden nach empirischen Befunden mit Hilfe der Temperatur parameterisiert. Die Rückkopplung mit der Energiebilanz [1] erfolgt über die Albedo, die von der meridionalen Ausdehnung des Eisschildes abhängt.

Geometrische Form, Volumen und damit auch die Ausdehnung des Eisschildes ergeben sich aus seiner Kräftebilanz, die im wesentlichen von dem Gleichgewicht zwischen Druckgradientkraft ($-\nabla p$) und Reibung ($\partial\tau/\partial z$) bestimmt wird. Besteht das Eisschild als ein zonaler Ring auf den Kontinenten der Erde, d.h. herrscht zonale Homogenität ($\partial/\partial x = 0$), so gilt

$$0 = -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial\tau}{\partial z}$$

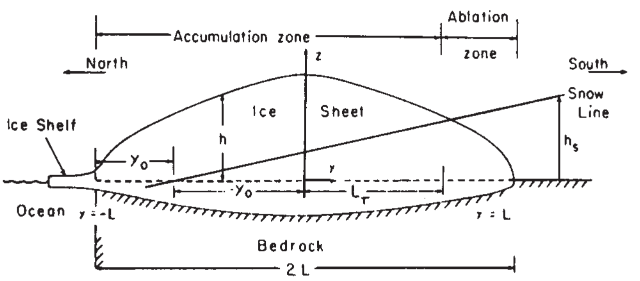

Abb. 1.3: Querschnitt durch das Eisschild (entnommen: G. E. BIRCHFIELD, J. Geophys. Res. 82 (1979) S. 4909–4913).

Bei hydrostatischem Gleichgewicht und konstanter Eisdichte ρ_i erhält man nach Integration über die vertikale Erstreckung h(y) die Basis-Schubspannung des Eisschildes, $\tau_o = -g\rho_i\, \partial \ln h/\partial y$, die bekannt sein soll (~1 bar). Weitere Integration über die gesamte meridionale Ausdehnung von y = 0 bis y = L liefert ein parabolisches Querschnittprofil (Abb. 1.3), dessen Höhe

$$h(y) = \lambda^{1/2} (L - |y|)^{1/2} \qquad [3b]$$

ist, wobei $\lambda = 2\tau_o/\rho_i g$. Dabei soll der Gipfel $h(y=0) = \sqrt{\lambda L}$ im Zentrum des um y = 0 spiegelsymmetrischen zonalen Eisringes liegen, dessen Höhe pol- und äquatorwärts nach obigem Profil [4] abfällt. Seine gesamte N–S-Erstreckung ist 2 L und kann vom Nordkap bis zum U-Bahnhof Dahlem Dorf reichen, wo $h(y = \pm L) = 0$ ist. Wird isostatischer Ausgleich zwischen dem Eis und dem felsigen Untergrund mit der Dichte $\rho_r = 3\rho_i$ berücksichtigt, so nimmt das Eis die pro Flächeneinheit verdrängte Felsmasse $d\rho_r = \rho_i (h + d)$ ein und sinkt um d = h/2 in das Felsbett. Dabei ist $\lambda = 4\tau_o/3\rho_i g$. Jetzt läßt sich das Eis-Volumen (pro zonale Längeneinheit) – gegeben durch die Querschnittsfläche – abhängig von seiner meridionalen Ausdehnung L und von λ bestimmen: $V = 2\int_0^L (h + d)\, dy = 2\lambda^{1/2} L^{3/2}$. Wegen der seitlichen Homogenität kann die Massenbilanz [3a] ebenfalls auf die Änderung der Ausdehnung L des Eisschildes reduziert werden: $dV/dt = 2\lambda^{1/2} dL^{3/2}/dt$. Die einzelnen Faktoren von Quelle aA und Senke a'A' in der Massenbilanz werden parameterisiert, entweder als Konstante oder als lineare Regressionsbeziehungen abhängig von der Temperatur T und der meridionalen Ausdehnung L (vergleiche auch KÄLLEN, CRAFOORD und GHIL, 1979 und Abb. 1.3): (1) Die Ablationsrate a' ist konstant; die Akkumulationsrate a bzw. $\epsilon = a/a'$ ebenfalls. Als weitere Näherung läßt sich ihre Abhängigkeit vom Niederschlag auch als eine temperaturabhängige lineare Regressionsgleichung vorgeben: $0{,}1 \leqslant \epsilon(T) \leqslant 0{,}5$. (2) Zwischen Akkumulationsgebiet $A = L + L_T$ und Ablationsgebiet $A' = L - L_T$ mit $A + A' = 2L$ wird eine zonale Trennlinie L_T definiert. Ihre Temperaturabhängigkeit kann entweder (a) als Regression direkt formuliert (oder geraten) werden: $L_T = L_o - \beta T$, oder (b) sie wird mit noch mehr externen Parametern über die Höhe der Schneegrenze (0°C Isotherme) bestimmt: $h(L_T) = h_o + s(L_T + L) = \lambda^{1/2} (L - L_T)^{1/2}$, wobei s ihre Neigung und $h_o(T)$ ihre Höhe an der arktischen Küste (y = –L) ist.

Damit läßt sich aus der Kombination von Massen- und Kräftebilanz eine nichtlineare Differentialgleichung des Eisschildes entwickeln, die seine meridionale Ausdehnung L simuliert und deren Quellterme über die Temperatur mit der Energiebilanz [1] des Klima-Systems Erdoberfläche, Ozean plus Atmosphäre gekoppelt sind:

$$3\sqrt{\lambda L}\,\frac{dL}{dt} = a'\,[(1 + \epsilon(T))\,L_T - L\,(1 - \epsilon(T))] \qquad [3c]$$

wobei ϵ und L_T temperaturabhängig parameterisiert worden sind.

Kombination mit der Energiebilanz und Lösungen

Die Dynamik des Eisschildes [3c] wird nun über die Energiebilanz [1] mit den übrigen Gliedern des Klimas, die kürzeren Zeit-Maßstab besitzen, gekoppelt. Dabei geht die Ausdehnung L des Eisschildes über die kontinentale Albedo α_K und die einkommende Strahlung $R\downarrow = \mu I_o\, (1 - \alpha_p)/4$ in die Energiebilanz ein, und zwar in erster Näherung wieder in Form einer linearen Regressionsbeziehung $\alpha_K = \alpha_K(L)$. Zusätzlich muß dann die relative Bedeckung der Erde mit Kontinenten (γ) und Ozeanen ($1 - \gamma$) berücksichtigt werden, wobei die ozeanische Albedo $\alpha_o = \alpha_o(T)$ ggf. auch temperaturabhängig (analog zu [2]) parameterisiert werden kann

$$\alpha_p = \gamma\alpha_K(L) + (1 - \gamma)\,\alpha_o(T) \qquad [4]$$

Wird für die terrestrische Emission $\epsilon\sigma T^4$ das Stefan-Boltzmann Gesetz linearisiert $R\uparrow = K(T_o - T)$, so ist die Energiebilanzgleichung [1] ebenso wie [3c] nur noch abhängig von den internen Variablen L und T und zahlreichen externen Parametern, die fast ausschließlich von Regressionsnäherungen stammen und deren Gültigkeitsbereich natürlich beschränkt ist.

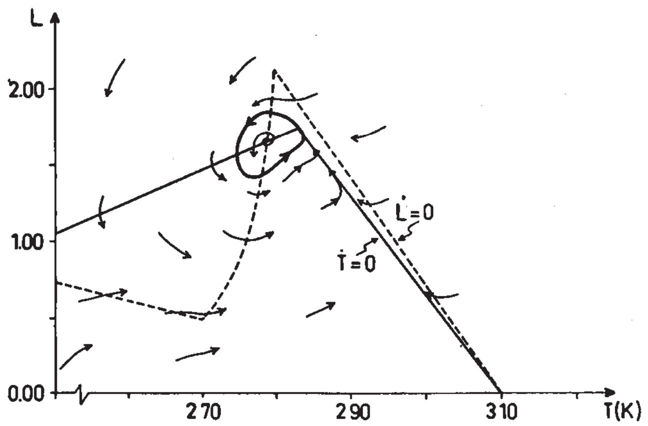

Abb. 1.4: Phasenebene des Oszillator-Modells; gestrichelt: dL/dt = 0; durchgezogen: dT/dt = 0. Die Schnittpunkte sind stationäre Zustände. Der Grenzzyklus (dick durchgezogen) und die Trajektorien (dünne Pfeile) zeigen das zeitabhängige Verhalten des Modells (entnommen: E. KÄLLEN, C. CRAFOORD u. M. GHIL, 1979).

Somit beschreibt ein autonomes Gleichungssystem [1, 3c] das Verhalten von zwei internen Variablen, die das kontinentale Eisschild durch dessen meridionale Ausdehnung L und die übrigen Teilglieder des Klimas zusammen durch eine globale Erdoberflächentemperatur T charakterisieren sollen. Bei geeigneter Wahl der externen Parameter führt eine Vorhersage erster Art zu einer Oszillation, einem Grenzzyklus, der im Raum der Zustandsvariablen (Abb. 1.4, geschlossene Kurve) dargestellt und dessen Periode etwa 10^4 Jahre ist.

Die Vorhersage zweiter Art zeigt, daß dieser Zyklus ein Attraktor ist, dem ein größeres Bassin von Anfangswerten zustrebt. Dieser Attraktor ist strukturell stabil, d.h. bezüglich der Änderung von externen Parametern ändert er seine Qualität nicht, denn er bleibt Grenzzyklus. Allerdings wird er bezüglich unrealistischer Anfangswerte von benachbarten Bassins getrennt, in denen Anfangswerte aber nur Fixpunkten zustreben. (Sie werden nicht in Abbildung 1.4 gezeigt, da diese nur den klimatologisch interessanten Ausschnitt enthält.)

Ausblick

Einzelne Glieder des Klimas sind hier von dynamischen Grundgleichungen der Physik simuliert worden. Ihre Kopplung untereinander basiert vor allem auf statistischen Regressionsbeziehungen, um mit diesen die Überbrückung der unterschiedlichen Zeit-Maßstäbe zu parameterisieren. Eine solche Verbindung von statistischen und dynamischen Methoden ist das wesentliche Konstruktionsmerkmal der sogenannten "statistisch-dynamischen Klima-Modelle". Bei den hier diskutierten einfachsten Typen dieser Klima-Modelle ist die Komplexität extrem niedrig gehalten worden. Sie läßt sich aber zu noch größerer Unanschaulichkeit – und somit vielleicht zu mehr Realitätsnähe – ausbauen.

Literatur

BUDYKO, M. I.
The effect of solar radiation variations on the climate of the earth. Tellus 21 (1969) S. 611–619.

GHIL, M.
Climate stability for a Sellers-type model. J. Atmos. Sci. 33 (1976) S. 3–20.

KÄLLEN, E.; CRAFOORD, C.; GHIL, M.
Free oscillations in a climate model with ice-sheet dynamics. J. Atmos. Sci. 36 (1979) S. 2292–2303.

SCHNEIDER, S. H.; DICKINSON, R. E.;
Climate modelling. Rev. Geoph. Space Phys. 12 (1974) S. 447–493.

SELLERS;
A global climatic model based on the energy-balance of the earth-atmosphere system. J. Appl. Meteorol. 8 (1969) S. 392–400.

WEERTMAN, J.
Rate of growth or skrinkage of non-equilibrium ice-sheets. J. Glaciol. 6 (1964) S. 145–158.

2

H. GRASSL, Hamburg

Energiebilanz-Klimamodelle

1 Einleitung

Die meisten der bekanntgewordenen Klimamodelle werden Energiebilanzmodelle genannt, weil in ihnen von den Erhaltungsgleichungen explizit nur die Energiegleichung auftritt. Häufig werden sie auch als Gleichgewichtsmodelle oder als quasistationäre bezeichnet, und weil sie mit gemittelten Größen rechnen, hat sich auch der Name "statistisch-dynamische Modelle" eingebürgert. Sie unterscheiden sich von den explizit-dynamischen Modellen vor allem durch die geringere Breite und veränderte Lage des betrachteten Frequenzspektrums, was gleichbedeutend ist mit erhöhter Mittelungszeit und daher auch meist stärkere räumliche Mittelung nach sich zieht. Die explizit-dynamischen Modelle betrachten noch Schwankungen im synoptischen Bereich, während Energiebilanzmodelle erst Schwankungen von Variablen bestimmen, die über einen Monat, eine Jahreszeit oder gar ein Jahr gemittelt werden. Diese über entsprechend lange Zeiten gemittelten Variablen heißen Klimavariable. Die entscheidende Schwäche der Energiebilanzmodelle ist damit schon ausgesprochen: Der Zwang zur Parametrisierung mindestens der Effekte im synoptischen Bereich bis hin zum Jahresgang, wenn z.B. mit Jahresmitteln gerechnet wird. Parametrisierung heißt in diesem Zusammenhang Darstellung kleinskaliger, nicht explizit erfaßbarer Prozesse durch mittlere Größen oder, verdeutlichend, Darstellung z.B. der meridionalen Transporte, welche wesentlich durch synoptische Prozesse erfolgen, durch großräumige Temperaturgradienten.

Warum trotzdem besonders viele Energiebilanzmodelle in den letzten Jahren wie Pilze aus dem Boden schossen, liegt hauptsächlich an der geringen bis erträglichen Rechenzeit im Vergleich zum Aufwand der explizit-dynamischen Modelle, die in ihrer ausführlichsten Form, den allgemeinen Zirkulationsmodellen, auf der Jagd nach den größten erreichbaren Rechneranlagen sind. Wie die allgemeinen Zirkulationsmodelle auch, sollen die Energiebilanzmodelle so weit wie möglich auf den Erhaltungssätzen der Masse, des Impulses und der Energie, sowie den Zustandsgleichungen einzelner Systemkomponenten wie Inlandeis, Ozean, festes Land, Biosphäre und Atmosphäre aufbauen. Nach einer strengen, hier adoptierten Definition wäre ein Rechenmodell als Klimamodell nur dann zu bezeichnen, wenn es 1) ausgehend von Näherungen der Erhaltungssätze, mindestens jedoch energieerhaltend, Klimavariable für einen bestimmten geographischen Bereich bestimmbar macht und 2) dazu nur physikalische sowie planetarische Konstanten benötigt, 3) innere irreversible Flüsse von Wärme, Impuls und Masse parameterisiert und 4) möglichst wenige Klimavariable wie z.B. den Bedeckungsgrad durch beobachtete Werte vorschreibt. Damit sind Modelle, die z.B. die Wärmeflüsse vom Ozean in die Atmosphäre vorschreiben, ausgeschlossen.