

## **Werk**

**Jahr:** 1924

**Kollektion:** fid.geo

**Signatur:** 8 GEOGR PHYS 203:1

**Werk Id:** PPN101433392X\_0001

**PURL:** [http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PID=PPN101433392X\\_0001](http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PID=PPN101433392X_0001) | LOG\_0065

## **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)

- 41) Briefliche Mitteilung von H. Hergesell an den Verfasser vom 14. Mai 1925
- 42) A. Wegener: Die äußere Hörbarkeitszone und ihre periodische Verlagerung im Jahreslauf. *Meteorol. Zeitschr.* 1925, S. 261.
- 43) J. Würschmidt. Über die „Zone des Schweigens“. *Sitzungsber. d. phys.-med. Soz. in Erlangen* 50—51 (1918/19).
- 44) V. Kommerell: Die Bahn der Schallstrahlen in der Luft unter dem Einfluß der Temperatur. *Phys. Zeitschr.* 1916, S. 172.
- 45) F. Nölke: Zur Erklärung der beim Geschützdonner, bei großen Explosionen usw. beobachteten Fortpflanzungseigentümlichkeiten des Schalles. *Phys. Zeitschr.* 17, 31 (1916). — Ergänzung dazu ebenda S. 283. — Über die bei heftigen Explosionen und beim Geschützdonner beobachteten Anomalien der Schallausbreitung. *Ebenda* 18, 501 (1917).
- 46) F. A. Lindemann und G. M. B. Dobson: A Theory of Meteors, and the Density and Temperature of the Outer Atmosphere to which it leads. *Proc. Roy. Soc. London (A)* 102, 411—437 (1923) Nr. 717. — Note on the Temperature of the Air at Great Heights. *Ebenda* 103, 339—342 (1923), Nr. 721.
- 47) F. J. W. Whipple The High Temperature of the Upper Atmosphere as an Explanation of Zones of Audibility. *Nature* 111, 187 (1923).
- 48) H. Mohn: Studien über Nebelsignale. *Ann. d. Hydr. usw.* 20, 85 u. 117 (1892).
- 49) G. Jäger Über die Fortpflanzung des Schalles in bewegter Luft. *Sitzungsber. d. Akad. d. Wiss. Wien* 105, Dez. 1896.
- 50) R. Emden Beiträge zur Thermodynamik der Atmosphäre. *Meteorol. Zeitschr.* 1918, S. 13, 74. 114.
- 51) G. von dem Borne: Über die Schallverbreitung bei Explosionskatastrophen. *Phys. Zeitschr.* 11, 483 (1910)
- 52) A. de Quervain Die Ausbreitung des Kanonendonners aus dem Sundgau an Weihnachten 1914. *Jahresber. d. Schweiz. Erdbebendienstes 1914, Anh. 2, Zürich* 1916.
- 53) A. Krogh: The composition of the Atmosphere. *Det kgl. Danske Videnskabernes Selskab Math.-fys. Medd. I, 12, Köbenhavn* 1919.
- 54) W. Schmidt. Zur Erklärung abnormer Hörbarkeit. *Meteorol. Zeitschr.* 1915, S. 366.
- 55) A. Wegener: Äußere Hörbarkeitszone und Wasserstoffsphäre. *Ebenda* 1916 S. 523.
- 56) E. Schrödinger. Zur Akustik der Atmosphäre. *Phys. Zeitschr.* 1917, S. 445.
- 57) B. Riemann. Über die Fortpflanzung ebener Luftwellen von endlicher Schwingungsweite. *Ges. Math. Werke, herausgeg. v. H. Weber, Leipzig* 1876, S. 145.

## Die Laufzeit des Schalls für große Entfernungen.

Von G. Angenheister. — (Mit zwei Abbildungen.)

Es werden Laufzeitkurven der „normalen“ Schallausbreitung zwischen  $d = 0$  und 344 km und der „anormalen“ zwischen  $d = 157$  und 310 km aufgestellt. Die „normalen“ Laufzeiten entsprechen nahezu der Schallgeschwindigkeit bei der herrschenden Lufttemperatur am Boden. Die „anormalen“ Laufzeiten sind 70 bis 130 sec länger. Der „anormale“ Laufstrahl für  $d = 240$  km erreicht eine Scheitelhöhe von etwa 37 km und eine Scheitelgeschwindigkeit von etwa 350 m/sec. In verschiedenen Azimuten vom Schallherd zeigen die „anormalen“ Laufzeiten für gleiche Herddistanz Unterschiede bis zu 60 sec; desgleichen in gleichem Azimut und gleicher Herddistanz für verschiedene Wetterlagen.

Die Beobachtung der Schallfortpflanzung hat gezeigt, daß die Zone normaler Hörbarkeit umgeben ist von einer Zone des Schweigens, auf die weiterfort eine Zone anormaler Hörbarkeit folgt. Die Schallbahn verläuft in der Nähe der

Schallquelle bei normaler Temperaturabnahme mit der Höhe konvex zum Erdboden. Dadurch entsteht die Zone des Schweigens. Was führt den Schall darüber hinaus in der Zone anormaler Hörbarkeit zum Boden zurück?

Bis vor einigen Jahren beschränkten sich die Schallbeobachtungen in weiter Entfernung auf die Feststellung der Lage und Ausdehnung der Zone des Schweigens und der normalen Hörbarkeit. Der Grund dieser Beschränkung war die Zufälligkeit der Beobachtung, die eine Feststellung der Laufzeit verhinderte (Vulkanausbrüche, Geschützdonner, Explosionsunglücke). Daher gründen sich die Erklärungsversuche der Zone anormaler Hörbarkeit bisher fast ausnahmslos auf die Form und die Lage dieser Zone.

Zwei verschiedene Arten von Erklärungsversuchen sind dabei zu unterscheiden. Die eine Theorie nimmt an, daß in der Troposphäre Temperaturinversionen und geeignete Windgradienten den Schall zum Boden zurückführen; die Schallstrahlen dringen dabei nur wenige Kilometer empor und erreichen (bei Windzunahme mit der Höhe) den Beobachtungsort früher, als wenn sie langs des Bodens gelaufen wären. Außer Temperatur und Wind kann auch Reflexion und Schallbeugung wirksam werden. Die Laufzeiten würden sich dadurch verlängern.

An der Ausbildung dieser Theorie haben vor allem de Quervain, Emden, Morf, Fujiwhara, Schrödinger und schon früher Tyndall und Mohn gearbeitet.

Die Verteilung von Inversion und Windgradienten läßt sich so wählen, daß sich im wesentlichen die Gestalt und Entfernung der beobachteten Zone des Schweigens und der anormalen Hörbarkeit ergeben. Tatsächlich steht in einzelnen Fällen die beobachtete Wetterlage, soweit sie bekannt, nicht im Widerspruch mit der geforderten, so daß ein Zusammenhang recht wahrscheinlich ist; besonders spricht dafür die oftmals beobachtete einseitig ausgebildete Zone des Schweigens.

Die andere Theorie, von v. d. Borne begründet, nimmt an, daß das mittlere Molekulargewicht der Luft durch eine Beimischung von Wasserstoff und Helium mit der Höhe abnimmt; von etwa 50 km an soll dies rasch stark wirksam werden. Die Schallgeschwindigkeit wächst dadurch bis zum Ausgangswert am Boden und darüber an und der Schallstrahl kehrt zum Boden zurück. Wasserstoff- und Heliumgehalt am Boden kann man so wählen, daß sich die Entfernung und Ausdehnung der Zone anormaler Hörbarkeit ergibt, wie es die Erfahrung verlangt<sup>4</sup>). Der hierzu nötige Gehalt an H und He ist jedoch wesentlich größer, als die neuesten Beobachtungen am Boden anzeigen.

In den letzten Jahren sind nun Explosionen zu Studienzwecken ausgeführt worden. Systematische Beobachtungen mit geeigneten Instrumenten haben ein neues und sehr bedeutsames Material gefördert. Es war möglich, in einer Anzahl von Fällen die Laufzeit, die Form, Intensität und Schwingungszahl des Schalls zu bestimmen. Dadurch sind neue Daten gewonnen, die einen Ausbau der Theorie ermöglichen.

Ein Teil dieses Materials ist schon veröffentlicht; besonders liegen Mitteilungen über die Sprengungen in La Courtine vor<sup>1</sup>) und ebenso über Sprengungen in Jüterbog<sup>2</sup>) im Juli 1924. In der letzteren vergleicht E. Wiechert die in Göttingen beobachtete Laufzeit mit der Theorie von v. d. Borne.

Es sind nun inzwischen weitere Sprengungen vorgenommen worden. Dank der Unterstützung der Notgemeinschaft deutscher Wissenschaften konnten bei dieser Gelegenheit systematische Beobachtungen angestellt werden. Einige der Resultate dieser Arbeiten liegen bereits vor.

Vom Geophysikalischen Institut in Göttingen wurden für die Zeit der Sprengungen ein oder zwei Außenstationen eingerichtet (Clausthal, Eschwege, Jena und Langensalza, Eschwege, Gudensberg). An den Beobachtungen nahmen teil: Prof. E. Wiechert und G. Angenheister, Dr. F. Hubert und F. Trappe, die Doktoranden cand. math. J. Brand, W. Feld, F. Gerecke, K. Jung, E. Kanzenbach, H. Mothes, H. Röpke, H. Schminke, H. Schnell.

Außer den Arbeiten des Geophysikalischen Instituts in Göttingen konnte ich Beobachtungen des Meteorologischen Instituts in Potsdam (Prof. Süring und Prof. Kühl vom 14./15. Januar und 25./27. Februar 1925), der Versuchsanstalt der Seewarte in Hamburg (Prof. A. Wegener, Prof. Gregori vom 3. Mai 1923 und 23. Mai 1924) verwenden. Das Physikalische Institut, die Sternwarte (Station Aussig) und das Donnersberg-Observatorium der deutschen Universität in Prag beteiligten sich auf meinem Wunsch an einigen Beobachtungen (Privatdoz. Dr. Pollack, Dr. J. Mrazek und Mildner), desgleichen das physikalische Institut der Bergakademie in Clausthal (Dr. Kettmann) und das Brockenobservatorium (Grobe).

**Schallausbreitung.** Beobachtet wurden die Laufzeiten  $T$  des Schalls in verschiedenen Abständen  $\Delta$  vom Sprengherd. Kommen die Strahlen auf gekrümmten Wegen an, so gibt  $\frac{d\Delta}{dT}$  die „scheinbare Oberflächengeschwindigkeit“  $\mathfrak{B}$ .

Die Beobachtung der Laufzeit zeigt, daß zwei Arten von Schallausbreitung unterschieden werden müssen. Erstens eine Ausbreitung, die (am Boden gemessen) mit einer Oberflächengeschwindigkeit fortschreitet, die sehr nahe der Schallgeschwindigkeit bei der Temperatur am Boden entspricht; diese soll im folgenden „normale“ Schallausbreitung genannt werden. Sie wurde instrumentell bis zu 344 km Entfernung wahrgenommen. Zweitens wurden Laufzeiten gemessen, die gegenüber den „normalen“ erhebliche Verspätung aufwiesen; zwischen 160 und 310 km Herddistanz (Abstand vom Sprengherd) betrug diese Verspätungen 70 bis 130 sec. Zur Unterscheidung von der „normalen“ soll die Ausbreitung mit Verspätung „anormale“ Ausbreitung genannt werden. In gleichem Sinne soll „normale“ und „anormale“ Laufzeit, Zone, Strahl usw. unterschieden werden.

Die Beobachtungen sind zum Teil instrumentelle, zum Teil Ohrbeobachtungen. Die Instrumente zeichneten Wellen auf von  $\frac{1}{5}$  bis  $\frac{1}{7}$  sec Periodenlänge; also Schwingungen, die unter der Grenze der Hörbarkeit liegen. Wir haben somit zu unterscheiden zwischen Hörbarkeit und instrumenteller Wahrnehmung. Das Ohr reagiert auf etwa  $10^{-6}$  g/cm<sup>2</sup> bei hoher Frequenz  $\tau = 2600$  in der Sekunde; bei niedriger weniger gut; bei  $\tau = 40$  etwa auf  $10^{-4}$  bis  $10^{-5}$  g/cm<sup>2</sup>. Die benutzten Instrumente geben für eine Druckschwankung von  $10^{-3}$  g/cm<sup>2</sup> etwa 1 mm Ausschlag oder mehr. Die Beobachtung ergab, daß oft noch gute instrumentelle Aufzeichnungen vorlagen, die auf eine Druckschwankung von  $10^{-2}$  g/cm<sup>2</sup> schließen

lassen, während ein horbarer Schall nicht wahrgenommen wurde. Das Gebiet instrumenteller Wahrnehmung kann somit in die Zone des „Schweigens“ hineinragen.

Nach den Messungen von Ritter betrug der Überdruck bei einer Sprengladung von 1000 kg in 500 m Entfernung 40.3 g/cm<sup>2</sup>; in 2500 m 9.5 g/cm<sup>2</sup>. Er nahm zwischen 500 m und 2500 m nahezu umgekehrt proportional der Entfernung ab. Die Frequenz war 8. In Göttingen in 215 km Abstand lag bei anderen Explosionen gleicher Sprengladung die maximale Druckschwankung zwischen 0.001 und 0.01 g/cm<sup>2</sup>. Die Druckabnahme auf große Entfernung erfolgt also, wie auch zu erwarten ist, schneller als reziprok proportional der Entfernung, in erster Annäherung reziprok proportional dem Quadrat der Entfernung. Die in 100 bis 300 km registrierte Frequenz lag zwischen 5 und 7, war also nahe dieselbe wie die an der Sprengstelle gemessene. Der Hauptanteil der Energie ist somit an niedere Frequenz gebunden, an Wellenlängen von etwa 40 bis 70 m. Zum mindesten gilt dies für große Entfernungen.

Tabelle 1. Laufzeiten der normalen Schallausbreitung.

Spreng- ort	Datum	Zeit	Beobachtet in	Herd- distanz in km	Azimat	Beobachtet mit	Lauf- zeit $T$ in sec	$T$ in m/sec	$c_t$ in m/sec
					der Station vom Spreng- herd aus				
Oppau	21. IX. 1921	—	Heidelberg	29	110 <sup>0</sup>	Ohr	87	334	—
Ohrdruf	18. XII. 1924	12 <sup>h</sup> 5 <sup>m</sup>	Göttingen	95.2	329	Instrument	284	335.2	337
		12 10	"	"	"	"	281	338.8	337
		1 5	"	"	"	"	285	334.1	338
	19. XII. 1924	3 5	"	"	"	"	286	332.9	337
		1 5	"	"	"	"	288	330.6	335
Juterbog	9. X. 1925	2 <sup>h</sup> 5 <sup>m</sup>	Thale	141	261	Instrument	415.0	340	339
		2 10	"	"	"	"	414.2	340	339
	6. X. 1925	12 <sup>h</sup>	Brocken	170	264	Ohr	486	350	339
		10	"	"	"	"	480	353	339
	9. X. 1925	2 <sup>h</sup>	Göttingen	215	257	Instrument	649	332	339
La Courtine	23. V. 1924	—	Lyon	205	90	—	—	—	339
	15. V. 1924	—	Orleans	244	354	Instrument	715	341.4	342
	15. V. 1924	—	Vale Joyeux	341.7	356	"	1002	341	342
	15. V. 1924	—	Paris	344.4	0	"	1006	342.3	342
	15. V. 1924	—	Meudon	338	356	Mikrophon	983	343.8	343
	23. V. 1924	—	"	338	356	"	994	340.0	339

**I. Die normale Schallausbreitung.** Tabelle 1 und Fig. 1 geben eine Zusammenstellung der Laufzeiten der normalen Schallausbreitungen als Funktion der Entfernung. Diese Beobachtungen sind mit empfindlichen Instrumenten gewonnen, abgesehen von der Beobachtung der Oppauexplosion in 29 km Entfernung und der Beobachtung auf dem Brocken. Es zeigt sich, daß der normale Schall unter besonderen meteorologischen Bedingungen bis auf 344 km Entfernung instrumentell wahrgenommen werden kann. Die gleichzeitigen Ohrbeobachtungen (abgesehen von Oppau und Brocken, 6. und 7. Oktober 1925) waren stets negativ.

Nach den instrumentellen Angaben war die Intensität von der Größenordnung  $10^{-8} \text{ g/cm}^2$  und die Schwingungszahl höchstens 7, also unter der Grenze der Hörbarkeit.

Bei den verschiedenen Sprengungen lagen die Orte, an denen der normale Schall noch beobachtet wurde, in verschiedenen Azimuten vom Sprengherd aus. Bei der Sprengung von La Courtine am 15. Mai 1924 wurde der normale Schall instrumentell an zwei Stationen beobachtet, die 30 km voneinander entfernt 342 und 344 km nördlich vom Sprengort lagen, also nahezu dasselbe Azimut besaßen. Ein weiterer Ort im selben Azimut in 240 km Entfernung erhielt ebenfalls den normalen Schall. Die Zone der normalen Hörbarkeit (nicht instrumenteller Aufzeichnung) war nach S etwa 25 km breit, nach N dagegen etwa 150 km. Es hat also den Anschein, daß durch die Wetterlage die Schallausbreitung nach N begünstigt war. Über Mittelfrankreich herrschten zu dieser Zeit in niederen und mittleren Höhen (3000 m) südliche Winde.

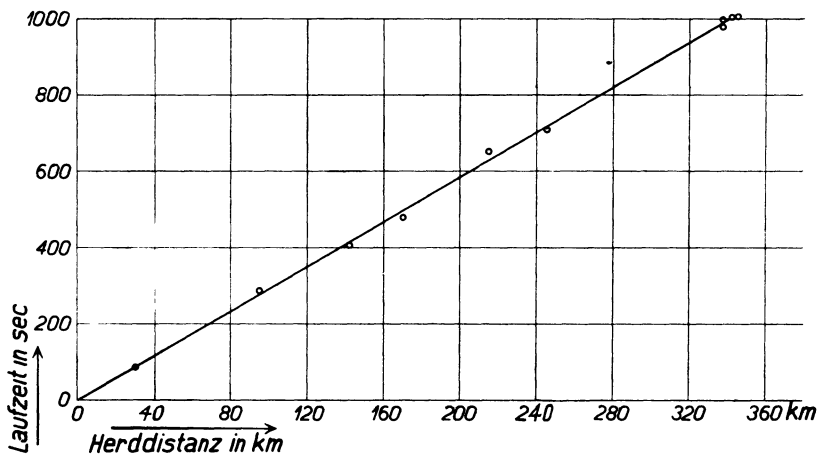


Fig. 1. Laufzeitkurve der normalen Schallausbreitung.

Bei der Sprengung vom 22. Mai 1924 in La Courtine lagen ähnliche Verhältnisse vor. Die Zone normaler Hörbarkeit war hier nach N und E weit ausgedehnt und ebenso die Zone, in der die normale Schallausbreitung noch instrumentell festgestellt wurde. Im N wurde der Schall in 340 km, im E in 200 km instrumentell wahrgenommen. Im NE dagegen wurde in der großen Entfernung von 460 km und 1040 km (Hamburg) der Schall mit Verspätung instrumentell beobachtet. Leider scheint die Beobachtung in 460 km nicht ganz sichergestellt zu sein. Nach W und S war die normale Hörbarkeit nahe begrenzt. Hier (im W und S) rückt der innere Rand der Zone anormaler Schallausbreitung gleichfalls nahe heran (160 km). Die Windrichtung über Mittelfrankreich am Boden und in mittleren Höhen (bis 4000 m) war S bis SSW.

Die Beobachtungen des normalen Schalls in Göttingen am 18. Dezember 1924, in Thale, auf dem Brocken und in Göttingen am 6. bis 9. Oktober 1925 erfolgten

in 95, 141, 170 und 215 km Entfernung. Bei diesen Sprengungen wurde an den hier genannten Orten ein anormaler Schall gleichzeitig nicht beobachtet. Unten war nahezu Windstille, darüber starke nordliche Winde.

Man kann zusammenfassend sagen:

1. Das Gebiet normaler Hörbarkeit kann asymmetrisch um die Schallquelle liegen. In der Richtung größter Ausdehnung der Zone normaler Hörbarkeit, das ist mit dem Winde, reicht auch die Zone instrumenteller Aufzeichnung des normalen Schalls (niederer Frequenz) weit hinaus. Diese Zone kann bis 344 km reichen. In derselben Richtung liegt dann vielleicht auch die Zone des anomalen Schalls, der mit Verspätung eintrifft, besonders weit entfernt. Dies letztere ist leider nicht sichergestellt. In den Richtungen geringer Ausdehnung der Zone normaler Hörbarkeit, das ist gegen den Wind, rückt der innere Rand der anomalen Zone näher heran. Offenbar verlaufen die anomalen Strahlen mit dem Winde flacher, gegen den Wind steiler.

Der Grund für die weitreichende Ausdehnung der Zone normaler Schallwahrnehmung ist darin zu suchen, daß bei besonderer Wetterlage die Windzunahme mit der Höhe, vielleicht auch Totalreflexion und Beugung den durch den Temperaturgradienten aufwärts gebogenen Strahl zum Boden zurückführen kann.

Ein klares Bild der Gründe dieser Schallausbreitung wird darum erst an Hand der gleichzeitigen Wetterlage in den unteren und höheren Schichten erkennbar werden.

2. Die beobachteten Laufzeiten entsprechen ungefähr den Zeiten, die ein geradliniger Strahl am Boden bei der herrschenden Lufttemperatur  $t^0$  gebraucht hätte. Die Werte von  $\frac{\Delta}{T}$  bei der Sprengung von La Courtine (15. Mai 1924) in 244 bis 344 km Entfernung schwankten zwischen 341 bis 344 m/sec. Der unten herrschenden Temperatur von 18° C entspricht 344 m/sec. Die vier Beobachtungen der Laufzeit Ohrdruf-Göttingen (18. Dez. 1924) für 95 km Entfernung sind in guter Übereinstimmung untereinander 284, 281, 285, 286 sec. Das Mittel 284 sec führt auf  $\frac{\Delta}{T} = 335$  m/sec. Der Temperatur am Boden von 9° entspricht 337 m/sec. Für Jüterbog-Thale (141 km) sind die entsprechenden Zahlen  $\frac{\Delta}{T} = 340$  m/sec;  $c_t = 339$  m sec.

Laufstrahl und Laufzeit der normalen Schallausbreitung. Aus dieser ungefähren Übereinstimmung der gemessenen Laufzeiten mit den Laufzeiten eines geradlinigen Strahles längs des Bodens folgt aber nicht, daß der Strahl tatsächlich geradlinig längs des Bodens gelaufen ist. Das zeigt die folgende Überlegung.

In jeder Klasse  $n$  (für jeden Temperaturgradienten) einer polytropen Atmosphäre gibt es für jede Ausgangsrichtung ( $i, \varphi$ ) des Schallstrahls einen kompensierenden Windgradienten  $w_0 \alpha$ , der den Einfluß der Temperatur gerade aufhebt<sup>8)</sup>. Zu jedem  $n, i, \varphi$  gehört ein bestimmter kompensierender Gradient  $w_0 \alpha$ . Für einen horizontal in der Windrichtung abgehenden Strahl ist dies  $w_0 \alpha$  am

kleinsten. Bei kompensierendem Windgradienten verläuft der Strahl  $i$  geradlinig. Der horizontale bleibt horizontal.

Für die Klasse  $n = 4.5$  (Temperaturgradient  $\frac{dh}{dt} = 0.62^\circ\text{C}$ ,  $\mathfrak{H}_n = 44\,000\text{ m}$ )

ist der kompensierende Windgradient  $w_0\alpha = \frac{v_0}{2\mathfrak{H}_n} = \frac{1}{266}\text{ sec}^{-1}$ . Das ist 3.75 m Windzunahme auf 1000 m.  $\mathfrak{H}_n =$  Höhe der polytropen Atmosphäre der Klasse  $n$ .

Für größere Windgradienten werden auch Strahlen  $i < 90^\circ$  wieder zur Erde zurückgebogen. Wir können nun für jede Entfernung und jeden mit der Höhe konstanten Windgradienten, der größer als der kompensierende ist, einen Einfallswinkel und eine dazugehörige Scheitelhöhe des Schallstrahls angeben, der dort den Boden wieder erreicht.

Bei überkompensierenden Windgradienten ist im Vertikalschnitt der Windrichtung gegen den Wind der Boden schallfrei; in Windrichtung dagegen eine Zone des Schweigens am Boden nicht vorhanden, überall treffen hier Schallstrahlen von oben kommend ein.

Für die Berechnung der Scheitelhöhe  $h$  der Schallbahn kann man diese in genügender Annäherung als Parabel ansehen. Legt man den Koordinatenanfang in die Scheitelhöhe und bezeichnet den Krümmungsradius mit  $\sigma$  und im Scheitelpunkt mit  $\sigma_1$ , also für  $i_0 = 90^\circ$ , so ist im Vertikalschnitt der Windrichtung:

$$h = \left(\frac{\mathcal{A}}{2}\right)^2 \frac{1}{2\sigma_1},$$

$$\sigma = -\frac{c}{\frac{dc}{d\sigma}} = -\frac{c}{\frac{dc}{dz} \sin i} = \frac{c_0}{[c_0\beta - w_0\alpha \sin i_0] \sin i_0}; \quad \sigma_1 = \frac{c_0}{c_0\beta - w_0\alpha},$$

$$T = \frac{\mathcal{A}}{c(1 + \frac{1}{3}\beta h) + w(1 - \frac{1}{3}\alpha h)}.$$

Temperatur und Windgradient sind bestimmt durch

$$w = w_0(1 - \alpha h);$$

$$c = c_0(1 + \beta h); \quad \beta = \frac{1}{2\mathfrak{H}_n}.$$

Während der Sprengung Jüterbog-Thale, 9. Oktober 1925, herrschte unten nahezu Windstille, darüber N- bis NE-Wind. Der Gradient betrug etwa  $+4\frac{1}{2}\text{ m}$  pro Kilometer; die Windzunahme mit der Höhe war bis zu 8 km einigermaßen konstant. Die Lufttemperatur am Boden betrug  $+11^\circ\text{C}$ . Legt man eine polytrope Atmosphäre der Klasse  $n = 4.5$  zugrunde und für Windgradient und Lufttemperatur am Boden die obigen Werte, so ergibt sich in Windrichtung für eine Entfernung von  $\mathcal{A} = 141\text{ km}$  (Thale) ein Strahl, dessen Scheitelhöhe 5.6 km und dessen Laufzeit 413 sec beträgt, also praktisch dieselbe Laufzeit, die für einen geradlinigen Strahl längs des Bodens bei  $t^0 = 11^\circ\text{C}$  zu erwarten ist. Die Beobachtung ergab für die Laufzeit 415 sec. Thale lag nicht genau in der Windrichtung.



Unter diesen meteorologischen Verhältnissen läuft der Schall zwar auf gekrümmten Bahnen, aber trifft ohne Verspätung ein.

Kleine Variationen im Temperatur- und Windgradienten ergeben erhebliche Variationen in der Scheitelhöhe, jedoch nur geringe in der Laufzeit.

Außer der hier besprochenen Krümmung der Schallbahnen durch Windzunahme mit der Höhe kann auch Totalreflexion und Beugung die Schallstrahlen zum Boden zurückführen.

Tabelle 2. Laufzeiten der anormalen Schallausbreitung.

Sprenghort	Datum	Beobachtet in	Herd-distanz $d$ in km	Laufzeit $T$ in sec	$\frac{d}{T}$ in m/sec	Azimet der Station v. Sprengherd aus	
La Courtine	15. V. 1924		217.3	778	281	326 <sup>0</sup>	
			220	773	285	313	
			241	838	289	242	
			249.5	865	288.5	275	
			284.4	975	292	312	
			160	579	276	105	
			198	659	300.5	90	
La Courtine	23. V. 1924		205.5	697	295	50	
			207.5	718	289	72	
			162.2	614.4	265	265	
			202	735	275	172	
			214	769	278	194	
			239.4	832.4	288	250	
			248	857.4	289	277	
Hamburg			248	889	279	198	
			416	1561	266	36	
			1040	3915	266	35	
Munsterlager	14. I. 1925		Göttingen	156.6	535	294	183
			Eschwege	196.8	662	300	182
			"	196.8	678	292	182
			Potsdam	214	703	304.5	109
			"	214	728 <sup>2</sup>	294	109
Jüterbog	24. VII. 1924		Göttingen	215	729	295	257
			Hamburg	275	936	295	309
Gravenwöhr	26. II. 1925		Teplitz	170	610	279	54
			Göttingen	246.7	860	287	325
			Potsdam	310	1023	295	21
Jüterbog	4. XII. 1924		Aussig	160	560	286	157
			"	160	573	279	157
			Brocken	170	580	295	264

Zeit un-sicher

**II. Die anormale Schallausbreitung.** Tabelle 2 und Fig. 2 geben eine Darstellung der Laufzeit der anormalen Schallausbreitung als Funktion der Herddistanz. Diese Laufzeitkurve erstreckt sich von 157 bis 310 km. Die weniger sichere Messung in 416 km soll zunächst nicht berücksichtigt werden. Für den obigen Bereich liegen 28 Laufzeiten vor, die sich auf 26 Distanzen verteilen. Hierbei sind mehrfach Laufzeiten, die für dieselbe Station am selben Tage

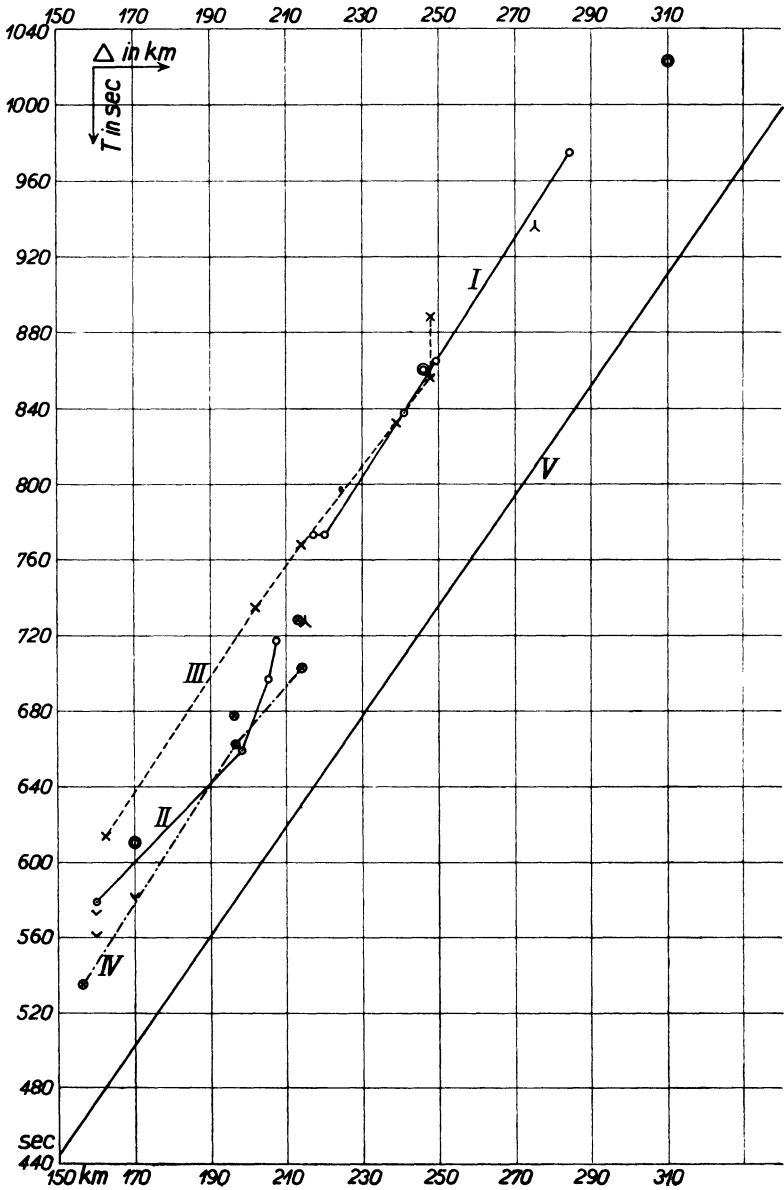


Fig. 2. Laufzeitkurve der anomalen Schallausbreitung.

I. 15. Mai 1924	Az. W	IV. 14. Jan. 1925	⊙	24. Juli 1924	V. Laufzeitkurve f. konst. Geschw. 340 m/sec
II. 15. " " "	O	⊙	26. Febr. "	⊙	
III. 22. " " "	W-S	⊗	15. Jan. "	⊗	
				⊙	
				⊗	

gewonnen wurden, zu einem Mittelwert zusammengefaßt. Die Änderung der Laufzeit innerhalb weniger Stunden wird unten näher untersucht. Die Beobachtungspunkte zeigen nun eine große Streuung. Die Ursache dieser Streuung soll zunächst untersucht werden.

1. Sprengungen in Frankreich: Fig. 2 gibt Laufzeiten für verschiedene Sprengungen: Kurve 1, 2 und 3 beziehen sich auf die Sprengungen in La Cour-tine; 1 und 2 am 15. Mai 1924; Kurve 3 am 22. Mai. Am 15. Mai waren zwei Zonen anormaler Schallwahrnehmungen vorhanden, getrennt durch eine Zone des Schweigens. Die eine lag im Westen, die andere im Osten vom Sprengherd. Kurve 1 verbindet die Laufzeiten für die Stationen westlich, Kurve 2 für die Stationen östlich vom Sprengherd. Am 22. Mai war nur eine Zone anormaler Schallwahrnehmung vorhanden, sie lag im Westen und Süden vom Sprengherd, Kurve 3 gilt für diese Zone.

Die einzelnen Punkte der Kurven 1 und 3 liegen sehr nahe auf einer gemeinsamen Geraden, ganz besonders gilt dies für die Punkte der Kurve 1. Kurve 1 und 2 sind stark gegeneinander verschoben, ebenso 3 und 2. Die Verschiebung beträgt 30 bis 60 sec. Die Stationen der Kurven 1 und 3 lagen vom Sprengherd aus in nicht sehr verschiedenen Azimuten.  $242^{\circ}$  bis  $326^{\circ}$  und  $172^{\circ}$  bis  $277^{\circ}$  (von N über E gezählt); die Stationen der Kurve 3 dagegen im Azimut  $50^{\circ}$  bis  $105^{\circ}$ . Für verschiedene Azimute ergeben sich also verschiedene Laufzeiten. Die Wetterlage macht sich hier bemerkbar.

2. Sprengungen in Deutschland. Kurve 4 (Fig. 2) gilt für die Sprengung im Munsterlager, 14. Januar 1925. Es liegen drei Beobachtungen vor, zwei im Azimut S, Göttingen und Eschwege; eine im ESE, Potsdam. Die drei Punkte liegen wieder nahezu auf einer Geraden. Die Herddistanzen dieser Punkte sind ähnliche wie die der Kurve 3. Letztere liegt etwa 60 sec höher als Kurve 4. Dies muß dem Einfluß der verschiedenen Wetterlage zwischen dem Herd und den Stationen zugeschrieben werden. Es handelt sich hier nicht um eine Fehlerstreuung, da die einzelnen Stationen ähnlichen Azimuts untereinander nahezu auf einer Geraden liegen.

Für die Sprengungen am 14. und 15. Januar 1925 (Munsterlager) liegt auf einer Distanz von 197 km (Eschwege) und 157 km (Göttingen) eine längere Reihe sehr zuverlässiger Aufzeichnungen vor. Herr cand. math. Gerecke und Herr Dr. Trappe registrierten in Eschwege 11 Sprengungen. Herr Gerecke, der mit mir zusammen schon die Jüterboger Sprengungen am 24. Juli 1924 in Göttingen und am 4./5. Dezember in Clausthal beobachtet hatte, benutzte in Eschwege denselben Zinkmembranapparat, den ich bereits Jahrg. 1, Heft 1, S. 20 dieser Zeitschrift beschrieben habe. Die photographische Aufzeichnung geschah mit einem Lichtschreiber, der schon früher von Geh.-Rat Wiechert für seismische Zwecke konstruiert war. Herr Dr. Trappe hatte den Zeitdienst übernommen und zu diesem Zweck eine drahtlose Feldstation errichtet. Diese Aufzeichnungen ergaben am 14. Januar bei jeder Sprengung zwei, zuweilen drei besonders deutliche Einsätze, die leicht identifiziert werden konnten. Sie folgten in Abständen von wenigen Sekunden aufeinander. Es ergab sich für den 14. Januar das überraschende Ergebnis, daß die Laufzeiten dieser Einsätze, abgesehen von einem

geringen systematischen Gang, der später zu erörtern ist, sehr genau, etwa innerhalb einer halben Sekunde, konstant waren (Tabelle 3). Die Laufzeit ist also für eine bestimmte Wetterlage und Entfernung und für ein bestimmtes Azimut eine sehr scharf definierte Größe. Bei derselben Sprengung und bei gleichen Entfernungen müssen also Verschiedenheiten der Laufzeiten an Stationen von verschiedenem Azimut durch die verschiedene Auswirkung der Wetterlage bedingt sein. Unterschiede in der Laufzeit für gleiche Entfernungen bei Sprengungen an verschiedenen Tagen müssen gleichfalls der Wetterlage zugeschrieben werden. Das ist ein wichtiges Ergebnis, das die Verwertbarkeit dieser Methode in der praktischen Meteorologie wahrscheinlich macht.

Tabelle 3. Veränderung der Laufzeiten im Verlauf weniger Stunden.

Sprengort	Datum	Zeit der Sprengung	Beobachtet in	Herddistanz $\Delta$ in km	Azimut	Laufzeit in sec	
						$t_1$	$t_3$
Munsterlager	14. I. 1925	12 <sup>h</sup> 5 <sup>m</sup>	Eschwege	197	182 <sup>0</sup>	661.2	667.0
		1 5	"			661.8	667.8
		10	"			662.9	667.3
		2 5	"			662.3	667.9
		10	"			662.0	667.3
		3 5	"			661.8	668.2
	15. I. 1925	10	"	661.9	668.1		
		11 5	"	—	677.3		
		10	"	—	678.0		
		12 5	"	—	678.2		
	14. I. 1925	12	Potsdam	214	109	705	—
		1	"			704	—
		2	"			703	—
		3	"			701	—
		15. I. 1925	12			"	728?
24. VII. 1924			2			Göttingen	215
Jüterbog	4. XII. 1925	4	"	160	157	732.5	—
		6	"			729	—
		3	Aussig			563	—
	5. XII. 1925	1	"	560	—		
		2	"	559	—		
		3	"	557	—		
	9. X. 1925		"	573	—		

3. Die Laufzeit an verschiedenen Tagen für denselben Sprengherd und dieselbe Station. Am selben Tage stimmen die Laufzeiten verschiedener Sprengungen, abgesehen von dem schon erwähnten systematischen Gang, für dieselbe Station sehr gut untereinander überein. An zwei aufeinanderfolgenden Tagen zeigen sich schon erhebliche Änderungen. Die Laufzeit schwankte am 14. Januar 1925 (Munsterlager) in Eschwege (197 km, 182<sup>0</sup>) für den besonders deutlichen dritten Einsatz von 667.0 bis 668.2, am 15. Januar von 677.3 bis 678.3. Die Laufzeit war am 15. Januar also 10 sec höher. Die Sicherheit der Messungen beträgt  $\frac{1}{3}$  sec. Für die gleiche Sprengung lag in Potsdam (214 km, 109<sup>0</sup>) am 14. Januar die Laufzeit zwischen 705 und 701 sec; am

15. Januar liegt nur eine leider nicht ganz sichere Messung vor: 728 sec. Die Laufzeit war hier am 15. Januar also 25 sec höher. Auch in Göttingen war die Laufzeit am 15. Januar ein paar Sekunden größer als am 14. Januar.

An drei verschiedenen Tagen wurden Sprengungen von Jüterbog in Aussig (160 km, 157°) beobachtet. Die Laufzeit betrug am 4. Dezember 1924 563 sec, am 5. Dezember 560 bis 557 sec, am 9. Oktober 1925 573 sec. Hier sind die Unterschiede der Laufzeit für die aufeinanderfolgenden Tage etwa 5 sec und gegenüber der Sprengung vom 9. Oktober 1925 10 und 15 sec.

4. Änderung der Laufzeit im Laufe des Tages für denselben Sprengherd und dieselbe Station (Tabelle 3). Die Laufzeiten in Göttingen bei der Sprengung in Jüterbog am 24. Juli 1924 zeigen eine Änderung mit fortschreitender Tageszeit. Um 2<sup>h</sup> 734<sup>1</sup>/<sub>2</sub> sec, um 4<sup>h</sup> 732<sup>1</sup>/<sub>2</sub> sec, um 6<sup>h</sup> 729 sec. Die Laufzeiten in Eschwege (197 km, 182°), bei der Sprengung im Munsterlager am 14. Januar 1925 änderten sich von 667.0 um 12<sup>h</sup> auf 668.2 sec um 3<sup>h</sup> (für den dritten Einsatz). Die gleichzeitigen Laufzeiten für dieselben Sprengungen änderten sich in Potsdam im umgekehrten Sinne. Von 705 sec um 12<sup>h</sup> auf 701 sec um 3<sup>h</sup> (erster Einsatz). Die Laufzeiten in Eschwege am 15. Januar änderten sich von 677.3 bis 678.3 (dritter Einsatz).

Die Laufzeiten in Aussig bei der Sprengung von Jüterbog am 5. Dezember 1924 änderten sich von 560 sec um 1<sup>h</sup> auf 557 sec um 3<sup>h</sup>. Tabelle 3 zeigt in allen Fällen, wenn mehrere Sprengungen am selben Tage erfolgten, einen systematischen Gang der Laufzeit. Eine Änderung der Laufzeit wird also schon in wenigen Stunden merklich durch die fortschreitende Änderung der Wetterlage. Für Stationen mit verschiedenen Azimuten wirkt sich dies in verschiedenem Maße und Sinne aus (Eschwege-Potsdam am 14. Januar 1925).

Die mittlere Laufzeitkurve. Die Streuung der Punkte der Laufzeitkurve beruht nicht auf Unsicherheit der Beobachtung, sondern auf meteorologische Beeinflussung des Laufstrahls. Zum eingehenden Studium des vorliegenden Materials eröffnen sich nun zwei Wege: Erstens kann man versuchen, die Besonderheiten der einzelnen Laufzeitkurve auf Grund der gerade herrschenden Wetterlage zu ermitteln; zweitens kann man eine mittlere Laufzeitkurve aufstellen. Wird der Schallstrahl aus der Höhe durch die Abnahme des mittleren Molekulargewichts der Luft jenseits der Zone des Schweigens zum Boden herabgeführt, so muß es eine „ideale“ Laufzeitkurve geben, die für eine windstille Atmosphäre mit normalem Temperaturgradienten gilt. Für jeden Augenblick geben dann die Abweichungen der tatsächlichen Laufzeiten in verschiedenen Azimuten gegen diese „idealen“ Laufzeiten ein Maß für die Wetterlage. Durch geeignete Kombination der tatsächlichen Laufzeiten in verschiedenen Azimuten ließe sich diese „ideale“ Kurve approximieren.

Wenn das vorliegende Material auch zur Ausführung dieser Aufgaben noch nicht ausreichend ist, so ergeben sich doch schon jetzt einige wichtige Eigenschaften der Laufzeitkurve. So zeigt sich, daß für größere Herddistanz, etwa zwischen 240 und 310 km, die Streuung, d. h. also die Abhängigkeit vom Azimut geringer ist als in der kleineren Herddistanz von 160 bis 240 km. Die mittlere (nicht die ideale) Laufzeitkurve zwischen 210 und 310 km läßt sich schon jetzt

mit einiger Genauigkeit angeben. Sie besitzt eine mittlere Neigung, die einem Fortschreiten der anormalen Schallausbreitung über der Erdoberfläche von 350 bis 370 m/sec entspricht (scheinbare Oberflächengeschwindigkeit). Der Schall trifft bei 210 km etwa 140 sec, bei 310 km etwa 110 sec später ein, als wenn er längs des Bodens mit der Geschwindigkeit von 340 m/sec fortgeschritten wäre. Die beiden Grenzstrahlen können unterhalb 160 und über 300 km liegen. Für die Bestimmung dieser Grenzen sind die negativ verlaufenen Beobachtungen wichtig. Über diese wird später berichtet.

Zur Erklärung dieser großen Verspätungen muß angenommen werden, daß der Laufstrahl zunächst Schichten abnehmender Geschwindigkeit durchläuft und dann höhere Schichten mit größerer Geschwindigkeit. In diesem sind die zur Umbiegung des Strahles notwendigen erheblichen Temperatur- oder Windgradienten nach den bisherigen Anschauungen der Meteorologie kaum mehr zu erwarten. Es scheint also notwendig, entweder Beugung der Schallstrahlen anzunehmen, dagegen spricht die eingangs erwähnte relativ hohe Intensität, oder eine Helium- oder Wasserstoffatmosphäre. Macht man Annahmen über den Wasserstoffgehalt am Boden, so läßt sich auch hier wieder die Scheitelhöhe und Laufzeit angeben. Legt man die heute geltenden Daten über den Wasserstoffgehalt der Atmosphäre zugrunde (am Boden kleiner 0.0002 Proz.), so führt die Rechnung auf noch größere Höhen als nach den v. d. Borneschen Angaben, und diese führen schon auf zu große Laufzeiten. Auf Grund der Annahmen von v. d. Borne erhält man für  $\Delta = 290$  km und  $h = 56$  km als Laufzeit etwa 1030 bis 1040 sec statt der beobachteten 980 sec; für  $\Delta = 210$  km und  $h = 58$  km etwa 780 bis 790 sec statt 750 sec.

Legt man eine windstille Atmosphäre zugrunde, gibt die vorliegende Laufzeitkurve indes schon einen gewissen Anhalt über die tatsächlichen Verhältnisse. In dem best gesicherten Teil der Kurve etwa  $\Delta = 245$  km,  $T = 850$  sec ist die Neigung einigermaßen sicher. Dort ergibt sich für die scheinbare Oberflächengeschwindigkeit

$$\mathfrak{B} = \frac{d\Delta}{dT} = 350 \text{ m/sec; es ist aber } \mathfrak{B} = \frac{c_0}{\sin i_0}.$$

Die Scheitelgeschwindigkeit  $c_s$  dieses Strahles ist dann

$$c_s = \frac{\sin i_s}{\sin i_0} c_0 = \frac{c_0}{\sin i_0} = \mathfrak{B}.$$

$c_0$  ist für die Temperatur, bei der die Beobachtung gewonnen ist, bekannt; es ergibt sich daher  $i_0$ .

Teilen wir die Atmosphäre in die Troposphäre bis 10 km Höhe mit konstantem Temperaturgradienten und in die isotherme Stratosphäre ( $t = -53^\circ \text{C}$ ), so ist auch  $c_{10}$ , die Schallgeschwindigkeit an der unteren Grenze der Stratosphäre, bekannt. Die Änderung des mittleren Molekulargewichts der Luft bis zu dieser Höhe ist wohl sicher gering.

$$\text{Es ist dann } \sin i_{10} = \sin i_0 \frac{c_{10}}{c_0}.$$

† In erster Annäherung läßt sich der Laufstrahl als Kreisbogen ansehen, sowohl der Teil des Laufstrahls in den unteren 10 km als auch darüber hinaus. Außer den Einfallswinkeln ist die Höhe  $h_t$  der Troposphäre bekannt. Die horizontale Projektion der Schallbahn in der Troposphäre läßt sich berechnen. Aus der bekannten Entfernung Herd-Station folgt dann auch die horizontale Projektion der Schallbahn in der Stratosphäre. Weiter folgen Krümmungsradius und Scheitelhöhe. Für die gesamte Scheitelhöhe  $h$  gilt dann

$$h = h_t + \left( \mathcal{L} - h_t \operatorname{tg} \frac{i_0 + i_{10}}{2} \right) \left( \frac{1}{\cos i_{10}} - \operatorname{tg} i_{10} \right).$$

Für  $\mathcal{L} = 245$  km ergibt sich die Scheitelhöhe  $h = 37$  km. Die Laufzeit läßt sich durch stufenweise Integration der Gleichung

$$T = \int \frac{ds}{c}$$

errechnen, wenn man  $c$  als Funktion der Höhe kennt. Uns liegen nur für drei Höhen Werte vor:  $c_0 = 340$ ;  $c_{10} = 300$ ;  $c_{37} = 350$  m/sec. Eine Geschwindigkeitsverteilung mit der Höhe läßt sich im Anschluß an diese drei Punkte natürlich nicht ohne Willkür, aber doch immerhin mit einer ersten Annäherung geben. Diese führt zu einer Laufzeit für  $\mathcal{L} = 245$  km von  $t = 832$  sec, beobachtet wurden 850 sec. Gewiß ist dies eine rohe Annäherung. Eingehendere Untersuchungen müssen sich anschließen. Besondere Angriffspunkte für die Rechnung sind noch in den Grenzstrahlen und in den Überschneidungen gegeben. Die beiden Einsätze, die mehrfach beobachtet wurden, deuten auf zwei Strahlen, die auf verschiedenem Wege zur Beobachtungsstation gelangten. Schon die Theorie der Erdbebenwellen von Wiechert und die Rechnung von v. d. Borne sieht solche Überschneidungen vor.

Der nächste Schritt zur Lösung des Problems der Schallausbreitung in der oberen Atmosphäre ist wohl die Beschaffung einer weiter verbesserten Laufzeitkurve. Um diese zu erlangen, wird es notwendig sein, in systematischer Weise gleichzeitig in verschiedenen Azimuten und Entfernungen zu beobachten und die Wetterlage durch ausreichende Aufstiege zu erforschen.

#### Literatur.

- 1) Mehrere Arbeiten Compt. rend. **178** u. **179** (1924), Ch. Maurain, ebenda **179**, 1334 (1924).
- 2) E. Wiechert, Zeitschr. f. Geophys. **1**, 14; G. Angenheister, ebenda **1**, 20; F. Ritter, Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosph. **12**, 1 (1925).
- 3) R. Emden, Meteorol. Zeitschr 1918, S. 13.
- 4) E. v. Everdingen: Kon. Ak. v. Wet. Amsterdam **18** II, 933 (1916).