

Wissenschaftliche Beiträge

Kommentar zu WEBER (2019):

„Weitere Überlegungen zur hemisphärischen Herleitung einer globalen Durchschnittstemperatur“

DGG-Mitteilungen, 1/2019: 18-25

Gerhard Kramm, Fairbanks, Alaska, USA

Zusammenfassung

Ausgehend von dem Begriff des „solaren Klimas“ wird nachgewiesen, dass die von Herrn WEBER (2019) in seinem Beitrag aufgestellten Behauptungen zur Ermittlung der global gemittelten Oberflächentemperatur einer Erde ohne Atmosphäre mit den theoretischen Grundlagen unvereinbar sind. Es wird gezeigt, dass in dem Beitrag die Aussagen zum Stefan-Boltzmann-Gesetz sowohl den Originalarbeiten von STEFAN (1879) und BOLTZMANN (1884) als auch der Anwendung dieses Strahlungsgesetzes z.B. durch WIEN (1896) und PLANCK (1900) widersprechen. Außerdem wird nachgewiesen, dass der Beitrag die klassischen Arbeiten z.B. von WIENER (1879) sowie DEFANT & OBST (1923) zur Bestimmung der täglichen solaren Einstrahlung am Oberrand der Atmosphäre bzw. an der Oberfläche einer Erde ohne Atmosphäre missachtet. Ferner missachtet Webers Beitrag die mathematischen Grundlagen der globalen Mittelung. Es wird nachgewiesen, dass die Weberschen Ergebnisse zum Mond, der wegen der geringen Dichte der Mondatmosphäre dem Gedankenmodell einer Erde ohne Atmosphäre nahezu perfekt entspricht, unvereinbar mit den Beobachtungen sind, die im Rahmen des *Lunar Reconnaissance Orbiter Diviner Lunar Radiometer Experiment* gemacht wurden.

Einleitung und Stand der Wissenschaft

HANN (1897) beschreibt das solare Klima (oft auch als mathematisches Klima bezeichnet) folgendermaßen:

„Denken wir uns die Erdoberfläche ganz vom Festland eingenommen und ohne Atmosphäre, also etwa in dem Zustande, in dem sich der Mond befindet,

so würde die Wärmeverteilung auf derselben überall nur von der jedem Orte zukommenden Quantität der Sonnenwärme und dem Betrage der Wärmeausstrahlung daselbst abhängig sein. Da nun diese beiden Faktoren für alle Orte auf demselben Parallel- oder Breitenkreise dieselben sein müßten, so würden die Erdgürtel gleicher Wärme mit den Breitenkreisen zusammenfallen. Selbst die Existenz einer wasserdampflosen Atmosphäre würde an dieser Wärmeverteilung wenig ändern, bloß die absoluten Quantitäten der Wärme-Einstrahlung und -Ausstrahlung an der Erdoberfläche würden dadurch beeinflusst.“

Das solare Klima der Erde bzw. des Mondes wird also maßgeblich von den astronomischen Gegebenheiten geprägt. Dazu zählen der Abstand des Erde-Mond-Baryzentrums (EMB) vom Sonnenzentrum, die Neigung der Rotationsachse der Erde bzw. des Mondes mit Bezug auf die Normale der Ekliptik-Ebene, die Rotationsgeschwindigkeit der Erde bzw. des Mondes sowie die totale solare Irradianz für eine astronomische Einheit (1 AU), die zur Berechnung der von der Sonne emittierten Strahlung dient. Auf der geologischen Zeitskala sind auch Änderungen infolge der Präzession der Rotationsachse, der Exzentrizität sowie die Präzession des Perihels zu berücksichtigen, die sich infolge der Wirkungen von Sonne, Mond und den Planeten unseres Sonnensystems auf die Erde ergeben (s. MILANKOVICH 1941).

Um die Verteilungen der Oberflächentemperatur einer Erde ohne Atmosphäre und des Mondes, der einem solchen Gedankenmodell in nahezu perfekter Weise entspricht (die Wirkung der Mondatmosphäre ist vernachlässigbar), berechnen zu können, ist folgende lokale Energiebilanzgleichung für eine dünne Schicht (*slab*) des jeweiligen Regoliths erforderlich (s. KRAMM et al. 2017):

$$\vartheta \frac{d}{dt} \langle \rho c T_{slab} \rangle_V = (1 - \alpha) F_{S,\downarrow} - F_{IR\uparrow} - H_{soil}. \quad (1)$$

Hierin sind ϑ die Dicke des *slab*, t die Zeit, ρ , c und T_{slab} die Dichte, die Wärmekapazität und die Temperatur des Regoliths, $F_{S,\downarrow}$ die einfallende solare Strahlung an der Erd- bzw. Mondoberfläche, α die lokale Albedo im solaren Bereich, $F_{IR\uparrow}$ die emittierte Strahlung und H_{soil} die Bodenwärmeflussdichte (eine Flussdichte wird von nun an vereinfachend als Fluss bezeichnet), die den Austausch zwischen dem *slab* und den tieferen Schichten des Regoliths beschreibt. Das Symbol $\langle \dots \rangle_V$ charakterisiert das Volumenmittel.

Nimmt man nun an, dass ρ , c und T_{slab} in dieser dünnen Schicht homogen verteilt sind, so ergibt sich (KRAMM et al. 2017):

$$R \frac{dT_{slab}}{dt} = (1 - \alpha) F_{S,\downarrow} - F_{IR\uparrow} - H_{soil}, \quad (2)$$

wobei $R = c \rho \vartheta$ der thermische Inertialkoeffizient ist.

Zur Berechnung der instantanen solaren Einstrahlung für einen Punkt auf der Oberfläche einer Erde ohne Atmosphäre (bzw. am Oberrand der Atmosphäre) dient die Beziehung (z.B. WIENER 1879, KONDRATYEV 1969, BERGER et al. 1993, LIOU 2002):

$$F_{S,\downarrow} = F \cos \theta_0, \quad (3)$$

wobei θ_0 die lokale Zenitdistanz des Sonnenzentrums und F die totale solare Irradianz sind. Letztere wird anhand der totalen solaren Irradianz (TSI) für 1 AU von $S = 1.361 \text{ Wm}^{-2}$ (oft auch als Solarkonstante bezeichnet) folgendermaßen berechnet:

$$F = \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 S. \quad (4)$$

Hierin sind $r_0 = 149,6 \cdot 10^6 \text{ km}$ die mittlere Distanz zwischen dem Sonnenzentrum und dem EMB (ungefähr 1 AU), die zur Bestimmung der Solarkonstanten herangezogen wird (z.B. DEFANT & OBST 1923, HALTNER & MARTIN 1957, LIOU 2002), und r die aktuelle Distanz zwischen dem Sonnenzentrum und dem EMB, die zwischen $r_0 = 147,1 \cdot 10^6 \text{ km}$ (Perihel) und $r_0 = 152,1 \cdot 10^6 \text{ km}$ (Aphel) variiert. Mit Hilfe der sphärischen Trigonometrie erhält man (z.B. WIENER 1879, KONDRATYEV 1969, BERGER et al. 1993, LIOU 2002):

$$\begin{aligned} \cos \theta_0 &= \\ \sin \phi \sin \delta_S + \cos \phi \cos \delta_S \cos h &= \\ \cos \theta \sin \delta_S + \sin \theta \cos \delta_S \cos h. & \end{aligned} \quad (5)$$

Hierin sind ϕ der Winkel des Breitenkreises, δ_S die Deklination der Sonne, h der Stundenwinkel und $\theta = \pi / 2 - \phi$ der Zenitwinkel des sphärischen Koordinatensystems (s. Abb. 1).

Die lokale Albedo im solaren Bereich kann nach KEIHM (1984) folgendermaßen berechnet werden:

$$\alpha(\theta_0) = \alpha_0 + \left(\frac{\theta_0}{45^\circ} \right)^3 \left(a + b \left(\frac{\theta_0}{45^\circ} \right)^5 \right). \quad (6)$$

In diesem Ansatz sind $\alpha_0 = 0,10$ die normale Albedo sowie $a = 0,045$ und $b = 5,47 \cdot 10^{-4}$ empirische Konstanten. Die Werte α_0 und a beruhen auf den Beobachtungen, die im Rahmen des *Lunar Reconnaissance Orbiter Diviner Lunar Radiometer Experiment* gemacht wurden (PAIGE et al. 2009, VASAVADA et al. 2012).

Anstelle der Gleichung (5) sind im Falle des Mondes die selenographische Länge l_S und die selenographische Breite b_S der Sonne zu berücksichtigen. Nach TAYLOR et al. (2010) können diese Größen folgendermaßen ermittelt werden:

$$\left. \begin{aligned} \tan(l_S + L_M - \Omega) &= \\ \frac{\cos I \cos \beta_H \sin(\lambda_H - \Omega - \Delta\psi) - \sin I \sin \beta_H}{\cos \beta_H \cos(\lambda_H - \Omega - \Delta\psi)} & \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

und

$$\left. \begin{aligned} \sin b_S &= -\sin I \cos \beta_H \sin(\lambda_H - \Omega - \Delta\psi) \\ &\quad - \cos I \sin \beta_H \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Hierin sind $I = 5553,6'' \approx 1,543^\circ$ die Inklination der Ekliptik zum mittleren lunaren Äquator (NEWHALL & WILLIAMS 1996), Ω der aufsteigende Knoten der Mondbahn auf der Ekliptik (FOLKNER et al. 2014), L_M die mittlere Länge des Mondes (SIMON et al. 1994) und $\Delta\psi$ die zugehörige Nutation. Die selenographische Kolongitude entspricht $90^\circ - l_S$. Weiterhin sind die heliozentrische ekliptische Länge und Breite des Mondes, β_H und λ_H , erforderlich, die folgendermaßen bestimmt werden können:

$$\sin \beta_H = \frac{Z_{SM}}{d_{SM}} \quad (9)$$

und

$$\tan \lambda_H = \frac{Y_{SM}}{X_{SM}}, \quad (10)$$

wobei $\mathbf{d}_{SM} = (X_{SM}, Y_{SM}, Z_{SM})$ der heliozentrische Vektor des Mondes und $d_{SM} = |\mathbf{d}_{SM}|$ der Betrag

dieses Vektors sind. Die erforderlichen Größen können mit Hilfe der *planetary and lunar ephemeris* DE430 des *Jet Propulsion Laboratory* (JPL), *California Institute of Technology* (s. WILLIAMS et al. 2013, FOLKNER et al. 2014) berechnet werden. Die Ergebnisse für die Deklination und die selenographische Breite der Sonne sowie der Distanzen zwischen dem Sonnenzentrum und den Zentren von Erde und Mond sind in den Abbildungen 2 und 3 veranschaulicht.

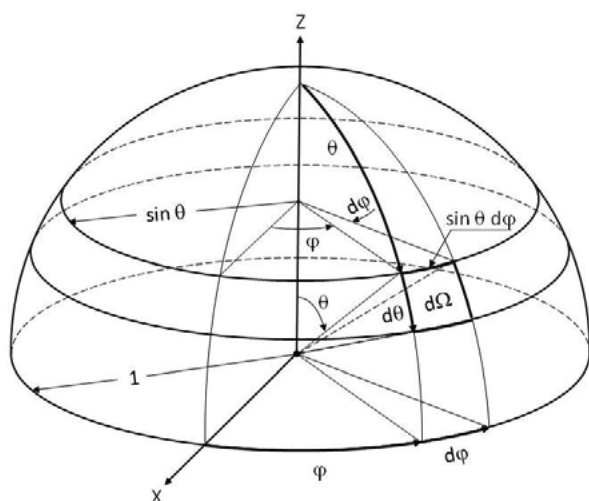


Abb. 1: Veranschaulichung des Raumwinkels: $d\Omega = \sin \theta d\theta d\phi$ ist der differentielle Raumwinkel, θ ist der Zenitwinkel und ϕ der Azimutwinkel (nach KASTEN & RASCHKE 1974).

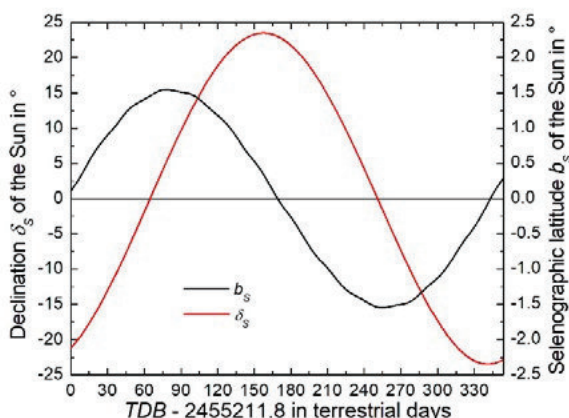


Abb. 2: Variation der Deklination δ_s und der selenographischen Breite b_s der Sonne für 354 Erdtage, beginnend mit der Baryzentrischen Dynamischen Zeit TDB = 2455211.8 (15. Januar 2010, 11:07 UT1, Neumond; nach KRAMM et al. 2017)

Zur Berechnung von $F_{IR\uparrow}$ dient das Stefan-Boltzmann-Gesetz für „graue“ Strahler:

$$F_{IR\uparrow} = \varepsilon \sigma T_{stab}^4, \quad (11)$$

wobei ε das lokale relative Emissionsvermögen und σ die Stefansche Konstante sind. Letztere beruht auf

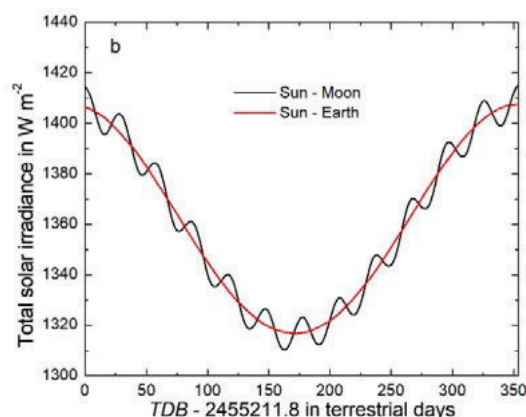
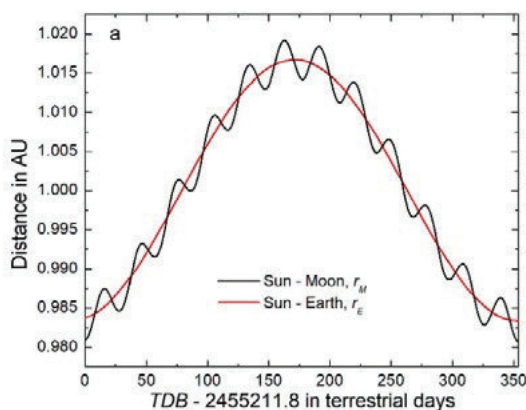


Abb. 3: Variation (a) der Distanzen zwischen dem Sonnenzentrum und den Zentren von Erde, r_E , und Mond, r_M , für 354 Erdtage, beginnend mit TDB = 2455211.8 und (b) der TSI nach Gleichung (4) an den subsolaren Punkten der Erde ohne Atmosphäre und des Mondes. Die Berechnungen wurden mit DE430 durchgeführt, wobei $S = 1.361 \text{ Wm}^{-2}$ verwendet wurde (nach KRAMM et al. 2017).

zwei Integrationen: Die erste Integration entspricht der Integration der Planckschen Funktion für monochromatische Strahlungsintensitäten (Strahldichten). Diese Integration erstreckt sich über alle Frequenzen von Null bis Unendlich (anstelle der Frequenz kann auch die Wellenlänge bzw. die Wellenzahl herangezogen werden, z.B. KRAMM & MÖLDERS 2009) und liefert die totale Strahlungsintensität. Das Verwenden der Planckschen Strahlungsfunktion setzt thermisches Gleichgewicht voraus, was – wenn überhaupt – nur lokal existiert (es wird verschärfend sogar ein lokales thermodynamisches Gleichgewicht gefordert). Die zweite Integration erstreckt sich über den anliegenden Halbraum, so wie es in Abbildung 1 veranschaulicht ist. Dabei wird die totale Strahlungsintensität als isotrop betrachtet. Diese beiden Integrationen liefern dann für die Stefansche Konstante:

$$\sigma = \frac{2 \pi^5 k^4}{15 c^2 h^3} \cong 5,669 \cdot 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-4}. \quad (12)$$

Mit den Werten für die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum, $c = 2,998 \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1}$, die Boltzmannsche Konstante, $k = 1,3806 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$ und die Plancksche Konstante, $h = 6,6261 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$, ergibt sich der aufgelistete Zahlenwert für die Stefansche Konstante. Diese ist bekanntlich keine universelle Konstante. Beide Integrationen, die im Anhang durchgeführt werden, belegen, dass das Stefan-Boltzmann-Gesetz nur lokal gültig ist. Daher ist es unzulässig, es auf globale Mittelwerte der Oberflächentemperatur anzuwenden.

Obwohl dieser Sachverhalt seit den Arbeiten von WIEN (1896) sowie PLANCK (1901) bekannt ist und in einer Reihe von Lehrbüchern zur Theoretischen Physik, Atomphysik und Quantenmechanik präsentiert wird, liest man in dem Beitrag von WEBER (2019):

„Das Gleichheitszeichen im Stefan-Boltzmann-Gesetz stellt also eine physikalisch eindeutige Beziehung zwischen ganz konkreten Strahlungs- und Temperaturwerten im thermischen Gleichgewicht her und darf nicht als eine beliebige mathematische Rechenanweisung verstanden werden. Die dem S-B-Gesetz zugrundeliegende Gleichzeitigkeit zwischen konkreten Wertepaaren von Strahlung und Temperatur wäre also physikalisch eindeutiger definiert, wenn dieses Gleichheitszeichen dort durch beispielsweise einen Doppelpfeil ersetzt werden würde

$$P/A \Leftrightarrow \sigma T^4$$

mit der S-B-Konstante $\sigma = 5,670 \cdot 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$ sowie Strahlung P in W , Fläche A in m^2 und Temperatur T in K .“

Diese Darstellung ist mit der Herleitung des Stefan-Boltzmann-Gesetzes unvereinbar. Im Gegensatz zu der Behauptung im Beitrag ist das Stefan-Boltzmann-Gesetz im Allgemeinen nicht umkehrbar. Ein Körper der Temperatur $T_1 = 270 \text{ K}$ mag gemäß σT_1^4 eine Strahlung von 301 Wm^{-2} emittieren. Trifft diese Strahlung auf einen zweiten Körper der Temperatur T_2 auf, so ruft er dort nicht eine Temperatur $T_2 = 270 \text{ K}$ hervor, was das nachfolgende Beispiel des Wärmeaustauschs durch Strahlung zwischen zwei ebenen Platten belegt. Im Allgemeinen ist eine Energiebilanzierung vorzunehmen, die alle relevanten Energieflüsse berücksichtigt, so wie es Gleichung (1) beschreibt.

Herrn Webers Behauptung zum Stefan-Boltzmann-Gesetz, in der angeblich eine zweite Temperatur gemäß

$$\Delta S = S - S_0 = \sigma (T^4 - T_0^4) \quad (13)$$

erscheinen soll, beruht auf einer Fehlinterpretation. Seine Formulierung widerspricht nicht nur den Originalarbeiten von STEFAN (1879) und BOLTZMANN (1884), sondern auch den Anwendungen dieses Gesetzes z.B. durch WIEN (1896) und PLANCK (1900). Eine Formulierung, die

der Gleichung (13) entspricht, existiert nur dann, wenn zwei Körper der Temperaturen T_1 und T_2 Strahlung austauschen, wie das z.B. beim Wärmeaustausch durch Strahlung zwischen zwei ebenen Platten der Fall ist. Die allgemeine Lösung und die möglichen Spezialfälle dieses Beispiels lauten (z.B. MÜLLER 1994):

$$\Delta S_{1 \rightarrow 2} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1} \sigma (T_1^4 - T_2^4) \quad (14)$$

sowie

$$\begin{aligned} \varepsilon_1 = 1 &\Rightarrow \Delta S_{1 \rightarrow 2} = \varepsilon_2 \sigma (T_1^4 - T_2^4) \\ \varepsilon_2 = 1 &\Rightarrow \Delta S_{1 \rightarrow 2} = \varepsilon_1 \sigma (T_1^4 - T_2^4) \\ \varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 1 &\Rightarrow \Delta S_{1 \rightarrow 2} = \sigma (T_1^4 - T_2^4). \end{aligned}$$

Hierin ist $\Delta S_{1 \rightarrow 2}$ die Nettostrahlung zwischen den Platten 1 und 2; die relativen Emissionsvermögen sowie die Temperaturen dieser Platten sind durch die entsprechenden Indizes gekennzeichnet. Im Falle des Systems Erde-Atmosphäre entspricht die Nettostrahlung im Infrarotbereich der von der Materie in unmittelbarer Nähe der Erdoberfläche emittierten Strahlung minus der atmosphärischen Gegenstrahlung. Da die Temperatur des Weltraums mit etwa $2,7 \text{ K}$ postuliert wird, entspräche die damit verbundene Wärmestrahlung nach dem Stefan-Boltzmann-Gesetz (Gleichung (11)) höchstens $3 \cdot 10^{-6} \text{ Wm}^{-2}$ und wäre vernachlässigbar.

An dieser Stelle ist es angebracht, PLANCK (1921) zu zitieren. Er schreibt:

„Der Akt der Entstehung eines Wärmestrahles wird allgemein als „Emission“ bezeichnet. Nach dem Prinzip der Erhaltung der Energie erfolgt die Emission stets auf Kosten von anderweitiger Energie (Körperwärme, chemische Energie, elektrische Energie) und daraus geht hervor, daß nur substantielle Partikel Wärmestrahlen emittieren können, nicht aber geometrische Räume oder Flächen. Man spricht zwar häufig in abkürzendem Sinne davon, daß die Oberfläche eines Körpers Wärme nach außen strahlt, aber diese Ausdrucksweise hat nicht den Sinn, daß die Oberfläche Wärmestrahlen emittiert. Die Oberfläche eines Körpers emittiert niemals im eigentlichen Sinne, sondern sie läßt die Strahlen, welche aus dem Innern des Körpers kommend die Oberfläche treffen, teils nach außen hindurch, teils reflektiert sie dieselben in das Innere zurück, und je nachdem der hindurchgehende Bruchteil größer oder kleiner ist, scheint die Oberfläche stärker oder schwächer auszustrahlen.“

Von daher ist es unabdingbar, eine Energiebilanzierung für die Materie in einem Volumen vorzunehmen, worauf Gleichung (1) beruht.

Der Bodenwärmefluss wird im Sinne des Fourierschen Gesetzes der Wärmeleitung durch einen Gradient-Ansatz ausgedrückt (s. z.B. WESSELINK 1948, JAEGER 1953, CREMERS et al. 1971, MITCHELL & DE PATER 1994, VASAVADA et al. 1999, 2012, BAUCH et al. 2014):

$$H_{soil} = -k_h \frac{\partial T_{sl}}{\partial z}, \quad (15)$$

wobei k_h das Wärmeleitvermögen, T_{sl} die Temperatur des Regoliths und z die Vertikalkoordinate sind. Die Horizontalkomponente des Bodenwärmeflusses wird üblicherweise vernachlässigt, denn die Schicht des Regoliths wird lokal in horizontaler Richtung als homogen betrachtet. Das Wärmeleitvermögen des Regoliths ist von der Tiefe und der Temperatur abhängig; gleiches gilt auch für die Wärmekapazität und die Dichte des Regoliths (s. z.B. VASAVADA et al. 2012, KRAMM et al. 2017). Der Gradient-Ansatz (15) ist ebenfalls nur lokal gültig. Die Regolith-Temperatur wird mit Hilfe der lokalen Wärmebilanzgleichung

$$\rho c \frac{\partial T_{sl}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(k_h \frac{\partial T_{sl}}{\partial z} \right) \quad (16)$$

numerisch simuliert, wozu ein Vielschicht-Modell des Regoliths dient. Die maximale Tiefe des Regoliths ist dabei so zu wählen, dass die untere Randbedingung zeitlich konstant ist. KRAMM et al. (2017) verwendeten eine maximale Tiefe von 3,2 m. Die Kombination der auf den Gleichungen (2) und (16) beruhenden numerischen Module, die nur iterativ gelöst werden können, wurde in Anlehnung an die originäre *force-restore method* (BHUMRALKAR 1975, BLACKADAR 1976, DEARDORFF 1978) als *multilayer-force-restore method* bezeichnet (s. KRAMM et al. 2017).

Im Falle der Stationarität vereinfacht sich die Gleichung (2). Man erhält:

$$0 = (1 - \alpha)F_{s,\downarrow} - \varepsilon \sigma T_s^4 - H_{soil}, \quad (17)$$

wobei nun anstelle von T_{slab} die lokale Oberflächentemperatur, T_s , erscheint, denn der Charakter der Schicht ist nicht mehr erkennbar. Diese Gleichung wurde z.B. zur Berechnung der lokalen Oberflächentemperaturen von Merkur und Mond verwendet (s. z.B. WESSELINK 1948, JAEGER 1953, CREMERS et al. 1971, MITCHELL & DE PATER 1994, VASAVADA et al. 1999, 2012, BAUCH et al. 2014). Die Gleichung (2) wurde bisher nur von KRAMM et al. (2017) verwendet, und zwar zur Berechnung des solaren Klimas des Mondes und der Erde.

Wird der Einfluss des Bodenwärmeflusses in den Gleichungen (2) und (17) vernachlässigt, so ergibt sich:

$$R \frac{dT_{slab}}{dt} = (1 - \alpha)F_{s,\downarrow} - F_{IR\uparrow} \quad (18)$$

und

$$(1 - \alpha)F_{s,\downarrow} = \varepsilon \sigma T_s^4. \quad (19)$$

Gleichung (18) entspricht der sogenannten *forcing method* (z.B. ARAKAWA 1972, CORBY et

al. 1972, ROWNTREE 1975), die z.B. von SMITH (2008) auf globale Temperaturen angewendet und von KRAMM et al. (2017) diskutiert und bewertet wurde. Die Gleichung (19) entspricht dem lokalen Strahlungsgleichgewicht. Diese Gleichung wurde von GERLICH & TSCHEUSCHNER (2009) herangezogen, um nachzuweisen, dass die fast ausschließlich zur Quantifizierung des sogenannten atmosphärischen Treibhauseffektes herangezogene effektive Strahlungstemperatur,

$$T_{eff} = \sqrt[4]{\frac{(1 - \alpha_E) S}{4 \varepsilon_E \sigma}}, \quad (20)$$

bedeutungslos ist. Mit einer Solarkonstanten von $S = 1.367 \text{ Wm}^{-2}$ (gilt mittlerweile als obsolet, siehe KOPP & LEAN 2011) und einer planetaren Albedo für eine Erde ohne Atmosphäre von $\alpha_E = 0,3$ sowie einem planetaren relativen Emissionsvermögen von $\varepsilon_E = 1$ liefert Gleichung (20) eine effektive Strahlungstemperatur von $T_{eff} \approx 255 \text{ K}$. Folglich wird der atmosphärische Treibhauseffekt mit

$$\Delta T = \langle T \rangle - T_{eff} = 33 \text{ K}$$

angegeben, wobei $\langle T \rangle = 288 \text{ K}$ die global gemittelte oberflächennahe Lufttemperatur ist.

Das Konzept der effektiven Strahlungstemperatur wurde u.a. von DEFANT & OBST (1923) sowie MÖLLER (1964) zur Argumentation herangezogen, wobei übersehen wurde, dass es sich dabei nur um ein Synonym für die emittierte Strahlung handelt, die sich aus einer globalen Strahlungsbilanz ergibt. Die effektive Strahlungstemperatur entspräche nur dann einer global gemittelten Temperatur, wenn die Oberflächentemperatur gleichverteilt wäre, was grundsätzlich nicht der Fall ist, mit Ausnahme des trivialen Falls, dass die Solarkonstante für den betreffenden Planeten oder natürlichen Satelliten identisch gleich Null wäre.

Der sogenannte hemisphärische Stefan-Boltzmann-Ansatz im Weberschen Beitrag beruht ebenfalls auf dem lokalen Strahlungsgleichgewicht (19), was die Abbildung 5 in seinem Beitrag belegt, denn für die Nachtseite einer Erde ohne Atmosphäre bzw. die des Mondes ergibt sich sofort: $F_{s,\downarrow} = 0 \Rightarrow T_s = 0 \text{ K}$, ein Temperaturwert, der allerdings nach dem Nernstschen Theorem nicht erreicht werden kann.

Merkwürdigerweise beruft sich der Webersche Beitrag auf die Arbeit von VASAVADA et al. (2012). Das Ziel dieser Autoren war es, ein existierendes Modell des Mond-Regoliths zu verbessern. Die Gleichung (17) enthält den Bodenwärmefluss. Folglich sollten die in früheren Arbeiten von MITCHELL & DE PATER (1994) sowie VASAVADA et al. (1999) verwendeten thermophysikalischen Eigenschaften des Mond-Regoliths überprüft und wenn erforderlich revidiert werden,

wozu die *Diviner*-Beobachtungen dienen sollten. Die zugehörigen Abbildungen sind hier als Abbildungen 4 und 5 gekennzeichnet. Die Ergebnisse des hemisphärischen Stephan-Boltzmann-Ansatzes (WEBER 2019) bleiben somit weit hinter dem Stand der Forschung, z.B. den Modellergebnissen von VASAVADA et al. (2012) zurück. Bereits die frühen Ergebnisse von CREMERS et al. (1971) stützen diese Schlussfolgerung (s. Abb. 6).

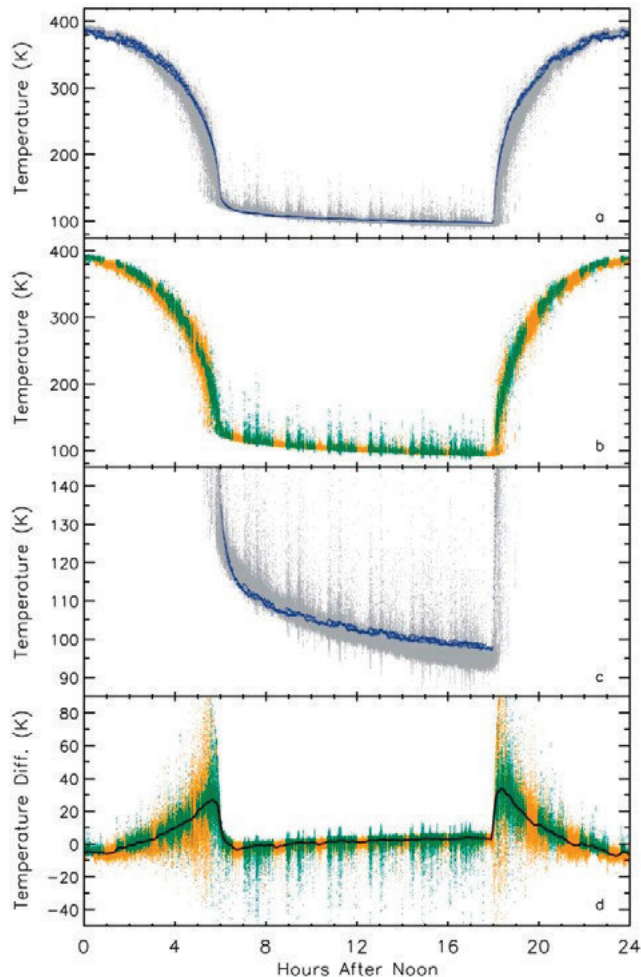


Abb. 4: Initialer Vergleich zwischen der gemessenen und der modellierten äquatorialen Oberflächentemperatur in Abhängigkeit von der Ortszeit (nach VASAVADA et al. 2012): (a) Gefilterte T_7 -Messungen des Reconnaissance Orbiter Diviner Lunar Radiometer Experiment, Kanal 7 (graue Punkte) zusammen mit den entsprechenden Punkt-für-Punkt-Modellergebnissen (blau). Die Messungen zu einer bestimmten Ortszeit haben einen Bereich von zugehörigen Albedo- und Orbitalparametern (und anderen Unsicherheiten und Fehlern), was zu einer Streuung sowohl der gemessenen als auch der modellierten Temperatur führt. (b) T_7 -Messungen an Oberflächen mit Diviner-Albedo $> 0,13$ (orange) und $< 0,09$ (grün), um das Hochland von den Maria grob zu trennen. (c) Wie in (a), jedoch mit Fokus auf die Nachttemperaturen. (d) Unterschied zwischen jedem Modellergebnis und der Messung, gefärbt wie in (b), wobei die durchgezogene schwarze Linie der Mittelwert dieser Differenz ist.

Die von KRAMM et al. (2017) auf der Grundlage der lokalen Energiebilanzgleichung (2) simulierte

Verteilung der *slab*-Temperatur für den Mond ist in Abbildung 7 veranschaulicht, und zwar für 12 synodische Monate, was etwa 354 Erdtagen entspricht. Dabei wurden die von VASAVADA et al. (2012) veröffentlichten thermophysikalischen Eigenschaften des Mond-Regoliths übernommen. Wie bereits erwähnt, diente DE430 zur Berechnung der lokalen solaren Einstrahlung an der Mondoberfläche für das Jahr 2010. Die Ergebnisse wurden mit einem Zeitschritt von 600 s ausgegeben.

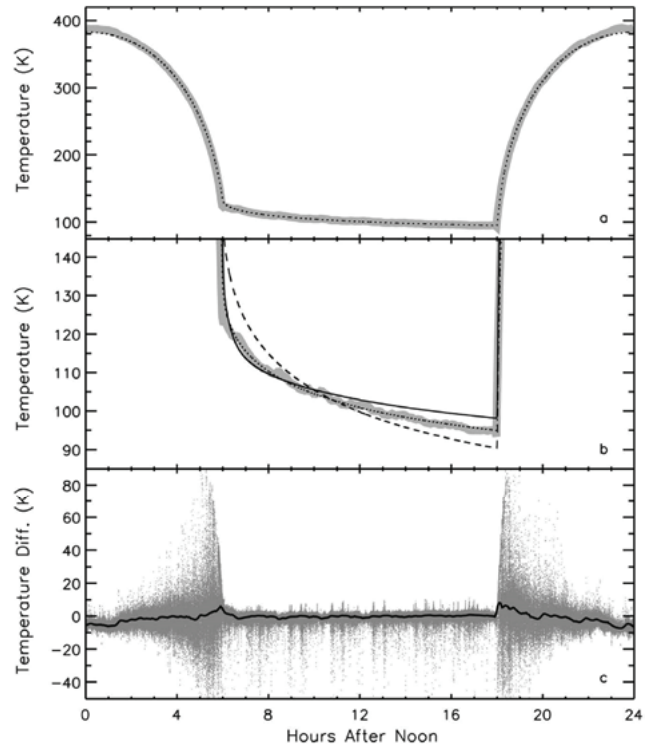


Abb. 5: Ergebnisse des verbesserten thermischen Modells im Vergleich zu *Diviner*-Messungen (nach VASAVADA et al. 2012): (a) Die dicke Kurve ist das Ergebnis des Zwei-Schichten(TWO)-Modells nach VASAVADA et al. (1999), korrigiert, um es an die *Diviner*-Daten anzupassen, indem die in Abbildung 4(d) veranschaulichte Differenz zwischen Modellergebnis und Messung subtrahiert wurde. Die gepunktete Linie ist das Ergebnis des verbesserten TWO-Modells. (b) Wie in (a), jedoch mit Fokus auf die Nachttemperaturen. Die dünne durchgezogene Linie ist das TWO-Modell ohne Korrektur (d.h. ursprüngliches Modell). Die gestrichelte Linie ist ein homogenes Modell mit einer Wärmeleitfähigkeit von $0,003 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$. (c) Unterschied zwischen jeder Messung und dem Ergebnis des verbesserten Modells, vergleichbar mit Abbildung 4(d). Die durchgezogene schwarze Linie ist der Mittelwert dieser Differenz.

Die Modellergebnisse zum Mond wurden von KRAMM et al. (2017) anhand der von WILLIAMS et al. (2017) veröffentlichten Beobachtungen validiert, die auf dem Lunar Reconnaissance Orbiter Diviner Lunar Radiometer Experiment beruhen. Wie die Abbildung 8 veranschaulicht, ist die Übereinstimmung der Modellergebnisse mit den Beobachtungen zufriedenstellend, zumal eine Adjustierung an die Beobachtungen grundsätzlich unterlassen wurde. Eine solche Adjustierung ist

unvereinbar mit den Standards einer Modellvalidierung.

Die mit der *multilayer-force-restore method* für 12 synodische Monate berechnete Verteilung der *slab*-Temperatur, die in Abbildung 7 veranschaulicht ist, lieferte einen globalen Mittelwert von $\langle T_{slab} \rangle = 197,9$ K. Da VOLOKIN & RELLEZ (2014) anhand der Modellergebnisse von VASAVADA et al. (2012) eine global gemittelte Oberflächentemperatur von $\langle T_s \rangle = 197,3$ K erhielten, sind die Unterschiede zwischen den für den Mond mit der Energiebilanzgleichung (2) berechneten Ergebnissen und denen der stationären Version gemäß Gleichung (17)

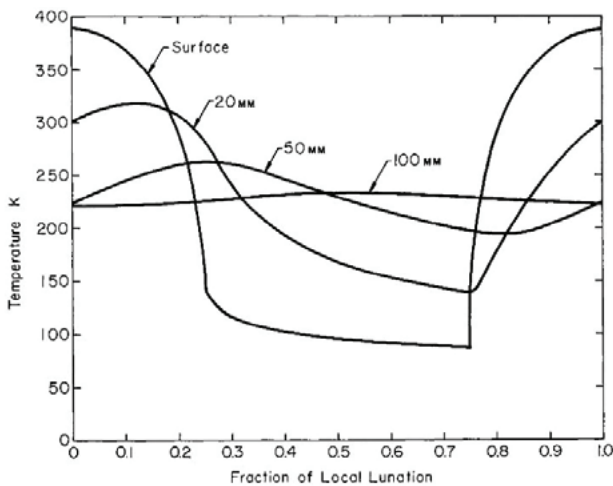


Abb. 6: Temperaturvariation an der Landestelle der Apollo-12-Mission während der Lunation (nach CREMERS et al. 1971)

gering. Das bedeutet, dass auch die Ergebnisse von VOLOKIN & RELLEZ (2014) und KRAMM et al. (2017) belegen, dass der Ansatz des lokalen Strahlungsgleichgewichtes, wie er im sogenannten hemisphärischen Stephan-Boltzmann-Ansatz Anwendung findet, zu einem Ergebnis führt, was hinter dem Stand der Wissenschaft zurückbleibt.

Mit Bezug auf seine Abbildung 6, hier als Abbildung 9 gezeigt, behauptet Herr WEBER (2019):

„Wenn man die beiden Abbildungen 5a und 5b übereinander projiziert, ergibt sich eine ganz erstaunliche Übereinstimmung (Abb. 6 [hier Abb. 9]):

Die gemessene und die hemisphärisch mit dem S-B-Gesetz berechnete Temperatur für den Äquator des Mondes stimmen bei Tage hervorragend überein, während die Nachttemperaturen um etwa 70 K differieren. Diese Differenz ist aber eher ein Problem zwischen Theorie und Praxis, denn in der hemisphärischen S-B-Berechnung wird für die Nachtseite des Mondes streng mit einer Strahlung von 0 W/m^2 und ohne die Speicherung von Wärmeenergie gerechnet. Tatsächlich aber sinkt die Temperatur auf der Nachtseite des Mondes wegen der Hintergrundstrahlung aus dem Weltraum und der

Wärmespeicherung durch das tagsüber aufgeheizte Mondgestein eben nicht auf 0 K ab.

Damit ergibt sich für den Mond eine ganz hervorragende Übereinstimmung der gemessenen Oberflächentemperaturen mit den hemisphärisch ermittelten S-B-Maximaltemperaturen. Der Mond verfügt neben seiner Oberfläche aber über keine zusätzlichen Wärmespeicher. Es stellt sich also die Frage, wie bei einer Betrachtung der hemisphärischen S-B-Ableitung eigentlich die Nachtabsenkung der Temperaturen und der Wärmeinhalt der globalen Zirkulationen berücksichtigt werden kann.“

Diese aus fachlicher Sicht absurden Behauptungen waren es, die mich bewogen haben, seinen Beitrag zu kommentieren. Die weit hinter dem Stand der Wissenschaft zurückbleibenden Ergebnisse als Unterschied zwischen Theorie und Praxis zu deklarieren, ist unvereinbar mit den Standards der exakten Naturwissenschaften. Hinzukommt, dass die numerischen Modelle der allgemeinen Zirkulation (sog. *General Circulation Models*, GCMs) schon vor mehr als 50 Jahren erheblich weiterentwickelt waren

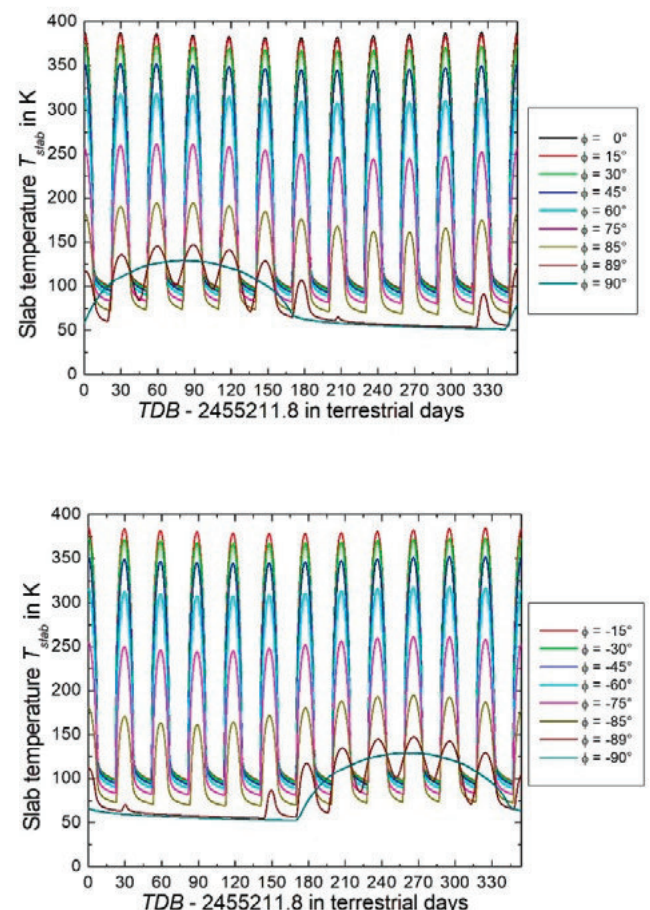


Abb. 7: Variation der slab-Temperatur für verschiedene Breitengrade auf der nördlichen bzw. der südlichen Hemisphäre. Die Simulationen wurden mit der *multilayer-force-restore method* für 12 synodische Monate durchgeführt, beginnend mit TDB = 2455211.8 (15. Januar 2010, 11:07 UT1, Neumond).

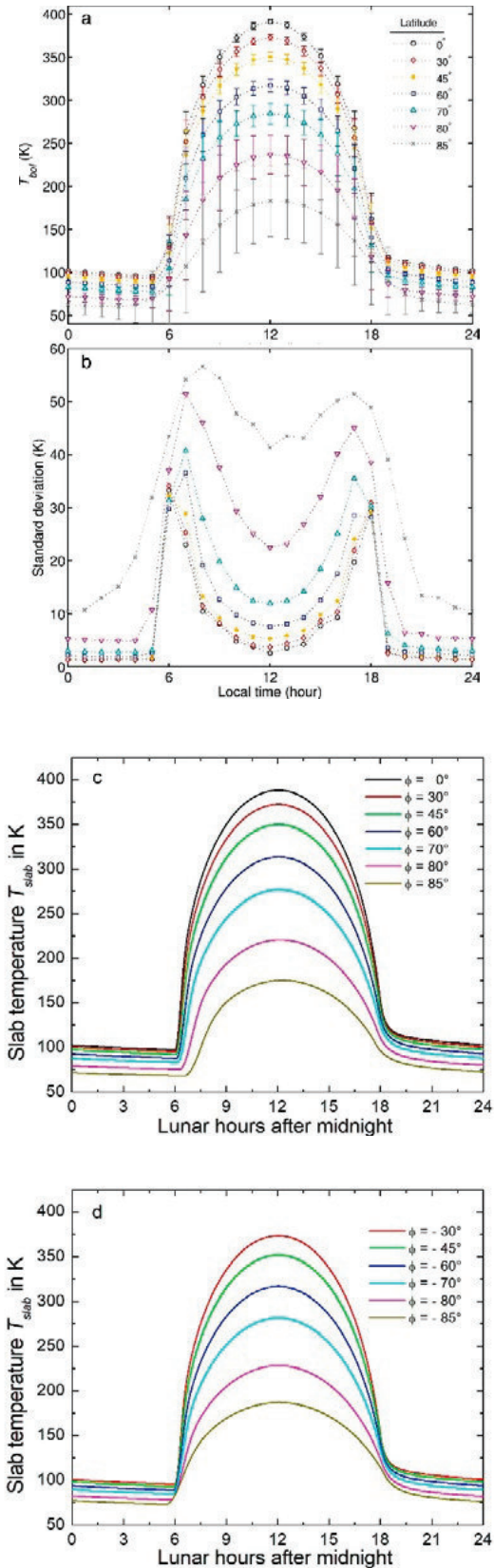


Abb. 8: Zeitliche Variationen (a) der zonalen mittleren bolometrischen Temperaturen und (b) der zugehörigen Standardabweichungen für verschiedene Breitengrade (nach WILLIAMS et al. 2017). Die Simulationsergebnisse für die (c) nördliche und (d) südliche Hemisphäre, die von KRAMM et al. (2017) mit der multilayer-force-restore method für den synodischen Monat, beginnend mit TDB = 2455521.9 (21. November 2010, 9:36 UT1), erzielt wurden, sind ebenfalls dargestellt.

als es in dem Weberschen Beitrag anklingt. Die klassische Arbeit von SMAGORISKY et al. (1965) dokumentiert den Stand der Entwicklung der GCMs in unmissverständlicher Weise. Da in Herrn Webers Beitrag der derzeitige Stand der Wissenschaft nicht ausreichend berücksichtigt wurde, soll der Stand der Wissenschaft in den folgenden Kapiteln dokumentiert werden.

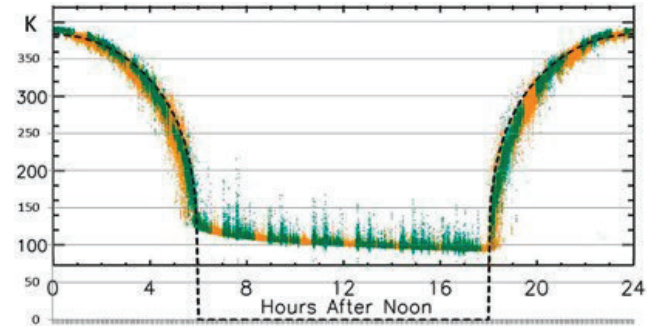


Abb. 9: Abbildung 6 (WEBER 2019). Die Bildunterschrift lautet: „Graphische Kombination der beiden Abbildungen 5a und 5b: Gemessene Oberflächentemperatur auf dem Mond (orange/grün) und berechnete S-B-Gleichgewichtstemperatur (schwarz gestrichelt).“

Globale und hemisphärische Mittelung

Wird für die Erde eine sphärische Gestalt angenommen, so ergibt sich für das globale Mittel (z.B. SPITALER 1885, GERLICH & TSCHEUSCHNER 2009, HANTEL & HAIMBERGER 2016, KRAMM et al. 2017, 2020):

$$\langle \psi \rangle = \frac{r_E^2 \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \psi(r, \theta, \varphi) \sin \theta \, d\theta \, d\varphi}{r_E^2 \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \sin \theta \, d\theta \, d\varphi} = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \psi(\theta, \varphi) \sin \theta \, d\theta \, d\varphi \quad (21)$$

Hierin sind $\psi(\theta, \varphi)$ eine beliebige Größe (z.B. solare Strahlung, Temperatur etc.) und $r_E = 6.371 \text{ km}$ der auf das Volumen bezogene mittlere Erdradius. Mit Hilfe des zonalen Mittels (z.B. PEIXOTO & OORT 1992, HANTEL & HAIMBERGER 2016, KRAMM et al. 2017, 2020)

$$\bar{\psi}(\theta) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \psi(\theta, \varphi) \, d\varphi \quad (22)$$

ergibt sich

$$\langle \psi \rangle = \frac{1}{2} \int_0^\pi \bar{\psi}(\theta) \sin \theta \, d\theta = \frac{1}{2} (\langle \psi \rangle_{NH} + \langle \psi \rangle_{SH}), \quad (23)$$

wobei

$$\langle \psi \rangle_{NH} = \int_0^{\pi/2} \bar{\psi}(\theta) \sin \theta \, d\theta \quad (24)$$

und

$$\langle \psi \rangle_{SH} = \int_{\pi/2}^{\pi} \bar{\psi}(\theta) \sin \theta d\theta \quad (25)$$

die Mittelwerte für die nördliche Hemisphäre (NH) und die südliche Hemisphäre (SH) sind. Das Tagesmittel für einen Ort auf der Oberfläche der Erde bzw. des Mondes ist folgendermaßen definiert:

$$\hat{\psi} = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} \psi(t) dt, \quad (26)$$

wobei t die Zeit und τ die Dauer eines Erdtages bzw. eines Mondtages sind.

Lokales und globales Strahlungsgleichgewicht

Die globale Mittelung des lokalen Strahlungsgleichgewichtes (19) liefert formal:

$$\left. \begin{aligned} \langle F \cos \theta_0 \rangle - \langle \alpha(\theta_0, \theta, \varphi) F \cos \theta_0 \rangle \\ = \langle \varepsilon(\theta, \varphi) \sigma T_s^4(\theta, \varphi) \rangle \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

Für den ersten Term auf der linken Seite des Gleichheitszeichens ergibt sich:

$$\langle F \cos \theta_0 \rangle = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} f_{S\downarrow}(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi. \quad (28)$$

Hierin ist

$$\begin{aligned} f_{S\downarrow} &= \int_{t_r}^{t_s} F \cos \theta_0 dt \\ &= \int_{t_r}^{t_s} \left(\frac{r_0}{r}\right)^2 S \cos \theta_0 dt \end{aligned} \quad (29)$$

die tägliche solare Einstrahlung, die die Oberfläche an einem vorgegebenen Ort erreicht (z.B. WIENER 1879, HALTNER & MARTIN 1957, KONDRATYEV 1969, PEIXOTO & OORT 1992, LIOU 2002). Hierin kennzeichnen t_r und t_s die Zeitpunkte von Sonnenaufgang und -untergang. Da die Variation der aktuellen Entfernung zwischen dem Sonnenzentrum und dem EMB während eines Tages vernachlässigt werden kann, ergibt sich mit $\phi = \frac{\pi}{2} - \theta$ und folglich $\cos \theta_0 = \cos \theta \sin \delta_S + \sin \theta \cos \delta_S \cos h$ die folgende Beziehung:

$$f_{S\downarrow} = \left(\frac{r_0}{r}\right)^2 S \int_{t_r}^{t_s} (\cos \theta \sin \delta_S + \sin \theta \cos \delta_S \cos h) dt. \quad (30)$$

Mit der Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation $\omega = \frac{dh}{dt} = \frac{2\pi \text{ rad}}{\text{Tag}}$ erhält man (z.B. WIENER 1879, BERGER et al. 1993, LIOU 2002):

$$f_{S\downarrow} = \left(\frac{r_0}{r}\right)^2 \frac{S}{\pi} (H \cos \theta \sin \delta_S + \sin \theta \cos \delta_S \sin H), \quad (31)$$

wobei H der sogenannte Halbtage für einen vorgegebenen Ort ist. Dieser entspricht der Zeitspanne zwischen Sonnenaufgang und Mittag bzw. Mittag und Sonnenuntergang. Die Größe H kann anhand von Gleichung (5) für eine Zenitdistanz von $\theta_0 = \frac{\pi}{2}$ bestimmt werden. Damit erhält man $\cos H = -\tan \phi \tan \delta_S$. Diese Beziehung gilt nicht für die Pole. Zudem ist zu beachten, dass die Bedingung $H < \pi$ erfüllt sein muss, denn für $H = \pi$ gilt $\phi = \pi/2 - \delta_S$ (Definition des Polarkreises). Setzt man $f_{S\downarrow}$ in Gleichung (28) ein, so ergibt sich:

$$\langle F \cos \theta_0 \rangle = \frac{1}{4\pi^2} \left(\frac{r_0}{r}\right)^2 S \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} (H \cos \theta \sin \delta_S + \sin \theta \cos \delta_S \sin H) \sin \theta d\theta d\varphi. \quad (32)$$

Für $\delta_S = 0$ (Äquinoktium) ergibt sich $H = \pi/2$ und folglich $\sin H = 1$. Damit erhält man:

$$\langle F \cos \theta_0 \rangle = \frac{S}{4\pi^2} \left(\frac{r_0}{r_A}\right)^2 \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi} \sin^2 \theta d\theta = \left(\frac{r_0}{r_A}\right)^2 \frac{S}{4}. \quad (33)$$

Hierin ist $r = r_A$ der Abstand zum Zeitpunkt des jeweiligen Äquinoktiums.

Im Falle der reflektierten solaren Strahlung erhält man auf analoge Weise:

$$\langle \alpha(\theta_0, \theta, \varphi) S \cos \theta_0 \rangle = \alpha_E \left(\frac{r_0}{r_A}\right)^2 \frac{S}{4}, \quad (34)$$

wobei die planetare Albedo im solaren Bereich folgendermaßen definiert ist:

$$\alpha_E = \frac{\langle \alpha(\theta_0, \theta, \varphi) F \cos \theta_0 \rangle}{\langle F \cos \theta_0 \rangle}. \quad (35)$$

Im Falle der emittierten Strahlung ergibt sich:

$$\langle \varepsilon(\theta, \varphi) \sigma T_s^4(\theta, \varphi) \rangle = \varepsilon_E \sigma \langle T_s^4(\theta, \varphi) \rangle \quad (36)$$

mit dem planetaren relativen Emissionsvermögen

$$\varepsilon_E = \frac{\langle \varepsilon(\theta, \varphi) T_s^4(\theta, \varphi) \rangle}{\langle T_s^4(\theta, \varphi) \rangle}. \quad (37)$$

Die globale Mittelung der lokalen Strahlungsbilanz nach Gleichung (27) liefert also für das Äquinoktium:

$$(1 - \alpha_E) \left(\frac{r_0}{r_A}\right)^2 \frac{S}{4} = \varepsilon_E \sigma \langle T_s^4(\theta, \varphi) \rangle. \quad (38)$$

Der Faktor 4, den Herr Weber infrage stellt, ist selbstverständlich korrekt. Wie hier gezeigt, beruht dieser auf der globalen Mittelung der ortsabhängigen täglichen solaren Einstrahlung. Dabei ist es egal, ob die Oberfläche einer Erde ohne Atmosphäre oder der

Oberrand der Atmosphäre betrachtet wird, denn ein Unterschied in der aktuellen Distanz r von der Dicke der atmosphärischen Schicht ist vernachlässigbar. Weil $(r_0/r_A)^2 \approx 1$ ist, ergibt sich:

$$(1 - \alpha_E) \frac{S}{4} = \varepsilon_E \sigma \langle T_S^4(\theta, \varphi) \rangle. \quad (39)$$

Das bedeutet, dass die von GERLICH & TSCHEUSCHNER (2009) hergeleitete Lösung

$$\langle T_S \rangle = \frac{2^{3/2}}{5} T_{eff} \cong 0,566 T_{eff}, \quad (40)$$

die mit $S = 1.367 \text{ Wm}^{-2}$, $\alpha = \alpha_E = 0,3$ und $\varepsilon = \varepsilon_E = 1$ eine global gemittelte Oberflächentemperatur für eine Erde ohne Atmosphäre von $\langle T_S \rangle \approx 144 \text{ K}$ liefert (basierend auf einer Verteilung der berechneten lokalen Oberflächentemperatur), mit der global gemittelten lokalen Strahlungsbilanz nach Gleichung (27) vereinbar ist. Diesen Sachverhalt drückt die Temperaturungleichung von GERLICH & TSCHEUSCHNER (2009) aus:

$$\langle T_S \rangle \leq \sqrt[4]{\langle T_S^4 \rangle}. \quad (41)$$

Es war eine der Zielsetzungen von Gerlich und Tschuschner, anhand des lokalen Strahlungsgleichgewichtes die Temperaturungleichung (41) herzuleiten. Diese Temperaturungleichung, von den Autoren mit Hilfe der Hölderschen Ungleichung (HÖLDER 1889) für Integrale verifiziert, hat weitreichende Bedeutung für das solare Klima aller erdähnlichen Planeten und natürlichen Satelliten (sogenannte *Earth analogs*), denn es existieren weitere Verteilungen der Oberflächentemperatur einer Erde ohne Atmosphäre bzw. des Mondes, die ebenfalls mit dem global gemittelten Strahlungsgleichgewicht vereinbar sind, was von KRAMM et al. (2017) nachgewiesen wurde. Dazu zählt auch die Gleichverteilung der Oberflächentemperatur. Für diesen Spezialfall gilt

wegen $T_S = \langle T_S \rangle = \sqrt[4]{\langle T_S^4 \rangle}$ die Beziehung:

$$T_S = T_{eff} = \sqrt[4]{\frac{(1-\alpha_E) S}{4 \varepsilon_E \sigma}}. \quad (42)$$

Wäre also die Oberflächentemperatur einer Erde ohne Atmosphäre gleichverteilt, so ergäbe sich, dass die global gemittelte Oberflächentemperatur gleich der effektiven Strahlungstemperatur nach Gleichung (20) wäre. Wie zuvor erwähnt, ergäbe sich mit $S = 1.367 \text{ Wm}^{-2}$, $\alpha_E = 0,3$ und $\varepsilon_E = 1$ eine effektive Strahlungstemperatur von $T_{eff} \approx 255 \text{ K}$. Nur existiert eine solche Gleichverteilung weder im Falle einer Erde mit Atmosphäre noch im Falle einer Erde ohne Atmosphäre, denn eine solche Gleichverteilung wäre unvereinbar mit der meridionalen Verteilung der zonalen Mittel der einfallenden solaren Strahlung am

Oberrand der Atmosphäre bzw. an der Oberfläche einer Erde ohne Atmosphäre, wie sie in Abbildung 10 für die Ergebnisse von WIENER (1879), DEFANT & OBST (1923) sowie KRAMM et al. (2017) veranschaulicht ist. Diese Tatsache bedeutet auch, dass die global gemittelte Oberflächentemperatur einer Erde ohne Atmosphäre kleiner ist als die zugehörige effektive Strahlungstemperatur.

Die in Abbildung 10 dargestellten Ergebnisse von WIENER (1879) beruhen auf 17 nahezu äquidistant verteilten Tagen zwischen dem 20. März 1874 und dem 21. März 1875 und die von DEFANT & OBST (1923) für die beiden Äquinoktien. Die Ergebnisse von KRAMM et al. (2017) wurden bei der numerischen Lösung von Gleichung (2) mithilfe von DE430 für das Jahr 2010 berechnet und mit einem Zeitschritt von 600 s ausgegeben. Für die global

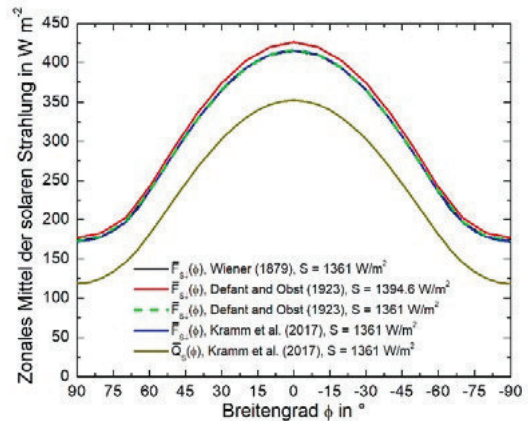


Abb. 10: Meridionale Verteilung des zonalen Mittels der solaren Strahlung $\bar{F}_{Sl}(\phi)$ sowie der absorbierten solaren Strahlung $\bar{Q}_S(\phi)$. Wieners Tabellenwerte wurden mit $S = 1.361 \text{ Wm}^{-2}$ gewichtet. Die originären Werte von DEFANT & OBST (1923) wurden mit einer Solarkonstanten von $S = 1.394,6 \text{ Wm}^{-2}$ berechnet. Zu Vergleichszwecken wurde zusätzlich eine Skalierung auf $S = 1.361 \text{ Wm}^{-2}$ vorgenommen.

gemittelte solare Einstrahlung ergeben sich nach Gleichung (23) folgende Werte: WIENER (1879), $S = 1.361 \text{ Wm}^{-2}$: $\langle F_{S,\downarrow} \rangle = 339,7 \text{ Wm}^{-2}$. DEFANT & OBST (1923), $S = 1.394,6 \text{ Wm}^{-2}$: $\langle F_{S,\downarrow} \rangle = 348,2 \text{ Wm}^{-2}$; sowie $S = 1.361 \text{ Wm}^{-2}$: $\langle F_{S,\downarrow} \rangle = 340,2 \text{ Wm}^{-2}$. KRAMM et al. (2017), $S = 1.361 \text{ Wm}^{-2}$: $\langle F_{S,\downarrow} \rangle = 340,2 \text{ Wm}^{-2}$ und $\langle Q_S \rangle = 279,7 \text{ Wm}^{-2}$, was einer planetaren Albedo von $\alpha_E \cong 0,178$ entspricht.

Die von Herrn WEBER (2019) aufgestellten Behauptungen „Der konventionelle S-B-Ansatz errechnet sich über eine global gemittelte Energiebilanz von durchschnittlich 235 W/m^2 , missachtet durch die Einbeziehung der Nachtseite zusätzlich auch noch die zwingende implizite Bedingung des S-B-Gesetzes für ein thermisches Gleichgewicht und stellt damit einen viel zu hohen Abstraktionsgrad dar. Im Ergebnis kann die auf Basis einer globalen Energiebilanz berechnete globale

S-B-Durchschnittstemperatur von -18 °C also nur eine ganz grobe „astronomische“ Minimalabschätzung liefern und erfordert zur Erklärung der gemessenen globalen Durchschnittstemperatur von 15 °C einen zusätzlichen atmosphärischen Treibhauseffekt für die Differenz von 33 Grad .“ verletzen die Prinzipien der globalen Mittelung, auf denen auch die global gemittelte oberflächennahe Lufttemperatur von $\langle T \rangle \cong 15\text{ °C}$ basiert. Jede Missachtung dieser Prinzipien würde dazu führen, dass Äpfel mit Birnen verglichen werden. Somit sind auch die daraus gezogenen Schlussfolgerungen nicht belastbar, denn die effektive Strahlungstemperatur ist nach der Temperaturungleichung von GERLICH & TSCHEUSCHNER (2009) das Maximum der global gemittelten Oberflächentemperatur einer Erde ohne Atmosphäre bzw. des Mondes.

Herr Weber versuchte, das Ergebnis von GERLICH & TSCHEUSCHNER (2009) damit zu unterlaufen, dass er behauptete, in der Lösung dieser Autoren fehle ein Faktor 2, d.h. anstelle der global gemittelten Oberflächentemperatur für eine Erde ohne Atmosphäre von $\langle T_s \rangle \approx 144\text{ K}$ müsse diese $\langle T_s \rangle = 288,3\text{ K}$ betragen (WEBER 2018). Dieses Ergebnis würde also dem globalen Mittel der oberflächennahen Lufttemperatur entsprechen und folglich einen atmosphärischen Effekt praktisch ausschließen. Das Ergebnis ist jedoch falsch. Erstens ist – wie zuvor gezeigt – die Berechnung der globalen Mitteltemperatur falsch und zweitens wurde das Ergebnis von GERLICH & TSCHEUSCHNER selbst für eine rotierende Erde ohne Atmosphäre bestätigt (s. KRAMM et al. 2017).

Wie absurd die Behauptung von dem fehlenden Faktor 2 ist, belegt auch der folgende Sachverhalt: Für den Mond ergibt sich mit $S = 1.361\text{ Wm}^{-2}$, $\alpha_M = 0,178$ und $\varepsilon_M = 0,98$ nach Gleichung (20) eine effektive Strahlungstemperatur von $T_{eff} \cong 266,4\text{ K}$ (s. KRAMM et al. 2017) und folglich nach Gleichung (40) eine global gemittelte Oberflächentemperatur von $\langle T_s \rangle \approx 151\text{ K}$. HALTNER & MARTIN (1957) berechneten bereits für die effektive Strahlungstemperatur des Mondes – mit leicht unterschiedlichen Eingangswerten für die Solarkonstante und die globale Albedo – einen Wert von $T_{eff} \cong 266\text{ K}$. KRAMM & DLUGI (2011) kamen mit $S = 1.367\text{ Wm}^{-2}$, $\alpha_M = 0,12$ und $\varepsilon_M = 1$ zu $T_{eff} \cong 269,9\text{ K}$ und folglich zu $\langle T_s \rangle \approx 153\text{ K}$. Würde also in der Lösung von GERLICH & TSCHEUSCHNER (2009) ein Faktor 2 fehlen, dann ergäbe sich für den Mond eine global gemittelte Oberflächentemperatur von mindestens $\langle T_s \rangle = 302\text{ K}$. Dieser Wert ist unvereinbar mit den Ergebnissen von WILLIAMS et al. (2017) und HAYNE et al. (2017), die auf den Beobachtungen beruhen, die im Rahmen des *Lunar Reconnaissance Orbiter Diviner Lunar Radiometer Experiment*

gemacht wurden.

Herrn Webers Beispiel „ 0 W/m^2 entsprechen nach dem S-B-Gesetz -273 °C und 470 W/m^2 entsprechen 28 °C . Der daraus gemittelte Temperaturwert von etwa $-122,5\text{ °C}$ für einen Strahlungsdurchschnitt von 235 W/m^2 entspricht aber keineswegs der diesem Strahlungswert direkt zugeordneten S-B-Temperatur von -19 °C .“ belegt, dass er selbst das nur lokal gültige und auf aktuelle Temperaturen anzuwendende Stefan-Boltzmann-Gesetz auf globale Mittelwerte zu übertragen versucht. Hinzukommt, dass solch eine Betrachtung den Unterschied zwischen extensiven Größen wie der Energie und intensiven Größen wie der Temperatur ignoriert, der seit mindestens 100 Jahren bekannt ist (z.B. PLANCK 1897, TOLMAN 1917, REDLICH 1970). Nur für extensive Größen existieren Bilanzgleichungen, nicht jedoch für intensive Größen (siehe BOHREN & CLOTHIAUX 2006).

DEFANT & OBST (1923) berechneten anhand der zonalen Mittel der solaren Strahlung meridional verteilte Strahlungstemperaturen, wobei sie annahmen, dass die solare Strahlung vollständig absorbiert werde. Ihre Ergebnisse sind in Abbildung 11 veranschaulicht, und zwar sowohl für die originären Ergebnisse der solaren Strahlung als auch für die auf die aktuelle Solarkonstante skalierten Ergebnisse. Außerdem sind die meridionalen Verteilungen der zonalen Mittel der auf Beobachtungen beruhenden Temperatur sowie der nach Gleichung (2) berechneten *slab*-Temperatur und der nach Gleichung (19) ermittelten Oberflächentemperatur dargestellt.

Den Unterschied zwischen dem auf den Beobachtungen beruhenden zonalen Mittel $\bar{T}(\theta)$ der oberflächennahen Lufttemperatur, reduziert auf Meeresniveau, und der anhand des zonalen Mittels der solaren Strahlung berechneten Strahlungstemperatur $\bar{T}_F(\theta)$ (bzw. $\bar{T}_{F,C}(\theta)$) wurde von DEFANT & OBST (1923) als Wärmeschutz der Atmosphäre bewertet. Diese Bewertung ist jedoch nur in qualitativer Hinsicht vertretbar, denn auch in diesem Falle ist die Strahlungstemperatur nur ein Synonym für die emittierte Strahlung und folglich nicht vergleichbar mit dem zonalen Mittel der realen Oberflächentemperatur. Sie wäre nur dann vergleichbar, wenn die Oberflächentemperatur entlang des Breitenkreises gleichverteilt wäre. Die in Abbildung 12 für die zeitliche Umgebung von Perihel, Frühling-Äquinoktium, Aphel und Herbst-Äquinoktium nach KRAMM et al. (2017) für verschiedene Breitenkreise einer Erde ohne Atmosphäre berechneten Verteilungen der *slab*-Temperaturen suggerieren, dass eine solche Gleichverteilung nicht existiert. Wie von KRAMM et al. (2020) dargelegt, gilt die Temperaturungleichung nach GERLICH & TSCHEUSCHNER (2009) auch

für die zonalen Mittel der Oberflächentemperatur, d.h.

$$\bar{T}_s \leq \sqrt[4]{\bar{T}_s^4} \quad (43)$$

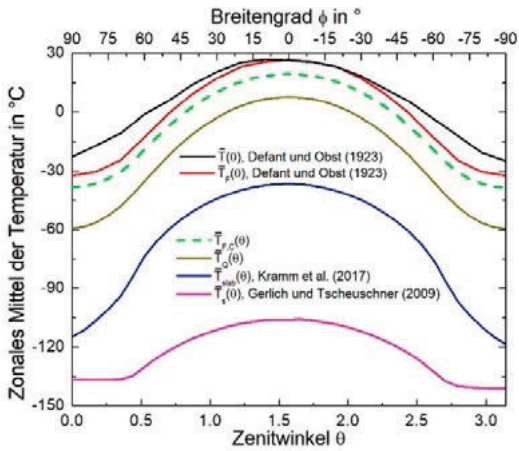


Abb. 11: Meridionale Verteilung der zonalen Mittel der Temperatur: $\bar{T}(\theta)$ ist das auf Beobachtungen beruhende zonale Mittel, $\bar{T}_F(\theta)$ die auf $\bar{F}_{S,i}(\theta)$ beruhende originäre Strahlungstemperatur, $\bar{T}_{F,c}(\theta)$ die Strahlungstemperatur des skalierten zonalen Mittels der solaren Strahlung, $\bar{T}_Q(\theta)$ die auf $\bar{Q}_s(\theta)$ beruhende Strahlungstemperatur, $\bar{T}_{slab}(\theta)$ das zonale Mittel der nach Gleichung (1) berechneten slab-Temperatur und $\bar{T}_s(\theta)$ das zonale Mittel der nach Gleichung (19) berechneten Oberflächentemperatur.

Es ist daher nicht verwunderlich, dass die meridionalen Verteilungen der zonalen Mittel der nach der lokalen Energiebilanzgleichung (2) berechneten slab-Temperatur und der auf der lokalen Strahlungsbilanz nach Gleichung (19) beruhenden Oberflächentemperatur sich erheblich von den meridionalen Verteilungen der Strahlungstemperaturen unterscheiden. Abbildung 13 zeigt die üblicherweise als Tagesmittel veranschaulichten Ergebnisse der solaren Einstrahlung, die die Oberfläche einer Erde ohne Atmosphäre erreicht, sowie der Oberflächentemperatur und der slab-Temperatur für das Jahr 2010, und zwar in Abhängigkeit vom Breitenkreis und dem Tag des Jahres.

Wie die Abbildung 13(a) veranschaulicht, ergibt sich für das Tagesmittel der solaren Einstrahlung ein Maximum, was mit dem Pol der Sommerhalbkugel zusammenfällt, mit dem absoluten Maximum auf dem Südpol, wie es bereits von BEZOLD (1906) vermerkte. Dieser Sachverhalt ist nicht verwunderlich, denn vom Polarkreis der Sommerhalbkugel ausgehend beträgt der Halbtage $H = \pi$, was bedeutet, dass die Sonne im Polargebiet der Sommerhalbkugel nicht untergeht. Obwohl der TSI-Wert seinen höchsten Wert am Perihel und seinen niedrigsten Wert am Aphel (s. Abb. 3) erreicht, ist die solare Einstrahlung für beide Hemisphären nahezu identisch, denn die

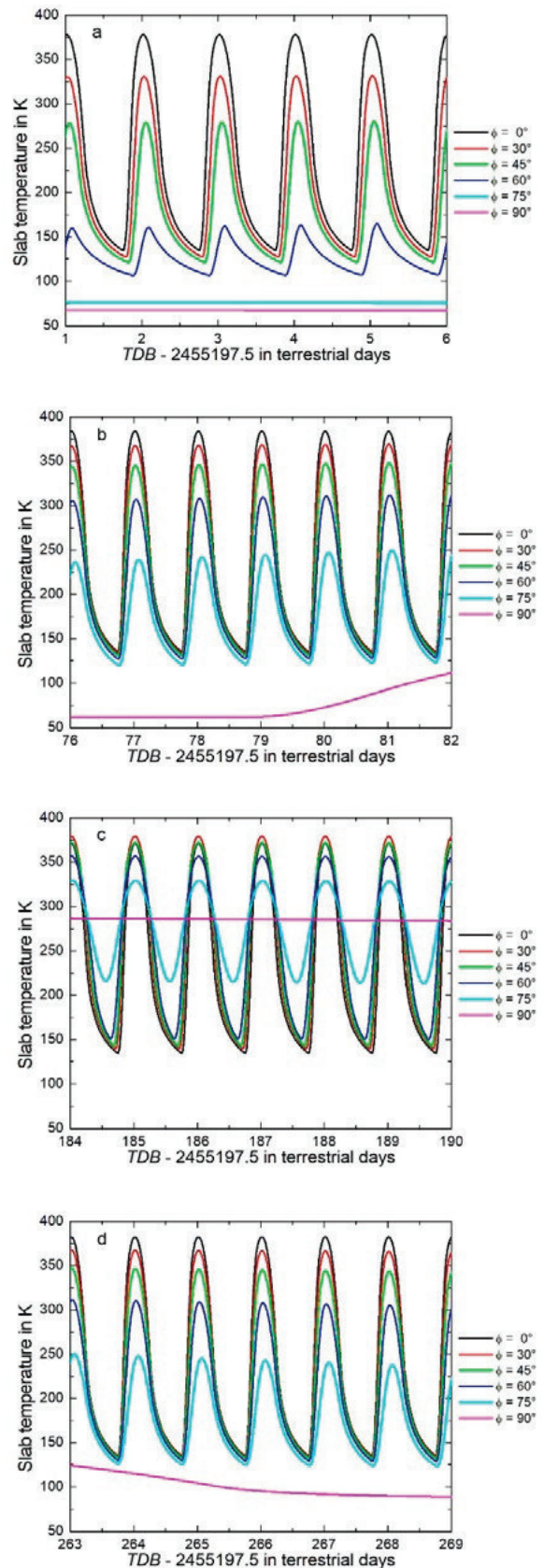


Abb. 12: Tagesgang der slab-Temperatur in verschiedenen nördlichen Breiten für eine Erde ohne Atmosphäre in der zeitlichen Umgebung (a) des Perihels, (b) des Frühlings-Äquinoktiums, (c) des Aphels und (d) des Herbst-Äquinoktiums (nach KRAMM et al. 2017, 2020)

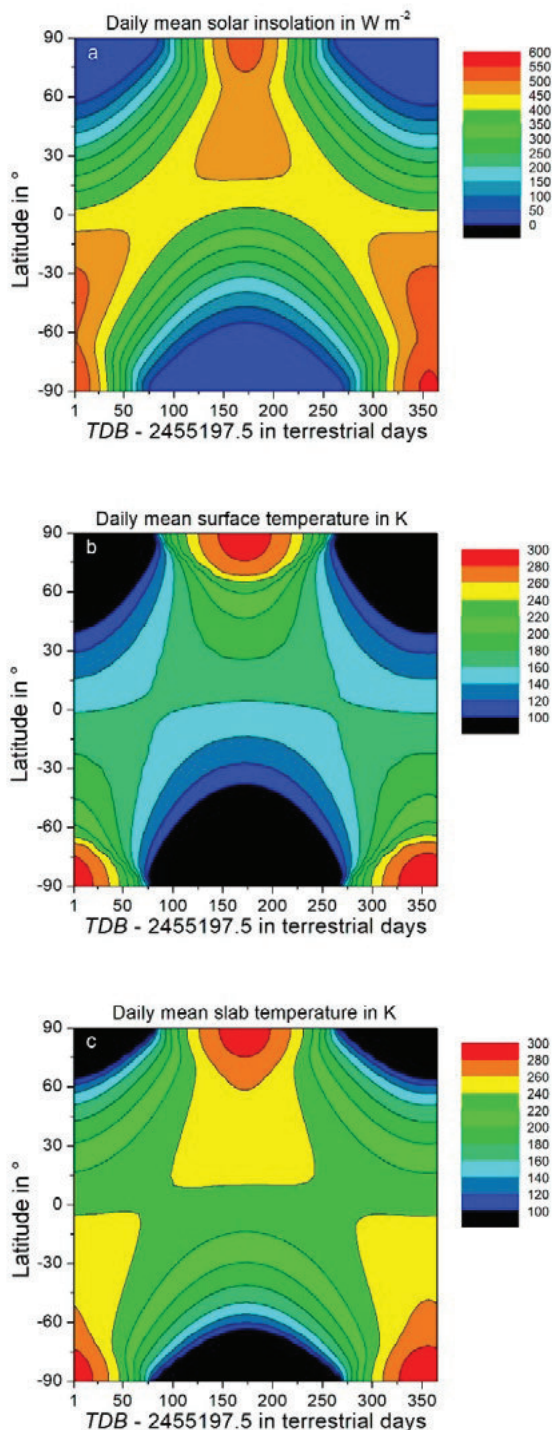


Abb. 13: Tagesmittel (a) der solaren Einstrahlung, die die Oberfläche der Erde ohne Atmosphäre erreicht, (b) der mit der lokalen Strahlungsbilanz nach Gleichung (19) berechneten Oberflächentemperatur und (c) der mit der lokalen Energiebilanzgleichung (2) berechneten slab-Temperatur in Abhängigkeit vom Breitenkreis und dem Tag des Jahres. Die Modellsimulationen wurden mit der „multilayer-force-restore“-Methode für ein Erdjahr, beginnend mit TDB = 2455197.5 (1. Januar, 2010, 00:00 UT1), durchgeführt (nach KRAMM et al. 2017).

Erde braucht vom Frühlings- bis zum Herbst-Äquinoktium etwa 8 Tage länger als vom Herbst- bis zum Frühlings-Äquinoktium.

Wie zuvor erwähnt, erhielten VOLOKIN & RELLEZ (2014) anhand der Modellergebnisse von VASAVADA et al. (2012) eine global gemittelte Oberflächentemperatur von $\langle T_s \rangle = 197,3$ K. Die mit der Energiebilanzgleichung (2) berechnete Verteilung der slab-Temperatur lieferte einen globalen Mittelwert von $\langle T_{slab} \rangle = 197,9$ K, wobei die Integration für 354 Erdtage durchgeführt wurde, was 12 synodischen Mondtagen entspricht.

Im Falle der Erde ohne Atmosphäre suggerierten VOLOKIN & RELLEZ (2014) eine global gemittelte Oberflächentemperatur, die zwischen $\langle T_s \rangle = 195,4$ K und $\langle T_s \rangle = 200,6$ K variiert. KRAMM et al. (2017) erhielten jedoch als globales Mittel für die slab-Temperatur einen Wert von $\langle T_{slab} \rangle = 220,7$ K, so dass sich für den atmosphärischen Effekt $\Delta T = \langle T \rangle - \langle T_{slab} \rangle = 67,3$ K ergibt. Dieses Ergebnis ist nicht verwunderlich, denn die Erde rotiert etwa 27,4-mal schneller als der Mond. Diese höhere Rotationsgeschwindigkeit schlägt sich in dem thermischen Verhalten des Regoliths nieder. Dieses war der Grund, warum KRAMM et al. (2017) die lokale Energiebilanzgleichung (2) verwendeten, und nicht die stationäre Version nach Gleichung (17). Für die in Abbildung 13(b) veranschaulichte Verteilung, die auf der lokalen Strahlungsbilanz nach Gleichung (19) beruht, ergab sich eine global gemittelte Oberflächentemperatur von $\langle T_s \rangle \approx 148$ K. Die von GERLICH & TSCHEUSCHNER (2009) hergeleitete Formel (40) liefert mit $S = 1.361 W m^{-2}$, $\alpha_E = 0,178$ und $\varepsilon_E = 0,98$ einen Wert von $\langle T_s \rangle \approx 151$ K. Der Vergleich zeigt, dass die Lösung von GERLICH & TSCHEUSCHNER (2009) für das lokale Strahlungsgleichgewicht nach Gleichung (19) auch für eine rotierende Erde ohne Atmosphäre akzeptabel ist, deren Rotationsachse gegenüber der Normalen der Ekliptik-Ebene um etwa $23,45^\circ$ geneigt ist. Dieses Ergebnis bedeutet auch, dass in der Lösung von GERLICH und TSCHEUSCHNER kein Faktor 2 fehlt.

Dass bereits die sogenannte *forcing method* nach Gleichung (18), in der der Bodenwärmefluss vernachlässigt wird, schon erheblich bessere Ergebnisse als die lokale Strahlungsbilanz nach Gleichung (19) liefert, veranschaulicht die Abbildung 14 für eine Erde ohne Atmosphäre. Die Unterschiede in den global gemittelten slab-Temperaturen betragen nur wenige Grad Kelvin. Oftmals reicht die *forcing method* aus, um das solare Klima von Planeten und natürlichen Satelliten zu berechnen. Insbesondere dann, wenn die thermophysikalischen Eigenschaften des Regoliths nur rudimentär bekannt sind, ist die *forcing method* unabdingbar. Die Ergebnisse von Beobachtungen, wie

sie im Rahmen des *Lunar Reconnaissance Orbiter Diviner Lunar Radiometer Experiment* gemacht wurden, könnten dazu dienen, den thermischen Inertialkoeffizienten und die damit verknüpften thermophysikalischen Eigenschaften des Regoliths mit Hilfe von Parametervariationen abzuschätzen. Dazu ist der Webersche hemisphärische Stefan-Boltzmann-Ansatz völlig ungeeignet.

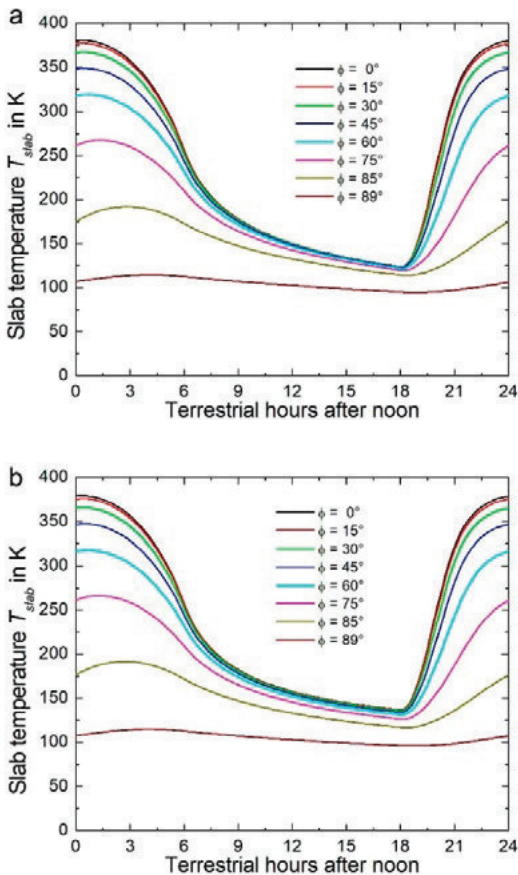


Abb. 14: Vergleich der Tagesgänge der slab-Temperatur, die mit (a) der forcing method und (b) der multilayer-force-restore method für eine Erde ohne Atmosphäre berechnet wurden (nach KRAMM et al. 2017).

Abschließende Bemerkungen

WEBER (2017) versuchte bereits in einem Beitrag für das Europäische Institut für Klima und Energie (EIKE) e.V., Jena, die Tauglichkeit des hemisphärischen Stefan-Boltzmann-Ansatzes anhand der Temperaturmessungen, die an der Mondlandestelle der Apollo-15-Mission, *Hadley-Apennine*-Region, 26,13°N; 3,63°E, vorgenommen wurden (s. KEIHM et al. 1973), nachzuweisen. Die in WEBER (2017) verwendeten Abbildungen sind hier als Abbildung 15 zusammengefasst. Diese Abbildungen belegen allerdings, dass der hemisphärische Stefan-Boltzmann-Ansatz Ergebnisse liefert, die hinter dem Stand der Wissenschaft

zurückbleiben.

Die von mir mit der *multilayer-force-restore method* nach KRAMM et al. (2017) für 12 synodische Monate durchgeführten Simulationen für diesen Breitengrad, beginnend mit TDB = 2455211.8, lieferten die in Abbildung 16 veranschaulichten Ergebnisse. Außerdem sind die Ergebnisse dargestellt, die mit dem Ansatz des lokalen Strahlungsgleichgewichtes „en passant“ ermittelt wurden, auf dem auch die Weberschen Ergebnisse in Abbildung 15 beruhen. Die Simulationen lieferten für die zonalen Mittel der slab-Temperatur und der auf dem lokalen Strahlungsgleichgewicht beruhenden Oberflächentemperatur $\bar{T}_{slab} = 208\text{ K}$ und $\bar{T}_s = 156\text{ K}$, was einer Differenz von 52 K entspricht. Zum Vergleich: KEIHM et al. (1973) ermittelten anhand der Temperaturmessungen der Apollo-15-Mission für diesen Breitengrad ein zonales Mittel von $\bar{T}_s = 211\text{ K}$.

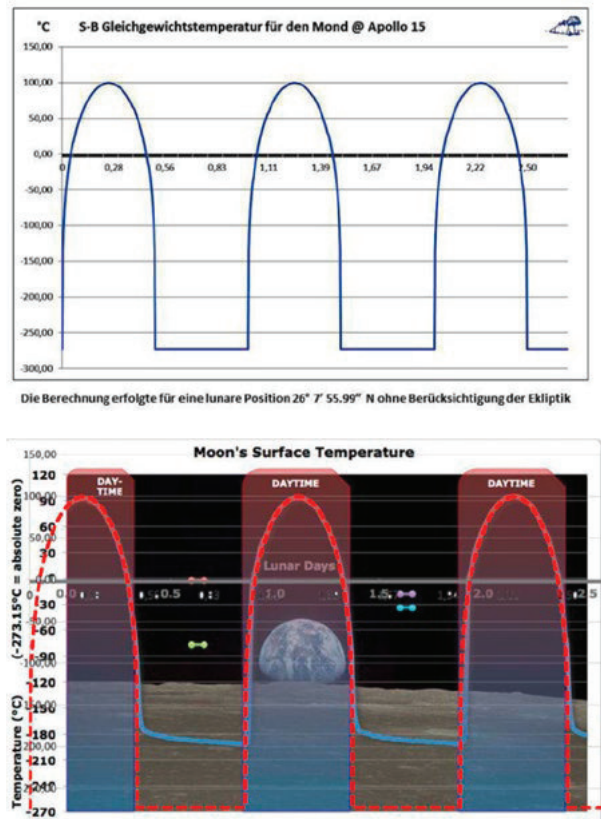


Abb. 15: Variation der Oberflächentemperatur an der Mondlandestelle der Apollo-15-Mission, *Hadley-Apennine* Region, 26,13°N, 3,63°E (nach WEBER 2017). Die blaue Kurve zeigt die Beobachtungen, die rote die Ergebnisse des hemisphärischen Stefan-Boltzmann-Ansatzes.

Anhang: Herleitung des Stefan-Boltzmann-Gesetzes

BOLTZMANN (1884) schrieb: „In meinem Aufsätze über eine von Bartoli entdeckte Beziehung

der strahlenden Wärme zum zweiten Hauptsatz habe ich gezeigt, dass sich zwischen den beiden Functionen ψ und f aus dem zweiten Hauptsatz die Beziehung ergibt $f = t \int \psi dt/t^2$, deren Differential lautet: $t df - f dt = \psi dt$, wenn also, wie aus der electromagnetischen Lichttheorie folgt, $f = \frac{1}{3} \psi$ gesetzt wird, so erhält man: $t d\psi/3 = 4 \psi dt/3$ und durch Integration $\psi = c t^4$, ein Gesetz, welches bekanntlich schon vor längerer Zeit von Stefan empirisch aufgestellt und in guter Uebereinstimmung mit den Beobachtungen gefunden wurde.“

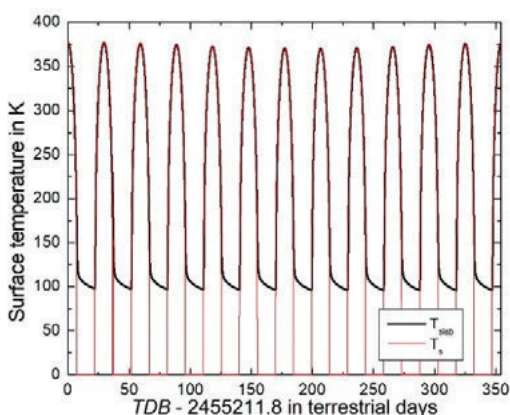


Abb. 16: Variation der slab-Temperatur für die Mondlandestelle der Apollo-15-Mission, Hadley-Apennine Region, 26,13 °N; 3,63 °E. Die Simulationen wurden mit der multilayer-force-restore method für 12 synodische Monate durchgeführt, beginnend mit TDB = 2455211.8 (15. Januar 2010, 11:07 UTI, Neumond).

In diesem Text, der exakt übernommen wurde, sind nach Boltzmann t die absolute Temperatur der für Wärmestrahlung undurchlässigen Wände, die einen luftleeren Raum umgeben, ψ die in der Volumeneinheit Äther infolge der Wärmestrahlung enthaltene Energie, und c eine nicht näher erläuterte Konstante (nicht zu verwechseln mit der Lichtgeschwindigkeit). Danach ist also das Stefan-Boltzmann-Gesetz folgendermaßen gegeben:

$$F = \sigma \vartheta^4, \quad (44)$$

wie es für sogenannte perfekt schwarze Strahler verwendet wird, wobei σ die noch zu bestimmende Stefansche Konstante ist. Da sowohl Wien als auch Planck die absolute Temperatur mit ϑ bezeichneten, soll in diesem Anhang ϑ anstelle von T verwendet werden. Die Ableitung des Stefan-Boltzmann-Gesetzes nach der Temperatur liefert:

$$\frac{dF}{d\vartheta} = 4 \sigma \vartheta^3 = 4 \frac{\sigma \vartheta^4}{\vartheta} = 4 \frac{F}{\vartheta}$$

bzw.

$$\frac{1}{3} \vartheta dF = \frac{4}{3} F d\vartheta,$$

was der Boltzmannschen Darstellung entspricht. Als Beispiel für einen perfekt schwarzen Strahler gilt nach KIRCHHOFF (1860) die Hohlraumstrahlung, wie auch von Boltzmann angenommen. Das bedeutet, dass in dem Stefan-Boltzmann-Gesetz keine Umgebungstemperatur auftritt. Im Nachfolgenden soll dieses Strahlungsgesetz hergeleitet werden.

WIEN (1896) postulierte für die Intensität φ_λ der Strahlung, deren Wellenlänge zwischen λ und $\lambda + d\lambda$ liegt, folgenden Ansatz:

$$\varphi_\lambda = F(\lambda) \exp\left(-\frac{f(\lambda)}{\vartheta}\right), \quad (45)$$

wobei $F(\lambda)$ und $f(\lambda)$ zwei unbekannte Funktionen sind. Er argumentierte, dass die Funktion $f(\lambda)$ reziprok proportional zur Wellenlänge sein muss, d.h. $f(\lambda) = c_W/\lambda$, damit im Exponenten λ und ϑ nur als Produkt $\lambda \vartheta$ vorkommen; c_W ist eine Konstante. Damit geht die Gleichung (45) über in:

$$\varphi_\lambda = F(\lambda) \exp\left(-\frac{c_W}{\lambda \vartheta}\right). \quad (46)$$

Um nun $F(\lambda)$ bestimmen zu können, forderte Wien, dass nach dem Stefan-Boltzmann-Gesetz die Gesamtintensität proportional zu ϑ^4 sein muss, d.h.:

$$\int_0^\infty F(\lambda) \exp\left(-\frac{c_W}{\lambda \vartheta}\right) d\lambda = \text{const. } \vartheta^4. \quad (47)$$

Mit $y = c_W/(\lambda \vartheta)$ erhält man:

$$\frac{c_W}{\vartheta} \int_0^\infty F\left(\frac{c_W}{y \vartheta}\right) \exp(-y) \frac{dy}{y^2} = \text{const. } \vartheta^4. \quad (48)$$

Zur Bestimmung von $F(c_W/(y \vartheta))$ verwendete Wien die Methode der unbestimmten Koeffizienten. Denkt man sich diese Funktion in einer Reihe entwickelt, so ergibt sich nach Wien:

$$F(c_W/(y \vartheta)) = \sum_n a_n \left(\frac{\vartheta}{c_W}\right)^n y^n, \quad (49)$$

wobei die a_n von y unabhängige Koeffizienten sind. Mit dieser Reihenentwicklung liefert Gleichung (48):

$$\sum_n a_n \left(\frac{\vartheta}{c_W}\right)^{n-1} \int_0^\infty y^{n-2} \exp(-y) dy = \text{const. } \vartheta^4. \quad (50)$$

Das Integral in dieser Gleichung ist gleich der Gammafunktion:

$$\Gamma(n-1) = \int_0^\infty y^{n-2} \exp(-y) dy. \quad (51)$$

Damit erhält man:

$$\sum_n a_n \left(\frac{\vartheta}{c_W}\right)^{n-1} \Gamma(n-1) = \text{const. } \vartheta^4. \quad (52)$$

Wien schloss daraus, dass alle Koeffizienten bis auf einen gleich Null sind und $n = 5$ gelten muss, so dass $F(\lambda) = \text{const.}/\lambda^5$ ist. Damit nahm sein Ansatz für die Strahlungsintensität folgende Gestalt an:

$$\varphi_\lambda = \frac{c}{\lambda^5} \exp\left(-\frac{c_W}{\lambda \vartheta}\right). \quad (53)$$

Die monochromatische Strahlungsintensität wird in $[\varphi_\lambda] = \text{Jm}^{-3}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1} = \text{Wm}^{-3}\text{sr}^{-1}$ ausgedrückt, wobei „sr“ für Steradian steht, die Einheit des Raumwinkels.

Die Wiensche Strahlungsfunktion, die auch mit Paschens Beobachtungen (PASCHEN 1896) gut übereinstimmte, worauf Wien bereits hinwies, wurde von PLANCK (1900a) anhand der Theorie der elektromagnetischen Strahlung begründet. Es führte zu der Energieverteilung im Normalspektrum:

$$u_\nu = \frac{8 \pi b \nu^3}{c^3} \exp\left(-\frac{a \nu}{\vartheta}\right). \quad (54)$$

In dieser Gleichung sind u_ν die monochromatische Energiedichte, ν die Frequenz, a und b Konstanten und c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum. Mit dieser Arbeit führte Planck auch die später nach ihm benannte Konstante ein, hier allerdings noch als Konstante b bezeichnet. Außerdem leitete er in dieser Arbeit die nach ihm benannten natürlichen Einheiten der Länge, Masse, Zeit und Temperatur her, die auf den Konstanten a und b , der Lichtgeschwindigkeit c und der Newtonschen Gravitationskonstanten γ beruhen.

Kurze Zeit später war Planck jedoch gezwungen, seine theoretische Begründung zu revidieren; denn neuere Spektralmessungen von LUMMER & PRINGSHEIM (1900), RUBENS & KURLBAUM (1900) sowie BECKMANN (1898) belegten, dass das Wiensche Strahlungsgesetz keine allgemeine Gültigkeit besitzt, weil es im sogenannte Rotbereich nicht mit den Beobachtungen übereinstimmt. Die Rayleigh-Jeans-Strahlungsfunktion (RAYLEIGH 1900, JEANS 1905) zeigt in diesem Bereich eine bessere Übereinstimmung. In den beiden Vorträgen vor der Deutschen Physikalischen Gesellschaft vom 19. Oktober 1900 und vom 14. Dezember 1900 präsentierte Planck dann die nach ihm benannte Strahlungsfunktion

$$u_\nu = \frac{8 \pi h}{c^3} \frac{\nu^3}{\exp\left(\frac{h \nu}{k \vartheta}\right) - 1}, \quad (55)$$

die der Darstellung vom 14. Dezember 1900 entspricht (PLANCK 1900b, 1900c, 1901). In dieser

Gleichung sind $h = b$ die Plancksche Konstante und k die Boltzmannsche Konstante. Offensichtlich hatte Planck erkannt, dass $k = b/a$ gleich der Boltzmannschen Konstanten ist. Damit war er in der Lage $k = 1,346 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$ auch zahlenmäßig zu belegen (der heutige Wert beträgt $k = 1,3806 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$). Da in diesem Energieverteilungsgesetz das Energiequantum $h \nu$ erschien, gilt der 14. Dezember 1900 als der Geburtstag der Quantenphysik (z.B. KUHN 1978, PAIS 1995). Das Plancksche Gesetz der Energieverteilung im Normalspektrum erfüllt die von EHRENFEST (1911) aufgestellten Rot- und Violett-Forderungen (z.B. KLEIN 1970, KRAMM & HERBERT 2006).

Während Herr Weber den Temperaturverlauf auf der Nachtseite einer Erde ohne Atmosphäre bzw. des Mondes ignorierte, um seinen hemisphärischen Stefan-Boltzmann-Ansatz anwenden zu können, obwohl sein Ergebnis weit hinter dem Stand der Wissenschaft zurückbleibt, fühlte sich Planck verpflichtet, seine theoretische Begründung der Wienschen Strahlungsfunktion zu verbessern, um auch den Rotbereich ausreichend genau abbilden zu können (PLANCK 1900b). In seiner Nobel Lecture *The Genesis and Present State of Development of the Quantum Theory* vom 2. Juni 1920 ging er auf diesen Sachverhalt ein (<www.nobelprize.org/prizes/physics/1918/planck/lecture/>): „*Since the whole problem concerned a universal law of Nature, and since at that time, as still today, I held the unshakeable opinion that the simpler the presentation of a particular law of Nature, the more general it is – though at the same time, which formula to take as the simpler, is a problem which cannot always be confidently and finally decided – I believed for a long time that the law that the quantity R is proportional to the energy, should be looked upon as the basis for the whole energy distribution law. This concept could not be maintained for long in the face of fresh measurements. Whilst for small values of the energy and for short waves, Wien's law was satisfactorily confirmed, noteworthy deviations for larger wavelengths were found, first by O. LUMMER and E. PRINGSHEIM, and finally by H. RUBENS and F. KURLBAUM, whose measurements on the infrared residual rays of fluorite and rock salt revealed a totally different, though still extremely simple relationship, characterized by the fact that the quantity R is not proportional to the energy, but to the square of the energy, and in fact this holds with increasing accuracy for greater energies and wavelengths.*“

Für ihn gab es keinen Unterschied zwischen Theorie und Praxis.

Um das Plancksche Gesetz von der Energieverteilung im Normalspektrum in der von Wien hergeleiteten Gleichung (47) verwenden zu können, ist es erforderlich, die monochromatische Energiedichte nach Gleichung (55) mit der monochromatischen Intensität φ_λ bzw. φ_ν zu

verknüpfen:

$$\varphi_\nu = \frac{c}{4\pi} u_\nu. \quad (56)$$

Damit ergibt sich mit $\varphi_\nu = B(\nu, \vartheta)$ die Plancksche Funktion der monochromatischen Strahlungsintensität im Frequenzbereich $[0, \infty]$ (z.B. CHANDRASEKHAR 1960, LIOU 2002, MÖLDERS & KRAMM 2014):

$$B(\nu, \vartheta) = \frac{2h}{c^2} \frac{\nu^3}{\exp\left(\frac{h\nu}{k\vartheta}\right) - 1}. \quad (57)$$

Mit $c = \lambda \nu$ sowie

$$B(\lambda, \vartheta) = B(\nu(\lambda), \vartheta) \frac{d\nu}{d\lambda} \quad (58)$$

kann die Plancksche Strahlungsfunktion auch in den Wellenlängenbereich überführt werden. Mit $d\nu/d\lambda = -c/\lambda^2$ ergibt sich formal:

$$B(\lambda, \vartheta) = -\frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k\vartheta}\right) - 1}, \quad (59)$$

wobei der Wellenlängenbereich gleich $[\infty, 0]$ ist. Für den Wellenlängenbereich $[0, \infty]$ erhält man:

$$B(\lambda, \vartheta) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k\vartheta}\right) - 1}. \quad (60)$$

Die Plancksche Strahlungsfunktion liefert für $hc/(\lambda k\vartheta) \gg 1$ die Wiensche Strahlungsfunktion nach Gleichung (53), was Ehrenfests Violett-Forderung erfüllt, und für den Rotbereich, gekennzeichnet durch $hc/(\lambda k\vartheta) \ll 1$, die Strahlungsfunktion nach RAYLEIGH (1900) und JEANS (1905):

$$B(\lambda, \vartheta) = \frac{2c}{\lambda^4} k\vartheta, \quad (61)$$

die der Ehrenfestschen Rot-Forderung entspricht.

Wie in der Einleitung betont, sind zur Herleitung des Stefan-Boltzmann-Gesetzes zwei Integrationen erforderlich: Die erste Integration entspricht der Integration der Planckschen Funktion für monochromatische Strahlungsintensitäten. Dabei ist es egal, ob die Gleichung (57) oder die Gleichung (60) herangezogen wird (z.B. KRAMM & MÖLDERS 2009). Obwohl das Verwenden der frequenzbezogenen Darstellung (55) den Vorteil hat, dass die Frequenz sich nicht ändert, wenn sich Strahlung in Materie ausbreitet, folge ich hier dem Wienschen Vorgehen, d.h. ich gehe von der Darstellung (60) aus. Entsprechend der Gleichung (47) ergibt sich für die Gesamtintensität:

$$\left. \begin{aligned} B(\vartheta) &= \int_0^\infty B(\lambda, \vartheta) d\lambda \\ &= 2hc^2 \int_0^\infty \frac{1}{\lambda^5} \frac{d\lambda}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k\vartheta}\right) - 1} \end{aligned} \right\} \quad (62)$$

Mit $X = hc/(\lambda k\vartheta)$ ergibt sich:

$$\begin{aligned} B(\vartheta) &= \frac{2k^4}{c^2 h^3} \vartheta^4 \int_0^\infty \frac{X^3}{\exp(X) - 1} dX, \end{aligned} \quad (63)$$

wobei das Integral dem Wert

$$\int_0^\infty \frac{X^3}{\exp(X) - 1} dX = \frac{\pi^4}{15} \quad (64)$$

entspricht (z.B. PLANCK 1901, LIOU 2002, KRAMM & HERBERT 2006). Damit ergibt sich für die Gesamtintensität:

$$B(\vartheta) = \frac{2\pi^4 k^4}{15 c^2 h^3} \vartheta^4 = \beta \vartheta^4 \quad (65)$$

mit $\beta = 2\pi^4 k^4/(15 c^2 h^3)$. Die Gesamtintensität wird in $[B(\vartheta)] = \text{Jm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1} = \text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$ ausgedrückt. Wie von WIEN gefordert, liefert also die Integration der Planckschen Funktion der monochromatischen Strahlungsintensität die ϑ^4 -Abhängigkeit der gesamten Strahlungsintensität.

Der Strahlungsfluss wird entsprechend dem Poynting-Vektor in $[F] = \text{Jm}^{-2}\text{s}^{-1} = \text{Wm}^{-2}$ ausgedrückt. Um von der Gesamtintensität zum Strahlungsfluss zu gelangen, ist folglich noch eine zweite Integration erforderlich, und zwar die über den anliegenden Halbraum (s. Abb. 1). Allgemein gilt:

$$F = \int_\Omega I \cos \theta d\Omega. \quad (66)$$

Hierin sind F der Strahlungsfluss, I die Strahlungsintensität, Ω der Raumwinkel des Halbraumes und $d\Omega = \sin \theta d\theta d\phi$ der differentielle Raumwinkel. Damit ergibt sich:

$$F = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi I(\theta, \varphi) \cos \theta \sin \theta d\theta d\varphi. \quad (67)$$

Da die infrarote Strahlung als isotrop gilt, d.h. I ist unabhängig von θ und φ , ergibt sich:

$$\left. \begin{aligned}
 F &= I \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos \theta \sin \theta \, d\theta \\
 &= \frac{I}{2} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin(2\theta) \, d\theta \\
 &= \frac{\pi I}{2} \int_0^{\pi} \sin(x) \, dx = \pi I,
 \end{aligned} \right\} \quad (68)$$

wobei $x = 2\theta$ verwendet wurde. Folglich gilt:

$$F_{IR\uparrow} = \pi B(\vartheta) = \frac{2 \pi^5 k^4}{15 c^2 h^3} \vartheta^4 = \sigma \vartheta^4. \quad (69)$$

Für die Stefansche Konstante ergibt sich also:

$$\begin{aligned}
 \sigma = \pi \beta &= \frac{2 \pi^5 k^4}{15 c^2 h^3} \\
 &= 5,669 \cdot 10^{-8} \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{K}^4}.
 \end{aligned} \quad (70)$$

Die hier präsentierte Herleitung des Stefan-Boltzmann-Gesetzes dokumentiert, dass es nur lokal gültig ist und eine lokal herrschende Temperatur erfordert. Es global oder gar auf globale Mittelwerte der Temperatur anzuwenden, ist aus physikalischen und mathematischen Gründen inadäquat. Streng genommen gilt es nur für Hohlraumstrahlung, weswegen eine Wichtung mit einem relativen Emissionsvermögen ε der Form

$$\varepsilon = \frac{\int_0^{\infty} \varepsilon_{\lambda} I_{\lambda} \, d\lambda}{\int_0^{\infty} I_{\lambda} \, d\lambda} = \frac{1}{I} \int_0^{\infty} \varepsilon_{\lambda} I_{\lambda} \, d\lambda \quad (71)$$

unabdingbar ist. Hierin sind I_{λ} die monochromatische Intensität und ε_{λ} das zugehörige relative Emissionsvermögen, was nach KIRCHHOFF (1860) dem Absorptionsvermögen a_{λ} entspricht. Das Integral in Gleichung (71) kann folgendermaßen approximiert werden:

$$\int_0^{\infty} \varepsilon_{\lambda} I_{\lambda} \, d\lambda = \sum_i \int_{\Delta_i \lambda} \varepsilon_{\lambda} I_{\lambda} \, d\lambda, \quad (72)$$

worin $\Delta_i \lambda$ die verschiedenen Spektralbereiche kennzeichnet.

Danksagung

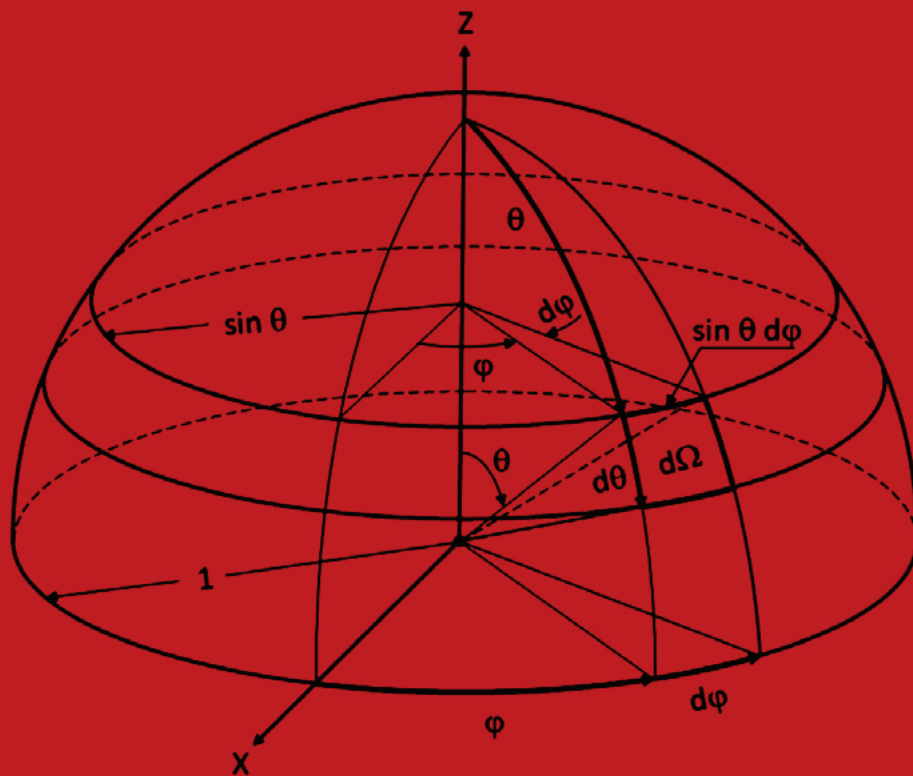
Ich danke Frau Prof. Dr. Dr. habil. Nicole Mölders, University of Alaska Fairbanks, und Herrn Priv. Doz. Dr. Dr. habil. Ralph Dlugi, Ludwig-Maximilians-Universität München, für hilfreiche Kommentare und Verbesserungsvorschläge.

Literatur

- ARAKAWA, A. (1972): Design of the UCLA general circulation model. – In: Technical Report, No. 7: 116 S.; Los Angeles (Department of Meteorology, University of California).
- BAUCH, K.E., HIESINGER, H., HELBERT, J., ROBINSON, M.S. & SCHOLTEN, H. (2014): Estimation of lunar surface temperatures and thermophysical properties: test of a thermal model in preparation of the MERTIS experiment onboard BepiColombo. – Planetary and Space Science, 101: 29–36.
- BECKMANN, H. (1898): Abhängigkeit der Strahlungsintensität des schwarzen Körpers von der Temperatur, untersucht für einen bestimmten Strahlencomplex. – Tübingen.
- BERGER, A., LOUTRE, M.-F. & TRICOT, C. (1993): Insolation and Earth's orbital periods. – J. Geophys. Res.: Atmospheres, 98 (D6): 10341–10362.
- BEZOLD, W. von (1906): Über Strahlungsnormalen und Mittellinien der Temperatur. – In: PERNTER, J.M., HANN, J. & HELLMANN, G. (Hrsg.): HANN-Band zum vierzigjährigen Redaktionsjubiläum J. HANN's von Freunden und Kollegen gewidmet. – Meteorol. Zeitschr. 279–287; Braunschweig (F. Vieweg).
- BHUMRALKAR, C.M. (1975): Numerical experiments on the computation of ground surface temperature in an atmospheric general circulation model. – J. Appl. Meteor., 14: 1246–1258.
- BLACKADAR, A.K. (1976): Modeling the nocturnal boundary layer. – In: Proceedings of the Third Symposium on Atmospheric Turbulence, Diffusion, and Air Quality, American Meteorological Society: 46–49; Raleigh, N.C.
- BOHREN, C.F. & CLOTHIAUX, E.E. (2006): Fundamentals of Atmospheric Radiation. – 472 S.; Berlin (Wiley-VCH).
- BOLTZMANN, L. (1884): Ableitung des Stefan'schen Gesetzes, betreffend die Abhängigkeit der Wärmestrahlung von der Temperatur aus der electromagnetischen Lichttheorie. – Wiedemann's Annalen, 22: 291–294.
- CHANDRASEKHAR, S. (1960): Radiative Transfer. – 393 S.; New York (Dover Publications).
- CORBY, G.A., GILCHRIST, A. & NEWSON, R.L. (1972): A general circulation model of the atmosphere suitable for long period integrations. – Quart. J. Roy. Met. Soc., 98 (418): 809–832.
- CREMERS, C.J., BIRKEBAK, R.C. & WHITE, J.E. (1971): Lunar surface temperatures from Apollo 12. – The Moon, 3: 346–351.
- DEARDORFF, J.W. (1978): Efficient prediction of ground surface temperature and moisture, with inclusion of a layer of vegetation. – J. Geophys. Res., 83C: 1889–1903.
- DEFANT, A. & OBST, E. (1923): Lufthülle und Klima. – 186 S.; Leipzig, Wien (Franz Deuticke).
- EHRENFEST, P. (1911): Welche Züge der Lichtquantenhypothese spielen in der Theorie der Wärmestrahlung eine wesentliche Rolle. – Ann. d. Physik, 36: 91–118.

- FOLKNER, W.M., WILLIAMS, J.G., BOGGS, D.H., PARK, R.S. & KUCHYNKA, P. (2014): The planetary and lunar ephemerides DE430 and DE431. – In: IPN Progress Report, 42-196: 81 S.; Pasadena, California (Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology).
- GERLICH, G. & TSCHEUSCHNER, R.D. (2009): Falsification of the atmospheric CO₂ greenhouse effects within the frame of physics. – *Int. J. Mod. Phys. B*, 23: 275–364 (<<http://arxiv.org/abs/0707.1161v4>>).
- HALTINER, G.J. & MARTIN, F.L. (1957): *Dynamical and Physical Meteorology*. – 470 S.; New York, Toronto, London (McGraw-Hill).
- HANN, J. (1897): *Handbuch der Klimatologie*, I. Band: *Allgemeine Klimatologie*. – 404 S.; Stuttgart (J. Engelhorn).
- HANTEL, M. & HAIMBERGER, L. (2016): *Grundkurs Klima*. – 404 S.; Heidelberg (Springer).
- HAYNE, P.O., BANDFIELD, J.L., SIEGLER, M.A., VASAVADA, A.R., GHENT, R.R., WILLIAMS, J.-P., GREENHAGEN, B.T., AHARONSON, O., ELDER, C.M., LUCEY, P.G. & PAIGE, D.A. (2017): Global regolith thermophysical properties of the Moon from the Diviner Lunar Radiometer Experiment. – *J. Geophys. Res.: Planets*, 122 (12): 2371–2400.
- HÖLDER, O. (1889): Über einen Mittelwertsatz. – *Nachr. Ges. Wiss. Göttingen*: 38–47.
- JAEGER, J.C. (1953): The surface temperature of the Moon. – *Australian J. Physics A*, 6: 10–21.
- JEANS, J. H. (1905): A comparison between two theories of radiation. – *Nature*, 72: 293–294.
- KASTEN, F. & RASCHKE, E. (1974): Reflection and transmission terminology by analogy with scattering. – *Applied Optics*, 13: 450–464.
- KEIHM, S.J. (1984): Interpretation of the lunar microwave brightness temperature spectrum: Feasibility of orbital heat flow mapping. – *Icarus*, 60: 568–589.
- KEIHM, S.J., PETERS, K., LANGSETH, M.G. & CHUTE, J.L. (1973): Apollo 15 measurement of lunar surface brightness temperatures thermal conductivity of the upper 1 1/2 meters of regolith. – *Earth and Planetary Science Letters*, 19 (3): 337–351.
- KIRCHHOFF, G. (1860): Ueber das Verhältniss zwischen dem Emissionsvermögen und dem Absorptionsvermögen für Wärme und Licht. – *Ann. d. Physik u. Chemie*, 109: 275–301.
- KLEIN, M.J. (1970): *Paul Ehrenfest – Volume 1: The Making of a Theoretical Physicist*. – 330 S.; Amsterdam, London (North-Holland Publishing Comp.).
- KONDRATYEV, K.YA. (1969): *Radiation in the Atmosphere*. – 912 S.; New York, London (Academic Press).
- KOPP, G. & LEAN, J.L. (2011): A new, lower value of total solar irradiance: Evidence and climate significance. – *Geophysical Research Letters*, 38, L01706: 7 S.
- KRAMM, G. & DLUGI, R. (2011): Scrutinizing the atmospheric greenhouse effect and its climatic impact. – *Natural Science*, 3: 971–998.
- KRAMM, G. & HERBERT, F. (2006): Heuristic derivation of blackbody radiation laws using principles of dimensional analysis. – *J. Calcutta Math. Soc.*, 2 (2): 1–20 (<<https://arxiv.org/abs/0801.2197>>).
- KRAMM, G. & MÖLDERS, N. (2009): Planck's blackbody radiation law: Presentation in different domains and determination of the related dimensional constants. – *J. Calcutta Math. Soc.*, 5: 27–61 (<<https://arxiv.org/abs/0901.1863>>).
- KRAMM, G., DLUGI, R. & MÖLDERS, N. (2017): Using Earth's Moon as a testbed for quantifying the effect of the terrestrial atmosphere. – *Natural Science*, 9 (8): 251–288.
- KRAMM, G., BERGER, M., DLUGI, R. & MÖLDERS, N. (2020): Meridional distributions of historical zonal averages and their use to quantify the global and spheroidal mean near-surface temperature of the terrestrial atmosphere. – (Im Druck).
- KUHN, T.S. (1978): *Black-Body Theory and the Quantum Discontinuity 1894-1912*. – 356 S.; Oxford, New York (Oxford University Press).
- LIOU, K.N. (2002): *An Introduction to Atmospheric Radiation*. – 577 S.; Amsterdam, Boston, London, New York, Oxford, Paris, San Diego, San Francisco, Singapore, Sydney, Tokyo (Academic Press).
- LUMMER, O. & PRINGSHEIM, E. (1900): Über die Strahlung des schwarzen Körpers für lange Wellen. – *Verh. d. Deutsch. Phys. Ges.*, 2: 163.
- MILANKOVITCH, M. (1941): *Kanon der Erdbestrahlungen und seine Anwendung auf das Eiszeitenproblem*. – Royal Serbian Academy, Sect. Math.-Nat. Sci., 33; Belgrade.
- MITCHELL, D.L. & DE PATER, I. (1994): Microwave Imaging of Mercury's Thermal Emission at Wavelengths from 0.3 to 20.5 cm. – *Icarus*, 110: 2–32.
- MÖLDERS, N. & KRAMM, G. (2014): *Lectures in Meteorology*. – 591 S.; Heidelberg (Springer).
- MÖLLER, F. (1964): *Optics of the lower atmosphere*. – *Applied Optics*, 3: 157–166.
- MÜLLER, I. (1994): *Grundzüge der Thermodynamik*. – 367 S.; Berlin, Heidelberg, New York (Springer).
- NEWHALL, X.X. & WILLIAMS, J.G. (1996): Estimation of the lunar physical librations. – *Celest. Mech. Dyn. Astr.*, 66: 21–30.
- NIKOLOV, N. & ZELLER, K. (2016): Erratum to: On the average temperature of airless spherical bodies and the magnitude of Earth's atmospheric thermal effect. – *SpringerPlus*, 5: 2085.
- PAIGE, D.A., FOOTE, M.C., GREENHAGEN, B.T., SCHOFIELD, J.T., CALCUTT, S., VASAVADA, A.R., PRESTON, D.J., TAYLOR, F.W., ALLEN, C.C., SNOOK, K.J., JAKOSKY, B.M., MURRAY, B.C., SODERBLOM, L.A., JAU, B., LORING, S., BULHAROWSKI, J., BOWLES, N.E., THOMAS, I.R., SULLIVAN, M.T., AVIS, C., DE JONG, E.M., HARTFORD, W. & McCLEESE, D.J. (2009): The Lunar Reconnaissance Orbiter Diviner Lunar Radiometer Experiment. – *Space Sci. Rev.*, 150: 125–160.
- PAIS, A. (1995): *Introducing Atoms and their Nuclei*. – In: BROWN, L.M., PAIS, A. & PIPPARD, B. (Hrsg.): *Twentieth Century Physics*. Vol. I: 43–141; New York (Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, and American Institute of Physics Press).
- PASCHEN, F. (1896): Ueber die Gesetzmäßigkeiten in den Spektren fester Körper. – *Ann. d. Physik*, 58: 455–492.

- PEIXOTO, J.P. & OORT, A.H. (1992): *Physics of Climate*. – 520 S.; New York, Berlin, Heidelberg (Springer).
- PLANCK, M. (1897): *Vorlesungen über Thermodynamik*. – 248 S. (Veit & Co).
- PLANCK, M. (1900a): Über irreversible Strahlungsvorgänge. – *Ann. d. Physik*, 1: 69–122.
- PLANCK, M. (1900b): Über eine Verbesserung der Wien'schen Spektralgleichung. – *Verh. d. Deutsch. Phys. Ges.*, 2: 202–204.
- PLANCK, M. (1900c): Zur Theorie des Gesetzes der Energieverteilung im Normalspectrum. – *Verh. d. Deutsch. Phys. Ges.*, 2: 237–245.
- PLANCK, M. (1901): Ueber das Gesetz der Energieverteilung im Normalspectrum. – *Ann. d. Physik*, 4: 553–563.
- PLANCK, M. (1921): *Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung*. – 224 S.; Leipzig (J.A. Barth).
- RAYLEIGH Lord (J.W. STRUTT) (1900): Remarks upon the law of complete radiation. – *Phil. Mag.*, 49: 539–540.
- REDLICH, O. (1970): Intensive and extensive properties. – *J. Chemical Education*, 47 (2): 154–156.
- ROWNTREE, P.R. (1975): The representation of radiation and surface heat exchange in a general circulation model. – *Technical Note, Meteorological Office: Bracknell, Berkshire, UK*.
- RUBENS, H. & KURLBAUM, R. (1900): Über die Emission langwelliger Wärmestrahlen durch den schwarzen Körper bei verschiedenen Temperaturen. – *Sitzungsber. K. Akad. Wissensch. Berlin*, 25. Oktober 1900: 929–941.
- SIMON, J.L., BRETAGNON, P., CHAPRONT, J., CHAPRONT-TOUZE, M., FRANCOU, G. & LASKAR, J. (1994): Numerical expressions for precession formulae and mean elements for the Moon and the planets. – *Astronomy & Astrophysics*, 282: 663–683.
- SMAGORINSKY, J., MANABE, S. & HOLLOWAY J.L. Jr. (1965): Numerical results from a nine-level general circulation model of the atmosphere. – *Mon. Wea. Rev.*, 93 (12): 727–768.
- SMITH, A.P. (2008): Proof of the atmospheric greenhouse effect. – <http://arxiv.org/abs/0802.4324>.
- SPITALER, R. (1885): *Die Wärmeverteilung auf der Erdoberfläche*. – *Denkschriften der mathem.-naturwiss. Klasse der Kaiserl. Akademie d. Wissenschaften in Wien; Wien*.
- STEFAN, J. (1879): Über die Beziehung zwischen der Wärmestrahlung und der Temperatur. – *Wiener Ber. II*, 79: 391–428.
- TAYLOR, D.B., BELL, S.A., HILTON, J.L. & SINCLAIR, A.T. (2010): Computation of the quantities describing the lunar librations in the *Astronomical Almanac*. – *HMNAO Technical Notes*, 74: 18 S.; Taunton, Somerset (HM Nautical Almanac Office, UK Hydrographic Office).
- TOLMAN, R.C. (1917): The measurable quantities in physics. – *The Physical Review*, 2nd Series, 9: 237–253.
- VASAVADA, A.R., PAIGE, D.A. & WOOD, S.E. (1999): Near-surface temperatures on Mercury and the Moon and the stability of polar ice deposits. – *Icarus*, 141: 179–193.
- VASAVADA, A.R., BANDFIELD, J.L., GREENHAGEN, B.T., HAYNE, P.O., SIEGLER, M.A., WILLIAMS, J.-P. & PAIGE, D.A. (2012): Lunar equatorial surface temperatures and regolith properties from the Diviner Lunar Radiometer Experiment. – *J. Geophys. Res.*, 117: 1–12.
- VOLOKIN, D. & RELLEZ, L. (2014): On the average temperature of airless spherical bodies and the magnitude of Earth's atmospheric thermal effect. – *SpringerPlus*, 3: 723 (s.a. NIKOLOV & ZELLER 2016).
- WEBER, U. (2017): *Beweist die Temperatur des Mondes den hemisphärischen Stefan-Boltzmann Ansatz?* – EIKE e.V.; www.eike-klima-energie.eu/2017/07/02/beweist-die-temperatur-des-mondes-den-hemisphaerischen-stefan-boltzmann-ansatz/.
- WEBER, U. (2018): *Die hemisphärische Stefan-Boltzmann Temperatur unserer Erde*. – *Books on Demand*; 48 S.
- WEBER, U. (2019): *Weitere Überlegungen zur hemisphärischen Herleitung einer globalen Durchschnittstemperatur*. – *Mitteilungen Deutsche Geophysikalische Gesellschaft*, 1/2019: 18–25.
- WESSELINK, A.J. (1948): Heat conductivity and nature of the lunar surface material. – *Bulletin of the Astronomical Institutes of the Netherlands*, 10: 351–363.
- WIEN, W. (1896): Ueber die Energieverteilung im Emissionsspectrum eines schwarzen Körpers. – *Ann. d. Physik*, 294: 662–669.
- WIENER, C. (1879): Ueber die Stärke der Bestrahlung der Erde durch die Sonne in den verschiedenen Breiten und Jahreszeiten. – *Meteorol. Zeitschr.*: 113–130.
- WILLIAMS, J.G., BOGGS, D.H. & FOLKNER, W.M. (2013): DE430 lunar orbit, physical librations and surface coordinates. – *JPL Interoffice Memorandum (Internal Document)*: 19 S.; Pasadena, California (Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology).
- WILLIAMS, J.P., PAIGE, D.A., GREENHAGEN, B.T. & SEFTON-NASH, E. (2017): The global surface temperatures of the Moon as measured by the Diviner Lunar Radiometer Experiment. – *Icarus*, 283: 300–325.



Kommentar zu
WEBER (2019):
„Weitere Überlegungen
zur hemisphärischen
Herleitung einer globalen
Durchschnittstemperatur“
Seite 6

Wissenschaftliche Beiträge	
Kommentar zu WEBER (2019): „Weitere Überlegungen zur hemisphärischen Herleitung einer globalen Durchschnittstemperatur“, DGG-Mitt., 1/2019:18-25	6
Nachrichten aus der Gesellschaft	26
Aus dem Archiv	42
Verschiedenes	47

Mitteilungen

2/2020

Impressum

Herausgeber: Deutsche Geophysikalische Gesellschaft

Redaktion: E-Mail: roteblaetter@dgg-online.de

Layout: Dirk Biermann Grafik Design, Potsdam, <biermann@potsdam.de>

Druck: Druckservice Uwe Grube, Hirzenhain-Glashütten, <http://druckservice-grube.de>

Beiträge für die DGG-Mitteilungen sind aus allen Bereichen der Geophysik und der angrenzenden Fachgebiete erwünscht. Im Vordergrund stehen aktuelle Berichterstattung über wissenschaftliche Projekte und Tagungen sowie Beiträge mit einem stärkeren Übersichtscharakter. Berichte und Informationen aus den Institutionen und aus der Gesellschaft mit ihren Arbeitskreisen kommen regelmäßig hinzu, ebenso Buchbesprechungen und Diskussionsbeiträge. Wissenschaftliche Beiträge werden einer Begutachtung seitens der Redaktion, der Vorstands- und Beiratsmitglieder oder der Arbeitskreissprecher unterzogen. Für den Inhalt der Beiträge sind die Autoren verantwortlich. Bitte beachten Sie, dass die namentlich gekennzeichneten Beiträge persönliche Meinungen bzw. Ansichten enthalten können, die nicht mit der Meinung oder Ansicht des Herausgebers und der Redaktion übereinstimmen müssen. Die Autoren erklären gegenüber der Redaktion, dass sie über die Vervielfältigungsrechte aller Fotos und Abbildungen innerhalb ihrer Beiträge verfügen. Die DGG-Mitteilungen sind als Zeitschrift zitierfähig. Bitte senden Sie Ihre Texte möglichst als Word-Datei oder als ASCII-File entweder per E-Mail oder auf CD-Rom an die Redaktion. Zeichnungen und Bilder liefern Sie bitte separat in druckfertigem Format, Vektorgrafiken als PDF-Dateien (mit eingebetteten Schriften), Fotos als Tiff-, JPEG- oder PDF-Dateien.

Vorstand der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft e.V.

Präsidium (Adresse der Geschäftsstelle siehe Geschäftsführer)

Prof. Dr. Heidrun Kopp (Präsidentin)
GEOMAR Helmholtz-Zentrum für Ozeanforschung
Wischhofstraße 1-3, 24148 Kiel
E-Mail: hkopp@geomar.de

Dr. Christian Buecker (Vizepräsident)
Wintershall GmbH
Überseering 40, 22297 Hamburg
E-Mail: christian.buecker@wintershalldea.com

Prof. Dr. Thomas Bohlen
(Designierter Präsident)
Karlsruher Institut für Technologie
Geophysikalisches Institut
Hertzstraße 16, 76187 Karlsruhe
E-Mail: thomas.bohlen@kit.edu

Dr. Kasper D. Fischer (Schatzmeister)
Ruhr-Universität Bochum, Institut für Geologie, Mineralogie und Geophysik
IA 4/93, 44780 Bochum
E-Mail: schatzmeister@dgg-online.de

Dr. Katrin Schwalenberg
(komm. Geschäftsführerin)
Bundesanstalt für Geowissenschaften und Rohstoffe
Stilleweg 2, 30655 Hannover
E-Mail: geschaeftsfuehrung@dgg-online.de

Beisitzer

Dipl.-Geophys. Rouven Brune
Universität Bremen
Fachbereich Geowissenschaften
Klagenfurter Str. 2-4, 28359 Bremen
E-Mail: studentensprecher@geophysikstudenten.de

Prof. Dr. Stefan Buske
TU Bergakademie Freiberg
Institut für Geophysik und Geoinformatik
Zeunerstr. 12, 09596 Freiberg
E-Mail: buske@geophysik.tu-freiberg.de

Dr. Ellen Gottschämmer
Karlsruher Institut für Technologie
Geophysikalisches Institut
Hertzstr. 16, 76187 Karlsruhe
E-Mail: Ellen.Gottschaeemmer@kit.edu

Dipl.-Geophys. Michael Grinat
Leibniz-Institut für Angewandte Geophysik
Stilleweg 2, 30655 Hannover
E-Mail: Michael.Grinat@leibniz-liag.de

Dipl.-Ing. Maximilian Haas
European Organization for Nuclear Research CERN
Esplanade des Particules 1, 1217 Meyrin, Schweiz
E-Mail: maximilian.mathias.haas@cern.ch

Dr. Martin Hensch
Regierungspräsidium Freiburg
Landesamt für Geologie, Rohstoffe und Bergbau
Landeserdbebendienst Baden-Württemberg
Albertstr. 5, 79104 Freiburg im Breisgau
E-Mail: hensch@led-bw.de

Prof. Dr. Katrin Huhn-Frehers
MARUM, Universität Bremen
Leobener Str. 8, 28359 Bremen
E-Mail: khuhn@marum.de

Prof. Dr. Thomas Kohl
Karlsruher Institut für Technologie
Geothermie & Reservoir-Technologie
Adenauerring 20b, 76131 Karlsruhe
E-Mail: thomas.kohl@kit.edu

Prof. Dr. Bodo Lehmann
DMT GmbH & Co. KG
Am TÜV 1, 45307 Essen
E-Mail: Bodo.Lehmann@dm-group.com

Dr. Tina Martin
Engineering Geology, Lund University
John Ericssons väg 1, S-22363, Lund
E-Mail: tina.martin@tg.lth.se

Dr. Dirk Orlowsky
DMT GmbH & Co. KG
Am TÜV 1, 45307 Essen
E-Mail: Dirk.Orlowsky@dm-group.com

Prof. Dr. Wolfgang Rabbel
Christian-Albrechts-Universität zu Kiel
Institut für Geowissenschaften
Otto-Hahn-Platz 1, 24118 Kiel
E-Mail: wolfgang.rabbel@ifg.uni-kiel.de

Dr. Katrin Schwalenberg
Bundesanstalt für Geowissenschaften und Rohstoffe
Stilleweg 2, 30655 Hannover
E-Mail: Katrin.Schwalenberg@bgr.de

Dr. Joachim Wassermann
Geophysikalisches Observatorium der Universität München
Ludwigshöhe 8, 82256 Fürstenfeldbruck
E-Mail: j.wassermann@lmu.de

Dipl.-Geophys. Felix Noah Wolf
GEOMAR Helmholtz-Zentrum für Ozeanforschung
Wischhofstraße 1-3, 24148 Kiel
E-Mail: fnwolf@geomar.de

Alle Mitglieder des Vorstandes stehen Ihnen bei Fragen und Vorschlägen gerne zur Verfügung.
DGG-Homepage: www.dgg-online.de · DGG-Archiv: Universität Leipzig, Institut für Geophysik und Geologie,
Talstraße 35, 04103 Leipzig, Dr. Michael Börngen, E-Mail: michael-boerngen@t-online.de