Die Umsetzung der Meere.

Von Oberlehrer **Brenner** in Tuttlingen.

(Mit einer Einleitung von Prof. **Zech.**)

Es ist Thatsache, dass das Niveau jedes Meeres mit der Zeit sich ändert; die erste Beobachtung von Leopold von Buch an der Küste von Schweden zeigte ein Sinken des Meeresspiegels, spätere Beobachtungen liessen an den verschiedensten Meeresküsten der Erde bald Sinken, bald Heben erkennen. Im Zusammenhang damit muss die Gestaltung des festen Landes beständig sich ändern, Continente werden überschwemmt und verschwinden, andere werden blosgelegt, entstehen neu oder vergrössern sich. Lyell hat in dieser Aenderung der Vertheilung von festem Land und Meer eine Quelle der Aenderung der Temperaturvertheilung auf der Erde nachgewiesen und mit ihr z. B. die Eiszeit in Zusammenhang gebracht.

Wenn Adhemar eine Reihe von Eiszeiten aus den Schwankungen der Erdaxe erklären wollte, und wenn man darauf aufmerksam machte, dass die Aendernng der Excentricität der Erdbahn und der Lage der Erdaxe Temperaturschwankungen im Ganzen und an einzelnen Orten hervorbringen müsse, so fehlte doch durchweg eine Berechnung der Grösse dieses Einflusses und es wurden — zumal bei Adhemar — diese Wirkungen übertrieben dargestellt.

Festzustehen scheint nur die Theorie von Lyell, wonach Eiszeiten bei veränderter Vertheilung von Festem und Flüssigem eintreten können. Sie gründet sich auf Vorgänge, die täglich vor unsern Augen vor sich gehen und die wir daher berechnen können. Die Umsetzung der Meere, das Sinken am einen, das Heben am andern Ort, wäre sonach letzte Ursache der Temperaturveränderungen der Erde, soweit wir sie erklären können.

Dr. Heinrich Schmick hat sich viel mit den Thatsachen beschäftigt, welche dieser Umsetzung der Meere zu Grunde liegen und hat in dem Werke: „Das Fluthphänomen und sein Zusammenhang mit den säkularen Schwankungen des Seespiegels. Leipzig 1874,“ seine neuesten Untersuchungen zusammengestellt. In diesem Werke werden die Erscheinungen der Ebbe und Fluth ausführlich behandelt und alsdann die Anwendung gemacht auf die Umsetzung der Meere in Folge der Aenderung der Lage der Erdaxe. Ebbe und Fluth entsteht, weil die wässerige Umhüllung des Erdballs der Anziehung der Sonne und des Mondes folgen kann. Die nächsten Theile der Meere werden stärker angezogen als die feste Erde und diese stärker als die fernsten Theile der Meere. In Folge dessen heben sich jene über die Erde, diese bleiben gegen die Annäherung der festen Erde zur Sonne zurück, es entsteht auf beiden Seiten ein Fluthberg. Am Einfachsten ergibt sich die Vorstellung von der durch die Sonne hervorgebrachten Fluth, wenn man sich ein Ellipsoid denkt, eine eiartige Figur, mit der einen Spitze gegen die Sonne gekehrt und die Erde umhüllend. Dreht sich die Erde um ihre Axe, so bleibt das Ellipsoid immer der Sonne zugekehrt, d. h. die Wasserhebung, die Fluth, wandert längs der Oberfläche der drehenden Erde. In Folge der jährlichen Bewegung der Erde um die Sonne wird ebenfalls eine Fluth eintreten; da aber schliesslich die Erde wieder nahe in dieselbe Lage nach der täglichen und jährlichen Periode kommt, so wird eine nahezu vollständige Ausgleichung stattfinden. Anders dagegen verhält es sich mit der Periode von 21000 Jahren, in welcher die Erdaxe bei gleicher Neigung zur Erdbahn alle möglichen Richtungen zur Sonne einnimmt. Dabei ändert sich beständig die Lage des Fluthellipsoids zur Erdkugel, damit ist dann eine langsame Verschiebung des Flüssigen verbunden, eine Fluth von ungemein langer Dauer. Diese Fluth bewirkt die Umsetzung der Meere und in der vorliegenden Abhandlung stellt sich Brenner die Aufgabe, die Grösse dieser Fluth zu berechnen, da dies bisher nicht geschehen ist.

So viel auch in der Gegenwart über die Umsetzung der Meere geschrieben und so häufig dieses Thema zum Gegenstand öffentlicher Vorträge gewählt worden ist, so wenig scheint bis jetzt eine gute Begründung dieser neuen Lehre zum Vorschein gekommen zu sein und versucht es nun der Verfasser, in mitfolgenden Zeilen diesem Gegenstand eine mathematische Unterlage zu geben.

Die Kenntniss, dass man unter Umsetzung der Meere den periodischen Umfluss eines Theils des Meerwassers von der nördlichen Hemisphäre der Erde zur südlichen und umgekehrt von der südlichen zur nördlichen und hiemit in Verbindung die wechselnden Meeres-Niveaus versteht, wird wohl vorausgesetzt werden dürfen.

Rein metaphysische Betrachtungen können nicht genügen, wenn nicht auch die Bestimmung der absoluten Grössen, um die es sich hier handelt, mit ihnen Hand in Hand geht. Meine Begriffe sind offenbar nur dann präcise, wenn ich sagen kann, so und so gross ist ein der Betrachtung unterworfener, messbarer Gegenstand, als wenn ich bloss im Allgemeinen die Adjektive grösser oder kleiner hinstelle.

Da die Umsetzung der Meere eine Folge von der Gravitation der Sonne ist, so wird neben der gegenseitigen Einwirkung der Atome auf einander dieselbe in Berechnung kommen müssen.

Wenn ein flüssiger oder ein fester, aus isotropen Kugelschalen zusammengesetzter und mit einer flüssigen Lage bedeckter Körper sich selbst überlassen ist, d. h. wenn kein fremdartiger Körper auf ihn einwirkt, so ist schon längst erwiesen, dass er sich zu einer Kugel ballt.

Anders verhält es sich, wenn die letztere Bedingung nicht zutrifft, und wir wollen nun untersuchen, welche Modifikationen auf unserer Erde die Sonne eintreten lässt.

Indem wir Massen, Entfernungen und Durchmesser der existirenden Realität anpassen, setzen wir im Uebrigen vorerst eine durchaus ruhende Sonne und Erde voraus und betrachten denjenigen Zustand der letztern, in welchem sich bereits Gleichgewicht eingestellt hat.

Seien die rechtwinkligen Axen x, y, z und die Kräfte, die auf den Oberflächenpunkt (x, y, z) wirken, gleich X, Y, Z, so haben wir als Bedingung des Gleichgewichtes $Xdx + Ydy + Zdz = 0$.

Wie der Astronom von einer ersten Annäherung der himmlischen Bewegungen, d. h. von der elliptischen Bewegungsbahn ausund nachher erst zu den Perturbationen übergeht, wobei er den perturbirenden Körper sich immerhin in seiner Ellipse bewegen lässt, so setzen wir bei der ersten Bestimmung der Kräfte X, Y, Z die Erde als Kugel voraus und wollen die nöthigen Correktionen erst nachmals eintreten lassen.

Die Erde aber wirkt auf jeden Punkt ausser ihr oder auch auf ihrer Oberfläche so, als ob ihre Masse im Centrum vereinigt wäre und zwar nach dem direkten Verhältniss ihrer Masse und im indirekten des Quadrats der Entfernung. Wir setzen ihre Masse $= 1$. Derjenige Theil der Kraft von X, der von der Anziehung der Erde herrührt, ist daher

$$-\frac{x}{(x^2 + y^2 + z^2)^{\frac{3}{2}}},$$

negativ, weil diese Kraft die Coordinate zu vermindern strebt.

Setzen wir jetzt die Sonne in die Axe x, so können wir, wegen der grossen Entfernung, ihre Anziehungen auf die verschiedenen Atome der Erde als parallel unter sich und mit x annehmen. Die Masse der Sonne sei $= \mu$, ihre Entfernung von der Erde .... Entfernung der Mittelpunkte .... $= e$ und ein Massentheilchen der Erde $= dM$, so ist ein anderer Theil der Kraft X gleich

$$\int \frac{\mu dM}{(e-x)^2},$$

positiv, weil diese Kraft die Coordinaten zu vergrössern strebt.

Die Erde können wir nur dann als ruhend uns denken, wenn wir an jedes Massentheilchen die ihm eingeprägte Centrifugalkraft in entgegengesetzter Richtung angebracht uns denken. Setzen wir die Winkel-Umdrehungsgeschwindigkeit der Erde um die Sonne $= \omega$, so ist ein weiterer Theil der Kraft von X gleich

$$- \omega^2 \int (e - x)\, dM.$$

Die Kräfte Y und Z sind aber

$$Y = - \frac{y}{(x^2 + y^2 + z^2)^{\frac{3}{2}}},$$

$$Z = - \frac{z}{(x^2 + y^2 + z^2)^{\frac{3}{2}}}.$$

Sammeln wir diese Kräfte, so ergibt sich als Bedingung für das Gleichgewicht die Gleichung

$$\left[\int \frac{\mu dM}{(e - x)^2} - \omega^2 \int (e - x)\, dM - \frac{x}{(x^2 + y^2 + z^2)^{\frac{3}{2}}} \right] dx$$

$$- \frac{y dy}{(x^2 + y^2 + z^2)^{\frac{3}{2}}} - \frac{z dz}{(x^2 + y^2 + z^2)^{\frac{3}{2}}} = 0.$$

Bestimmen wir nun nach einander die in dieser Gleichung enthaltenen Integrale.

Erinnern wir uns an den Satz, dass Kugeln, die nach Dichtigkeit aus homogenen Kugelschalen zusammengesetzt sind, nicht allein anziehen, sondern auch angezogen werden, als ob ihre Massen in ihrem Centrum vereinigt wären, so sehen wir unter der Bemerkung, dass wir die Erdmasse $= 1$ gesetzt haben, sogleich, dass

$$\int \frac{\mu dM}{(e - x)^2} = \frac{\mu}{e^2}.$$

Das Integral der Centrifugalkraft $- \omega^2 \int (e - x)\, dM$ können wir erhalten, wenn wir auf Polarcoordinaten übergehen. Wir setzen den vom Anfangspunkt bis an das Körperelement dM gezogenen Radius-Vektor $= r$, den Winkel, den derselbe mit der x Axe macht $= \alpha$ und den Winkel, den die Ebene (x, y) mit der Ebene (r, x) macht, $= \gamma$, so haben wir

$$x = r \,.\, \cos\alpha.$$
$$y = r \,.\, \sin\alpha \,.\, \cos\gamma.$$
$$z = r \,.\, \sin\alpha \,.\, \sin\gamma,$$

wo man sogleich bemerken wird, dass, indem wir den Erdradius $= 1$ setzen, die Integrale

in Beziehung auf r von $r = 1$ bis $r = 0$,
„ „ „ α „ $\alpha = \pi$ „ $\alpha = 0$, und
„ „ „ γ „ $\gamma = 2\pi$ bis $\gamma = 0$

zu nehmen sind. Alsdann haben wir, wenn wir die Dichtigkeit mit ϑ bezeichnen und constant setzen

$$-\vartheta\omega^2\int\int\int(e - r\cos\alpha)\, r^2 \sin\alpha \,.\, dr \,.\, d\alpha \,.\, d\gamma$$

$$= \vartheta\pi\omega^2\left(\frac{2}{3}\, e\cos\alpha - \frac{1}{4}\sin\alpha^2\right),$$

welches zwischen den vorgeschriebenen Grenzen gibt

$$-\frac{4}{3}\,\vartheta\pi\omega^2 e = -\,\omega^2 e,$$

$$\text{weil } \frac{4}{3}\,\vartheta\pi \text{ als Masse des Erdballs} = 1.$$

Es ist aber $\omega = \dfrac{2\pi}{365{,}25 \,.\, 60 \,.\, 60}$ und $e = 24050$, folglich

$$-\,\omega^2 e = -\,\frac{4\pi^2 \,.\, 24050}{(365{,}25 \,.\, 60 \,.\, 60)^2},$$

welche Grösse füglich vernachlässigt werden kann.

Unsere Gleichung für die Oberfläche wird daher, wenn wir sie integriren und bedenken, dass

$$-\int\frac{xdx + ydy + zdz}{(x^2 + y^2 + z^2)^{\frac{3}{2}}} = \frac{1}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}$$

ist, die Form erhalten:

$$\frac{\mu}{e^2}\,x + \frac{1}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} = C,$$

wo C die eingegangene Constante ist.

Ihre Bestimmung ergibt sich daraus, dass der cubische Inhalt des Sphäroids gleich sein muss dem cubischen Inhalt der ursprünglichen Kugel, nämlich $= \frac{4}{3}\pi$. Da nun $\mu = 355499$, so ergibt sich

$$\frac{\mu}{e^2} = 0{,}00061 \ldots$$

Setzen wir diese kleine Grösse, deren Quadrate und höhere Potenzen wir bei den nächstfolgenden Untersuchungen vernachlässigen können, $= \varepsilon$ und substituiren statt x, y, z ihre obigen Werthe in Polar-Coordinaten, so erhalten wir die Gleichung

$$\varepsilon r \cos a + \frac{1}{r} = C,$$

aus welcher wir r zu entwickeln haben, r kann von der Einheit nicht sehr verschieden sein; desswegen setzen wir $r = 1 + \delta$ und vernachlässigen die Quadrate und höheren Potenzen von δ, sowie das Produkt $\delta\varepsilon$. Wir erhalten somit

$$\delta = 1 - C + \varepsilon \cos \alpha.$$

Der cubische Inhalt des Sphäroids ergibt sich aus dem Integral

$$\int\int\int r^2 \sin \alpha \,.\, dr \,.\, d\alpha \, d\gamma,$$

wofern die Integrale zwischen den richtigen Grenzen genommen werden, nämlich in Beziehung auf α und γ nach obigen Angaben, dagegen in Beziehung auf r zwischen den Grenzen $r = 1 + \delta$ und $r = 1$, wofern wir dem Integral noch den cubischen Inhalt der Kugel beifügen. Das Integral selbst stellt dann bloss noch den Inhalt der die Kugel überlagernden Schale dar. Zuerst haben wir, in Beziehung auf γ integrirend

$$2\pi \int\int r^2 \sin \alpha \, dr \,.\, d\alpha;$$

sodann in Beziehung auf r

$$\frac{2}{3}\pi \int r^3 \sin \alpha \, d\alpha,$$

Indem wir, wie schon bemerkt, nur die erste Potenz von δ beibehalten, haben wir

$$(1 + \delta)^3 - 1 = 3\delta$$

und so findet sich

$$2\pi \int \delta \sin \alpha \,.\, d\alpha = 2\pi \int (1 - C + \varepsilon \cos \alpha) \sin \alpha$$

$$= - 2\pi \left[(1 - C) \cos \alpha - \varepsilon \cos \alpha^2\right],$$

welches zwischen den vorgeschriebenen Grenzen gibt

$$4\pi (1 - C).$$

Wir haben daher zu setzen

$$\frac{4}{3} \pi = \frac{4}{3} \pi + 4\pi (1 - C) = 0,$$

woraus folgt $C = 1$,

und es ist demnach die Gleichung des Sphäroids

$$1) \qquad \varepsilon r \cos \alpha + \frac{1}{r} = 1.$$

Indem diese Gleichung vom Winkel γ unabhängig ist, so bemerken wir, dass das Sphäroid ein Umdrehungskörper ist. Wollen wir dessen Haupthalbaxen bestimmen, so setzen wir nach einander $\alpha = \frac{\pi}{2}$; $\alpha = 0$ und $\alpha = \pi$ und finden für sie

$r = 1$ als Radius des Kreises, der auf e senkrecht steht.

$r = 1 + \varepsilon$ .... gegen die Sonne gekehrt.

$r = 1 - \varepsilon$ .... von der Sonne abgewendet.

Schreiten wir nun fort zur zweiten Annäherung der Gestalt unseres Erdkörpers, so denken wir uns denselben wieder zusammengesetzt aus der ursprünglichen Kugel und der dieselbe überlagernden Schale, welch letztere theils als positiv, theils als negativ zu betrachten sein wird.

Seien die Coordinaten eines auf der Oberfläche befindlichen Punktes a, b, c, den wir den verschiedenen Anziehungen ausgesetzt sein lassen, so haben wir für die Bedingungen des Gleichgewichts

$$A da + B db + C dc = 0,$$

wofern hier A, B, C die nach den respektiven Axen x, y, z wirkenden Kräfte sind. Diejenigen Theile von A, B, C, die von der Kugel abhängen, sind, wenn wir die Masse der letztern immerhin $= 1$ gesetzt sein lassen,

$$-\frac{a}{(a^2+b^2+c^2)^{\frac{3}{2}}};\ -\frac{b}{(a^2+b^2+c^2)^{\frac{3}{2}}};\ -\frac{c}{(a^2+b^2+c^2)^{\frac{3}{2}}}.$$

Die von der Schale abhängenden Theile aber müssen besonders bestimmt werden. Sind die Coordinaten eines anziehenden Körperelementes x, y, z, so sind die Anziehungen dieser Theile auf den Punkt (a, b, c) respektive

$$-\iiint\frac{\vartheta\,(a-x)\,dx\,.\,dy\,.\,dz}{[(a-x)^2+(b-y)^2+(c-z)^2]^{\frac{3}{2}}};$$

$$-\iiint\frac{\vartheta\,(b-y)\,dx\,.\,dy\,.\,dz}{[(a-x)^2+(b-y)^2+(c-z)^2]^{\frac{3}{2}}};$$

$$-\iiint\frac{\vartheta\,(c-z)\,dx\,.\,dy\,.\,dz}{[(a-x)^2+(b-y)^2+(c-z)^2]^{\frac{3}{2}}}.$$

Setzen wir diese Theile von A, B, C in die obige Gleichung, so wie die von der Gravitation der Sonne und der Centrifugalkraft herrührenden in A und integriren, so erhalten wir die Gleichung

$$\int\left[\frac{\vartheta\mu dM}{(e-r\cos a)^2}-\omega^2\int\vartheta(e-r\cos\alpha)\,dM\right]da+\frac{1}{\sqrt{a^2+b^2+c^2}}$$

$$+\iiint\frac{\vartheta\,.\,dx\,.\,dy\,.\,dz}{\sqrt{(a-x)^2+(b-y)^2+(c-z)^2}}=C',$$

wo C′ die eingegangene Constante.

Um das letzte Integral zu entwickeln, verwandeln wir ganz nach obiger Vorschrift die rechtwinkligen in Polar-Coordinaten und finden dafür, wenn wir

$$a\cos\alpha+b\sin\alpha\cos\gamma+c\sin\alpha\sin\gamma=m$$

und $a^2+b^2+c^2=r'^2$ setzen:

$$2)\qquad\iiint\frac{\vartheta r^2\,.\,\sin\alpha\,.\,dr\,.\,d\alpha\,.\,d\gamma}{\sqrt{r'^2+r^2-2rm}}.$$

Integriren wir nun in Beziehung auf r, so haben wir die Grenzen zu nehmen zwischen $r=1+\delta$ und $r=1$.

Zu diesem Zweck nehmen wir dann bloss vom gedachten Integral den Differential-Coefficienten in Beziehung auf r, setzen hierauf $r=1$ und multipliciren mit δ. Dieser Differential-Coefficient liegt aber bereits vor und so haben wir dann noch zu integriren, wenn wir wieder ϑ als constant annehmen

$$\vartheta \int\int \frac{\sin \alpha}{\sqrt{r'^2 + 1 - 2m}} (1 - c + \varepsilon \cos \alpha)\, d\alpha \,.\, d\gamma,$$

oder weil $C - 1 = 0$

$$\varepsilon\vartheta \int\int \frac{\sin \alpha \,.\, \cos \alpha}{\sqrt{r'^2 + 1 - 2m}}\, d\alpha \,,\, d\gamma.$$

Wenn dieses bestimmte Integral entwickelt ist, so enthält es noch die rechtwinkligen Coordinaten a, b, c, die wir, übergehend zu Polar-Coordinaten, durch einen Radius-Vektor r' und die zugehörigen geeigneten Winkel α' und γ' ausdrücken können. Wir setzen es $= \varepsilon D$. Anlangend das Integral

$$\mu\vartheta \int \frac{dM}{(e - r \cos a)^2} \text{ oder } \mu\vartheta \int\int\int \frac{r^2 \,.\, \sin \alpha \,.\, da \,.\, d\gamma \,.\, dr}{(e - r \cos \alpha)^2},$$

so haben wir zunächst, in Beziehung auf γ integrirend,

$$2\pi\mu\vartheta \int\int \frac{r^2 \,.\, \sin \alpha \,.\, d\alpha \,.\, dr}{(e - r \cos \alpha)^2}.$$

Wir können dasselbe nun zerlegen in einen Haupttheil $\frac{\mu}{e^2}$ oder ε, der sich auf die ursprüngliche Kugel, und in einen Nebentheil, der sich auf die Schale bezieht.

Durch dieselben Betrachtungen, wie wir sie in Bezug auf das Integral 2) angestellt haben, stossen wir, $\cos \alpha = \xi$ setzend, auf das Integral

$$- 2\pi\mu\vartheta\varepsilon \int \frac{\xi d\xi}{(e - \xi)^2} = - 2\, \mu\pi\vartheta\varepsilon \left[\frac{e}{e - \xi} + \log(e - \xi)\right];$$

welches zwischen den Grenzen $\xi = -1$ und $\xi = +1$ gibt

$$4\, \mu\pi \,.\, \vartheta \,.\, \varepsilon \frac{1}{e\,(e^2 - 1)}.$$

Ersetzen wir $e^2 - 1$ durch e^2, so verwandelt sich der Coefficient

$$\frac{\mu\varepsilon}{e\,(e^2 - 1)} \text{ in } \frac{\mu\varepsilon}{e^3} = \frac{\varepsilon^2}{e},$$

welcher von niedrigerer Rangstufe ist, als selbst ε^3, so dass wir dieses Integral füglich vernachlässigen können. Das Integral

$$-\vartheta\omega^2 \int (e - r \cos \alpha)\, dM$$

oder $$-\vartheta\omega^2 \int\int\int (e - r \cos \alpha) \sin \alpha \,.\, r^2 d\alpha \,.\, dr \,.\, d\gamma$$

verwandelt sich auf dieselbe Weise, wenn wir dessen Haupttheil, der sich übrigens bereits als sehr unbedeutend erwiesen hat, absondern und uns nur mit dem andern Theil beschäftigen, in

$$2\pi\vartheta\varepsilon\omega^2 \int (e - \xi)\, \xi d\xi = 2\pi\vartheta\varepsilon\omega^2 \left(\frac{e\xi^2}{2} - \frac{\xi^3}{3}\right)$$

und wird zwischen den Grenzen $\xi = -1$ und $\xi = +1$

$$\frac{4\pi\vartheta\varepsilon\omega^2}{3} = \varepsilon\omega^2.$$

Diese Grösse kann wegen ihrer Geringfügigkeit gleichfalls vernachlässigt werden.

So erhalten wir endlich, wenn wir $\frac{1}{\sqrt{a^2 + b^2 + c^2}}$ durch $\frac{1}{r'}$ und a durch $r' \cos \alpha'$ ersetzen, die Gleichung

$$\varepsilon r' \cos a' + \frac{1}{r'} + \varepsilon D = C',$$

wo die Constante C′ zu bestimmen ist, wie die obige C.

Setzen wir $r' = 1 + \delta'$ und vernachlässigen sowohl die Quadrate als höhere Potenzen der Correktion δ', sowie das Produkt $\delta'\varepsilon$, so findet sich

$$\delta' = 1 - e' + \varepsilon \cos \alpha' + \varepsilon D,$$

denn εD nimmt die Form an $\varepsilon D + \varepsilon \frac{dD}{dr'} \delta' \ldots$ wo sowohl in εD als auch in $\frac{dD}{dr'} \ldots\; r = 1$ zu setzen ist und wo das zweite Glied wegen des Faktors $\varepsilon\delta'$ verschwindet.

Derselbe Calcul, wie wir ihn bei der Bestimmung der Constante C geführt haben, leitet uns auf die Bedingung

$$1 - C' + \varepsilon D = 0, \text{ folglich}$$
$$C' = 1 + \varepsilon D$$

und so erhalten wir die Gleichung

$$\varepsilon r' \cos \alpha' + \frac{1}{r'} = 1.$$

Somit ist der Beweis geführt, dass die Gleichung 1) sehr nahe die Form des Erdsphäroids bestimmt und dass die Entwicklung der Axen

$$r = 1$$
$$r = 1 + \varepsilon = 1{,}00061$$
$$r = 1 - \varepsilon = 0{,}99939$$

keiner weitern Correction mehr bedarf.

Uebrigens lässt sich unserer Gleichung, wegen Verwerfung des Faktors $\varepsilon\delta$ die einfachere Form geben:

3) $\varepsilon \cos \alpha + \frac{1}{r} = 1$, woraus sogleich hervorgeht $r = 1 + \varepsilon \cos \alpha$.

Die grösste Senkung und Hebung sind stets entgegengesetzt und einander gleich zu achten, nämlich

$$\varepsilon = 0{,}00061 \text{ Erdhalbmesser}$$
$$= 3883 \text{ Meter},$$

oder die Hälfte des höchsten Berges der Erde.

Die Abplattung der Erde beträgt den 300sten Theil von dem Radius des Aequators, oder 0,0033 . . ., folglich kommt obige Senkung und Hebung der Abplattung nicht gleich, sondern ist bloss $\frac{2}{11}$ davon.

Machen wir nun die Annahme, die Sonne begebe sich plötzlich auf die entgegengesetzte Seite der Erde, so müsste nothwendig ein Theil des Oceans von der einen Hemisphäre in die andere überfliessen und eine Oscillation des Meerwassers zum Vorschein kommen, bis sich im Verlauf der Zeiten das Gleichgewicht wieder herstellte. — Die Meeres-Niveau, den obigen gleich, werden sich umkehren.

Anders aber, wenn sich die Sonne um die Erde bewegt. Setzen wir zuerst, die Sonne fange bei ruhender Erde, und nachdem das Gleichgewicht sich bereits eingestellt hatte, sich an zu bewegen, so wird sie eine stetig und örtlich fortschreitende Hebung und Senkung des Meeres im nothwendigen Gefolge haben, deren Periode gerade dem Umlauf derselben gleich sein muss. Bewegt sich aber die Erde, wie das in Wirklichkeit der Fall ist, um sich selbst, so findet eine fortwährende und tägliche Ausgleichung statt, weil diese Drehung täglich Einmal vor sich geht. Dies bemerken wir in der Erscheinung von Ebbe und Fluth, die indessen wegen der Kürze der Zeit die obige Grösse von ε bei weitem nicht erreichen kann und die, wie bekannt, nur etwa zum dritten Theil von der Einwirkung der Sonne herrührt.

Bei der jährlichen Bewegung der Sonne um die Erde — da wir doch einmal die Bewegung der Sonne adoptirt haben — ist nun $^1/_2$ Jahr lang die nördliche, das andere halbe Jahr die südliche Hemisphäre der Erde mehr der Sonne zugekehrt und daraus folgt, dass ein Theil der Gewässer $^1/_2$ Jahr lang von der südlichen Halbkugel auf die nördliche und $^1/_2$ Jahr lang umgekehrt von der nördlichen zur südlichen Halbkugel überströmt, so dass eine fortwährende Ausgleichung stattfindet. Indem aber dieses Hinneigen der Hemisphären zur Sonne wegen der Stellung der Erdaxe — $66^1/_2$ Grad Neigung zur Bahn — nur gering, überdies auch die Periode von $^1/_2$ Jahr kurz ist, so manifestirt sich auch dieses Ueberfliessen nur in sehr geringem Grade — ich möchte sagen, es ist nahezu unmerklich. Die berührte Ausgleichung nun wäre vollständig, wenn die Entfernung der Erde von der Sonne stets dieselbe wäre. Allein da in unsern Tagen die Verhältnisse der Art liegen, dass im Perihel die südliche, dagegen im Aphel die nördliche Hemisphäre der Sonne zugekehrt ist, so folgt daraus, dass in jedem Jahr etwas mehr Wasser der ersteren zufliesst als der letzteren. In der That zeigt auch unsere Hebung (Senkung) $\varepsilon = \frac{\mu}{e^2}$ ein Wachsthum für die Abnahme der Sonnenferne und umgekehrt eine Abnahme für das Wachsthum der letzteren. Mag nun die Jahresmenge des überfliessenden Wassers auch noch so gering sein, so kann sie in Tausenden von Jahren doch zu einer Grösse anwachsen, die das Niveau der Meere bedeutend verändert. Die vom Mond herrührende Präcession der Aequinoctien und mit ihr diejenige der

Apsiden bewirkt, dass diese Verhältnisse nicht constant bleiben, d. h. es kommt eine Zeit, in welcher die Hinneigung der nördlichen Hemisphäre gegen die Sonne nicht mehr in das Perihel, sondern in das Aphel trifft und dann wird das Niveau der nördlichen Meere wieder steigen, wie es in der Gegenwart sinkt. Die Periode der Präcession der Aequinoctien von 21000 Jahren ist daher auch die Periode der wechselnden Hebungen und Senkungen des Oceans. Die letzteren sind nichts anders als grosse Fluthen und Ebben mit der langen Periode von 21000 Jahren.

Unsere Hebung und Senkung von 3883 Metern wurde gewonnen durch die Annahme, dass die ganze Erde mit Wasser von entsprechender Tiefe bedeckt sei und dass Sonne und Erde in Ruhe seien. Allein da ein grosser Theil der Erde festes Land ist, und zudem eine fortwährende, obwohl nicht ganz vollständige Ausgleichung stattfindet, so kann die Differenz des wechselnden Niveaus lange nicht die Grösse von 2mal 3883 Metern erreichen und soll diese Abhandlung nur die Behauptung Schmick's in's volle Licht stellen. Derselbe sagt: „Sämmtliche Länder der Erde sind oft und jedesmal in langen Zeiträumen hinter einander überfluthet gewesen"; und zwar nicht in Folge des Sinkens und Hebens der Continente, sondern eben in Folge des Ueberfliessens der Oceane von der nördlichen zur südlichen und umgekehrt von der südlichen zur nördlichen Hemisphäre. Wenn er die Angabe macht: Humboldt nahm am Orinoco die deutlichen Spuren des alten Wasserspiegels in 150 bis 180 Fuss über dem jetzigen wahr, und ferner: er selbst sei in Nord-Irland belehrt worden, dass dortige 200 Fuss über der naheliegenden Thalsohle gelegene Berggipfel einst unter Meerwasser lagen, und wenn derselbe (Schmick) in seinen Schlussbetrachtungen das aus einer Masse von Beobachtungen gezogene Resultat von annähernd 875 Fuss Meeeres-Niveau-Differenz festsetzt, so geht daraus hervor, dass hier strenge Theorie und aus Beobachtungen gezogene Thatsachen einander schwesterlich die Hand reichen.