23. Dezember 2010

Antwort auf den Kommentar von Link und Lüdecke zu "On the Meaning of Feedback Parameter, Transient Climate Response, and the Greenhouse Effect: Basic Considerations and the Discussion of Uncertainties"

Gerhard Kramm[1] and Ralph Dlugi[2]

[1]University of Alaska Fairbanks, Geophysical Institute
903 Koyukuk Drive, P.O. Box 757320, Fairbanks, AK 99775-7320, USA

[2]Arbeitsgruppe Atmosphärische Prozesse (AGAP),
Gernotstraße, D-80804 Munich, Germany

1. Vorbemerkungen:

Da mittlerweile verschiedene Versionen des zitierten Kommentars von Link und Lüdecke existieren, haben wir uns entschlossen, zunächst nur auf die erste Version dieses Kommentars zu antworten, die am 15. Dezember 2010 auf der EIKE-Webseite erschien. Zwischenzeitlich existierte auf der Webseite des Autors Link eine dritte Version, die am 16. Dezember 2010 verfügbar war, nun aber wiederum durch eine andere Version ersetzt wurde. Hinzu kommt noch, daß eine weitere Version auf der EIKE-Webseite existiert, die als Version 14 bezeichnet wird. Da dieses vorerst die jüngste Version zu sein scheint, werden wir kurz darauf eingehen. Wir überlassen es dem Leser, dieses merkwürdige Verhalten der Autoren Link und Lüdecke zu würdigen.

2. Zielsetzung der Arbeit von Kramm & Dlugi (2010):

Kramm & Dlugi (2010; von nun an mit KD abgekürzt) haben in den Kapiteln 1, 2, 4 und 5 der zitierten Arbeit die sog. 'climate feedback equation' untersucht, die von Schneider & Mass (1975, von nun an mit SM abgekürzt) als global gemitteltes Energiefluß-Bilanzmodell in die Fachliteratur eingeführt wurde. Die 'climate feedback equation' diente in allen IPCC-Reports als Grundlage zur Berechnung der Zunahme der global gemittelten Oberflächentemperatur infolge eines 'net anthropogenic radiative forcing', im 4. IPCC-Bericht mit etwa $\mathrm{RF} = 1{,}6\ \mathrm{W/m^2}$, im globalen Mittel, für die Zeitspanne von 1750 bis 2005 angegeben (siehe Abb. 4 bei KD). In Kap. 2 der KD-Arbei wurde im wesentlichen die Unvollständigkeit dieses Energiefluß-Bilanzmodells sowie das Verwenden eines empirischen linearen Ansatzes für die thermische Ausstrahlung diskutiert, die hier auch als Netto-Strahlung im Infrarotbereich bezeichnet wird. In Kap. 4 wurde der Einfluß der Linearisierung der thermischen Ausstrahlung an Hand einer exakten Lösung bewertet. In Kap. 5 wurden an Stelle eines empirischen linearen Ansatzes für die thermischen Ausstrahlung verbesserte empirische Ansätze für die sog. atmosphärische Gegenstrahlung diskutiert, die seit vielen Jahren in der einschlägigen Fachliteratur bekannt sind. Die Emission von infraroter Strahlung durch die Erdoberflaeche wurde gesondert beschrieben. Das Kap. 3 diente dazu, die grundlegenden Voraussetzungen und Annahmen zur Berechnung der Temperatur des sog. planetaren Strahlungsgleichgewichtes für eine Erde ohne Atmosphäre zu bewerten. Diese Temperatur spielte auch bei der Bewertung der ‘climate feedback equation’ in Kap. 4 eine wesentliche Rolle, weil in diesem Kapitel gezeigt wurde, daß durch die Linearisierung der thermischen Austrahlung ein merkbarer systematischer Fehler entsteht, der weitaus größer ist als RF. Da es auch um Unsicherheiten in dem KD-Artikel geht, wurde in Kap. 3 an Hand einer Gaußschen Fehlerfortpflanzungsrechnung gezeigt, wie groß diese Unsicherheiten im Vergleich zu RF sein können. Das Zwei-Schichten-Modell vom Dines-Typus (siehe Dines, 1917 sowie Abb. 13 bei KD) wurde in Kap. 6 behandelt, einerseits weil Smith (2008) versuchte, mit einem ähnlichen Modell den atmosphärischen Treibhauseffekt nachzuweisen, und andererseits das globale Energiefluß-Bilanzmodell nach SM als untere Schicht des Zwei-Schichten-Modells enthalten ist. Die Zusammenfassung der KD-Arbeit durch Link und Lüdecke (von nun an mit LL abgekürzt) ist also völlig sinnentstellend.

Wie von KD beschrieben, lautet das global gemittelte Energiefluß-Bilanzmodell von SM:

$$R \frac{dT_s}{dt} = \left(1 - \alpha_E\right) \frac{S}{4} - F_{IR\uparrow}\left(T_s\right) + \varepsilon_E \; F_{IR\downarrow} \quad . \tag{R1}$$

Hierin sind R der thermische Inertialkoeffizient, t die Zeit, T_s die globale Oberflächentemperatur, $S \cong 1366 \text{ W m}^{-2}$ die Solarkonstante, $F_{IR\uparrow}\left(T_s\right)$ die Emission von terrestrischer Strahlung in Abhängigkeit von der globalen Oberflächentemperatur, $F_{IR\downarrow}$ die von der Atmosphäre bewirkte Gegenstrahlung und ε_E das planetare Emissionsvermögen. Es muß darauf hingewiesen werden, daß die Ableitung der Oberflächentemperatur nach der Zeit, die in Gl. (R1) auf der linken Seite des Gleicheitszeichen erscheint, eigentlich eine für die Deckschicht eines Aqua-Planeten (wie von SM betrachtet) räumlich gemittelte Wassertemperatur enthalten muß, denn der thermische Inertialkoeefizient, der sich aus der Warmekapazität des Wassers und der Dicke der Deckschicht zusammensetzt, gilt selbstverständlich nicht für eine Oberflächentemperatur. Eine Oberfläche hat weder eine Dicke noch eine Wärmekapazität. Das Gleichsetzen von Oberflächentemperatur und räumlich gemittelter Wassertemperatur beruht auf der Annahme, daß diese Deckschicht gut durchmischt ist, wie von KD in dem Anhang ihres Artikels diskutiert. Es ist unwahrscheinlich, daß diese Annahme bei einem routierenden Aqua-Planeten wirklich erfüllt ist.

Zur Berechnung der effektiven Ausstrahlung, $\Delta F_{IR} = F_{IR\uparrow}\left(T_s\right) - \varepsilon_E \; F_{IR\downarrow}$, verwendeten SM den empirischen Ansatz von Budyko (1969),

$$\Delta F_{IR} = F_{IR\uparrow}\left(T_s\right) - \varepsilon_E \; F_{IR\downarrow} = a + b\left(T_s - T_r\right) - \left\{a_1 + b_1\left(T_s - T_r\right)\right\} \; n \quad , \tag{R2}$$

wobei der Einfluß von Wolken im Infrarotbereich nicht betrachtet wurde (siehe Gln (4) und (5) bei SM in Abb. 1). In dieser Gleichung sind a, b, a_1 und b_1 empirische Konstanten $T_r = 273\,\text{K}$ eine Referenztemperatur und n der Wolkenbedeckungsgrad. Mit Gl. (R2) ergibt sich dann

$$R \frac{dT_s}{dt} = Q - \lambda \; T_s \quad , \tag{R3}$$

particles, the particle size distribution, the optical depth of the aerosol layer, the vertical distribution of the aerosol concentration, the vertical temperature and humidity profiles of the atmosphere, the zenith angle of the sun, and even the albedo of the lower atmosphere. It is possible that a particular dust veil could have opposite effects on stratospheric temperature at different latitudes or seasons.

In the past few years measurements of the composition and optical properties of stratospheric aerosols have been made, and very recently some of these have been used in horizontally averaged vertical column radiative models [see (*3*) for a discussion of climatic models] to estimate the influence of stratospheric aerosols on visible and IR radiation fluxes. Results of Coakley and Grams (*15*) and Harshvardhan and Cess (*17*) suggest that while IR effects tend to offset the surface cooling effect of a dust veil, the cooling effect is dominant. Therefore, we consider that our attempt to include the effects of dust veils in our forcing function $S(t)$ by an equivalent decrease in solar parameter $\Delta S_D(t)$ is a reasonable first-order parameterization. However, we have included this somewhat lengthy discussion of possible offsetting mechanisms to emphasize that such a simple parameterization may not be valid for all volcanic dust veils or where conditions are not globally averaged. Furthermore, the dynamical response of the stratosphere to aerosol-induced changes in its temperature structure could produce alterations to stratospheric motions that might have (positive or negative) feedback effects on the temperature structure of the lower atmosphere. We suspect that such feedback effects would be secondary to the radiative effects, but point out that our simple energy balance modeling approach does not include them.

Combining ΔS_s and ΔS_D we have

$$S(t) = \Delta S_s(t) + \Delta S_D(t) + S_0 \qquad (2)$$

where S_0 is for $N = 0$. The total effect $S(t)$, shown in Fig. 1c, is used as input data to the climate model.

Climate Model: Sensitivity to Energy Inputs

The sensitivity β_s of the global surface temperature to changes in solar parameter is defined as

$$\beta_s = S_0 \frac{\partial T_s}{\partial S} \qquad (3)$$

Various values for β_s can be obtained by using different physical and mathematical models to compute the relationship between T_s and S. The simplest approach,

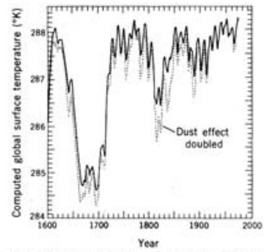

Fig. 2. Global surface temperature computed by the climate model, Eq. 4. The solid curve is for the nominal case where $S(t)$ is given by Fig. 1c, and the dotted curve is obtained by doubling the dust effect while leaving the sunspot effect unaltered.

however, is to use not T_s but the planetary radiative equilibrium temperature T_p. Then the planetary radiation balance relation

$$\sigma T_p^4 = \frac{S}{4}(1 - \alpha)$$

where α is the earth's albedo and σ is the Stefan-Boltzmann constant, can be used to estimate the sensitivity

$$\beta_p = S_0 \frac{\partial T_p}{\partial S}$$

For mean earth conditions ($\alpha \approx 0.3$ and $T_p \approx 255°K$), $\beta_p \approx 65°K$. That is, a 1 percent decrease in S would lower T_p by 0.65°K. But, the global surface temperature T_s is about 287°K, and its sensitivity to changes in S depends on the changes in absorbing gases in the earth's atmosphere that might occur simultaneously with changes in T_s. In the one-dimensional radiative-convective model of Manabe and Wetherald (*18*) it is assumed that the relative humidity of the earth's atmosphere is nearly constant, and this assumption leads to an estimate $\beta_s \approx 120°K$, nearly double the estimate for β_p (see appendix).

If the positive feedback effect of ice, temperature, and albedo were included β_s could be increased by as much as a factor of 4, and if negative climatic feedbacks were included it might be reduced severalfold (*1, 3*). However, since the uncertainties in the present state of the art cannot resolve even the algebraic sign of all improperly accounted for climatic feedback mechanisms, it is sufficient for our purposes to use the order of magnitude estimates obtainable from a simple global energy balance formula

$$R \frac{\partial T_s}{\partial t} = \frac{S}{4}(1 - \alpha) - F_{IR}^{\uparrow}(T_s) \qquad (4)$$

where R is a planetary thermal inertia coefficient and $F_{IR}^{\uparrow}$ is the outgoing IR radiation flux to space written as a function of T_s. An empirical formulation for $F_{IR}^{\uparrow}$ derived by Budyko (*19*) and used here is

$$F_{IR}^{\uparrow}(T_s) = a + b(T_s - 273) \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1} \qquad (5)$$

where, in these units, $a = 0.289$ and $b = 2.08 \times 10^{-3}$. The coefficient R merely scales the surface temperature response to changes in S, and is chosen on the basis of a water planet with about a 75-m mixed layer (*20*). A simple-centered finite difference solution to Eq. 4 gives

$$T_s(t + \Delta t) = \left(\frac{1}{\frac{R}{\Delta t} + \frac{b}{2}}\right) \left\{ T_s(t)\left(\frac{R}{\Delta t} - \frac{b}{2}\right) + \left(\frac{1 - \alpha}{4}\right)\frac{1}{2} \left[S(t + \Delta t) + S(t)\right] - a \right\} \qquad (6)$$

where Δt is a 1-year time step.

The sensitivity to changes in S of the asymptotic steady-state temperature from Eq. 4 is $\beta_s = 152°K$, which is close to the Manabe-Wetherald value of 120°K (*21*). In the appendix we present an analysis of these temperature-energy sensitivity coefficients, β, and the role of climatic feedback mechanisms in modifying β.

The solution to Eq. 6 with $S(t)$ as input forcing is shown in Fig. 2, with initial conditions T_s (t = A.D. 1600) = T_0, where T_0 is the equilibrium steady-state value of T_s corresponding to $S = S_0$. The solid curve in Fig. 2 shows the temperature evolution for the "nominal case" in which $S(t)$ is as given in Fig. 1c. The dotted curve in Fig. 2 is for a doubling of the dust veil effect while the sunspot influence is left as before. Since much of the sunspot data before 1650 is interpolated between observations, the temperatures in Fig. 2 should also be regarded as interpolations during this period.

Discussion of Results

Despite the uncertainties in the observational records of global surface temperatures, especially before 1880, and the improper modeling or omission of climatic feedback mechanisms, the calculated curves (Fig. 2) are similar in some general features to a number of historical records (Fig. 3, a to d) (*22*). Particularly striking are the "little Ice Age" temperature minimum between 1650 and 1700, the subsequent rise in temperature until about 1800, and the fall and rise to 1880. At this point we can compare Fig. 2 to more accurate instrumental records, such as the well-known work of Mitchell (*23*) (Fig. 3e). Mitchell's records show that not long after

Abb. 1: Seite 743 des Artikels von Schneider und Mass (1975; copy right: Science Magazine).

Wobei

$$Q \;= \left(1 - \alpha_E\right)\frac{S}{4} - a + b\;T_r \quad . \qquad \text{(R4)}$$

Hierin sind Q das sog. 'radiative forcing' und $\lambda = b$ der 'feedback'-Parameter. Die Größe λ^{-1} wird auch als 'climate sensitivity'-Parameter bezeichnet. Dieses Modell von SM dient auch noch dazu, die Sensitivität des globalen Klimas zu analysieren. Die Arbeiten von Manabe und Stouffer (2007), Schwartz (2007) und anderen aus der jüngeren Vergangenheit belegen dieses (siehe die Referenzliste bei KD). Das Energiefluß-Bilanzmodell von SM wird auch als null-dimensionales Klimamodell bezeichnet. Es ist offensichtlich, daß in diesem Modell nur Strahlungsflüsse auftreten, wobei ΔF_{IR} als lineare Funktion der global gemittelten Oberflächentemperatur erscheint.

Die von KD vorgenommenen Modellergänzungen durch das Einbeziehen der Absorption von solarer Strahlung in der Atmosphäre, $A_a\, S/4$, sowie der Flüsse von sensibler und latenter Wärme, H und E, die in Kap. 2 diskutiert werden, belegen, daß das Modell von SM auf einer weitgehend unvollständigen Energiefluß-Bilanzierung beruht. Unter Einbeziehen der genannten Größen ergibt sich für Q (siehe Gl. (20) bei KD):

$$Q = \left(1 - \alpha_E - A_a\right)\frac{S}{4} - H - E - a + b\, T_r \quad . \qquad \text{(R5)}$$

Die Flüsse von sensible und latenter Wärme zu ignorieren, wie bei SM geschehen, war aus wissenschaftlicher Sicht schon im Jahre 1975 falsch; denn es ist seit langem bekannt, daß diese Flüsse nicht zu vernachlässigen sind. Als Beispiel sei die Aufstellung von Fortak aus dem Jahre 1971 genannt. Danach werden im globalen Mittel etwa $\left(1 - \alpha_E - A_a\right) S/4 = 164\ \mathrm{W/m^2}$ an solarer Strahlung an der Erdoberfläche (richtiger im Erdboden und in der Deckschicht der Ozeane) absorbiert; die Flüsse von sensibler und latenter Wärme betragen etwa $H = 17\ \mathrm{W/m^2}$ und $E = 77\ \mathrm{W/m^2}$, der Netto-Strahlungsfluß im Infrarotbereich etwa $\Delta F_{IR} = F_{IR\uparrow}\left(T_s\right) - \varepsilon_E\, F_{IR\downarrow} = 70\ \mathrm{Wm^2}$. Diese Werte liegen nahe bei denen, die im vergangenen Jahr von Trenberth et al. publiziert wurden (siehe Abb. 3 bei KD) und hier nochmals aufgelistet werden: $\left(1 - \alpha_E - A_a\right) S/4 = 161\ \mathrm{W/m^2}$, $H = 17\ \mathrm{W/m^2}$, $E = 80\ \mathrm{W/m^2}$ sowie $\Delta F_{IR} = 63\ \mathrm{Wm^2}$.

Die Lösung der Gl. (R3) für den stationären Zustand ($dT_s/dt = 0$) lautet für Q nach Gl. (R4)

$$T_s = \frac{1}{b}\left\{\left(1 - \alpha_E\right)\frac{S}{4} - a\right\} + T_r \qquad \text{(R6)}$$

und für Q nach Gl. (R5)

$$T_s = \frac{1}{b}\left\{\left(1 - \alpha_E - A_a\right)\frac{S}{4} - H - E - a\right\} + T_r \quad . \qquad \text{(R7)}$$

Folgende Werte wurden bei den Berechnungen von KD verwendet: $\alpha_E = 0.30$, $A_a = 0.23$, $a = 226.0\ \mathrm{W\,m^{-2}}$ und $b = 2.26\ \mathrm{W\,m^{-2}\,K^{-1}}$ nach Budyko (1969), $a = 201.5\ \mathrm{W\,m^{-2}}$ und

$b = 1.45\ W\ m^{-2}\ K^{-1}$ nach SM sowie $a = 211.2\ W\ m^{-2}$ und $b = 1.55\ W\ m^{-2}\ K^{-1}$ nach North (1975) und Kiehl (1992).

Auf der Webseite von EIKE behaupten LL (http://www.eike-klima-energie.eu/klima-anzeige/widerlegt-die-arbeit-von-kramm-und-dlugi-den-treibhauseffekt-des-anthropogenen-co2/) nun:

Eine Klimasensitivität des CO_2 von grob 1 °C – ohne Rück- oder Gegenkoppelungen – ist Konsens so gut wie aller Klimaforscher weltweit, ob sie nun die AGW-Hypothese des IPCC ablehnen oder ihr zustimmen.

Weiterhin behaupten sie:

In der heutigen Auseinandersetzung über die erwärmende Wirkung des anthropogenen CO_2 werden die oben genannten 1 °C - von verschwindend wenigen Gegenmeinungen abgesehen - längst als erledigt und gesichert betrachtet.

LL argumentieren also mit Begriffen wie “Konsenz” und “verschwindend wenigen Gegenmeinungen”, die wohl der Politik entliehen sind. Nun geht es in der Wissenschaft weder um “Konsenz” noch um “verschwindend wenige Gegenmeinungen”, sondern um Fakten, die einer wissenschaftlichen Prüfung standhalten. Da LL allerdings einen großen Aufwand treiben, diese verschwindend geringe Gegenmeinungen zurückzuweisen, werden diese beiden Aussagen an Hand der Lösung der Gl. (R3) bewertet, wobei alternativ die Gln. (R4) und (R5) herangezogen werden.

KD haben gezeigt, daß an Stelle von Oberflächentemperaturen, die - je nach Autor - zwischen 279 K und 299 K rangieren, wenn die ursprüngliche 'climate feedback equation' nach SM verwendetet wird (siehe Gl. (R6)), sich völlig andere Temperaturen einstellen, die - je nach Autor - zwischen 178 K und 201 K rangieren, wenn Gl. (R7) herangezogen wird. Diese Information ist in der Tab. 1 bei KD zu finden. Da die Flüsse von sensibler und latenter Wärme sowie die Absorption solarer Strahlung bei weitem nicht vernachlässigbar sind, kann die Schlußfolgerung nur lauten: Die 'climate feedback equation' ist aus physikalischen Gründen zu verwerfen, weil sie dann, wenn die Flüsse von sensibler und latenter Wärme sowie die Absorption solarer Strahlung in der Atmosphäre einbezogen werden, Ergebnisse liefert, die völlig irrelevant sind.

Nun bringen LL die Klimasensitivität ins Spiel, die angeblich dem CO_2 zugeordnet werden kann. KD haben den Effekt von $RF = 1{,}6\ W/m^2$ berechnet (siehe Gl. (25) bei KD). Die Temperaturerhöhung, die sich auf Grund von RF ergibt, rangiert - je nach Autor - zwischen 0.71 K und 1,1 K (siehe Tab. 1 bei KD). Diese Werte sind völlig irrelevant, wenn man davon ausgeht, daß eine 'climate feedback equation', in der die Flüsse von sensibler und latenter Wärme sowie die Absorption solarer Strahlung in der Atmosphäre berücksichtig werden, Oberflächentemperaturen liefert, die zwischen 178 K und 201 K rangieren.

LL bedienen sich also der Begriffe “Konsenz” und “verschwindend wenigen Gegenmeinungen”, um den physikalisch unsinnigen Begriff der Klimasensitivität zu verteidigen.

3. Antwort auf die Behauptungen von LL

LL behaupten weiterhin., daß die Gl. (64) in dem global gemittelten Energiefluß-Schema

Oberrand der Atmosphäre

$$\left(1-\alpha_E\right)\frac{S}{4}-\varepsilon_a\;\sigma\;T_a^{\;4}-\left(1-\varepsilon_a\right)\varepsilon_E\;\sigma\;T_E^{\;4}=0 \qquad (64)$$

Erdoberfläche

$$\left(1-\alpha_E-A_a\right)\frac{S}{4}+\varepsilon_E\;\varepsilon_a\;\sigma\;T_a^{\;4}-\varepsilon_E\;\sigma\;T_E^{\;4}=0 \quad . \qquad (65)$$

falsch sei. Sie behaupten, daß in Gl. (64) an Stelle von $\left(1-\alpha_E\right)S/4$ der Ausdruck $A_a\;S/4$ auftreten müsse. **Diese Behauptung ist falsch**. Gleichung (64) ist korrekt. Es geht um die Randbedingungen am Oberrand der Atmosphäre, und zwar auf der globalen Skala und für stationäre Verhältnisse. Dabei werden nur die solaren und terestrischen Strahlungsflüsse bilanziert. Was in der Atmosphäre und am Erdboden an solarer Strahlung energetisch umgesetzt wird, ist $\left(1-\alpha_E\right)S/4$; denn der Anteil $\alpha_E\;S/4$ wird von dem System Erde-Atmosphäre ins Weltall zurückgestreut. Er ist mit Hilfe von Satelliten beobachtbar. Ergebnisse hierzu sind in der Abb. 10 bei KD dargestellt. KD haben hierzu u.a. das Lehrbuch von Liou (2002), 'An Introduction to Atmospheric Radiation' zitiert. Wie erwähnt, ergibt sich das bei Liou zu findende Gleichungssytem (Gln. (8.3.3) und (8.3.4)), wenn in den Gleichungen (64) und (65) $\varepsilon_E=1$ gewählt wird. Man erhält (siehe auch Abb.2):

$$\left(1-\alpha_E\right)\frac{S}{4}-\varepsilon_a\;\sigma\;T_a^{\;4}-\left(1-\varepsilon_a\right)\sigma\;T_E^{\;4}=0 \qquad (R8)$$

und

$$\left(1-\alpha_E-A_a\right)\frac{S}{4}+\varepsilon_a\;\sigma\;T_a^{\;4}-\sigma\;T_E^{\;4}=0 \quad . \qquad (R9)$$

Daß offensichtliche Defizit von LL, Gleichungen nachvollziehen zu können, ist kein Entschuldigungsgrund dafür, falsche Behauptungen aufzustellen. Im übrigen hätten LL aus der von KD zitierten Abbildung von Trenberth et al. (2009) entnehmen können, wie falsch ihre (LL) Behauptung ist. Die in dieser Abbildung dargestellten Flüsse solarer Strahlung am Oberrand der Atmosphäre lauten: $\left(1-\alpha_E\right)S/4=239\;W/m^2$ und $\alpha_E\;S/4=102\;W/m^2$.

LL behaupten weiterhin:

Den größten Fehler in ihrem Modell, das zwar die Absorption der kurzwelligen Solarstrahlung in der Atmosphäre und die sensible sowie latente Wärme berücksichtigt,

machen Kramm und Dlugi jedoch dadurch, dass sie die direkte langwellige Abstrahlung von der Erdoberfläche in den Weltraum in folgenden Gleichungen ihrer Arbeit nicht berücksichtigen - Glg.(69), (70), (71), A(17), A(18), A(21) und A(22). Erst mit dieser Auslassung erhält man die in Abbildung (15) auf Seite 154 angegeben Werte für die Oberflächentemperatur der Erde von z. B. TE=268 K und Ta=255 K bei Aa=0,25 (Aa als Absorptionskoeffizient der kurzwelligen Solarstrahlung in der Atmosphäre) und den Emissionskoeffizienten εa=εE=1, die infolgedessen mit den realistischen empirischen Werten nicht übereinstimmen. Für die Temperatur der Atmosphäre erhalten sie Ta=255 K (s. Fig. 15), unabhängig von Aa, was physikalisch ebenfalls nicht zu erklären ist.

Diese Behauptungen sind alle falsch.

Die direkte langwellige Ausstrahlung, um den Begriff von LL zu verwenden, wird in Gl. (64) durch den Ansatz (siehe auch Abb. 3)

$$\left(1 - \varepsilon_a\right) \varepsilon_E \ \sigma \ T_E^{\ 4}$$

beschrieben. Darauf weisen KD explizit hin. Auf Seite 152 der Arbeit von KD heißt es dazu:

> “Furthermore, the term $\left(1 - \varepsilon_a\right) \varepsilon_E \ \sigma \ T_E^{\ 4}$ is the terrestrial radiation that is propagating through the atmosphere (it also includes the terrestrial radiation that is passing through the atmospheric window).”

Da Liou (2002) die Oberfläche der Erde als schwarzer Strahler annimmt ($\varepsilon_E = 1$), ergibt sich für diesen Ansatz

$$\left(1 - \varepsilon_a\right) \sigma \ T_E^{\ 4}$$

Dieser Ansatz ist in Gl. (R8) enthalten (siehe auch Abb. 2). **Die Behauptung von LL ist also falsch.**

Um zu dokumentieren, daß die Behauptung von LL, diese langwellige Austrahlung sei nicht in den Gln. (69), (70), (71), A(17), A(18), A(21) und A(22) zu finden, falsch ist, sollen diese Gleichungen hier wiederholt und entsprechend kommentiert werden:

Gleichung (69):

$$\left(1 - \alpha_E - A_a\right) \frac{S}{4} + \varepsilon_E \ \varepsilon_a \ \sigma \ T_a^{\ 4} - \varepsilon_E \ \sigma \ T_E^{\ 4} - H - E = 0 \quad . \tag{69}$$

Es handelt sich – wie bei KD vermerkt – um die mit Hilfe der Flüsse von sensibler und latenter Wärme erweiterte Version der Gl. (65) für die Erdoberfläche. Der Ansatz $\left(1 - \varepsilon_a\right) \varepsilon_E \ \sigma \ T_E^{\ 4}$ hat darin nichts zu suchen, denn er beschreibt die direkte langwelle Austrahlung der Erdoberfläche am Oberrand der Atmosphäre, die infolge des Wirkung der Atmosphäre auf den $\left(1-\varepsilon_a\right)$-Betrag reduziert wurde. An der Erdoberfläche ist die langwellige Austrahlung gleich $\varepsilon_E\ \sigma\ T_E^{\,4}$. Dieser Term ist in Gl. (69) vorhanden. **Die Behauptung von LL ist also falsch.**

Gleichungen (70) und (71):

$$T_a = \left\{\frac{\left(A_a + \varepsilon_a\left(1-\alpha_E - A_a\right)\right)\frac{S}{4} + \left(1-\varepsilon_a\right)\left(H+E\right)}{\varepsilon_a\ \sigma\left(1+\varepsilon_E\left(1-\varepsilon_a\right)\right)}\right\}^{\frac{1}{4}} \tag{70}$$

und

$$T_E = \left\{\frac{\left(\left(1+\varepsilon_E\right)\left(1-\alpha_E\right) - A_a\right)\frac{S}{4} - H - E}{\varepsilon_E\ \sigma\left(1+\varepsilon_E\left(1-\varepsilon_a\right)\right)}\right\}^{\frac{1}{4}} \quad . \tag{71}$$

Diese Gleichungen stellen die Lösung der Energiefluß-Bilanzgleichungen (64) und (69) dar. Selbstverständlich kann darin nicht mehr der Ansatz $\left(1-\varepsilon_a\right)\varepsilon_E\ \sigma\ T_E^{\,4}$ explizit erscheinen, weil u.a. nach der Oberflächentemperatur T_E aufgelöst wird. Die Wirkung dieses Ansatzes ist selbstverständlich enthalten, wie der Leser leicht überprüfen kann. Wenn in diesen Gleichungen $\varepsilon_E = 1$ eingesetzt wird und die Flüsse von sensible und latenter Wärme unbeachtet bleiben, so ergibt sich

$$T_a = \left\{\frac{\left(A_a + \varepsilon_a\left(1-\alpha_E - A_a\right)\right)\frac{S}{4}}{\varepsilon_a\ \sigma\left(2-\varepsilon_a\right)}\right\}^{\frac{1}{4}} \tag{R10}$$

und

$$T_E = \left\{\frac{\left(2\left(1-\alpha_E\right) - A_a\right)\frac{S}{4}}{\sigma\left(2-\varepsilon_a\right)}\right\}^{\frac{1}{4}} \quad . \tag{R11}$$

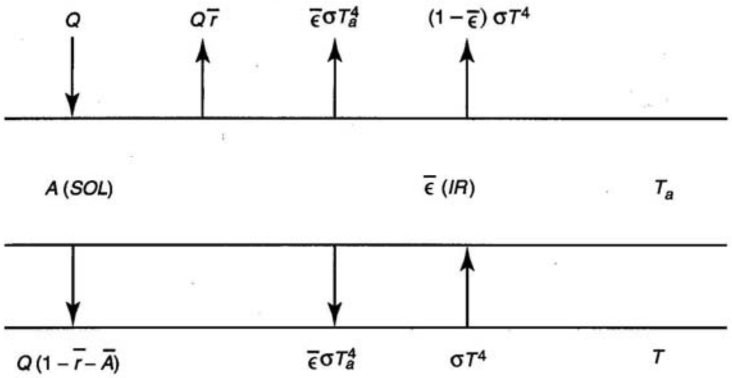

Figure 8.8 A two-layer radiative equilibrium model involving the surface and the atmosphere with temperatures denoted by T and T_a, respectively. The notations $\bar{A}$ and $\bar{\varepsilon}$ denote the absorptivity and thermal infrared emissivity, respectively, and $\bar{r}$ is the reflectivity. The solar input is defined by Q.

where πa_e^2 represents the cross sectional area of the earth–atmosphere system that intercepts the incoming solar flux, and the spherical area $4\pi a_e^2$ denotes emission in all directions. It follows that the equilibrium temperature of the system is

$$T_e = [(1-\bar{r})S/4\sigma]^{1/4}. \tag{8.3.2}$$

With this simple equation, we may study the effect of changes in the global albedo and/or the solar constant on the equilibrium temperature of the entire system. However, the surface temperature, which is a fundamental parameter in climate studies, cannot be directly related to either the solar constant or the global albedo change. Information about the surface temperature must be related to the transparency and opacity of the atmosphere with respect to solar and thermal infrared radiation, respectively.

To include surface temperature and the radiative properties of the atmosphere in the simplest radiative equilibrium model, we may construct a two-layer model. Let the mean solar absorptivity and the thermal infrared emissivity of the earth's atmosphere be $\bar{A}$ and $\bar{\varepsilon}$, respectively, and assume that the earth's surface is a blackbody with a temperature of T. In reference to Fig. 8.8, the energy balance equations at TOA and the surface may be written in the forms

$$Q(1-\bar{r}) - \bar{\varepsilon}\sigma T_a^4 - (1-\bar{\varepsilon})\sigma T^4 = 0, \tag{8.3.3}$$

$$Q(1-\bar{r}-\bar{A}) + \bar{\varepsilon}\sigma T_a^4 - \sigma T^4 = 0. \tag{8.3.4}$$

Solutions for the surface and atmospheric temperatures are

$$T^4 = Q[2(1-\bar{r}) - \bar{A}]/[\sigma(2-\bar{\varepsilon})], \tag{8.3.5}$$

$$T_a^4 = Q[\bar{A} + \bar{\varepsilon}(1-\bar{r}-\bar{A}]/[\sigma\bar{\varepsilon}(2-\bar{\varepsilon})]. \tag{8.3.6}$$

Abb. 2: Beschreibung des Zwei-Schichten-Energiefluß-Schema von Liou (2002, copy right: Academic Press). Liou betrachtet darin die Erdoberfläche als “schwarzer” Strahler ($\varepsilon_E = 1$).

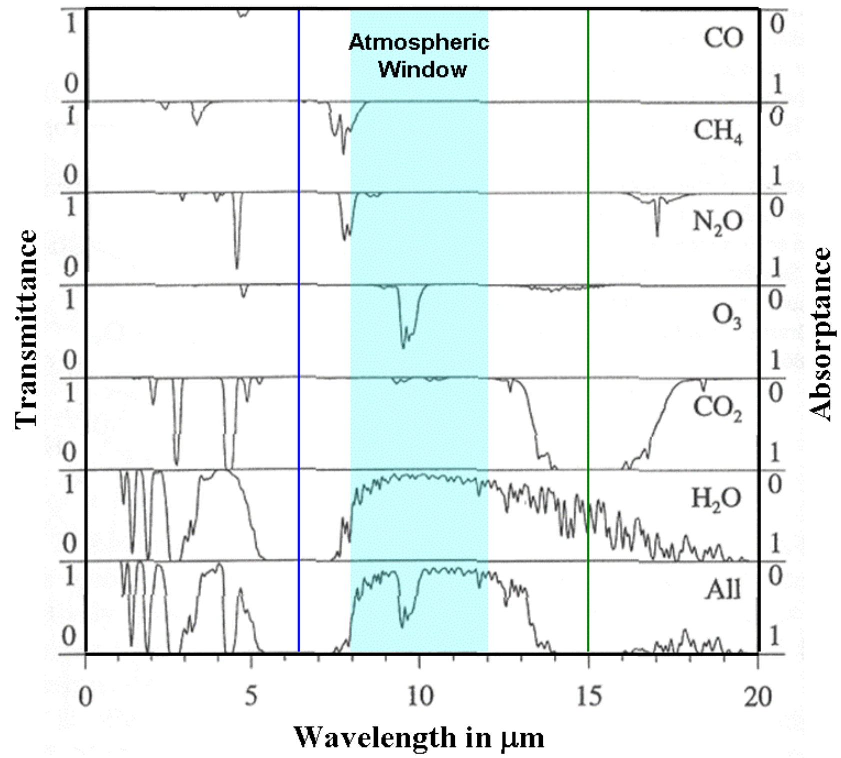

Abb. 3: 'Transmittance' und 'Absorptance' für verschiedene Gase in Abhängigkeit von der Wellenlänge (nach Andrews, 2000).

Diese Formeln sind äquivalent zu den Gln. (8.3.5) und (8.3.6) bei Liou (2002; siehe Abb. 2). Sie ergeben sich als Lösung des Gleichungssystems (R8) und (R9). **Die Behauptung von LL ist also falsch.**

Gleichung (A17):

$$R\,\frac{dT_s}{dt} = \left(1 - \alpha_E - A_a\right)\frac{S}{4} - H - E - \Delta F_{IR} \qquad \text{(A17)}$$

mit der Netto-Strahlung im Infrarotbereich $\Delta F_{IR} = F_{IR\uparrow}\left(T_s\right) - \varepsilon_E\, F_{IR\downarrow}$. Die prognostische Gleichung (A17) beschreibt die zeitliche Änderung der räumlich gemittelten Temperatur der Deckschicht eines Aqua-Planeten, wobei angenommen wird, daß die Oberflächentemperatur gleich dieser Wassertemperatur ist. Da zur Herleitung dieser Gleichung selbstverständlich über die Energieflüsse global gemittelt werden muß, aber nicht über die Oberflächentemperaturen, T_s, erscheint die Oberflächentemperatur nicht explizit in der langwelligen Ausstrahlung. Diese kann nur eingeführt werden, wenn die Oberflächentemperatur als gleichförmig angenommen und folglich das Stefan-Boltzmann-Gesetz anwendbar wird. Dann erhält man für die langwellige Austrahlung:

$$F_{IR\uparrow}\left(T_s\right) = \varepsilon_E\ \sigma\ T_s^{\,4} \quad . \tag{R12}$$

Die Behauptung von LL ist also falsch.

Gleichung (A18):

$$\left.\begin{aligned} R_a\ \frac{dT_a}{dt} &= \left(1-\alpha_E\right)\frac{S}{4} - \varepsilon_a\ \sigma\ T_a^{\,4} - \left(1-\varepsilon_a\right)\varepsilon_E\ \sigma\ T_s^{\,4} - \left(1-\alpha_E - A_a\right)\frac{S}{4} \\ &\quad - \varepsilon_E\ \varepsilon_a\ \sigma\ T_a^{\,4} + \varepsilon_E\ \sigma\ T_s^{\,4} + H + E \\ &= A_a\ \frac{S}{4} - \left(1+\varepsilon_E\right)\varepsilon_a\ \sigma\ T_a^{\,4} + \varepsilon_a\ \varepsilon_E\ \sigma\ T_s^{\,4} + H + E \end{aligned}\right\} \quad . \tag{A18}$$

Diese prognostische Gleichung für die Atmosphäre enthält – wie der Leser leicht erkennen kann – den Ansatz $\left(1-\varepsilon_a\right)\varepsilon_E\ \sigma\ T_s^{\,4}$ für die langwellige Ausstrahlung. Da im ersten Teil des Anhangs der Arbeit von KD die Gl. (2.1) hergeleitet wurde, in der für die Oberflächentemperatur das Symbol T_s verwendet wurde, diente dieses Symbol auch im zweiten Teil dieses Anhangs. In den Gleichungen (64) bis (71) wird dagegen das Symbol T_E für die Oberflächentemperatur verwendet, um die Vergleichbarkeit mit den Ergebnissen von Kramm et al. (2009) zu erleichtern, denn mit diesen Ergebnissen, wurde nachgewiesen, daß Smith's (2008) Versuch, die Arbeit von Gerlich & Tscheuschner (2007) zu widerlegen, ein ziemlich fruchtloses Unterfangen darstellte. Im Falle der Gleichungen (64) bis (71) wurden grundsätzlich stationäre Verhältnisse angenommen, wie das in den nachfolgenden Gleichungen (A21) und (A22) ausgedrückt wird. **Die Behauptung von LL ist also falsch.**

Gleichungen (A21) und (A22)[1]:

$$0 = \left(1-\alpha_E - A_a\right)\frac{S}{4} - H - E + \varepsilon_E\ \ \varepsilon_a\ \sigma\ T_a^{\,4} - \varepsilon_E\ \sigma\ T_s^{\,4} \tag{A21}$$

und

$$0 = \left(1-\alpha_E\right)\frac{S}{4} - \varepsilon_a\ \sigma\ T_a^{\,4} - \left(1-\varepsilon_a\right)\varepsilon_E\ \sigma\ T_s^{\,4} \quad . \tag{A22}$$

Im Falle der Stationarität liefern die Gln. (A17) (mit $\Delta F_{IR} = \varepsilon_E\ \sigma\ T_s^{\,4} - \varepsilon_E\ \ \varepsilon_a\ \sigma\ T_a^{\,4}$) und (A18) die Gln. (A21) und (A22). Gleichung (A21) beschreibt die Energiefluß-Bilanz an der Oberfläche,

[1]) In der gedruckten Version der Arbeit von KD ist in Gl. (A22) ein Vorzeichenfehler enthalten, was durch durch das Kombinieren der Gln. (A20) und (A21) leicht nachzuvollziehen ist. Ausserdem muss es an Stelle von "Combining Eqs. (A18) and (A19) yields" heissen: "Combining Eqs. (A20) and (A21) yields". Diese Druckfehler wurden bei der Korrektur der Druckfahnen uebersehen.

wobei die langwellige Austrahlung mit $\varepsilon_E \, \sigma \, T_s^4$ enthalten ist. Der Ansatz $\left(1-\varepsilon_a\right) \varepsilon_E \, \sigma \, T_s^4$ erscheint dagegen in Gl. (A22), die für die Atmospähre formuliert wurde. **Auch in diesem Falle ist die Behauptung von LL falsch.**

Nachdem also gezeigt wurde, daß alle Gleichungen korrekt sind, ist es notwendig die von LL verwendeten Zahlen zu bewerten. Die Abbildungen 14 und 15 stellen die Ergebnisse der Diskussion der Lösung des nicht-linearen Gleichungssystems (70) und (71) in Abhängigkleit vom Absorptionsvermögen A_a der Atmosphäre im solaren Bereich dar, wobei die Ergebnisse in Abb. 14 nicht die Wirkung der Flüsse von sensible und latenter Wärme enthalten, die in Abb. 15 berücksichtigt werden. Betrachten wir zunächst den in der Fachliteratur bekannten Fall der Annahme $\varepsilon_a = \varepsilon_E = 1$ (siehe z.B. Hantel, 1997; Lange, 2002; Kump et al., 2004). Diese Annahme liefert gemäß Abb. 14 für die Atmosphäre eine räumlich gemittelte Temperatur von 255 K, die etwa der mittleren Temperatur der Troposphäre entspricht, wie von KD explizit erwähnt wurde. Für die Oberflächentemperatur ergibt sich allerdings ein Wert von 303 K. Dieser ist um 15 K höher als die global gemittelte oberflächennahe Lufttemperatur. **Wenn LL diesen Wert als unrealistisch bezeichnen, so haben wir nichts dagegen. Es erhebt sich allerdings die Frage, warum LL in Ihrem Kommentar zur Arbeit von Gerlich & Tscheuschner (2009) sich ausgerechnet auf die Arbeit von Smith (2008) berufen, denn in Kap. 4 dieser Arbeit leitet Smith eine Formel her, die im Falle einer vollständig absorbierenden atmosphärischen Schicht ebenfalls 303 K liefert. Auch kann es wohl nicht wahr sein, daß LL im Falle von Smith (2008) ein "geschlossenes" atmosphärisches Fenster akzeptieren und uns nun in ihrer Version 14 belehren wollen, daß das atmosphärische Fenster immer "offen" sei, was wir seit Anfang der Studienzeit vor fast 40 Jahren wissen. (Dieses gilt natürlich nur für eine wolkenlose Atmosphäre.) Wir überlassen es LL, diese Inkonsequenz in ihrem Verhalten dem Leser zu erklären.**

In diesem Zusammenhang ist es auch noch erwähnenswert, daß in dem Kommentar von Halpern et al. (2010) zu der Arbeit von Gerlich & Tscheuschner (2009), an dem auch Smith als Ko-Autor beteiligt war, für das Emissionsvermögen der Atmosphäre im langwelligen Bereich generell $\varepsilon_a = 1$ annahmen. Es ist uns nicht bekannt, dass LL diese Annahme von Halpern et al. (2010) irgendwo kritisiert haben. Der interessierte Leser sei auf die Anwort von Gerlich & Tscheuschner (2010) zum Kommentar von halpern et al. (2010) verwiesen.

Die Annahme $\varepsilon_a = 1$ führt dazu, daß Gl. (64) in folgende Gleichung übergeht:

$$\left(1-\alpha_E\right) \frac{S}{4} - \sigma \, T_a^4 = 0 \quad . \tag{R13}$$

Wie man leicht nachvollziehen kann, ergibt sich daraus:

$$T_a = \left\{ \frac{\left(1-\alpha_E\right) S}{4 \, \sigma} \right\}^{\frac{1}{4}} \quad . \tag{R14}$$

Diesen Ausdruck erhält man auch an Hand der Gl. (R10), wenn $\varepsilon_a = 1$ eingesetzt wird. Er ist der Gl. (46) für eine Erde ohne Atmosphäre nicht nur im mathematischen, sondern auch im physikalischen Sinne sehr ähnlich. Physikalisch bedeutet dieses Ergebnis, daß alle solare Strahlung, die im System Erde-Atmosphäre energetisch wirksam ist, nämlich $\left(1-\alpha_E\right) S/4 \cong 239\ \mathrm{W/m^2}$, auch wieder in den Weltraum emittiert wird, wenn $T_a = 254.8\ \mathrm{K}$ beträgt.

Es ist physikalisch nicht gerechtfertigt, den Anteil der direkten langwelligen Ausstrahlung auf eine global gemittelte Oberflächentemperatur von etwa $\langle T_{ns} \rangle = 288\ \mathrm{K}$ zu beziehen, die von außen her dem durch die Gln. (64) und (65) bzw. (69) beschriebenen Zwei-Schichten-Modell vom Dines-Typus ohne jeglichen thermodynamischen Bezug aufgeprägt wird. Der Fluß der langwelligen Austrahlung von etwa $390\ \mathrm{K}$ ergibt sich, wenn das Stefan-Boltzmann-Gesetz auf diese global gemittelte oberflächennahe Lufttemperatur in physikalisch und mathematisch sinnloser Art und Weise angewendet wird. Das Stefan-Boltzmann-Gesetz ergibt sich durch die Integration der Planckschen Strahlungsfunktion z.B. über alle Wellenlängen und der Integration über den anliegenden Halbraum, wobei die von einem kleinen Flächenelement (vergleichbar mit der kleinen Öffnung eines Hohlraumstrahlers) emittierte Strahlung als isotrop betrachtet wird. Diese Integration entspricht einer Integration über ein Vektorfeld. Folglich ist das Anwenden des Stefan-Boltzmann-Gesetzes auf eine statistische Größe wie $\langle T_{ns} \rangle = 288\ \mathrm{K}$ aus physikalischen und mathematischen Gründen untersagt. **LL folgen Kiehl und Trenberth (1997) sowie Trenberth et al. (2009) ohne deren Vorgehen hinsichtlich der langwelligen Ausstrahlung zu bewerten.**

LL behaupten weiterhin:

Nimmt man dagegen die direkte langwellige Abstrahlung von der Erdoberfläche in den Weltraum -d.s. 40 W/m2, also ca. 10% der gesamten langwelligen Abstrahlung der Erdoberfläche von 396 W/m2, in Fig. 3 auf S. 142 gut erkennbar - in ein eindimensionales Modell mit auf, so stimmen die Ergebnisse mit den realistischen empirischen Werten überein, im Gegensatz zur Behauptung von Kramm und Dlugi.

In dem Zwei-Schichten-Modell wird der Anteil der direkten langwelligen Austrahlung durch $\left(1-\varepsilon_a\right) \varepsilon_E\, \sigma\, T_E^{\,4}$ beschrieben. Er ist von ε_a, ε_E und T_E abhängig. Für $\varepsilon_a = 1$ ist dieser Anteil identisch gleich Null. Für $\varepsilon_a = 0.8$, $\varepsilon_E = 1$ und $T_E = 255\ \mathrm{K}$ ergäbe sich z.B. für die direkte langwellige Austrahlung: $\left(1-\varepsilon_a\right) \varepsilon_E\, \sigma\, T_E^{\,4} \approx 48\ \mathrm{W/m^2}$.

Laut der Abb. 3 bei KD, die von Trenberth et al. (2009) übernommen wurde, beträgt der Netto-Strahlungsfluß im Infrarotbereich $\Delta F_{IR} = 63\ \mathrm{W/m^2}$. Drücken wir diese Netto-Strahlung im Sinne des Zwei-Schichten-Modells nach Dines (1917) aus, d.h.

$$\Delta F_{IR} = \varepsilon_E\, \sigma\, T_E^{\,4} - \varepsilon_E\ \varepsilon_a\, \sigma\, T_a^{\,4} \quad , \tag{R15}$$

und nehmen $\varepsilon_a = 0.8$, $\varepsilon_E = 1$ und $T_E = 288\ \mathrm{K}$ an, dann ergibt sich $T_a = 291\ \mathrm{K}$; im Falle von $T_E = 255\ \mathrm{K}$ erhält man $T_a = 250\ \mathrm{K}$ und im Falle von $T_E = 273\ \mathrm{K}$ ergibt sich $T_a = 273\ \mathrm{K}$. An Hand solcher Rechenbeispiele läßt sich zeigen, daß diese Gleichungen – je nach Wahl der

Parameter – ein Potpourri von Ergebnissen liefern, mit denen nichts beweisbar ist. Darauf weisen KD explizit hin.

Wenn die LL allerdings von realistischen Werten sprechen, dann müssen sie die Frage beantworten, was für sie realistische Werte sind. KD haben dargelegt, daß die Temperaturen, die in dem Zwei-Schichten-Modell verwendet werden, räumlich gemittelte Temperaturen für die Deckschicht des Aqua-Planeten und für die Atmsophäre darstellen. LL müssen also darauf antworten, was die realistische Temperatur für eine atmosphärische Schicht von mehr als 100 km Dicke ist. Eine solche Dicke ist zumindest erforderlich, denn die Definition des Oberrands der Atmosphäre beinhaltet, daß oberhalb dieser Schicht eine nennenswerte Beeinträchtigung von solarer und terrestrischer Strahlung nicht mehr stattfindet. Sie müssen auch darauf antworten, was die realistische Temperatur für die Deckschicht eines Aqua-Planeten von z.B. einer Schichtdicke von 150 m ist. Wenn LL dieses nicht können, dann erübrigt sich jede weitere Diskussion ihrer Einwände.

LL behaupten weiterhin:

Dabei fällt auf, dass sensible und latente Wärme über den ganzen Temperaturbereich, für den Kramm und Dlugi Werte berechnen, die für eine gemittelte globale Temperatur von 288 K (Trenberth et al.) bestimmte Summe von 97 W/m^2 (H=17 W/m^2 und E=80 W/m^2, also zs. 97 W/m^2) aufnehmen.

Diese Annahme ist physikalisch falsch, denn bei niedrigeren Temperaturen nehmen sensible und latente Wärme wesentlich niedrigere Werte an, z. B. gehen beide gegen Null, wenn sich die Oberflächentemperaturen der Erde dem Gefrierpunkt nähern oder noch darunter gehen. Kramm und Dlugi rechnen dagegen bis hin zu Oberflächentemperaturen von 245 K (= -28 °C) mit 97 W/m2 (s. Fig. 15). Die Änderung der sensiblen und latenten Wärme mit der Temperatur muss bei einer korrekten Berechnung berücksichtigt werden.

Diese Behauptung ist falsch. Im molekularen Bereich werden zur Berechnung des Wärme- und Wasserdampftransfers das Fouriersche Gesetz der Wärmeleitung und das Ficksche Diffusionsgesetz herangezogen. Beide Gesetze enthalten Gradienten der zugehörigen Größen Temperatur und spezifische Feuchte (Massenbruch) und sind infolgedessen lokale Formulierungen. Die Temperaturabhängigkeit der Temperaturleitfähigkeit sowie des Diffusionskoeffizienten von Wasserdampf in Luft sind bekannt. Diese Temperaturabhängigkeit belegt nicht, daß die Temperaturleitfähigkeit bzw. der Diffusionskoeffizient gegen Null gehen, wenn der Gefrierpunkt erreicht ist. Der Wärme- und Wasserdampftransfer spielt auch in der Wolkenmikrophysik eine wichtige Rolle. Dieser finden oft genug bei Temperaturen weit unter dem Gefrierpunkt statt.

Im Falle des turbulenten Transports sind die Fluktuationen des Windvektors und der Temperatur (als Maß für die Enthalpie) bzw. der Partialdichte des Wasserdampfs maßgeblich. Diese existieren auch bei Lufttemperaturen unter dem Gefrierpunkt. Daß diese Flüsse in Modellen parameterisiert werden müssen, wird in der KD-Arbeit an Hand üblicher Parameterisierung (Gl. (72) und (73)) ausführlich diskutiert.

Es ist seit etlichen Jahren in der Fachiteratur bekannt (Lange, 1985a,b; Kramm et al., 2004), daß räumlich gemittelte Temperaturen, Windgeschwindigkeiten und Partialdichten bzw. Massenbrüche nicht in solchen Parameterisierungen zu verwenden sind. Die mittlere Troposphärentemperatur beträgt z.B. etwa 255 K. Diese Temperatur kann natürlich **nicht** in Gl.

(72) verwendet werden. Das gleiche gilt für die global gemittelte oberflächennahe Lufttemperatur von $\langle T_{ns} \rangle = 288\ \mathrm{K}$. Es sind hierzu ganz andere Parameterisierungen erforderlich, die man, wenn überhaupt, nur mit großem meßtechnischen Aufwand empirisch herleiten könnte, was bisher nicht geschah. Im Falle der globalen Energiefluß-Bilanzmodelle des Systems Erde-Atmosphäre wäre selbst die Anwendung solcher Parameterisierungen zum Scheitern verurteilt, weil nämlich darin keine Windgeschwindigkeiten auftreten können, denn diese Modelle sind Integralmodelle, in denen nur die Transporte durch die Oberflächen des Systems betrachtet werden.

Die Kritik an der Oberflächentemperatur von 245 K geht völlig am Ziel vorbei, denn wir haben an Hand der Diskussion des Zwei-Schichten-Modells belegt, daß es seine Vielzahl von Ergebnissen liefert, die nicht dazu verwendet werden können, irgend einen wissenschaftlichen Beweis zu führen. LL versuchen mit dem Heranziehen irgend welcher sinnloser Ergebnisse, die ein solches Zwei-Schichten-Modell natürlich liefern kann, von diesem Sachverhalt bewußt abzulenken.

Sowohl das Energiefluß-Bilanzmodells von SM als auch das Zwei-Schichten-Modell vom Dines-Typus sind nicht geeignet, den atmosphärischen Treibhauseffekt zu belegen. Hierzu soll die Zusammenfassung von KD widergegeben werden:

> “In this paper we discuss the meaning of feedback parameter, greenhouse effect and transient climate response usually related to the globally averaged energy balance model of Schneider and Mass. After scrutinizing this model and the corresponding planetary radiation balance we state that (a) this globally averaged energy balance model is flawed by unsuitable physical considerations, (b) the planetary radiation balance for the Earth in the absence of an atmosphere is fraught by the inappropriate assumption of a uniform surface temperature, the so-called radiative equilibrium temperature of about 255 K, and (c) the effect of the radiative anthropogenic forcing, considered as a perturbation to the natural system, is much smaller than the uncertainty involved in the solution of the model of Schneider and Mass. This uncertainty is mainly related to the empirical constants suggested by various authors and used for predicting the emission of infrared radiation by the Earth’s skin. Furthermore, after inserting the absorption of solar radiation by atmospheric constituents and the exchange of sensible and latent heat between the Earth and the atmosphere into the model of Schneider and Mass the surface temperatures become appreciably lesser than the radiative equilibrium temperature. Moreover, both the model of Schneider and Mass and the Dines-type two-layer energy balance model for the Earth-atmosphere system, containing the planetary radiation balance for the Earth in the absence of an atmosphere as an asymptotic solution, do not provide evidence for the existence of the so-called atmospheric greenhouse effect if realistic empirical data are used.”

LL behaupten u.a. in ihrem Kommentar:

Kramm und Dlugi entwickeln daraufhin ein eigenes eindimensionales Modell unter Einbeziehung dieser beiden Größen, das von den Autoren als Zwei-Schichten-Modell

bezeichnet wird – mit der Erdoberfläche als erster und der Atmosphäre als zweiter Schicht.

Nichts davon ist richtig. Als ein-dimensional gelten Modelle dann und nur dann, wenn eine der räumlichen Koordinaten explizit als unabhängige Variable erscheint, egal ob es sich um ein prognostisches oder diagnostisches Modell handelt. Das ist bei den null-dimensionalen Klimamodellen nicht der Fall, in der, wie gezeigt wurde, nur die Zeit als unabhängige Variable auftritt.

Unsere Diskussion des global gemittelten Energiefluß-Bilanzschema vom Dines-Typus diente dazu, aufzuzeigen, daß man mit solchen Modellen – im Gegensatz zur Behauptung von Smith (2008) – den atmosphärischen Treibhauseffekt nicht nachweisen kann. Wie bereits erwähnt, kann man mit einem solchen Modell – je nach Wahl der Parameter – ein Potpourri von Ergebnissen erzeugen, wie von KD auch beschrieben.

Dieser Modelltyp ist allerdings nun wirklich nicht neu, denn er wurde bereits von Dines im Jahre 1917 veröffentlicht. Globale Energiebilanz-Bilanzmodelle für das System Erde-Atmosphäre, wie sie z.B. von Fortak (1971), Kiehl und Trenberth (1997) und Trenberth et al. (2009) publiziert wurden, beruhen darauf. Es ist nochmals zu vermerken, daß es sich um räumliche gemittelte Temperaturen für die Atmosphäre und für die Deckschicht eines Aqua-Planeten handelt, wie sie in den prognostischen Gleichungen im Anhang der KD-Arbeit erscheinen. Zur Herleitung dieser prognostischen Gleichungen sind außerdem Annahmen erforderlich, die zum großen Teil nicht erfüllt sind bzw. nicht überprüft werden können.

LL behaupten unter anderem:

Es gibt dann im Artikel von Kramm und Dlugi einige weitere sehr interessante und lesenswerte Analysen (Kapitel 4) der Zeitabhängigkeit der Temperatur auf zeitlich veränderliche Störungen des Energiebilanzgleichgewichts.

Dieses ist eine uns völlig unverständliche Darlegung dessen, was in Kap. 4 gezeigt wurde. Es geht in diesem Kapitel darum aufzuzeigen, was der Einfluß der Linearisierung des Stefan-Boltzmann-Gesetzes bewirkt. Diese Linearisierung wurde in Kap. 2 der Arbeit von KD diskutiert und führte zu Gl. (13) für eine Erde ohne Atmosphäre. Im Kap. 4 wurden die gleichen Annahmen verwendet wie in Kap. 3, in dem die Temperatur des planetare Strahlungsgleichgewicht für eine Erde ohne Atmosphäre diskutiert wurde. Wie dort dargelegt, sind diese Annahmen nicht erfüllt. Da es sich bei der 'climate feedback equation' in der Version von Gl. (13) bei KD um eine zeitabhägige Gleichung handelt, wurde diese Zeitabhängigkeit auch in Kap. 4 berücksichtigt. In allen Fällen, in denen eine Vielzahl unterschiedlicher Anfangszustände angenommen wurde, ergab sich: $T_s(\infty) = 254{,}86\,\text{K}$. Dieser Wert ist identisch mit der Temperatur des planetaren Strahlungsgleichgewichtes, wie sie an Hand von Gl. (46) bei KD berechnet wurde. Damit wurde dargelegt, daß der Unterschied von $1{,}76\,\text{K}$ für eine Referenztemperatur von $T_r = 273\,\text{K}$, wie er in Abb. 8 bei KD dargestellt ist, nur auf Grund der Linearisierung des Stefan-Boltzmann-Gesetzes zustandekam. Diese Referenztemperatur ist auch in dem Ansatz von Budyko (1969) zu finden, der von SM verwendet wurde (siehe Abb. 1). **Das bedeutet also, daß infolge dieser Linearisierung ein systematischer Fehler entsteht, der**

erheblich großer ist als die berechnete Zunahme der Oberflächentemperatur infolge von $\mathrm{RF} = 1{,}6\ \mathrm{W/m^2}$.

Unterschiedliche Anfangszustände bedeuten nicht zeitlich veränderliche Störungen des Energiebilanzgleichgewichts, wie von LL behauptet.

LL behaupten weiterhin:

Die Autoren Kramm und Dlugi und zeigen in Kapitel 3.3 an Hand des Gauss´schen Fehlerfortpflanzungsgesetzes, dass der zusätzliche anthropogene Treibhauseffekt durch CO2 von 1,6 W/m2 über einen Faktor 6 kleiner ist als die Gesamtmessfehler der zuvor genannten Strahlungsflüsse für den bisherigen natürlichen Treibhauseffekt. Was die Autoren damit sagen wollen, wird nicht weiter ausgeführt. Auf jeden Fall kann dies nicht bedeuten, dass man den anthropogenen Treibhauseffekt nicht messen kann. Denn ganz unabhängig von den beobachteten Strahlungsflüssen setzt die anthropogen verursachte Temperaturerhöhung auf einer mit wesentlich geringerem Fehler gemessenen Temperatur im vergangenen Jahrhundert auf.

Um die Unsicherheit, wie sie an Hand einer Gaußschen Fehlerfortpflanzungsrechnung hergeleitet wurde, realistisch bewerten zu können, wurde diese mit dem Einfluß des berechneten 'net anthropogenic radiative forcing', RF, verglichen. Jeder weitere Kommentar dazu ist überflüssig.

LL suggerieren jedoch, man könne das $\mathrm{RF} = 1{,}6\ \mathrm{W/m^2}$ für die Zeitspanne von 1750 bis 2005 messen. Wissen LL eigentlich noch, was sie schreiben? Es ist selbst heute mit hochempfindlichen Sensoren immens schwierig, generell einen Unterschied in der Strahlungsleistung von weniger als $2\ \mathrm{W/m^2}$ meßtechnisch nachzuweisen. Zudem gab es um 1750 noch keine geigneten Sensoren. Dieser Betrag von $\mathrm{RF} = 1{,}6\ \mathrm{W/m^2}$ beruht also nicht auf Messungen, sondern, was man auch in den IPCC-Reports nachlesen kann, auf Berechnungen. Und die darf man als Wissenschaftler sehr wohl hinterfragen. Zudem vergessen LL, daß nicht die Oberflächentemperatur routinemäßig gemessen wird (vom Satelliten aus möglich, wenn entsprechende Korrekturen für die atmosphärischen Strahlungstransport im IR-Bereich angewendet werden, erst seit etwa Mitte der 60er Jahre möglich), sondern die sog. 2m-Temperatur. Das globale Mittel dieser oberflächennahen Lufttemperatur hat seit etwa 1860 um weniger als 1 K zugenommen (siehe Abb. 7 bei KD). Dieses dem anthropogenen Treibhauseffekt zuzuordnen, wie das LL mit dem Hinweis **"setzt die anthropogen verursachte Temperaturerhöhung auf einer mit wesentlich geringerem Fehler gemessenen Temperatur im vergangenen Jahrhundert auf"**, ist aus wissenschaftlicher Sicht geradezu abenteuerlich. Eine Zunahme der global gemittelten oberflächennahen Lufttemperatur sagt doch überhaupt nichts über die Ursache aus. Und wie die Abb. 7 bei KD illustriert, deutet die Korrelation zwischen der Temperaturanomalie und der $\mathrm{CO_2}$-Konzentration nun wirklich nicht auf einen solchen ursächlichen Zusammenhang hin. Selbst eine gute Korrelation wäre kein Beleg dafür, daß ein ursächlicher Zusammenhang existiert. Wenn sich das IPCC zu einer solchen Argumentation hätte hinreißen lassen, wäre der Aufschrei der EIKE-Mitglieder nicht zu überhören gewesen.

Wie das RF im Falle von $\mathrm{CO_2}$ ermittelt wird, sei hier an Hand der logarithmischen Funktion,

$$RF = C \ln\left([CO_2]_t / [CO_2]_{t_0}\right)$$

dargelegt. Hierin sind C eine Konstante, $[CO_2]_t$ die als homogen verteilt angenommene Konzentration von CO_2 in der Atmsophäre zum Zeitpunkt $t = 2005$ und $[CO_2]_{t_0}$ diejenige zum Zeitpunkt $t_0 = 1750$. Diese Gleichung wurde angeblich an Hand komplexer Modellrechnungen hergeleitet, allerdings widerspricht sie direkt der Schuster-Schwarzschild-Gleichung.

In der Version 14 behaupten LL (Zusatzpunkte – in der ersten Widerlegung nicht enthalten):

Wir möchten zusätzlich zu unserer ersten Widerlegung noch auf einen weiteren schwerwiegenden Mangel der Arbeit von KD hinweisen. Im Modell von KD (siehe Seite 157 Gleichungen A18 bis A22) werden für die Abstrahlung vom oberen Rand der Atmosphäre und für die Rückstrahlung aus der unteren Troposphäre die gleiche Temperatur Ta und die gleiche Emissivität eingesetzt ($\varepsilon_a \, \sigma \, T_a^{\,4}$). Dies erfolgt für den Oberrand der Atmosphäre in Glg. (64) im zweiten Term

$$\left(1 - \alpha_E\right) \frac{S}{4} - \varepsilon_a \, \sigma \, T_a^{\,4} - \left(1 - \varepsilon_a\right) \varepsilon_E \, \sigma \, T_E^{\,4} = 0 \qquad (64)$$

und für den Erdboden in Glg.(65) ebenfalls im zweiten Term

$$\left(1 - \alpha_E - A_a\right) \frac{S}{4} + \varepsilon_E \, \varepsilon_a \, \sigma \, T_a^{\,4} - \varepsilon_E \, \sigma \, T_E^{\,4} = 0 \quad . \qquad (65)$$

Diese Modellierung ist, wie man bereits aus den Energie- und Strahlungsbilanzen von Trenberth (KD Seite 142, Fig. 3) entnehmen kann, unphysikalisch. Die langwellige Abstrahlung vom Rand der Atmosphäre beträgt 195 W/m2 *(Anmerkung: gemäß Bild von Trenberth sind 235 W/m2 inklusive 40 W/m2 direkte Abstrahlung vom Erdboden)*, die Rückstrahlung aus der Atmosphäre 333 W/m2. Bei so hohen Energieflussdifferenzen darf selbstredend nicht mit gleicher Emissivität und Temperatur gerechnet werden.

Es ist zunächst festzuhalten, daß die Gln. (64) und (65) auf Liou (2002) beruhen, wobei wir seine Annahme $\varepsilon_E = 1$ fallenließen (siehe hierzu Abb. 2). Ähnliche Gleichungssysteme sind in der Fachliteratur vielfach zu finden (z.B. Hantel, 1997; Lange, 2002, Kump et al. 2004; Smith, 2008; Halpern et al., 2010). In all diesen Gleichungssystemen wird $\varepsilon_a \, \sigma \, T_a^{\,4}$ als Ansatz verwendet, und zwar sowohl für die aufwärts gerichtete als auch für die abwärts gerichtete infrarote Strahlung der Atmosphäre. Offensichtlich ist dieser Sachverhalt LL nicht bekannt.

Es muß noch einmal darauf hingewiesen werden, daß sich LL bei ihrem Kommentar zur Arbeit von Gerlich & Tscheuschner (2009) auf Smith (2008) berufen. Bei Smith wird ebenfalls die Gleichheit der aufwärts gerichteten und abwärts gerichtete infraroten Strahlung der Atmosphäre verwendet. **Es bleibt LL auch in diesem Falle überlassen, diese Inkonsequenz in ihrem Verhalten dem Leser zu erklären.**

Die Verwendung dieses Ansatzes beruht darauf, daß die infrarote Strahlung die von den Luftmolekülen emittiert wird, als isotrop betrachtet wird. Es wurde bereits zuvor erwähnt, daß nur die Netto-Strahlung im Infrarotbereich, ΔF_{IR}, in ein Energiefluß-Schema, wie es von Kiehl & Trenbreth (1997), Trenberth et al. (2009) und anderen publiziert wurde. Wie dieser Wert zustandekommt, kann mit einem Zwei-Schichten-Modell nur auf die beschriebene Art und Weise behandelt werden. Der Wert $\Delta F_{IR} = 63\,\mathrm{W/m^2}$, der bei Trenberth et al. (2009) zu finden ist, kann mit einer Reihe von Temperaturen für die Atmosphäre und die Erdoberfläche erzeugt werden. **Was LL also behaupten, ist beliebig falsch.**

In ihrer Version 14 behaupten LL weiterhin:

Angesichts der zahlreichen Fehlinterpretationen und zum Teil grob falschen Vorstellungen vieler Laien-Kommentatoren dieser EIKE-News (es gäbe keine Gegenstrahlung, der 2. Hauptsatz würde verletzt,......) sei darauf hingewiesen, dass KD sehr wohl den Begriff der Gegenstrahlung verwenden und sie in ihren Energiebilanzgleichungen als maßgebenden Beitrag einbauen. Gegenstrahlung wird in der Arbeit von KD als „downwelling infrared radiation" bezeichnet. So schreiben KD zutreffend auf S. 144 rechte Spalte oben „The component that is radiated downward warms the Earth's surface more than would occur if only the dirct sunlight were absorbed". Die Konzepte, wie sie von Vorgängerautoren bei der Modellierung des TE eingeführt wurden, werden auch von KD verwendet, aber – und das ist neu in der Arbeit von KD - durch die bislang nicht berücksichtigte latente und sensible Wäme, sowie den von der Erdatmosphäre direkt absorbierten Strahlungsanteil ergänzt. Dieser Ansatz wird von uns nicht kritisiert, wir halten ihn im Gegenteil für einen sinnvollen und richtigen Weg.

Diese Behauptungen darf man schon als geradezu bösartig bezeichnen. Laien-Kommentare, wie sie von LL in diesem Abschnitt erwähnt werden, haben mit der Arbeit von KD nichts zu tun. Der 2. Hauptsatz der Thermodynamik wird von KD nirgendwo diskutiert. Laien-Kommentare in ihren Kommentar zur Arbeit von KD zu einzubeziehen, ist unverfroren und verstößt gegen jede Form der wissenschaftlichen Disputation. Daß KD in den Kapiteln 2 bis 6 die sog. atmosphärische Gegenstrahlung in die Betrachtungen einbeziehen, geht LL offenbar erst in einer der jügeren Versionen ihres Kommentars auf. Dabei diskutieren KD in ihrem Kap. 5 ausführlich neun verschiedene empirische Ansätze nach Angstroem und Brunt für die atmosphärische Gegenstrahlung (siehe Tabellen 2 und 3 bei KD).

Wenn LL behaupten: **So schreiben KD zutreffend auf S. 144 rechte Spalte oben „The component that is radiated downward warms the Earth's surface more than would occur if only the dirct sunlight were absorbed"**, dann muß die Frage erlaubt sein, was LL mit diesem Zitat eigentlich bezwecken wollen. LL zitieren aus der Beschreibung der American Meteorological Society (AMS) zum sog. atmosphärischen Treibhauseffekt. Dieses Zitat der AMS wurde ausdrücklich als solches von KD gekennzeichnet. Dieses Zitat KD zuzuschreiben, wie von LL vorgenommen, ist wohl das schlimmste Beispiel der vielen Aussagefälschungen, denen sich LL in ihrem Kommentar zu KD bedienen.

4. Schlußfolgerungen

In der Version 14 ihres Kommentars zur Arbeit von KD ziehen LL folgendes Fazit:

Infolge der hier aufgezeigten Fehler wird eine Revision der Arbeit von Kramm und Dlugi zwingend erforderlich. Die bisherige Fassung der Arbeit bietet nach unserer Auffassung, die wir oben im Detail belegt haben, keine überzeugende Argumentation dafür, dass das Résumée der Autoren (KD), *keinen Anhaltspunkt für die Existenz des so genannten atmosphärischen Treibhaus-Effektes aufzufinden*, vertretbar ist. Es ist nicht unsere Aufgabe zu ermitteln, welche Ergebnisse sich mit den erforderlichen Korrekturen ergeben würden. Wir wären aber an den Ergebnissen einer solchen Korrektur interessiert.

Selbst in ihrem Fazit bedienen sich LL der Aussagefälschung, denn KD argumentierten, daß

"both the model of Schneider and Mass and the Dines-type two-layer energy balance model for the Earth-atmosphere system, containing the planetary radiation balance for the Earth in the absence of an atmosphere as an asymptotic solution, do not provide evidence for the existence of the so-called atmospheric greenhouse effect if realistic empirical data are used."

Diese Schlußfolgerung ergab sich auf Grund der Diskussion der Ergebnisse, die diese Modelle lieferten.

Wir haben hier aufgezeigt, daß LL bei ihrem Kommentar zur Arbeit von Kramm & Dlugi (2010) mit einer Vielzahl von falschen Behauptungen und Aussagefälschungen gearbeitet haben. An einigen Stellen ktitisierten LL sogar Ansätze aus der Fachliteratur, die von KD verwendet und also solche gekennzeichnet wurden, obwohl diese Ansätze auch in der Arbeit von Smith (2008) zu finden sind, die von LL zur Widerlegung der Arbeit von Gerlich & Tscheuschner (2009) herangezogen wurde. Dieses Vorgehen läßt den Schluß zu, daß LL nur versuchen, wissenschaftliche Arbeiten, die in begutachteten Fachzeitschriften erschienen sind (peer-reviewed), mit Hilfe von Aussagefälschungen und falschen Behauptungen zu "widerlegen", um Zweifel an der Kompetenz von Autoren wie Gerlich, Tscheuschner, Dlugi und Kramm zu sähen.

Wenn LL behaupten auf Grund ihres Kommentars schlußfolgern, eine Korrektur der Arbeiten von Kramm & Dlugi (2010) sei erforderlich, dann mag eine solche Schlußfolgerung allenfalls auf einer politisch-wirtschaftlichen Agenda beruhen, von der sich LL leiten ließen, aber keinesfalls auf einer wissenschaftlichen Bewertung.

Literaturverzeichnis:

Andrews D.G. An Introduction to Atmospheric Physics. Cambridge University Press, Cambridge, UK, 2000, 240 pp.

Budyko M.I. The effect of solar radiation variations on the climate of the Earth. Tellus 1969; 21: 611-619.

Dines W.H. The heat balance of the atmosphere. Quart. J. Roy. Met. Soc. 1917; 43: 151-158.

Fortak H. Meteorologie. In: Das Wissen der Gegenwart, W. von Braun, ed., Berlin/Darmstadt/Wien: Deutsche Buch-Gemeinschaft, 1971.

Gerlich G., Tscheuschner R.D. Falsification of the atmospheric CO_2 greenhouse effects within the frame of physics. Int. J. Mod. Phys. 2009; B23: 275-364 (see also arXiv 2007, http://arxiv.org/abs/0707.1161).

Gerlich G., Tscheuschner, R. . Reply to "Comment on 'Falsification of the atmospheric CO_2

greenhouse effects within the frame of physics' by Joshua B. Halpern, Christopher M. Colose, Chris Hos-Stuart, Joel D. Shore, Arthur P. Smith, Jörg Zimmermann". International Journal of Modern Physics B 2010; 24: 1333–1359.

Halpern J.B., Colose C.M., Ho-Stuart C., Shore J.D., Smith A.P., Zimmermann J. Comment on "Falsification of the atmospheric CO_2 greenhouse effects within the frame of physics". International Journal of Modern Physics B 2010; 24: 1309–1332.

Hantel M. Klimatologie. In: Bergmann, Schaefer – Lehrbuch der Experimentalphysik, Band 7, Erde und Planeten. Walter de Gruyter, Berlin/New York, 1997, pp. 311-426.

Kiehl J.T. Atmospheric general circulation modeling. In: Trenberth K.E., ed. Climate System Modeling. Cambridge University Press, Cambridge/New York, 1992, pp. 319-369.

Kiehl J.T., Trenberth K.E. Earth's annual global mean energy budget. Bulletin of the American Meteorological Society, 1997; 78 (2): 197-208.

Kramm G., Dlugi R., Mölders N. On the vertically averaged balance equation of atmospheric trace constituents. Meteorol. Atmos. Phys. 2004; 86: 121-141.

Kramm G., Dlugi R., Zelger M. Comments on the "Proof of the atmospheric greenhouse effect" by Arthur P. Smith. http://arxiv.org/abs/0904.2767v3, 2009.

Kramm G., Dlugi R. On the meaning of feedback parameter, transient climate response, and the greenhouse effect: Basic considerations and the discussion of uncertainties. The Open Atmospheric Science Journal 2010; 4: 137-159.

Kump L.R., Kasting J.F., Crane R.G. The Earth System. Pearson Education, Upper Saddle River, NJ., 2004.

Lange H.-J. Numerical simulation of generalized Ekman pumping. Part I: Dynamics. Beitr. Phys. Atmosph. 1985a; 58: 304-325.

Lange H.-J. Numerical simulation of generalized Ekman pumping. Part II: Energetics and some aspects of synergetics. Beitr. Phys. Atmosph. 1985b; 58: 326-345.

Lange H.-J. Die Physik des Wetters und des Klimas. Dietrich Reimer-Verlag, Berlin, 2002, 625 pp.

Liou K.N. An Introduction to Atmospheric Radiation - Second Edition. Academic Press, San Diego, CA, 2002.

Manabe S., Stouffer R.J. Role of ocean in global warming. J. Meteor. Soc. Japan 2007; 85B: 385-403.

North G.R. Theory of energy-balance climate models. J. Atmos. Sci. 1975; 32:2033-2045.

Schneider S.H., Mass, C. Volcanic dust, sunspots, and temperature trends. Science 1975; 190: 741-746.

Schwartz S.E. Heat capacity, time constant, and sensitivity of Earth's climate system. J. Geophys. Res. 2007; 112: D24S05 doi:10.1029/2007JD008746.

Smith, A.P. Proof of the atmospheric greenhouse effect. http://arxiv.org/abs/0802.4324, 2008.

Trenberth K.E., Fasullo J.T., Kiehl J. Earth's global energy budget. Bull. Amer. Meteor. Soc. 2009; 311-323.