

Eine Methode zur Beobachtung und Messung von Wasserströmungen mit Tellur.

Von FRANZ XAVER WORTMANN, Stuttgart.

Mit 14 Textabbildungen.

(Eingegangen am 9. Januar 1953.)

Es wird eine optische Methode zur Beobachtung und Messung von Wasserströmungen beschrieben, die gegenüber dem Bekannten den Vorteil hat, daß der Vorgang zur Kennzeichnung gewünschter Volumenelemente zeitlich viel genauer als bisher zu steuern ist. Dadurch ergibt sich die Möglichkeit, Bewegungsvorgänge auch in ihrem Geschwindigkeitsverlauf messend zu verfolgen. Die übliche Forderung einer geringen Rückwirkung des Meßvorganges auf die Strömung ist gut zu erfüllen. Zwei Anwendungsbeispiele werden beschrieben.

1. Beobachtungsprinzip.

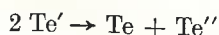
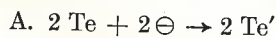
In Abb. 1 ist ein Tellurdraht D senkrecht zur Wand W in eine Wasserströmung hineingestellt. Ein elektrischer Impuls von wenigen Millisekunden (ms) Dauer hat die Umgebung des Drahtes „gefärbt“. Diese Farbwolke schwimmt in der Strömung mit und zeigt etwas später die Verteilung der Geschwindigkeit längs des Drahtes. Man erhält das gesamte Geschwindigkeitsprofil Te unmittelbar als Linienzug. In Abb. 1 sind in Wandnähe noch einige früher ausgestoßene Tellurwolken zu erkennen. Die oben am Draht sichtbare Längenmarke erzeugt als Strömungshindernis eine „Nachlaufdehle“.

Bei diesem Vorgang wird das Wasser als Elektrolyt, der Tellurdraht als Kathode und irgendeine Metallfläche im Wasser als Anode benutzt. Beim Stromdurchgang gehen von der Telluroberfläche Ionen in die Flüssigkeit und werden durch sekundäre Reaktionen in elementares Tellur umgewandelt, das dann kolloidal in der Flüssigkeit schwimmt (Hydrosol). Die Sinkgeschwindigkeit dieser Wolke kann leicht $< 0,1$ mm/s gehalten werden. Ihre Diffusionsgeschwindigkeit wurde $< 10^{-3}$ mm/s abgeschätzt.

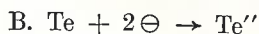
2. Einzelheiten der Tellurausbreitung.

Der Ausstoß der Te -Ionen und ihre Umwandlung in kolloidales Tellur stellt eine Überlagerung verschiedener physikalisch-chemischer Vorgänge dar. Über die chemische Seite dieser Vorgänge, die bisher offenbar allein untersucht wurde, seien einige Bemerkungen vorausgeschickt.

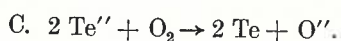
An der Tellurkathode finden nach MÜLLER [1] die Reaktionen



und



statt. Dabei sollen etwa 75% auf die Reaktion A und 25% auf B entfallen. Die zweiwertigen Ionen können in Gegenwart von Sauerstoff auch noch in die kolloidale Form überführt werden:



Die bei Stromdurchgang zu beobachtende Zunahme der Stromstärke wird auf die Bildung von Tellurwasserstoff zurückgeführt, der als Säure die Leitfähigkeit vergrößert.

Die kolloidalen Te -Teilchen, die eine kontrastreiche schwarze Wolke bilden, sind negativ geladen und wandern im elektrischen Feld mit gleicher Richtung und annähernd gleicher Geschwindigkeit wie die Ionen (Elektrophorese).

Die eigenen Untersuchungen beschränken sich darauf, das optisch beobachtbare Ergebnis des Tellurausstoßes, die Tellurwolke zu messen und ihre Abhängigkeit von den (in erster Linie) bestimmenden Größen (elektrische Feldstärke E ; Leitfähigkeit κ , Ladung Q) in ruhendem Wasser mit empirisch gewonnenen Daten zu beschreiben. Mit Rücksicht auf die Anwendungen wurde der Tellurausstoß lediglich für das kreiszylindrische Feld in der Umgebung eines Te -Drahtes untersucht.

Bei mikroskopischer Beobachtung der Umgebung des Tellurdrahtes in Abb. 1 kann man den Tellurausstoß messend verfolgen. Dies Verfahren ist aber unbequem und aus verschiedenen Gründen ungenau. Man kann es umgehen, indem man die Tellurausbreitung unter Ausschaltung konvektiver Störungen in einer dünnen Wasserschicht bei kleinen Feldstärken zeitlich und räumlich stark auseinanderzieht.

Abb. 2 zeigt in der Draufsicht eine so hergestellte Tellurwolke (Wolkendurchmesser 10 mm; Ausstoßzeit 100 sec). Die 0,8 mm dicke Wasserschicht war durch zwei Plexiglasplatten und die kreisförmige Eisenanode begrenzt. Im Falle der Abb. 1 war die Feldstärke mit $5 \cdot 10^5$ V/m um etwa zwei Zehnerpotenzen höher als in Abb. 2. Da sich der Charakter der elektrolytischen Leitung erst bei Feldstärken von der Größenordnung 10^7 V/m ändert, so waren für Abb. 1 und 2 gleiche Ausbreitungsgesetze zu vermuten. Mikrophotographische Kontrollaufnahmen bestätigten im Rahmen der Meßgenauigkeit von etwa $\pm 10\%$ des

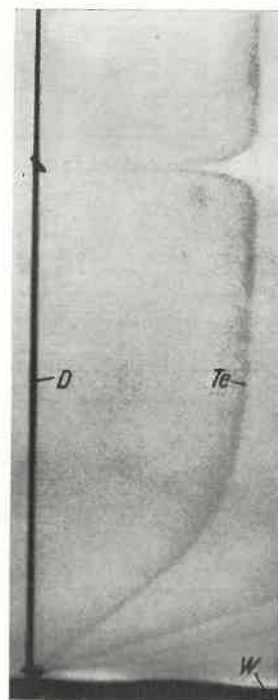


Abb. 1. Aufnahme eines Grenzschichtprofils durch eine Tellurwolke. D = Tellurdraht; W = Wand; Te = Tellurwolke. Abstand der Längenmarke von der Wand: 14 mm.

Wolkenvolumens die Übertragbarkeit der Messungen auf höhere Feldstärken. Die im folgenden mitgeteilten Werte sind darum mit der bequemen Anordnung der Abb. 2 gemessen worden.

Will man ein bestimmtes Wolkenvolumen V erzeugen

$$V = \pi (r_1^2 - r_0^2) \quad [\text{mm}^2]$$

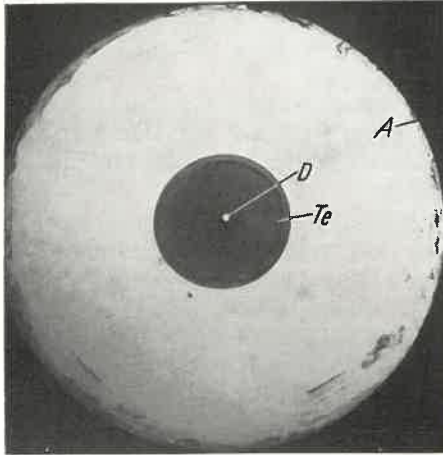


Abb. 2. Draufsicht einer Tellurwolke in einer flachen Wasserschicht. D = Tellurdraht; Te = Tellurwolke; A = Eisenanode.

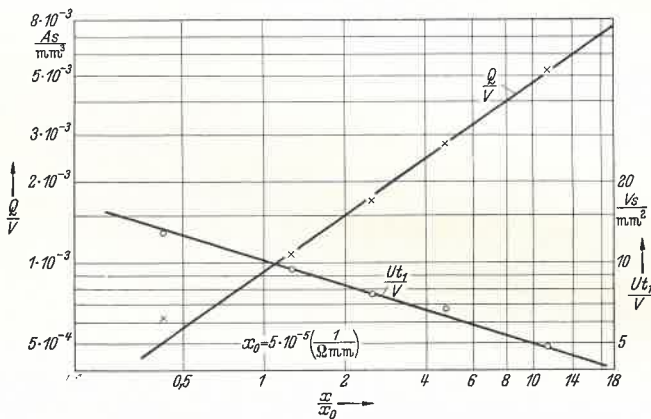


Abb. 3. Ausbreitungsdaten für die Tellurwolke in Abhängigkeit von der Leitfähigkeit des Wassers. Elektrodenform wie in Abb. 2.

(r_0 = Drahtradius; r_1 = Wolkenradius), so wird eine Ladungsmenge

$$Q = I t_1 \quad \left[\frac{\text{Asec}}{\text{mm}} \right]$$

(I = Stromstärke; t_1 = Ausstoßzeit) benötigt, die von der Leitfähigkeit κ des Elektrolyten abhängt. Die Auftragung der Meßwerte für die Ladungsdichte Q/V der Tellurwolke (Q und V sind auf die Längeneinheit bezogen) über der dimensionslosen Leitfähigkeit κ/κ_0 zeigt Abb. 3. (Dabei ist $\kappa_0 = 5 \cdot 10^{-5} [\Omega\text{mm}]^{-1}$ eine Leitfähigkeit, die etwa gewöhnlichem Leitungswasser entspricht). Die Abhängigkeit der Ladungsdichte kann man im benutzten Leitfähigkeitsbereich mit folgender empirischen Formel beschreiben:

$$\frac{Q}{V} = \alpha \left(\frac{\kappa}{\kappa_0} \right)^{0,72} \quad \alpha = 9,4 \cdot 10^{-4} \left[\frac{\text{Asec}}{\text{mm}^3} \right]. \quad (1)$$

Zum Ausstoß der Ladungsmenge Q gehört ein bestimmter Spannungsstoß $U t_1$. Da

$$Q = I t_1 = i F t_1 = \kappa E F t_1$$

($i = I/F$; F = Stromfläche je Längeneinheit; E = Feldstärke) ist, so wird

$$\frac{E t_1}{V} = \frac{\alpha}{2 \pi r \kappa_0} \left(\frac{\kappa}{\kappa_0} \right)^{-0,28}$$

Der Zusammenhang der Spannung U mit der Feldstärke E auf dem Radius r ist bei zwei coaxialen Zylindern mit den Radien r_0 und r_2 durch

$$E = \frac{U}{r} \cdot \frac{1}{\ln \frac{r_2}{r_0}}$$

gegeben, so daß

$$\frac{U t_1}{V} = \frac{\alpha \ln \frac{r_2}{r_0}}{2 \pi \kappa_0} \left(\frac{\kappa}{\kappa_0} \right)^{-0,28} \quad \left[\frac{\text{Vsec}}{\text{mm}^2} \right] \quad (2)$$

folgt. Im Falle der Abb. 2 ist $\ln \frac{r_2}{r_0} = 3,5$. Mit diesem Wert wird

$$\frac{U t_1}{V} = 10,5 \left(\frac{\kappa}{\kappa_0} \right)^{-0,28}$$

Diese Beziehung ist in Abb. 3 ebenfalls eingetragen und liegt mit guter Näherung auf den gemessenen Werten von $U t_1/v$. Damit sind alle elektrischen Größen wie Strom, Spannung, Zeit und Leitfähigkeit sowohl für die Wolkenerzeugung als auch für die Auslegung der Stromquellen und Schaltgeräte bekannt.

Da bei der praktischen Anwendung die Elektrodenform zweier coaxialer Zylinder wohl kaum brauchbar ist, so seien noch die Feldstärken für die Umgebung eines dünnen Zylinders mit dem Radius r_0 angegeben, der sich im parallelen Abstand a entweder vor einer ebenen Wand oder zu einem zweiten dünnen Zylinder befindet.

Für den ersten Fall wird:

$$E \approx \frac{U}{r} \frac{1}{\ln \frac{2a}{r_0}}$$

und für den zweiten

$$E \approx \frac{U}{2r} \frac{1}{\ln \frac{a}{r_0}}$$

$$r_0 \ll a; r \approx r_0$$

In (2) ist dann $\ln \frac{r_2}{r_0}$ durch $\ln \frac{2a}{r_0}$ bzw. $2 \ln \frac{a}{r_0}$ zu ersetzen.

Für Leitungswasser sind die hier angegebenen Zahlenwerte, die in einer KCl-Lösung gemessen wurden, brauchbare Näherungswerte, vor allem dann, wenn man zur Erhöhung der vorhandenen Leitfähigkeit noch KCl zugibt (vgl. 3c). Es empfiehlt sich, dem Wasser noch KOH bis zu einem p_H -Wert von 9 bis 10 zuzugeben. Den p_H -Wert kontrolliert man leicht mit Indikatorpapier (z. B. von der Fa. Merck, Darmstadt, die auch Tellur liefert).

Den Wolkenkontrast kann man durch Zugabe von 10–40 cm^3/m^3 H_2O_2 -Lösung (30%) steigern. (Vgl. hierzu die Reaktion C).

3. Grenzen und Fehler der Methode.

a) Bei der photographischen Fixierung eines Geschwindigkeitsprofils wird die Geschwindigkeitsmessung auf eine Längenmessung zurückgeführt. Die dabei mögliche Genauigkeit hängt von der Unschärfe des Wolkenrandes ab. Man kann sie nach Abb. 1 zu etwa 50 μ abschätzen, so daß man bei einem zulässigen Fehler von 1% wenigstens 5 mm Nachlaufänge for-

dern muß. Die etwa 10fach bessere Randschärfe der Te-Wolke in Mikroaufnahmen deutet an, daß hier noch eine erhebliche Genauigkeitssteigerung möglich ist. Dazu ist vor allem eine gleichmäßige Kathodenoberfläche und eine entsprechende photographische Verarbeitung notwendig. Das „Korn“ der Te-Wolke kann man durch einen p_H -Wert > 7 verringern, der den kolloidalen Zustand stabilisiert.

b) Die photographischen Bewegungsunschärfen sind allein durch den Abbildungsmaßstab und die Belichtungszeit festgelegt und können immer genügend klein gehalten werden.

c) Die Ausstoßzeit der Tellurwolke kann man nicht beliebig verkürzen. Da die Leitfähigkeit der Flüssigkeit endlich ist, so wird jedem Volumenelement dV in der Sekunde die Stromwärme dW

$$\frac{1}{t} \frac{dW}{dV} = \frac{i^2}{\kappa} \left[\frac{\text{Watt}}{\text{mm}^3} \right] \quad (3)$$

zugeführt, die konvektive Störgeschwindigkeiten zur Folge hat. Eine mikroskopische Augenbeobachtung ergibt, daß man für Störgeschwindigkeiten < 1 mm/sec

$$\frac{dW}{dV} = c_1 \approx 0,1 \left[\frac{\text{Wsec}}{\text{mm}^3} \right]$$

zulassen darf. Andererseits wird für einen photographisch genügenden Kontrast eine bestimmte Ladungsmenge benötigt, da die absorbierende Teilchenzahl der Ladungsmenge proportional ist. Bei dünnen Tellurdrähten ($r_0 \approx 5 \cdot 10^{-2}$ mm) kommt man erfahrungsgemäß mit einer Ladung

$$Q_{\min} = c_2 \approx 8 \cdot 10^{-5} \left[\frac{\text{Asec}}{\text{mm}} \right]$$

aus. Da die zulässige Stromdichte

$$i = \frac{c_2}{2\pi r_0 t}$$

ist, so wird mit (3)

$$t_{\min} = \frac{c_2^2}{(2\pi r_0)^2 c_1} \cdot \frac{1}{\kappa} \approx 1,6 \cdot 10^{-9} \cdot \frac{1}{r_0^2 \kappa}$$

Bei einer Leitfähigkeit von $5 \cdot 10^{-4}$ [Ωmm] $^{-1}$ sind also etwa $6,5 \cdot 10^{-4}$ sec, eine Spannung von 330 Volt (wenn man $\ln \frac{2a}{r_0} / \ln \frac{r_2}{r_0} \approx 2,5$ setzt, d.h. $a \approx 15$ cm) und ein Strom von 125 mA je mm Drahtlänge erforderlich.

d) Die Nachlauffehler der Tellurwolke. Der Widerstand des querangeströmten Tellurdrahtes prägt sich stromab in einem gestörten Geschwindigkeitsfeld aus. Die Te-Wolke schwimmt in dieser „Nachlauf-delle“ und zeigt durch ihre Nachlaufänge nicht die ungestörte Anströmgeschwindigkeit u_0 , sondern eine durchschnittliche Geschwindigkeit \bar{u} an. Der Zusammenhang dieser Geschwindigkeiten wurde einfach dadurch gemessen, daß mehrere Tellurwolken periodisch ausgestoßen wurden. Die Nachlaufänge jeder Wolke ist dann ein Maß für \bar{u} . Die ungestörte Anströmgeschwindigkeit u_0 konnte durch eine Wolkenreihe gemessen werden, die mit gleicher Impulsfrequenz weit oberhalb der Meßstelle mit einem zweiten Tellurdraht in die Strömung gesetzt wurde. Da die Strömung auf dem Weg zur Meßstelle stationär und hinreichend störungsfrei war und im Bereich der ganzen Meßstelle konstant blieb, so gab der Wolkenabstand bei Annäherung an den Meßdraht ein Maß für u_0 . Die Abb. 4 zeigt die so gemessenen Werte \bar{u}/u_0 als

Funktion der Nachlaufänge x/d ($d = 2r_0$) für verschiedenes $Re = u_0 d/\nu$. Das Radienverhältnis der Te-Wolke war in allen Fällen $r_1/r_0 = 1,7$ ($r_0 = 7 \times 10^{-2}$ mm) und die Ausstoßzeit $t_1 = 8$ msec. Diese Kurven sind Mittelwerte einer größeren Meßreihe. Dabei war der Verlauf jeder einzelnen Nachlaufkurve \bar{u} mit einer Streuung $\pm 0,5\%$ von u_0 behaftet. Die Bestimmung von u_0 streute aber wesentlich stärker, so daß dies auch für die absolute Höhe der Kurven gilt. Der Mittelwert dieser Streuung ist als $\frac{|\sigma|}{u_0} \leq \pm 3\%$ in Abb. 4 unten eingetragen.

Es liegt nahe, diese Ergebnisse für kleine Re -Zahlen mit der theoretischen Lösung des Geschwindigkeitsfeldes für Kreiszyylinder von LAMB [2] zu vergleichen. Bewegt sich ein Volumenelement der Strö-

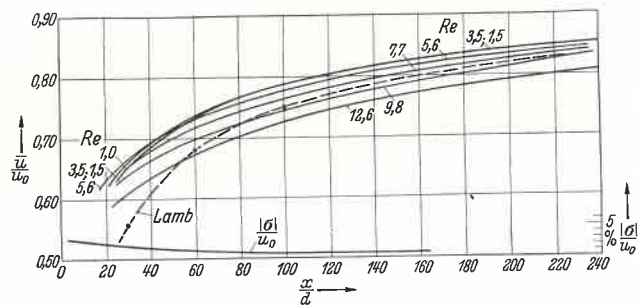


Abb. 4. Durchschnittliche Geschwindigkeit der Tellurwolke im Drahtnachlauf in Abhängigkeit von der Nachlaufänge und der Re -Zahl. Gestrichelt: Theoretische Nachlaufwerte nach LAMB. $|\sigma|/u_0$ = mittleres Streuungsmaß für die Höhenlage der Nachlaufkurven.

mung von der Zylinderoberfläche ausgehend auf der x -Achse stromab, so ist seine durchschnittliche Bahngeschwindigkeit

$$\bar{u} = \frac{1}{x_0} \int_0^{x_0} u dx$$

Die Geschwindigkeit \bar{u} entspricht näherungsweise der mittleren Geschwindigkeit, die von der Tellurwolke angezeigt wird. Die graphische Auswertung dieses Integrals in dimensionsloser Form für $Re = 1$ ist in Abb. 4 gestrichelt eingezeichnet. Man erkennt den Vorsprung, den die Tellurwolke gegenüber dem theoretischen Wert besonders für kleine x/d dadurch hat, daß sie nicht unmittelbar an der Drahtoberfläche, sondern in weniger abgebremsten Schichten startet.

Die Nachlaufwerte der Abb. 4 sind bei gleichen Re -Zahlen und Radienverhältnissen auch auf andere Drahtstärken übertragbar. Allerdings muß man dann die Ausstoßzeit t_1 ändern. Macht man diese Zeit mit einer willkürlich aus u_0 und dem halben Drahtumfang πr_0 gebildeten Umströmungszeit dimensionslos, so ist für die ganze Abb. 4

$$t_1 \cdot \frac{u_0}{\pi r_0} \approx \frac{Re}{4}$$

Mit der Bezeichnung r_{01} für den Ausgangsradius ($r_{01} = 7 \cdot 10^{-2}$ mm) und r_{02} für den neuen Drahtradius wird die neue Ausstoßzeit

$$t_1 = 8 \cdot 10^{-3} \left(\frac{r_{02}}{r_{01}} \right)^2 \text{ sec.}$$

Bei der photographischen Aufnahme eines Grenzschichtprofils (Abb. 1) gilt für das ganze Bild eine Nachlaufzeit t_2 . Dadurch ist die Nachlaufänge bereits ein Maß für die örtliche Anströmgeschwindigkeit bzw. Re -Zahl. Durch diese Kopplung lassen sich mit

Hilfe der Abb. 4 Nachlaufkurven für konstante t_2 zeichnen, deren reziproker Wert den eigentlichen Korrekturfaktor K darstellt (Abb. 5), mit dem sich aus jeder Nachlauflänge die zugehörige ungestörte Geschwindigkeit u_0 ergibt:

$$u_0 = K \bar{u} = K \frac{x}{t_2}$$

Bei einem Grenzschichtprofil legt man zumeist nur Wert auf die Form des Profils, so daß man den (niedrigsten) Korrekturwert für die Geschwindigkeit am

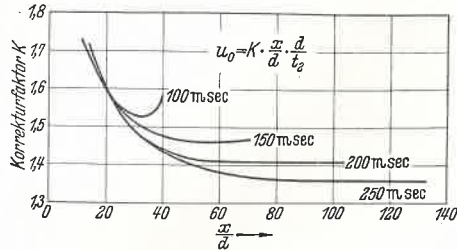


Abb. 5. Korrekturfaktor zur Ermittlung der ungestörten Geschwindigkeit in Abhängigkeit von der Nachlauflänge bei einer Aufnahme, die 100 bis 250 msec nach dem Ausstoß der Tellurwolke belichtet wird.

Rande der Grenzschicht willkürlich gleich eins setzen kann. Bei dieser Normierung wird das Geschwindigkeitsprofil, wie Abb. 6 an einem Beispiel zeigt, in seinem oberen Teil durch die photographische Aufnahme direkt wiedergegeben. Die im unteren Teil verbleibende relative Korrektur ist nur noch gering. (BLASIUSprofil;

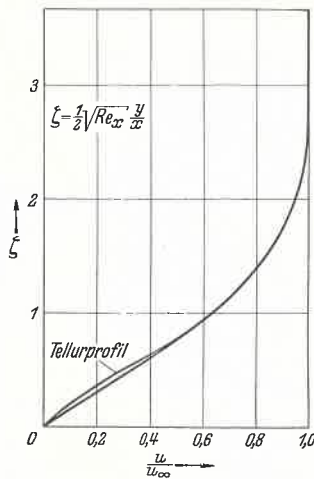


Abb. 6. Grenzschichtprofil für die ebene Platte und zum Vergleich das von der Tellurwolke gezeichnete Geschwindigkeitsprofil.

das Zeitverhältnis für diese

$$t_1 \cdot \frac{u_0}{\pi_0 r_{02}} \approx 3$$

setzt, etwa $6,5 \cdot 10^{-4}$ sec.

4. Versuchstechnik.

a) Herstellung von Tellurdrähten.

Reine Te-Drähte lassen sich nach dem WOLLASTONprinzip herstellen. Das Tellur wird in Glasröhrchen erhitzt. Bei Rotglut wird das Glas auseinandergezogen und nach dem Abkühlen mit Flußsäure abgeätzt. Solche Drähte (Durchmesser 0,1 bis 1 mm) sind sehr leicht zerbrechlich. Dafür haben sie aber eine Gebrauchsdauer von vielen Stunden. Die Montierung kann z. B. mit einem dünnen Nickeldraht, der

mittels Stromwärme eingeschmolzen wird, erfolgen. Als längsangeströmte Zylinder eignen sich diese Tellurdrähte vorzüglich zur Herstellung sehr feiner und sehr kontrastreicher Stromfäden. Will man sehr viele Stromfäden gleichzeitig erzeugen, so ist mit einer Te-Perlenreihe, die auf einen Haltedraht aufgeschmolzen wird, leichter umzugehen. Als Dauerspannung genügt in beiden Fällen je nach der Strömungsgeschwindigkeit 1 bis 10 Volt. Bleibt man unter 1,45 Volt, so kann man sich jede Isolation der Haltedrähte ersparen. Als Anoden wurden dünne Eisen- oder Silberbleche verwendet.

Für die Messung von Geschwindigkeitsprofilen eignen sich besser dünne Stahldrähte. Sie werden unter Stromwärme durch Recken gerichtet und dann mit einer relativ dicken (etwa 20μ) und auch empfindlichen Te-Schicht im Vakuum bedampft. Mit einem solchen Draht kann man etwa 150 Te-Wolken herstellen. Nach längerer Lagerung zeigen diese Schichten den Effekt, daß die Ausbildung der Te-Wolke erst nach dem Ausstoß von 2 bis 3 Wolken vollständig und konstant wird.

b) Photographische Aufnahme.

Kamera: Bei den eigenen Versuchen benutzte ich eine einäugige Spiegelreflexkamera mit verschiedenen Abbildungsmaßstäben (Ihagee-Exakta, 24×36 mm). Für Verschlusszeiten > 2 msec wurde ein Zentralverschluß aufgesetzt.

Beleuchtung: Zur Hellfeldbeleuchtung wurden handelsübliche Projektionslampen und Gasentladungslampen („Elektronenblitz“) verwendet. Filter erübrigen sich, da der schwarze Te-Schleier im Sichtbaren keine ausgeprägten Absorptionsmaxima hat.

Film und Entwickler: Als Filme wurden niedrig empfindliche Reproduktionsfilme gebraucht. Zur Erhöhung des Kontrastes wird man bei gleichzeitiger Einengung des Belichtungsspielraumes die Gradationssteilheit so weit wie möglich steigern. Hart arbeitende Filme und Entwickler [3] und die Ausnutzung des CALLIEReffektes sind dabei die wesentlichsten Hilfsmittel. Will man eine Auswertung mit einem der handelsüblichen Filmlesegeräte vornehmen, so wird man die ganze Kontraststeigerung in den Negativprozeß legen. Nimmt man den Positivprozeß hinzu, so kann man die Negativentwicklung feinkörniger halten.

c) Zeitliche Steuerung.

Um aus der photographischen Wegmessung eine Geschwindigkeitsmessung zu machen, muß die zum Wolkenausstoß benötigte Zeit t_1 und die Zeit bis zur Filmbelichtung t_2 bekannt und reproduzierbar sein. Dabei sollen t_1 und t_2 voneinander unabhängig variabel und $t_2/t_1 > 10$ sein. Man kann dieser Forderung durch einen Impulsgenerator nachkommen, der aus einem Multivibrator und einigen Univibratoren [4] aufgebaut ist. Man kann z. B. einen Multivibrator (MV) periodisch mit t_2 kippen lassen und durch ihn einen Univibrator (UV) anstoßen, der nun einmalig für die Zeitdauer t_1 kippt. Die Signalspannung am Ausgang des UV I steuert mehrere parallelgeschaltete kräftige Endpentoden, die als Schalter für den Tellurstrom dienen. Da dieser Strom in der Größenordnung 1 Ampere liegt, so ist bei Auslegung der Leerlaufspannung und der Schalthröhren auf den Spannungsabfall am Schalter zu achten. Die Belichtung der

$$u_0 = 9 \text{ cm/sec;}$$

$$t_2 = 200 \text{ msec;}$$

$$r_{01} = 7 \cdot 10^{-2} \text{ mm.}$$

e) Eine obere Grenze für das Verfahren ist noch dadurch gegeben, daß der laminare Nachlauf bei etwa $Re = 40$ anfängt instationär zu werden. Geht man z. B. von $r_{01} = 7 \cdot 10^{-2}$ auf $r_{02} = r_{01}/2$ über, so wäre für $Re = 38$ noch

$$u_0 = 54 \text{ cm/sec}$$

zulässig.

Die zugehörige Ausstoßzeit beträgt, wenn man Re -Zahl willkürlich

Kamera kann man über einen zweiten UV II steuern, der auch vom MV angestoßen wird. Dann fällt die Belichtungszeit immer an den Anfang der Impulszeit t_1 .

Die relative Frequenzkonstanz $\Delta f_2/f_2$ dieser Impulsgeneratoren läßt sich bei Spannungsstabilisierung gut auf $\Delta f_2/f_2 < 0,5\%$ halten. Eine Abschirmung und gute Entkopplung aller Einzelglieder ist notwendig. Die Eichung der Zeiten erfolgte über RC-Generator und Oszillograph und für lange Zeiten mittels NEUMANN-Schreiber. Das benutzte Gerät hatte folgende Zeitbereiche:

MV: 20 msec bis 5 sec;

UV I: 1 msec bis 60 msec;

UV II: 0,5 msec.

Eine Messung verläuft so, daß zunächst der Tellurstromkreis geschlossen wird, um z. B. ein oder mehrere Te-Wolken in die Strömung zu setzen. Dann wird

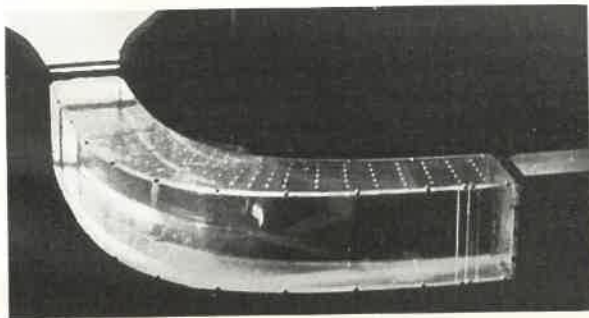


Abb. 7. Plexiglas Krümmer zur Untersuchung dreidimensionaler Grenzschichten.

der Stromkreis zur Auslösung der Belichtung geschlossen und durch den UV II zu Beginn einer neuen Wolke z. B. das Blitzlicht ausgelöst.

5. Anwendungen.

Die Tellurmethode hat bisher eine Anwendung lediglich bei laminaren Strömungen gefunden. Sie soll im folgenden an zwei Beispielen erläutert werden.

a) Messung einer dreidimensionalen Grenzschicht in einem Krümmer [5].

Es lag nahe, die gegebenen Möglichkeiten am Beispiel einer dreidimensionalen Grenzschicht zu zeigen. Als Strömungsbeispiel wurde ein ebener zweidimensionaler Krümmer (Abb. 7) gewählt, mit der Besonderheit, daß die innere Berandung eine Potentialstromlinie konstanter Geschwindigkeit ist. Die im Krümmer sich ausbildenden sehr instabilen Grenzschichtprofile konnten erst vermessen werden, als der Turbulenzgrad der Anströmung $< 10^{-4}$ war.

Die Abb. 8 zeigt die Projektion der tordierten Grenzschichtprofile ($t_2 = 200$ msec). Die Abb. 9 und 10 zeigen, wie mit einem stückweise isolierten Tellurdraht die Geschwindigkeitsrichtung in verschiedenen Wandabständen gemessen werden kann, so daß man ein vollständiges Bild der Geschwindigkeitsverteilung erhält. Für den gesamten Meßvorgang (etwa 50 Profil- und 50 Richtungsaufnahmen) benötigt man etwa

3 bis 4 Stunden. Die Richtung der Stromlinien in unmittelbarer Bodennähe wurde durch eine kleine, auf den Boden aufgesetzte Tellurhalbkugel gemessen, die etwa 1 Volt Dauerspannung erhielt. Abb. 11 zeigt ein auf diese Weise erhaltenes Bodenstromlinienbild.

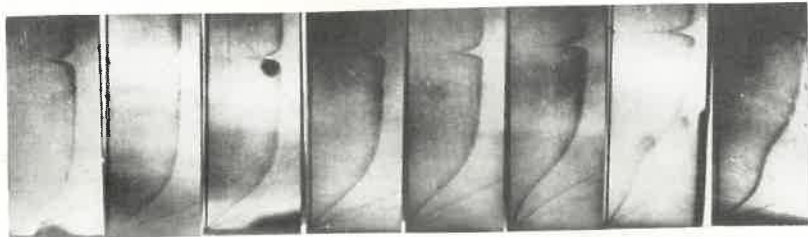


Abb. 8. Grenzschichtprofile am Krümmerboden vom Eintritt bis zur Krümmermitte. Die linken Profile sind noch näherungsweise zweidimensional, die rechten sind stark tordiert.

b) Optischer Nachweis von Instabilitätswellen in einer Grenzschicht.

Bei der Entwicklung einer laminaren Grenzschicht längs einer Wand wird bei einer bestimmten Lauflänge ein Instabilitätspunkterreicht [6]. Stromab von diesem Punkt wird die Grenzschicht fähig, zufällig in der Strömung vorhandene Störungen zu verstärken und insbesondere Störungen von der Eigenfrequenz der Grenzschicht anzufachen. Aus der zufälligen Störung entwickelt die Grenzschicht eine geordnete Wellenbewegung. Wenn diese angefachte Wellenbewegung nicht zum Umschlag in die turbulente Form führt, so hört bei einer zweiten Stelle die Anfachung auf und die Wellenbewegung wird wieder gedämpft.



Abb. 9. Zur Messung der Geschwindigkeitskomponenten v und w wird die Tellurwolke durch Lackierung des Tellurdrahts in bestimmten Wandabständen unterbrochen.

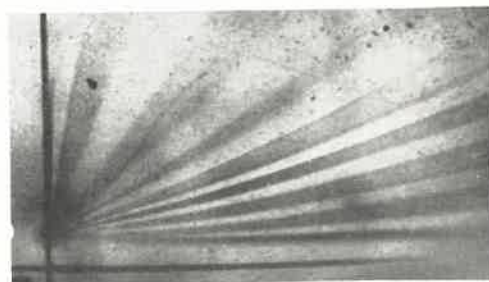


Abb. 10. Die gleiche Tellurwolke wie in Abb. 9. Man erkennt die Geschwindigkeitsrichtungen in verschiedenen Wandabständen. Das Bezugssystem ist in die Plexiglaswand eingeritzt.

Der direkte Nachweis für dieses prinzipielle Verhalten einer laminaren Grenzschicht wird hier erstmals mit einigen Streichlinien gezeigt. In Abb. 12 sind drei Streichlinien zu sehen, die von links nach rechts schwimmen und von denen sich die untere und

mittlere in der Grenzschicht befinden. Der Instabilitätsbereich ist bereits überschritten. Der Turbulenzgrad der Anströmung ist aber zu klein, um eine deutlich beobachtbare Schwingungsamplitude zu zeigen.

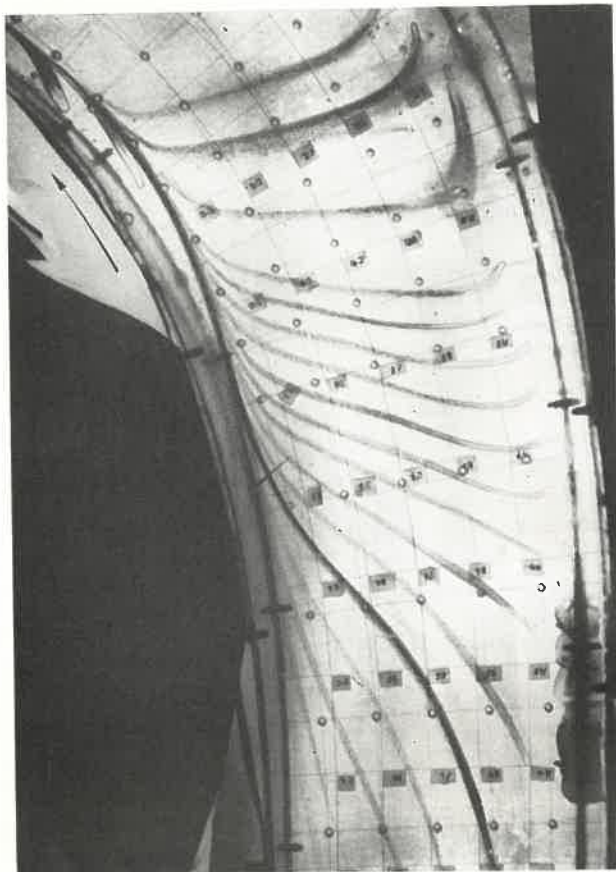


Abb. 11. Aufnahme des Stromlinienbildes am Krümmerrboden durch einige Tellurperlen.

Weit stromauf wird nun der Strömung eine sehr kleine Störung, die ungefähr die Eigenfrequenz der Grenzschicht hat, aufgeprägt. Man erkennt an den Streichlinien in Abb. 13, wie diese Störung im labilen Gebiet angefacht wird, und erhält ein Bild von der Ampli-

tudenverteilung der Wellenbewegung senkrecht zur Wand.

Abb. 14 zeigt die gleichen Streichlinien weiter stromab. Hier ist der Instabilitätsbereich durchschritten. Die Wellenlinie wird durch die scherende Bewegung in der Grenzschicht langsam auseinander gezogen. Es sei noch bemerkt, daß es sich hier nicht um eine zweidimensionale Grenzschicht, sondern um eine Grenzschicht in der Ecke zweier Kanalwände handelt.

Zusammenfassung.

Es wird ein Verfahren beschrieben, das gestattet, bestimmte Volumenelemente einer Wasserströmung durch kolloidales Tellur zu kennzeichnen. Mit längs-angeströmten, dünnen Te-Drähte lassen sich sehr feine Strom- oder Streichlinien erzeugen und mit querangeströmten Te-Drähten läßt sich die Geschwindigkeitsverteilung längs dieser Drähte messen. Für den letzteren Fall werden Zahlenwerte für den Tellurausstoß, eine Korrektur zum Ausgleich des Nachlauffehlers und ein Zeitgebergerät angegeben.

Für beide Anwendungsformen wird ein Anwendungsbeispiel beschrieben.

Die Arbeit wurde durch ein Stipendium und eine Forschungsbeihilfe der Deutschen Forschungsgemeinschaft ermöglicht und im Institut für Gasströmungen der Technischen Hochschule Stuttgart ausgeführt. Seinem Leiter, Herrn Prof. Dr.-Ing. A. WEISE, bin ich für viele Ratschläge und wertvolle Unterstützung zu Dank verpflichtet.

Literatur: [1] MÜLLER, E.: Z. Elektrochem. 11, 524 (1905); und Gmelins Handb. d. anorg. Chemie 8. Aufl. 11, 226 (1940). — [2] LAMB, H.: Hydrodynamik, 5. engl. und 2. deutsche Aufl., § 343. — [3] SPÖRL-NEUMANN: Photographisches Rezeptbuch, Verlag Knapp, (Saale), N 17, N 2 (1949). — [4] ELMORE-SANDS: Electronics Exp. Techn. McGraw Hill N. Y. 1949, S. 105; vgl. auch KULP: Elektronenröhren, Vandenhoeck u. Ruprecht, Göttingen 1951. — [5] WORTMANN, F. X.: Messung einer laminaren, dreidimensionalen Grenzschicht in einem ebenen Krümmer. Unveröff. Arbeit im Institut für Gasströmungen der T.H. Stuttgart. — [6] TOLLMJEN-SCHLICHTINGSche Stabilitätstheorie zur Entstehung der Turbulenz. Vgl. z. B. SCHLICHTING, H.: Forschung a. d. Gebiet d. Ingenieurwesens 16, 65 (1950).

Dipl.-Phys. FRANZ XAVER WORTMANN, Institut für Gasströmungen der T. H. Stuttgart, Ruit über Eßlingen.



Abb. 12. Streich- bzw. Stromlinien in einer instabilen Grenzschicht. Störungsfreie Anströmung.

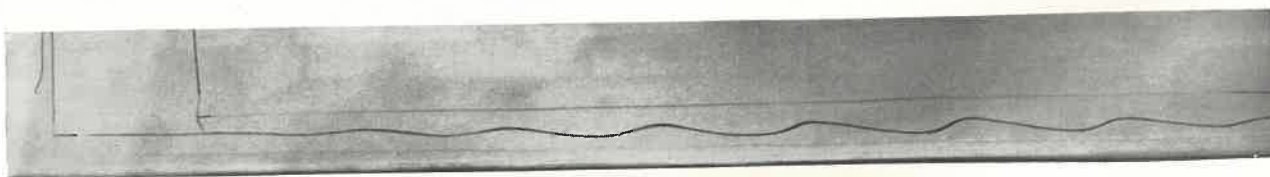


Abb. 13. Eine sehr kleine Störung bestimmter Frequenz wird innerhalb der Grenzschicht als Wellenbewegung angefacht.

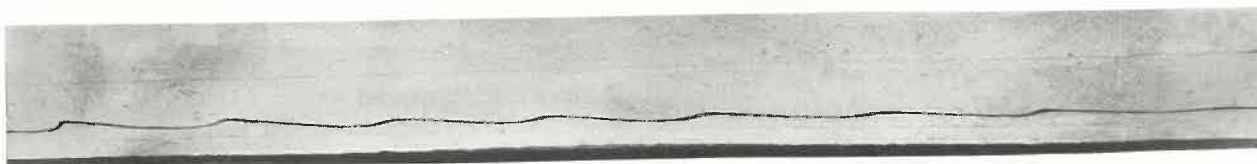


Abb. 14. Weiter stromabwärts wird die Grenzschicht wieder stabil und die Wellenbewegung wird gedämpft.