

Über die Uratmosphäre der Erde.

Von

M. Milankovitch, Belgrad.

In der Entwicklungsgeschichte der Erde lassen sich manche Augenblicke als Zeitscheiden oder Epochen deutlich erkennen; ein solcher war derjenige, in welchem die Oberflächentemperatur des feuerflüssigen Erdkörpers auf die Schmelztemperatur des hier angesammelten Gesteinmaterials gesunken war und die Erde sich mit einer festen Kruste zu bedecken begann. Die Verfestigung der Erdkruste ging, wie sich dies rechnerisch nachweisen läßt, sehr rasch vonstatten, wenn auch die neue Decke oft an verschiedenen Stellen barst und das flüssige Erdinnere aus den Rissen hervortrat. Zu jener Zeit befand sich das gesamte Wasser, welches nachher die Erde trug, also ihre späteren Meere und die übrigen Gewässer, in Form von überhitztem Wasserdampf noch in der Gashülle der Erde. Dieser Wasserdampf bildete nicht nur quantitativ den Hauptbestandteil der damaligen Atmosphäre, sondern beherrschte, wie wir gleich sehen werden, den thermischen Aufbau derselben. Bei dem riesigen Atmosphärendruck konnte es damals zu einer Ausscheidung des Wassers aus der Atmosphäre erst dann kommen, als die Temperatur der untersten Atmosphärenschicht die kritische Temperatur des Wasserdampfes unterschritten hatte. Damit ist aber ein weiterer epochaler Zeitpunkt der Erdgeschichte gegeben, in welchem die Bildung der Ozeane einsetzte, welche sich ebenfalls rasch vollzog. Die soeben angegebenen zwei Zeitpunkte begrenzen scharf eine nach kosmischen Begriffen kurze Zeitspanne im Lebenslauf der Erde. Die von der gegenwärtigen ganz verschiedene mächtige Atmosphäre, welche während dieser Zeit die Erde umhüllte, wollen wir die Uratmosphäre der Erde nennen. Sie war, wie aus dem Vorstehenden folgt, vor allem dadurch gekennzeichnet, daß sie das gesamte freie Wasser der Erde in ihrem Schoße trug; ein weiteres Unterscheidungsmerkmal war es, daß sie ihre Temperatur nicht wie gegenwärtig der Sonnenstrahlung, sondern der mächtigen Ausstrahlung des Erdkörpers verdankte, welche die Sonnenstrahlung weit überbot.

Diese dunkle Ausstrahlung, welche den thermischen Aufbau der Uratmosphäre bestimmte, kann als eine stationäre angesehen werden,



denn die Störungen infolge der erwähnten Rißbildungen der frischen Erdhaut kommen als lokale Erscheinungen hier nicht in Betracht; ebensowenig ist bei der Untersuchung des einem bestimmten Zeitpunkte zugehörigen thermischen Aufbaues die säkulare Schwächung dieser Strahlung durch die Abkühlung der Erde zu berücksichtigen. Diese Strahlung wurde von der Uratmosphäre begierig absorbiert, und diese Absorption geschah vornehmlich durch den Wasserdampf, nicht nur wegen der überwältigenden Masse desselben, sondern auch wegen des besonders hohen Absorptionskoeffizienten des Wasserdampfes für dunkle Strahlungen. Der thermische Aufbau der Uratmosphäre war also durch den Wasserdampf so weitgehend beherrscht, daß man auf die Anwesenheit der übrigen Gase keine Rücksicht zu nehmen braucht. Nachdem sich der überhitzte Wasserdampf wie ein ideales Gas verhält, so erscheinen durch die vorstehenden Feststellungen alle Voraussetzungen erfüllt, welche man den Untersuchungen der Strahlungserscheinungen in eingasigen Planetatmosphären voranzustellen pflegt. Der stationäre Strahlungszustand hatte ein Strahlungsgleichgewicht in der Atmosphäre zur Folge, welches nur in den untersten Atmosphärenschichten durch Konvektion an der heißen Erdoberfläche, und in den obersten Schichten durch vertikale Strömungen des kondensierten und wieder verflüchtigten Wasserdampfes gestört war. Für den weitaus größten Teil der in Betracht gezogenen Atmosphäre darf die zuerst von SCHWARZSCHILD¹⁾ abgeleitete Differentialgleichung

$$dx = - \frac{4R \Theta^4(x) \cdot d\Theta(x)}{g \Theta^4(x) - \mu^4}$$

als gültig angesehen werden. In derselben bedeutet R die Gaskonstante, g die Schwerebeschleunigung, x die Höhe, gemessen von der Erdoberfläche, $\Theta(x)$ die absolut gemessene Temperatur in der Höhe x und μ jene der obersten Atmosphärenschicht. Nachdem sich eine solche im Strahlungsgleichgewicht befindliche Atmosphäre theoretisch bis in die Unendlichkeit erstreckt, so ist $\mu = \Theta(\infty)$. Weil die Temperatur $\Theta(x)$ mit der Höhe ständig abnimmt, so ist $\Theta(x) > \mu$, und solange man mit begrenzten Höhen, wie es hier der Fall ist, zu tun hat, ist μ^4 gegenüber $\Theta^4(x)$ so klein, daß es oben vernachlässigt werden darf. Auf diese Weise bekommt man mit Hilfe der obigen Gleichung

$$\frac{d\Theta(x)}{dx} = - \frac{g}{4R}$$

¹⁾ Siehe KÖPPEN-GEIGER, Handbuch der Klimatologie. Band I, Teil A. Berlin 1930. Seite 82.

als den vertikalen Temperaturgradient in der in Betracht gezogenen Atmosphäre. Dieser Gradient hängt nur von der im terrestrischen Maßsystem gemessenen Gaskonstante R/g ab. Für die Uratmosphäre ist für diese Gaskonstante jene des Wasserdampfes, d. h. 47 m zu setzen, so daß man bekommt

$$\frac{d\Theta(x)}{dx} = - \frac{1 \text{ Celsiusgrad}}{188 \text{ m}}$$

In der Uratmosphäre war die Temperaturabnahme mit der Höhe gleich einem Grad für alle 188 m.

Es ist von Interesse, daß man zu demselben Ergebnis auch dann gelangt, wenn man, der klassischen Betrachtungsweise von A. RITTER¹⁾ folgend, die Frage stellt, bei welchem Temperaturgradient sich die in Betracht gezogene Atmosphäre in indifferentem Gleichgewichtszustand befinden werde. Dies wird dann der Fall sein²⁾, wenn

$$\frac{d\Theta(x)}{dx} = - \frac{g \kappa - 1}{R \kappa}$$

$$\kappa = \frac{c'}{c}$$

wird, worin c die spezifische Wärme des Gases bei konstantem Volumen und c' jene bei konstantem Druck bedeutet. Nun ist für den überhitzten Wasserdampf $\kappa = 4/3$, so daß man für den Temperaturgradient der Uratmosphäre wieder den obigen Wert $-\frac{g}{4R}$ erhält. Das mechanische Gleichgewicht der im Strahlungsgleichgewicht befindlichen Uratmosphäre war also ein indifferentes.

Über die Abnahme des Druckes und der Dichte mit der Höhe könnte man hinsichtlich der Uratmosphäre nur dann nähere Angaben machen, wenn man deren Maße kennen würde. Einen gewissen Anhaltspunkt hierfür gewinnt man, wenn man berücksichtigt, daß die gegenwärtigen Gewässer die eingeebnete Erdoberfläche mit einer 2000 m mächtigen Wasserschicht bedecken würden. Wir wollen uns indessen auf diesbezügliche Betrachtungen nicht einlassen, weil uns die obigen besser gesicherten Resultate genügenden Aufschluß über die Temperaturverhältnisse und auch über die räumliche Ausdehnung der Uratmosphäre

¹⁾ Die Hauptergebnisse seiner Untersuchungen gesammelt in RITTER, A., Anwendung der mechanischen Wärmetheorien auf kosmologische Probleme. Zweiter Abdruck. Leipzig 1882.

²⁾ Siehe das angeführte Handbuch, Seite 86.

118. 53601

bieten. In ihrem Anfangsstadium, in welchem die Temperatur der untersten Atmosphärenschicht fast 1200°C betrug (Schmelztemperatur von Basalt 1150° , von Dunit 1250°), wurde der Gefrierpunkt erst in einer Höhe von rund 225 km erreicht. Bei dem geringen Atmosphärendruck in diesen Höhen war der Siedepunkt des Wassers weniger als 18.8 km tiefer erreicht, während wenige Kilometer oberhalb der angegebenen Höhe die oberste Grenze der Wolkenbildungen sich befinden mußte. Man kann also sagen, daß die Uratmosphäre der Erde, hauptsächlich aus überhitztem Wasserdampf bestehend, in ihrem Anfangsstadium bis zu einer Höhe von über 200 km reichte und hier von einer mächtigen Wolkenschicht umschlossen war. Kein Sonnenstrahl drang damals bis zur Erdoberfläche durch. Mit der fortschreitenden Abkühlung der Erde senkte sich die Wolkenschicht immer tiefer, bis sie die durch Konvektion durchgerührten unteren Atmosphärenschichten erreichte. Es erfolgte dann infolge durchgehender Durchmischung eine verstärkte Abkühlung der Atmosphäre, und die ersten Wassertropfen stürzten zur Erdoberfläche. In relativ kurzer Zeit füllte das immer mächtiger herabstürzende Wasser die Meere, und die Atmosphäre schrumpfte beinahe auf ihren jetzigen Umfang zusammen.