Naturwissenschaftliche Rundschau.

Wöchentliche Berichte über die Fortschritte auf dem Gesammtgebiete der Naturwissenschaften.

Unter Mitwirkung der Professoren Dr. J. Bernstein, Dr. A. v. Koenen, Dr. Victor Meyer, Dr. B. Schwalbe und anderer Gelehrten

Durch alle Buchhandlungen und Postanstalten zu beziehen.

herausgegeben von

Dr. W. Sklarek.

Wöchentlich eine Nummer. Preis vierteljährlich 4 Mark.

Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn.

III. Jahrg. | Braunschweig, 4. Februar 1888. | No. 5.

Inhalt.

Die Gestaltsveränderungen der Meeresoberfläche während der Eiszeit.

Von Prof. S. Günther in München.

(Originalmittheilung.)

Der Gedanke, dass die im Verlaufe der sogenannten Eiszeit an verschiedenen Stellen unserer Erdoberfläche gebildeten gigantischen Eismassen durch ihre Massenanziehung deformirend auf diejenige Niveaufläche gewirkt haben möchten, welche wir als mit der Oberfläche des Weltmeeres zusammenfallend annehmen dürfen, ist gewiss ein berechtigter, und es wurde allseitig der Versuch freudig begrüsst, welchen Penck in seinen „Schwankungen des Meeresspiegels" (München 1882) machte, diese Deformation nach Art und Grösse genauer festzustellen. An Hülfsmitteln zur Bestimmung der Höhe, bis zu welcher in geologischer Vorzeit das Meerwasser reichte, fehlt es uns glücklicher Weise nicht; insbesondere dienen dem Forscher zu diesem Zwecke jene meist schnurgeraden Erosionsrinnen oder „Scheuermarken", wie sich v. Richthofen ausdrückte, welche durch die Gewalt der schwimmende Eismassen mit sich führenden Brandungswoge in das anstehende Gestein der Küste eingegraben worden sind und in allen polaren Ländern angetroffen werden. Speciell für Norwegen sind wir durch die Untersuchungen von Bravais[1]) und Richard Lehmann mit vielen sehr ausgezeichneten Exemplaren solcher Strandlinien bekannt gemacht worden, und auch mit den grönländischen Phänomen haben sich unter dem Vortritte von Rink namentlich skandinavische Gelehrte beschäftigt. Penck verfügte somit über ein gar nicht unbeträchtliches Material von Erfahrungsdaten, mit dessen Hülfe er zunächst die allerdings schon gelegentlich bemerkte Thatsache ausser Zweifel setzte, dass benachbarte, derselben zeitlichen Epoche angehörige Strandlinien durchaus nicht immer der nämlichen Horizontale anzugehören brauchen, vielmehr einen keineswegs ganz kleinen Winkel mit einander einschliessen können. Dieser Erfahrungswahrnehmung musste man so lange rathlos gegenüberstehen, als man im Meeresniveau eine absolut gleichförmig — sei es nun sphärisch oder sphäroidisch — gekrümmte Fläche erblickte; die Sache gewann aber, wenigstens qualitativ betrachtet, ein ganz anderes Ansehen, wenn man mit Penck annahm, dass unregelmässig gehäufte Eismassen durch die von ihnen ausgehende Local-

[1]) Ueber Bravais' Messungen von Strandlinien berichtet eingehend sein Reisegenosse Martins (Von Spitzbergen zur Sahara, deutsch von C. Vogt. 1. Theil, Jena 1872, S. 151 ff.). „Die Umrisse der Fjorde Norwegens sind sämmtlich mit Blasentang bekleidet, einer Meerpflanze, die mit lufterfüllten Bläschen versehen ist, vermöge deren sie auf der Oberfläche des Wassers schwimmt... Nun hängt das Dasein dieses Tanges von der Bedingung ab, täglich eine genügende Weile unter Wasser getaucht zu bleiben; daraus folgt, dass er eine unveränderliche und parallele Linie mit der Oberfläche des Wassers bildete." Von dieser Basis aus ermittelte Bravais die Lage der Erosionsfurchen. Er erwähnt auch (S. 155), dass diese Niveaulinien mitunter convergiren und glaubt diesen Umstand als entscheidend dafür ansprechen zu sollen, dass nicht das Meer, sondern das Festland das bewegte Element sei.

attraction Ausbuchtungen der Wasserfläche veranlassen könnten. Wenn das eigentliche Attractionscentrum seinen Platz wechselte, so wanderten auch jene Stellen, an denen das Meer besonders stark über sein normales Niveau emporgehoben worden war; der Nichtparallelismus benachbarter Strandlinien fand also ebenfalls eine zureichende Erklärung. Natürlich bedarf diese Hypothese auch der Nachprüfung durch solche Betrachtungen, welche auch auf das quantitative Element gebührend Bedacht nehmen. Penck selbst hat sich dieser Nothwendigkeit nicht verschlossen, sondern eine Schätzung mitgetheilt, welcher die Annahme zu Grunde lag, dass die Mächtigkeit der über das vergletscherte Terrain ausgebreiteten Eismasse im Durchschnitt 1000 m betragen habe. Unter dieser Voraussetzung [1]) wurde dann — wie erwähnt, nur schätzungsweise — die Verschiebung des Seespiegels bestimmt, und es ergaben sich Zahlen, welche zu den Beobachtungen so gut stimmten, dass das Strandlinienproblem seine natürliche Lösung gefunden zu haben schien. Dieser Ansicht war auch der treffliche Zoeppritz, welcher in seinem Berichte über die Penck'sche Abhandlung (in den Verhandlungen der Berliner Gesellschaft für Erdkunde) darauf hinwies, dass für eine gleichförmig verlaufende Küste ihm die erwähnten Zahlenwerthe wohl als etwas zu hoch gegriffen vorkämen, dass aber in der Umgebung von Fjorden, von tief ins Land einschneidenden Meerbusen, allerdings eine Steigerung eintreten könne, die etwa zu den Resultaten Penck's führen dürfte. Irgend nähere Aufschlüsse über den von ihm selbst angewandten Calcul hat Zoeppritz nicht ertheilt.

Unter diesen Umständen musste es von je als wünschenswerth bezeichnet werden, dass eine möglichst scharfe Berechnung der Deformationsgrösse erfolge, für welche Arbeit ja durch Dahlander [2]), Stokes [3]), Bruns [4]) und ganz besonders durch Helmert [5]) der Boden genügend vorbereitet war. In der That drängte sich dieses Bedürfniss derart allgemein auf, dass zu ganz gleicher Zeit, und bei vollster Unabhängigkeit des einen Autors vom anderen, von zwei verschiedenen Seiten her die bezügliche Aufgabe in Angriff genommen wurde. Die eine der beiden kleinen Monographien hat E. v. Drygalski [1]), die andere H. Hergesell [2]) zum Verfasser. Wir gedenken hier in Kürze darzulegen, wie sich die wichtige Frage der glacialen Attraction im Lichte einer streng analytischen Behandlung ausnimmt, und zwar legen wir besonderes Gewicht darauf, gewisse fundamentale Anschauungen an dieser Stelle einer gründlichen Besprechung zu unterziehen, von welchen die genannten Schriftsteller ausgehen mussten, bei denen sie aber nicht länger zu verweilen nöthig hatten, da sie ja nicht für grössere Leserkreise, sondern für ein bereits mit den Grundzügen vertrautes Fachpublicum zu schreiben hatten. Vielleicht darf jedoch eben deshalb diese Note auch aus dem Grunde eine kleine selbstständige Bedeutung beanspruchen, weil darin der Versuch gemacht wird, die Basis dieses Theiles der Erdphysik in mehr populärer Weise zu umschreiben. Der Umstand, dass die Potentialtheorie sich äusserlich als angewandte Integralrechnung darzustellen pflegt, verhindert manchen, sich mit den an und für sich äusserst einfachen Ueberlegungen vertraut zu machen, welche die wahre Grundlage jener Disciplin bilden und gerade auch bei Studien geophysikalischer Natur gar nicht scharf genug hervorgehoben werden können. Die Erkenntniss dessen, worauf alles ankommt, benöthigt nichts weiter, als gewisse elementare Sätze der Mechanik [3]). — Die Detaildurchführung setzt selbstverständlich einen im Gebrauche des Handwerkzeuges der höheren Analysis tüchtig geübten Rechner voraus.

Ein Punkt P befinde sich unter dem anziehenden Einflusse einer Masse M; welches das Anziehungsgesetz ist, das kommt zunächst nicht in Betracht. Jenes Maass von mechanischer Arbeit, welches aufgewendet werden muss, um den fraglichen Massenpunkt P aus unendlicher Entfernung bis an die Stelle zu bringen, an welcher er sich augenblicklich befindet, nennen wir das Potential der Masse M, ausgeübt auf P. Dieser Auffassung wurde zuerst von Helmholtz und Rankine die Bahn gebrochen, während ursprünglich, bei Lagrange und Laplace, die sogenannte Potentialfunction nur als ein analy-

[1]) Die Ansetzung einer grösseren Zahl würde wenig ändern, denn mit der Bildung noch grösserer Eiscomplexe würde ja auch den Oceanen ein entsprechend ausgiebigeres Quantum flüssigen Wassers entzogen, es fände somit eine gewisse Neutralisirung statt.

[2]) Dahlander, Ueber den Einfluss, den die Unebenheiten der Erdoberfläche auf das Niveau des Meeres üben. Ann. d. Phys. u. Chem. Bd. 117, S. 148 ff.

[3]) Stokes, On the variation of gravity at the surface of the Earth. Ges. Werk, 2. Bd. Cambridge 1883, S. 133 ff.

[4]) Bruns, Die Figur der Erde, ein Beitrag zur europäischen Gradmessung. Berlin 1876.

[5]) Helmert, Die mathematischen und physikalischen Grundlagen der höheren Geodäsie. 2. Bd., Leipzig 1884, S. 75 ff., 141 ff., 149 ff.

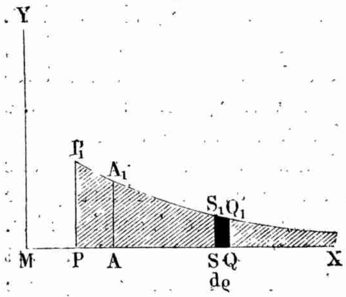
[1]) v. Drygalski, Die Geoiddeformationen der Eiszeit. Berlin 1884. (Separat aus der „Zeitschr. d. Ges. f. Erdkunde zu Berlin". 22. Bd.)

[2]) Hergesell, Ueber die Aenderung der Gleichgewichtsflächen der Erde durch die Bildung polarer Eismassen und die dadurch verursachten Schwankungen des Meeresniveaus; über den Einfluss, welchen eine Geoidänderung auf die Höhenverhältnisse eines Plateaus und auf die Gefällwerthe eines Flusslaufes haben kann. Beiträge zur Geophysik, herausgegeben von G. Gerland, 1. Bd., Strassburg 1887, S. 59 ff., 115 ff.

[3]) Für die Verdeutlichung des Potentialbegriffes und seiner hauptsächlichsten Attribute durch graphische Mittel sind neuerdings insbesondere Mach und Tumlirz eingetreten, theilweise veranlasst durch die Anforderungen, welche die mehr und mehr sich ausbildende Elektrotechnik stellen musste. So führt auch beispielsweise Herr Prof. Dr. E. Voit in München den Zuhörern der dortigen technischen Hochschule die Grundlehren der Potentialtheorie, so weit sie für die Lehre von Elektricität und Magnetismus Bedeutung haben, ohne jede Zuhülfenahme höherer Rechnung vor.

tisches Gebilde, zur Auflösung eigentlicher Attractionsprobleme unbedingt erforderlich, aufgetreten war. Versetzen wir sonach die — punktförmig gedachte — Masse M in den Ursprung eines ebenen, rechtwinkeligen Coordinatensystems, so können wir die Grösse des Potentials geometrisch ausdrücken durch den Flächenraum, welchen eine beliebige asymptotisch gegen die Abscissenaxe verlaufende Curve mit ersterer bildet. In Fig. 1 darf das schraffirte Flächenstück als das Potential von M gegen P angesehen werden; jedes endliche Trapez von der Art, wie $P P_1 A_1 A$ eins ist, hat als Potentialdifferenz zu gelten.

Fig. 1.



Dass die vorstehende Definition des Potentials, anschaulich wie sie ist, der Sache nach vollkommen mit der gewöhnlichen übereinstimmt, welcher zu Folge das von M auf P ausgeübte Potential, unter ϱ die Distanz beider Punkte verstanden, gleich M/ϱ wäre, versteht sich von selbst und geht auch aus dem folgenden directen Beweise hervor. In der Entfernung $MQ = \varrho$ erleidet der Massenpunkt 1 die Newton'sche Anziehung M/ϱ^2; nun rückt der Punkt in Folge dieser Anziehung in die nur um die unendlich kleine Strecke $d\varrho = QS$ von Q entfernte Stellung S, und die Potentialdifferenz ist gleich dem Elementartrapeze $Q Q_1 S_1 S$, dessen Inhalt gleich $Q Q_1 \cdot QS$ zu setzen wäre. Andererseits muss dieses eine Arbeitsleistung repräsentirende Trapez gleich dem Producte aus Weg mal Kraft sein; es ist sonach $Q Q_1$ die Anziehungskraft, und wir bekommen für unsere Potentialdifferenz, da $d\varrho$ mit dem negativen Zeichen in Rechnung gebracht werden muss, den Ausdruck $- M d\varrho/\varrho^2$. Die Summe aller Potentialdifferenzen ergiebt das Potential selbst und es ist:

$$V = \int\limits_{\infty}^{\varrho} \frac{M d\varrho}{-\varrho^2} = \frac{M}{\varrho}.$$

Mit diesem Einblick in das Wesen des Potentials ist nun aber auch sofort die Möglichkeit gegeben, die Verticalerhebung zu ermitteln, welche ein Wassertheilchen von der Oberfläche durch die Anziehung einer benachbarten festen Masse erleidet. Um dem Falle, dessen Discussion wir in erster Linie im Auge haben, uns anzupassen, nehmen wir an, dass die attrahirende Masse nicht neben anderen von Anfang an da war, sondern plötzlich an dem Orte auftritt, an welchem wir sie wirksam erblicken. Die Arbeit, welche diese früher nicht vorhandene Masse zu leisten hatte, um ein Wassermolecül an die Stelle zu bringen, von welcher aus die Hebung begann, ist offenbar gleich Null; die Hebungsgrösse h kann also nur derjenigen mechanischen Arbeit proportional sein, welche nöthig war, um das Molecül von dem zu Anfang innegehabten Punkte bis zu demjenigen emporzuheben, bei dessen Erreichung die Attraction der Masse sich erschöpft hat. Diesmal fallen, da der Subtrahend verschwunden ist, Potentialdifferenz und Potential in eins zusammen, und wenn wir noch berücksichtigen, dass die Hebung naturgemäss um so energischer sich vollzieht, je geringeren Widerstand die Anziehungskraft der Erde, versinnlicht durch die Fallconstante g, entgegensetzt, so sehen wir unmittelbar die Richtigkeit der Dahlander-Stockes'schen Formel [1])

$$h = \frac{V}{g}$$

ein. Dieselbe gestattet uns numerisch die Beträge der Anomalien zu bestimmen, welche durch das Neuhinzutreten störender Massen im Verlaufe der irdischen Niveauflächen entstehen.

Von dieser Relation nehmen nun auch sowohl v. Drygalski als auch Hergesell ihren Ausgang, indem sie für das Potential jener Eismassen, welche zu Beginn der Quartärzeit über den Polarländern lagerten, einen wirklichen Werth zu eruiren sich bestreben. Dass es bei dieser Untersuchung ohne eine gewisse Willkürlichkeit nicht abgehen kann, liegt auf der Hand; denn erstens muss, wenn Mathematik angewendet werden soll, der Begrenzung der störenden Masse eine gewisse geometrische Regelmässigkeit beigelegt werden, wie sie in der Natur selbst nicht vorkommt, und zweitens ist unser Wissen von der Dicke und Ausdehnung der diluvialen Eisauflagerungen, wie sich von selbst versteht, nur ein ganz fragmentarisches. Schematische Vorstellungen müssen uns über die unvermeidlichen Mängel hinweghelfen. Beide Autoren nehmen an, dass die während der Eiszeit vergletscherten Territorien eine kreisförmige Begrenzung besessen hätten, und Hergesell bildet jene auf einer Karte ab, welche überhaupt eine dankenswerthe Beigabe zu seiner Schrift bildet. Ueber den erwähnten Kreisen als Basen hat man sich dann drei homogene Eiscylinder errichtet zu denken, deren Verticalaxen der Grösse nach im Einklange mit den Penck'schen Zahlen angesetzt werden. Die Auswerthung der

[1]) In aller Strenge ist dieser Lehrsatz allerdings nur dann richtig, wenn wir die Erde als einen centrobarischen Körper, d. h. als einen solchen betrachten dürfen, für welchen es keine Lothstörungen giebt, die Schwerkraftlinien vielmehr ausnahmslos in ein und demselben Punkte zusammenlaufen. Thatsächlich trifft dies nicht immer zu, und es wäre deshalb eigentlich statt g nur jene Componente g' in Rechnung zu ziehen, welche in die centrobarische Richtung fällt (Bruns, a. a. O.). Versteht man unter λ die Locallothablenkung, so ist $g' = g \cos \lambda$, doch gewinnt λ nur ganz ausnahmsweise — in der Nähe massiger Gebirge und grosser subterraner Hohlräume — eine nennenswerthe, positive oder negative Grösse. Obige Formel leiten auch v. Drygalski und Hergesell her, Ersterer in unmittelbarem Anschlusse an Stokes durch eine generelle Betrachtung, bei welcher jedoch nach unserem Dafürhalten ein Schlussglied unterdrückt ist, Letzterer dagegen mit Hülfe von Sätzen der analytischen Mechanik, ähnlich wie es auch bei Helmert geschieht. Wir glauben, dass die oben gegebene rein discursive Ableitung deshalb den Vorzug verdient, weil man dabei von der Entwickelung in eine Taylor'sche Reihe Abstand nehmen kann.

Integrale, auf welche das Potential solcher Körper gebracht werden kann, ist nun für Punkte, die nicht der Axe angehören, sehr schwierig; man kann sie aber vermeiden, wenn man von einem Kunstgriffe Gebrauch macht, welcher ursprünglich Stokes' geistiges Eigenthum, dessen umfassende Verwendbarkeit uns aber erst durch Helmert's geniales Werk so recht klar gemacht worden ist. Man nennt dieses Verfahren das der Condensation; die wirkenden Massen werden an gewissen Orten vereinigt, welche zur Berechnung der Wirkungsgrösse besonders bequem gelegen sind, und es wird zugleich die Grösse des aus dieser Ortsveränderung entspringenden Fehlers eruirt. Ist letzterer unbeträchtlich, so darf man sich der grossen Vortheile, welche die Condensationsmethode gewährt, ohne Bedenken bedienen. In dem concreten Falle, mit welchem wir es hier zu thun haben, sind zwei erlaubte Erleichterungen am Platze: die Cylindermasse wird gemäss der von Helmert angegebenen Regel in der Grundfläche condensirt, und diese selbst, die ja eigentlich eine sphärische Krümmung hat, wird als eine ebene betrachtet. Daraufhin folgt die Berechnung des Potentials einer homogenen mit Masse belegten Kreisscheibe für einen inner- und ausserhalb gelegenen Punkt. Beide Autoren gelangen dabei zu gleichem Resultate und stellen das Potential durch elliptische Integrale von der ersten und zweiten kanonischen Form Legendre's dar. Die numerischen Ergebnisse bringt v. Drygalski in Tabellen, die mit äusserstem Fleisse berechnet sind und auch eine Verwerthung in Gestalt von graphischem Schema gestatten. Hergesell dagegen rundet seine Lösung auch in der Weise noch ab, dass er die Maximalgrenze des Winkelabstandes vom Kreismittelpunkte aufsucht, für welche seine Formel noch als gültig passiren darf; ebenso dehnt er, was nur zu billigen, seine Erörterungen auch auf die Frage aus, ob nicht die Versetzung des Erdschwerpunktes, welche allerdings eine directe Consequenz der Bildung polarer Eishauben ist, sich in dem Grade fühlbar machen könne, wie dies Croll und Penck für wahrscheinlich gehalten hatten.

Begreiflicher Weise vermögen wir den Untersuchungen, deren Allgemeincharakter wir vorstehend zu kennzeichnen versucht haben, nicht bis ins Einzelne nachzugehen; dieselben haben bei aller Gemeinsamkeit des Gesichtspunktes und mancher Rechnungsmethoden doch auch nicht unerhebliche Verschiedenheiten aufzuweisen, und ihre Vergleichung bietet schon aus diesem Grunde viel Interessantes dar. Bemerkt sei nur, dass v. Drygalski, wie von ihm nicht anders zu erwarten, die geologischen Momente besonders scharf analysirt, während bei Hergesell eine — für einen Geographen doppelt anerkennenswerthe — gründliche Vertrautheit auch mit gewissen ganz modernen Verfahrungsweisen der Mathematik hervortritt. Die Uebereinstimmung in den schliesslichen Folgerungen ist eine vollständige. Wenn jene Niveaudifferenzen, welche durch die Strandlinien an den Ufergebirgen der Polarländer markirt werden, wirklich durch die Anziehungskraft der einstmals dortselbst angesammelten Massen gefrorenen Wassers erklärt werden müssen, so wären diesen Massen Dimensionen von wahrhaft ungeheuerlicher Grösse beizulegen. Nach Hergesell würde in einem besonders ausgeprägten Falle, bezüglich dessen Penck selbst Bedenken aufgestiegen waren, für die Geoidfläche auf 100 km ein Gefälle resultiren, wie es der Rechnung zufolge erst für eine etwa 19mal grössere Strecke (230 deutsche Meilen) sich ergiebt. Selbst wenn ein anderes Schema der Eisvertheilung Geoidflächen von noch weit entschiedener oscillatorischem Charakter liefern würde, könnte doch die Höhe dieser Wellen keine Aenderung erfahren.

Nicht mit leichtem Herzen entschliessen wir uns dazu, die von Penck für die causale Erklärung der Seespiegelschwankungen aufgestellte Theorie fallen zu lassen; dieselbe erfüllte in ihrer Geschlossenheit sonst alle Anforderungen, welche man an eine geologische Hypothese zu stellen berechtigt ist, ja sie that dies sogar in viel höherem Maasse als so manche andere, mit welcher wir uns zur Zeit noch aus dem Grunde bescheiden müssen, weil wir ihr mit dem mathematischen Secirmesser noch nicht zu Leibe zu gehen im Stande sind. Allein nachdem die so ganz verschiedenartig angelegten Arbeiten v. Drygalski's und Hergesell's in vollem Einklange uns die Ueberzeugung aufgedrängt haben, dass die geoidischen Formstörungen während der Eisperiode über eine gewisse, recht enge gezogene Grenze nicht hinausgehen konnten, müssen wir uns dem Ausspruche des jüngst dahingegangenen G. Kirchhoff fügen, der dahin lautet, dass unter Umständen ein wissenschaftliches Lehrgebäude selbst dann eingerissen werden müsse, wenn man zunächst noch nicht in der Lage sei, ein besseres an dessen Stelle zu setzen. Und das trifft hier ganz und gar zu.

Bei alledem können wir nicht umhin, dem Wunsche Ausdruck zu verleihen, dass man doch die Sache noch nicht für endgültig abgeschlossen ansehen, sondern ihr noch weiter forschend nachgehen möge. So sehr wir überzeugt sind, dass die Vernachlässigungen, welche durch die Condensation u. s. w. bedingt erscheinen, durchaus am Platze waren und in den Helmert'schen Regeln vollauf ihre Berechtigung finden, so halten wir es doch für wünschenswerth, auch in einzelnen Fällen die Rechnung ohne jedwede Näherung durchzuführen. In der Randnote [1])

[1]) Ein derartiges Beispiel wäre etwa das nachstehende. Wenn wir das übereiste Skandinavien betrachten, so könnte es uns ohne namhaften Fehler als ein aus Eis bestehender Halbcylinder gelten, dessen (horizontal und eben vorausgesetzte) Axe mit der Axe der Halbinsel zusammenfiele. Dann wäre die Aufgabe, was wir für nicht ganz unwichtig erachten, durch geschlossene Formeln lösbar. $ABCA_1B_1C_1$ ist der homogene Halbcylinder von der Dichte Θ, OO_1 die Axe und zugleich die Abscissenlinie, die Y-Axe fällt mit OA, die Z-Axe mit OB zusammen, OA setzen wir $= c$, $OO_1 = h$ und suchen das Potential des Cylinders mit Bezug auf einen auf der Axe

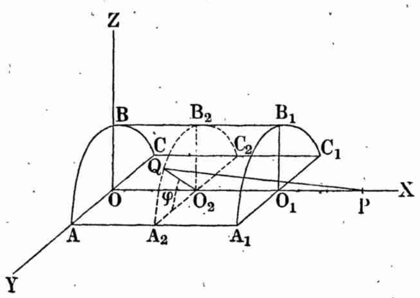
wird dieser Gedanke näher specialisirt; wir halten nicht dafür, dass unser Urtheil über die bisherige Strandlinienhypothese eine wesentliche Abänderung erfahren werde, allein ganz spruchreif wird manchem die Streitfrage doch erst dann vorkommen, wenn auch noch andere Möglichkeiten in Betracht gezogen worden sind.

Hergesell in dem zweiten der oben namhaft gemachten Aufsätze, sowie v. Drygalski in dem weiteren Verlaufe der uns bis jetzt beschäftigenden Abhandlung treten dann auch noch der Frage näher, ob geologische Metamorphosen irgend welcher Art — Thal- und Seenbildung, Sedementanhäufung etc. — die Geoidflächen in einem sozusagen makroskopischen Maasse zu beeinflussen vermögen. Auch hier ist das Endergebniss ein negatives. Alles in Allem glauben wir, uns einer gleichfalls sehr reservirt gehaltenen Stelle bei v. Richthofen [1]) erinnernd, uns zur Formulirung des nachstehenden Satzes berechtigt:

Die thatsächlich stets vorhandenen Umformungen, welche durch jede wie immer beschaffene Massenumsetzung an der Oberfläche oder in der Rinde unserer Erde die als Geoide bezeichneten Ortsflächen gleichen Attractions- und Schwungkraftspotentiales erleiden, scheinen graduell in der weitaus überwiegenden Mehrzahl der Fälle zu geringfügig zu sein, um bei der Discussion morphologischer Einzelfragen ernstlich in Betracht zu kommen.

gelegenen Punkt P, für den $OP = a$ sein soll. Eine Vereinfachung tritt ein, wenn wir uns der bekannten cylindrischen Coordinaten bedienen; der Punkt Q, willkürlich in dem Querschnitte $A_2 B_2 C_2$ gelegen, ist gegeben durch

Fig. 2.



die drei Raumgrössen $OO_2 = x$, $O_2Q = r$ und $\measuredangle A_2O_2Q = \varphi$. Es lässt sich leicht zeigen, dass das Volumelement in diesem Systeme $= r\,dr\,dx\,d\varphi$ wird, sohin ist das gesuchte Potential, da Dreieck QPO_2 in O_2 rechtwinkelig ist,

$$V = \frac{1}{2}\Theta \int\limits_{x=0}^{x=h}\int\limits_{r=0}^{r=c}\int\limits_{\varphi=0}^{\varphi=2\pi} \frac{r\,dr\,dx\,d\varphi}{\sqrt{r^2+(a-x)^2}}.$$

Die Integration nach φ vollzieht sich ganz von selbst, ebenso bietet diejenige nach r nicht die mindeste Schwierigkeit, und es wird demgemäss

$$V = \pi\Theta.\left[\int\limits_{x=0}^{x=h}\sqrt{c^2+(a-x)^2}\,dx - ax + \frac{1}{2}x^2\right].$$

Um das hier noch allein vorkommende Integral ohne Rücksicht auf die Grenzen auszuwerthen, setzen wir es gleich J, $\frac{a-x}{c} = tg\,\psi$ und erhalten

$$J = \int\sqrt{c^2+(a-x)^2}\,dx = -c^2\int\frac{d\psi}{cos^3\psi} = -c^2 J'.$$

Letzteres Integral ist sehr bekannt; es ist

$$J' = \frac{sin\,\psi}{2\,cos^2\psi} + log\,tg\left(\frac{\pi}{4}+\frac{\psi}{2}\right).$$

Ersetzt man $tg\left(\frac{\pi}{4}+\frac{\psi}{2}\right)$ durch

$$\frac{1+tg\frac{\psi}{2}}{1-tg\frac{\psi}{2}} = \frac{\left(cos\frac{\psi}{2}+sin\frac{\psi}{2}\right)\left(cos\frac{\psi}{2}+sin\frac{\psi}{2}\right)}{\left(cos\frac{\psi}{2}-sin\frac{\psi}{2}\right)\left(cos\frac{\psi}{2}+sin\frac{\psi}{2}\right)} = \frac{1+sin\,\psi}{cos\,\psi},$$

so geht das zuerst betrachtete Intregal in

$$J = -\frac{1}{2}(a-x)\sqrt{c^2+(a-x)^2} + c^2\,log\,\frac{c}{a-x+\sqrt{c^2+(a-x)^2}}.$$

Führen wir die Grenzen ein, so ergiebt sich uns zum Schlusse die Erhebung, welche unser Halbcylinder für ein in der Verlängerung seiner Axe belegenes Flüssigkeitstheilchen zu Wege bringt, in folgender Gestalt:

$$\frac{\Theta\pi}{g}\cdot\left[a\sqrt{a^2+c^2} - (a-h)\sqrt{(a-h)^2+c^2} + 2\,c^2\,log\,\frac{a+\sqrt{a^2+c^2}}{a-h+\sqrt{(a-h)^2+c^2}} - ah + \frac{1}{2}h^2\right].$$

Die Grösse a kann willkürlich (nur nicht allzu gross) genommen werden, c mag man etwa $= 500$ km, $h = 1600$ km, Θ gleich dem specifischen Gewichte des Eises setzen. Es verlohnt sich nicht an dieser Stelle, tiefer in die Sache einzugehen, es sollte vielmehr nur eine Anregung gegeben werden. Detailuntersuchungen über geoidische Unregelmässigkeiten, hervorgerufen durch aufgelagerte Massen, Gebirge von bekanntem orometrischem Charakter etwa, werden in Zukunft ein dankbares Arbeitsfeld abgeben.

[1]) v. Richthofen, Führer für Forschungsreisende. Berlin 1886, S. 206.

Die Wirkungsweise von Schwerkraft und Licht auf die Gestaltung der Pflanze.

Von Privatdocent Dr. F. Noll in Würzburg.

(Originalmittheilung.) (Schluss zu Seite 44.)

Nachdem wir so in der Hautschicht denjenigen Theil des Protoplasmas kennen gelernt haben, welcher die Orientirungsbewegung der Zelle bestimmt, ist es wohl am Platze, die morphologische Natur derselben innerhalb der Zelle einmal kurz ins Auge zu fassen. Es handelt sich dabei wesentlich nur um die Frage: Ist die Hautschicht ein besonderer, gewissermaassen selbständiger Bestandtheil der Zelle, wie ihn der Zellkern oder die Chromatophoren repräsentiren? Aus allen eingehenden bisherigen Untersuchungen geht hervor, dass dies nicht der Fall ist. Die Hautschicht stellt vielmehr nur eine besonders ausgebildete, äussere Schicht des Protoplasmas vor, die immer eine grössere Dichtigkeit als das übrige Plasma zu besitzen scheint, selbst körnerfrei bleibt, und dadurch, sowie durch ihre relative Ruhe in behäuteten Zellen gut charakterisirt ist. Der Uebergang in das Körnerplasma ist ein mehr oder weniger vermittelter, eine scharfe Grenze zwischen beiden ist kaum zu ziehen. Das Hautschichtplasma vermischt sich zuweilen (bei Myxomyceten) mit dem Körner-