

439 | 1983

SCHRIFTENREIHE SCHIFFBAU

Thomas Knaack

Laser-Doppler-velocimetrische Messungen an einem Schiffsdoppelmodell im Windkanal

TUHH

Technische Universität Hamburg-Harburg

Laser-Doppler-velocimetrische Messungen an einem Schiffsdoppelmodell im Windkanal

Thomas Knaack, Hamburg, Technische Universität Hamburg-Harburg, 1983

© Technische Universität Hamburg-Harburg
Schriftenreihe Schiffbau
Schwarzenbergstraße 95c
D-21073 Hamburg

<http://www.tuhh.de/vss>

INSTITUT FÜR SCHIFFBAU DER UNIVERSITÄT HAMBURG

Bericht Nr. 439

Laser-Doppler-velocimetrische Messungen
an einem Schiffsdoppelmodell
im Windkanal

von

Thomas Knaack

1983

	Seite:
1 Einleitung	1
2 Das Anemometer	2
2.1 Messprinzip	2
2.2 Signalverarbeitung	5
2.3 Die Windkanaloptik	10
2.4 Messwerterfassung	13
3 Turbulente Strömung und Reynolds'scher Spannungstensor	14
4 Spezielle Wahl der Messrichtungen	16
5 Labormessungen an einer turbulenten Rohrströmung	19
6 Windkanalmessungen	24
6.1 Anströmung	24
6.2 Nachstrom	26
7 Fehlerbetrachtungen	38
8 Zusammenfassung	41
Literatur, Nomenklatur	42
Anhang I Der Correlator	47
II Datenerfassung	49
III Das Fitprogramm CORF	53
IV Liste der Messergebnisse	57
V Photos	59

1 Einleitung

Der Nachstrom eines Schiffes ist in seiner Komplexität der Druck- und Geschwindigkeitsverteilungen, der turbulenten Schwankungen und der auftretenden Kräfte bis heute für den Propellerentwurf der Einblick in diese Strömungsverhältnisse unerlässlich. Man ist daher auf experimentelle Aufmessungen des Schiffsnachstroms angewiesen. Derartige Messungen erfolgen sowohl an Grossausführungen als auch an Modellen. Letztere werden entweder in Wasser, zum Beispiel in einem Schlepptank, oder in Luft in einem Windkanal untersucht.

Von Yeh und Cummins /1/ wurden 1964 erstmals Strömungsgeschwindigkeiten mit einer Lasertechnik bestimmt. Im Institut für Schiffbau (IfS) wurden nach dem Prinzip der Laser-Doppler-Anemometrie (LDA), auch Laser-Doppler-Velocimetrie (LDV) genannt, an Grossausführungen bisher sowohl stationäre als auch instationäre Nachstromaufmessungen durchgeführt /2/ /3/. Von Scheinpflug /4/ erfolgte die Erstellung eines Laser-Anemometers zur Messung im Windkanal des IfS.

In dieser Arbeit wurde ein Anemometer verwendet, welches in Rückwärtsstreuung arbeitet und von dem Geschwindigkeitsvektor jeweils eine Komponente, ohne deren Vorzeichen, bestimmt. Eine Beschreibung des Messprinzips findet sich in Abschnitt 2.1. Es wurde ein Verfahren erstellt um aus verschiedenen Messungen an einem Punkt neben dem mittleren Geschwindigkeitsvektor auch die Reynolds'schen Spannungen zu errechnen. Der bei der Berechnung auftretende Fehler wird abgeschätzt.

Um das Verfahren im Vergleich mit anderen Messmethoden (Hitzdraht) zu testen, wurde im Labor eine turbulente Rohrströmung ausgemessen. Im Windkanal wurde der nominelle Nachstrom, d.h. ohne Propeller und Ruder, eines Schiffsdoppelrumpfmodells in einer Ebene senkrecht zur Schiffslängsachse untersucht. Das Windkanalanemometer ist eine Weiterentwicklung des Anemometers von Scheinpflug. Die Signalverarbeitung erfolgte mit einem digitalen Correlator. Die Konzeption der rechnergestützten Messwerterfassung und Auswertung wird dargestellt.

2 Das Anemometer

2.1 Messprinzip

Mit einem Laser-Doppler Anemometer wird die Geschwindigkeit in strömenden Medium mitgeführter Teilchen bestimmt. Diese sind in dem Medium entweder als natürliche Verunreinigung in ausreichender Zahl vorhanden oder müssen zugesetzt werden ("Seeding"). Als Zusatz in Luft wird z. B. unter anderem Tabakrauch verwendet, dessen Teilchendurchmesser von Melling /5/ mit 0.1-1.0 um angegeben wird. Unter der Annahme, dass die Teilchen den Geschwindigkeitsschwankungen der turbulenten Strömung verzögerungsfrei folgen, wird die Teilchengeschwindigkeit \vec{v} als Strömungsgeschwindigkeit des Mediums am Beobachtungsort angesehen.

Durchkreuzen die Teilchen einen (i.a. fokussierten) Laserstrahl, wird Licht gestreut. Das Streuverhalten wurde von Mie /6/ unter der Annahme einer monochromatischen linear polarisierten einfallenden elektromagnetischen Welle und kugelförmiger Teilchen untersucht (insbesondere in Abhängigkeit von der Teilchengröße, der Wellenlänge des einfallenden Lichts und den Dielektrizitätskonstanten des Mediums und des Teilchenmaterials). Bedingt durch die Relativbewegung der Teilchen gegen die Messapparatur ist das gestreute Licht gegen das einfallende frequenzverschoben (Dopplereffekt). Die Frequenzverschiebung, auch Dopplereffekt genannt, kann, da sie um ca. 9 Zehnerpotenzen kleiner ist als die Frequenz des einfallenden Lichts, nur schwer durch Frequenzbestimmung des Streulichts direkt gemessen werden. Von den verschiedenen Überlagerungstechniken die u.a. in der Literatur von Durst /7/ und Durrani /8/ umfassend diskutiert wurden, ist in dieser Arbeit nach dem Kreuzstahlverfahren, auch Differential-Doppler Verfahren genannt, vorgegangen worden. Bei dieser Methode wird der Laserstrahl in zwei kohärente Strahlen geteilt, die in ihren Taillen unter einem Winkel α zum Schnitt gebracht werden. Kreuzt ein Teilchen dieses Schnittvolumen, so werden die Streulichtanteile aus beiden Strahlen optisch gemischt und ergeben als Gesamtstreulichtsignal eine Lichtschwebung mit der gesuchten Dopplereffrequenz:

$$f_D = \frac{2}{\lambda} |\vec{v} \cdot \vec{e}| \sin \frac{\alpha}{2} \quad (1)$$

wobei \vec{e} der Einheitsvektor in Messrichtung und λ die Wellenlänge des Laserlichts ist. Die Messrichtung liegt in der Ebene der beiden Strahlen und senkrecht zu ihrer Winkelhalbierenden. Bestimmt wird der Betrag des Geschwindigkeitsvektors in Messrichtung, das Vorzeichen der Geschwindigkeit bleibt bei der hier verwandten Anemometerversion unbestimmt. Möglichkeiten von Anemometermessungen

mit Vorzeichenerkennung sind in Durst /7/ aufgeführt.

Ein anschauliches Bild des Schnittvolumens und der sich ergebenden Signalform des Streulichts gibt das Streifenmodell. Der Laser wird in der Grundmode TEM_{00} betrieben, daher hat der Strahl ein Gauss'sches Intensitätsprofil und die Wellenfronten des Strahls sind in der Taille eben /9/. Schneiden sich zwei derartige kohärente Strahlen in ihren Strahltaillen unter einem Winkel α , so ergeben sich als Interferenzerscheinungen parallel zur Winkelhalbierenden Ebenen gleicher Phase im Abstand

$$s = \frac{\lambda}{2 \sin(\alpha/2)} \quad (2)$$

Wird das Überlagerungsgebiet in einem Schnitt in der Ebene der beiden Strahlen betrachtet, so ist (Abb.1, Darstellung der Wellenfronten beider Strahlen) der Wechsel von hellen und dunklen Streifen zu erkennen.

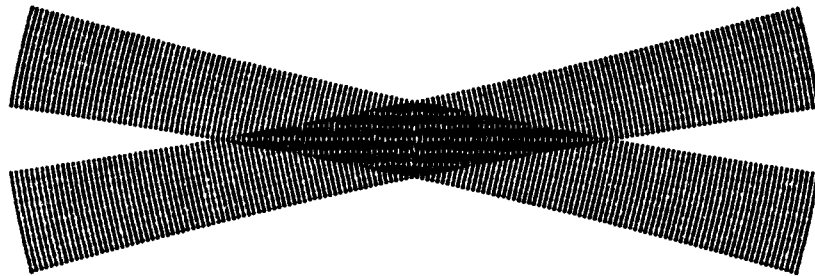


Abb.1 Streifenmodell

Durchkreuzt ein Teilchen senkrecht zu den Ebenen dieses Volumen in seinem Zentrum, so ergibt sich, unter der Annahme von punktförmigen Teilchen und einer Streulichtintensität, die nur vom jeweiligem Teilchenort im Schnittvolumen abhängt, die in Abb. 2 dargestellte, auch Burst genannte, zeitabhängige Streulichtintensität.

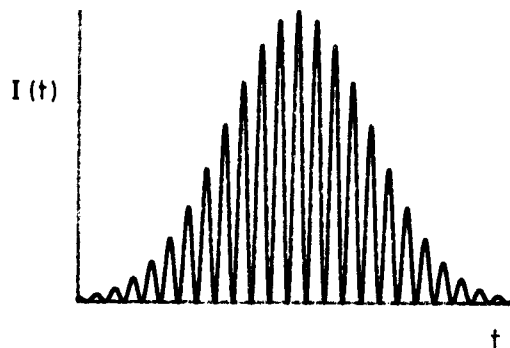


Abb.2 Burst

Schneiden sich die Strahlen nicht in ihren Taillen, so sind die Wellenfronten der Strahlen im Schnittbereich nicht eben. In diesem Fall ist der Streifenabstand über das Schnittvolumen, wie Abb. 3 zeigt, nicht konstant. Unter dieser Bedingung würden sich für Teilchen mit gleichem Geschwindigkeitsvektor aber verschiedenen Teilchenbahnen durch das Schnittvolumen unterschiedliche Dopplerfrequenzen ergeben /10/.

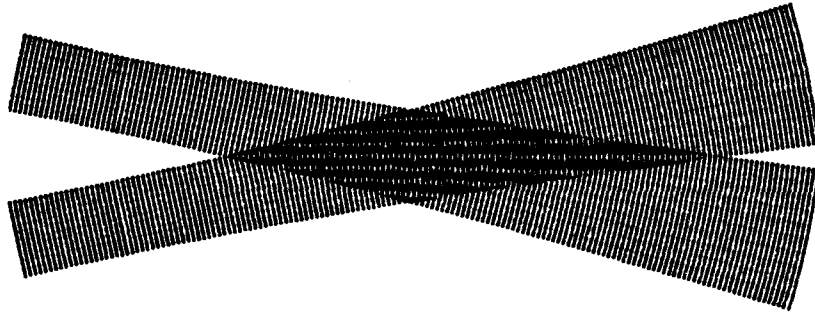


Abb.3 Streifenmodell (Strahltaillen nicht
im Schnittvolumen)

2.2 Signalverarbeitung

Das Streulicht, bei der in der vorliegenden Arbeit verwandten Anemometerversion ausschliesslich das rückwärtsgestreute, wird in einem Photodetektor in ein entsprechendes elektrisches Signal umgewandelt.

Im allgemeinen stehen zur Bestimmung der Dopplerfrequenz verschiedene, in der oben angegebenen Literatur /7/ aufgeführte, Verfahren zur Verfügung. Im IfS wird zum Beispiel bei Messungen an Grossausführungen /11/ ein Counterprozessor verwendet. Er liefert für jedes durch das Messvolumen tretende Teilchen eine Frequenz bzw. über den Streifenabstand eine Geschwindigkeit. Nach Messung an einer hinreichend grossen Anzahl von Teilchen ergibt sich eine Geschwindigkeitsverteilung. Aus dieser wird die mittlere Geschwindigkeit und deren Standardabweichung errechnet, die bezogen auf die mittlere Geschwindigkeit hier als lokaler Turbulenzgrad η bezeichnet wird.

Das Betreiben des Anemometers in Rückwärtsstreuung erlaubt einerseits den Aufbau eines kompakten Messgerätes, andererseits ist jedoch die Streulichintensität bei Rückwärtsstreuung um ca. den Faktor 10^3 geringer als bei Vorwärtsstreuung. Testmessungen lieferten im Windkanal zum Beispiel für den Durchgang eines einzelnen Teilchens durch das Messvolumen nur 60 Photodetektionen. Bei derart geringer Streulichleistung bleibt von dem Burst nur ein Zug einzelner Photonen, wie in Abb. 4 gezeigt, so dass die konventionellen Verfahren zur Frequenzbestimmung nicht mehr angewendet werden können. Zur Messung unter diesen Bedingungen wurde von Pike /12/ erstmals 1969 die in dieser Arbeit verwandte Technik der Photonen-Correlation vorgeschlagen. Im folgenden sei auf diese Technik näher eingegangen.

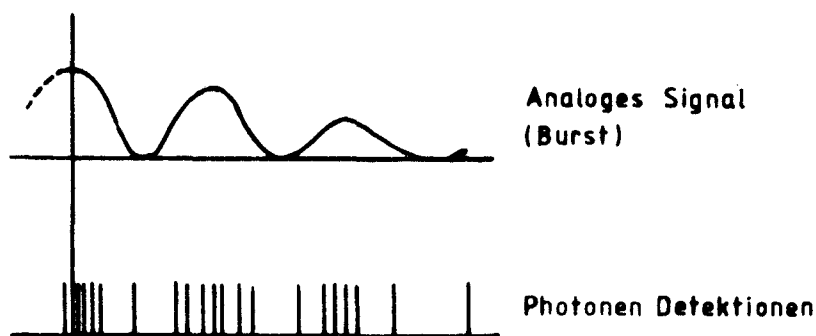


Abb. 4

Da die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von Photodetektionen proportional zur Gesamtfeldstärke der

beiden einfallenden Strahlen am Teilchenort ist, zeigt sich unter der Annahme, dass das Streifenmodell gültig ist, die Häufigkeit der Photonen, wie auch der Burst, zeitlich mit der Dopplerfrequenz moduliert. Durch das einfache Aufzeichnen der Detektionsrate wäre die Dopplerfrequenz wegen des Signalrauschens nicht zu erkennen. Sie kann jedoch durch Messen der Autocorrelationsfunktion des Streulichts hervorgehoben und bestimmt werden. Uncorreliertes Rauschen ergibt hierbei nur einen konstanten Untergrund.

Die Autocorrelationsfunktion G einer Funktion f ist gegeben durch

$$G(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \cdot f(t+\tau) dt \quad (3)$$

Für die Berechnung der Autocorrelationsfunktion seien die Komponenten des Geschwindigkeitsvektors ($\vec{v} = (u, v, w)$) im System der beiden Laserstrahlen wie folgt bezeichnet. u ist die Komponente in Messrichtung, v steht senkrecht auf der Ebene der beiden Strahlen und w bezeichnet die Komponente in Richtung der Winkelhalbierenden der Strahlen. (Später bei den Messungen bezeichnen u , v und w die Komponenten des Geschwindigkeitsvektors in einem von der Messrichtung unabhängigen System des Strömungskörpers).

Unter den Annahmen, dass sich jeweils nur ein Teilchen im Messvolumen befindet und dass $u, v > w$, wurde die Autocorrelationsfunktion für eine laminare Strömung von Abbiss /13/ für kleine α berechnet als:

$$G(\tau) = \frac{a_0}{\sqrt{u^2 + v^2}} \cdot \exp\left[-\frac{(u^2 + v^2)\tau}{r_0^2}\right] \cdot \left(1 + \frac{m^2}{2} \cdot \cos \frac{2\pi u \tau}{s}\right) \quad (4)$$

a_0 und m enthalten die Einflüsse des Teilchenspektrums und der Teilchenbahn durch das Messvolumen. r_0 ist der Radius der Strahlen in ihren Taillen. Als Strahldurchmesser wird i.a. der Abstand der $1/e^2$ Punkte des Intensitätsprofils angesehen.

Für eine turbulente Strömung muss über die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung $p(u, v, w)$ der Teilchengeschwindigkeit integriert werden. Die Anzahl der Teilchen, die in einer Zeiteinheit das Schnittvolumen durchkreuzen, ist durch $4nr_0 \cdot l\sqrt{u^2 + v^2}$ gegeben /13/. Hierbei stellt n die Anzahl der Teilchen in einem Einheitsvolumen und $2l$ die Länge des Messvolumens dar. Somit ist die Autocorrelationsfunktion für eine turbulente Strömung proportional zu

$$\iiint \sqrt{u^2 + v^2} \cdot p(u, v, w) \cdot G(\tau) du dv dw \quad (5)$$

Die dreidimensionale Verteilung $p(u,v,w)$ wird experimentell nicht direkt bestimmt, da eine Messung jeweils nur die Geschwindigkeitskomponente in Messrichtung liefert. In dieser Arbeit wird $p(u,v,w)$ als dreidimensionale Gaussverteilung angenähert, so dass sich das Integral explizit berechnen lässt /14/. Diese Abschätzung führt aber auch zur Einschränkung des Gültigkeitsbereiches für die Geschwindigkeits- und Turbulenzbestimmung. (näheres Abschnitt 7).

Mit $p(u,v,w)$ als dreidimensionale Gaussverteilung ergibt sich, dass die turbulente Geschwindigkeitskomponente in Messrichtung für beliebige Messrichtungen wiederum gaussverteilt ist /14/. Unter der weiteren Annahme, dass jedes Teilchen während des Durchkreuzens des Messvolumens seine jeweilige Geschwindigkeit nicht ändert, liefert die Lösung des Integrals (5) (nach/14/) die Autocorrelationsfunktion einer turbulenten Strömung

$$G(t) = A \cdot \exp(-\varepsilon t^2) + B \cdot \exp[-(2\pi^2 \eta^2 + \varepsilon)t^2] \cdot \cos(2\pi t) + C \quad (6)$$

mit

$$t = \frac{\tau}{T} \quad , \quad \varepsilon = \frac{4}{N^2}$$

T ist die Dopplerperiode und ergibt mit dem Streifenabstand s die lokale mittlere Geschwindigkeitskomponente, η bezeichnet den Turbulenzgrad (siehe 3) bezogen auf diese Komponente, N die Streifenzahl. A und B hängen von der Streucharakteristik der Teilchen, der Teilchenzahl und den Eigenschaften der Optik ab. C stellt das Mass des uncorrelierten Hintergrundrauschens dar. In (6) ergibt T die Modulationsperiode (Abb.5). Der Dämpfungsgrad der Modulation ist von der endlichen Streifenzahl und von η abhängig (vergl. auch Abb. 7).

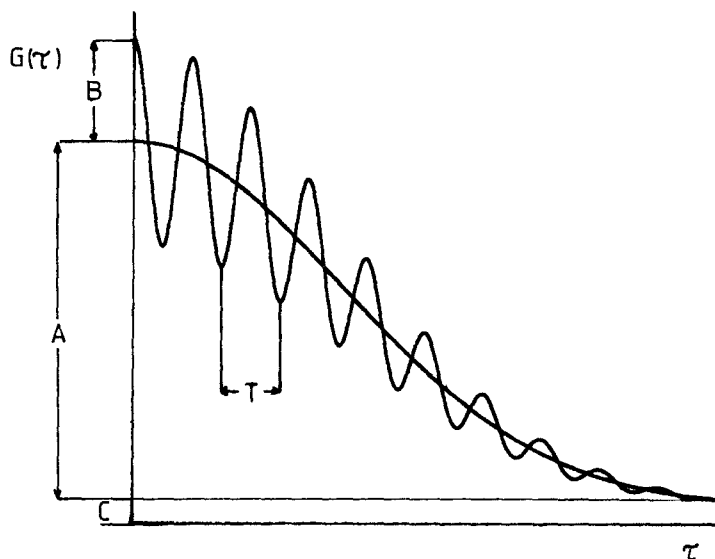


Abb. 5

Correlogramm

Der verwendete Correlator (Malvern K 7026) liefert 64 Stützstellen der Autocorrelationsfunktion. Die Beschreibung der Arbeitsweise des Correlators findet sich im Anhang I. Die Funktion (6) wird an die Stützstellen mit dem Fitprogramm CORF nach dem Prinzip der kleinsten Quadrate angepasst. Ein Fitprogramm WAKE von Scheinpflug /4/ arbeitet mit (6) als Funktion der 5 Parameter A, B, C, T und η ; N ist konstant. Da die Richtung der mittleren Geschwindigkeit Schwankungen unterworfen ist, bleibt die Anzahl der Streifen, die von verschiedenen Teilchen gekreuzt werden, nicht konstant. Die Änderung der Streifenzahl tritt insbesondere bei verschiedenen Messrichtungen auf. Dies wird in Abb. 6 einem Schnitt durch das Messvolumen senkrecht zur Winkelhalbierenden deutlich. Es hat sich daher als notwendig erwiesen, N als sechsten Parameter variabel zu halten. CORF, das in Anhang III beschrieben wird, arbeitet daher als sechsparametrieger Fit. Abb. 7 zeigt einige typische Correlogramme (Stützstellen und Fit) bei verschiedenen Turbulenzgraden.

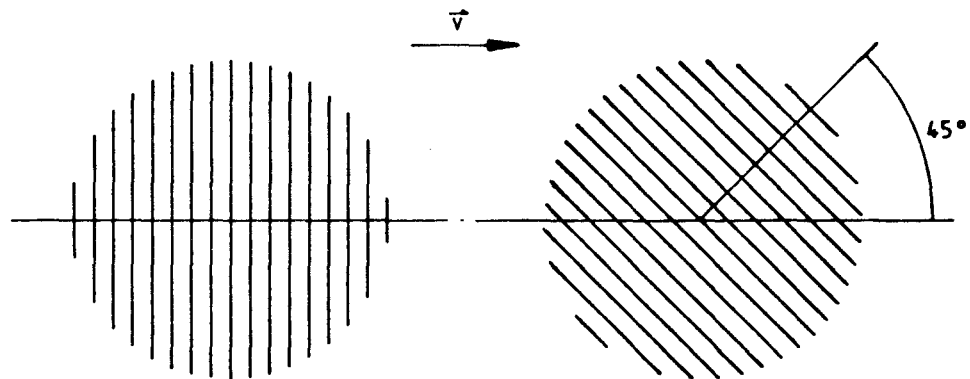


Abb. 6 Orientierung der Streifen

Die Signalverarbeitung mit einem Correlator liefert bei der vorliegenden Betriebsart im Gegensatz zu den oben beschriebenen Countermessungen keine Information über einzelne Teilchen. Sowohl deren jeweilige Geschwindigkeit als auch die Zahl der gemessenen Teilchen bleibt unbekannt. Bekannt wird als Mittelwert der angenommenen Gaussverteilung die mittlere Dopplerfrequenz und somit die mittlere Geschwindigkeitskomponente in Messrichtung sowie der Turbulenzgrad in Messrichtung (vergleiche 3).

(vergl. auch Abb. 30)

FIG183 MESSUNG 11

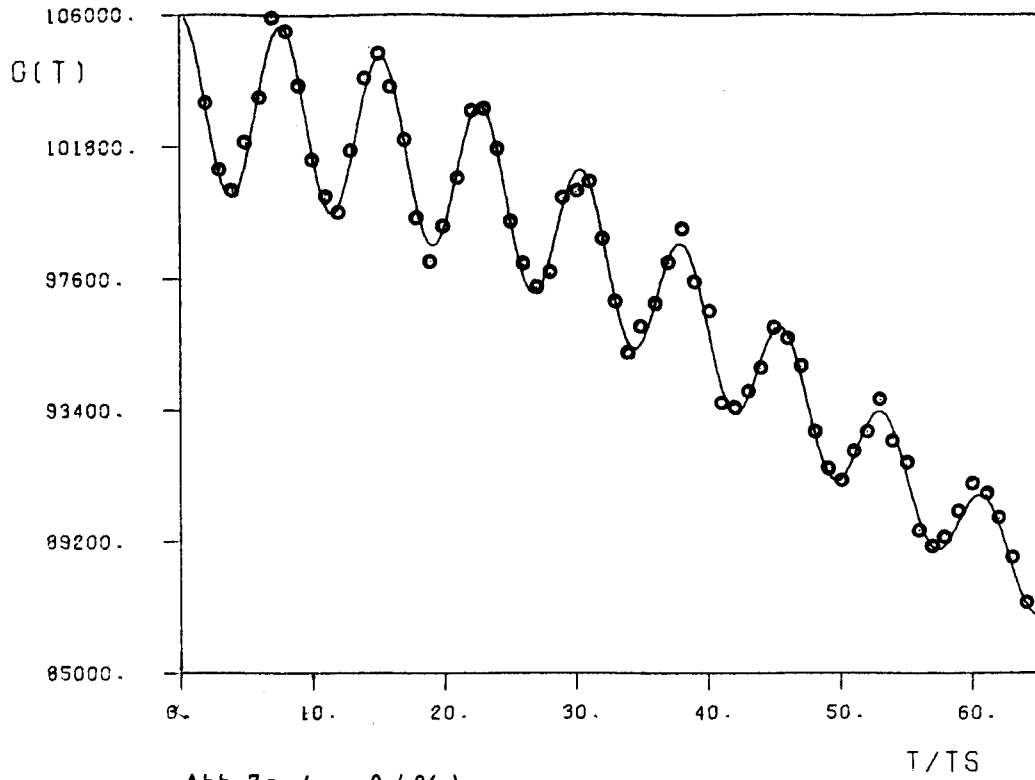


Abb. 7a ($\eta = 0.4\%$)

FIG184 MESSUNG 6

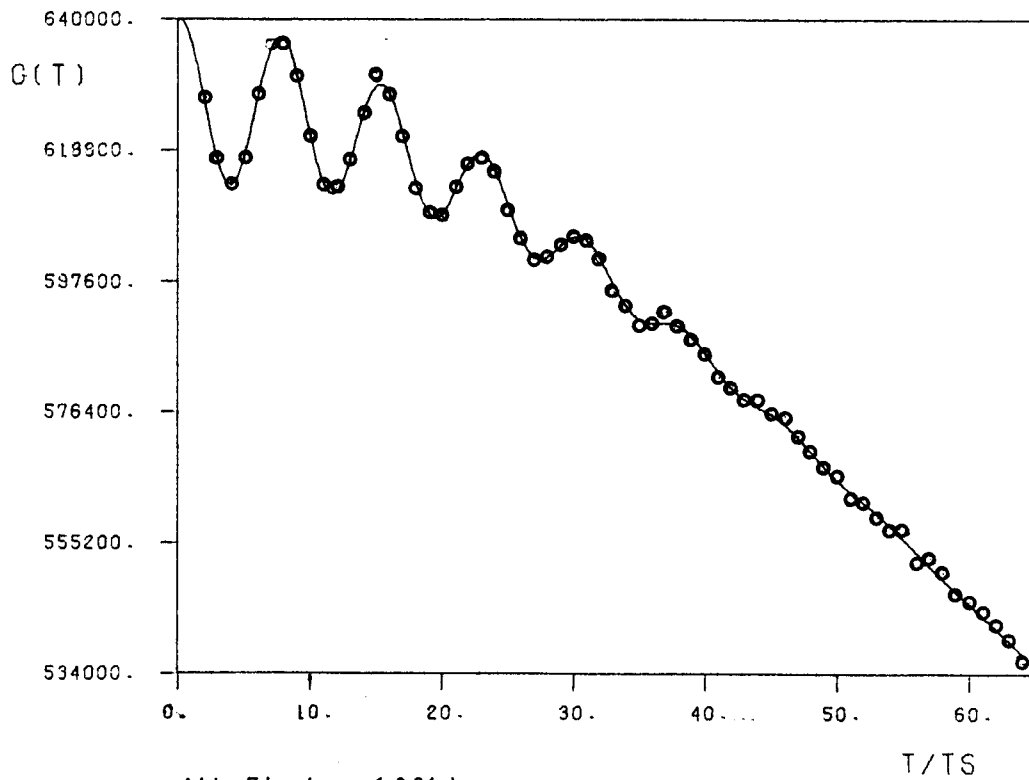


Abb. 7b ($\eta = 6.0\%$)

FIG184 MESSUNG 4

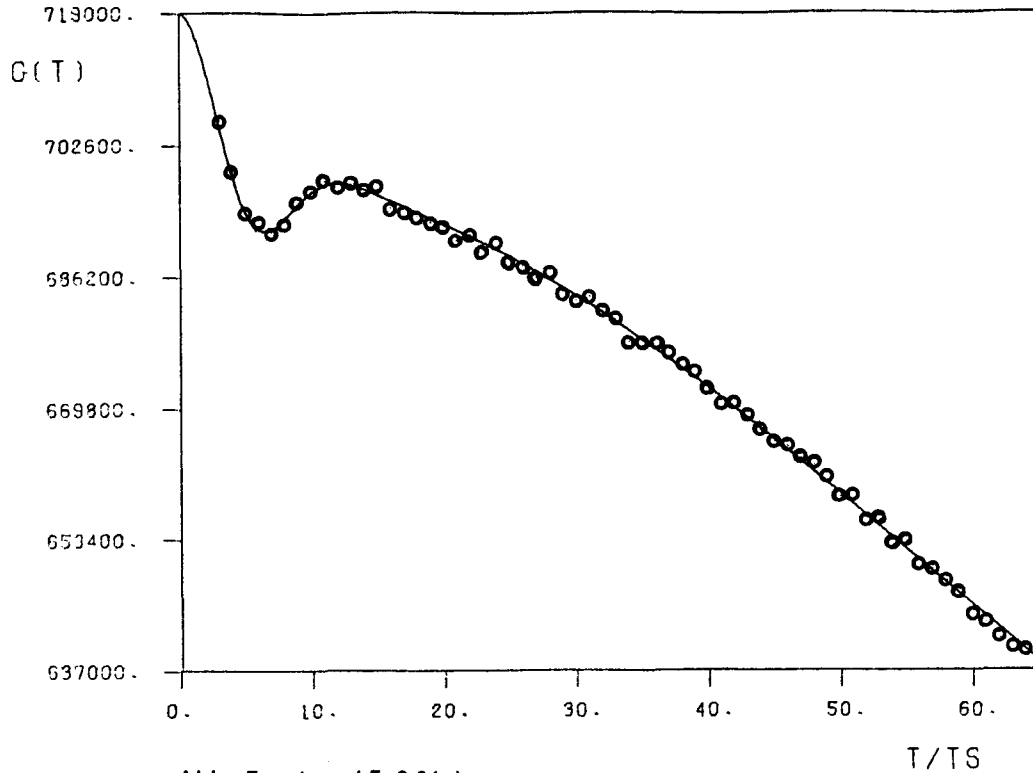


Abb. 7c ($\eta = 45.9\%$)

2.3 Die Windkanaloptik

Das Windkanal-Anemometer ist eine Weiterentwicklung der Version von Scheinpflug /4/. Es arbeitet nach dem Kreuzstrahlverfahren und in Rückwärtsstreuung. Die Empfindlichkeit der Scheinpflug'schen Version gegen Verschiebung des Messpunktes, die durch die Trennung des festmontierten Lasers von dem beweglichen Messkopf auftraten, konnten durch einen verbesserten Aufbau beseitigt werden. Das Windkanal-Anemometer wurde so umgebaut, dass alle optischen Elemente (Laser, Optik und Photomultiplier) komplett auf einer Grundplatte auf ein Verschiebegerät montiert und mit diesem zum Anfahren der Messpunkte in alle drei Raumrichtungen verschoben werden können. Abb. 8 zeigt die gesamte Windkanaloptik.

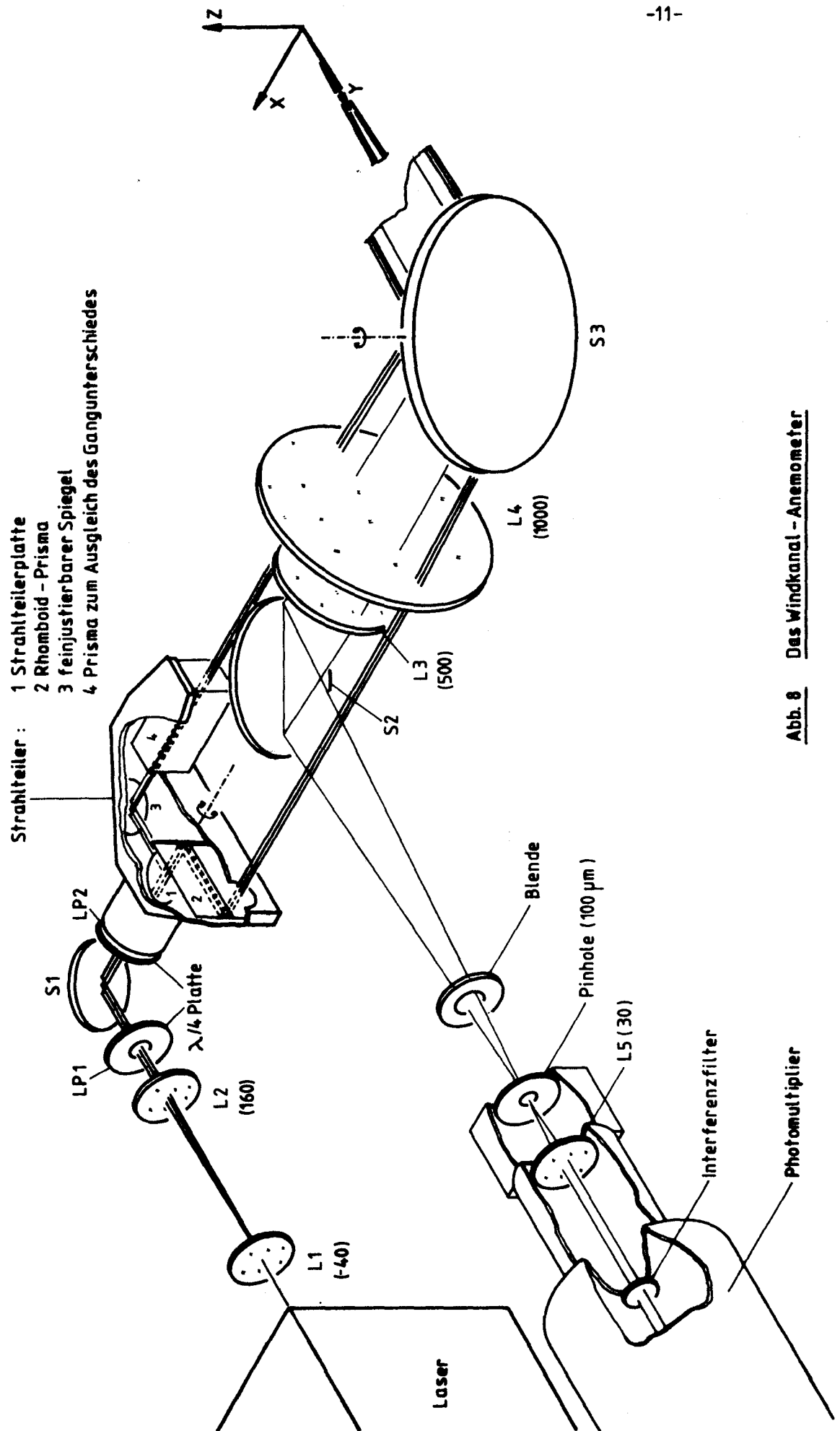


Abb. 8 Des Windkanal - Anemometer

Der Argon-Ionen Laser (Coherent 52 B) wird bei einer Wellenlänge von 488 nm mit einer Leistung von 300 mW betrieben. Der Durchmesser des Laserstrahl beträgt 1 mm. Nach 4-facher Aufweitung (durch L1 und L2) wird der zunächst linear polarisierte Strahl durch die $\lambda/4$ -Platte (LP1) zirkular polarisiert. Eine zweite $\lambda/4$ Platte (LP2) ist mit dem Strahlteiler fest verbunden und so eingestellt, dass bei beliebiger Drehung des Strahlteilers beide Strahlen senkrecht zu der von ihnen aufgespannten Ebene linear polarisiert werden. Die Brennweite der Frontlinse L4 beträgt 1000 mm.

Aus dem gemessenen Schnittwinkel $\alpha = 4.46^\circ$ und den oben angegebenen Größen berechnet sich der Streifenabstand zu 6.06 μm und die Länge bzw. Dicke des Schnittvolumens zu 3.8 mm bzw. 0.15 mm. Die Streifenzahl beträgt 25.

Das Rückgestreute Licht wird durch die Linsen (Achromaten) L4 und L3 und über den Spiegel S2 auf die Pinholeebene abgebildet. Das Pinhole wirkt als Raumfilter und sorgt dafür, dass im wesentlichen nur Licht aus dem Messvolumen in den Photomultiplier (EMI 9863 KB 100) gelangt. Die Linse L5 bewirkt, dass das Streulicht parallel in den Photomultiplier fällt. Das Interferenzfilter hält Licht anderer Wellenlänge als die des Laserlichts, wie z. B. Raumlicht vor dem Photomultiplier auf. Dieser wandelt das Streulicht in ein elektrisches Signal. Dieses wird zunächst verstärkt und in einem Diskriminator in Pulse gleicher Höhe und der Länge von 7 ns umgeformt. Die Pulse gelangen in den Correlator. Um Leitungsverluste gering zu halten, sind der Photomultiplier, der Verstärker und der Diskriminator zu einer Einheit verbunden.

Die Messrichtungen können durch Schwenken des Frontspiegels S3 in der x-y Ebene im Bereich von 40° bis -20° zur x-Achse und unabhängig davon durch Drehen des Strahlteilers in der x-z Ebene von 45° bis -45° zur x-Achse eingestellt werden. Die Einschränkungen der Messrichtungen waren durch die Mechanik des Anemometers bedingt, insbesondere die wünschenswerte Vergrößerung des Schwenkbereiches in der x-y Ebene (vergl. 7) war mit dem vorhandenen Spiegel S3 und der Frontlinse L4 nicht zu erreichen.

Photos der Optik finden sich im Anhang V.

2.4 Messwerterfassung

Für die Datenerfassung wurde im Windkanal ein Prozessrechner (HP 2100) verwendet. Dieser wurde in einem Satellitensystem mit dem Zentralrechner (HP 21MX) gekoppelt. Zur Datenspeicherung wurden Platten und Magnetbänder des Zentralrechners genutzt. Im Windkanal wurden neben den Kanalinhalt des Correlators zur Bestimmung der Anströmgeschwindigkeit (siehe 6.1) während der Messung auch die Temperatur, der Luftdruck und der Vorkammerdruck des Windkanals on-line erfasst. Zusatzdaten, wie Koordinaten etc., wurden im Dialog abgespeichert. Abb. 9 zeigt das Blockschaltbild der Messwerterfassung.

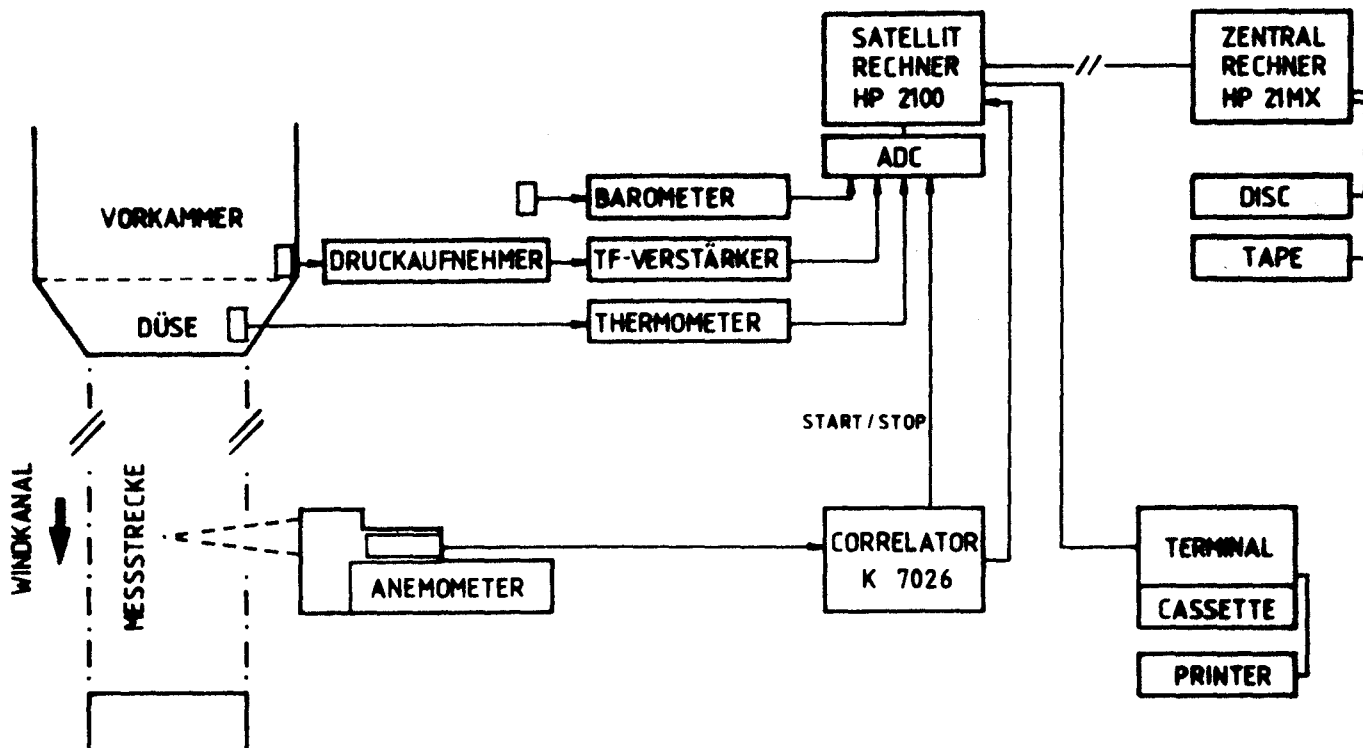


Abb. 9 Blockschaltbild der Messwerterfassung

Nach Messung und Abspeicherung der Daten einer Reihe von Messpunkten war es möglich, eine Auswertung (Fit) im Zentralrechner zu starten, während im Windkanal bereits neue Messungen erfolgten. Alle weiterführenden Auswertungen, wie das Erstellen oder Plotten von Geschwindigkeits- oder Turbulenzprofilen, Isolinienbildern oder Pfeildiagrammen, wurden mit dem Zentralrechner vorgenommen. Eine detaillierte Beschreibung der Datenerfassung und der Programmkonzeption zur Weiterauswertung findet sich in Anhang II.

3 Turbulente Strömung und Reynolds'scher Spannungstensor

Zur Einführung der Nomenklatur und zum Verständnis der Bezeichnungweise seien hier einige grundlegenden Begriffe der Theorie der Strömung noch einmal dargelegt.

Als markanteste Eigenschaft einer turbulenten Strömung zeigt sich, dass selbst bei stationären Randbedingungen die Geschwindigkeit an einem festen Raumpunkt zeitlich nicht konstant sondern statistischen Schwankungen unterworfen ist. Wegen der Komplexität der Schwankungen erscheint es für die rechnerische Behandlung zweckmässig die turbulente Bewegung in eine mittlere Bewegung und eine Schwankungsbewegung zu unterteilen. Der Mittelwert der momentanen Geschwindigkeitskomponente u (aus $\vec{v}=(u,v,w)$) wird mit \bar{u} und die Komponente der Schwankungsgeschwindigkeit mit u' bezeichnet. Für die einzelnen Komponenten gilt:

$$u = \bar{u} + u', \quad v = \bar{v} + v', \quad w = \bar{w} + w' \quad (7)$$

Als Mittelwert wird der zeitliche Mittelwert durch

$$\bar{u} = \frac{1}{T_0} \int_t^{t+T_0} u(t) dt \quad (8)$$

gebildet. Die zeitlichen Mittelwerte der Komponenten der Schwankungsgeschwindigkeit sind definitionsgemäss gleich null.

$$\bar{u}' = 0, \quad \bar{v}' = 0, \quad \bar{w}' = 0$$

wohl aber sind die mittleren Schwankungsquadrate $\overline{u'^2}$, $\overline{v'^2}$, $\overline{w'^2}$ und die gemischten Terme $\overline{u'v'}$, $\overline{u'w'}$ und $\overline{v'w'}$ von null verschieden. Auf die lokale mittlere Geschwindigkeit bezogen werden die Wurzeln aus den mittleren Schwankungsquadraten als (lokaler) Turbulenzgrad γ in der jeweiligen Koordinaten- oder Messrichtung bezeichnet. In der Messpraxis werden die Schwankungsgrössen zumeist auf eine Anströmgeschwindigkeit normiert. Sind die Schwankungsquadrate $\overline{u'^2}$, $\overline{v'^2}$, $\overline{w'^2}$ gleich gross, so spricht man von isotroper Turbulenz. Unabhängig von einer Raumrichtung wird der Turbulenzgrad γ_0 nach /16/ definiert als:

$$\gamma_0 = \frac{\sqrt{\overline{v'^2}}}{|\vec{v}|} \quad (9)$$

Nach Reynolds bewirkt die Schwankungsgeschwindigkeit, dass sich die Zähigkeit des strömenden Mediums für die mittlere Bewegung durch eine Scheinzähigkeit erhöht. Dies sei an einem Beispiel für eine Komponente anschaulich erklärt. Bildet man die x-Komponente des Impulses der

durch eine Kontrollfläche senkrecht zur x-Achse hindurchgetragen wird mit der nach (7) unterteilten Geschwindigkeitskomponente u , so ergibt sich der Mittelwert der Impulskomponente pro Flächenelement als /16/, /17/

$$\overline{gu^2} = \overline{g(\bar{u} + u')^2} = \overline{g\bar{u}^2} + \overline{g\bar{u}u'} + \overline{gu'^2}$$

da

$$\overline{\bar{u}u'} = \bar{u}\bar{u}' = 0$$

folgt

$$\overline{gu^2} = \overline{g\bar{u}^2} + \overline{gu'^2} \quad (10)$$

Die sich aus der zeitlichen Änderung des Impulses ergebenden Kräfte pro Flächeneinheit stellen Spannungen, in diesem Fall Normalspannungen, dar. Zu der Spannung aus der mittleren Geschwindigkeit tritt in (10) bedingt durch die Schwankungsgeschwindigkeit eine virtuelle Spannung. Berücksichtigt man die Richtung der Kraft, so beträgt diese virtuelle Spannung $-\overline{gu'^2}$.

Analog zu dem obigen Beispiel ergeben sich (siehe auch /18/) aus den jeweiligen Impulskomponenten durch die Kontrollflächen senkrecht zu den drei Raumrichtungen insgesamt 9 solcher Spannungskomponenten. Diese bilden den symmetrischen Reynolds'schen Spannungstensor:

$$-\rho \cdot \begin{pmatrix} \overline{u'^2} & \overline{u'v'} & \overline{u'w'} \\ \overline{u'v'} & \overline{v'^2} & \overline{v'w'} \\ \overline{u'w'} & \overline{v'w'} & \overline{w'^2} \end{pmatrix} \quad (11)$$

Der Tensor enthält neben den mittleren Schwankungsquadraten auch die Mittelwerte der gemischten Korrelationen zweiter Ordnung der Schwankungsgeschwindigkeiten. Die Kenntnis über diese virtuellen Spannungen ist von grosser Bedeutung für das Verständnis einer turbulenten Strömung. Die Aufgabe dieser Arbeit bestand darin, ein Verfahren zur Bestimmung dieser Spannungen zu erstellen.

4 Spezielle Wahl der Messrichtungen

Eine LDA-Messung in einem Raumpunkt liefert den Betrag des mittlern Geschwindigkeitsvektors in Messrichtung $\overline{\mathbf{v}} \cdot \mathbf{e}_i$ (im folgenden mit U_i bezeichnet, i ist die Nummer der Messrichtung, $i=1,6$) und den Turbulenzgrad in Messrichtung (im folgenden U'_i). Die Komponenten von $\overline{\mathbf{v}}$ seien in dieser Arbeit mit U, V und W bezeichnet (vergl. in 3 mit $\overline{u}, \overline{v}$ und \overline{w}). Unter Geschwindigkeit sei im folgenden die mittlere Geschwindigkeit verstanden, die Schwankungsgeschwindigkeiten werden durch die verschiedenen Turbulenzgrade gekennzeichnet. Die mittlere Geschwindigkeit in Messrichtung lässt sich in ihre Komponenten zerlegen als:

$$U_i = U e_{xi} + V e_{yi} + W e_{zi} \quad (12)$$

Aus drei Messungen mit verschiedenen, speziell nicht koplanaren Einheitsvektoren lassen sich alle Komponenten des Geschwindigkeitsvektors berechnen. Ebenso kann man die Schwankungsgeschwindigkeit aufspalten:

$$U'_i = u' e_{xi} + v' e_{yi} + w' e_{zi}$$

und erhält daraus als mittleres Schwankungsquadrat

$$\begin{aligned} \overline{U'_i{}^2} &= \overline{u'^2} e_{xi}{}^2 + \overline{v'^2} e_{yi}{}^2 + \overline{w'^2} e_{zi}{}^2 \\ &+ 2 \overline{u'v'} e_{xi} e_{yi} + 2 \overline{u'w'} e_{xi} e_{zi} + 2 \overline{v'w'} e_{yi} e_{zi} \end{aligned} \quad (13)$$

$\sqrt{\overline{U'_i{}^2}} / U_i$ entspricht dem in Abschnitt 3 definierten Turbulenzgrad η in Messrichtung. (13) enthält alle im Reynolds'schen Spannungstensor (11) auftretenden Schwankungsquadrate und Korrelationen. Die Bestimmung aller 6 Komponenten erfordert Messungen in 6 unabhängigen Richtungen an einem Raumpunkt. Durch die von dem Autor gewählten Messrichtungen, die nur durch die Mechanik des Anemometers begrenzt wurden, konnte die nach (13) erforderliche Lösung eines 6x6 Gleichungssystems auf die Lösung zweier einfacher 3x3 Gleichungssysteme reduziert werden. Hierdurch wurde zum einen die Berechnung der Komponenten der Schwankungsgeschwindigkeit nach v' und w' separierbar, zum anderen konnte der nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz bestimmte Fehler in der Berechnung der Schwankungsgeschwindigkeiten wesentlich verkleinert werden. Durch die Messung in 6 Richtungen wurde zudem (12) überbestimmt, so dass durch die daraus entstehende Redundanz der mittleren Geschwindigkeitskomponenten die Güte der Messungen kontrolliert werden konnte.

Abb. 10 zeigt das Koordinatensystem des Windkanals. An dem Windkanal-Anemometer (vergl. 2.4) konnte durch Drehen des Strahlteilers der Winkel \ominus und durch Schwenken des Frontspiegels 2ψ eingestellt werden. Für den Einheitsvektor der Messrichtung ergibt sich:

$$\vec{e}_i = (\cos \theta_i \cos 2\psi_i, \cos \theta_i \sin 2\psi_i, \sin \theta_i) \quad (14)$$

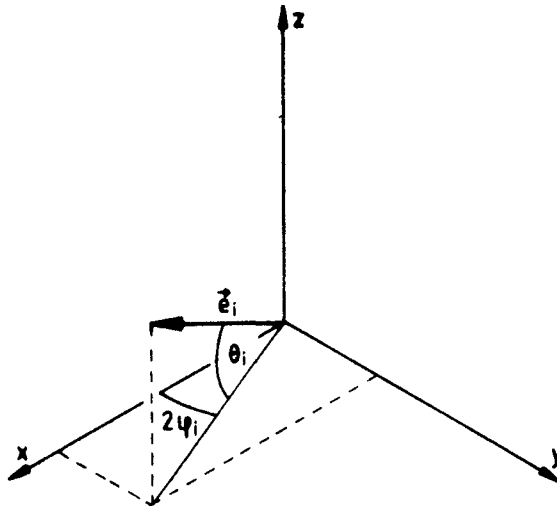


Abb.10 Einheitsvektor

in Messrichtung

Im folgenden seien die einzelnen Messrichtungen \vec{e}_i , $i = 1, 6$ aufgeführt. Es lag nahe die erste Messrichtung mit der x-Richtung zusammenfallen zu lassen. Damit waren θ_1 und ψ_1 gleich 0 und diese Messung lieferte U und u'^2 direkt. Die zweite und dritte Messrichtung lagen mit $\psi_{2,3} = 0$ in der x-z-Ebene, $\theta_{2,3}$ wurde $\pm 45^\circ$ gewählt. Aus den ersten drei Messungen ergaben sich die Geschwindigkeitkomponente W aus (12) und wegen $e_{y2} = e_{y3} = 0$ w'^2 und $u'w'$ nach Lösung eines 3x3 Gleichungssystems aus (13) zu

$$\begin{aligned} W &= (U_2 - U_3 e_{x2}) / e_{z2} \\ \overline{w'^2} &= (\overline{U_2^2} + \overline{U_3^2} - \overline{U_1^2}) / 2 \\ \overline{u'w'} &= \overline{U_2^2} - \overline{U_3^2} \end{aligned} \quad (15)$$

Abb. 11 zeigt die Lage der ersten drei Messrichtungen im Koordinatensystem des Windkanals.

Die Bestimmung von $\overline{v'^2}$ wäre mit zwei $\pm 45^\circ$ Messungen in der x-y Ebene mit $\theta_{4,5} = 0$ und $2\psi_{4,5} = \pm 45^\circ$ (analog zu der w'^2 Komponente) nach der Fehlerrechnung (vergl. 7) mit den geringsten Fehlern behaftet. Diese Messrichtungen waren

aber wegen der Mechanik des Anemometers nicht einzustellen. Die vierte und fünfte Messung erfolgten statt dessen in der x-y-Ebene mit den Winkeleinstellungen:

$$\theta_{4,5} = 0^\circ$$

$$\psi_4 = 9^\circ, \psi_5 = 18^\circ$$

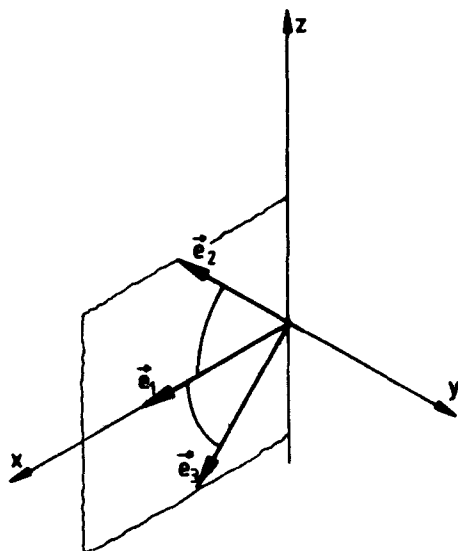
Die Messungen 1,4 und 5 liefern über (12) die fehlende Geschwindigkeitskomponente V und mit (13) über die Lösung eines 3×3 Gleichungssystems nach dem Gauss'schen Algorithmus die Größen $\overline{v'^2}$ und $\overline{u'v'}$:

$$V = (U_4 - U_1 e_{x4}) / e_{y4}$$

$$\begin{pmatrix} e_{x1}^2 & e_{y1}^2 & e_{x1}e_{y1} \\ e_{x4}^2 & e_{y4}^2 & e_{x4}e_{y4} \\ e_{x5}^2 & e_{y5}^2 & e_{x5}e_{y5} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \overline{u'^2} \\ \overline{v'^2} \\ \overline{u'v'} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \overline{U_1^2} \\ \overline{U_4^2} \\ \overline{U_5^2} \end{pmatrix} \quad (16)$$

Bei 5 bekannten Schwankungsgrößen aus (13) liefert eine sechste unabhängige Messung mit $\theta_6, \psi_6 \neq 0$ die letzte fehlende Korrelation $\overline{v'w'}$. Abb. 12 zeigte die Lage der Messrichtungen 4, 5 und 6.

Eine Abschätzung der Fehler, die bei den hier dargestellten Berechnungsverfahren auftreten, findet sich in Abschnitt 7.



Lage der Messrichtungen

Abb. 11 Richtungen 1,2,3

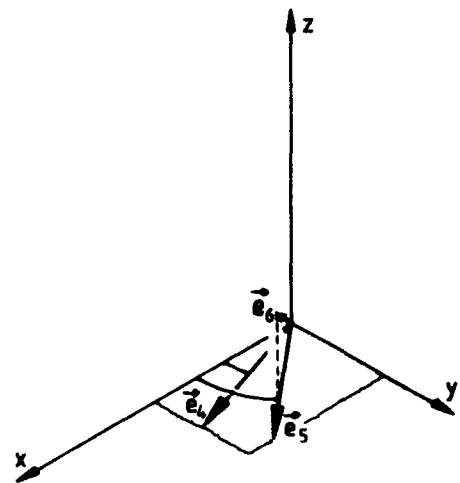


Abb. 12 Richtungen 4,5,6

5 Labormessungen an einer turbulenten Rohrströmung

Als Test des im vorigen Abschnitt dargelegten Verfahrens zur Bestimmung des Reynolds'schen Spannungstensors wurde die aus mehreren Arbeiten (siehe auch Laufer /19/) bekannte turbulente Rohrströmung untersucht. Die aus dem Rohrradius ($R = 75 \text{ mm}$) und der Geschwindigkeit auf der Rohrachse ($U_0 = 6.27 \text{ m/s}$) berechnete Reynoldszahl betrug $Re = 51200$. Die entsprechende Grösse der zu Vergleich herangezogenen Laufermessung war $Re_L = 50000$.

Der Aufbau des Anemometers im Labor (Abb. 13) entsprach weitgehend dem des Windkanalanemometers. Das Laboranemometer wurde mit einem Helium-Neon-Laser bei einer Leistung von 3.5 mW und der Wellenlänge 632.8 nm betrieben. Die Brennweite der Frontlinse betrug 300 mm , die Länge bzw. der Durchmesser des Schnittvolumens 1.4 mm bzw. 0.12 mm , der Streifenabstand 3.8 um . Die Streifenzahl war 32 .

Da in Luft gemessen wurde, waren wegen der geringen Laserleistung ausreichende Signale nur durch Streuteilchenzugabe zu erhalten. Hierzu wurden am Gebläse des Rohres 19 m vor der Messebene Glyzerin zerstäubt. Die Messpunkte lagen auf dem horizontalen Rohrradius um Streulicht von der Rohrwand zu vermeiden 15 mm hinter dem Rohrende.

Die Messdatenerfassung erfolgte prinzipiell wie im Windkanal aber ohne Aufnahme von Temperatur, Luftdruck und Vorkammerdruck. Die Wandschubspannungsgeschwindigkeit u_* (siehe auch /17/) wurde aus dem Druckabfall entlang des Rohres bestimmt nach:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{2g}{R} u_*^2 \quad (17)$$

Die axialen Komponenten U und $\overline{u^2}$ der mittleren Geschwindigkeit und der Schwankungsgeschwindigkeit wurden direkt gemessen. Im Labor wurde durch drei Messungen nach Drehen des Strahlteilers (vergl. $\pm 45^\circ$ Messungen in Abschnitt 4) die radialen Geschwindigkeitskomponente V und $\overline{v^2}$ bestimmt. Die azimuthalen Komponenten sollten durch Schwenken des Frontspiegels zugänglich gemacht werden.

Bei Wiederholungsmessungen liessen sich die mittlere Geschwindigkeit auf 1% und der Turbulenzgrad auf 5% genau reproduzieren. Diese Fehler gehen für die Rohrmessungen in die Fehlerrechnung (siehe 7) ein, aus der sich die in den folgenden Abbildungen dargestellten Fehlerbalken ergeben.

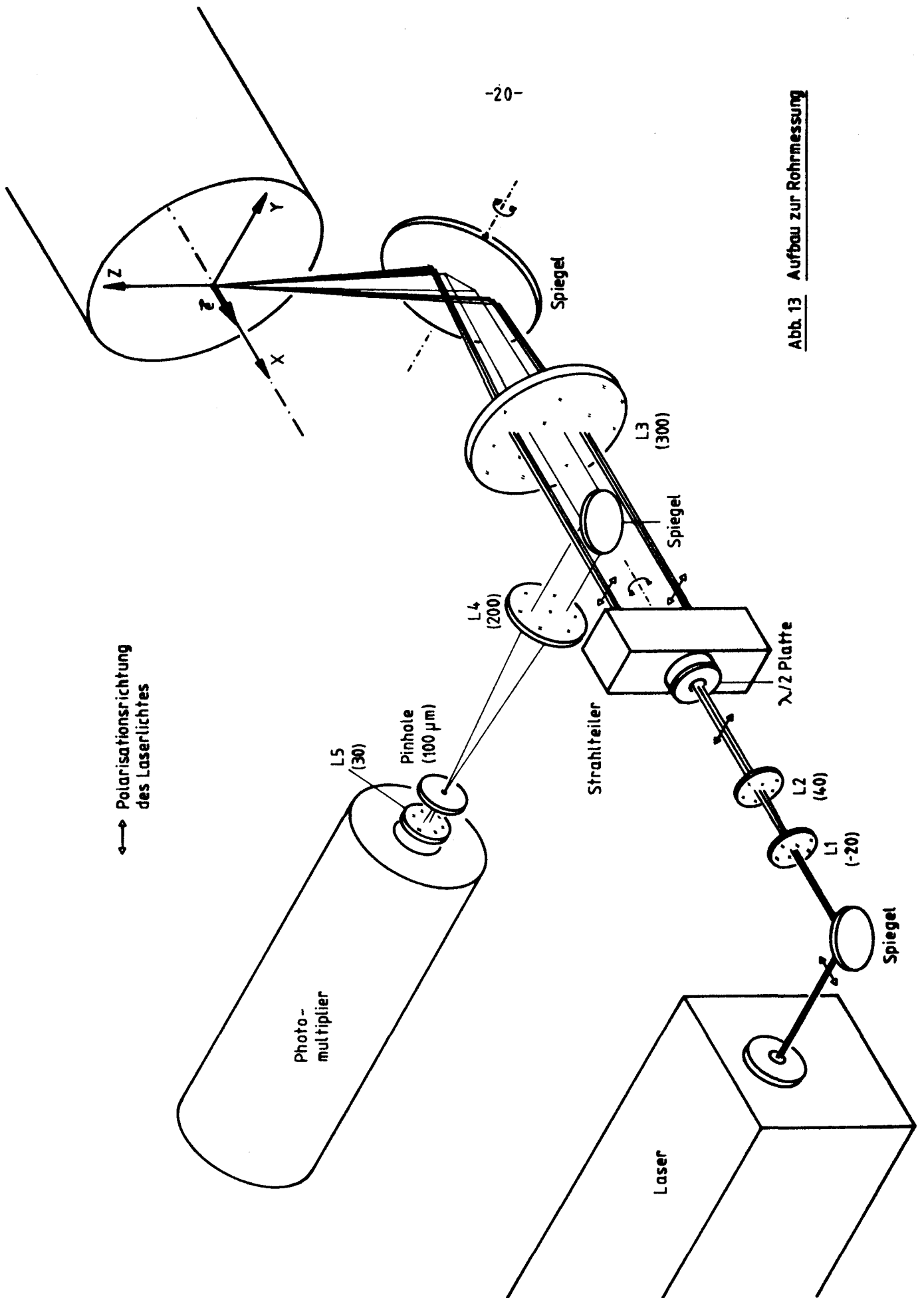


Abb. 13 Aufbau zur Rohrmessung

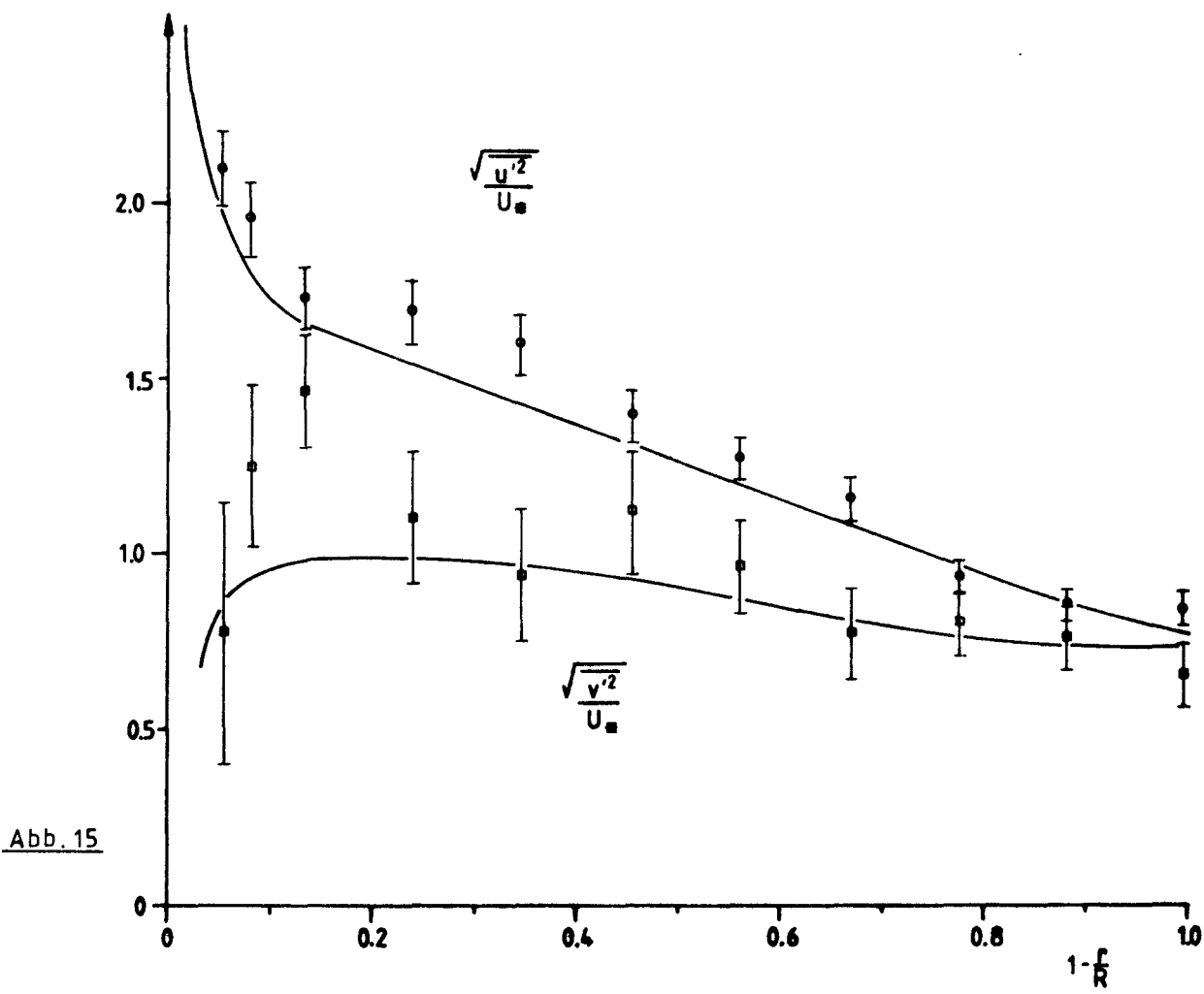
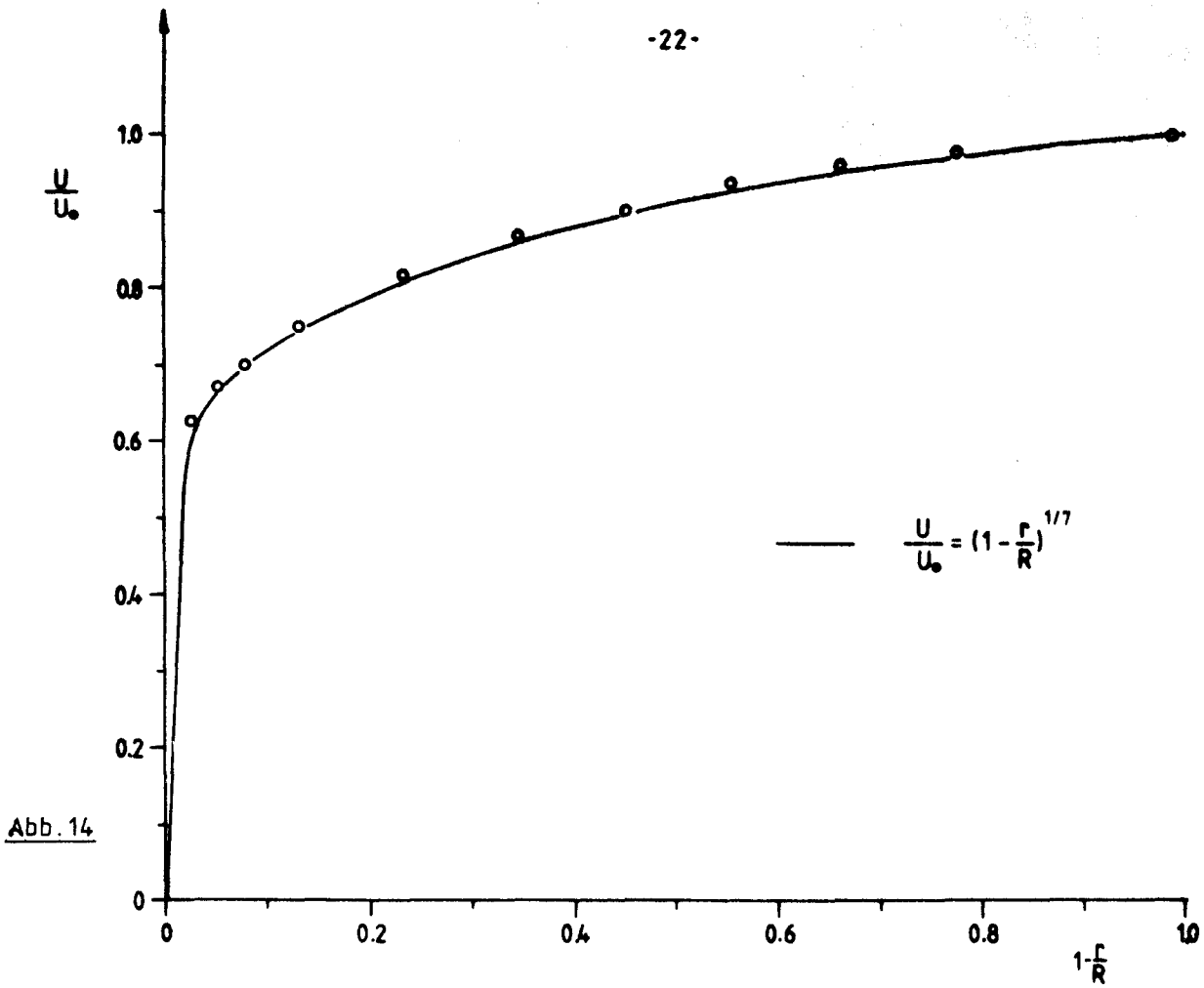
Abb. 14 zeigt das Profil der axialen Geschwindigkeitskomponente im Vergleich mit dem von Laufer bestätigten Potenzgesetz:

$$\frac{U}{U_0} = \left(1 - \frac{r}{R}\right)^{1/7} \quad (18)$$

Abb. 15 zeigt den direkt gemessenen Turbulenzgrad in axialer Richtung u'^2 und den aus drei Messungen errechneten Turbulenzgrad in radialer Richtung v'^2 jeweils im Vergleich zu den Messungen von Laufer. Die Korrelation $u'v'$ die sich aus zwei Messungen berechnet ist in Abb. 16 gezeigt. Hierbei stellt die durchgezogene Linie die Laufermessungen und die unterbrochene Linie den theoretischen Verlauf (vergl. /17/), dort wo dieser von den Laufermessungen abweicht, dar.

Unter Berücksichtigung der Fehlerabschätzung (Abschnitt 7) stimmen die Geschwindigkeit, die Turbulenzgrade in axialer und radialer Richtung sowie die Korrelation mit den Ergebnissen von Laufer recht gut überein. Da die Messpunkte ein fünftel des Rohrradius hinter dem Rohrende lagen, war eine Differenz am Rand des Rohres wegen der fehlenden Wand zu erwarten. Insbesondere braucht nur im Rohr die turbulente Schubspannung $u'v'$ in Abb. 16 an der Rohrwand selbst zu verschwinden, während hier im beginnenden Freistrahle hinter dem Rohr gemessen wurde.

Die Bestimmung der azimuthalen Komponente lieferte keine befriedigenden Ergebnisse. Da die Wahl der Messrichtungen auch bei diesem Anemometer mechanisch begrenzt war und die azimuthale Komponente ohnehin kleiner ist als die axiale, konnte eine genügende Auflösung nach der gesuchten Komponente nicht erreicht werden. Nach der in 7 dargelegten Fehlerabschätzung errechnete sich für die azimuthale Komponente ein Fehler von über 100%.



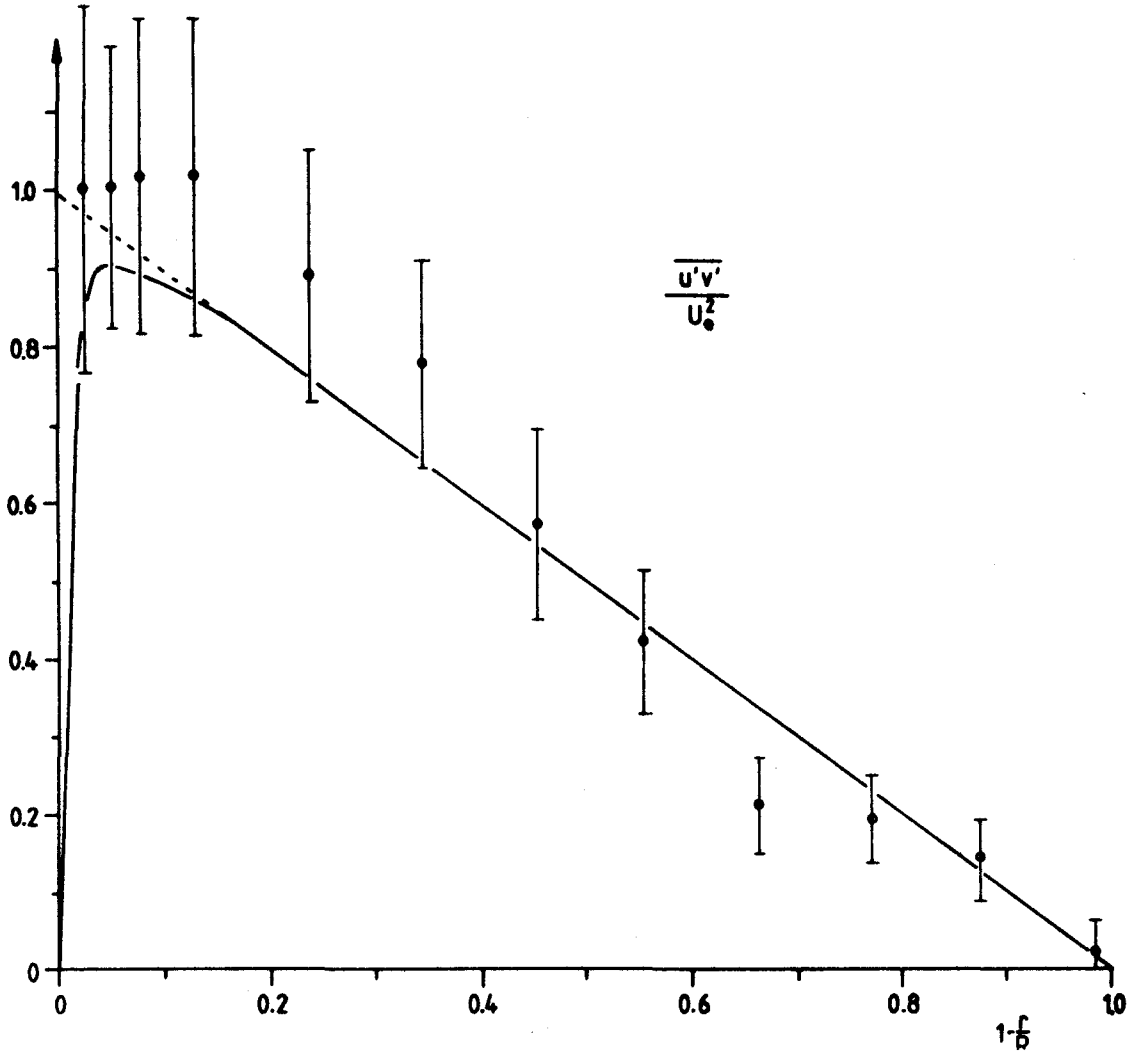


Abb. 16

6 Windkanalmessungen

In dem Windkanal wurde die Strömung an einem Doppelrumpfmodell eines völligen Massengutfrachters mit dem Blockkoeffizient von 0.85 bestimmt. Die Modellgrößen sind Länge 2.74 m, Breite 0.43 m und Tiefe 2×0.15 m. Das Modell stellt symmetrisch zur Wasserlinie das Unterwasserschiff dar. Effekte der freien Wasseroberfläche am Schiff (Wellenbildung) bleiben also unberücksichtigt. Bei der Anströmgeschwindigkeit von $U_0 = 27$ m/s beträgt die Reynoldszahl $Re = 5 \cdot 10^6$. Das Modell wird mit Drähten in einem Messkäfig verspannt. Der Käfig hat 1.2 m Durchmesser und bewirkt zum einen, dass der Luftstrahl stabilisiert und nicht wie beim freien Strahl aufgefächert wird. Zum anderen erfolgt hier im Gegensatz zu einem geschlossenen Kanal ein Ausgleich des statischen Druckes zum Aussendruck. Im Anhang V finden sich Bilder des Modells.

6.1 Anströmung

Zur Berechnung der Reynoldszahl und als Bezugsgrösse war für jede Messung die Anströmgeschwindigkeit des Windkanals zu bestimmen. Üblicherweise wird diese aus dem statischen Druck p_v in der Vorkammer des Windkanals berechnet. Wegen der geringen Strömungsgeschwindigkeit in der Vorkammer wird dort der dynamische gegenüber dem statischen Druck vernachlässigt. Aus p_v errechnet sich der Gesamtdruck p_{ges} in der Messstrecke nach:

$$DF \cdot p_v = p_{ges} = p_{stat} + q \quad (19)$$

p_{stat} ist der statische, $q = \frac{\rho}{2} v^2$ der dynamische Druck. DF, der Düsenfaktor, berücksichtigt Impulsverluste an der Einlaufdüse und die Vernachlässigung des dynamischen Druckes in der Vorkammer. Dieser Düsenfaktor war zunächst zu bestimmen.

Im unbegrenzten Medium würde der konstante Gesamtdruck unendlich weit vor dem Modell nur noch durch den dynamischen Druck gebildet, da der statische Druck auf den äusseren Druck abgefallen wäre:

$$\text{für } x \rightarrow \infty, q = \frac{\rho}{2} U_0^2 \quad (20)$$

Damit wird U_0 als Anströmgeschwindigkeit weit vor dem Schiff definiert. Im Windkanal aber steigt vor dem Modell in der Vorkammer der statische auf den Gesamtdruck an und der dynamische fällt ab.

Die Druckverhältnisse wurden vor dem Modell auf der Windkanal- und Modellachse mit einem Prandtlrohr bestimmt. Es sei hier darauf hingewiesen, dass alle Drücke als Differenzen zu dem Aussendruck gemessen sind. Als Vergleich hierzu wurde aus LDA Messungen auf den dynamischen Druck zurückgerechnet. In Abb. 17 sind der theoretische Verlauf als durchgezogene Linie und als unterbrochene der sich aus den Messungen ergebende Verlauf dargestellt.

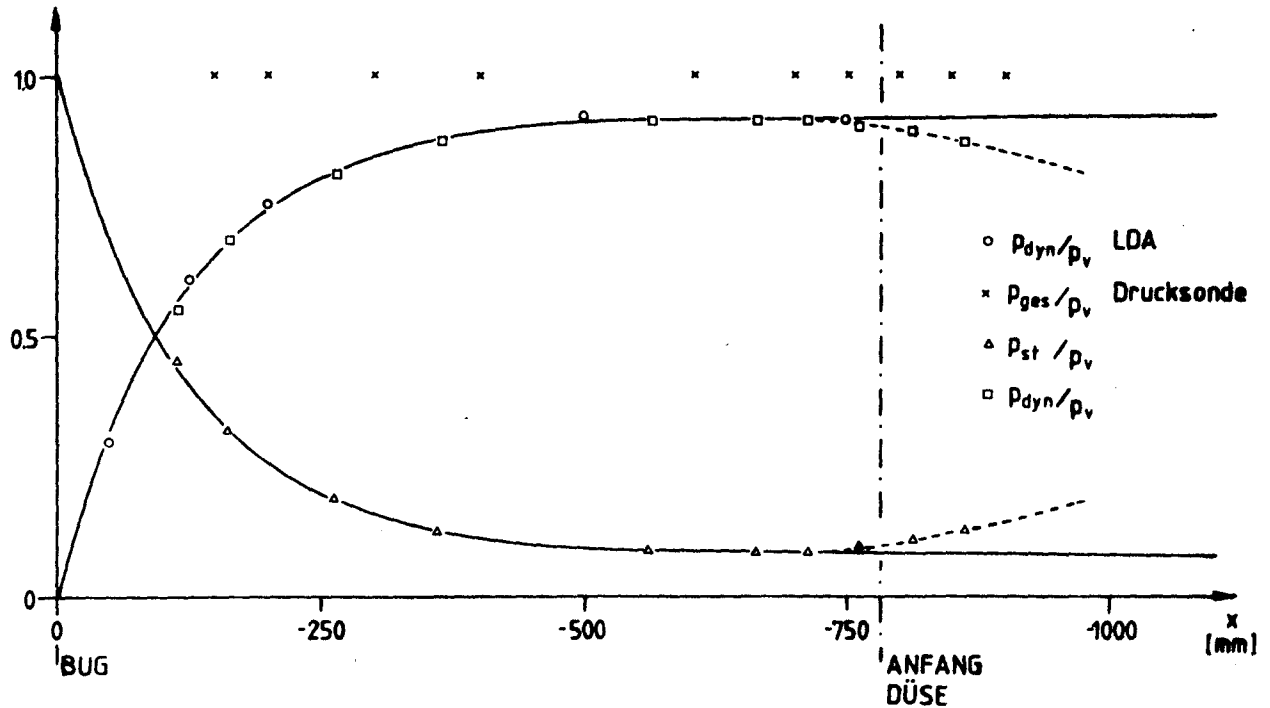


Abb. 17 Druckverlauf in der Anströmung

Aus dem konstanten Gesamtdruck ergibt sich nach (19) der Düsenfaktor

$$DF = 1.003$$

Hieraus errechnet sich mit (19) und (20) die gesuchte Anströmgeschwindigkeit. Zur Bestimmung der Luftdichte wurde die Temperatur und der Luftdruck aufgenommen (vergl. 2.4).

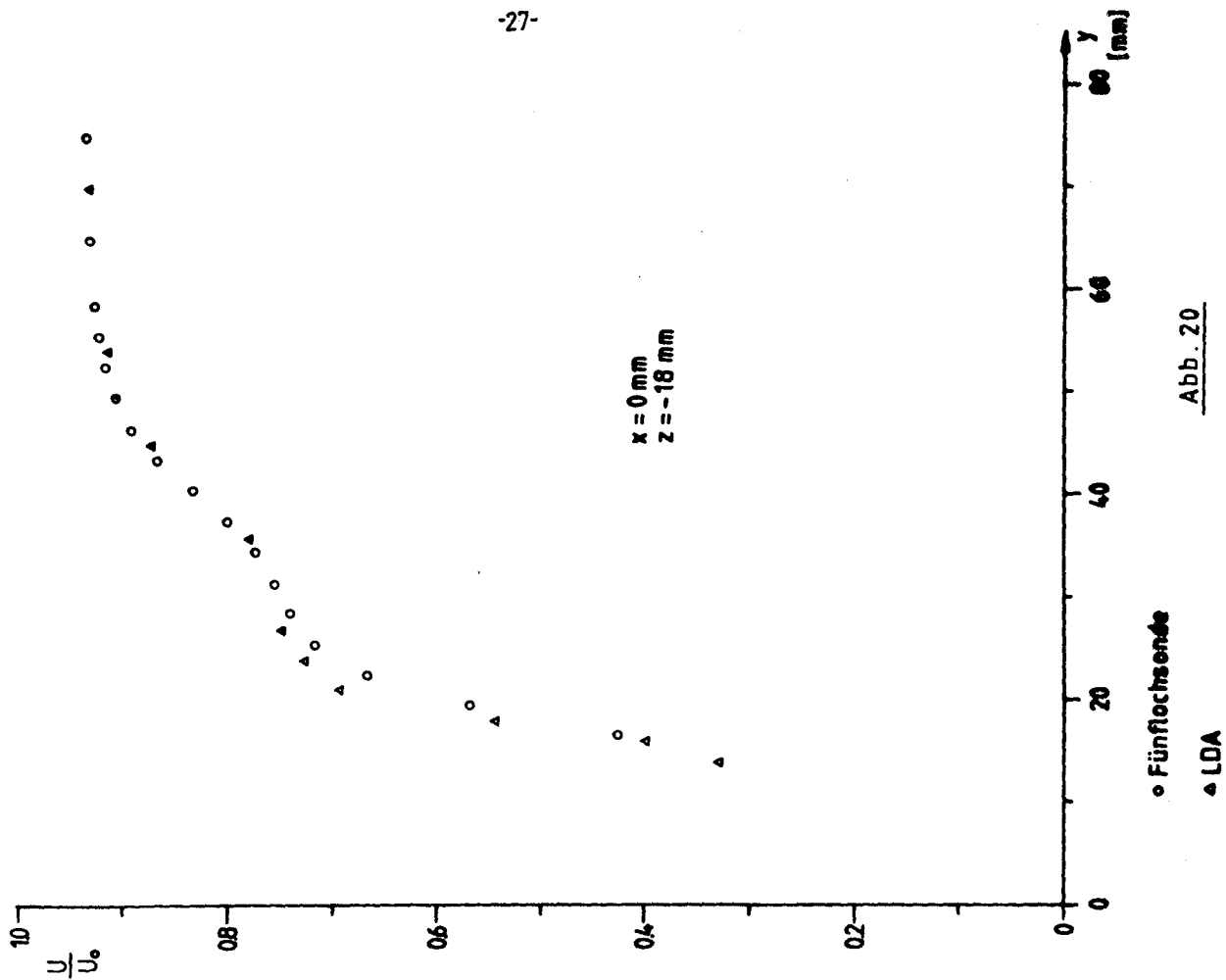


Abb. 20

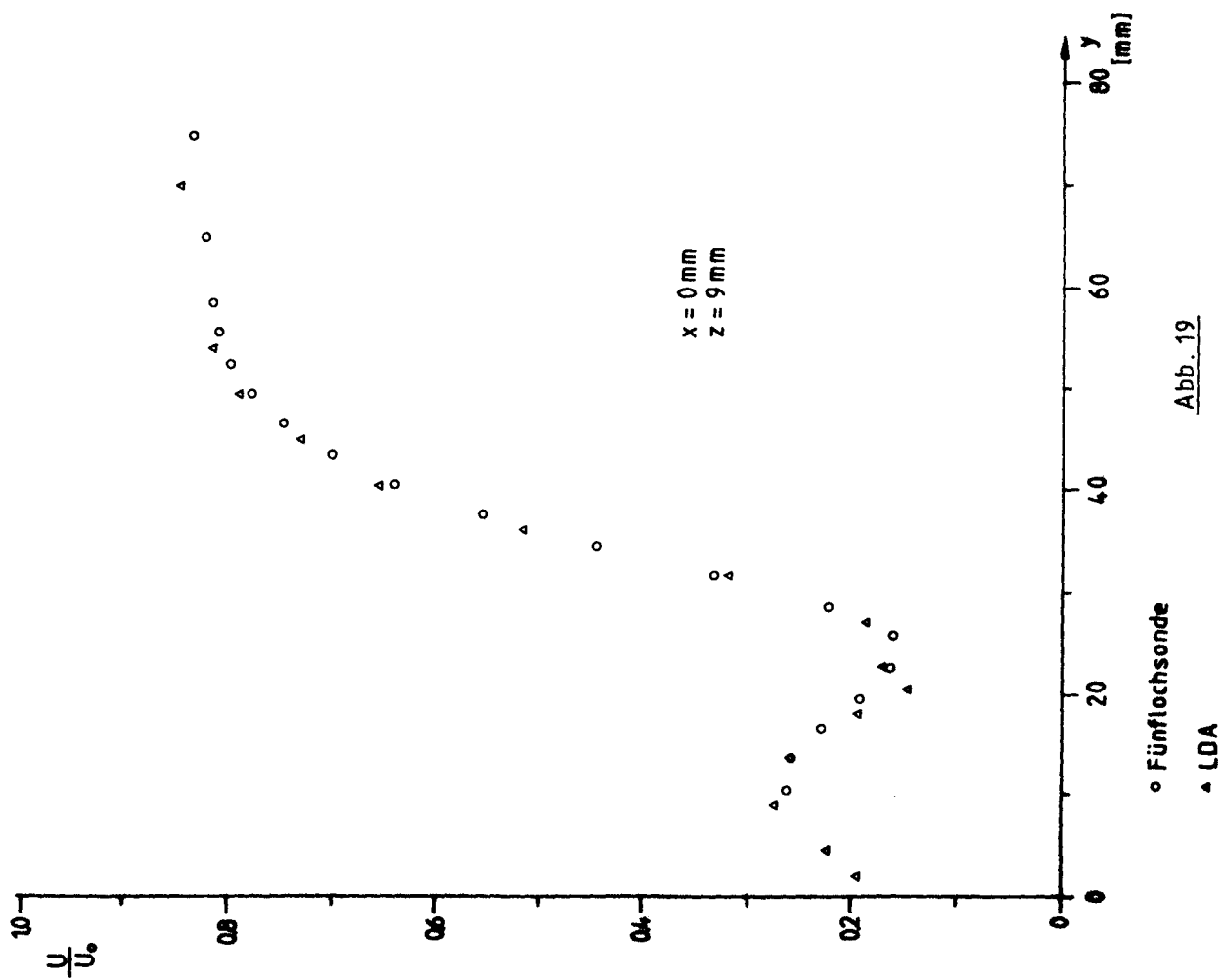


Abb. 19

Bereiche zeigen sich in den folgenden Abbildungen als Flächen in denen keine Information über die Strömungsverhältnisse angegeben sind.

Die Isolinien der Abbildungen sind aus den gemessenen bzw nach 4 berechneten Werten an den Messpunkten mit dem Rechner nach der Routine NIVEL von Gamst (IfS,1978) erstellt worden. Die erstellten Linien wurden nicht geglättet.

Abb. 21 zeigt die direkt gemessene (Messrichtung 1) axiale Geschwindigkeitskomponente, diese stimmt recht gut mit den unabhängig davon aus Messrichtung 4,5 und 6 errechneten Werten in Abb. 21a (Transparent) überein. Auch dies zeigt die Berechtigung der Annahme einer reproduzierbaren stationären Strömung, da die Messungen in verschiedenen Messrichtungen im zeitlichen Abstand von einigen Tagen erfolgten. Das Ausweichen der 0.9 Linie nach unten entsteht durch den Nachstrom eines Spanndrahtes (mit 1,2 mm ϕ), der am Kiel des Modells bei $x=-405$ mm befestigt ist.

Abb. 22 zeigt die Isolinien des Turbulenzgrades in axialer Richtung bezogen auf die Anströmung U_0 . Unterhalb der 2% Linie fällt der Turbulenzgrad weiter ab. Hierbei wird aber die untere Grenze der Turbulenzbestimmung mit diesem Anemometer erreicht.

Der Verlauf der Isolinien der Geschwindigkeit zeigt sich im Einklang mit den Ergebnissen der Drucksondenmessungen von 1979, jedoch ist es wegen der hohen Turbulenz auch mit diesen LDA Messungen nicht möglich Einsicht in das Gebiet im Nachlauf zwischen der abgelösten Grenzschicht und der Modellwand, bzw der senkrechten Mittelebene $y=0$, ($0 < y < 20$, $-30 < z < 10$) zu erlangen. Der starke Geschwindigkeitsabfall zu diesem Gebiet hin geht einher mit einem starken Turbulenzanstieg. In diesem Gebiet aufgenommene aber nicht auswertbare Correlogramme deuten darauf hin, dass dort noch wesentlich höhere lokale Turbulenzgrade als 100 % zu erwarten sind.

Die Querströmung in der Ebene wird in Abb. 23 dargestellt. Diese konnte aus insgesamt 10 verschiedenen Kombinationen der 6 Messrichtungen errechnet werden. Alle Kombinationen lieferten sehr ähnliche Werte, was wiederum die gute Reproduzierbarkeit der Geschwindigkeit bestätigt. Hier wurde repräsentativ für alle die Messrichtungskombination 1,2,5 ausgewählt. Einige offensichtliche Ausreisser bestätigen die Probleme am Rand des ohnehin schon als schwierig bezeichneten Gebietes. Aus der Abb. 23 wird ebenfalls die Lage der Messpunkte deutlich. Die Abwärtsgeschwindigkeit an der Mittschiffsebene und die Aufwärtsbewegung weiter aussen deuten auf die Existenz von Längswirbeln in dieser Ebene hin.

Die Werte der drei Geschwindigkeitskomponenten sind in der Isoliniendarstellung des Betrages des Geschwindigkeitsvektors in Abb. 24 zusammengefasst.

Die Berechnung einiger Komponenten des Reynolds'schen Spannungstensors (nach 4) führte an einigen Messpunkten zu Grössen, die negativen Schwankungsquadraten entsprachen. Dies war auf zu grosse Streuungen in den einzelnen Messungen zurückzuführen (siehe 7). Diese Werte wurden im folgenden nicht berücksichtigt. Es sei hier darauf hingewiesen, dass die Wurzel aus den Diagonalelementen des Spannungstensors bezogen auf die Anströmgeschwindigkeit als Turbulenzgrad in der jeweiligen Raumrichtung bezeichnet wird (vergl. 3). Daher sind in den Abbildungen die Turbulenzgrade in diesen Dimensionen angegeben. Zu einem Grössenvergleich der gemischten Korrelationen mit den Turbulenzgraden sind letztere zu quadrieren.

Die berechneten Grössen des Turbulenzgrades $\sqrt{v'^2}/U_0$ und der Korrelation $\overline{u'v'}/U_0^2$ lieferten so wenige gültige Werte, dass auf eine Isoliniendarstellung verzichtet wurde. In Abb. 25 und 26 sind daher die errechneten Werte an den Messpunkten angegeben. Abb. 27 und 28 zeigen die Isolinien von $\sqrt{w'^2}/U_0$ und $\overline{u'w'}/U_0^2$.

Wird die Querströmung aus Abb. 23 berücksichtigt, so wird deutlich, dass oberhalb der Achse ($y=z=0$) ungestörte kaum turbulente Luft zum Modell hin geführt wird. Daher zeigt sich in diesem Gebiet relativ geringe und isotrope Turbulenz. Im Bereich unterhalb der Achse in der Nähe des Modells - dh. innerhalb der abgelösten Grenzschicht- sind zum einen die errechneten Querschwankungen grösser als die axialen Schwankungen, zum anderen sind die Turbulenzgrade wesentlich höher als die in anderen Gebieten. In dem Gebiet mit isotroper Turbulenz ist die Korrelation $\overline{u'w'}/U_0^2$ klein gegenüber den Turbulenzgraden. Im Bereich hoher Turbulenzgrade steigt die Korrelation auf das gleiche hohe Mass an. Oberhalb der Achse zeigt sich ein Gebiet in dem die Korrelation ihr Vorzeichen wechselt.

Ein Vergleich der Ergebnisse mit den Messungen von Okuno /21/, die mit einer Heissfilmsonde an einem Modell in einem Schlepptank durchgeführten wurden, zeigt gute Übereinstimmung in den Grössenordnungen der Komponenten des Spannungstensors. Ein genauerer Vergleich ist nicht möglich, da Okuno an einem anderen Modell und auch in einer anderen Messebene gemessen hatte.

Die Bestimmung der Korrelation $\overline{v'w'}/U_0^2$ lieferte keine befriedigenden Ergebnisse (vergl. 7). Eine vollständige Liste der Messergebnisse des Spannungstensors befindet sich im Anhang IV.

Abb. 21

U/U_0

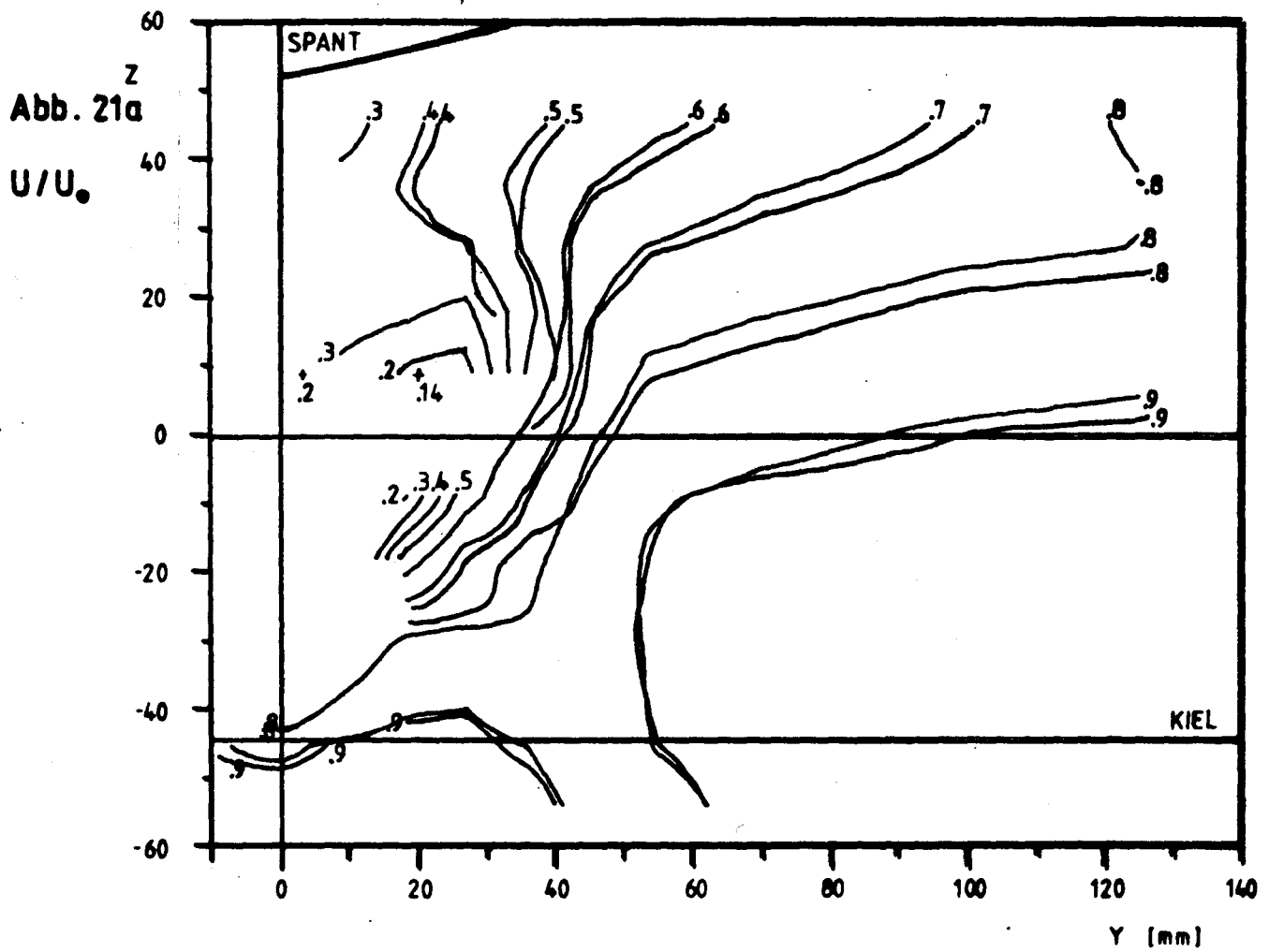


Abb. 22

$\sqrt{u'^2} / U_0$ [%]

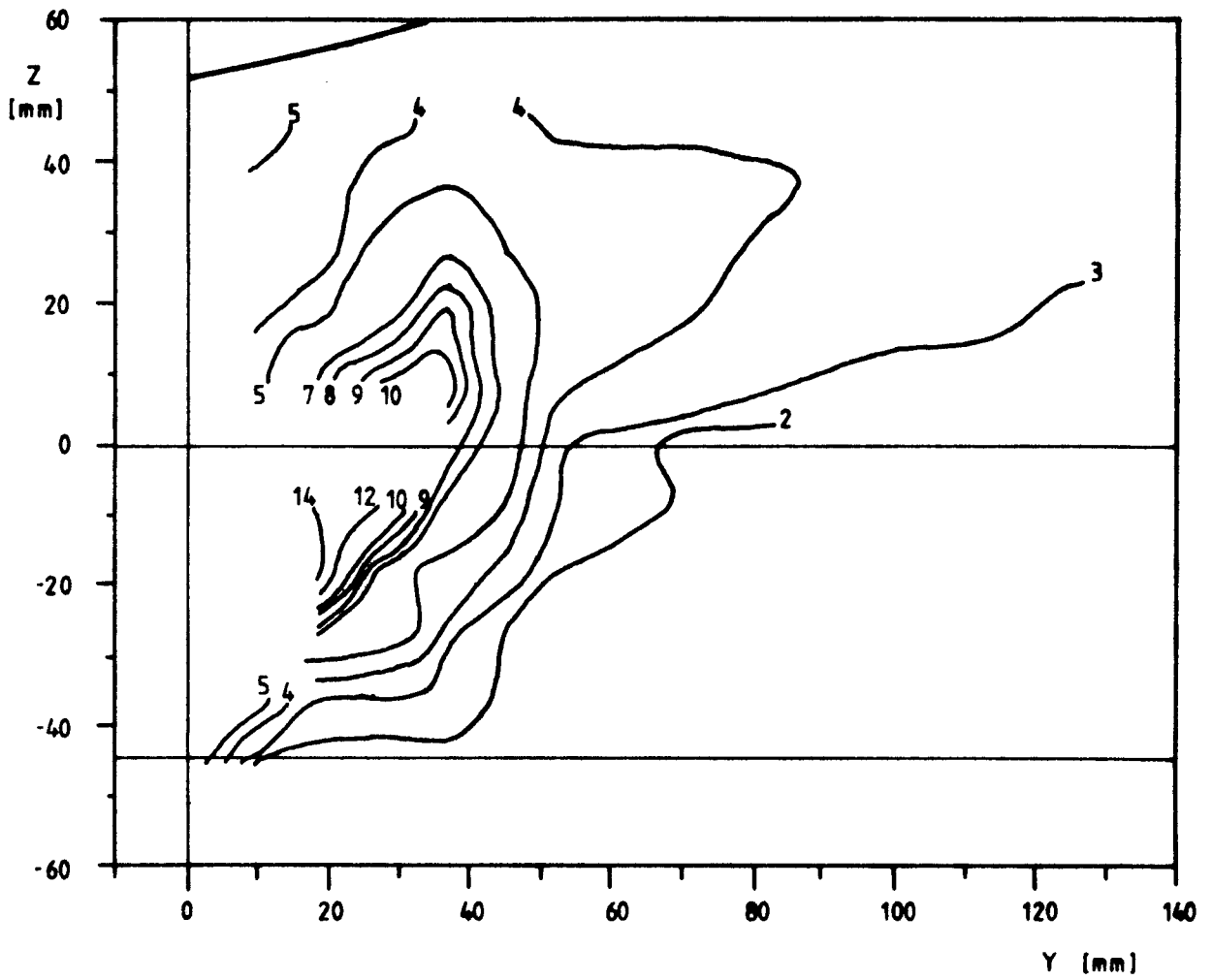


Abb. 23

$(V,W)/U_0$

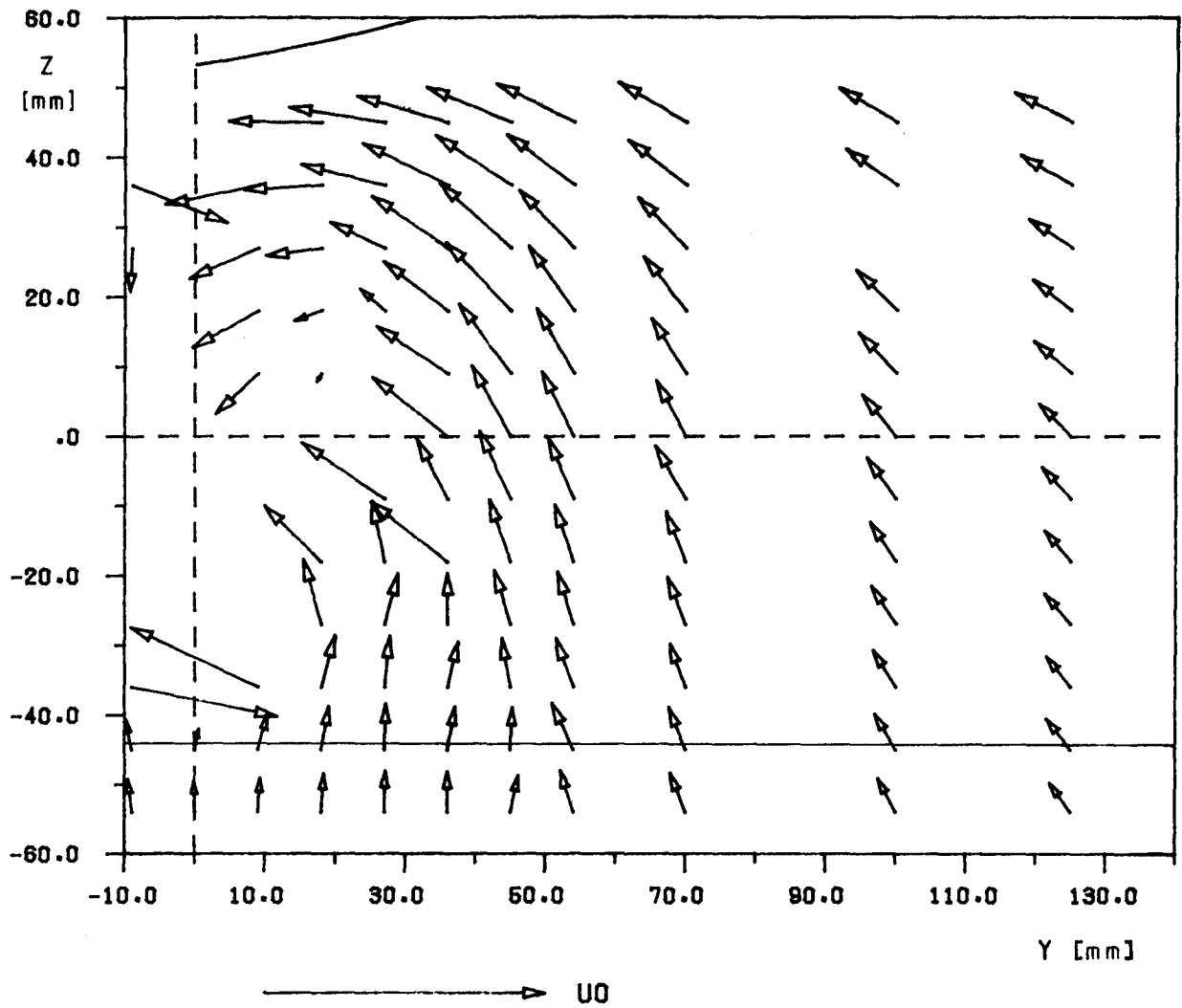


Abb. 24

$$\sqrt{(U^2 + V^2 + W^2)} / U_0$$

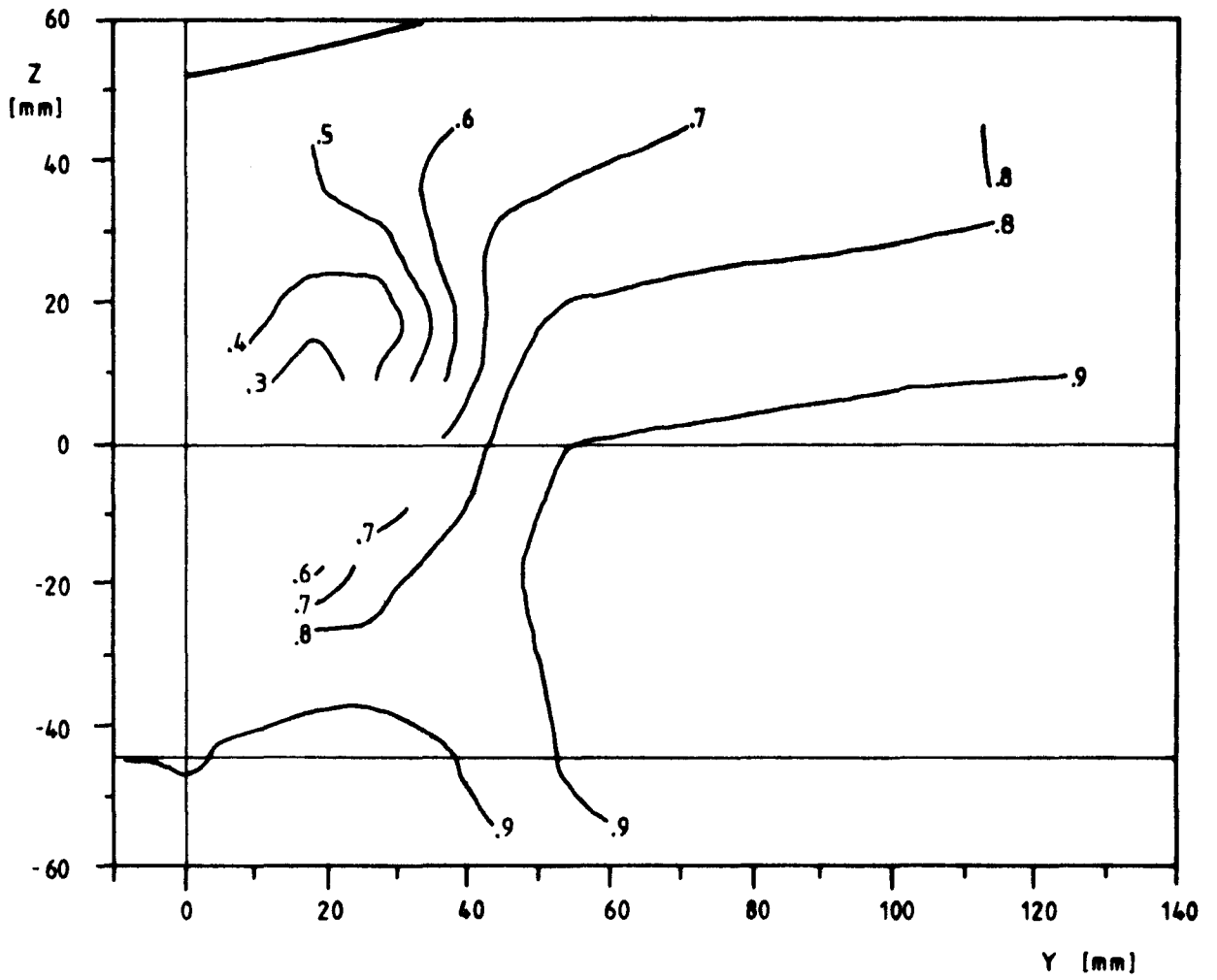


Abb. 25

$\sqrt{v'^2} / U_0$ [%]

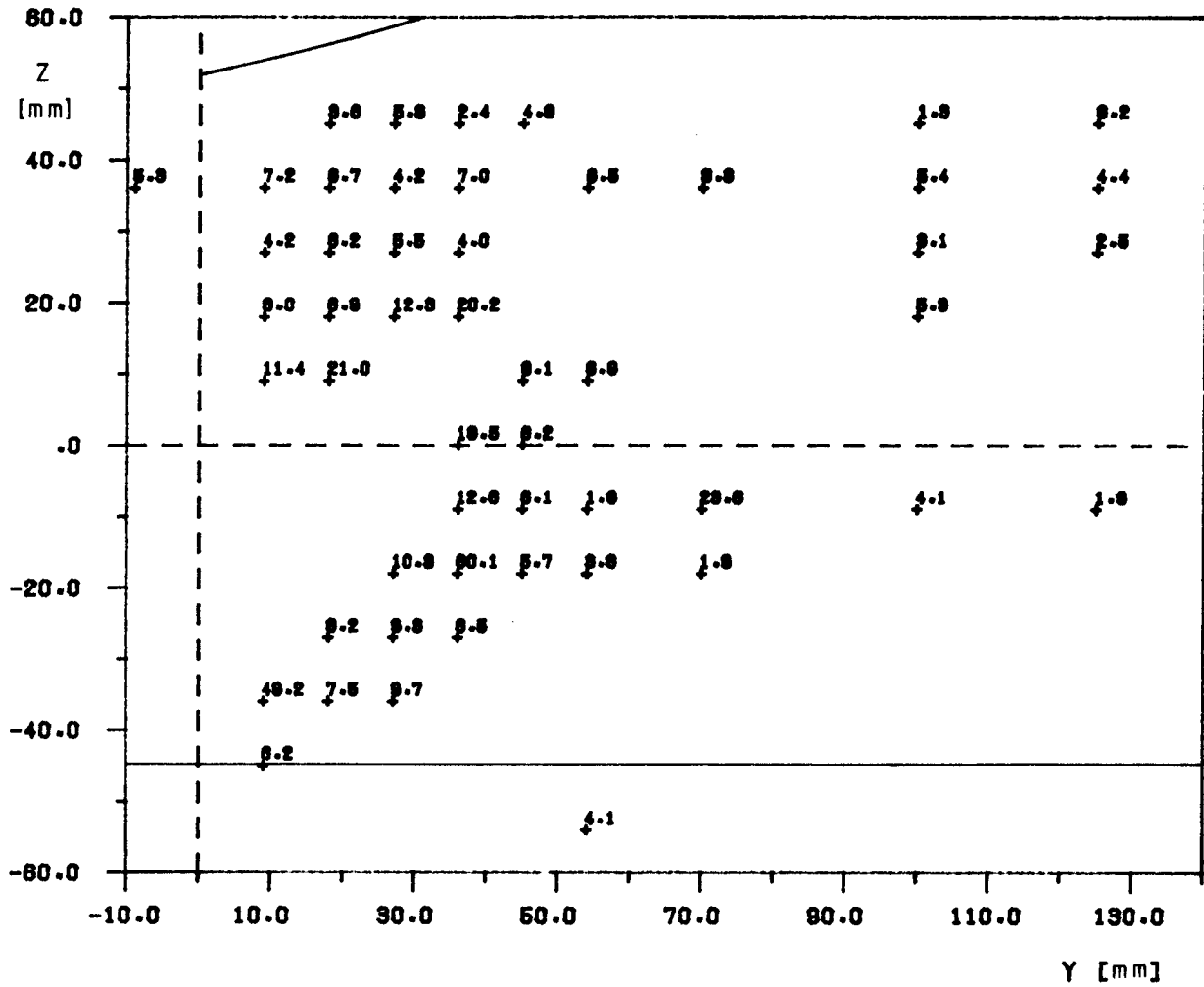


Abb. 26

$$\overline{u'v'} / U_0^2 [10^{-4}]$$

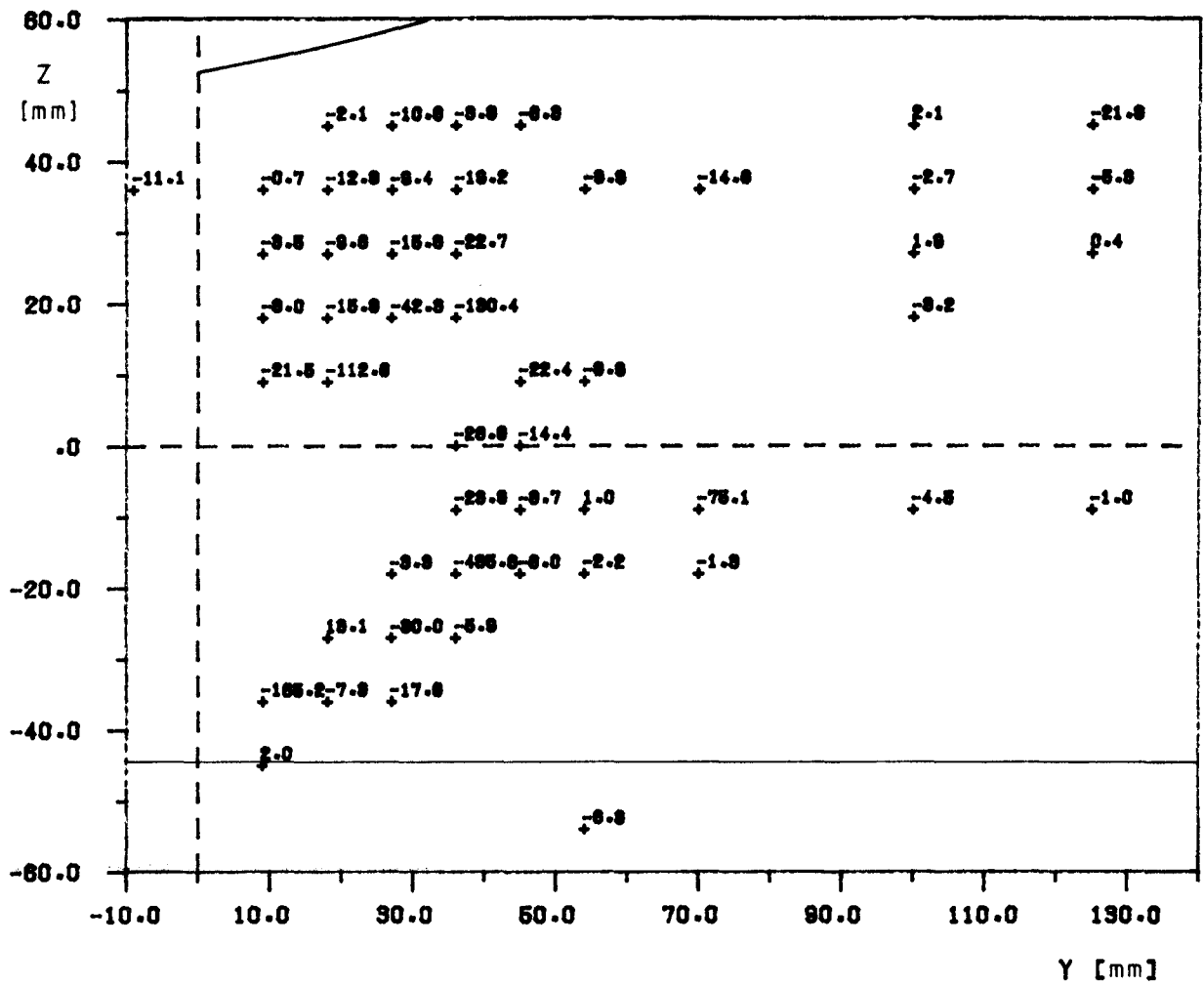


Abb. 27

$\sqrt{w'^2}/U_0$ [%]

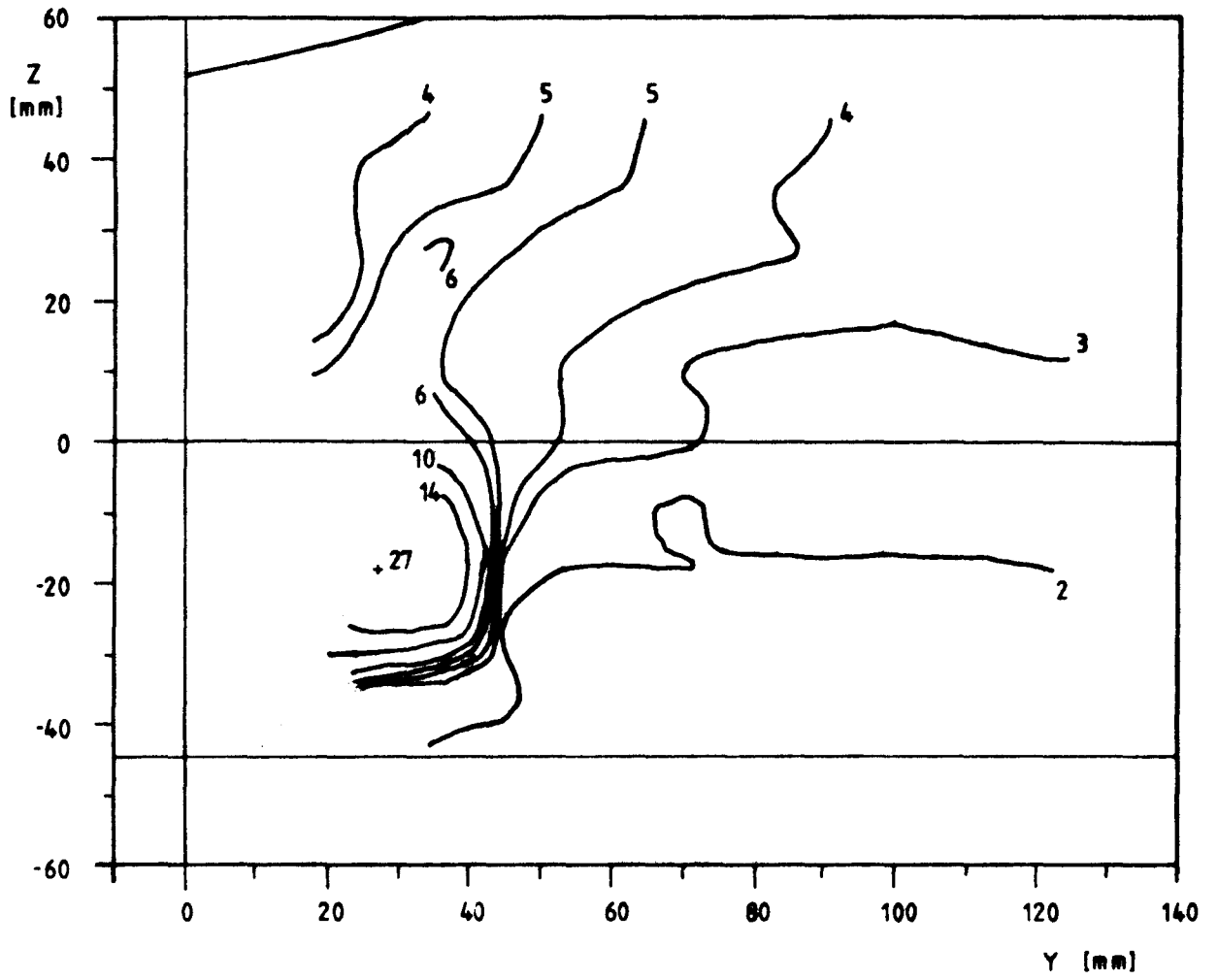
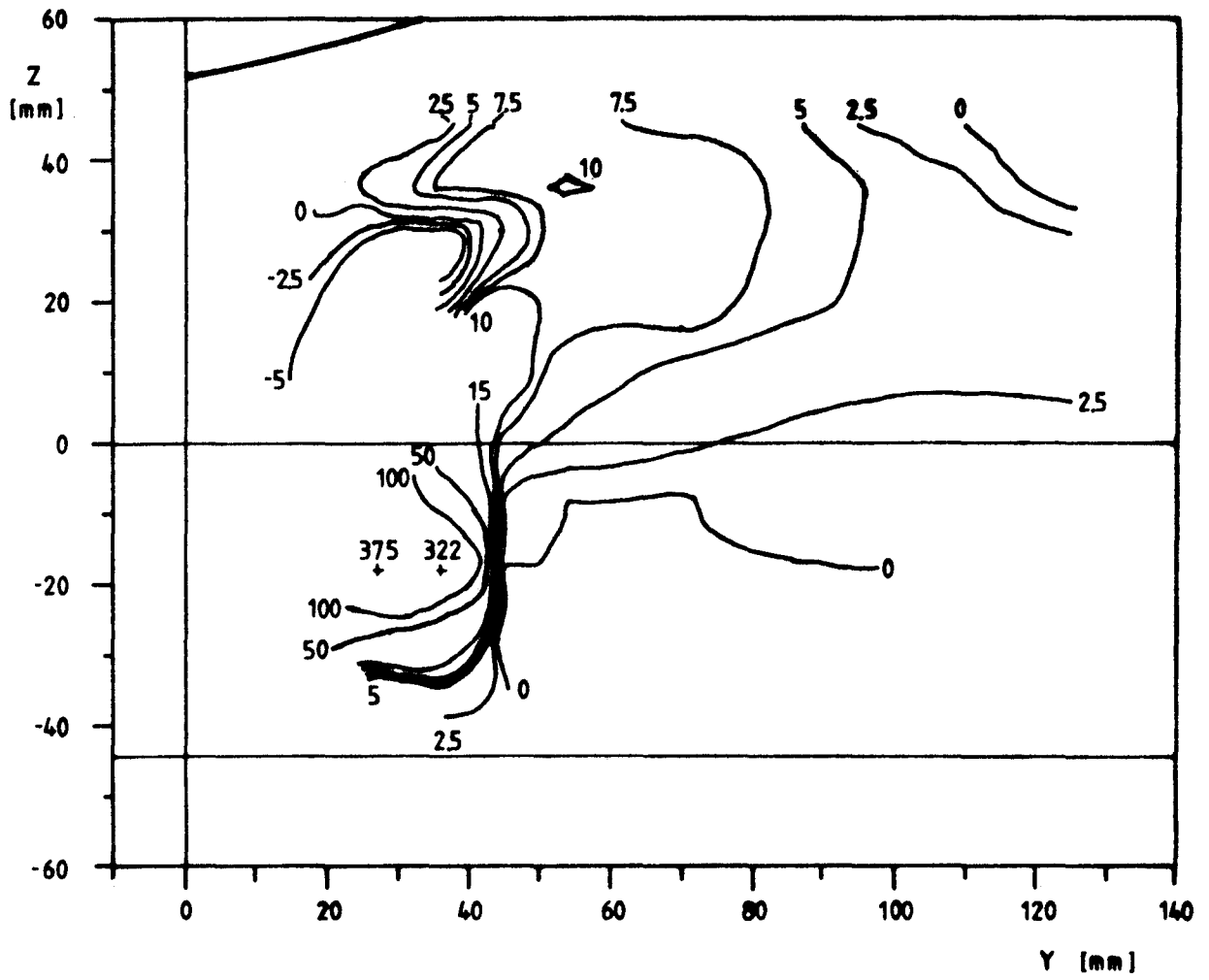


Abb. 28

$$\overline{u'w'} / U_0^2 \cdot 10^{-4}$$



7 Fehlerbetrachtungen

Das dargelegte Verfahren zur Bestimmung der Geschwindigkeiten und des Reynolds'schen Spannungstensors in einem strömenden Medium gliedert sich in drei Abschnitte. Dem entsprechend ist auch die Fehlerrechnung zu unterteilen.

A

Der Correlator liefert nach der in Abschnitt 2.2 beschriebenen Methode Stützstellen der Autocorrelationsfunktion, in denen sich die Geschwindigkeitsverteilung der durch das Messvolumen tretenden Teilchen widerspiegelt.

Es treten unter anderem Fehler auf, die ihre Ursache in den Eigenschaften des Messvolumens haben. Ein Geschwindigkeitsgradient in der Strömung bewirkt, dass innerhalb des Messvolumens verschiedene lokale mittlere Geschwindigkeiten auftreten. Diese können im Bereich des Messvolumens, bedingt durch die Mittelung, nicht aufgelöst werden. Dieser Gradient bewirkt eine Verbreiterung der gemessenen Geschwindigkeitsverteilung. Ist der Gradient linear, so wird der Mittelwert nicht geändert. Wird der Gradient in Richtung der Länge des Messvolumens betrachtet, so ergibt sich für den scheinbaren Turbulenzgrad /22/.

$$\gamma_s = \frac{1}{V_0} \frac{dV}{dx_1} \frac{2l}{4}$$

mit dem Geschwindigkeitsgradienten

$$V(x_1) = V_0 + \frac{dV}{dx_1} x_1$$

Der gemessene errechnet sich aus dem wahren und scheinbaren Turbulenzgrad nach

$$\gamma_m^2 = \gamma_w^2 + \gamma_s^2$$

Im Bereich des grössten Geschwindigkeitsgradienten in der Nachstrommessung im Windkanal berechnet sich ein scheinbarer Turbulenzgrad von 6% (bezogen auf die Anströmung). Die gemessene Turbulenz betrug im Bereich dieser Werte ca. 20%. Der systematische Fehler durch einen Geschwindigkeitsgradienten lässt den Turbulenzgrad hier um 1% zu hoch erscheinen.

Ein anderer systematischer Fehler in der Turbulenzbestimmung entsteht, wenn sich die Strahlen nicht in ihren Taillen schneiden (vergl. 2.1). Dieser Fehler ist durch sorgfältiges Justieren klein zu halten und ist gegen den oben erwähnten zu vernachlässigen.

B

Die Parameter der Autocorrelationsfunktion werden durch einen Fit an die Kanalinhalte des Correlators bestimmt. Die Parameter liefern den lokalen Turbulenzgrad η und die Dopplerfrequenz, welche mit dem Streifenabstand die lokale Geschwindigkeit ergibt.

Der Streifenabstand konnte aus dem gemessenen Schnittwinkel der Strahlen berechnet und auch experimentell durch Bestimmung der bekannten Umfangsgeschwindigkeit einer rotierenden Eichscheibe gemessen werden. Beide Ergebnisse stimmten bis auf 0.5% überein. Der Fehler in der Auswertung der Correlogramme liegt also hauptsächlich in dem Fitfehler selbst.

Eine statistische Fehlerbetrachtung, die die Anzahl der für ein Correlogramm gemessenen Teilchen berücksichtigt, ist nicht möglich, da wie in 2.2 erwähnt die Teilchenzahl nicht bekannt ist. Von Scheinpflug /4/ wurde der Fitfehler in Computerrechnungen betrachtet, die die statistische Streuung der einzelnen Kanalinhalte berücksichtigten. Durch theoretische Betrachtungen wurde der Fehler von Abbiss /14/ abgeschätzt. Es zeigt sich, dass der Fehler in Turbulenz und Dopplerperiode im wesentlichen von der Zahl der Modulationsperioden in der Autocorrelationsfunktion und der Messzeit für ein Correlogramm abhängt. Wird die Messzeit so lang gewählt, dass eine Änderung der Form des Correlogramms nicht mehr zu beobachten ist (hier ca. 30-50 sec), so kann der durch die Messzeit bedingte Fehler vernachlässigt werden. Aus allen Correlogrammen lässt sich die Geschwindigkeit auf 1% genau bestimmen. Der Fehler in der Turbulenz kann nach diesen Betrachtungen nicht allgemeingültig angegeben werden. Generell ist zu erwarten, dass der Fehler mit zunehmender Turbulenz stark steigt.

Die grösste Ungenauigkeit in der Turbulenzbestimmung liegt in der Annahme der Gauss'schen Geschwindigkeitsverteilung der turbulenten Strömung die bei der Herleitung der Autocorrelationsfunktion (6) verwendet wurde. Für kleine Turbulenzgrade lässt sich die Funktion zufriedenstellend genau an die Kanalinhalte des Correlators anpassen. Für Turbulenzgrade von über 40% treten aber nicht zu vernachlässigende Abweichungen zwischen Funktion und Stützstellen auf. Bei diesen Turbulenzgraden bleiben negative Geschwindigkeiten nicht aus, die von der hier verwandten Anemometerversion nicht erkannt, also als positiv gewertet werden. Die gemessene Geschwindigkeitsverteilung entsteht durch eine Faltung der wahren Verteilung. Wird die gemessene Verteilung als gaussförmig angenommen (vergl. 2.2), so führt dieses zu einem mit steigendem Turbulenzgrad wachsenden Fehler. Lokale Turbulenzgrade bis zu 50% lassen sich nach Scheinpflug und Abbiss mit dem hier verwandten Anemometer auf 5% genau bestimmen.

Die Genauigkeitsgrenzen für Geschwindigkeit und Turbulenzgrad wurden durch Wiederholungsmessungen sowohl am Rohr als auch im Windkanal als realistische Streubereiche bestätigt.

C

Aus den Informationen der Correlogramme werden nach dem in 4 beschriebenen Verfahren die Komponenten des Spannungstensors berechnet. Die Koeffizienten des sich ergebenden Gleichungssystems sind Funktionen des Einheitsvektors in Messrichtung. Wie die Übereinstimmung der aus verschiedenen, unabhängigen Messrichtungen berechneten mittleren Geschwindigkeiten zeigt, ist der Fehler in der Einstellung der Messrichtungen klein gegen die statistischen Fehler der einzelnen Messungen.

In der Fehlerbetrachtung für den Spannungstensor werden daher nur die statistischen Fehler der Einzelmessungen berücksichtigt. Deren Grössenordnung wird entsprechend den oben bezeichneten Streubereichen (5%) abgeschätzt. Die Fehler in den Endergebnissen der Berechnung werden nach dem Gauss'schen Fehlerfortpflanzungsgesetz berechnet. Im folgenden sind die einzelnen Komponenten und ein Mittel der errechneten Fehler aufgeführt.

$\sqrt{u'^2}/U_0$ wird durch eine Messung direkt bestimmt. Der Fehler beträgt 5%.

$\overline{u'w'}/U_0^2$ (bei den Rohrmessungen $\overline{u'v'}/U_0^2$) wird aus zwei Messungen ($\pm 45^\circ$ Messungen) nach (15) berechnet. Als Fehler errechnet sich abhängig vom Verhältnis dieser Grössen zueinander ca. 40%.

In die Berechnung von $\sqrt{w'^2}/U_0$ (Rohrmessungen $\sqrt{v'^2}/U_0$) geht der Fehler von 3 Einzelmessungen ein (0° , $\pm 45^\circ$ Messungen). Es lässt sich ein Fehler von ca. 50% bestimmen. Diese ersten drei Fehler sind in den Ergebnissen der Rohrmessungen als Fehlerbalken dargestellt (Abb. 15 und 16).

Für die Berechnung der Grössen $\sqrt{v'^2}/U_0$ und $\overline{u'v'}/U_0^2$ (Rohrmessungen $\sqrt{w'^2}/U_0$ und $\overline{u'w'}/U_0^2$) nach (16) sind ebenso wie für die vorherige Komponente jeweils 3 Messungen erforderlich. Da hier die $\pm 45^\circ$ Messungen nicht möglich waren (siehe 2.3), ergibt sich aus den Messrichtungen eine wesentlich ungünstigere Koeffizientenmatrix für die Berechnung der Komponenten. Einige der errechneten Fehler liegen bei 100%, für die Rohrmessungen wird 100% weit überstiegen. Aus der Grösse dieses Schwankungsbereiches erklären sich die oben erwähnten in der Berechnung auftretenden negativen Grössen für einzelne Schwankungsquadrate.

In die Berechnung der $\overline{v'w'}/U_0^2$ Komponente gehen (nach (13)) die Fehler aller 6 Messungen ein. Theoretisch würden sich Fehler mit Werten von weit über 100% ergeben. Eine Angabe der errechneten Werte dieser Komponente ist daher nicht sinnvoll.

Der bis auf wenige Ausnahmen glatte Verlauf der Ergebnisse aus den Windkanalmessungen für die ersten 5 Komponenten lässt vermuten, dass die statistischen Fehler der Experimente geringer sind als in dieser theoretischen Betrachtung abgeschätzt. Eine genauere statistische Rechnung für die Einzelfehler wäre notwendig, ist aber beim Betreiben des Correlators in der dargelegten Weise nicht möglich.

8 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Verfahren erstellt, um mit einem Laser-Doppler-Anemometer den Reynolds'schen Spannungstensor zu bestimmen. Der mittlere Geschwindigkeitsvektor und der Spannungstensor der untersuchten Strömung wurden aus den Ergebnissen der Messungen in sechs verschiedenen Messrichtungen bestimmt. Die Messungen erfolgten im Nachstrom eines Doppelmodells eines Schiffes im Windkanal.

Das verwandte Anemometer wird in Rückwärtsstreuung, als Einkomponentenversion ohne Vorzeichenerkennung betrieben. Die Signalverarbeitung erfolgte mit einem digitalen Correlator. Zur Auswertung der Correlogramme wurde eine Autocorrelationsfunktion an die Kanalinhalte des Correlators angepasst. Die Konzeption der weitgehend automatisierten Datenerfassung und Auswertung wird näher dargelegt.

Die Fehler und die Grenzen des Verfahrens werden abgeschätzt. Drei der insgesamt sechs verschiedenen Komponenten des Spannungstensors konnten zufriedenstellend genau bestimmt werden. Zwei weitere wurden, mit grösseren Fehlern versehen, errechnet. Für alle Komponenten des mittleren Geschwindigkeitsvektors werden gute Ergebnisse geliefert.

- /1/ Y.Yeh, H.Z. Cummins, "Localized Fluid Flow Measurements with a He-Ne Laser Spectrometer", Applied Physics Letters, Volume 4, No. 10, 1964
- /2/ J. Kux, T. Niemeier, "Erste Messungen mit dem grossen Laser-Velocimeter des IfS im Labor und an Bord", IfS-Bericht Nr. 361, 1978
- /3/ J. Kux, T. Niemeier, H. Stöhrmann, "LDV-Nachstrommessungen auf der Sydney Express" IfS-Bericht Nr. 424, 1982
- /4/ M. Scheinpflug, "Vergleichende Nachstromuntersuchungen an einem Schiffsdoppelrumpfmodell im Windkanal mit einem Laser-Doppler-Anemometer und Durchsonden" IfS-Bericht Nr. 381, 1979
- /5/ A. Melling, "Scattering Particles for Laser-Anemometry in Air", Imperial College of Science and Technology, Department of Mechanical Engineering, ET/TN/B/7, 1971
- /6/ G. Mie, Ann. Physik, 25, 377, 1908
- /7/ F. Durst, A. Melling, J.H. Whitelaw, "Principles and Practice of Laser-Doppler-Anemometry", Academic Press, London, New York, 1981
- /8/ T.S. Durrani, C.A. Greated, "Laser Systems in Flow Measurement" Plenum Press, New York, London, 1977
- /9/ H. Kogelnik, T.Li, "Laser Beams and Resonators", Applied Optics, Vol. 5, No. 10, 1966
- /10/ S. Hanson, "Broadening of the measured frequency spectrum in a differential laser anemometer due to interference plane gradient", J. Phys. D: Appl. Phys. Vol. 6, 1973
- /11/ H. Stöhrmann, "Verfahren zur instationären Geschwindigkeitsmessung mit einem Laser-Doppler-Anemometer", IfS-Bericht Nr. 389
- /12/ E.R. Pike, "The Application of photon-correlation spectroscopy to laser doppler measurement", J. Phys. D: Appl. Phys. 5, L 23, 1972

- /13/ J.B. Abbiss, in: Photon Correlation Spectroscopy and Velocimetry, H.Z. Cummins and E.R. Pike, p. 386, Plenum Press, New York and London, 1977
- /14/ J.B. Abbiss, in: "Photon Correlation Techniques in Fluid Mechanics", Schulz-Du Bois, Springer Verlag - Berlin - Heidelberg - New York, 1982
- /15/ K.S. Miller, "Multidimensional Gaussian Distributions", John Miley and Sons, New York, London, Sydney, 1964
- /16/ H. Schlichting, "Grenzschicht Theorie", Verlag G. Braun, Karlsruhe, 1965
- /17/ K. Wieghardt, "Theoretische Strömungslehre", Verlag B.G. Teubner, Stuttgart, 1974
- /18/ Prandtl, "Strömungslehre", Verlag Friedrich Vieweg + Sohn, Braunschweig, 1965
- /19/ J. Laufer, "The Structure of Turbulence in Fully Developed Pipe Flow", NACA Report 1174, 1954
- /20/ K. Wieghardt, J. Kux, "Nomineller Nachstrom auf Grund von Windkanalversuchen", Jahrbuch der Schiffbautechnischen Gesellschaft, 74. Band, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1980
- /21/ Okuno, in: IUTAM Symposium on Three-Dimensional Turbulent Boundary Layer, P. 9, Berlin, 1982
- /22/ R.D. Flack, H.D. Thomson, "The LDV's Potential in Understanding Turbulent Structure", Proceedings: symposium on Laser Anemometry, Minesota, 1975
- /23/ C.J. Oliver, "Correlation Techniques", in: Photon Correlation an Light Beating Spectroscopy, H.Z. Cummins and E.R. Pike, Plenum Press, New York, London, 1974
- /24/ H.D. Wagner, "Numerische Mathematik I", Skript zur Vorlesung, Hamburg, 1980

Nomenklatur

Die Grössen a_0 , m , A , B und C treten in der Autocorrelationsfunktion auf und sind u.a. abhängig von dem uncorrelierten Hintergrundrauschen (siehe 2.2).

DF	Düsenfaktor
\vec{e}	Einheitsvektor in Messrichtung
\vec{e}_i	Einheitsvektor der i-ten Messrichtung
e_x, e_y, e_z	Komponenten von \vec{e}
f_D	Dopplerfrequenz
$G(\tau)$	Autocorrelationsfunktion
h	Nummer der Zeitintervalle während der Correlatormesszeit
i	Nummer der Messrichtung
j	Nummer der Correlator-Kanalinhalte
k	clipping level
l	halbe Länge des Messvolumens
$n(t_h)$	Anzahl von Photonen die im Zeitintervall $/t_h, t_h+TS/$ detektiert werden
$n_k(t_h)$	Ausgang des clipping-level-detektors im Zeitintervall $/t_h, t_h+TS/$; 1 oder 0
N	Streifenzahl
p	Druck
p_{ges}	Gesamtdruck
p_{stat}	statischen Druck
p_v	Vorkammerdruck
$p(u, v, w)$	Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der Teilchengeschwindigkeit
q	dynamischer Druck
r_0	Radius der Laserstrahlen in ihren Strahltaillen

r	axialer Abstand von der Rohrachse
R	Rohrradius
Re	Reynoldszahl
ReL	Reynoldszahl der Laufermessung
s	Streifenabstand
t	Zeit
t_h	getaktete Correlatormesszeit = $h \cdot TS$
$T, T-DOP$	Dopplerperiode
$TS, T-SAM$	sample-time
u, v, w	Komponenten von \vec{v}
$\bar{u}=\bar{u}, \bar{v}=\bar{v}, \bar{w}=\bar{w}$	Komponenten des mittleren Geschwindigkeitsvektors $\bar{\vec{v}}$
u', v', w'	Komponenten von \vec{v}'
u_w	Wandschubspannungsgeschwindigkeit
U_i	Betrag der mittleren Geschwindigkeit in der i -ten Messrichtung
U_i'	Turbulenzgrad in der i -ten Messrichtung
U_0	Anströmgeschwindigkeit im Windkanal oder mittlere Geschwindigkeit auf der Rohrachse
\vec{v}	zeitabhängiger Geschwindigkeitsvektor
$\bar{\vec{v}}$	mittlerer Geschwindigkeitsvektor
\vec{v}'	Vektor der Schwankungsgeschwindigkeit
V_0	zeitlich und über das Messvolumen gemittelte Geschwindigkeit
x_l	Koordinate in Richtung der Länge des Messvolumens
x, y, z	Richtungen im karthesischen Koordinatensystem
α	Schnittwinkel der Laserstrahlen
ε	$2/\text{Streifenzahl}$ zum Quadrat
η	(lokaler) Turbulenzgrad in Mess- oder Koordinatenrichtung

η_0	(lokaler) Turbulenzgrad (unabhängig von der Raumrichtung)
η_m	gemessener (lokaler) Turbulenzgrad in Messrichtung
η_s	scheinbarer (lokaler) Turbulenzgrad in Messrichtung
η_w	wahrer (lokaler) Turbulenzgrad in Messrichtung
λ	Wellenlänge des Laserlichtes
φ_i	Drehwinkel des Frontspiegels der i-ten Messrichtung
ρ	Dichte des betrachteten Mediums
θ_i	Drehwinkel des Strahlteilers der i-ten Messrichtung
τ	(Delay)-Zeit

Anhang I

Der Correlator (Malvern K 7026)

Für die Berechnung durch einen digitalen Correlator wird die Autocorrelationsfunktion (6) zunächst durch die Summe

$$G(j \cdot T_s) = \sum_h n(t_h) n(t_h + j T_s) \quad (21)$$

mit $t_h = h T_s$, $j = 1, 64$

angenähert. $n(t_h)$ bezeichnet die Anzahl der Photonen, die in dem Zeitintervall $[t_h, t_h + T_s]$ detektiert werden. Der Laufindex h numeriert die Zeitintervalle, er ist durch die endliche Messzeit begrenzt. Die Länge T_s , sample-time, des Zeitintervalls muss kleiner als die halbe Dopplerperiode sein (sampling-theorem) und kann bei dem vorliegenden Correlator auf Vielfache von 20 ns eingestellt werden. Kurze sample-Zeiten sind notwendig um eine Messung auch bei hohen Dopplerfrequenzen (bis zu 50 MHz) zu ermöglichen. Erfolgt die Berechnung der Summe simultan zu den einlaufenden Daten aus der Messung, so ist es nur mit grossem technischen Aufwand möglich (21) in derart kurzen Zeiten zu bilden. Pike /12/ verwandte zur Verkürzung der Rechenzeit die single-clipping Technik. Hierbei wird die Funktion $n(t_h)$ in Abhängigkeit von dem als ganze Zahl definiertem clipping-level k durch die Funktion

$$n_k(t_h) = \begin{cases} 1 & \text{für } n(t_h) > k \\ 0 & \text{für } n(t_h) < k \end{cases}$$

ersetzt. Vom Correlator (Single-Clipping-Correlator) wird letztlich die Funktion

$$G(j \cdot T_s) = \sum_h n(t_h) n_k(t_h + j \cdot T_s) \quad (22)$$

berechnet. Da $n_k(t_h)$ nur die Werte 0 oder 1 annehmen kann, ist die Multiplikation in der Berechnung der $G(j \cdot T_s)$ auf die schaltungstechnisch schnelle UND-Operation reduziert. Eine single-clipped Autocorrelationsfunktion (22) stellt nach Oliver /23/ dann die beste Näherung der Autocorrelationsfunktion (6) dar, wenn k gleich dem zeitlichen Mittelwert von $n(t_h)$ gewählt wird.

In dem Correlator werden die 1/0 Werte von $n_k(t_h)$ im shiftregister gespeichert und nach jeder sample-time T_s weitergeschoben (Abb. 29). Die einlaufenden Pulse werden nur dann in die Speicher addiert, wenn von dem shiftregister her parallel an den jeweiligen UND-Gattern eine 1 anliegt. Die Inhalte der 64 Speicher sind die Stützstellen der Autocorrelationsfunktion.

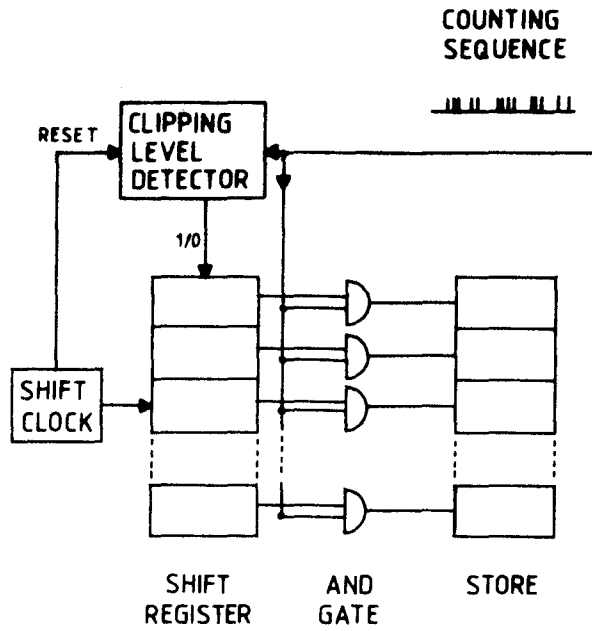


Abb. 29 Blockschaltbild des Correlators

Anhang II

Programmsystem zur Datenerfassung und Auswertung

Ziel der Programmkonzeption war eine Automatisierung der Erfassung von LDA-Messungen mit einem Correlator zu erreichen und durch den Einsatz zweier Prozessrechner (Abb. 9) eine simultane Auswertung der Correlogramme zu ermöglichen. Zu Beginn dieser Arbeit wurde das Programmsystem von Herrn Stöhrmann entwickelt. Vom Autor wurde vor allem das Fitprogramm CORF (siehe Tabelle 1) in das System integriert.

Zur on-line Datenerfassung wurden der Windkanalrechner und der Zentralrechner im Satellitenbetrieb gekoppelt. Zeitweilig führte aber eine starke Auslastung des Zentralrechners zu Schwierigkeiten im Satellitenbetrieb. Um den Messbetrieb unabhängig von den Rechnern zu gestalten, erwies es sich als nützlich neben dem on-line System auch ein off-line Datenerfassungssystem zu erstellen. Dieses wurde insbesondere bei den Rohrmessungen verwendet, da bei diesen Messungen nur die Kanalinhalt des Correlators abgespeichert werden mussten. Beide Systeme werden im folgenden beschrieben.

a) on-line Datenerfassung

Um eine weitgehende Unabhängigkeit der beiden Rechner im Satellitenbetrieb zu erreichen, wurde zur Erfassung der Daten der Windkanalrechner und zur Auswertung der Messungen der Zentralrechner verwandt. Im Windkanal wurden durch das Erfassungsprogramm (Programm-LDA siehe Tabelle 1) während der Messung Werte für Temperatur, Luftdruck und Vorkammerdruck gespeichert (vergl. Abb. 9). Hierzu wurden die Ausgangsspannungen des Thermometers, des elektrischen Barometers und über den Trägerfrequenzverstärker die Spannung des Druckaufnehmers vom Analog-Digital (A/D)-Wandler übernommen. Zur Synchronisation der Correlatormesszeit und der Zeit in der Wandlungen erfolgten, wurde der Start/Stop-Pegel des Correlators an den A/D-Wandler angelegt.

Nach der Aufnahme eines Correlogramms wurden die Speicherinhalte des Correlators über seine TTY Schnittstelle an den Rechner übergeben. Zusatzdaten wurden im Dialog erfragt. Das Erfassungsprogramm schreibt die Daten einer Reihe von Messpunkten (File) - um den Speicherplatzbedarf klein zu halten binär als FI-Datei - wahlweise auf Disc oder Tape des Zentralrechners. Bei Störungen in der Rechnerkommunikation konnte der Windkanalrechner getrennt betrieben werden. In dieser Betriebsart wurden die Messdaten auf einer Digitalcassette im Terminal (HP 2648) zwischengespeichert. Eine simultane

Auswertung war in diesem Fall nicht möglich. Sonst war zur Datensicherung das Abspeichern der Files auf mehreren Datenträgern gleichzeitig vorgesehen.

Nach Messung eines Files konnte im Dialog mit Programm-LDA das Auswerteprogramm CORFS (siehe Tabelle 1) im Zentralrechner gestartet werden. Zur Kontrolle der einzelnen Fits konnten von CORFS auf den Printer des Windkanalrechners Histogramme (vergl. Anhang III) ausgegeben werden, während Programm-LDA weiterhin Messungen im Dialogbetrieb aufnahm.

b) off-line Datenerfassung

- i) Zum einen bestand die Möglichkeit die Speicherinhalte des Correlators über den PUNCH-Ausgang an eine Lochsreifenstanze (HP 8100A) zu übertragen. Nach Abschluss der Messung wurden diese Daten durch das Programm LESE mit Zusatzinformationen auf FI-Dateien geschrieben.
- ii) Zum anderen konnte der Correlator mit einem Terminal als Kontrollkonsole off-line betrieben werden. Hierbei wurden die Speicherinhalte als ASCII Text auf dem Bildschirm des Terminals ausgegeben und als Kopie auf Digitalcassette geschrieben werden. Die ASCII Datei auf der Cassette wurde später mit dem Programm TAPE auf eine binäre FI-Datei umgeschrieben.

Das Programmsystem zur Bearbeitung der Messdateien, zur Auswertung, zur Berechnung der Geschwindigkeits- und Turbulenzkomponenten, sowie die Programme zum Zeichnen der Pfeil- und Isoliniendiagramme wurden in Zusammenarbeit von Herrn Stöhrmann und dem Autor erstellt. Der Stand des Systems am Ende dieser Arbeit sei hier nur tabellarisch dargestellt (Tabelle 1). Ausführliche Beschreibungen aller Programme liegen im Institut vor.

Erläuterung der in Tabelle 1 benutzten Abkürzungen :

FI-Datei Datei enthält die Stützstellen der Correlogramme, die auf einem File aufgenommen wurden

PR-Datei Datei enthält die sich aus dem Fit der Correlogramme ergebenden Werte für die mittlere Geschwindigkeit in Messrichtung und den lokalen Turbulenzgrad in Messrichtung, die graphische Darstellung einer PR-Datei zeigt ein Geschwindigkeits- oder Turbulenzgradprofil

ISO-Datei fasst zur Darstellung die gemessenen oder berechneten Komponenten der Geschwindigkeit oder des Turbulenzgrades von Messpunkten einer Ebene zusammen

C Zentralrechner

S Satellitenrechner (Windkanalrechner)

Mit Ausnahme von Programm-LDA arbeiten alle Programme im Zentralrechner. Dateien ohne Vermerk befinden sich auf einer Platte (Disc).

Tabelle 1

Programmname	Funktion	Zugriff auf	Ausgabe oder Datei
DATENERFASSUNG			
Programm-LDA	Erstellen der FI-Dateien	Correlator A/D-Wandler	FI-Datei (Disc, Tape, Cassette)
LESE	"	Lochstreifen	FI-Datei (Disc)
TAPE	"	Digital- cassette	"
KOFI	Korrektur der FI-Dateien	FI-Datei	keine, Dialog
LIFI	Liste der FI-Datei	FI-Datei	Printer oder Terminal(C oder S)

AUSWERTUNG DER CORRELOGRAMME			
CORFC	Dateienverwaltung für, Aufruf von CORF (Fit); Erstellen der PR-Dateien, Ausgabe der Fitergebnisse	FI-Datei	PR-Datei und Histogramme auf Terminal oder Printer (C) oder Plotter (C) oder Disc (C)
CORFS	"	"	PR-Datei und Histogramme auf Printer (S)
CORF	Fit der Correlogramme vergl. Anhang III	siehe CORFC	
BERECHNUNG UND DARSTELLUNG DER KOMPONENTEN			
KOPR	Korrektur der PR-Dateien	PR-Datei	keine, Dialog
PRLI	Liste der PR-Dateien	PR-Datei	Terminal (C) oder Printer (C)
PRPL	Plot der Geschwindigkeits- oder Turbulenzgradprofile	PR-Datei	Plotter (C oder S) oder Graphics-terminal (S)
KORRC	Berechnung Komponenten des Spannungstensors	PR-Datei	Terminal (C oder S) Printer (C oder S) Plotter (C oder S)
WKTUR	"	"	ISO-Datei
WKISO	Berechnung Komponenten der Geschwindigkeit	PR-Datei	ISO-Datei
WKPF	Plot von Pfeildiagrammen	ISO-Datei	Plotter (S oder C)
ISOP	Plot von Isollinien	ISO-Datei	Plotter (S oder C)

Anhang III

Fitprogramm CORF

CORF fittet die Autocorrelationsfunktion (6) an die 64 Speicherinhalte des Correlators. Der Best-Fit ist das Minimum der Fehlerquadratsumme als Funktion der sechs Parameter A, B, C, T, η und N (siehe 2.2). Dieses Programm stellt eine Weiterentwicklung gegenüber dem Programm WAKE von Scheinpflug /4/ dar.

Die Bestimmung des Minimums der Fehlerquadratsumme entspricht der Berechnung der Nullstellen der partiellen Ableitungen dieser Summe nach den ersten 5 Parametern. Da eine Variation des sechsten Parameters N um 1 keine wesentliche Änderung der Summe zur Folge hat, ist es sinnvoll, zur Verkürzung der Rechenzeit N nur grob zu variieren. Gesucht wird nach der Nullstelle eines fünfdimensionalen, nicht linearen Funktionensystems. Die sichersten und zeitlich günstigsten Konvergenzbedingungen für das notwendige Iterationsverfahren lieferte ein modifiziertes Einzelschrittverfahren /23/, bei dem zunächst nach dem Newtonverfahren der beste Wert für jeweils einen nicht linearen Parameter berechnet wurde und erst dann ein anderer Parameter variiert wurde. Die geforderte Genauigkeit der Parameter (mit Ausnahme von N), die die Bedingung zur Beendigung der Iteration war, lag bei 1 %.

In Abhängigkeit von den Startwerten des Iterationsverfahrens traten gelegentlich Ergebnisse für die Parameter auf, die fernab von realistischen Werten lagen. Dies deutete darauf hin, dass statt des absoluten ein lokales Minimum der Fehlerquadratsumme als Endergebnis gefunden worden war. Um dies zu kontrollieren wurden die gefitteten Correlogramme standardmässig als Histogramme ausgegeben. Anhand derer oben beschriebene unsinnige Ergebnisse erkannt und durch Änderung der Startwerte und erneuter Iteration korrigiert werden konnten. Abb. 30 zeigt einige typische Histogramme. In ihnen ist zur Identifikation des Files dessen feste Koordinate und dessen Messrichtung in Winkelangabe und die Komponenten des Einheitsvektors in Messrichtung e angegeben. In den Abbildungen sind als 0's die ersten 25 Speicherinhalte des Correlators und als Sterne die gefittete Funktion dargestellt. Die Ergebniswerte der Parameter nach dem Fit sind A, B, C, T -DOP, ETA-LOKAL und FN. Die übrigen Grössen geben Aufschluss über die Güte der Correlogramme.

Abb. 31 zeigt ein Flussdiagramm des Iterationsverfahrens in CORF. Die Kontrollstruktur der Iteration ist der Übersicht halber nicht aufgeführt.

DATEI FIG183

 PROFIL PRG180
 CURFC 5/82
 19.11.1982
 NACHSTROM 3. RICHTUNG

FITPARAMETER

RN 1.
 N 25.0
 EPSI .0100
 Y-PROFIL

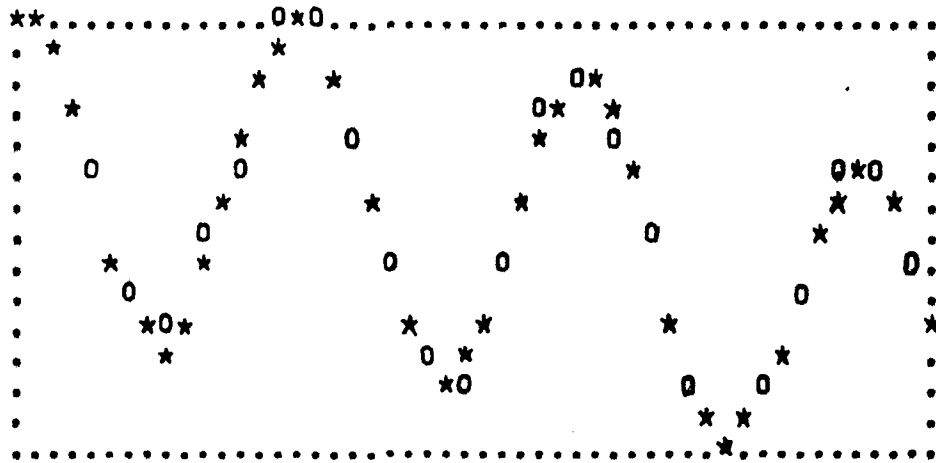
Z0 -18.0 MM
 X0 0.0 MM
 EX .707116
 EY 0.000000
 EZ .707098

THETA 45.0 GRAD
 PHI 0.0 GRAD

MESSRICHTUNG

MESSUNG 11

Y 125.0 MM



A	27287.
B	2848.
C	75843.
T-SAM	.040 US
T-DOP	.305 US
DELTA	5.11
DELTE	5.64
MODU	45.7 %
KN	8.4
FN	19.0
JFEHL	0
VM/100	.75
VM	19.90 M/S
ETA-LOCAL	.4 %
ETA-ANSTR	.3 %

COUNTS/SEC 369620 MESSZEIT 12.0 S

Abb. 30a

DATEI FIG184

PROFIL PRG18M
CONF 5/82
22.11.1982
NACHSTRICH 4. RICHTUNG

FITPARAMETER

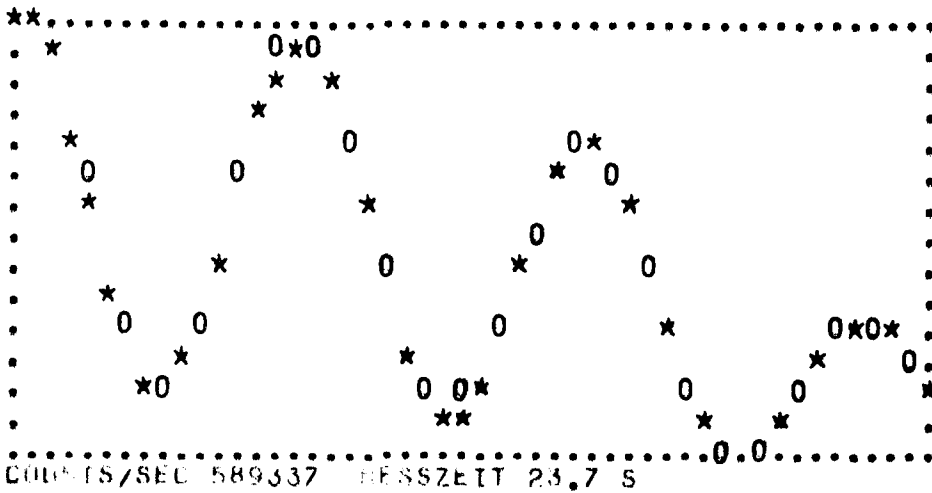
RN 1.
N 25.0
EPSI .0100
Y=PROFIL

ZM -16.0 MM
XM 0.0 MM
EX .965927
FY .258815
EZ 0.000000

THETA 0.0 GRAD
PHI 7.5 GRAD

MESSRICHTUNG

MESSUNG 0
Y 36.0 MM

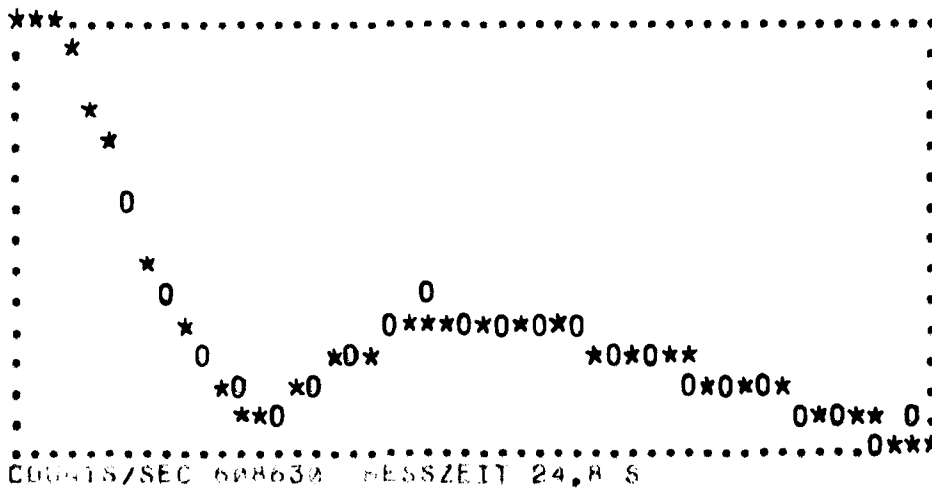


A	193520.
B	13253.
C	433180.
T-SAM	.040 US
T-DOP	.310 US
DELTA	2.72
DELTE	2.99
MODU	37.0 %
KN	8.3
FN	21.0
JFEHL	0
VM/UM	.73
VM	19.57 M/S
ETA-LOCAL	6.0 %
ETA-ANSTR	4.3 %

COGNTS/SEC 589337 MESSZEIT 23.7 S

Abb. 30b

MESSUNG 4
Y 18.0 MM



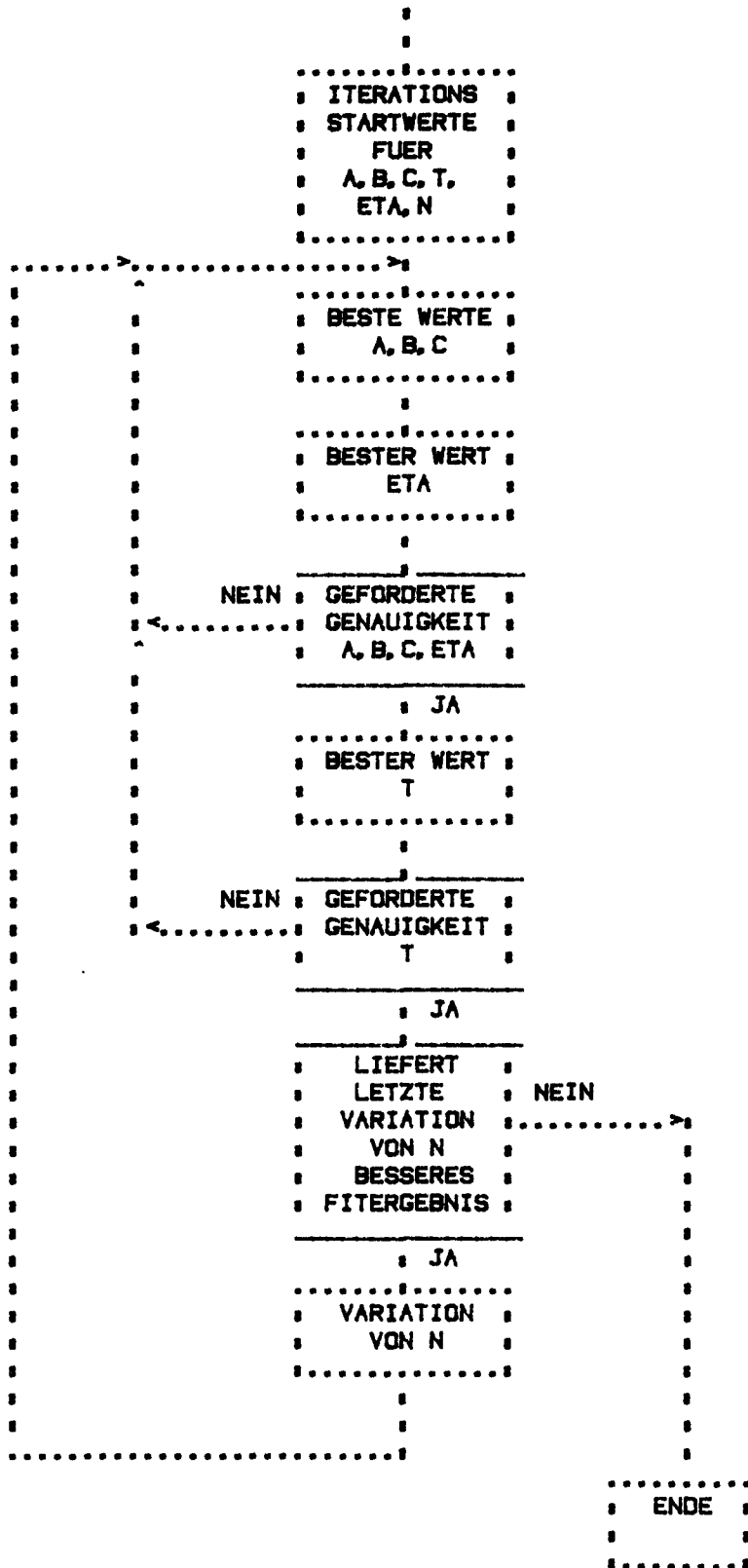
A	137515.
B	18522.
C	562911.
T-SAM	.040 US
T-DOP	.608 US
DELTA	1.86
DELTE	2.26
MODU	51.9 %
KN	4.2
FN	11.0
JFEHL	0
VM/UM	.37
VM	9.96 M/S
ETA-LOCAL	45.9 %
ETA-ANSTR	17.0 %

COGNTS/SEC 608630 MESSZEIT 24.8 S

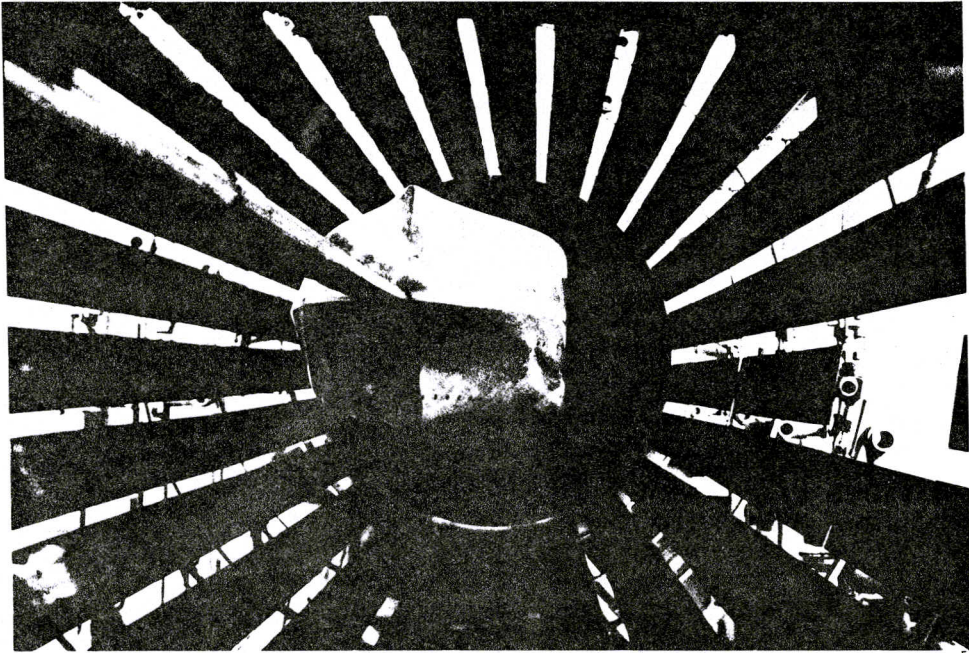
Abb. 30c

Abb. 31

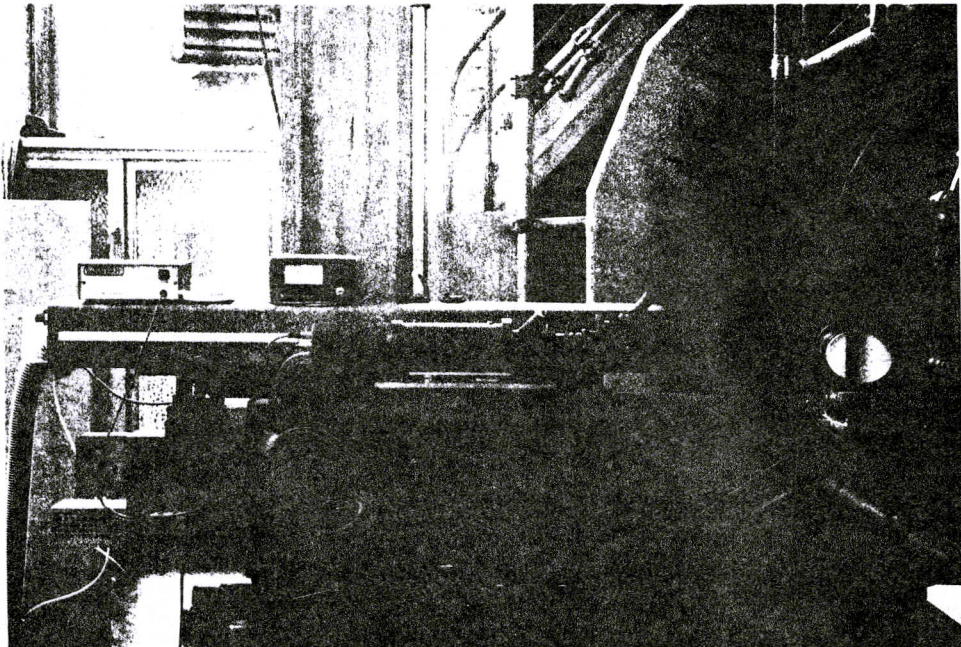
FLUSSDIAGRAMM CORF



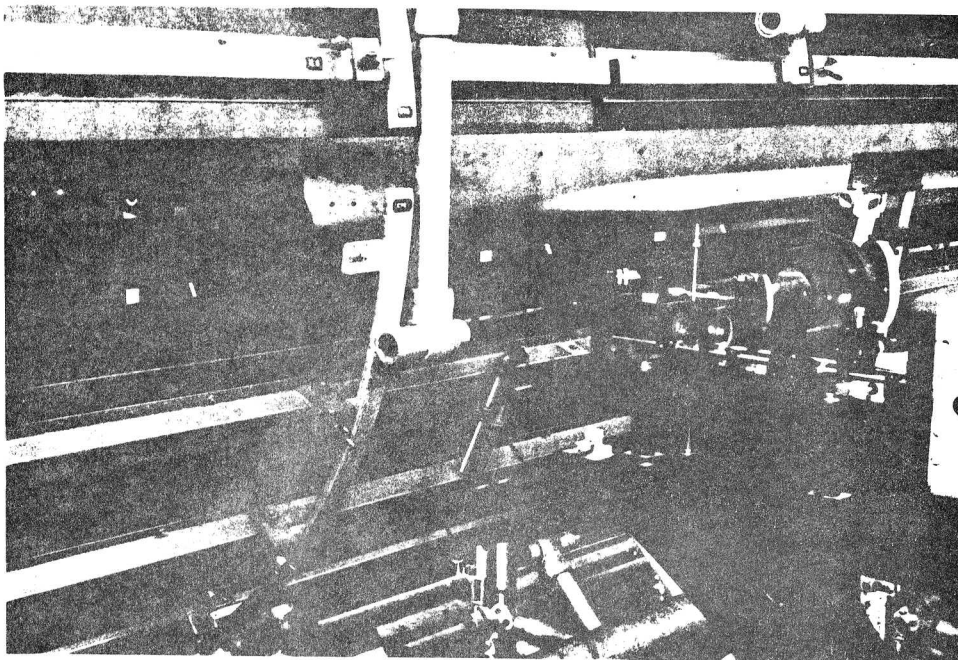
Anhang V



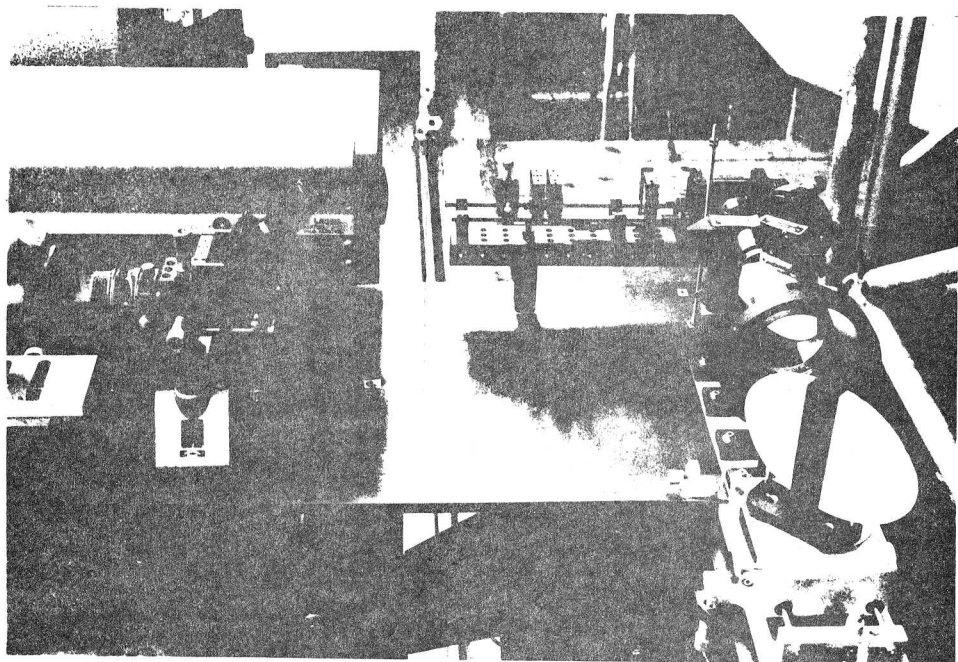
Modell im Messkäfig



gesamter Aufbau im Windkanal



Lage der Optik zum Modell



Windkanal - Optik