

## Werk

**Jahr:** 1926

**Kollektion:** fid.geo

**Signatur:** 8 GEOGR PHYS 203:2

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

**Werk Id:** PPN101433392X\_0002

**PURL:** [http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X\\_0002](http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X_0002)

**LOG Id:** LOG\_0025

**LOG Titel:** Die Erklärung der äußeren Hörbarkeitszone

**LOG Typ:** article

## 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 these 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)

## Die Erklärung der äußeren Hörbarkeitszone.

Von Rudolf Meyer in Riga.

Der Widerspruch zwischen der Wasserstoffhypothese und den Ergebnissen der Polarlichtforschung, noch mehr aber die theoretische Anfechtbarkeit der Lehre vom Diffusionsgleichgewicht der Atmosphäre, nötigen in höherem Maße als andere Einwände dazu, ein neues Erklärungsprinzip für die Reflexion der Schallwellen in großer Höhe zu suchen. Es erweist sich, daß die vermutlich starke Beeinflussung der höheren Atmosphäre durch Strahlen hier nicht ohne Bedeutung sein kann, als ausschlaggebend aber wurde die erhöhte Geschwindigkeit der Wellen von endlicher Schwingungsweite gefunden (in Übereinstimmung mit der neuesten Annahme von A. Wegener). Prinzipielle Bedenken lassen sich widerlegen, besonders durch die Ergebnisse physikalischer Versuche, denen zufolge unter verwandten Bedingungen eine Steigerung der Schwingungsweite von Schallwellen bis zur Erreichung von Überschallgeschwindigkeiten möglich ist. Näherungsberechnungen lassen erkennen, daß diese Grundlage für eine Erklärung der äußeren Hörbarkeitszone geeignet ist; ob sie allein ausreicht, kann bei unserer Unkenntnis des genaueren Zusammenhanges zwischen Schwingungsweite und Geschwindigkeit der Welle nicht mit Bestimmtheit gesagt werden.

Vor etwas mehr als einem Jahre suchte ich, unbefriedigt durch die bis dahin bekannt gewordenen Theorien der äußeren Hörbarkeitszone, nach einer neuen Erklärung, und fand eine solche in der starken Ionisierung der höheren Atmosphäre, vor allem aber in der Überschallgeschwindigkeit der Wellen mit endlicher Schwingungsweite, worüber ich am 17. November 1924 im Naturforscher-Verein zu Riga<sup>8)</sup> und vor wenigen Monaten ein zweites Mal in einem kleineren Kreise berichtete. Leider sind die Sitzungsprotokolle des genannten Vereins noch nicht veröffentlicht worden. Mittlerweile hat auch A. Wegener in Heft 7 dieser Zeitschrift die erhöhte Geschwindigkeit solcher Wellen als mögliche Grundlage zur Erklärung der äußeren Hörbarkeitszone genannt<sup>19)</sup>. Es fällt damit die Veranlassung, mein bereitliegendes Manuskript vollständig zu veröffentlichen, fort; es deckt sich in manchen Teilen mit den Ausführungen Wegeners und wird in anderen, besonders in der Reichhaltigkeit des sorgfältig gesammelten Beobachtungsmaterials, von ihnen weit übertroffen. Einige Teile meiner Arbeit dürfen aber wohl noch jetzt als Ergänzungen zu den kurzen Mitteilungen in dem Aufsatz von Wegener Berücksichtigung verdienen; es sollen daher die entsprechenden Abschnitte mit nur geringen Änderungen hier veröffentlicht werden, die übrigen Teile aber fortgelassen oder, um den Zusammenhang nicht zu zerreißen, auf das äußerste gekürzt wiedergegeben werden.

Gegen die Wasserstoffhypothese, die einzige Grundlage, auf der sich eine mit den akustischen Beobachtungstatsachen vereinbare Theorie der äußeren Hörbarkeitszone errichten ließ, sind Einwände erhoben worden, über die Wegener in Abschnitt 7 c seines Aufsatzes genauer spricht. Hier soll nur folgendes hinzugefügt werden.

Daß die Dämmerung bei einer Höhe der unmittelbar beleuchteten Schicht von rund 70 km verblaßt, braucht nicht gerade auf Wasserstoff oberhalb dieser Grenze zurückgeführt zu werden. Diese Erscheinung kann vielleicht sogar bei

durchweg gleichartiger Zusammensetzung der Atmosphäre eintreten: die meteorologische Optik von heute kann es nicht beweisen, läßt aber die Möglichkeit und sogar die Wahrscheinlichkeit bestehen, daß die Intensität des zur Erde reflektierten Lichtes als Funktion der Höhe der reflektierenden Schicht bei einer bestimmten Höhe einen besonders schnellen, dem Auge bemerklichen Abfall zeigen muß.

Der Widerspruch zwischen Vegards Spektraluntersuchungen des Polarlichtes und der Wasserstoffhypothese wird dadurch nicht gemildert, daß Cario<sup>2)</sup> und Mc. Lennan<sup>7)</sup> das Spektrum anders deuten, denn sie tun es keineswegs zugunsten der Wasserstoffhypothese. Vegards Theorie wird vielfach mehr angezweifelt (auch von mir) als widerlegt und ist deshalb, wenigstens vorläufig, bei objektivem Urteil, als ein Argument gegen die Wasserstoffhypothese anzusehen; vielleicht würde es auch weniger Zweifler an der befremdlichen Auffassung Vegards geben, wenn es bekannter wäre, daß schon A. Ritter<sup>10)</sup> und Goldhammer<sup>8)</sup> die Frage des Gefrierens atmosphärischer Gase in großer Höhe untersucht haben.

Es glaubt niemand mehr ernstlich, daß die Gase innerhalb der Troposphäre sich als selbständige Atmosphären nach ihrem Molekulargewicht anordnen, weil hier eine zu starke vertikale Durchmischung stattfindet. Humphreys<sup>4)</sup> verlegt deshalb den Ausgangspunkt zur Berechnung der Luftzusammensetzung an die obere Grenze der Troposphäre. Der Stratosphäre aber schreibt man nur horizontale und keine vertikalen Strömungen zu, und hält ein Diffusionsgleichgewicht in ihr für möglich. Eigentlich stützen aber bloß zwei Tatsachen diese Auffassung von der Stratosphäre: der geringe Wert des Temperaturgradienten in dem (äußerst kleinen) erforschten Teil der Stratosphäre und das Fehlen einer Wasserdampfkondensation. A. Wegener<sup>18)</sup> hat übrigens neuerdings die Vermutung ausgesprochen, daß die „leuchtenden Nachtwolken“ Cirren einer Hochtroposphäre sein könnten, daß also reichlicher Wasserdampf und eine merkliche Vertikalbewegung in großen Höhen anzunehmen ist. Auf jeden Fall ist es durchaus nicht bewiesen, daß Vertikalbewegungen in der Stratosphäre ganz fehlen, ja, man muß annehmen, daß sie wohl stattfinden; aus dem Vorhandensein der verschiedenartigen horizontalen Strömungen, die zum Teil mit großer Geschwindigkeit erfolgen, kann doch wohl nur geschlossen werden, daß auch vertikale Verschiebungen irgendwelcher Art vorkommen, wenn diese auch nicht gerade durch überadiabatische Gradienten zu entstehen brauchen: woher sollten die horizontalen Strömungen sonst ihre Energie beziehen? Und weiter müssen die Horizontalströmungen wieder vertikale Bewegungen, Wellen und Wirbel zur Folge haben.

Durch Rechnung läßt sich nachweisen, daß schon eine Durchmischung von viel geringerer Größenordnung als in der Troposphäre genügt, um der sehr langsam wirkenden Diffusion so weit entgegenzuarbeiten, daß die Zusammensetzung der Luft bis zu sehr großen Höhen fast genau gleichartig bleibt. Tatsächlich hat ja W. Schmidt<sup>11)</sup> schon in seiner ersten Arbeit über den Massenaustausch diese Folgerung gezogen und genügend betont. Selbst bei einem ganz geringen vertikalen Austausch muß, wenn keine anderen Faktoren mitspielen, die Änderung der Luftzusammensetzung mit der Höhe unvergleichlich viel langsamer erfolgen als nach den Berechnungen von Wegener und Humphreys.

Überraschenderweise scheint Wegener diesen Einwand nicht zu kennen; er geht auch in seinem letzten Aufsatz an diesem wichtigsten, weil die wesentlichen Grundlagen der Wasserstoffhypothese verneinenden, Einwände vorüber und schreibt nach Aufzählung einiger anderer Gegenstände: „Weitere Einwände von Bedeutung sind nicht bekannt.“ Ebenso wenig erwähnt er bei dieser Gelegenheit die Arbeiten von Vegard.

Wenn nun die auf das Diffusionsgleichgewicht begründete Wasserstoffhypothese ganz unhaltbar erscheint, muß nach einer neuen Erklärung für die Reflexion der Schallstrahlen in großer Höhe gesucht werden.

Auf die von Lindemann, Dobson<sup>W46)</sup> und Whipple<sup>W47)</sup> vorausgesetzte hohe Temperatur der oberen Atmosphärenschichten braucht nach der Kritik von Vegard<sup>16)</sup> und Wegener<sup>18)</sup> wohl nicht mehr eingegangen zu werden.

Wiechert<sup>W33)</sup> hat die Meinung ausgesprochen, daß unabhängig vom Diffusionsgleichgewicht viel Wasserstoff in großer Höhe vorhanden sein kann, indem der Wasserdampf durch Strahlen in seine Teile gespalten wird. Es will mir scheinen, daß keine Veranlassung dazu vorliegt, eine Dissoziation allein des Wasserdampfs anzunehmen, daß vielmehr andere Bestandteile der Atmosphäre (darunter auch die einfachen Gase) einer Dissoziation unterliegen, wodurch eine Verminderung des Molekulargewichts bedingt wird.

Ein Beitrag zu dieser Frage ist von W. Küpper<sup>5)</sup> geliefert worden; er hat experimentell nachgewiesen, daß die Schallgeschwindigkeit in der Luft durch Röntgenbestrahlung um 1.6 Proz. gesteigert werden kann. Es wäre nicht ausgeschlossen, daß die ultravioletten Strahlen der Sonne, vielleicht auch  $\gamma$ -Strahlen, eine noch stärkere Wirkung hervorrufen, als sie Küpper bei seinen Versuchen erreichte. Er sieht die Erhöhung der Schallgeschwindigkeit nicht als eine Folge einer tatsächlichen Dissoziation eines Teiles der Moleküle an, sondern als Folge einer allgemeinen Annäherung aller Gasmoleküle an den einatomigen Zustand und einer daher stammenden Erhöhung des Verhältnisses der spezifischen Wärmen. Selbst im theoretischen Grenzfall, d. h. bei vollkommener Umwandlung der Luft in ein einatomiges Gas, kann die Steigerung der Schallgeschwindigkeit auf dieser Grundlage nur 9 Proz. betragen. Dagegen wird die Möglichkeit einer Erhöhung der Schallgeschwindigkeit nur durch Verringerung der Dichte eines dissoziierten Gases von Küpper nicht anerkannt, weil sich nur ein zu geringer Bruchteil aller Moleküle in diesem Zustand befinden dürfte.

Ohne Kenntnis der in großer Höhe herrschenden Strahlungen ist die Entscheidung der Frage, in welchem Maße die auf diese Weise hervorgerufene Dissoziation und die daraus folgende Steigerung des Verhältnisses der spezifischen Wärmen und Abnahme des Molekulargewichts zu einer Erhöhung der Schallgeschwindigkeit beitragen, nicht recht möglich; doch wird man annehmen dürfen, daß die Reflexion des Schalles hierdurch begünstigt wird.

Wenn man sich vorzustellen sucht, was mit ebenen Schallwellen von bestimmter Intensität ( $J$ ) geschieht, wenn diese ohne Absorption in einem Mittel von stetig abnehmender Dichte ( $\delta$ ) vordringen, so findet man, daß nach der Formel für die Intensität des Schalles  $J = 2\pi^2 N^2 a^2 \delta v$  zum mindesten der Wert einer der Größen  $a$  (Schwingungsweite),  $v$  (Geschwindigkeit) oder  $N$  (Schwin-

gungszahl) steigen muß. Naturgemäß ist es, eine Vergrößerung von  $a$  vorauszusetzen, doch findet diese eine absolute obere Grenze in der halben Länge der Longitudinalwelle; es muß also bei größerer Abnahme der Dichte auch die Schallgeschwindigkeit oder die Schwingungszahl steigen; das letztere ist äußerst unwahrscheinlich, während eine „Überschallgeschwindigkeit“ von Wellen großer Schwingungsweite längst bekannt ist. Wir werden also zu dem Ergebnis geführt, daß die Geschwindigkeit von Schallstrahlen, die in hohe Atmosphärenschichten vordringen, gesteigert wird, wodurch bei nicht ganz genau senkrechten Strahlen eine Krümmung nach unten und schließlich eine „Reflexion“ hervorgerufen werden kann.

Diese allgemeinen Überlegungen sind wohl nur insofern anfechtbar, als ein strenger Beweis dafür, daß die Schwingungszahl nicht steigen kann, fehlt.

Dagegen ist die Frage, ob eine ebene Welle unter den genannten Voraussetzungen beim Vordringen in ein stetig dünner werdendes Mittel eine konstante Energie oder eine konstante Schwingungsweite behält, durch die von Wegener genannten Arbeiten beantwortet worden<sup>W 55, 56</sup>): nicht die Schwingungsweite, sondern die Energie bleibt konstant. Hier soll nur daran erinnert werden, daß genau dasselbe Problem auf optischem Gebiete von Seeliger<sup>12</sup>) (gegen Aug. Schmidt) ebenfalls im Sinne der Erhaltung der Wellenenergie und der Vergrößerung der Schwingungsweite entschieden worden ist. Eigentlich genügt es schon, an den umgekehrten Vorgang, den Übergang in ein stetig dichter werdendes Mittel, zu denken, um zu erkennen, daß bei solchen stetigen Übergängen nicht die Schwingungsweiten, sondern die Energien konstant bleiben müssen, denn sonst würde im letztgenannten Fall eine Energievermehrung eintreten.

Es ist nicht von Belang, daß Stoletow<sup>13</sup>) bei sehr geringen Drucken eine verminderte Schallgeschwindigkeit gefunden hat, da es sich bei seinen Versuchen um Wellen von geringer Schwingungsweite handelte.

Von der im bejahenden Sinne entschiedenen Frage, ob beim Übergang in ein stetig dünner werdendes Mittel die Schwingungsweite einer Welle gesteigert werden kann, ist die andere Frage, ob diese Steigerung zu merklichen Überschallgeschwindigkeiten führen kann, zu trennen. Nach Tumlirz<sup>14</sup>) und anderen können sich Stoßwellen nicht ungestört ausbreiten; sie senden nach rückwärts Wellen von geringerer Schwingungsweite aus und verbrauchen dabei ihre Energie. Darum bedarf die Annahme, daß die Schwingungsweite bei abnehmender Dichte der Luft bis zur Bildung einer Riemannschen Stoßwelle steigen kann, einer sorgfältigen theoretischen und experimentellen Prüfung.

Theoretisch läßt sich zurzeit wohl nur folgendes sagen. Da der Zerfall der Riemannschen Welle mit ihrer vergrößerten Fortpflanzungsgeschwindigkeit in ursächlichem Zusammenhang steht, kann nicht wohl von einem Zerfall die Rede sein, wenn man die vergrößerte Geschwindigkeit nicht anerkennen will. Diese muß zustande kommen. Doch liegt es nahe anzunehmen, daß die Steigerung der Geschwindigkeit durch den genannten Vorgang, wenn er eintreten sollte, aufgehalten wird, und daß die Bedingungen für eine Reflexion der Schallwellen in großer Höhe dadurch in einer nicht übersehbaren Weise beeinflußt werden.

Eine experimentelle Prüfung der Frage, ob bei stetig abnehmender Dichte der Luft tatsächlich eine Vergrößerung der Schallgeschwindigkeit stattfindet, ist kaum direkt durchzuführen. Doch kann eine verwandte Erscheinung, die Steigerung der Schwingungsweite in einem konvergenten Schallstrahlenbündel und die daraus folgende Erhöhung der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle, mit Hilfe der Schlierenmethode untersucht werden. Auf die Analogie zwischen der zum Zentrum fortschreitenden Kugelwelle und der nach geringerem Luftdruck fortschreitenden ebenen Welle hat schon Wegener<sup>W 65)</sup> hingewiesen. Die Geschwindigkeitsmessungen solcher Wellen werden vermutlich große aber nicht unüberwindliche Schwierigkeiten bereiten: die zur Erzeugung benutzten Funkenentladungen lassen sich schwer mit genügender Gleichartigkeit wiederholen. Es liegen aber auch schon Versuche vor, die das erwartete Ergebnis qualitativ bestätigen: die in Abb. 2 zum „Beitrag zur Erklärung der langen Dauer und der mehrfachen Schläge des Donners“ von Fr. Trey<sup>15)</sup> wiedergegebene Photographie zeigt bei sorgfältiger Prüfung, daß der Schnittpunkt zweier Wellen, wo gleiche Phasen sich summieren, eine etwas größere Geschwindigkeit als benachbarte Wellenteile besitzt: die größere, durch Interferenz entstandene Schwingungsweite bedingt eine größere Geschwindigkeit. Über ähnliche bemerkenswerte Versuche schreibt Mach<sup>6)</sup>: „Die größere Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Koinzidenzstelle beider Wellen läßt sich auch direkt nachweisen... Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit an der Koinzidenzstelle ist also größer.“ Und an anderer Stelle finden wir folgendes: „Die Explosionswellen sind jedenfalls von viel allgemeinerer Bedeutung, als man auf den ersten Blick zu glauben geneigt ist. Jede Schallwelle hat mehr oder weniger die Eigenschaft einer Explosionswelle. Besonders aber, wenn gewöhnliche Schallwellen durch gewisse Umstände konzentriert werden, können sie sich in ihrem Verhalten auffallend den Explosionswellen nähern. Wenn man, wie Prof. Dvorak getan hat, vor eine tönende Kundtsche Röhre einen Trichter mit einer kleinen Öffnung bringt, so kann man durch die herausgeschleuderte Luft ein Licht in der Distanz von einigen Zentimetern löschen. Die Welle der Kundtschen Röhre verhält sich, von der weiten gegen die enge Seite des Trichters laufend, ähnlich wie eine Kugelwelle, die sich auf einen Punkt zurückzieht, statt sich auszudehnen; sie nimmt hierbei den Charakter einer Explosionswelle an.“

Damit ist die Möglichkeit der Verwandlung einer gewöhnlichen Schallwelle in eine solche von großer Schwingungsweite und gesteigerter Geschwindigkeit experimentell nachgewiesen, und man muß eine solche Möglichkeit auch für den verwandten Fall der Ausbreitung einer Schallwelle in ein stetig dünner werdendes Mittel als gesichert ansehen.

Eine weitere Frage ist es, ob bei der Ausbreitung einer Explosionswelle in unserer Atmosphäre die zur Entstehung von Wellen mit Überschallgeschwindigkeit und zur Reflexion notwendigen praktischen Bedingungen in höheren Atmosphärenschichten gegeben sind, und ob sie quantitativ mit den Beobachtungsergebnissen übereinstimmen. Die erwartete Reflexion braucht gar nicht stattzufinden, wenn durch Divergenz der Strahlen oder durch Dämpfung eine Verminderung der Schwingungsweite erfolgt, die schneller vor sich geht als die Vergrößerung durch

die abnehmende Luftdichte, oder wenn die Krümmung und Reflexion aus anderen Gründen (Wind, Temperatur, Änderung des Molekulargewichts usw.) eintritt, ehe die erforderliche Schwingungsweite erreicht ist.

Demnach ist es nicht ohne weiteres ersichtlich, ob die Steigerung der Schwingungsweite bis zu Werten, die eine Überschallgeschwindigkeit nach sich ziehen, tatsächlich in der Atmosphäre stattfindet. Im allgemeinen wird in den unteren Schichten der Atmosphäre, d. h. in der Nähe der Schallquelle, die Divergenz zu groß sein, in großer Höhe aber, wo die Divergenz klein ist, wird wiederum die Dämpfung groß sein. Am günstigsten liegen die Verhältnisse offenbar für Wellen, deren Intensität von vornherein sehr groß ist.

Eine Berechnung ist nur in ganz allgemeinen Zügen möglich, und auch da kommt man nicht ohne ergänzende Voraussetzungen aus.

Die Energie einer Welle ist gleich

$$\frac{2 \pi^2 a^2 m}{T^2}$$

wo  $a$  die Schwingungsweite,  $T$  die Schwingungsdauer und  $m$  die in Bewegung versetzte Masse bedeutet\*). Die Masse  $m$  ist wieder gleich der Oberfläche der Welle, multipliziert mit der Wellenlänge ( $\lambda$ ) und der Dichte des schwingenden Mittels ( $\delta$ ). Bezeichnet man mit  $J$  die auf die Flächeneinheit entfallende Energie, so findet man unter der Annahme kugelförmiger Wellen das Verhältnis der Intensitäten  $J$  und  $J_1$  in den Entfernungen  $r$  und  $r_1$  gleich

$$\frac{J}{J_1} = \frac{a^2 \delta v}{a_1^2 \delta_1 v_1} = \frac{r_1^2}{r^2}$$

Hieraus findet man

$$a = a_1 \frac{r_1}{r} \sqrt{\frac{\delta_1 v_1}{\delta v}}$$

Ersetzt man  $v$  durch den Ausdruck  $\sqrt{\kappa \frac{p}{\delta}}$ , weiter  $\delta$  durch

$$\frac{\delta_0 p}{(1 + \alpha t) p_0}$$

und  $v_1$  und  $\delta_1$  durch entsprechende Ausdrücke, so ergibt sich bei  $t = t_1$

$$a = a_1 \frac{r_1}{r} \sqrt{\frac{p_1}{p}}$$

Dabei wird vorausgesetzt, daß die Schwingungsdauer  $T$  konstant bleibt, was auch im Falle der reflektierten Explosionswelle durch die Beobachtungen eine Bestätigung zu finden scheint, und daß die Schallgeschwindigkeit nach der Laplaceschen Formel berechnet werden darf. Unter diesen Bedingungen erlangt die Schwingungsweite einer kugelförmigen Welle in der Entfernung  $r$  von der

\*) Diese Betrachtungen gelten nicht ohne weiteres für Stoßwellen; sie brauchen hier auch nur auf dem Teile der Schallbahn angewandt zu werden, wo die Welle einen normalen, nicht einen Explosionscharakter hat.

Schallquelle wieder denselben Wert, den sie in der Einheit der Entfernung  $r_1$  besaß, wenn  $p/p_1 = r_1^2/r^2$ .

Will man diese Betrachtungen auf Explosionswellen in der Atmosphäre anwenden, um zu schätzen, in welcher Höhe über dem Erdboden eine Reflexion durch Überschallgeschwindigkeit stattfinden kann, so ist zunächst die Ausdehnung des den Explosionsherd unmittelbar umgebenden Gebietes der Überschallgeschwindigkeit festzustellen. F. Ritter<sup>36)</sup> hat kürzlich gezeigt, daß das Schallzentrum nicht, wie bisher angenommen wurde, auf der Sprengstelle zu suchen ist, sondern über ihr in der Luft, und daß im Zusammenhang hiermit aus rein geometrischen Gründen an der Erdoberfläche eine erhöhte Geschwindigkeit vorgetäuscht wird; eine tatsächliche Überschallgeschwindigkeit wird danach nur bis zu Entfernungen von 250 m anzunehmen sein.

Eine genaue Berechnung der Höhe, in welcher die Reflexion stattfinden kann, ist gegenwärtig nicht möglich. Riemanns Untersuchung<sup>9)</sup> „macht nicht darauf Anspruch, der experimentellen Forschung nützliche Ergebnisse zu liefern; der Verfasser wünscht sie nur als einen Beitrag zur Theorie der nicht linearen partiellen Differentialgleichungen betrachtet zu sehen“. Er äußert auch noch besonders: „An eine Anwendung auf die Meteorologie ist wohl nicht zu denken.“ Aber 40 Jahre später leitete W. Wolff<sup>20)</sup> auf der von Riemann geschaffenen Grundlage eine Näherungsformel für den Zusammenhang zwischen Wellengeschwindigkeit und Entfernung von der Schallquelle ab, die durch Versuche gut bestätigt wurde. Diese Formel ließ sich unter plausiblen Voraussetzungen leicht so umgestalten, daß sie auf unser Problem anwendbar wurde und zu ganz bestimmten Ergebnissen führte. Da aber aus den erwähnten sehr beachtenswerten Betrachtungen von Ritter hervorgeht, daß auch Wolff bloß die scheinbare Überschallgeschwindigkeit gemessen hat, müssen diese Ergebnisse als irrtümlich beiseitegelassen werden, und sogar die Wolffsche Formel wird, da ihre Bestätigung durch den Versuch fortfällt, unsicher.

Die Auffassung Ritters, wonach „etwa im Sprengherd selbst“ verspätet eine Nebenwelle entsteht, ist physikalisch noch nicht begründet worden, und die anschließenden Berechnungen sind nicht geeignet, die Grundlage zur Aufstellung einer neuen Formel als Ersatz für die von Wolff zu bieten.

Diese Lage der Dinge zwingt uns vorläufig anzunehmen, daß die Überschallgeschwindigkeit ausschließlich eine Funktion der Schwingungsweite ist, und daß die Steigerung der Wellengeschwindigkeit in der höheren Atmosphäre genau bei derselben Schwingungsweite beginnt, bei der die Überschallgeschwindigkeit in der Nähe des Sprengherdes aufhört. Nach dem oben Ausgeführten wird diese Schwingungsweite bei einem Druck erreicht, der sich nach folgender Formel finden läßt:

$$p = p_1 \frac{r_1^2}{r^2}$$

Hier muß  $r_1$  nach Ritter rund 250 m sein, und  $p_1$  kann als Druck nahe der Erdoberfläche gleich 760 mm gesetzt werden.

Weiter muß der Luftdruck für große Höhen unter der Annahme einer gleichbleibenden Zusammensetzung der Atmosphäre berechnet werden. Für die



Höhen bis zu 16 km wurden die von Wagner<sup>17)</sup> für Mitteleuropa gegebenen Werte des Druckes und der Temperatur benutzt, und darüber eine lineare Abnahme der Temperatur bis zu Höhen von 80 km vorausgesetzt, wo [in Anlehnung an A. Wegener<sup>18)</sup>] im Sommer eine Temperatur von  $-100^{\circ}$ , im Winter eine solche von  $-110^{\circ}$  vorausgesetzt wurde. Man findet folgende Werte des Luftdruckes:

Höhe . . . . .	20	30	40	50	60	70	80 km
Druck, Sommer . . .	43.8	8.94	1.73	0.312	0.053	0.0084	0.0012 mm
„ Winter . . . . .	39.0	7.48	1.34	0.224	0.035	0.0049	0.0006 „

Auf Logarithmenpapier gezeichnet, streckt sich die Druckkurve und läßt eine bequeme Interpolation zu. Es ist nur natürlich, daß unter unseren Voraussetzungen die Abnahme des Druckes viel schneller erfolgt als unter der Voraussetzung eines Diffusionsgleichgewichts oder einer hohen Temperatur der oberen Schichten.

In der folgenden Tabelle sind die nach der obenstehenden Formel für verschiedene Entfernungen  $r$  von der Schallquelle berechneten Drucke  $p$  berechnet, bei denen eine Überschallgeschwindigkeit zu erwarten ist; darunter stehen die Höhen, in denen dieser Druck im Sommer ( $S$ ) und im Winter ( $W$ ) zu finden ist.

$r$ . . . . .	50	60	70	80	90	100 km
$p$ . . . . .	0.019	0.013	0.0097	0.0075	0.0059	0.0048 mm
$S$ . . . . .	65.5	67.5	69	70.5	72	73 km
$W$ . . . . .	63	65	66.5	67.5	69	70 „

Man erkennt, daß ein senkrechter Schallstrahl erst in ungefähr 65 bis 70 km Höhe einen solchen Druck antrifft, daß er Überschallgeschwindigkeit erlangt, was aber noch nicht bedeutet, daß er nun wirklich gleich reflektiert wird. Geneigte Strahlen treffen trotz des weiteren Weges von der Schallquelle das Gebiet der Überschallgeschwindigkeit fast in der gleichen Höhe, und bei ihnen ist die Wahrscheinlichkeit größer, daß die erhöhte Geschwindigkeit zu einer Reflexion ausreichen wird. Wenn auch die niedrigen Temperaturen den Wert der Schallgeschwindigkeit um rund 20 Proz. herabsetzen, so ist andererseits nach Erreichung des Gebietes der Überschallgeschwindigkeit schon eine geringe Zunahme der Höhe ausreichend, um eine wesentliche Steigerung der Geschwindigkeit hervorzurufen.

Wenn ein Schallstrahl, entsprechend den im Sommer geltenden Verhältnissen, 100 km von der Schallquelle und in 73 km Höhe reflektiert wird, ist seine mittlere Neigung zur Horizontalen  $47^{\circ}$ , die horizontale Entfernung seines höchsten Punktes von der Schallquelle beträgt 68 km, die Entfernung des Punktes der Erdoberfläche, wo er wieder herunterkommt, 136 km. Für den Winter finden wir  $44^{\circ}$ , 72 und 144 km. Diese sehr rohe Rechnung zeigt den Unterschied zwischen den Erscheinungen im Sommer und im Winter viel schwächer, als man nach der Zusammenstellung von Wegener<sup>W42)</sup> erwarten sollte und es werden vermutlich in Wirklichkeit nicht so große Höhen erreicht.

Wie Schrödinger<sup>W56)</sup> nachgewiesen hat, findet in der verdünnten Luft hoher Atmosphärenschichten eine sehr starke Dämpfung statt, die darauf beruht, daß die freie Weglänge der Moleküle sich der Wellenlänge nähert, sie muß sich also besonders bei kurzen Wellen geltend machen. Der Dämpfungsexponent, in den unteren Schichten der Atmosphäre fast 0, wächst schon in einer Höhe

von weniger als 100 km plötzlich sehr schnell an. „Unter keinen Umständen werden die längsten Wellen, die noch eigentlichen Tönen entsprechen (bis etwa  $\lambda = 30$  m) viel über 80 km hinaus vordringen können.“

In bester Übereinstimmung hiermit steht, daß nicht nur das Ohr bei entfernten Explosionen vorzugsweise tiefe Töne hört, sondern daß auch Wellen von ganz geringer Frequenz sogar innerhalb der Zone des Schweigens mit Instrumenten wahrgenommen worden sind<sup>1)</sup>.

Es müßte weiter angenommen werden, daß mit zunehmender Intensität der Explosionswelle immer günstigere Bedingungen für eine Reflexion geschaffen werden, so daß auch Strahlen, die mehr oder weniger steil nach oben gerichtet sind, reflektiert werden; dadurch müßte der Innenrand der äußeren Hörbarkeitszone enger an die Sprengstelle herangezogen werden. Es ist wohl kaum möglich, die Stärke der Explosionswelle nach der Art, Menge und Lagerung des Sprengstoffs so genau abzuschätzen, daß man danach diese Vermutung prüfen könnte. Es wäre aber von Interesse zu untersuchen, ob zwischen der Intensität der Stoßwelle in bestimmter Entfernung vom Sprengherd und dem inneren Halbmesser der äußeren Hörbarkeitszone eine Beziehung besteht.

Unter Benutzung der Wolffschen Formel hatte ich eine Berechnung durchgeführt, deren Ergebnisse in großen Zügen wohl bestehen bleiben werden, trotzdem, daß nach der Kritik von Ritter sowohl die benutzten Zahlenwerte als auch die Formel nicht einwandfrei sind. Unter Vernachlässigung der Dämpfung ergab es sich, daß die reflektierte Schallintensität recht gleichmäßig auf ein Gebiet vom Explosionsherd bis zur Entfernung von über 400 km verteilt sein sollte. Unter Berücksichtigung der Dämpfung aber mußte das dem Herde am nächsten liegende Gebiet fast gar keine reflektierten Schallwellen erhalten, weil die entsprechenden steil auf- und absteigenden Schallstrahlen sehr weit nach oben, in ein Gebiet sehr dünner und darum stark absorbierender Luft kommen. Der Innenrand der äußeren Hörbarkeitszone aber trägt nicht, wie A. Wegener<sup>19)</sup> meint, den Charakter einer Brennpunktlinie, sondern er ist die unbestimmte Grenze zwischen dem Gebiet, wo die Dämpfung den reflektierten Schall bis zur Unhörbarkeit herabdrückt, und dem Gebiet, wo er wieder merklich wird, weil die hierher reflektierten Strahlen schon in geringerer Höhe nach unten umgebogen werden.

Die auf einer Überschallgeschwindigkeit infolge der Zunahme der Schwingungsweite in dünner Luft beruhende neue Erklärung stützt sich auf so viele unsichere Größen und Annahmen, daß es fraglich erscheint, ob man sie in naher Zukunft endgültig bestätigen oder widerlegen können wird. Es liegt immerhin eine bedeutende Wahrscheinlichkeit dafür vor, daß die Schallreflexionen auf diese Weise erklärt werden müssen; doch ist es nicht ausgeschlossen, daß auch andere Ursachen die normale, nach der Laplaceschen Formel bestimmbare Schallgeschwindigkeit erhöhen und damit eine Reflexion begünstigen. Besonders kann man hier an eine Einwirkung von Strahlen auf die Atmosphäre denken, dabei ist aber zu beachten, daß jede Verringerung der Luftdichte unterhalb der reflektierenden Schicht die Druckverhältnisse in einem Sinne ändern muß, der dem Zustandekommen der Überschallgeschwindigkeit ungünstig ist.

### Literatur.

Auf Arbeiten, die schon bei A. Wegener<sup>18)</sup> angeführt worden sind, ist durch den Buchstaben **W** und die Nummer des dortigen Verzeichnisses hingewiesen.

<sup>1)</sup> G. Angenheister: Die Laufzeit des Schalles für große Entfernungen. Zeitschr. f. Geophys. **1**, Heft 7, S. 314 (1925).

<sup>2)</sup> G. Cario: Über die Entstehung des Nordlichtspektrums. Die Naturwiss. **12**, 618 (1924).

<sup>3)</sup> D. A. Goldhammer: Über die Natur der flüssigen Luft. Boltzmann-Festschrift 1904, S. 410.

<sup>4)</sup> Humphreys: Physics of the air 1920, p. 68.

<sup>5)</sup> W. Küpper: Einfluß von Röntgen-, ultraviolethen, Becquerelstrahlen und d. el. Wechselfeldes auf die Schallgeschwindigkeit in Gasen. Ann. d. Phys. (4) **43**, 905 (1914).

<sup>6)</sup> E. Mach: Über den Verlauf der Funkenwellen. Sitzungsber. d. math.-naturw. Kl. d. K. Akad. d. Wiss. Wien **77**, II, 819 (1878).

<sup>7)</sup> Mc Lennan: On the origin of the auroral green line. Proc. Roy. Soc. **108**, 501 (1925).

<sup>8)</sup> R. Meyer: Korrespondenzbl. d. Naturf.-Ver. zu Riga **59**, Ber. über die 1168. ord. Versammlung.

<sup>9)</sup> B. Riemann: Selbstanzeige zur Abhandlung über die Fortpflanzungsgeschwindigkeit ebener Luftwellen von endlicher Schwingungsweite. Ges. Math. Werke 1876, S. 165.

<sup>10)</sup> A. Ritter: Anwendungen d. mech. Wärmetheorie, 1882.

<sup>11)</sup> W. Schmidt: Der Massenaustausch bei den ungeordneten Strömungen ... § 32. Sitzungsber. d. K. Akad. d. Wiss. Wien **126**, II a, 757 (1917). — Der Massenaustausch in freier Luft. Probl. d. Kosm. Physik **7**, 54 (1925).

<sup>12)</sup> H. Seeliger: Bemerkung z. d. Aufsatz d. Herrn A. Schmidt, „Beobachtung der Helligkeitsabnahme durch Brechung“. Phys. Zeitschr. **5**, 237 (1904).

<sup>13)</sup> A. Stoletow: Journ. d. Russ. phys.-chem. Ges. **18**, 65 (1886).

<sup>14)</sup> O. Tumlirz: Über die Fortpflanzung ebener Luftwellen endlicher Schwingungsweite. Sitzungsber. d. K. Akad. d. Wiss. Wien, math.-naturw. Kl. **95**, 367 (1887).

<sup>15)</sup> F. Trey: Beitrag zur Erklärung der langen Dauer und der mehrfachen Schläge des Donners. Meteorol. Zeitschr. **42**, Heft 6, S. 231 (1925).

<sup>16)</sup> L. Vegard: The auroral spectrum. Phil. Mag. (6) **46**, 193 (1923).

<sup>17)</sup> A. Wagner: Die Temperaturverhältnisse der freien Atmosphäre. Beitr. z. Phys. d. freien Atmosphäre **3**, 57 (1909).

<sup>18)</sup> A. Wegener: Die Temperatur der obersten Atmosphärenschichten. Meteorol. Zeitschr. **42**, Heft 10, S. 402 (1925).

<sup>19)</sup> Derselbe: Die äußere Hörbarkeitszone. Zeitschr. f. Geophys. **1**, Heft 7, S. 297 (1925).

<sup>20)</sup> W. Wolff: Über die bei Explosionen in der Luft eingeleiteten Vorgänge. Ann. d. Phys. u. Chem., N. F., **69**, 329 (1899).

Nachschrift. Den Arbeiten von Kölzer und Wiechert, die nach Übersendung dieses Aufsatzes an die Schriftleitung im Dezember v. J. erschienen sind (Meteorol. Zeitschr. 1925, Heft 12 und 1926, Heft 1; Nachr. d. G. d. W. zu Göttingen 1925, Dez.) muß man in vielem bestimmen. Doch scheint Kölzer die Schwierigkeiten zu übersehen, die einer Erklärung der nach mehreren oder allen Seiten entwickelten äußeren Hörbarkeitszone entgegenstehen. Wiechert findet (wie oben), daß die Überschallgeschwindigkeit erst in zu großer Höhe eintreten kann; doch ist auch seine Rechnung nur ganz roh (Kugelwelle), und es ist dagegen zu halten, daß in der Höhe vermutlich eine bedeutende Zusammendrängung der Welle stattfindet.

Riga, Meteorol. Institut d. Universität, 5. März 1926.