

## Werk

**Jahr:** 1936

**Kollektion:** fid.geo

**Signatur:** 8 GEOGR PHYS 203:12

**Digitalisiert:** Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen

**Werk Id:** PPN101433392X\_0012

**PURL:** [http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X\\_0012](http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X_0012)

**LOG Id:** LOG\_0052

**LOG Titel:** Vorträge, gehalten auf der XII. Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft, vom 8. bis 10. Oktober 1936 in Berlin

**LOG Typ:** section

## Übergeordnetes Werk

**Werk Id:** PPN101433392X

**PURL:** <http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X>

**OPAC:** <http://opac.sub.uni-goettingen.de/DB=1/PPN?PPN=101433392X>

## Terms and Conditions

The Goettingen State and University Library provides access to digitized documents strictly for noncommercial educational, research and private purposes and makes no warranty with regard to their use for other purposes. Some of our collections are protected by copyright. Publication and/or broadcast in any form (including electronic) requires prior written permission from the Goettingen State- and University Library.

Each copy of any part of this document must contain there Terms and Conditions. With the usage of the library's online system to access or download a digitized document you accept the Terms and Conditions.

Reproductions of material on the web site may not be made for or donated to other repositories, nor may be further reproduced without written permission from the Goettingen State- and University Library.

For reproduction requests and permissions, please contact us. If citing materials, please give proper attribution of the source.

## Contact

Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen  
Georg-August-Universität Göttingen  
Platz der Göttinger Sieben 1  
37073 Göttingen  
Germany  
Email: [gdz@sub.uni-goettingen.de](mailto:gdz@sub.uni-goettingen.de)

# Vorträge, gehalten auf der XII. Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft,

vom 8. bis 10. Oktober 1936 in Berlin

## Entstehung und Erhaltung der troposphärischen Sprungschicht

Von A. Defant, Berlin — (Mit 2 Abbildungen)

Für die thermo-haline Sprungschicht der Tropen und Subtropen kann kein inneres Strahlungsgleichgewicht vorhanden sein. Ihre Entstehung wird auf Turbulenzvorgänge zurückgeführt. Bei der Erhaltung der Sprungschicht ist der Umstand von ausschlaggebender Bedeutung, daß bei Überschreitung eines bestimmten Grenzwertes in der vertikalen Dichteverteilung die Turbulenzwirkung aufhört und von da ab die Sprungschicht als Sperrschicht gegen weitere Einflüsse von oben wirkt.

Die wichtigste Erscheinung im Aufbau der ozeanischen Troposphäre, der oberen Warmwasserschicht der Ozeane ist das Vorhandensein einer in den Tropen und Subtropen sehr stark entwickelten thermischen Sprungschicht. Ihre Tiefenlage beträgt 30 bis 120 m und ist völlig gesetzmäßig angeordnet\*). Oberhalb der Sprungschicht ist eine im wesentlichen homogene thermo-haline Deckschicht vorhanden, unter der Sprungschicht breiten sich kältere und salzärmere Wassermassen aus, die den subtroposphärischen Schichten angehören. Es unterliegt keinem Zweifel, daß die hohen Temperaturen der Meeresoberfläche im Gebiete der Troposphäre in der Hauptsache durch den Wärmehaushalt des Systems Sonne-Erde bedingt sind. Beim vertikalen Aufbau der Troposphäre werden aber gewiß noch andere Umstände mitwirken, um ihn hervorzurufen und ihn in seiner eigentümlichen Art zu erhalten. Die Fragen, die sich sofort einstellen, sind: Warum ist in der oberen Schicht der ozeanischen Troposphäre das vertikale Gefälle der Temperatur und in einigen Gebieten auch des Salzgehaltes so gering, daß man geradezu von einer *isothermen* und *isohalinen Deckschicht* sprechen kann? Warum und wie bildet sich dann in einer bestimmten Tiefe ein so starkes Gefälle dieser Faktoren, daß man in vielen Fällen fast von einer physikalischen Diskontinuitätsfläche sprechen kann, und warum ist diese Sprungfläche in den äquatorialen Gebieten so kräftig ausgebildet?

Die Temperaturverteilung in den großen Tiefen der Ozeane, in der Stratosphäre, sind bekanntlich eine Folge der allgemeinen Zirkulation der Wassermassen

---

\*) Näheres darüber siehe: Wissenschaftliche Ergebnisse der Deutschen Atlantischen Expedition, Band VI, I. Teil, 3. Liefg.: A. Defant, Die Troposphäre des Atlantischen Ozeans. — Berlin 1936.

und wir wissen, daß dabei die polaren Breiten von ausschlaggebender Bedeutung sind. Im Atlantischen Ozean sind die niedrigen Temperaturen unterhalb der Troposphäre in der Hauptsache *subantarktischen* Ursprungs und werden, wenn die Wassermassen auch durch Vermischung mit anderen Wasserarten an Wärme gewinnen, immer wieder erneuert und auf niedrigen Werten gehalten. So besteht von vornherein in den mittleren und niedrigen Breiten ein kräftiger Gegensatz zwischen den hohen Temperaturen der Meeresoberfläche, die durch die Sonnen- und Atmosphärenstrahlung auf ihrem hohen Wert gehalten werden, und den tiefen Temperaturen der subantarktischen Wassermassen. Man würde erwarten, daß zwischen diesen Grenzwerten mit der Zeit sich ein mehr oder minder lineares Temperaturgefälle einstellen würde. Dies ist in keiner Weise der Fall. Es bildet sich eine *Deckschicht* entsprechend hoher Temperatur und der Übergang zu den niedrigen Temperaturen der Subtroposphäre erfolgt in unvermittelter Weise in einer *Grenzschicht*.

Man könnte vermuten, daß die oberen Troposphärenschichten im Strahlungsgleichgewicht mit den von außen eindringenden Strahlungen stehen und, da das Wasser für Schichtendicken bis etwa 100 m für kurzwellige Strahlung wesentlich durchlässiger ist, als für langwellige, könnte das sich einstellende Strahlungsgleichgewicht besonderer Art sein. Sofort kann man aussagen, daß eine *isotherme Deckschicht* mit der Sonnen- und diffusen Strahlung nie im Strahlungsgleichgewicht sein kann; denn nur bei *grauer* Strahlung könnte das der Fall sein; das tatsächliche Absorptionsvermögen des Wassers läßt aber graue Strahlung im Ozean nicht zu. Nimmt man nur zwei Strahlungsbereiche mit konstantem Absorptionskoeffizienten:  $K_1$  für kurzwellige und  $K_2$  für langwellige Strahlung und bestimmt die vertikale Temperaturverteilung im Strahlungsgleichgewicht nach den bekannten Differentialgleichungen von R. Emden\*), dann erhält man hierfür

$$T = T_0 \sqrt[4]{\frac{K_2}{K_1}(1 - e^{-K_1 z}) + e^{-K_1 z}}$$

$T_0$  ist die Oberflächentemperatur ( $z = 0$ );  $z$  wird + nach abwärts (in die Wassermasse hinein) gezählt; die Dichte des Wassers ist hierbei gleich 1 gesetzt worden. Man sieht bei grauer Strahlung  $K_1 = K_2$  wird  $T = T_0$ , d. h. Isothermie. Da aber  $K_1 < K_2$  ist, nimmt die Temperatur mit der Tiefe zu; in einer Tiefe  $z_1$ , in der  $e^{-K_1 z}$  klein ist, wird  $T_1 = T_0 \sqrt[4]{\frac{K_2}{K_1}}$ ; von dieser Tiefe  $z_1$  ab, hat die Wassermasse praktisch die konstante Temperatur  $T_1$ . Für den mittleren Absorptionskoeffizienten kurzwelliger Strahlung im Wasser wird diese Tiefe  $z_1 = 50$  m. Im Strahlungsgleichgewicht würde im Ozean eine Temperaturzunahme von  $T_0$  an der Oberfläche auf  $T_1$  in etwa 50 m vorhanden sein. Da aber das Verhältnis  $K_2/K_1$  eine große Zahl ist, ist  $T_1$  trotz der vierten Wurzel viehmals größer als  $T_0$

---

\*) R. Emden: Über Strahlungsgleichgewicht und atmosphärische Strahlung. Sitzungsber. d. Bayer. Akad. 1913.

und ein solcher Zustand ist unmöglich; denn er ist *mechanisch instabil*. Das Strahlungsgleichgewicht kann nie erreicht werden, es stellt sich *Konvektion* ein, die wieder die unten aufgespeicherte Wärme nach oben schafft: Strahlungsgleichgewicht hat somit mit der tatsächlichen Temperaturverteilung in der ozeanischen Troposphäre wenig zu tun.

Die alleroberste Wasserschicht ist mit der darüber lastenden Atmosphäre immer mehr oder minder im Wärmeleichgewicht. Durch diese Erwärmung steigert sich der Temperaturgegensatz gegen die unteren kalten Schichten, und es tritt eine *Verstärkung der Stabilität der Lagerung* ein. Eine Übertragung der in den obersten Wasserschichten aufgespeicherten Wärme nach abwärts erfolgt nur auf dem Wege der *erzwungenen Turbulenz* der Windtriften und der damit verbundenen Wellenbewegung. Durch diesen Austausch wird die Wärme der obersten Wasserschicht langsam nach unten verfrachtet und eine sich bildende Sprungschicht arbeitet sich auf diese Weise tiefer und tiefer. Diesen Vorgang kann man bei sommerlichem Wetter in Seen deutlich verfolgen; die durch Strahlungsabsorption von oben gebildete Sprungschicht wird durch Windeinfluß tiefer gelegt. Im Meer werden die Verhältnisse nicht anders sein; in den Tropen und Subtropen ist der Strahlungszustand stationär und deshalb auch das Vorhandensein der thermischen Sprungschicht beständig. Über diese Vorgänge sind wir völlig auch in *quantitativer* Hinsicht im klaren. Was einer besonderen Untersuchung bedarf ist die Tatsache, daß sich die Sprungschicht in einer ganz bestimmten Tiefe hält, nicht tiefer sinkt, trotzdem die Strömungen als Träger einer Turbulenz tiefer reichen können. Die Reibungstiefe bei den vorhandenen Windstärken ist z. B. in den Passatgebieten etwa 200 m, während die Tiefe der Sprungschicht dort etwa 100 m und weniger ist. Dieser Unterschied bedarf einer Erklärung.

Durch die Abwanderung der Wärme in den oberen Wasserschichten verstärkt sich allmählich der Temperaturgegensatz gegen unten. Die Verstärkung der *stabilen Schichtung* beeinflusst aber in wesentlicher Weise die turbulenten Mischungsprozesse, dadurch, daß nun die unteren schweren Massen gehoben, die leichteren oberen gegen den Auftrieb gesenkt werden müssen. Dadurch werden die Mischungsvorgänge erschwert und die stabile Lagerung der Wassermassen kann schließlich so groß werden, daß Turbulenz und Mischung dagegen nicht aufkommen und gänzlich aufhören. Die Bedingung dafür, daß die Turbulenz in einer ungeordneten Strömung sich vermindert und schließlich aufhört ist, daß die dimensionslose Größe

$$\frac{g}{\rho} \frac{\delta \rho}{\delta z} > \frac{A_B}{A_T \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2}$$

ist, worin  $\rho$  die Dichte,  $u$  die mittlere Geschwindigkeit der turbulenten Strömung;  $A_B$  der Austausch der Bewegungsgröße und  $A_T$  der Austausch der Dichteunterschiede bedeuten.

Es ist nicht notwendig, daß  $A_B = A_T$  ist, wie man früher zumeist angenommen hat\*). Im Gegenteil,  $A_B$  ist im Ozean von der Größenordnung 200 bis 400  $\text{cm}^{-1} \text{g sec}^{-1}$ , während  $A_T$  etwa 20 bis 40  $\text{cm}^{-1} \text{g sec}^{-1}$  ist. Das Verhältnis liegt also zwischen 5 und 20. Die Ungleichung besagt, daß, wenn durch irgendwelche Prozesse, die in der turbulenten Strömung begründet sind, der vertikale Dichtegradient sich verstärkt, diese Stabilisierung im Aufbau nicht ins Unbegrenzte möglich ist, sondern ein Ende findet dadurch, daß die Turbulenz sich vermindert und schließlich erlischt.

Wenn wir dies auf unseren Fall der Ausbildung der thermischen Sprungschicht in der ozeanischen Troposphäre anwenden, bedeutet dies folgendes: Durch die Wärmeabsorption in den obersten Meeresschichten wird ihre Temperatur gesteigert; durch die Windtriften und durch die Wellenbewegung wird diese Wärme entsprechend der Vermischungsintensität der Strömungen nach abwärts befördert und erhöht auch dadurch die Temperatur dieser Schichten. Die sich bildende Sprungschicht gegen unten verstärkt sich und wird bei Andauer des Prozesses tiefer gelegt. Aber dadurch verstärkt sich auch das vertikale Dichtegefälle, indem die oberen Schichten allmählich die Temperatur der Oberfläche annehmen, die unteren Schichten jedoch ihre niedrige Temperatur behalten. Der Nachschub der Wärme von oben her durch Turbulenz hört aber auf, wenn das Dichtegefälle sich so vergrößert hat, daß die obige Ungleichung erfüllt ist. In dieser Tiefenschicht kommt die Turbulenz der Strömung gegen die Stabilität der Schichtung nicht mehr auf, die Turbulenz erlischt und kann dadurch keine weitere Tieferlegung der Sprungschicht bewirken. In den oberen Wasserschichten wirkt die Turbulenz aber weiter und führt zu einem völligen Ausgleich der Temperatur. Es entwickelt sich dadurch eine isotherme Deckschicht, die im Strahlungsgleichgewicht mit der Atmosphäre steht. Die Sprungschicht, die nun in konstanter Tiefe lagert, zeigt ein so hohes Dichtegefälle, daß sie im wahrsten Sinne des Wortes als eine *Sperrschicht gegen alle Turbulenzprozesse und auch gegen die Konvektion* anzusehen ist. Es läßt sich leicht durch schrittweise Berechnung einfacher Beispiele, die auch quantitativ verfolgt werden können, nachweisen, daß das Tiefer-sinken der in den oberen Wasserschichten gebildeten Sprungschicht relativ rasch erfolgt, so daß der ganze Aufbau des Meeres, wie er in den Tropen und Subtropen sich zeigt, auch zeitlich als stabil angesehen werden kann.

Bei der Erklärung der Entwicklung der tropischen und subtropischen Sprungschicht in der Troposphäre ist das Wesentliche die *Ausschaltung der Turbulenz und ihrer Wirkung in einer bestimmten Tiefe* infolge der Verstärkung des vertikalen Dichtegefälles. Es gibt eine Menge anderer Erscheinungen innerhalb der Sprungschicht, die zeigen, daß hier die Strömungen tatsächlich einen fast laminaren Charakter annehmen. Die Verteilung des Salzgehaltes innerhalb der Sprungschicht und alle Erscheinungen der subtropischen salzreichen Unterströme be-

---

\*) Siehe hierzu besonders D. Brunt: *Physical and dynamical meteorology*. Cambridge 1934. § 152.

weisen dies. Wenn man die Bildung der Sprungschicht ohne Berücksichtigung dieser Tatsache deuten will, so gelangt man immer auf Schwierigkeiten, auch dann, wenn man die Absorption der Strahlung in den obersten Wasserschichten näher berücksichtigen will, wie dies Arakawa\*) versucht hat. Es fehlt bei allen diesen Versuchen noch die Erklärung für den charakteristischen Begleitumstand dieser Sprungschicht, nämlich ihre mehr oder minder zeitlich konstante Tiefenlage, die eben nur durch die Ausschaltung der Turbulenzwirkung in der Tiefe des stärksten Dichtegefälles Hand in Hand geht.

Zusammenfassend kann man also die Entstehung und Erhaltung der Sprungschicht in der ozeanischen Troposphäre folgendermaßen deuten: Strahlung durch Sonne und Atmosphäre erwärmt die obersten Wasserschichten, die tieferen haben niedrige Temperaturen, die durch Advektion kälterer Wassermassen innerhalb der stratosphärischen Zirkulation bedingt sind. Durch erzwungene Turbulenz der Windtriften wandert die Wärme der Oberflächenschichten nach abwärts. Dadurch bildet sich eine thermische Sprungschicht, die allmählich ebenfalls nach abwärts sich weiter entwickelt. Bei Überschreitung eines bestimmten Grenzwertes in der vertikalen Dichteverteilung hört dieser Prozeß aber auf und bei konstanter Tiefenlage wirkt die Sprungschicht dann als Sperrschicht gegen weitere Einflüsse von oben. Turbulenzwirkung und Konvektion beschränken sich dann nur auf die Deckschicht, die dadurch fast isotherm und in vielen Fällen auch isohalin wird.

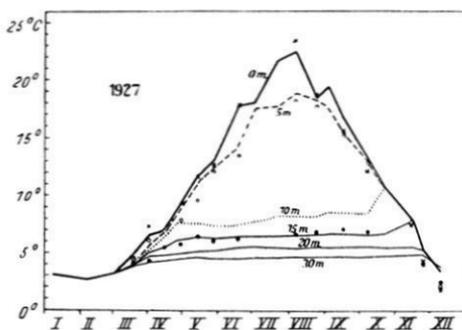


Fig. 1. Jährlicher Gang der Temperatur im Sakrower See im Jahre 1927 in verschiedenen Tiefen

Es gibt eine Erscheinung, die deutlich das Aufhören des Wärmetransportes nach abwärts durch Turbulenz bei Überschreitung eines bestimmten Dichtegefälles der Sprungschicht zeigt. Es ist der jährliche Gang der Temperatur in Seen und im Meer. Sehen wir uns diesen jährlichen Gang etwas näher an, so bemerken wir an dem herausgegriffenen Beispiel des Sakrower Sees 1927 (Fig. 1)\*\*), wie anfangs, solange innerhalb des Sees noch die fast homogenen Temperaturverhältnisse des Frühjahrs herrschen, die oberflächliche Erwärmung durch Vermischung weit hinunterreicht: noch die Tiefe von 15 m, vielleicht noch bis 30 m, nimmt an dem anfänglichen Temperaturanstieg entsprechend der Tiefenlage teil, aber Ende April, wo durch Strahlung die oberste Wasserschicht sich rasch und stark erwärmt, verschärft sich die thermische Sprungschicht gegen das untere

\*) H. Arakawa: Solar radiation and connection of Lead in Lake water. Geophys. Mag. Vol. V. H. 1. Tokyo 1932.

\*\*\*) L. Möller: Hydrographische Arbeiten am Sakrower See bei Potsdam. Zeitschr. d. Ges. f. Erdkunde. Berlin. Sonderband. Hundertjahrfeier 1928, S. 535.

Tiefenwasser so sehr, daß die Turbulenz aufhört, und die Erwärmung schon in 10 m völlig unterbrochen ist. Die Temperatur steigt hier nicht mehr, da nun die verstärkte Sprungschicht als völlige *Sperrschicht* für Konvektion und Turbulenz wirkt. Erst im Herbst, wo das Dichtegefälle wieder abgebaut wird, kann die Vermischung wieder tiefer greifen und den unteren Schichten wieder Wärme zuführen.

Auch im Meere verhält es sich ähnlich. Helland-Hansen\*) hat für den östlichen Teil des Nordatlantischen Ozeans aus einer großen Anzahl von Stationen versucht, den jährlichen Gang der Temperatur abzuleiten. Fig. 2 zeigt diesen

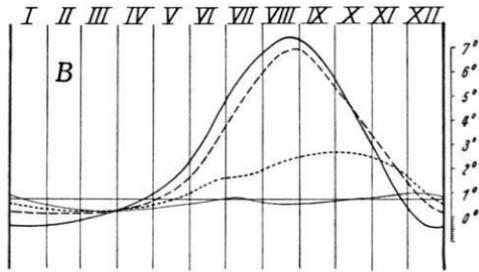


Fig. 2. Jährlicher Gang der Temperatur im östlichen Teil des Nordatlantischen Ozeans.

Für die Oberfläche (—), für 25 m (---), für 50 m (-----) und für 100 m Tiefe (— · —)

für vier Tiefen in graphischer Form. Auch hier erkennen wir, daß Ende Juni die Erwärmung in 50 m Tiefe unterbrochen wird und erst später etwas wieder einsetzt. Der Grund ist der gleiche wie früher. Die kräftige Turbulenz der Windtriften und der Wellenbewegung ist anfangs imstande, der stabilen Lagerung der Wassermassen entgegenzuarbeiten und auf diese Weise wandert die Wärme noch bis unter 50 m hinab. Bei Überschreitung eines bestimmten vertikalen Dichtegefälles er-

lischt die Turbulenz und ihre Wirkung: die Oberschicht wird bei Fortdauer der Wärmezufuhr und der Vermischung isotherm, die Unterschichten bleiben kalt, und die weitere Wärmezufuhr von oben führt zur Verstärkung der Absperrung. Sie kann sogar so weit gehen, daß bei Wärmezufuhr oben, unter der Sprungschicht, die als Sperrschicht wirkt, eine *Temperaturabnahme* als Folge der Vermischung mit unteren kälteren Wassermassen eintritt. So wird die paradoxe Erscheinung verständlich, daß bei Wärmezufuhr von oben im Frühsommer die oberen Wasserschichten eine kräftige Temperatursteigerung, die unteren Wasserschichten aber eine Temperaturabnahme zeigen können.

\*) Bj. Helland-Hansen: Physical oceanography and meteorology. Part I, S. 47. Scient. results of the „Michael Sars“ North. Atl. deep-sea Exp. 1910. Bergen 1930.

## **Die Stratosphäre des Atlantischen Ozeans**

Von **Georg Wüst**, Berlin

Es wird ein Überblick gegeben über die Ergebnisse, zu denen der Verfasser bei der Bearbeitung der stratosphärischen Schichtung und Zirkulation im Band VI des „Meteor“-Werkes (Wiss. Ergebnisse der Deutschen Atlantischen Expedition usw., Bd. VI, I. Teil, nebst Atlas, Berlin 1935/36) gelangt ist. Auf eine auszugsweise Wiedergabe des Vortrages kann hier verzichtet werden, da im Heft 5/6 des XII. Jahrganges (1936) der „Zeitschrift für Geophysik“ ein ziemlich ausführliches Referat (durch Prof. Bruno Schulz) erschienen ist, und da der Verfasser bereits an anderer Stelle (Heft 9 der Zeitschrift „Die Naturwissenschaften“ 1936, S. 133—141, mit 13 Figuren) eine dem Vortrag ähnliche Zusammenfassung gegeben hat.

---

## **Das „ozeanische Nivellement“ und seine Anwendung auf die Golfküste und die atlantische Küste der Vereinigten Staaten von Amerika\*)**

Von **G. Dietrich**, Berlin — (Mit 9 Abbildungen)

Es werden Methoden zur Bestimmung der Form der Meeresoberfläche aus dem ozeanischen und atmosphärischen Druckfeld angegeben. Ihre Anwendung auf die Golfküste und die atlantische Küste von U.S.A. zeigt, daß sie unter bestimmten Voraussetzungen einen gewissen Ersatz für ein geodätisches Küstenfeinnivellement liefern können. Darüber hinaus gestatten sie, die Höhenlage der Küsten über Meeresstraßen und Ozeane hinweg untereinander anzuschließen. Als Beispiel wird der Anschluß von Kuba an Florida und an Yukatan durchgeführt.

Die Meeresoberfläche ist im Zustande der völligen Ruhe von Ozean und Atmosphäre eine Niveaufläche. Aber diese ideale Meeresoberfläche ist in der Natur verschiedenartigen Störungen unterworfen. Die mittlere Lage des Wasserspiegels im Raume, die sich auf zuverlässige Mittelwasserwerte der Küstenpegel stützt, ist frei von allen Störungen mit Wellennatur, also frei von dem Einfluß der Oberflächenwellen, der ozeanischen und meteorologischen Gezeiten und der Seiches; denn jede dieser periodischen Störungen bedeutet nur ein Pendeln um eine Niveaufläche. Stationäre Abweichungen der Meeresoberfläche vom Geoid

---

\*) Der Vortrag stellt eine kurze Zusammenfassung eines Teiles einer größeren Untersuchung dar, die demnächst in den Veröffentlichungen des Instituts für Meereskunde Berlin in der Reihe A als Heft 33 erscheinen wird. Dort werden auch eingehende Literaturhinweise zu finden sein, auf deren Wiedergabe an dieser Stelle verzichtet wurde.

werden erzeugt und aufrechterhalten einerseits vom inneren Druckfeld des Ozeans und andererseits vom äußeren Druckfeld der Atmosphäre.

Die Frage, wie weit sich das ozeanische Druckfeld auf die Form der Meeresoberfläche auswirkt, ist zwar vielfach behandelt worden, aber fast ausschließlich im Hinblick auf das Studium der Meeresströmungen. Die Frage, wie weit das Druckfeld speziell die Höhenlage der Mittelwasserfläche längs einer Küste bestimmt, blieb größtenteils unberührt. Gerade dieses Problem dürfte auch für die Geodäsie von Interesse sein; denn längs der Festlandsküste kann die Lage der Meeresoberfläche, die aus dem ozeanischen und atmosphärischen Druckfeld ermittelt wird, der mit Feinnivellements gemessenen Lage der Mittelwasserfläche gegenübergestellt werden. Aus diesem Vergleich wird sich die Genauigkeit und damit die Brauchbarkeit der Bestimmung der Meeresoberfläche aus den Druckfeldern für geodätische Zwecke abschätzen lassen.

Im folgenden wird die Bestimmung der Form der Meeresoberfläche aus dem ozeanischen Druckfeld als „ozeanographisches Nivellement“, aus dem atmosphärischen Druckfeld als „meteorologisches Nivellement“ bezeichnet. Die Zusammenfassung der Wirkung beider Druckfelder wird „ozeanisches Nivellement“ genannt.

Die Ableitung der Grundlagen des ozeanographischen Nivellements wird in zwei einzelnen Schnitten durchgeführt. Der erste Schritt gilt der Ermittlung derjenigen Tiefenlage im Ozean, in der eine isobare Fläche und eine Niveaufläche zusammenfallen und daher theoretisch Bewegungslosigkeit herrscht. Beim zweiten Schritt werden von dieser Nullfläche der Bewegung aus aufwärts aus dem Dichteaufbau der Wassersäule die Abweichungen der einzelnen isobaren Flächen von den Niveauflächen ermittelt. Die oberste isobare Fläche ist die Meeresoberfläche selbst, wenn man die Wirkung des atmosphärischen Druckfeldes vernachlässigt. Ihre Form im Massengebiet des Ozeans ist also damit bestimmt.

Der erste Schritt, die Festlegung der „Nullfläche“ der Bewegung ist der wunde Punkt in der ganzen Bestimmung der Form der Meeresoberfläche, heute sowohl wie in dem ersten Versuch von Bouquet de la Grye im Jahre 1882. Die Tabelle gibt einen Überblick über die Tiefenlagen der Nullfläche der Bewegung im Nordatlantischen Ozean, wie sie von den verschiedenen Autoren den Berechnungen

Angenommene Tiefenlagen  
der Nullfläche der Bewegung im Nordatlantischen Ozean

Verfasser	Jahr	Tiefe in m
Bouquet de la Grye . . . . .	1882	4000
H. Mohn . . . . .	1885	550
K. Zöppritz . . . . .	1887	2000
G. Wegemann . . . . .	1900	1000
G. Schott . . . . .	1903	500
G. Castens . . . . .	1905	650
B. Helland-Hansen und F. Nansen . . . . .	1926	2000
J. P. Jacobsen . . . . .	1929	1000
C. O'D. Iselin . . . . .	1930	1200
B. Helland-Hansen . . . . .	1930	1000

zugrunde gelegt wurden. Außer diesen stark unterschiedlichen Annahmen ist eine andere Voraussetzung allen Autoren gemeinsam. Ausnahmslos wird für die Berechnungen eine durchgehend konstante Tiefe der Nullfläche innerhalb des ganzen Nordatlantischen Ozeans verwendet. Gerade diese Annahme, die in den Gebieten starker Meeresströme nicht annähernd erfüllt sein dürfte, hat die Genauigkeit der bisherigen Bestimmungen der Topographie der Meeresoberfläche aus dem ozeanischen Massengebiet so stark eingeschränkt, daß an eine Verwendung für geodätische Zwecke schwerlich zu denken war. Als Ausnahmen in diesem Zusammenhang seien die Untersuchungen der Lage des Meeresspiegels an der Ostseeküste von R. Witting und J. P. Jacobsen erwähnt. Beide erzielten eine weitgehende Übereinstimmung zwischen den Ergebnissen der geodätischen Küstenebenenmessungen und den Höhen der Meeresoberfläche, die aus den ozeanisch-atmosphärischen Druckfeldern berechnet wurden. Aber die Methoden sind auf die flache Ostsee zugeschnitten und auf die Tiefsee nicht übertragbar.

Der naheliegende Weg, die Nullfläche der Bewegung aus den Strommessungen in der Tiefe zu bestimmen, ist aus dem einfachen Grunde nicht gangbar, weil es an genügend direkten Strommessungen mangelt. Es bleibt nur der Weg, indirekt aus dem hydrographischen Aufbau die Lage der Nullfläche zu ermitteln. Ich habe mich dabei auf die Sauerstoffverteilung gestützt; denn anders als Temperatur und Salzgehalt, die in der Tiefe, sobald man von Wärmeleitung bzw. Diffusion und Mischung absieht, unveränderlich sind, ist der Sauerstoff bei Abschluß äußerer atmosphärischer Einflüsse eine veränderliche Größe. Er unterliegt vor allem der Zehrung durch die Oxydation der absinkenden toten Organismen. Man würde also, wenn man einen Ozean voraussetzt, der allein durch konvektive Bewegungen beherrscht wird, eine allgemeine Sauerstoffabnahme von der Oberfläche bis zum Boden beobachten. Dieses Gefälle wird zerstört durch die advektiven Bewegungen der Tiefenzirkulation. Sie führen aus ihren Ursprungsgebieten von der Oberfläche sauerstoffreiches Wasser heran. Gegen die obere und untere Grenze dieser seitlichen Einschübe muß es notwendig bei der herabgesetzten Erneuerung des Wassers zur Ausbildung von Sauerstoffminima kommen. Anders ausgedrückt: in der Sauerstoffverteilung spiegelt sich bis zu einem gewissen Grade das ozeanische Bewegungsfeld, indem die verhältnismäßig unbewegten Zonen durch Sauerstoffminima ausgezeichnet sind. Die Nullfläche der Bewegung wird also in erster Annäherung durch ein Sauerstoffminimum charakterisiert sein.

Als Beispiel für die natürlichen Verhältnisse im westlichen Nordatlantischen Ozean wird die Beziehung zwischen Temperatur- und Sauerstoffaufbau auf zwei verschiedenen ozeanographischen Schnitten zwischen der Chesapeake-Bucht und den Bermuda-Inseln wiedergegeben. Die Fig. 1 beschränkt sich auf die Darstellung der Beziehung in den Schichten unterhalb der obersten Störungszone bis in die oberen Horizonte der ozeanischen Stratosphäre. Ein deutliches Sauerstoffminimum tritt bei 10° in Erscheinung. In seinem Kern, der zugleich die Untergrenze der ozeanischen Troposphäre darstellt, soll im folgenden die Nullfläche der Bewegung angenommen werden. Die charakteristische Beziehung zwischen dem

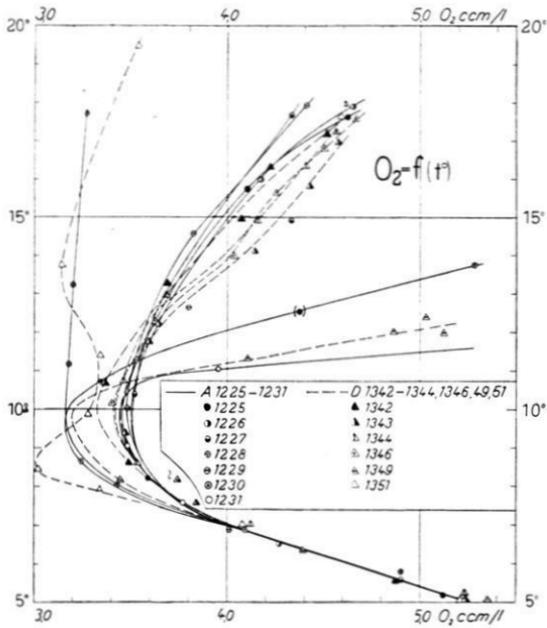


Fig. 1.

Beziehung Temperatur—Sauerstoff auf den Stationen der ozeanographischen Schnitte der „Atlantis“ (April 1932) und „Dana“ (Mai 1922) zwischen Chesapeake-Bucht und Bermuda

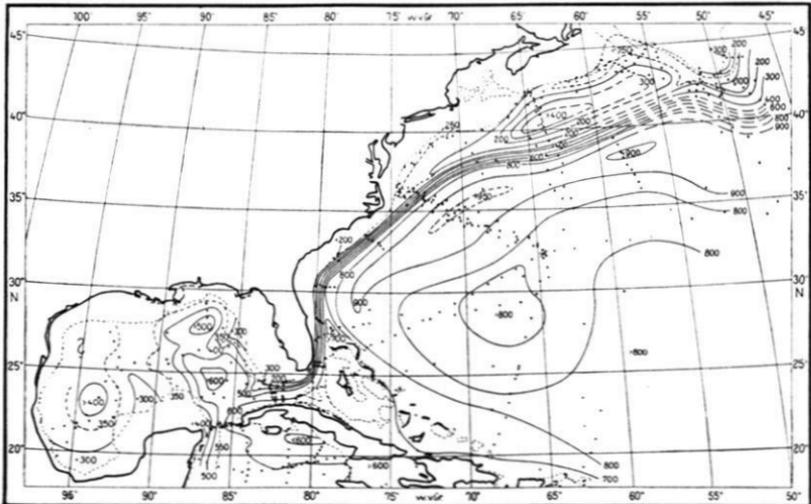


Fig. 2. Tiefenlage der „Nullfläche“ der Bewegung.  
(Tiefenlage des Sauerstoffminimums; Untergrenze der Troposphäre)

Temperatur- und dem Sauerstoffaufbau, die mit räumlich kleinen Ausnahmen im ganzen westlichen Nordatlantischen Ozean nachweisbar ist, ermöglicht es, die Nullfläche der Bewegung auch auf den zahlreichen ozeanographischen Stationen zu ermitteln, bei denen keine oder nur sehr weitabständige Sauerstoff-Beobachtungen vorliegen.

Die Ermittlung der Topographie der Nullfläche wurde auf den ganzen westlichen Nordatlantischen Ozean und den Golf von Mexiko ausgedehnt (Fig. 2). Insgesamt 496 Stationen, die von zehn verschiedenen Expeditionen seit dem

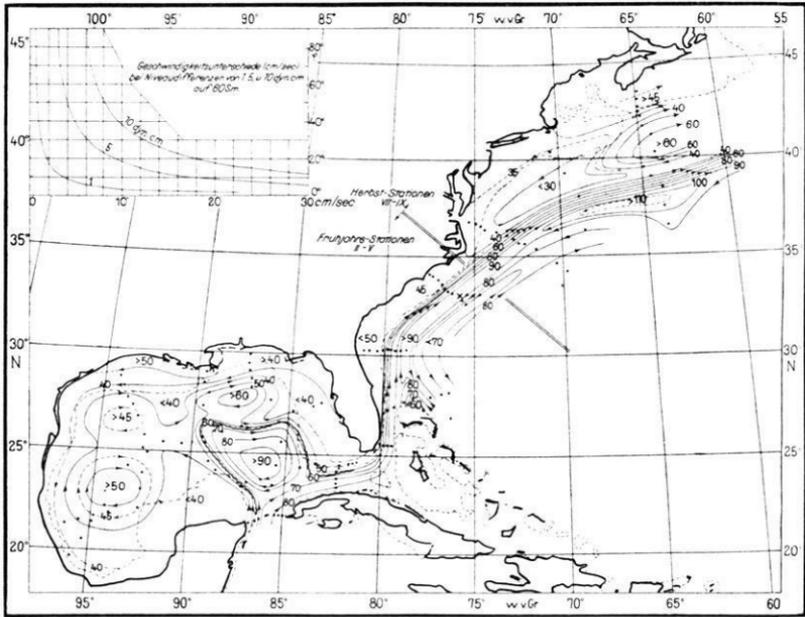


Fig. 3. Dynamische Topographie der Meeresoberfläche unter Vernachlässigung des atmosphärischen Druckfeldes (in dyn. cm; relativ zu „Atlantis“ 1640 (x) = 100 dyn. cm)

Jahre 1910 gesammelt wurden, liegen der Karte zugrunde. Es sei an dieser Darstellung vor allem auf die außerordentlich wechselnde Tiefenlage der Nullfläche hingewiesen, die im starken Gegensatz zu der bisher vorausgesetzten konstanten Tiefenlage steht. Von mehr als 950 m auf weniger als 150 m steigt die Nullfläche gegen den Kontinent steil an. Dieser Anstieg sowohl wie die regionalen Einwölbungen zwischen Kap Hatteras und der Neufundland-Bank und im Golf von Mexiko stehen in engem Zusammenhang mit der Hydrodynamik der oberen Schichten, auf die aber an dieser Stelle nicht weiter eingegangen werden kann.

Von der Nullfläche aufwärts wurde die dynamische Höhe der Oberfläche auf jeder einzelnen Station bestimmt. Es lag dabei der Ausdruck  $\varepsilon = \int_0^p \delta \delta p$

zugrunde. Dabei ist  $\delta$  die Anomalie des spezifischen Volumens in situ, also unter Berücksichtigung der Zusammendrückbarkeit des Wassers. Der nächste Schritt war die Kopplung der einzelnen dynamischen Höhen untereinander. Dabei wurde die wechselnde Tiefenlage der Nullfläche von Station zu Station berücksichtigt.

Das Ergebnis dieses ozeanographischen Nivellements im westlichen Nordatlantischen Ozean und im Golf von Mexiko stellt die dynamische Höhengschichtenkarte dar (Fig. 3). Als auffallendste Erscheinung tritt der steile Anstieg der Meeresoberfläche am Schelfrande gegen den offenen Ozean hervor, der sich auf rund 50 cm beläuft. Hydrodynamisch bemerkenswert sind weiter die Erhebungen im Golf von Mexiko und südlich von Neuschottland. Die dynamischen Isohypsen der Meeresoberfläche sind zugleich Stromlinien des reinen Gradientstromes unter Vernachlässigung von Reibung und Vermischung. Ihre Drängung ist ein Maß für die Geschwindigkeit.

Es ist hier nicht die Aufgabe, die hydrodynamischen Folgerungen zu diskutieren. Es gilt vielmehr, durch die Berücksichtigung des atmosphärischen Druckfeldes zu einer endgültigen Vorstellung der Topographie der Meeresoberfläche zu gelangen. Das Meer reagiert auf das äußere Druckfeld wie ein umgekehrtes Wasserbarometer. Hoher Luftdruck ist mit niedrigem Wasserstand, niedriger Luftdruck mit hohem Wasserstand verbunden. Der Berechnung der Wirkung des Luftdruckfeldes auf die Meeresoberfläche wird der statische Barometerfaktor — 13.2 zugrunde gelegt. Er besagt, daß einem Luftdruckfall von 1 mm Quecksilber ein Anstieg der Meeresoberfläche von 13.2 mm entspricht. Im offenen Ozean ist dieser theoretische Barometerfaktor angenähert erfüllt. Das beweisen die Untersuchungen der Japaner an kleinen pazifischen Inseln, nach denen sich für die Kurilen und die Bonin-Inseln im Mittel — 13.8 als Faktor ergab. An ausgedehnten Festlandküsten können dagegen infolge des Windstaus merkliche Abweichungen auftreten. Die beobachteten Barometerfaktoren liegen nach einer Reihe von Untersuchungen an deutschen, englischen, amerikanischen und japanischen Häfen zwischen — 7.0 für London und — 32.8 für Aberdeen. Das meteorologische Nivellement kann daher gerade an den Küsten bei der Unkenntnis der lokalen Barometerfaktoren nur eine rohe Vorstellung der Lage der Meeresoberfläche im Druckfeld der Atmosphäre geben.

Für einen Überblick des Anteils, den das atmosphärische Druckfeld an der Topographie der Meeresoberfläche im westlichen Nordatlantischen Ozean besitzt, wurde der Umrechnung des Luftdruckfeldes — 13.2 als Barometerfaktor zugrunde gelegt. Die Karte (Fig. 4) stützt sich dabei im Atlantischen Ozean auf die Darstellung des 25jährigen Jahresmittels des Luftdruckes 1881 bis 1905 von A. Defant. Von etwa 80° W beruht sie auf der Darstellung des 28jährigen Jahresmittels 1873 bis 1899 von F. H. Bigelow. Der schwache Anstieg von den Subtropen nach Norden und Süden erreicht selbst bei dem verhältnismäßig starken Anstieg im Golf von Mexiko kaum 10% des Gefälles, das auf Grund des ozeanographischen Nivellements bestimmt wurde. An der Küste ist die Wirkung des atmosphärischen Druckfeldes zwar ergiebiger, aber größtenteils bleibt sie auch

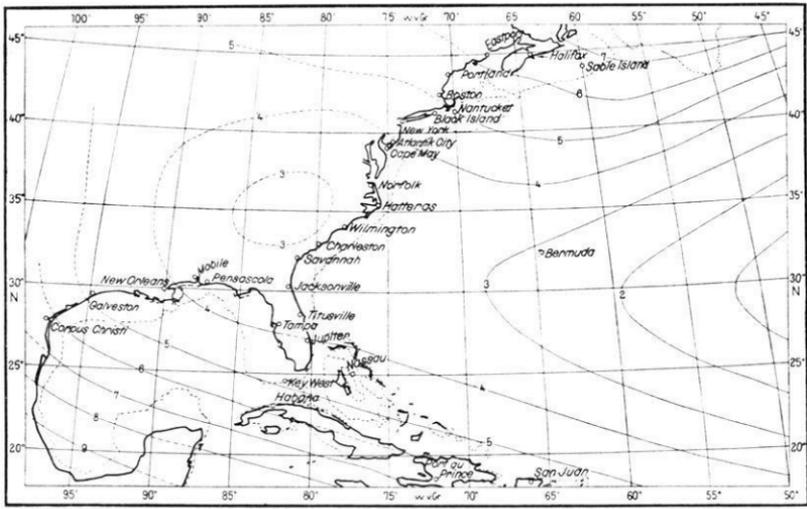


Fig. 4.

Topographie der Meeresoberfläche im mittleren jährlichen Luftdruckfeld 1873—1899  
(in cm, relativ zu 766.0 mm Hg = 0.0 cm, Barometerfaktor — 13.2)

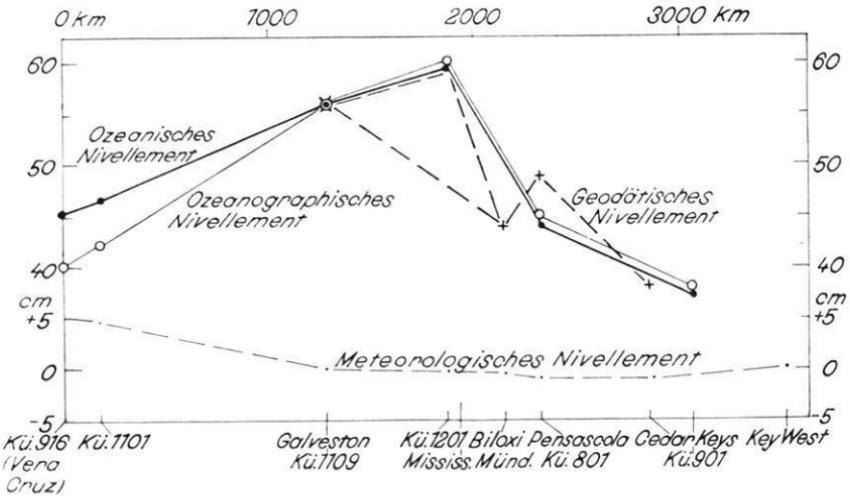


Fig. 5. Lage der Meeresoberfläche an der Küste des Golfs von Mexiko

dort hinter dem ozeanischen Druckfelde zurück. Wenn also die Genauigkeit des meteorologischen Nivellements an den Küsten unter der Unkenntnis der lokalen Barometerfaktoren leidet, so verliert dieser Mangel doch für die Berechnung der endgültigen Lage der Meeresoberfläche an Bedeutung, da das ozeanische Druckfeld überwiegend die Lage bestimmt.

Die hier wiedergegebenen Karten sind in diesem Falle als eine zusammenfassende Darstellung der Ergebnisse zu werten. Sie geben kaum eine Vorstellung über das vorliegende spezielle Problem, nämlich über die Lage der Meeresoberfläche längs der Süd- und Ostküste der Vereinigten Staaten, auf Grund des ozeanischen Nivellements. Diese Lagerungsverhältnisse der Meeresoberfläche und der Vergleich mit den Ergebnissen der geodätischen Feinnivellements sei im folgenden betrachtet.

Von der Golfküste liegen die Ergebnisse der Präzisionsnivellements des U. S. Coast and Geodetic Survey vor (Fig. 5). Es sind die eingemessenen Mittelwasserwerte von Galveston, Biloxi, Pensacola und Cedar Keys veröffentlicht. Um 18 cm fällt die Mittelwasserfläche von Galveston bis Cedar Keys ab, ein Wert, der nach den Angaben des amerikanischen Geodäten H. G. Avers außerhalb der Fehlergrenze liegt. In dem Diagramm gehen ozeanisches und geodätisches Nivellement von Galveston aus. Die Übereinstimmung in der Höhenlage der Meeresoberfläche, die noch in mehr als 1000 km Entfernung vom Ausgangspunkt erzielt wird, kann man wohl als befriedigend bezeichnen.

Auffallend ist die starke Aufragung der Meeresoberfläche bei dem Kilometer 1900, wie sie auf Grund des ozeanischen Nivellements bestimmt wurde. Geodätisch kann sie nicht belegt werden, da zur Zeit kein eingemessener Mittelwasserwert eines Küstenpegels aus diesem Gebiet vorliegt. Ozeanographisch ist diese Aufragung verständlich. Sie liegt an der Mississippi-Mündung und ist als Folgeerscheinung der Zufuhr leichten Flußwassers anzusehen. Bei statischem Gleichgewicht muß das leichte Flußwasser höher stehen gegenüber dem schwereren Golfwasser. Aus demselben Grunde muß das Ausbreitungsgebiet des Flußwassers als Aufwölbung hervortreten. Die Ausbreitung erfolgt beim Eintritt in den Ozean durch die Wirkung der ablenkenden Kraft der Erdrotation nach rechts, also westwärts der Mississippi-Mündung. Tatsächlich sind die Bedingungen, die an das Ausbreitungsgebiet geknüpft werden, in jeder Hinsicht erfüllt. *Erstens* erhebt sich das Gebiet westlich der Mündung deutlich um etwa 15 cm gegenüber dem östlich der Mündung. Bei enger gelegten ozeanographischen Schnitten würde dieser Abfall östlich der Mississippi-Mündung wahrscheinlich noch steiler werden. *Zweitens* läßt das ozeanographische Nivellement auf zwei Schnitten, einer östlich, der andere westlich der Mississippi-Mündung deutlich erkennen, wie die Aufwölbung westlich der Mündung nur auf einen schmalen Streifen beschränkt ist entsprechend der Ausbreitungszone des Flußwassers. Im Osten fehlt sie ganz. *Im ganzen ist die berechnete Lage der Meeresoberfläche an der Mississippi-Mündung ein Beispiel dafür, daß das ozeanische Nivellement bis zu einem gewissen Grade die geodätischen Feinnivellements ergänzen kann.*

Derselbe Vergleich zwischen den Ergebnissen des geodätischen und ozeanischen Nivellements läßt sich an der atlantischen Küste vornehmen (Fig. 6). Neun eingemessene Mittelwasserwerte von Küstenpegeln liegen vor, nach denen die Mittelwasserfläche von Süden nach Norden ansteigt. Die gemessene und berechnete Lage ist wieder auf Galveston bezogen. Wenn man beachtet, daß mehr als 3000 km

Küstenlinie vom geodätischen und ozeanischen Nivellement unabhängig voneinander überbrückt worden sind, dann muß die Übereinstimmung wenigstens im Süden, wo die Abweichungen zum Teil kaum 5 cm betragen, befriedigen. Im Norden allerdings treten bedeutende Unterschiede auf, die sich bis auf 20 cm belaufen. Da das atmosphärische Druckfeld nur einen unbedeutenden Einfluß hat — das beweist die Lage der Meeresoberfläche längs der atlantischen Küste auf Grund des meteorologischen Nivellements —, so müssen die Abweichungen im ozeanographischen Nivellement begründet sein.

Wenn man die Eigenarten des ozeanographischen Beobachtungsmaterials in den beiden Beispielen beachtet und zugleich die Besonderheiten der natürlichen

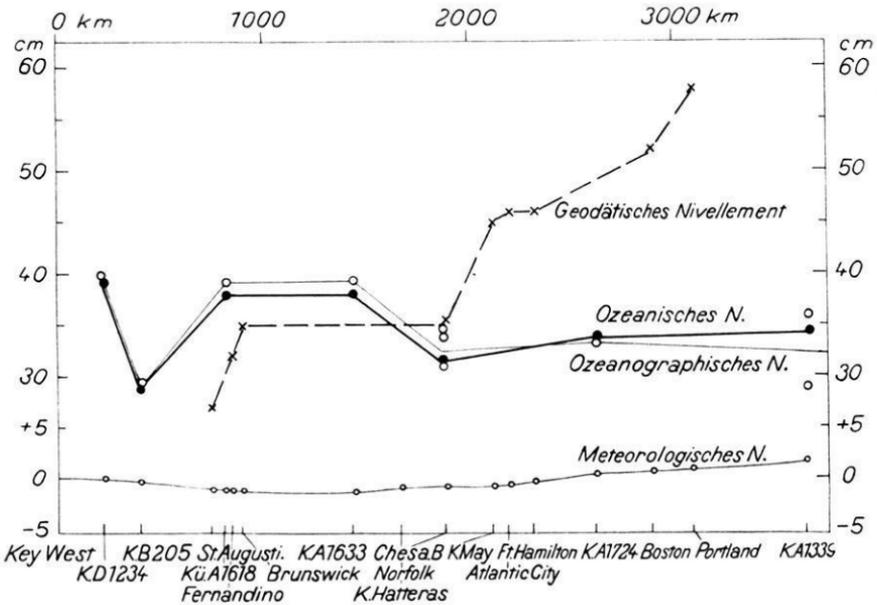


Fig. 6.  
Lage der Meeresoberfläche an der atlantischen Küste von U. S. A.

Verhältnisse berücksichtigt, dürften die beträchtlichen Abweichungen verständlich werden, ohne daß die methodischen Grundlagen des ozeanischen Nivellements in Frage gestellt sind. Die Beobachtungen, die den Berechnungen an der atlantischen Küste zugrunde liegen, weichen zeitlich stark voneinander ab. Sie stammen aus verschiedenen Jahren und aus verschiedenen Monaten. Demgegenüber stützt sich das ozeanographische Nivellement im Golf von Mexiko auf die Stationen der amerikanischen „Mabel Taylor“-Expedition, die innerhalb von sechs Wochen im Jahre 1932 gewonnen wurden. Das inhomogene Material an der atlantischen Küste kann zeitliche Abweichungen von verschiedenem Ursprung enthalten, die den mittleren Zustand der Lage der Meeresoberfläche empfindlich stören.

Solche Störungen sind:

1. der jährliche Gang der Höhe der Meeresoberfläche,
2. die Wirkung langanhaltender und
3. die Wirkung kurzer Pulsationen im ozeanischen Stromfeld auf die Lage der Meeresoberfläche.

Wir sind in der Lage, für das Gebiet an der Mündung der Chesapeake-Bucht eine Vorstellung über das Ausmaß des jährlichen Ganges abzuleiten (Fig. 7). Nach vier ozeanographischen Schnitten des amerikanischen Forschungsschiffes „Atlantis“ zwischen der Chesapeake-Bucht und Bermuda, die gleichmäßig über das Jahr 1932 verteilt sind, ergibt sich ein Gang, wie ihn die stark ausgezogene Linie darstellt. Die Amplitude beträgt 12 cm. Der Gang steht in guter Überein-

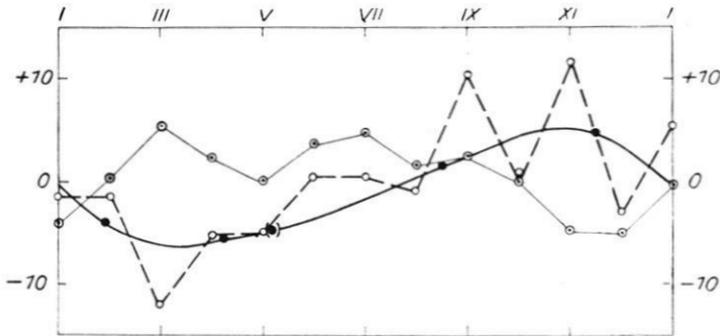


Fig. 7.

Gang der Meeresoberfläche im Jahre 1932 an der Chesapeake-Bucht.

- Nach dem ozeanographischen Nivellement auf Grund von vier „Atlantis“-Schnitten
- Nach dem mittleren monatlichen Luftdruckgang von Norfolk (Barometerfaktor = -13.2)
- Nach den mittleren monatlichen Wasserständen von Atlantic City

stimmung zu dem Gang der monatlichen Mittelwasserwerte von Atlantic City. Weniger gut paßt der Gang auf Grund der mittleren monatlichen Luftdruckwerte von Norfolk in das Bild hinein. Vermutlich ist der Barometerfaktor von -13.2 zu hoch.

Die Wirkung langanhaltender Pulsationen im Golfstrom zeigt die Fig. 8. Nach den mittleren monatlichen Wasserständen an zwei atlantischen Häfen liegt der Wasserspiegel im Jahre 1933 bis zum November rund 0.30 Fuß, also etwa 10 cm über dem im Jahre 1932. Als Beweis dafür, daß diese Abweichungen tatsächlich im Zusammenhang mit dem ozeanischen Druckfeld stehen, können die Anomalienkarten der Oberflächentemperaturen für den Herbst derselben beiden Jahre 1932 und 1933 von W. F. Mc Donald angeführt werden. Danach lagen die Oberflächentemperaturen im Herbst 1933 eindeutig über denen des Vorjahres. Die höheren Temperaturen des Jahres 1933 sind mit geringerer Dichte des Wassers, und das bedeutet mit höherem Wasserstand gegenüber 1932 verknüpft.

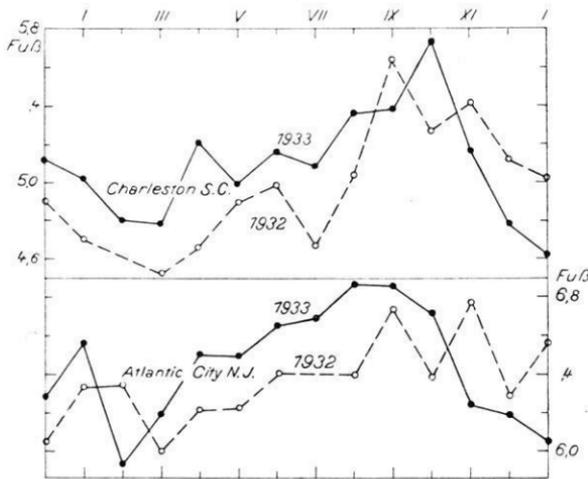


Fig. 8. Mittlere monatliche Wasserstände (in Fuß) von Charleston und Atlantic City 1932 und 1933

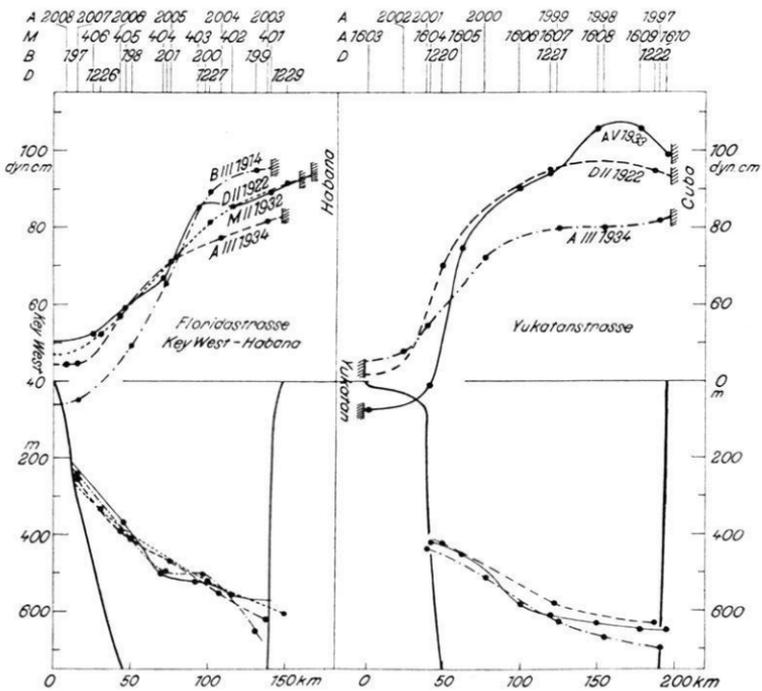


Fig. 9. Lage der Meeresoberfläche in der Florida- und Yukatanstraße, bestimmt mit dem ozeanographischen Nivellement auf Grund von Wiederholungsschnitten.

(A „Atlantis“, B „Bache“, D „Dana“, M „Mabel Taylor“)

Das Ausmaß der Schwankungen infolge kurzer Pulsationen im Golfstrom läßt sich bisher nicht eindeutig klären. Aus der Fig. 9 sind die Schwankungen an der Küste von Florida nach vier ozeanographischen Schnitten zu entnehmen. Sämtliche Schnitte stammen aus den Monaten Februar und März, aber aus verschiedenen Jahren. Die Extreme der Schwankungen an der Küste von Florida erreichen 15 cm. Aus Argumenten des Aufbaus kann man annehmen, daß zum mindesten die Wirkung kurzer Pulsationen des Florida- bzw. Yucatanstromes an diesen Schwankungen neben langanhaltenden beteiligt ist. Das Ausmaß der Wasserstandsschwankungen infolge kurzer Pulsationen wird vermutlich 10 cm erreichen.

Die Größenordnung der drei Störungsfaktoren: des jährlichen Ganges, der langanhaltenden und der kurzen Pulsationen dürfte nach den rohen Schätzungen ungefähr die gleiche sein, minimal etwa 10 cm. Unsere Differenz zwischen den Ergebnissen des ozeanischen und geodätischen Nivellements an der atlantischen Küste von etwa 20 cm bleibt demnach innerhalb der möglichen Abweichung von 30 cm.

Den berechneten Lagen der Meeresoberfläche auf Grund der mehrmals wiederholten Schnitte in der Floridastraße zwischen Kuba und Florida und in der Yucatanstraße (Fig. 9) kann an dieser Stelle ein weiteres Ergebnis entnommen werden. *Im Mittel liegt die Meeresoberfläche an der Küste von Kuba etwa 45 cm über der des amerikanischen Kontinents. Damit ist die Höhenlage von Kuba mit dem ozeanographischen Nivellement an das Festland angeschlossen, was auf geodätischem Wege unmöglich ist.*

Abschließend seien die Grundvoraussetzungen zusammengefaßt, die erfüllt sein müssen, damit das ozeanische Nivellement auch geodätisch brauchbare Ergebnisse liefern kann.

1. Es muß ein möglichst gleichzeitiges ozeanographisches Beobachtungsmaterial den Berechnungen zugrunde liegen, das zum mindesten in wenigen Wochen gesammelt wurde.

2. An der betreffenden Küste dürfen keine starken Gradientenströme vorhanden sein, oder es muß das ozeanographische Beobachtungsmaterial so vollständig sein, daß auch die kurzen Pulsationen, die auf einer langen Küstenstrecke selbst in einem gleichzeitig gewonnenen Material enthalten sind, eliminiert werden können.

Sind diese beiden Voraussetzungen erfüllt, dann kann nach den vorliegenden Ergebnissen das ozeanische Nivellement einen gewissen Ersatz für ein geodätisches Küsten-Feinnivellement liefern. Die gegenseitige Ergänzung der Nivellements verspricht nach den beiden Beispielen an der Golfküste und der atlantischen Küste durchaus fruchtbar zu sein.

Über diese Möglichkeiten hinaus erlaubt das ozeanische Nivellement in bestimmten Fällen Höhenunterschiede zu ermitteln, in denen das geodätische Nivellement naturgemäß versagen muß, nämlich beim Übergang über Meeresstraßen und Ozeane. Der höhenmäßige Anschluß von Kuba an das Festland ist ein Beispiel für diese Möglichkeit.

---