

Gegendarstellung zu dem Bericht auf der EIKE-Webseite “Vereinfachtes Atmosphärenmodell beweist eine Klimasensitivität des CO₂ von 1,1 °C auf der Basis beobachteter Strahlungsflüsse“ von Rainer Link und Horst-Joachim Lüdecke

1. Die Autoren Link und Lüdecke behaupten in ihrem EIKE-Beitrag vom 4. August 2011:

»Ferner wurden von uns die Veröffentlichungen von Gerlich/Tscheuschner sowie von Kramm/Dlugi, die beide den erwärmenden Einfluss des anthropogenen CO₂ in Frage stellen, einer Fachkritik unterzogen.«

Diese Behauptung ist falsch. Kramm und Dlugi (2010a) haben an Hand der Werte für den sog. ‚feedback‘-Parameter λ , wie sie von Budyko (1969, 1977), Schneider und Mass (1975), North (1975) und Kiehl (1992) veröffentlicht wurden, sowie des sog. ‚net anthropogenic radiative forcing‘ von $RF = 1,6 \text{ W m}^{-2}$, was von Forster et al. (2007) übernommen wurde (siehe auch Abb. 4 bei Kramm und Dlugi, 2010a), Erhöhungen der Oberflächentemperatur berechnet. Die Ergebnisse sind in Unterkapitel 2.5 bei Kramm und Dlugi (2010a) aufgelistet (siehe auch Tabelle 1 dieser Arbeit). Darauf wurde bereits in der Antwort von Kramm und Dlugi (2010b) auf den Kommentar von Link und Lüdecke (siehe <http://www.eike-klima-energie.eu/news-anzeige/widerlegt-die-arbeit-von-kramm-und-dlugi-den-treibhauseffekt-des-anthropogenen-co2/>) hingewiesen, so daß die obige Behauptung von Link und Lüdecke wider besseren Wissens wiederholt wurde.

Im Gegensatz zu der Berechnung von Link und Lüdecke (2011) erfolgte unsere Berechnung dieser Temperaturerhöhung mit Hilfe der Beziehung $\Delta T_s = RF/\lambda = \lambda^* RF$, wobei der sog. ‚climate sensitivity‘-Parameter, λ^* , der reziproke Wert des ‚feedback-Parameters ist. Unsere Berechnung befindet sich also in kompletter Übereinstimmung mit der Berechnungsgrundlage des 4. Berichts der Working Group I zum Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC), „Climate Change 2007 – The Physical Science Basis“. Ein Auszug aus dem Unterkapitel 2.2 dieses Berichtes lautet:

»The definition of RF from the TAR and earlier IPCC assessment reports is retained. Ramaswamy et al. (2001) define it as ‘the change in net (down minus up) irradiance (solar plus longwave; in W m^{-2}) at the tropopause after allowing for stratospheric temperatures to readjust to radiative equilibrium, but with surface and tropospheric temperatures and state held fixed at the unperturbed values’. Radiative forcing can be related through a linear relationship to the global mean equilibrium temperature change at the surface (ΔT_s): $\Delta T_s = \lambda^* RF$, where λ^* is the climate sensitivity parameter (e.g., Ramaswamy et al., 2001).«

2. Die Autoren Link und Lüdecke behaupten in ihrem EIKE-Beitrag vom 4. August 2011:

»Um keine Missverständnissen aufkommen zu lassen, weisen wir in diesem Zusammenhang darauf hin, dass weder Gerlich/Tscheuschner noch Kramm/Dlugi eigene vollständige Modelle vorstellen, wie wir es in unserer Arbeit tun. Insbesondere Kramm/Dlugi gingen den Weg, über eigene „Berichtigungen“ des Modells von (vorwiegend) Schneider/Mass zu belegen, dass mit ihren „Berichtigungen“ kein substantieller Nachweis für den Treibhauseffekt des CO₂ mehr

vorliege. Die „Berichtigungen“ enthielten gravierende Vernachlässigungen, so dass damit die, unserer Auffassung nach zwangsläufig falschen, Schlussfolgerung von Kramm/Dlugi bestens erklärt sind.«

Diese Behauptungen sind falsch, ausgenommen der Hinweis, daß Gerlich und Tschuschner kein eigenes vollständiges Modell vorstellten. Wie unzählige andere in der Physik und Meteorologie tätigen Wissenschaftler haben sich Gerlich und Tschuschner weder mit dem globalen Energiebilanzmodell nach Schneider und Mass (1975) noch mit dem zwei-Schichten-Energiebilanzmodell für das System Erde-Atmosphäre vom Dines-Typus (siehe Dines, 1917) beschäftigt. Auf Grund der Tatsache, daß das globale Energiebilanzmodell von Schneider und Mass (1975),

$$R \frac{dT_s}{dt} = (1 - \alpha_E) \frac{S}{4} - a - b(T_s - T_r) \quad , \quad (1)$$

im Falle des stationären Zustands die Existenz eines planetarischen Strahlungsgleichgewichts hinsichtlich der an der Erdoberfläche absorbierten solaren Strahlung auf der einen Seite und der langwelligen Netto-Strahlung (definiert als emittierte langwellige Strahlung minus atmosphärischer Gegenstrahlung) auf der anderen Seite voraussetzt, eine Voraussetzung, die im allgemeinen bei weitem nicht erfüllt ist, haben Kramm und Dlugi (2010a) sowohl die Absorption solarer Strahlung in der Atmosphäre ($A_a S/4$) sowie die Flüsse von sensibler (H) und latenter Wärme (E) in die Berechnung einbezogen, d.h.

$$R \frac{dT_s}{dt} = (1 - \alpha_E - A_a) \frac{S}{4} - a - b(T_s - T_r) - H - E \quad ; \quad (2)$$

denn nach Trenberth et al. (2009) gilt: $H + E = 97 \text{ W m}^{-2}$, so daß eine Vernachlässigung dieser Flüsse nicht zulässig ist. Hierin sind R der thermische Inertialkoeffizient, T_s die Oberflächentemperatur, S die Solarkonstante, α_E die planetare Albedo, A_a das Absorptionsvermögen der Atmosphäre im solaren Bereich, $T_r = 273,15 \text{ K}$ eine Referenztemperatur, und a und $b = \lambda$ empirische Konstanten. Danach lieferte das so erweiterte globale Energiebilanzmodell nach Schneider und Mass (1975) Werte für die Oberflächentemperatur (siehe Tab. 1 bei Kramm und Dlugi, 2010a), die mit der aus Beobachtungen hergeleiteten globalen Mitteltemperatur von etwa 288 K nichts gemein haben.

3. In ihrer Arbeit, die im International Journal of Modern Physics C (IJMPC) erschien, behaupten nun Link und Lüdecke (2011):

»They finally improved the model of Schneider and Mass by including the sensible and latent heat and the absorption of solar radiation by the atmosphere. However, also this corrected model3 shows substantial drawbacks. Kramm and Dlugi used only one temperature T_a and one integral emissivity ϵ_a for the lower and upper part of the atmospheric layer (Eq. A19, A20 in Ref. 3). This is not feasible because of the big difference between the long-wave radiation from the top of the atmosphere and the down-welling infrared radiation to the Earth at the lower atmosphere.«

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

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

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

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

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,

21 NOVEMBER 1975

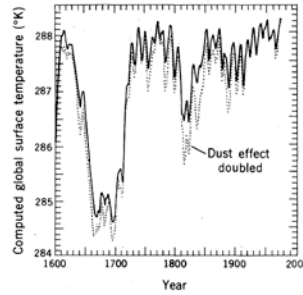


Fig. 2. Global surface temperature computed by the climate model, Eq. 4. The solid curve is for the nominal case where $S(t)$ is given by Fig. 1c, and the dotted curve is obtained by doubling the dust effect while leaving the sunspot effect unaltered.

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 $T_p \approx 255^\circ\text{K}$), $\beta_p \approx 65^\circ\text{K}$. 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 $\beta_s \approx 120^\circ\text{K}$, 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

$$R \frac{\partial T_s}{\partial t} = \frac{S}{4}(1 - \alpha) - F_{\text{IR}}(T_s) \quad (4)$$

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

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

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

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

where Δt is a 1-year time step.

The sensitivity to changes in S of the asymptotic steady-state temperature from Eq. 4 is $\beta_s = 152^\circ\text{K}$, 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 $T_s(t = \text{A.D. } 1600) = T_0$, 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

743

Abb. 1: Beschreibung des Modells von Schneider und Mass (1975; copy right: Science Magazine).

Diese Behauptungen sind falsch. Da dieser IJMPC-Artikel dem EIKE-Beitrag als Datei beigefügt ist, ist es zulässig, diese Aussage von Link und Lüdecke heranzuziehen, um die Behauptung hinsichtlich der erwähnten „Berichtigungen“ als falsch nachzuweisen.

Es ist offensichtlich, daß weder in der originären Version von Schneider und Mass (1975) noch in der von Kramm und Dlugi (2010a) erweiterten Version eine Temperatur der Atmosphäre, T_a , und ein integrales Emissionsvermögen der Atmosphäre, ϵ_a , auftreten. Der Grund dafür beruht auf der Tatsache, daß Schneider und Mass (1975) für die langwellige Netto-Strahlung eine empirische Beziehung nach Budyko (1969, 1977) verwendeten. Dieses ist in Abbildung 1 dargelegt, die die Seite 743 des Artikels von Schneider und Mass (1975) zeigt. Da diese Abbildung bereits auf Seite 3 der Antwort von Kramm und Dlugi (2010b) auf einen früheren EIKE-Beitrag von Link und Lüdecke vom 15. Dezember 2010 enthalten ist, müssen wir davon ausgehen, daß Link und Lüdecke bereits seit dem 4. Januar 2011 den wahren Sachverhalt kannten und trotzdem eine falsche Behauptung in ihrer IJMPC-Arbeit aufstellten und diese Behauptung nun in ihrem EIKE-Beitrag sinngemäß wiederholen.

Wie in der Arbeit von Kramm und Dlugi (2010a) dargelegt, bilden die Gleichungen (A19) und (A20) die Grundlage für das zwei-Schichten-Energiebilanzmodell vom Dines-Typus. Dieser Modelltyp wurde bereits 1917 von Dines veröffentlicht. Da Link und Lüdecke (2011) die Arbeit von Kiehl und Trenberth (1997) zitieren, sei auf folgenden Aussage von Kiehl und Trenberth hingewiesen, mit der ihre ‚Introduction‘ beginnt:

»There is a long history of attempts to construct a global annual mean surface–atmosphere energy budget for the earth. The first such budget was provided by Dines (1917).«

Daraus geht hervor, daß die zwei-Schichten-Energiebilanzmodelle vom Dines-Typus, die von Kramm und Dlugi (2010a) bewertet wurden, nicht eine von uns vorgenommene Erweiterung des globalen Energiebilanzmodells nach Schneider und Mass (1975) sein kann. Obwohl sie den Artikel von Kiehl und Trenberth (1997) zitierten, behaupteten Link und Lüdecke (2011) in ihrem IJMPC-Artikel:

»Kramm and Dlugi used the incompatibility of their model results with observed values as an argument that their model (the improved model of Schneider et al.) reveals “no evidence for the existence of the so-called atmospheric greenhouse effect, if realistic empirical data are used.«

Nach dieser Aussage von Link und Lüdecke soll also eine 58 Jahre ältere Modellstruktur eine Weiterentwicklung des Modells von Schneider und Mass (1975) darstellen.

Daß wir keine Neuentwicklung eines zwei-Schichten-Modells vom Dines-Typus in unserer Arbeit vorstellten, sondern diese Art von Modellen bewerteten, geht aus dem Kapitel 6 von Kramm und Dlugi (2010a) hervor. Dort heißt es:

»Recently, Smith [57] discussed the IR absorption by the atmosphere to illustrate the so-called greenhouse effect, where he used a two-layer model of radiative equilibrium. Similar models were already discussed, for instance, by Hantel [58] and Kump et al. [59]. In contrast to these models in which the absorption of solar radiation by the atmosphere is not included we consider the more advanced one of Dines [60] (see Figure 13) and Liou [18]. «

Im Gegensatz zu den zwei-Schichten-Modellen von Smith (2008), Hantel (1997) und Kump et al. (2004), enthält das Modell von Liou (2002) auch die Absorption solarer Strahlung in der Atmosphäre. Die Gleichungen (64) und (65) bei Kramm und Dlugi (2010a) entsprechen dem Modell von Liou (2002), wobei wir – im Gegensatz zu Liou - die Erdoberfläche nicht als perfekten schwarzen Strahler betrachteten. Für $\epsilon_E = 1$ ergeben die Gleichungen (64) und (65) bei Kramm und Dlugi (2010a):

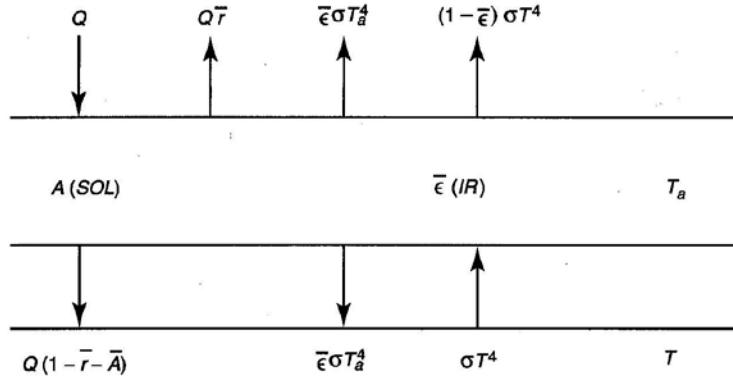


Figure 8.8 A two-layer radiative equilibrium model involving the surface and the atmosphere with temperatures denoted by T and T_a , respectively. The notations \bar{A} and $\bar{\epsilon}$ denote the absorptivity and thermal infrared emissivity, respectively, and \bar{r} is the reflectivity. The solar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

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

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

Solutions for the surface and atmospheric temperatures are

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

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

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

Erdoberfläche:

$$0 = \left(1 - \alpha_E - A_a\right) \frac{S}{4} + \varepsilon_a \sigma T_a^4 - \sigma T_E^4 \quad (3)$$

Oberrand der Atmosphäre:

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

die identisch sind mit den Gleichungen (8.3.3) und (8.3.4) bei Liou (2002), was in der Abbildung (2) illustriert ist. In diesem Zusammenhang ist auch folgende Behauptung von Link und Lüdecke (2011) zu erwähnen:

»Furthermore, the direct emission of the long wave radiation from Earth to space was wrongly taken into account by a term

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

(pp. 152 and Eq. A18 in Ref. 3) that disappears for $\varepsilon_a = 1$. This was the reason why *Kramm* and *Dlugi* obtained for the mean Earth temperature $T_E = 268$ K (Figure 15 in Ref. 3) that disagrees with the observed value $T_E = 288$ K. *Kramm* and *Dlugi* calculated the mean temperature of the atmosphere as $T_a = 255$ K ($\varepsilon_a = \varepsilon_E = 1$). In their paper this value is independent of the integral absorption of the atmosphere with respect to the range of solar radiation (A_a in fig. 15 of [3]), which seems rather odd.«

Diese Aussage ist ebenfalls falsch. Selbstverständlich ist der Term korrekt, was von *Kramm* und *Dlugi* (2011) gezeigt wurde. Wir haben ihn zwar von *Liou* (2002) übernommen, aber selbstverständlich überprüft. Wie die Abbildung 15 von *Kramm* und *Dlugi* (2010a) belegt, die hier als Abbildung 3 nochmals dargestellt ist, ergibt sich $T_E = 268$ K aus der Wahl von A_a . Für $\varepsilon_a = 1$ würde sich $T_E = 286$ K ergeben, falls die Erdoberfläche ebenfalls als „schwarzer“ Strahler ($\varepsilon_E = 1$) betrachtet wird. Der Wert von $T_E = 268$ K wird außerdem von *Kramm* und *Dlugi* (2010a) nicht explizit erwähnt, weil alle Temperaturen für die Oberfläche im Vergleich zu denen, die in Abbildung 14 (hier als Abb. 4 reproduziert) dargestellt wurden, niedriger sind. Der Unterschied beruht darauf, daß im Falle der Abbildung 15 auch die Flüsse von sensibler und latenter Wärme gemäß der Gleichung (69) bei *Kramm* und *Dlugi* (2010a) gemäß

$$\left(1 - \alpha_E - A_a\right) \frac{S}{4} + \varepsilon_E \varepsilon_a \sigma T_a^4 - \varepsilon_E \sigma T_E^4 - H - E = 0 \quad (5)$$

berücksichtigt wurden. Wie von *Kramm* und *Dlugi* (2010a) dargelegt, ergeben die Gleichungen (64) und (69) die folgende Lösung (siehe auch Gleichungen (70) und (71) bei *Kramm* und *Dlugi*, 2010a):

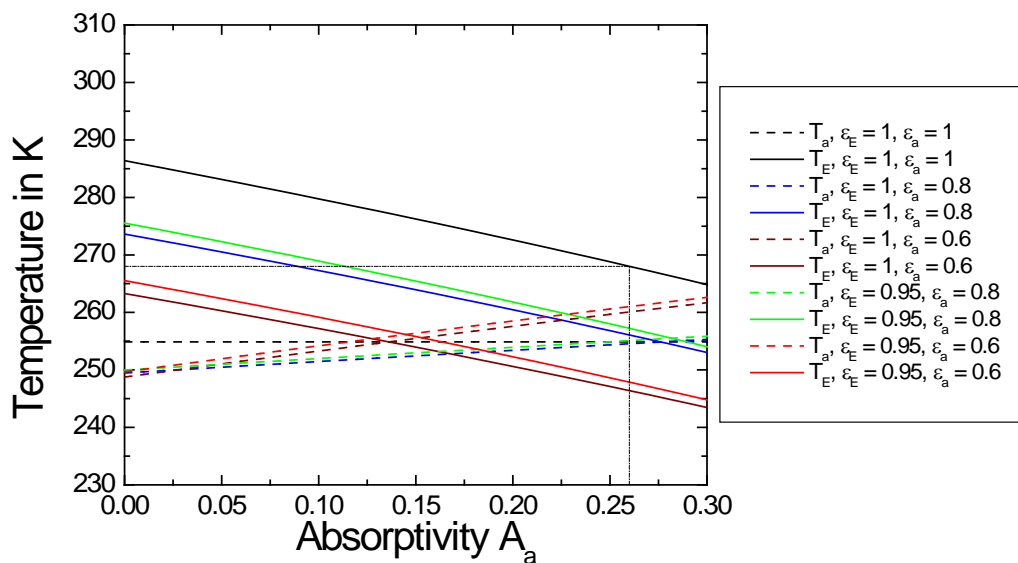


Abb. 3: Gleichförmig verteilte Temperaturen für die Erdoberfläche und die Atmosphäre in Abhängigkeit vom Absorptionsvermögen der Atmosphäre im solaren Bereich (nach Kramm et al., 2009 und Kramm und Dlugi, 2010a). Die dargestellten Ergebnisse beruhen auf einem zwei-Schichten-Energiebilanzmodell vom Dines-Typus, wobei im Vergleich zu Dines (1917) die Reflexion der von der Erdoberfläche emittierten infraroten Strahlung in der Atmosphäre gemäß Möller (1973) vernachlässigt wurde.

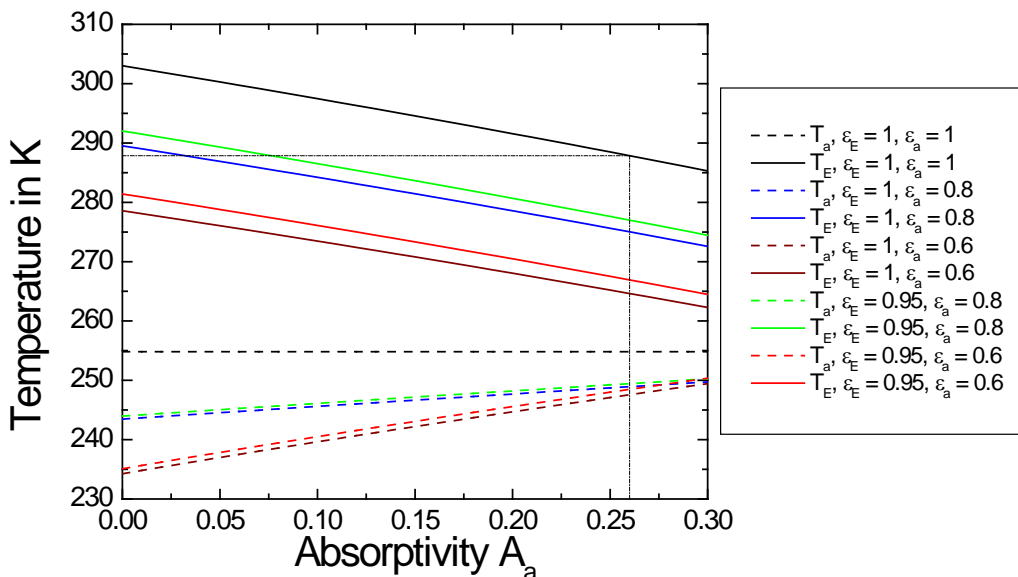


Abb. 4: Wie in Abb.3, aber die Flüsse von sensibler und latenter Wärme sind nicht berücksichtigt (nach Kramm et al., 2009 und Kramm und Dlugi, 2010a).

$$T_a = \left[\frac{\left(A_a + \varepsilon_a (1 - \alpha_E - A_a) \right) \frac{S}{4} + (1 - \varepsilon_a) (H + E)}{\varepsilon_a \sigma (1 + \varepsilon_E (1 - \varepsilon_a))} \right]^{\frac{1}{4}} \quad (6)$$

und

$$T_E = \left[\frac{\left((1 + \varepsilon_E) (1 - \alpha_E) - A_a \right) \frac{S}{4} - H - E}{\varepsilon_E \sigma (1 + \varepsilon_E (1 - \varepsilon_a))} \right]^{\frac{1}{4}} . \quad (7)$$

Für $\varepsilon_E = 1$ ergibt sich

$$T_a = \left[\frac{\left(A_a + \varepsilon_a (1 - \alpha_E - A_a) \right) \frac{S}{4} + (1 - \varepsilon_a) (H + E)}{\varepsilon_a \sigma (2 - \varepsilon_a)} \right]^{\frac{1}{4}} \quad (8)$$

und

$$T_E = \left[\frac{\left(2 (1 - \alpha_E) - A_a \right) \frac{S}{4} - H - E}{\sigma (2 - \varepsilon_a)} \right]^{\frac{1}{4}} . \quad (9)$$

Unter Vernachlässigung von H und E erhält man nach einer leichten Umformung:

$$T_a^4 = \frac{\left(A_a + \varepsilon_a (1 - \alpha_E - A_a) \right) S}{4 \varepsilon_a \sigma (2 - \varepsilon_a)} \quad (10)$$

und

$$T_E^4 = \frac{\left(2 (1 - \alpha_E) - A_a \right) S}{4 \sigma (2 - \varepsilon_a)} , \quad (11)$$

die mit den Gleichungen (8.3.5) and (8.3.6) bei Liou (2002, siehe Abb. 2) vollständig übereinstimmen, was Kramm und Dlugi (2010a) bereits in ihrem Artikel erwähnten. Es ist leicht

diesem Falle können Messungen genauer sein als Berechnungen.

Die intensive Beschäftigung mit der Theorie der Linien in den Bandenspektren hat noch einen anderen Grund, oder besser, einen anderen Nutzen. In der unteren Atmosphäre sind die Gase im thermodynamischen Gleichgewicht. Absorption eines Strahlungsquantums wird unmittelbar in kinetische Energie der Wärmebewegung übergeführt, und alle Strahlungsemission wird der kinetischen Energie der Moleküle in Form von Translation, Schwingung oder Rotation entnommen. In der hohen Atmosphäre gilt das nicht mehr. Hier kann die spontane

Emission von Wärmestrahlung schneller ablaufen als die Zeit zwischen zwei Zusammenstößen von Molekülen. Deshalb ist der Übergang von Strahlungsenergie in Wärme und umgekehrt nicht so eindeutig wie in unteren Schichten. MILNE (82) in der Astronomie und GOODY in der Meteorologie haben auf die Wichtigkeit dieser besonderen Bedingungen hingewiesen. Eine theoretische Erklärung der Strahlungsbilanz in der oberen Mesosphäre kann nicht ohne eine gute Kenntnis dieser Beziehungen gegeben werden. Ich glaube, daß es hier noch zahlreiche ungelöste Probleme der Meteorologie gibt.

7 Strahlungsbilanz

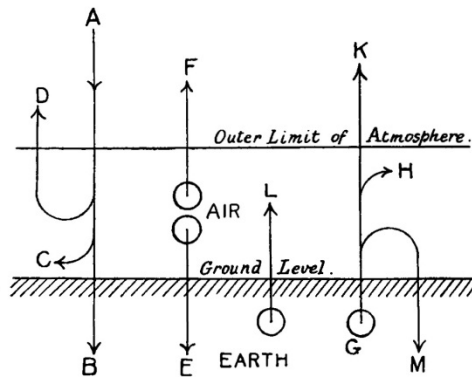


Abb. 7.1
Die Strahlungsbilanz der Atmosphäre. Reproduktion der Originalzeichnung aus DINES, L. W.: Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 43, 151—158 (1917).

Darin bedeuten:

- A = Strahlende Energie, welche die Atmosphäre erreicht.
- B = Durch die Erde absorbierter Anteil
- C = Durch die Luft absorbierter Anteil
- D = Durch Erde oder Luft reflektiert
- G = Strahlung der Erde
- M = zurückgespiegelter Anteil (Irrtum des Autors, dieser Anteil existiert nicht)
- H = absorbierter Anteil
- K = hindurchgelassener Anteil
- E = abwärts gerichtete Strahlung der Luft
- F = aufwärts gerichtete Strahlung der Luft
- L = Wärme von der Erde an die Luft übergehend, aber anders als durch Strahlung

Ich habe soeben den Begriff Strahlungsbilanz gebraucht. Die Strahlungsbilanz in ihrer Verbindung mit der Dynamik der Atmosphäre wird heute als das Endziel der meteorologischen Strahlungsforschung betrachtet, wenn es überhaupt jemals ein Endziel der Forschung an sich gibt. W. H. DINES (36) erkannte 1917 als Erster, daß die verschiedenen Strahlungsgrößen, oder wie wir heute sagen, Strahlungsströme an der Erdoberfläche und in der Atmosphäre nicht unabhängig voneinander sind, sondern daß es ein Gleichgewicht zwischen Einstrahlung und Emission des ganzen Systems Erde + Atmosphäre gibt. Sein Ausgangspunkt war nicht eine theoretische Auffassung, wie bei EMDEN (41) vier Jahre vorher, sondern es waren Größen, die er an der Erdoberfläche gemessen hatte und von der Solarkonstante, für die er einen brauchbaren Zahlenwert besaß. Er kannte die solare Einstrahlung und die langwellige (nächtliche) Ausstrahlung, die diffuse Himmelsstrahlung und die Gegenstrahlung der Atmosphäre, aber er mußte noch eine ganze Serie von Zahlenwerten aus Bedingungsgleichungen ableiten, die er gut und sorgfältig formulierte. Dieses Grundproblem war damit zum ersten Male aufgestellt (Abb. 7.1). Es wurde später neu berechnet 1929 durch ALT (7), dann 1934/36 durch BAUR (16) und PHILIPPS (86), 1954 durch H. G. HOUGHTON, 1952 und wieder 1970 durch LONDON, jedes Mal mit verlässlicheren Zahlen.

Zwei wesentliche Teile dieses Schemas können heute direkt von Satelliten aus gemessen werden, nämlich die herausgehende terrestrische Strahlung und der Rückwärtsstrom der solaren Strahlung nach Reflexion in der Atmosphäre. Daher kennen wir auch die solare Strahlungsenergie, die in dem System Erde + Atmosphäre verbleibt, und zwar für verschiedene Orte gesondert.

17

Abb. 5: Darstellung der Strahlungsbilanz nach Dines (1917), wie sie bei Möller (1973) zu finden ist. Möller erwähnt ausdrücklich, daß M, der zurückgespiegelte Anteil, auf einem Irrtum des Autors (also Dines) beruht.

einzusehen, daß im Falle von $\varepsilon_a = 1$ sich diese Gleichungen noch etwas vereinfachen lassen. Man erhält:

$$T_a = \left\{ \frac{(1 - \alpha_E) S}{4 \sigma} \right\}^{\frac{1}{4}} \quad (12)$$

und

$$T_E = \left\{ \frac{(2(1 - \alpha_E) - A_a) S}{4 \sigma} \right\}^{\frac{1}{4}} \quad (13)$$

Gleichung (12) ist identisch mit der des planetaren Strahlungsgleichgewichts für eine Erde ohne Atmosphäre. Mit $\alpha_E = 0,3$ und $S = 1366 \text{ W m}^{-2}$ ergibt sich also: $T_a = 255 \text{ K}$. Nimmt man noch $A_a = 0$, so erhält man: $T_E = 2^{\frac{1}{4}} T_a = 303 \text{ K}$. Diese Werte sind in der Literatur für diesen Spezialfall weitgehend bekannt (siehe Hantel, 1997; Lange, 2002; Kump et al., 2004; Smith, 2008). Die Behauptung von Link und Lüdecke, daß der Wert $T_a = 255 \text{ K}$ ‚odd‘ sei, ist also völlig unverständlich, denn er beruht auf simpler Algebra.

Da Abbildung 2 bereits auf Seite 9 der Antwort von Kramm und Dlugi (2010b) auf den früheren EIKE-Beitrag von Link und Lüdecke vom 15. Dezember 2010 enthalten ist, müssen wir davon ausgehen, daß Link und Lüdecke bereits seit 4. Januar 2011 den wahren Sachverhalt kannten und trotzdem falsche Behauptungen in ihrer IJMPC-Arbeit aufstellten. Es ist allerdings unverständlich, daß nun Link und Lüdecke nun behaupten,

»....., dass weder Gerlich/Tscheuschner noch Kramm/Dlugi eigene vollständige Modelle vorstellen, wie wir es in unserer Arbeit tun.«

Denn in ihrem früheren EIKE-Beitrag vom 15. Dezember 2010 behaupteten Link und Lüdecke noch:

»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. Dieses Modell wird formal sauber durchgerechnet. Die Ergebnisse sind in den Abbildungen (14) und (15) graphisch dargestellt. In Glg. (64) ist ihnen dabei ein Fehler unterlaufen. Der erste Term muss heißen

$A_a \cdot S/4$ anstatt $(1 - \alpha_E) \cdot S/4$

Dieser Fehler hat jedoch keinen Einfluss auf die Ergebnisse, so dass hier wohl nur ein Übertragungs-(Druck-) Fehler vorliegt.«

Bereits damals haben Link und Lüdecke also schon Behauptungen aufgestellt, die falsch sind, was sie nun mit ihrer Aussage in ihrem EIKE-Beitrag vom 4. August 2011 belegen.

Die Behauptung von Link und Lüdecke, daß Ihr Modell vollständig sei, ist im übrigen falsch. Die Modellgleichungen von Link und Lüdecke (2011) enthalten zwar einen Reflektionsterm, L_{rEA} , der aber bereits in der ursprünglichen Version des zwei-Schichten-Energiebilanzmodell für das System Erde-Atmosphäre von Dines (1917) enthalten ist, was auch aus der Abbildung 13 bei Kramm und Dlugi (2010a) hervorgeht. Dieser Term soll die Reflektion der von der Erdoberfläche emittierten infraroten Strahlung in der Atmosphäre kennzeichnen. Wie in Abbildung 5 dargelegt, übte bereits Möller (1973) Kritik an der Darstellung von Dines (1917). Die scheinbare Vollständigkeit, auf die Link und Lüdecke (2011) pochen, beruht also auf der Wiedereinführung eines Terms, der in der Fachliteratur als unbedeutend angesehen wird. Eine wissenschaftliche Begründung für dieses Wiedereinführen wird von Link und Lüdecke nicht geliefert. Da in der Arbeit von Trenberth et al. (2009), auf die sich Link und Lüdecke beziehen, aus begrifflichen Gründen eine Reflektion der von der Erdoberfläche emittierten Infrarotstrahlung nicht berücksichtigt wurde, rückten Link und Lüdecke (2011) dann bei ihren Berechnungen wieder davon ab, wobei sie erwähnen, daß $r_{EA} = 1 - \varepsilon_A = 0$. Dabei weisen sie darauf hin, daß dann gilt: $\varepsilon_A = 1$. Diese Darstellung ist natürlich falsch, denn es gilt (siehe z.B. Flege und Businger, 1980; Liou, 2002):

$$r_{EA} + r_A + d = 1 \quad . \quad (14)$$

Hierin sind r_{EA} das Reflektionsvermögen, r_A das Absorptionsvermögen und d das Transmissionsvermögen der betrachteten atmosphärischen Schicht im Infrarotbereich, wobei $r_A = \varepsilon_A$ gesetzt wird. Im Falle von $\varepsilon_A = 1$ würde also gelten: $r_{EA} = d = 0$. Ist das Reflektionsvermögen gleich null, dann bedeutet ein Emissionsvermögen der Atmosphäre von $\varepsilon_A = 1$, daß für das Transmissionsvermögen gilt: $d = 0$. Da in dem von Link und Lüdecke kritisierten Term

$$- (1 - \varepsilon_a) \varepsilon_E \sigma T_E^4$$

der Ausdruck $1 - \varepsilon_a$ das Transmissionsvermögen der Atmosphäre im Infrarotbereich beschreibt, ist es leicht verständlich, daß im Falle von $\varepsilon_a = 1$ die Atmosphäre für infrarote Strahlung, die von der Erdoberfläche emittiert wird, undurchlässig wäre. Die von der Erdoberfläche emittierte Strahlung würde dann in der Atmosphäre vollständig absorbiert werden, d.h. eine von der Erdoberfläche bewirkte direkte Emission von infraroter Strahlung in den Weltraum wäre nicht möglich.

Möller (1973) wurde von Kramm und Dlugi (2010a) zitiert, und es wurde darauf hingewiesen, daß in der Schwarzschild-Gleichung nur die Plancksche Funktion als Quellterm verwendet wird, so daß Streuprozesse ausgeschlossen werden. Wir schrieben:

Moreover, the reflection of IR radiation at the Earth's surface is included here, but scattering of IR radiation in the atmosphere is ignored, in accord with Möller [61]. The latter substantially agrees with the fact that in the radiative transfer equation the Planck function is considered as the

only source function when a non-scattering medium is in local thermodynamic equilibrium so that a beam of monochromatic intensity passing through the medium will undergo absorption and emission processes simultaneously, as described by Schwarzschild's equation [18, 63-65].

Neben der Reflektion von infraroter Strahlung taucht in dem Modell von Link und Lüdecke (2011) der Flußterm L_{ToA} , dem die beiden Autoren dann mit ihrer Gl. (21) eine Temperatur gemäß dem Stefan-Boltzmann-Gesetz zuordnen (ähnlich wie im Falle der Erdoberfläche). Der Flußterm L_{ToA} ist auch in jedem anderen zwei-Schichten-Modell vom Dines-Typus sowie im Modell von Liou (2002) enthalten. Ersetzt man in den reflektionsbereinigten Gleichungen (siehe Kramm und Dlugi, 2011)

$$0 = (1 - a) \frac{S_0}{4} - L_{ToA} - (1 - \varepsilon_A) L_E \quad (15)$$

und

$$0 = (1 - a - aa) \frac{S_0}{4} - L_E + \varepsilon_E L_A - Q \quad , \quad (16)$$

die den Gleichungen (14) und (16) bei Link und Lüdecke (2011) entsprechen, wobei das Transmissionsvermögen gemäß $d = 1 - \varepsilon_A$ ersetzt wurde, die Strahlungsflüsse L_A und L_E durch (siehe Gleichungen (19) und (20) bei Link und Lüdecke, 2011)

$$L_A = \varepsilon_A \sigma T_A^4$$

und

$$L_E = \varepsilon_E \sigma T_E^4 \quad ,$$

so erhält man (siehe Kramm und Dlugi, 2011):

$$0 = (1 - a) \frac{S_0}{4} - L_{ToA} - (1 - \varepsilon_A) \varepsilon_E \sigma T_E^4 \quad (17)$$

und

$$0 = (1 - a - aa) \frac{S_0}{4} - \varepsilon_E \sigma T_E^4 + \varepsilon_E \varepsilon_A \sigma T_A^4 - Q \quad . \quad (18)$$

Es kommt also nur darauf an, wie der Term L_{ToA} behandelt wird. Geht man davon aus, daß die Emission der infraroten Strahlung in der Atmosphäre isotrop erfolgt, dann ergibt sich nach Liou (2002):

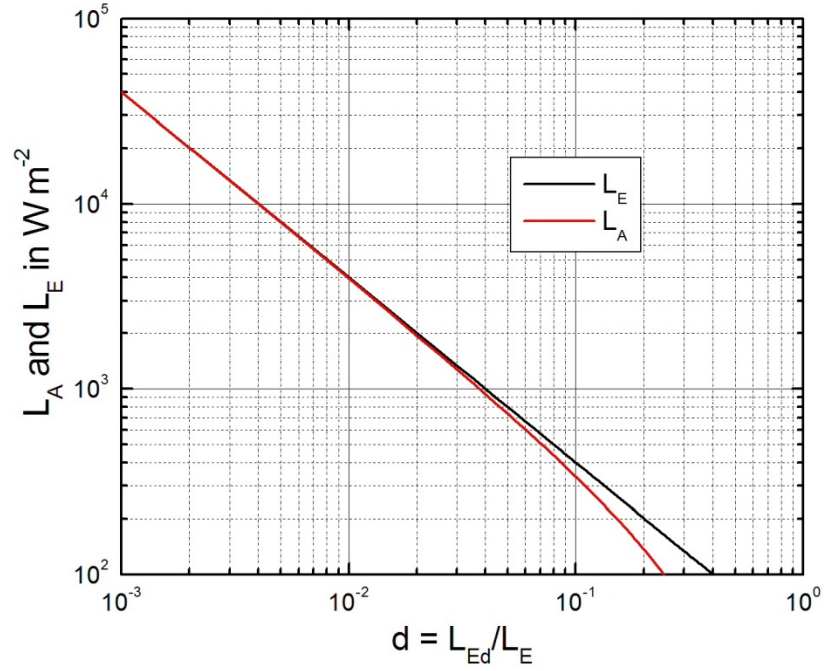


Abb. 6: Langwelliger Fluß L_A , emittiert von der Atmosphäre und absorbiert von der Erde, und L_E als Funktion von d (nach Link und Lüdecke, 2011).

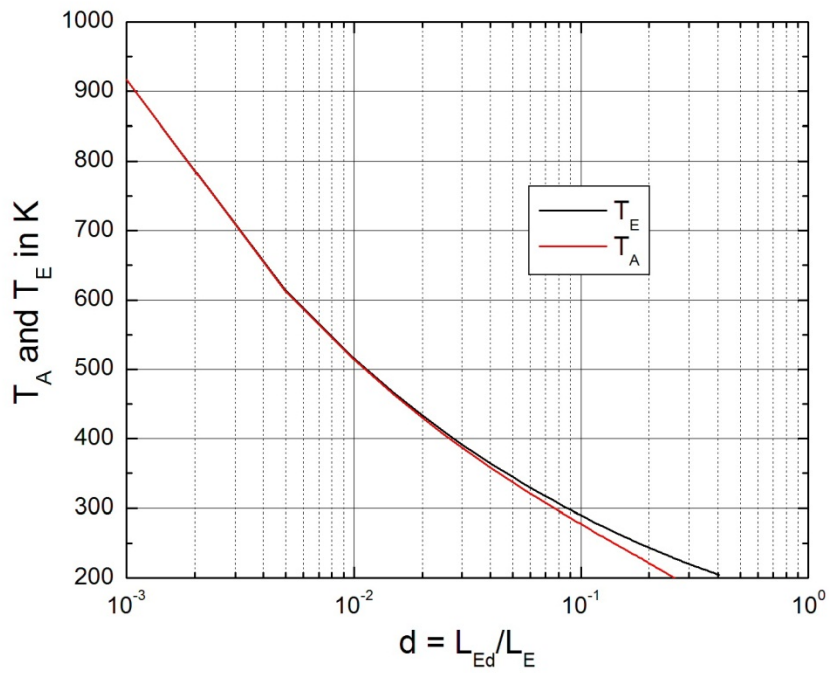


Abb. 7: Die zu Abb. 6 zugehörigen Temperaturen T_A und T_E als Funktion von d .

$$L_{\text{ToA}} = \varepsilon_A \sigma T_A^4 \quad (19)$$

Damit erhalt man (siehe Kramm und Dlugi, 2011)

$$0 = (1 - a) \frac{S_0}{4} - \varepsilon_A \sigma T_A^4 - (1 - \varepsilon_A) \varepsilon_E \sigma T_E^4 \quad (20)$$

Die hier aufgelisteten Gleichungen (18) und (20) sind identisch mit den Gleichungen (64) und (69) bei Kramm und Dlugi (2010a), deren Lösung den Gleichungen (70) und (71) bei Kramm und Dlugi (2010a) sowie den hier aufgelisteten Gleichungen (6) und (7) entsprechen.

Es ist allerdings falsch, diesen Term mit einer Temperatur des Oberrandes der Atmosphäre, T_{ToA} , zu verknüpfen, denn der Term L_{ToA} beruht auf der Wirkung einer Schicht der Atmosphäre, aber nicht auf der Wirkung einer Oberfläche. Link und Lüdecke mißachten dabei völlig die Isotropie der emittierten Strahlung, was daraus hervorgeht, daß kein zugehöriger abwärts gerichteter Strahlungsfluß beschrieben wird, der natürlich die darunterliegende Schicht der Atmosphäre beeinflussen würde. Umgekehrt beschreibt der Term L_A nur die abwärts gerichtete Emission; eine entsprechende aufwärt gerichtete Emission, die die darüberliegende Schicht beeinflussen würde, ist in dem Modell von Link und Lüdecke nicht existent.

Ist die Annahme der Isotropie der Strahlung nicht erfüllt, dann ist die Verwendung des Stefan-Boltzmann-Gesetzes generell unzulässig, weil die Annahme der Isotropie der Strahlung bei der Herleitung dieses Gesetzes im Rahmen der Integration über dem anliegenden Halbraum herangezogen wird. Diese Integration führt zu dem Faktor π , ohne dem die π^5 -Abhängigkeit der Stefanschen Konstante $\sigma = 2 \pi^5 k^4 / (15 c^2 h^3) \cong 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$ nicht gegeben wäre (siehe z.B. Liou, 2002; Lange, 2002; Kramm und Mölders, 2009). Hierin sind $k = 1,381 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$ die Boltzmannsche Konstante, $h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ J s}$ die Plancksche Konstante und $c = 2,998 \cdot 10^8 \text{ m s}^{-1}$ die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum. Es ist noch darauf hinzuweisen, daß oberhalb von etwa 60 km über NN die Annahme eines lokalen thermodynamischen Gleichgewichts nicht mehr gewährleistet ist, so daß das Anwenden der Planckschen Strahlungsfunktion, die zur Herleitung des Stefan-Boltzmann-Gesetzes herangezogen wird, für die oberen Schichten der Atmosphäre nicht mehr zulässig ist.

Folgt man nun dem Vorgehen von Link und Lüdecke (2011), nämlich den Term L_{ToA} gemäß der Gleichung (21) bei Link und Lüdecke auszudrücken, dann ergibt sich:

$$0 = (1 - a) \frac{S_0}{4} - \varepsilon_{\text{ToA}} \sigma T_{\text{ToA}}^4 - (1 - \varepsilon_A) \varepsilon_E \sigma T_E^4 \quad (21)$$

Die hier aufgelisteten Gleichungen (18) und (21) liefern dann (siehe Kramm und Dlugi, 2011):

$$T_A = \left\{ \frac{\left(aa + \varepsilon_A (1 - a - aa) \right) \frac{S_0}{4} - \varepsilon_{\text{ToA}} \sigma T_{\text{ToA}}^4 + (1 - \varepsilon_A) Q}{(1 - \varepsilon_A) \varepsilon_E \varepsilon_A \sigma} \right\}^{\frac{1}{4}} \quad (22)$$

und

$$T_E = \left\{ \frac{(1-a) \frac{S_0}{4} - \varepsilon_{ToA} \sigma T_{ToA}^4}{(1-\varepsilon_A) \varepsilon_E \sigma} \right\}^{\frac{1}{4}} . \quad (23)$$

Die Gleichungen (22) und (23) bilden also ein Gleichungssystem, was drei Unbekannte enthält. Dieses Gleichungssystem ist zunächst nicht lösbar. Um zu einer Lösung zu gelangen, muß eine der drei Unbekannten festgelegt werden, was bedeutet, daß die Ergebnisse, die für die beiden übrigen Unbekannten ermittelt wurden, von dieser Festlegung abhängen.

Link und Lüdecke (2011) übersehen, daß bei der Verwendung einer weiteren Temperatur für die Atmosphäre es unabdingbar ist, eine weitere atmosphärische Schicht einzuführen, für die dann die Strahlungsflüsse im solaren und infraroten Bereich für alle Schichten zu bilanzieren sind.

Ergebnisse, die von Link und Lüdecke (2011) an Hand ihrer Gleichungen (17) und (18) hergeleitet wurden, sind in deren Abbildung 2 illustriert. Unsere Abbildung 6 zeigt diese Ergebnisse ebenfalls. Nicht dargestellt ist, daß die sog. Nettostrahlung im Infrarotbereich,

$$\Delta L = L_E - L_A = 64 \text{ W m}^{-2} , \quad (22)$$

unabhängig vom Transmissionsvermögen d ist. Es ist offensichtlich, daß im Falle von $d \rightarrow 0$ die Strahlungsflüsse L_A und L_E gegen Unendlich tendieren. Interessant sind weiterhin die Temperaturen, die sich an Hand der Werte von L_A und L_E an Hand der Gleichungen (19) und (20) von Link und Lüdecke (2011) herleiten lassen. Diese sind in unserer Abbildung 7 dargestellt. Offensichtlich tendieren T_A und T_E bei abnehmendem Transmissionsvermögen der Atmosphäre im Infrarotbereich gegen immer höhere Werte, wobei ΔL sich nicht ändert. Für $d \rightarrow 0$ ergibt sich dann:

$$T_A \rightarrow \infty$$

und

$$T_E \rightarrow \infty .$$

Diese Ergebnisse, die sich auch an Hand der Gleichungen (22) und (23) wegen $d=1-\varepsilon_A$ ergäben, sind unvereinbar mit denen, die sich an Hand der hier aufgelisteten Gleichungen (12) und (13) mit $\alpha_E = 0,3$, $S = 1366 \text{ W m}^{-2}$ und $A_a = 0$ herleiten lassen:

$$(T_A =) T_a = 255 \text{ K}$$

und

$$T_E = 2^{\frac{1}{4}} T_a = 303 \text{ K} .$$

Wie bereits zuvor betont, sind diese Werte in der Fachliteratur weitgehend bekannt (siehe z.B. Hantel, 1997; Lange, 2002; Kump et al., 2004; Smith, 2008). Hinsichtlich der Abbildung 3 von Link und Lüdecke (2011) genügt es, darauf hinzuweisen, daß im Falle von $Q = 7 \text{ W m}^{-2}$ der Nettostrahlungsfluß im Infrarotbereich, wie nach der hier aufgelisteten Gleichung (22) definiert ist, etwa $\Delta L \approx 155 \text{ W m}^{-2}$ betragen würde, ein Wert, der also fast das 2,5-fache des Wertes von Trenberth et al. (2009) beträgt. Die in dieser Abbildung dargestellten Werte sind also ohne jegliche Bedeutung, was nicht verwunderlich ist; denn die Verknüpfung der Flüsse von sensibler und latenter Wärme mit irgend welchen Schichtmitteltemperaturen ist unzulässig. Dieses wurde bereits in der Arbeit von Kramm und Dlugi (2010a) diskutiert (siehe Gleichungen (72) und (73)). Es ist gängiges Basiswissen der Mikrometeorologie (siehe z.B. Pal Aria, 1988; Foken, 2008; Kramm und Herbert, 2009), daß Verknüpfungen, wie sie Link und Lüdecke (2011) mit ihrer Abbildung 3 suggerierten, nicht existieren.

Bereits an Hand dieser Ergebnisse läßt sich zeigen, daß die Behauptung von Link und Lüdecke vom 4. August 2011 auf der Webseite von EIKE,

»....., dass weder Gerlich/Tscheuschner noch Kramm/Dlugi eigene vollständige Modelle vorstellen, wie wir es in unserer Arbeit tun«

was die Vollständigkeit ihres Modells sich nur auf das Wiedereinführen der Reflektion der von der Erdoberfläche emittierten infraroten Strahlung in der Atmosphäre beziehen kann, sehr gewagt ist. Da diese bisher als unbedeutend angesehen wurde, sind Link und Lüdecke angehalten, diese Wiedereinführung zu begründen, was bisher nicht erfolgte. Allerdings ist das von Kramm und Dlugi (2010a) beschriebene zwei-Schichten-Energiebilanzmodell für das System Erde-Atmosphäre vom Dines-Typus insofern vollständig, daß es auch ohne zusätzliche Annahmen hinsichtlich einer dritten Unbekannten lösbar ist. Es ist außerdem in sich konsistent, was man von dem Link-Lüdecke-Modell bereits wegen der im Falle von $d \rightarrow 0$ sich ergebenden Konsequenzen nun wahrlich nicht behaupten kann.

4. Link und Lüdecke (2011) behaupten:

The mean atmospheric temperature T_A as a function of aa can be evaluated from Eqs. (18) and (19). In a very good approximation the function is linear

$$T_A = 75.04 \cdot aa + 257 \text{ [K]}$$

Obviously the value for T_A is strongly dependent on aa in disagreement with the results from Kramm and Dlugi,³ who calculated the mean temperature of the atmosphere as $T_A = 255 \text{ K}$, independent of the integral absorption of the atmosphere with respect to the short wave radiation of the sun.

Diese Behauptungen sind falsch. Wie in den Abbildungen 14 und 15 bei Kramm und Dlugi (2010a) illustriert, die hier als Abbildungen 3 und 4 reproduziert wurden, hängt die Temperatur

$T_a (= T_A)$ im Falle von $\epsilon_a < 1$ selbstverständlich von dem Absorptionsvermögen der Atmosphäre im solaren Bereich, A_a , ab. Nur im Falle von $\epsilon_a = 1$ ergibt sich an Hand der Gleichungen (6) und (8) eine Temperatur von $T_a = 255 \text{ K}$; denn diese Temperatur entspricht nach Gleichung (10) der Temperatur des sog. planetaren Strahlungsgleichgewichts am Oberrand der Atmosphäre.

18. August 2011

Dr. rer. nat. Gerhard Kramm
Research Associate Professor of Atmospheric Sciences
University of Alaska Fairbanks
United States of America

Dr. Dr. habil. Ralph Dlugi,
Privatdozent für Meteorologie an der
Ludwig-Maximilians-Universität München
Arbeitsgruppe für Atmosphärische Prozesse
München

Literaturverzeichnis:

- Budyko M.I. The effect of solar radiation variations on the climate of the Earth. *Tellus* 1969; 21: 611-619.
Budyko M.I. *Climate Change*. American Geophysical Union, Washington, D.C., 1977.
Chandrasekhar S. *Radiative Transfer*. Dover Publications, New York, 1960.
Dines W.H. The heat balance of the atmosphere. *Quart. J. Roy. Met. Soc.* 1917; 43: 151-158.
Fleagle R.G., Businger J.A. *An Introduction to Atmospheric Physics*. Academic Press, New York/London/Toronto/Sydney/San Francisco, 1980.
Foken, T. *Micrometeorology*, Springer, Berlin/Heidelberg, 2008.
Forster P. et al. Changes in Atmospheric Constituents and in Radiative Forcing. In: Solomon S., Qin D., Manning M., Chen Z., Marquis M., Averyt K.B., Tignor M., Miller H.L., eds. *Climate Change 2007: The Physical Science Basis - Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*. Cambridge University Press, Cambridge/New York, 2007, pp. 129-234.
Goody R.M., Yung Y.L. *Atmospheric Radiation*. Oxford University Press, New York/Oxford, 1989.
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. 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* 2010a; 4: 137-159.
Kramm G., Dlugi R. 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". http://www.eike-klima-energie.eu/uploads/media/Antwort_von_Gerhard_Kramm_und_Ralph_Dlugi.pdf, 2010b.

- Kramm, G., Dlugi, R., 2011: Reply to the "Comments on the Paper 'On the Meaning of Feedback Parameter, Transient Climate Response, and the Greenhouse Effect: Basic Considerations and the Discussion of Uncertainties' by Rainer Link and Horst-Joachim Lüdecke" (submitted to *The Open Atmospheric Science Journal*), 2011.
- 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., Herbert F. Similarity hypotheses for the atmospheric surface layer expressed by non-dimensional characteristic invariants - A review. *The Open Atmospheric Science Journal* 2009; 3: 48-79.
- Kramm G., Mölders N. Planck's blackbody radiation law: Presentation in different domains and determination of the related dimensional constants *J. Calcutta Math. Soc.* 2009; **5** (1 &2): 37-61.
- Kump L.R., Kasting J.F., Crane R.G. *The Earth System*. Pearson Education, Upper Saddle River, NJ., 2004.
- Lange H.J. *Die Physik des Wetters und des Klimas*. Dietrich Reimer Verlag, Berlin, Germany, 2002.
- Lenoble J. *Atmospheric Radiative Transfer*. A. Deepak Publishing, Hampton, VA, 1993.
- Link R., Lüdecke H.J. A new basic 1-dimensional 1-layer model obtains excellent agreement with the observed Earth temperature. *Int. J. Modern Physics C* (in press).
- Liou K.N. *An Introduction to Atmospheric Radiation - Second Edition*. Academic Press, San Diego, CA, 2002.
- Möller F. *Geschichte der meteorologischen Strahlungsforschung*. promet 1973; Heft 2.
- North G.R. Theory of energy-balance climate models. *J. Atmos. Sci.* 1975; 32:2033-2045.
- Pal Arya S. *Introduction to Micrometeorology*. Academic Press, San Diego, 1988.
- Ramaswamy V., et al. Radiative forcing of climate change. In: Houghton J.T. et al., eds. *Climate Change 2001: The Scientific Basis - Contribution of Working Group I to the Third Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*. Cambridge University Press, Cambridge/New York, 2001, pp. 349-416
- Schneider S.H., Mass, C. Volcanic dust, sunspots, and temperature trends. *Science* 1975; 190: 741-746.
- 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.