

Abb. 1. Nebeldurchlaß des Trennrohres als Funktion der Heizdrahttemperatur T . Auf der Ordinate ist die am durchgelassenen Nebel gemessene Streulichtintensität angegeben. \circ Teilchengröße um $0,35 \mu$; \bullet Teilchengröße $2-5,8 \mu$.

gelang in erster Linie dadurch, daß der Betriebsdruck des Zerstäubers und damit die Strömungsgeschwindigkeit des abgeblasenen Nebels vermindert wurden. — Weiterhin sollte der Teilchengrößenbereich des Nebels möglichst eng begrenzt und die Nebelkonzentration nur gering sein. Diese Bedingungen wurden folgendermaßen erfüllt: Zum Zerstäuben wurde ein besonders hergerichteter Medikamentenzerstäuber von Draeger benutzt, der wie ein Regener-Zerstäuber, aber ohne Prallplatte arbeitet. Hierbei betrug die Strömungsgeschwindigkeit des abgeblasenen Nebelstromes, die mit Hilfe eines Rotameters kontrolliert wurde, $v = 3 \text{ l/min}$. Das entsprach einem Betriebsdruck des Zerstäubers von $0,65 \text{ Atm}$. Der Nebel durchströmte unmittelbar hinter den Zerstäuber geschaltete Glasspiralen und wurde dann in einer Verdünnungskugel mit soviel Luft versetzt, daß anschließend im Thermodiffusionsrohr die Strömungsgeschwindigkeit $v = 5,6 \text{ l/min}$ betrug, entsprechend einer linearen Strömungsgeschwindigkeit von $v = 68,5 \text{ cm/sec}$. Unter dem Ultramikroskop führten die Teilchen dieses Nebels eine meßbare Fallbewegung aus. Mit Hilfe der Stockesschen Gleichung⁵ errechneten sich für die kleinsten Teilchen Durchmesser um 2μ und für die größten solche um $5,8 \mu$. Infolge der Wirksamkeit der Spiralen war der Teilchengrößenbereich nach oben verhältnismäßig scharf abgegrenzt. Der Nebel wurde im Verlauf der Versuche dauernd ultramikroskopisch kontrolliert.

Das Ergebnis der Abscheidungsversuche an diesem Nebel findet sich in Abb. 1 wiedergegeben. Hierbei handelt es sich um die Abscheidungskurven von vier verschiedenen konzentrierten Nebeln mit gleichem Dispersitätsgrad (Teilchendurchmesser zwischen $D = 2 \mu$ und $D = 5,8 \mu$). Weiterhin ist in Abb. 1 auch noch die entsprechende Abscheidungskurve des in der früheren

⁵ E. Hiedemann u. O. Brandt, Z. Ver. dtsh. Ing., Beih. Verfahrenstechn. 1938, S. 149.

Mitt.² untersuchten Apiezonölnebels (Teilchendurchmesser um $D = 0,35 \mu$) eingezeichnet.

Wenn man die in Abb. 1 eingezeichneten Abscheidungskurven im Hinblick auf die verschiedenen Dispersitätsgrade miteinander vergleicht, so ist ein Einfluß der Teilchengröße zu erkennen. Denn während für den feinteiligeren Nebel die Abscheidung bei Heizdrahttemperaturen $> 60^\circ$ einzusetzen beginnt, tritt für den anderen Nebel bei solchen bis zu 185° so gut wie gar keine Abscheidung ein, und erst bei Heizdrahttemperaturen $> 185^\circ$ kommt diese voll in Gang. Bemerkenswert ist das verhältnismäßig plötzliche Einsetzen der Abscheidung, einmal bei Heizdrahttemperaturen $> 60^\circ$, das andere Mal bei solchen $> 185^\circ$ (vgl. hierzu insbesondere auch die früheren Versuchsergebnisse²). Während weiterhin für den feinteiligeren Nebel der Nebeldurchlaß des Thermodiffusionsrohrs bei der Heizdrahttemperatur von $202,5^\circ$ bis zur Hälfte abgenommen hat, liegen für die Versuche 7, 8, 9 und 10 die entsprechenden Temperaturwerte bei 240° , $247,5^\circ$, $242,5^\circ$ und 240° , also etwa 40° höher. Infolge apparativer Schwierigkeiten konnte eine vollständige Abscheidung bei den Versuchen 7, 8, 9 und 10 nicht herbeigeführt werden.

Somit scheint in dem Teilchengrößenbereich zwischen $0,1 \mu$ und 6μ die durch einen Temperaturgradienten an Schwebeteilchen hervorgerufene Kraft mit zunehmender Teilchengröße geringer zu werden, ein Ergebnis, auf das auch bereits K. Clusius⁶ hingewiesen hat. Unter Berücksichtigung der Intensität des Thermodiffusionseffektes im molekular-dispersen Gebiet⁷ würde dies bedeuten, daß die Intensität des durch Thermodiffusion erzielbaren Entmischungseffektes im Gebiet kolloider Dimensionen⁸ ein Maximum aufweist. Es wäre wünschenswert, ähnliche Abscheidungsversuche auch an einem Schwebstoff mit fester disperser Phase auszuführen.

* Alle Temperaturangaben in Celsius-Graden.

⁶ K. Clusius, Z. Ver. dtsh. Ing., Beih. Verfahrenstechn. Nr. 2, S. 24 [1940].

⁷ F. W. Dootson, Philos. Mag. J. Sci. 33, 248 [1917].

⁸ Im allgemeinen rechnet man zum kolloiddispersen Gebiet Teilchen mit Durchmessern zwischen $D = 0,001 \mu$ und $D = 0,1 \mu$. Scharfe Grenzen existieren jedoch nicht. Insbesondere sind die Teilchengrößen der Aerosole (Durchmesser zwischen $D = 0,1 \mu$ und $D = 1 \mu$) durchschnittlich um eine Zehnerpotenz größer als die bei den Hydrosolen übliche Größenordnung. An Aerosolen dürften Teilchendurchmesser $< 0,1 \mu$ nur in höchsten Verdünnungen ($C < 1 \text{ mg/m}^3$) zu beobachten sein.

Zur Frage der Entstehung der Luftschauer

Von Karl-Heinz Höcker*

Kaiser-Wilhelm-Institut für Physik,
Max-Planck-Institut, Hechingen

(Z. Naturforsch. 3a, 182—184 [1948]; eingeg. am 12. März 1948)

Bei Untersuchungen über die kosmische Strahlung mit Hilfe einer zählrohrgesteuerten großen Nebel-

* Jetzt Institut für theoretische und angewandte Physik der Technischen Hochschule Stuttgart.



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitalized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

kammer hat M. Deutschmann¹ die Häufigkeit von großen Luftschauern in Funktion der durchsetzten Materiemenge dadurch festgestellt, daß er die Neigung der Spuren gegen die Vertikale berücksichtigt. Seine Meßpunkte sind in Abb. 1 eingezeichnet. Für Richtungen, die weniger als 45° von der Vertikalen abweichen, ist der Abfall der Schauerhäufigkeit in Übereinstimmung mit anderen Autoren² durch ein Exponentialgesetz wiederzugeben, während bei größeren Neigungen, die durchsetzten Schichtdicken von 2000 g/cm^2 und mehr entsprechen, ein Anstieg der Intensität bis zu einem sehr flachen Maximum erfolgt. Dieser Intensitätsverlauf deutet auf zwei verschiedene Entstehungsweisen der Luftschauer hin.

Der erste (steile) Ast rührt her von Luftschauern, die am oberen Rand der Atmosphäre ihren Ursprung haben, sei es, daß Elektronen primär einfallen, oder daß Protonen auf einer kurzen Strecke Wegs diese Elektronen (neben Mesonen) erzeugen. Denkt man sich die schauererzeugenden Elektronen durch Protonen ausgelöst, so sollte die Schauerhäufigkeit in Funktion des Abstandes vom oberen Rand der Atmosphäre (ausgedrückt durch die zur durchsetzten Materie proportionale Größe L ; $L = 114$ entspricht einer Atmosphärendicke) verlaufen wie

$$F(L) \sim \exp(-B L) - \exp(-A L). \quad (1)$$

Die Größe B ist bestimmt durch die Absorption der Schauer in der Atmosphäre: Auf Grund der Deutschmannschen Messungen ist $B = 0,086$ zu setzen. A enthält den Abfall der Protonenkomponente: Die frühere Diskussion von Meßergebnissen ergab $A = 0,108$ ^{3,4}. Diese Zahl ist jedoch mit dem Verlauf der Schauerhäufigkeit nicht verträglich, weil $F(L)$ dann ein Maximum bei $L \approx 200$ aufweisen müßte. Dieses Maximum, dessen Auftreten kaum bezweifelt werden kann, muß, da experimentell bisher nicht beobachtet, oberhalb der Höhen liegen, in denen Schauer untersucht wurden. Das würde bedeuten $L_{\max} < 1/2$ Atmosphärendicke ($L_{\max} < 57$). Um dieser Forderung zu entsprechen, verdoppeln wir (willkürlich) den bisherigen Wert von A : $A = 0,2$. Dann wäre $L_{\max} = 32$ ⁵. Die Vergrößerung von A bedeutet, daß energiereichen Protonen ($E_p \gtrsim 10^{12} \text{ eV}$) auf gleichen Wegstrecken ein größerer Bruchteil an Energie entzogen wird als energieärmeren Protonen ($E_p < 10^{11} \text{ eV}$). Wir können uns vorstellen, daß dieser erhöhte Verlust zur Erzeugung der Elektronen verwandt wird, so daß also energiereiche Protonen mit $E \gtrsim 10^{12} \text{ eV}$ ebensoviel Energie auf die direkte Erzeugung von Elektronen wie auf die neutralen Mesonen verwenden, wäh-

rend wir von Protonen weniger extremer Energien wissen, daß sie im Gegensatz zu neutralen Mesonen Elektronen in nennenswertem Umfang nicht erzeugen³.

Der zweite, flache Ast rührt her von Schauern, die ihren Ursprung in der Atmosphäre haben. Von 0 bis 2000 g/cm^2 steigt dessen Quellstärke an, bleibt von da bis zu etwa 8000 g/cm^2 konstant, um dann langsam wieder abzufallen. Als Quelle sind energiereiche Mesonen anzusprechen. Damit die von ihnen durch Anstoßprozesse und Bremsstrahlung erzeugten Elektronen genügend energiereiche Schauer, die die Apparatur zum Ansprechen bringen, im Gefolge haben, muß die Mesonenenergie größenordnungsmäßig um 10^{11} eV sein. Ein solches energiereiches Meson entsteht gemäß dem früher begründeten Schema bei einer Protonenstreuung ($WQ = 2 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^2$) zunächst als Neutretto, das sich bei Streuung im Kernfeld in ein geladenes Meson umwandeln kann ($WQ = 3 \cdot 10^{-27} \text{ cm}^2$) nach früheren Abschätzungen für einen Energiebereich um 10^9 eV . Bis diese Umwandlung erfolgt, müssen die Neutrettos im Mittel etwa eine Atmosphärendicke durchsetzen. Bis zur Erzeugung eines Bremsstrahlungsquants vergeht eine weitere Strecke Wegs. Der Wirkungsquerschnitt $q(\epsilon) d\epsilon$ für die Erzeugung eines Photons der Energie um ϵE_{Mes} ist $3 \cdot 10^{-29} \cdot (1 - \epsilon)/\epsilon \cdot d\epsilon$. (Der Wirkungsquerschnitt für Anstoßelektronen ist kleiner, daher für diese Betrachtung vernachlässigbar.) Nach Durchsetzen von ungefähr 10 Atmosphärendicken haben diese Mesonen einen Energieverlust erlitten ($2 \cdot 10^{10} \text{ eV}$), der mit ihrer Energie selbst vergleichbar wird. Demzufolge muß dann die Zahl der schauerauslösenden Elektronen allmählich merklich abnehmen, wie von Deutschmann registriert wurde. Die relative Intensität dieses Kurventeils entspricht den obigen Ansätzen über die größenordnungsmäßig gleiche Aufteilung der Energie der primären Protonen auf Elektronen und neutrale Mesonen (im Energiebereich um 10^{12} eV).

In der Abb. 1 ist eine Kurve für die berechnete Schauerhäufigkeit eingetragen. Dabei ist für die Mesonenintensität der Energie zwischen E und $E + dE$ die Formel

$$g_1(E, L) dE = \text{const } E^{-s-1} dE \cdot \left\{ \frac{1}{A} (1 - e^{-AL}) - \frac{1}{A - \Omega/\Sigma} \left(e^{-\frac{\Omega}{\Sigma} L} - e^{-AL} \right) \right\} \quad (2)$$

benutzt, die Zerfall und Energieverluste durch Wechselwirkung mit der Materie vernachlässigt. A ist nach obigem $0,2$, $\Sigma = 1,8 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2$. In dieser Formel ist die Rückverwandlung von Mesonen in Neutrettos und deren erneute Umladung in Mesonen vernachlässigt. Deren Berücksichtigung würde den Anstieg der Mesonenintensität verlangsamen.

Die Zahl der erzeugten schauerauslösenden Photo-

¹ M. Deutschmann, Z. Naturforschg. **2a**, 61 [1947].

² N. Hilberry, Physic. Rev. **60**, 1 [1941]; P. Auger, R. Maze u. T. Grivet-Meyer, C. R. hebd. Séances Acad. Sci. **206**, 1721 [1938]; P. Auger u. R. Maze, C. R. hebd. Séances Acad. Sci. **207**, 228 [1938]; P. Auger, R. Maze, P. Ehrenfest u. A. Freon, J. Physique Radium **10**, 39 [1939].

³ K. H. Höcker, Z. Naturforschg. **2a**, 69 [1947]; Z. Physik **124**, 351 [1947].

⁴ K. H. Höcker, Z. Physik (im Druck).

⁵ Anm. b. d. Korrr.: Dieses Maximum ist inzwischen von Kraybill experimentell festgestellt worden (Physic. Rev. **73**, 632 [1948]). Seine Lage stimmt etwa mit der von uns vermuteten überein.

nen der Energie zwischen E und $E + dE$ ist

$$f(E, L) dE = \int_{L'=0}^L \int_{\varepsilon=0}^1 d\varepsilon \cdot g\left(\frac{E}{\varepsilon}, L'\right) \frac{dE}{\varepsilon} \cdot dL' \cdot \frac{\varrho(\varepsilon)}{\Sigma}. \quad (3)$$

Jeder Schauer wird vom Augenblick seiner Erzeugung ab gezählt. Er wird als absorbiert angesehen, wenn er eine Strecke von $t_R = 3,8 \ln(E/E_J)$ (in Strahlungseinheiten der Kaskadentheorie) zurückgelegt hat⁶. ($E_J = 1,1 \cdot 10^8$ eV.) In unseren Einheiten ist diese Strecke

$$L_R = 19 \cdot \ln(E/E_J). \quad (4)$$

Für die Mindestenergie der für Deutschmann mit merklicher Intensität beobachtbaren Schauer möchten wir ungefähr 10^{10} eV ansetzen. Da es uns nicht auf absolute Zahlen, sondern nur auf Vergleichswerte

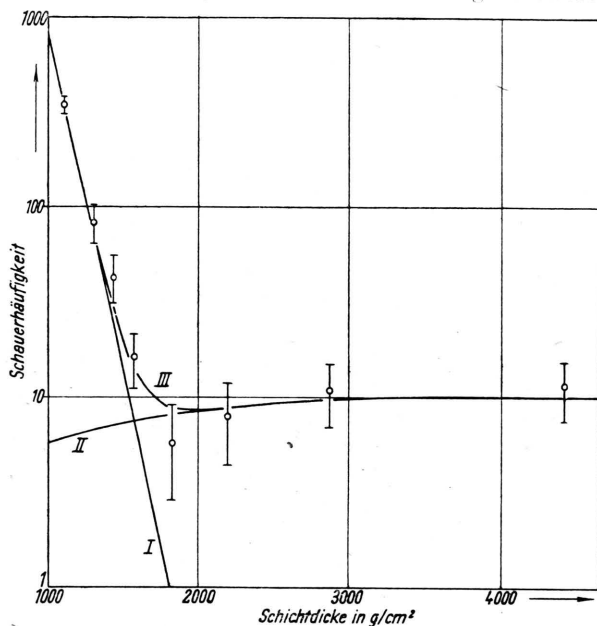


Abb. 1. Schauerhäufigkeit in Abhängigkeit von der durchsetzten Materiemenge. Die Gerade I stellt den Abfall der am oberen Rand der Atmosphäre ausgelösten Schauer dar. Die Kurve II gibt die Häufigkeit von Schauern wieder, die durch Mesonenbremsstrahlung entstehen. III ist die Summe von beiden. Die Kreise bezeichnen Meßwerte von M. Deutschmann.

ankommt, ist diese Festsetzung für die Ergebnisse dieser Überlegung nicht sehr wesentlich. Die eingezeichnete Kurve stimmt mit den Meßpunkten innerhalb von deren Fehlergrenzen überein. Ihr Anstieg hängt von der Wahrscheinlichkeit der Umladung der Neutrettos ab, ausgedrückt durch den Wirkungsquerschnitt Ω . Bis herab zu $\Omega = \frac{1}{2} \cdot 10^{-27}$ cm² bleibt die theoretische Kurve mit den Meßpunkten gut verträglich. Unter Hinzuziehung früherer Ergebnisse⁴ scheint mir Ω mit wachsender Energie logarithmisch abzunehmen.

⁶ L. Landau u. G. Rumer, Proc. Roy. Soc. [London] **166**, 213 [1938].

Die hier gegebene Beschreibung des nahezu horizontalen Verlaufs der Schauerhäufigkeit hinter Materie von mehr als 2000 g/cm² ist allein ermöglicht durch die andernorts³ begründete Einführung des neutralen Mesons mit den verschiedentlich besprochenen Eigenschaften des Zerfalls in einer endlichen Zeit und der Umladung (Übergang in geladene Mesonen), was sich auch hier wieder rechtfertigt.

Der Klangcharakter altitalienischer Meistergeigen

Von Ernst Rohloff¹

(Z. Naturforschg. **3a**, 184–185 [1948]; eingeg. am 3. Mai 1948)

Beim Versuch, die typische Eigenart altitalienischer Meistergeigen subjektiv festzustellen und physikalisch zu erklären, fiel mir auf, daß die moderne Geige gegenüber einer Stradivari- oder Guarneri-

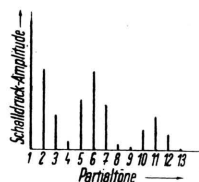


Abb. 1. Schema des Klangspektrums altitalienischer Meistergeigen.

del-Gesu-Geige im Klang zu glatt, starr und ausdrucksarm ist. Man hört bei ihr kaum Obertöne, die sich aus dem Gesamtklang herausheben. Bei der alten Geige dagegen hört man ein über dem Grundklang schwebendes klingendes Singen, das wie ein zusätzlicher Klang wirkt. Dieser subjektive Eindruck vom Klangcharakter altitalienischer Meistergeigen legt die Vermutung nahe, daß ihr Klangspektrum etwa die Form der Abb. 1 hat. Einige Obertöne ragen über die benachbarten heraus; zwischen diesen Obertönen und dem starken Grundton liegt ein ausgeprägtes Minimum.

Die beabsichtigte objektive Prüfung dieser Vermutung mit Hilfe von Kondensatormikrophon, Widerstandsverstärker und Kathodenstrahloszillograph und anschließender Fourier-Analyse mußte leider Ende April 1945 nach zwei Probeaufnahmen abgebrochen werden. Diese zeigten bereits den erwarteten Unterschied in den Klangspektren. Ich habe daraufhin die von Meinel² veröffentlichten „Frequenzkurven“ (Schalldruck als Funktion der Frequenz) von mehreren sehr wertvollen altitalienischen Meistergeigen und einer sehr guten modernen Geige herangezogen und aus diesen für die jeweils 12 tiefsten Klänge jeder Saite im Halbtonschritt die Schalldruckamplituden der zugehörigen Partialtöne herausgezeichnet. Aus den so erhaltenen 240 Kurven der Teiltonspektren von verschiedenen alten Geigen ist klar zu entnehmen, daß die Spektren der sicher sehr guten modernen Geige (M I 1936), die als einzige zum Vergleich zur Ver-

¹ Z. Zt. Lübeck, Hohelandstr. 67.

² Meinel, Akust. Z. **5**, 283 [1940].