

EUR 4771 d

KOMMISSION DER EUROPÄISCHEN GEMEINSCHAFTEN

UNTERSUCHUNG
DER HYDRODYNAMISCHEN
SCHWINGUNGSANREGUNG AN EINEM
EINFACHEN STABMODELL UNTER
ACHSPARALLELER WASSERSTRÖMUNG

von

E. OHLMER, S. RUSSO und R. SCHWEMMLE

1972



Gemeinsame Kernforschungsstelle
Forschungsanstalt Ispra - Italien
Technologie

HINWEIS

Das vorliegende Dokument ist im Rahmen des Forschungsprogramms der Kommission der Europäischen Gemeinschaften ausgearbeitet worden.

Es wird darauf hingewiesen, daß die Kommission der Europäischen Gemeinschaften, ihre Vertragspartner und die in deren Namen handelnden Personen :

keine Gewähr dafür übernehmen, daß die in diesem Dokument enthaltenen Informationen richtig und vollständig sind, oder daß die Verwendung der in diesem Dokument enthaltenen Informationen oder der in diesem Dokument beschriebenen technischen Anordnungen, Methoden und Verfahren nicht gegen gewerbliche Schutzrechte verstößt ;

keine Haftung für die Schäden übernehmen, die infolge der Verwendung der in diesem Dokument enthaltenen Informationen, oder der in diesem Dokument beschriebenen technischen Anordnungen, Methoden oder Verfahren entstehen könnten.

Dieser Bericht wird in den auf der vierten Umschlagseite genannten Vertriebsstellen

zum Preise von BF 70,—

verkauft.

Es wird gebeten, bei Bestellungen die EUR-Nummer und den Titel anzugeben, die auf dem Umschlag jedes Berichts aufgeführt sind.

Gedruckt von Vanmelle, Gent
Luxemburg, März 1972

Das vorliegende Dokument wurde an Hand des besten Abdruckes vervielfältigt, der zur Verfügung stand.

EUR 4771 d

UNTERSUCHUNG DER HYDRODYNAMISCHEN SCHWINGUNGSANREGUNG AN EINEM EINFACHEN STABMODELL UNTER ACHSPARALLELER WASSERSTRÖMUNG von E. OHLMER, S. RUSSO und R. SCHWEMMLE

Kommission der Europäischen Gemeinschaften
Gemeinsame Kernforschungsstelle — Forschungsanstalt Ispra (Italien)
Luxemburg, März 1972 — 50 Seiten — 14 Abbildungen — BF 70,—

Ein analytisches Modell zur Beschreibung der Schwingungsanregung unter achsparalleler Strömung wurde an einem einfachen Stabmodell in einem Versuchskanal unter Wasserströmung überprüft. Besonders beachtet wurden Einfluß von vereinfachenden Annahmen im analytischen Modell und auch von kreislaufbedingten Störungen der Strömung.

Die Versuche zeigten, daß das analytische Modell sich auch dann mit gutem Erfolg anwenden läßt, wenn die Strömung z. B. durch

EUR 4771 d

STUDY OF THE EXCITATION OF HYDRODYNAMIC VIBRATIONS IN A SIMPLE ROD MODEL IN PARALLEL WATER FLOW by E. OHLMER, S. RUSSO and R. SCHWEMMLE

Commission of the European Communities
Joint Nuclear Research Centre — Ispra Establishment (Italy)
Luxembourg, March 1972 — 50 Pages — 14 Figures — B.Fr. 70.—

An analytical model for parallel-flow induced vibrations was experimentally checked on a single rod test facility in a water loop. Especially, the influences of simplification hypothesis in the analytical model and of loop-caused disturbances in the flow were considered.

The tests show that the analytical model is useful also for application in the case, that pump or valve induced noise is present in the flow. Furthermore it has been seen that the simplifying assumption of an "homogeneous pressure field" over the beam length tends to overestimate the exciting pressure forces.

EUR 4771 d

STUDY OF THE EXCITATION OF HYDRODYNAMIC VIBRATIONS IN A SIMPLE ROD MODEL IN PARALLEL WATER FLOW by E. OHLMER, S. RUSSO and R. SCHWEMMLE

Commission of the European Communities
Joint Nuclear Research Centre — Ispra Establishment (Italy)
Luxembourg, March 1972 — 50 Pages — 14 Figures — B.Fr. 70.—

An analytical model for parallel-flow induced vibrations was experimentally checked on a single rod test facility in a water loop. Especially, the influences of simplification hypothesis in the analytical model and of loop-caused disturbances in the flow were considered.

The tests show that the analytical model is useful also for application in the case, that pump or valve induced noise is present in the flow. Furthermore it has been seen that the simplifying assumption of an "homogeneous pressure field" over the beam length tends to overestimate the exciting pressure forces.

EUR 4771 d

STUDY OF THE EXCITATION OF HYDRODYNAMIC VIBRATIONS IN A SIMPLE ROD MODEL IN PARALLEL WATER FLOW by E. OHLMER, S. RUSSO and R. SCHWEMMLE

Commission of the European Communities
Joint Nuclear Research Centre — Ispra Establishment (Italy)
Luxembourg, March 1972 — 50 Pages — 14 Figures — B.Fr. 70.—

An analytical model for parallel-flow induced vibrations was experimentally checked on a single rod test facility in a water loop. Especially, the influences of simplification hypothesis in the analytical model and of loop-caused disturbances in the flow were considered.

The tests show that the analytical model is useful also for application in the case, that pump or valve induced noise is present in the flow. Furthermore it has been seen that the simplifying assumption of an "homogeneous pressure field" over the beam length tends to overestimate the exciting pressure forces.

Pumpenvibrationen oder Ventilgeräusche gestört ist. Weiter ergab sich, daß die Annahme eines über die Stablänge „homogenen Druckfeldes“ zu einer Überbewertung der Anregungskräfte führt.

Messungen der Druckdifferenz-Pulsationen an der Staboberfläche erbrachten einige aufschlußreiche Ergebnisse über die Eigenschaften des Druckfeldes in der untersuchten Strömungsgeometrie, sowohl in ungestörter, ausgebildeter Strömung als auch in der Einlaufzone. Äußere Störungen der Strömung, z. B. Einflüsse durch eine Kreislaufpumpe, können die Druckdifferenzschwankungen und entsprechend auch die Stabschwingungen beträchtlich erhöhen.

Die Untersuchung soll an einem Stabbündelmodell fortgesetzt werden.

Measurements of the pressure-difference-fluctuations on the rod surface have given some results for characterizing the pressure field in the present flow geometry, both for undisturbed established flow and for the flow in the entrance zone. External noise in the flow, e. g. induced by circulation pumps, can increase by an important factor the pressure differences and corresponding the rod vibrations.

The actual study will continue with similar tests on a rod-bundle geometry.

Measurements of the pressure-difference-fluctuations on the rod surface have given some results for characterizing the pressure field in the present flow geometry, both for undisturbed established flow and for the flow in the entrance zone. External noise in the flow, e. g. induced by circulation pumps, can increase by an important factor the pressure differences and corresponding the rod vibrations.

The actual study will continue with similar tests on a rod-bundle geometry.

Measurements of the pressure-difference-fluctuations on the rod surface have given some results for characterizing the pressure field in the present flow geometry, both for undisturbed established flow and for the flow in the entrance zone. External noise in the flow, e. g. induced by circulation pumps, can increase by an important factor the pressure differences and corresponding the rod vibrations.

The actual study will continue with similar tests on a rod-bundle geometry.

EUR 4771 d

KOMMISSION DER EUROPÄISCHEN GEMEINSCHAFTEN

UNTERSUCHUNG
DER HYDRODYNAMISCHEN
SCHWINGUNGSANREGUNG AN EINEM
EINFACHEN STABMODELL UNTER
ACHSPARALLELER WASSERSTRÖMUNG

von

E. OHLMER, S. RUSSO und R. SCHWEMMLE

1972



Gemeinsame Kernforschungsstelle
Forschungsanstalt Ispra - Italien
Technologie

ZUSAMMENFASSUNG

Ein analytisches Modell zur Beschreibung der Schwingungsanregung unter achsparalleler Strömung wurde an einem einfachen Stabmodell in einem Versuchskanal unter Wasserströmung überprüft. Besonders beachtet wurden Einfluß von vereinfachenden Annahmen im analytischen Modell und auch von kreislaufbedingten Störungen der Strömung.

Die Versuche zeigten, daß das analytische Modell sich auch dann mit gutem Erfolg anwenden läßt, wenn die Strömung z. B. durch Pumpenvibrationen oder Ventilgeräusche gestört ist. Weiter ergab sich, daß die Annahme eines über die Stablänge „homogenen Druckfeldes“ zu einer Überbewertung der Anregungskräfte führt.

Messungen der Druckdifferenz-Pulsationen an der Staboberfläche erbrachten einige aufschlußreiche Ergebnisse über die Eigenschaften des Druckfeldes in der untersuchten Strömungsgeometrie, sowohl in ungestörter, ausgebildeter Strömung als auch in der Einlaufzone. Äußere Störungen der Strömung, z. B. Einflüsse durch eine Kreislaufpumpe, können die Druckdifferenzschwankungen und entsprechend auch die Stabschwingungen beträchtlich erhöhen.

Die Untersuchung soll an einem Stabbündelmodell fortgesetzt werden.

SCHLAGWÖRTER

FUEL RODS
VIBRATIONS
FLUID FLOW
WATER
PRESSURE
DISTURBANCES
MEASURED VALUES
ANALYTICAL SOLUTION

Inhalt

1.	Einführung	5
2.	Analytisches Modell	6
3.	Experimentelle Untersuchung	13
3.1	Versuchsstrecke	14
3.2	Messung der Differenzdruckpulsationen	14
3.3	Messung der Stabschwingung	17
3.4	Versuchsdurchführung in Wasserströmung	17
3.5	Signal-Aufnahme und Auswertung	18
4.	Versuchsergebnisse	20
4.1	RMS-Werte	21
4.2	PSD-Diagramme	25
4.3	Einfluss der Kreislaufpumpe	26
4.4	Vergleich mit dem analytischen Modell	27
4.5	Proportionalitätsfaktor zwischen Druckpulsationen und resultierender Anregungskraft	30
5.	Schlussbemerkungen	33

1. EINFÜHRUNG *)

Die hydrodynamische Schwingungsanregung von Kernreaktor-Bauteilen durch eine achsparallele Kühlmittelströmung fand in letzter Zeit immer grössere Beachtung. Untersuchungen experimenteller und theoretischer Art galten insbesondere der Anregung von Schwingungen an Brennelementen, bei denen man Schäden durch Ermüdung oder Abrieberscheinungen befürchtet. Die Untersuchungen klärten zwar mehr und mehr den recht komplexen Zusammenhang zwischen dieser Schwingungserscheinung und den randomartigen Druckpulsationen in der Strömungsgrenzschicht auf. Man steht jedoch immer noch vor grossen Schwierigkeiten, wenn man derartige, hydrodynamisch angeregte Schwingungen in Bauteilen analytisch zu bestimmen versucht.

Einerseits ist ein grosser Teil der meist empirisch, z.B. an bestimmten Brennelementmodellen in Versuchskreisläufen gewonnenen Ergebnisse kaum auf andere Situationen übertragbar. Denn häufig wurde ein entscheidender Faktor, die Frequenzstruktur der Druckpulsationen in deartigen Kreisläufen nicht genügend beachtet. Jeder Versuchskreislauf hat jedoch, ebenso wie jeder Reaktorkreislauf, ein eigenes, durch seine Pumpen, Ventile, Rohrführungen u.s.w. bedingtes Frequenzprofil in den Druckpulsationen und beeinflusst damit auf seine Art die Schwingungen der betroffenen Strukturen [6, 7].

Andererseits ist es bei Messungen unter ungestörten und idealen Versuchsbedingungen fraglich, wie die Ergebnisse auf realistische Betriebsverhältnisse übertragen werden können.

Eine Verknüpfung zwischen Versuch und Realität kann nur mit Hilfe analytischer Modelle erhalten werden, die die Frequenzstruktur und den Randomcharakter bei der Beschreibung der Schwingungsanregung berücksichtigen. Solche analytische Modelle

*) Manuskript erhalten am 5. Januar 1972

wurden verschiedentlich entwickelt und teilweise auch experimentell unter vereinfachenden Annahmen überprüft [1, 2, 3, 4, 9 u.a.m.]. Für die praktische Anwendung solcher Modelle sind jedoch einige wichtige Punkte noch nicht genügend geklärt, auf die unsere Untersuchung eingehen soll:

- Die Genauigkeit, mit der ein analytisches Modell die strömungsinduzierten Strukturschwingungen beschreibt, wird unter Umständen durch die vereinfachenden Annahmen beeinträchtigt. Eventuell könnten experimentell bestimmte Faktoren diesen Einfluss berücksichtigen.
- Die Brauchbarkeit eines analytischen Modells muss auch unter nicht idealen Bedingungen untersucht werden, z.B. in Strömungen, die durch Ablösungen hinter Einbauten oder durch äussere Einflüsse wie Pumpenvibrationen gestört sind.
- Die statistischen Eigenschaften der Anregungskräfte aus der Turbulenz in realistischen Strömungsgeometrien, z. B. in einem Brennelementbündel, sind noch zu wenig bekannt.

Die vorliegende Untersuchung an einem zylindrischen Stabmodell in einer achsparallelen Rohrströmung kann einen Beitrag zu den beiden erstgenannten Punkten liefern. Es ist vorgesehen, die Untersuchung mit einer Stabbündelanordnung weiterzuführen, so dass auch dem letztgenannten Punkte Rechnung getragen wird.

2. ANALYTISCHES MODELL

Seit erkannt wurde, dass zur Beschreibung der Anregung von Strukturschwingungen durch Turbulenzdruckpulsationen die statistischen Eigenschaften dieses Random-Vorgangs berücksichtigt werden müssen, wurden entsprechende analytische Modelle verschiedentlich entwickelt [1, 2, 3 u.a.m.]. Wesentlich an diesen Modellen ist, dass die Schwingungsbewegung in

ihrer frequenzabhängigen Amplitudenverteilung als Spektraldichte-Funktion ($\phi_{y(i\omega)}$) beschrieben wird und über die mechanische Übertragungsfunktion ($H_{(i\omega)}$) der Struktur mit der Anregung durch das Druckpulsationsfeld in Zusammenhang gebracht wird. Die Pulsationsanregung ist dabei ebenfalls als Spektraldichtefunktion ($\phi_{p(i\omega)}$) eingeführt.

Das analytische Modell der folgenden Untersuchung wurde in [5] entwickelt. Es entspricht in seinem grundsätzlichen Aufbau den schon erwähnten Modellen. Im Folgenden werden nur einige wichtige Beziehungen angeführt; für die detaillierten Ableitungen sei auf [5] verwiesen.

Es wird der Fall einer achssymmetrischen Strömung vorausgesetzt, wie er bei der vorliegenden Versuchsanordnung, - ein Einzelstab zentrisch in einer Rohrströmung - , gegeben ist. Die allgemeine Beziehung zwischen Schwingungsbewegung des Stabes und der Anregung durch Druckpulsation lautet:

$$\phi_{y(x,\omega)} = \sum_n \sum_m a_n(x) a_m(x) \frac{\Gamma_{n,m}(\omega)}{|Z_n| |Z_m|} \quad (1)$$

mit der Funktion der Anregungskräfte :

$$\Gamma_{n,m}(\omega) = \int_0^1 \int_0^1 k^2 \phi_p(x,x',\omega) \cdot a_n(x) a_m(x') dx dx' \quad (2)$$

und generalisierter mechanischer Impedanz:

$$Z_{n,m} = \frac{M_{n,m} \omega^2}{H_{n,m}(\omega)} \quad (3)$$

Dabei sind die von der Frequenz ω abhängigen Funktionen komplexer Art (Die Bedeutung der einzelnen Symbole finden sich auf Seite 32/33 zusammengestellt).

Aus der Leistungsspektraldichte ϕ_y kann der quadratische Mittelwert der Stabauslenkung bestimmt werden:

$$\overline{y^2} = \int_0^{\infty} \phi_y(\omega) d\omega \quad (4)$$

Unter der Voraussetzung, dass die Kopplungsteile vernachlässigbar sind ($\Gamma_{nm(n \neq m)} \ll \Gamma_{nm(n=m)}$) kann Gleichung (1) vereinfacht werden:

$$\phi_{y(x, \omega)} = \sum_n \frac{a_n^2(x) \Gamma_{nn}(\omega)}{|z_n|^2} \quad (5)$$

Die Untersuchung soll sich nur auf die erste Eigenschwingung ($n = 1$) des Stabes beschränken. Diese Vereinfachung kann eingeführt werden, weil die nächsten höheren Eigenfrequenzen in unserem Fall genügend Abstand von der ersten haben und in ihrem Energiegehalt wesentlich geringer sind [6].

[Als "one-mode-approximation" wird diese Vereinfachung häufig bei Untersuchungen dieser Art benutzt. Sie kann allerdings zu Fehlern führen, wenn nämlich die Eigenfrequenzen dicht beieinander liegen, wie es praktisch bei Brennelementen oft der Fall ist. Wenn man hierbei den Mittelwert der Schwingungsamplitude nach Gleichung (4) ableitet und mit gemessenen Werten für $\overline{y^2}$ vergleicht, kann man eine Übereinstimmung nur erwarten, wenn durch entsprechende Filter der gemessene Wert an die "one-mode-approximation" angepasst wird.]

Mit der Einführung dieser Vereinfachung entfällt die Summierung über n in Gl.(5); die Indices "n" werden deshalb im folgenden nicht mehr benutzt:

$$\phi_{y(x, \omega)} = \frac{a^2(x) \Gamma(\omega)}{|z|^2} \quad (6)$$

Die Unbekannte ist hierin zunächst der Ausdruck $\Gamma(\omega)$, der die Anregungskräfte aus dem Druckpulsationsfeld beschreibt. Wenn man dieses Feld als homogen über die ganze Länge x voraussetzen kann, das heisst, wenn

$$\phi_{p(x, x', \omega)} = \phi_p(\omega) \quad (7)$$

dann vereinfacht sich der Ausdruck (2) :

$$\Gamma(\omega) = k^2 \phi_p(\omega) \left[\int_0^{\ell} a(x) dx \right]^2 \quad (2.1)$$

Damit erhält man aus (6) und unter Berücksichtigung von (3):

$$\phi_{y(x, \omega)} = C^2 k^2 A^2 l^2 H_{(\omega)}^2 \phi_p(\omega) \quad (8a)$$

$$= K^2 A^2 H_{(\omega)}^2 \cdot \phi_p(\omega) \quad (8b)$$

mit $C = \frac{a(x)}{M \omega_1^2}$
 $A = \frac{1}{l} \int_0^{\ell} a(x) dx$
 $K = C k l$

Die Beziehung (8) für den Fall eines homogenen Druckpulsationsfeldes kann experimentell mit verhältnismässig geringem Aufwand überprüft werden. Das homogene Druckfeld könnte durch eine Messung der Druckpulsationen in einem einzigen Punkt der Versuchsanordnung bestimmt werden (*).

Leider wird man jedoch die Homogenität des Druckfeldes bei praktischen Fällen kaum voraussetzen können. In den meisten Brennelementausführungen sind die Stäbe durch Gitter oder Abstandshalter in gewissen Abständen über die Länge fixiert. In allen diesen Stellen wird die Strömung beim Durchlaufen des Elementes gestört und das Druckfeld entsprechend in mehr oder weniger weiten Zonen verändert. Darüber hinaus zeigen die Ergebnisse von Korrelationsuntersuchungen der Druckpulsationen, dass auch in ausgebildeter, ungestörter Strömung die Annahme Gl. (7) nicht der Wirklichkeit entspricht. Es gilt prinzipiell vielmehr

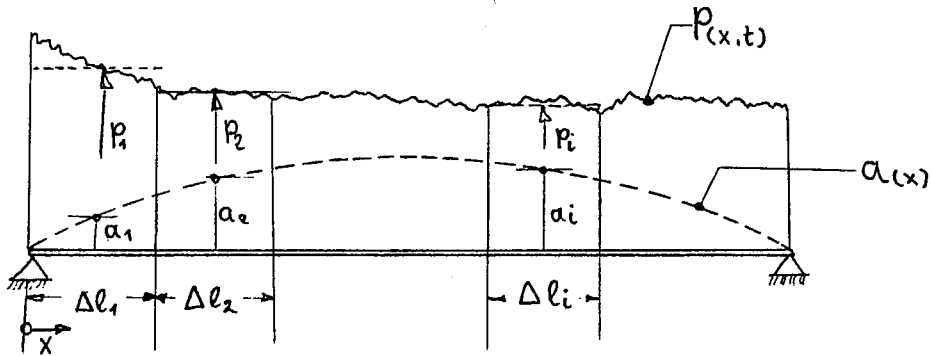
$$\phi_{p(x,x',\omega)} \leq \phi_{p(\omega)} .$$

Um das analytische Modell Gl. (6) genauer anzuwenden, müssen die Integrationen in dem ursprünglichen Ausdruck $\Gamma(\omega)$ durchgeführt werden:

$$\Gamma(\omega) = \int_0^l \int_0^l k^2 \phi_{p(x,x',\omega)} a(x) a(x') dx dx' \quad (2.2)$$

Eine angenäherte Lösung erreicht man durch partielle Integration über bestimmte Teilabschnitte Δl_i , für die das Druckfeld $p(x,t)$ homogen und die Normalform $a(x) = a_i$ jeweils konstant angenommen werden.

*) Um Missverständnissen vorzubeugen wird darauf hingewiesen, dass in unserem Fall unter "Druck" immer der Differenzdruck in einem Querschnitt des Stabmodells zu verstehen ist; vergl. Kap. 3.2 .



Allerdings muss man, um die Annäherung nicht zu ungenau werden zu lassen, die Bedingung $\Delta l \leq \lambda/4$ einhalten. Hierbei ist λ die Wellenlänge der Schwingungsform, also in unserem Fall $\lambda = 2 l$ oder $\Delta l \leq l/2$.

Der Ausdruck (2.2) schreibt sich demnach jetzt :

$$\Gamma(\omega) = k^2 \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \phi_{p(i,j)} a_i \cdot a_j \Delta l_i \Delta l_j \quad (2.3)$$

Wenn man die Aufteilung in gleichen Teilabschnitten vornimmt, also $\Delta l_i = \Delta l_j = \Delta l$, erhält man

$$\Gamma(\omega) = k^2 \Delta l^2 \sum_i \sum_j \phi_{p(i,j)} a_i a_j \quad (2.4)$$

Oder unter Einführung der Matrizen-Schreibweise:

$$\Gamma(\omega) = k^2 \Delta l^2 F(a, \phi_p) \quad (2.5)$$

mit $F(a, \phi_p) = \sum \phi_{p(i,j)} a_i a_j = \{a\}^T \mathcal{U} \phi_p \{a\} \quad (9)$

$$\mathcal{U}(\phi_p) = \begin{bmatrix} \phi_{11} & \phi_{12} & \cdots & \phi_{1N} \\ \phi_{21} & \phi_{22} & \cdots & \phi_{2N} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \phi_{N1} & \phi_{N2} & \cdots & \phi_{NN} \end{bmatrix} \quad (10)$$

Die Grösse $\Gamma_{(w)}$ scheint hierbei komplex zu sein. Neben den PSD-Funktionen ⁽¹⁾ (ϕ_{ij} mit $i = j$) treten auch CSD-Funktionen ⁽²⁾ (ϕ_{ij} mit $i \neq j$) auf, die sich aus Imaginär- und Realteil zusammensetzen. Es gilt jedoch

$$\text{Im}(\phi_{ij}) = - \text{Im}(\phi_{ji}) \quad (11a)$$

$$\text{Re}(\phi_{ij}) = \text{Re}(\phi_{ji}) \quad (11b)$$

Die Imaginärteile in (10) heben sich entsprechend (11a) gegenseitig auf, so dass die Matrix nur aus Realteilen besteht, von denen eine grosse Anzahl wegen (11b) gegenseitig identisch ist.

So erhält man schliesslich eine Beziehung für das analytische Modell für den Fall des nichthomogenen Druckfeldes:

$$\phi_{y(w)} = c^2 k^2 \Delta l^2 H^2_{(w)} F_{(a, \phi_p)} \quad (12a)$$

$$= K^2 \left(\frac{\Delta l}{l}\right)^2 H^2_{(w)} F_{(a, \phi_p)} \quad (12b)$$

mit $K = c \cdot k \cdot l$

Der Aufwand zur Lösung von Gl.(12) ist gegenüber der früheren Gleichung (8) für das homogene Feld beträchtlich grösser,

(1) PSD = Power-Spectral-Density

(2) CSD = Cross-Spectral-Density

vor allem wegen der Kreuzkorrelationen im Ausdruck $\mathcal{M}_{(\phi p)}$. Um die Annäherung durch die partielle Integration in (2.3) möglichst genau zu erhalten, muss die Anzahl N der Teilabschnitte Δl gross gemacht werden. Dabei nimmt jedoch die Zahl der zu bestimmenden Spektraldichtefunktionen in $\mathcal{M}_{(\phi p)}$ zu nach :

$$\frac{N}{2} (N + 1)$$

Hier muss bei der experimentellen Überprüfung ein vernünftiger Kompromiss gefunden werden. Man darf nicht übersehen, dass es sich um einen Random-Vorgang handelt, dessen Grössen statistisch, d.h. nur angenähert bestimmt werden können, so dass eine übertriebene Genauigkeit von der analytischen Seite her wenig sinnvoll ist.

In unserer Untersuchung wurde $N = 5$ gewählt, um das analytische Modell in der Form nach Gl. (12) experimentell zu überprüfen. Dabei zeigt sich deutlich der Unterschied zu der vereinfachten Form Gl.(8), die ebenfalls experimentell überprüft wurde.

3. EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNG

Die Überprüfung sollte zunächst an einer möglichst einfachen geometrischen Form vorgenommen werden: Ein einzelner Stab, zentrisch in achsparalleler Rohrströmung. Auch bemühte man sich in der ersten Phase der Versuche, die Strömungsverhältnisse möglichst ideal zu halten, d.h. ohne Störungen durch Druckpulsationen einer Pumpe oder andere Kreislaufeinflüsse. In anschliessenden Versuchen wurde auch der Einfluss einer Pumpe im Kreislauf untersucht.

Über Messeinrichtungen, Instrumentierungen, sowie verschiedene Vorversuche für Eichungen und Korrekturmessungen wird an an-

derer Stelle ausführlich berichtet (s. Ref. (8)). Einige, für die Darstellung der Ergebnisse wesentliche Punkte werden im Folgenden beschrieben:

3.1 Versuchsstrecke

Das Stabmodell (vergl. Fig.1) besteht aus einem 1 m langen Messingrohr \varnothing 18 x 15 mm, das an beiden Enden durch Stopfen dicht verschlossen ist. Der Strömungskanal hat einen Innendurchmesser von 50 mm. Der Stab wird an seinen Enden durch zwei Gitter im Kanal zentriert. Sphärische Auflager zwischen Stabenden und Gitter ergeben eine gelenkige Lagerung.

Die Resonanzkurve des Stabes wurde in einem Vorversuch im Messkanal unter stagnierendem Wasser gemessen. Die erste Eigenfrequenz liegt demnach bei 29 Hz (vergl. Fig.13) .

Die Querschnittsverengung durch den eingebauten Stab und die Haltegitter verursachen eine Strömungsstörung im Messkanal. Derartige Störungen treten bei jedem Brennelement auf und verursachen Inhomogenitäten im Druckfeld. Dieser Einfluss wird bewusst in die Untersuchung aufgenommen.

3.2 Messung der Differenzdruckpulsationen

Die Anregungskraft in einem bestimmten Querschnitt des Stabes resultiert aus der augenblicklichen Druckverteilung über den gesamten Umfang. Zwar ist der zeitliche Mittelwert der Druckschwankungen in jedem Punkt des Umfanges der gleiche; aber die augenblicklichen Unterschiede in den random-artigen Druckschwankungen wirken als kurzzeitige Druckdifferenzen zwischen zwei gegenüberliegenden Punkten des Umfangs und damit als ebenso random-artige Kräfte. Zur Bestimmung dieser Kräfte müssen demnach die Differenzen in den Druckschwankungen an zwei diametralen Punkten der Staboberfläche gemessen werden.

Der Differenzdruck Δp wird mit zwei Druckaufnehmern bestimmt, deren Signale s_1 und s_2 in einem Differenzverstärker voneinander abgezogen werden:

$$\Delta p = s_1 - s_2$$

Die Differenzbildung bringt einen weiteren Vorteil:

Statische Druckschwankungen werden eliminiert, ebenso wie akustische Druckwellen, die jeweils gleichzeitig und in gleicher Stärke über den ganzen Querschnitt wirken und deshalb zur Schwingungsanregung nicht beitragen. Im Differenzsignal ist dadurch das Verhältnis Effektiv- zu Störwert entsprechend verbessert.

Da die Strömung im Messkanal vollkommen achssymmetrisch verläuft, werden die Druckdifferenzen nur in einer Ebene entlang des Stabes gemessen (Fig. 1). Die Anzahl der Druckaufnehmer war leider beschränkt. Deshalb wurde der Einbau von Aufnehmern nur auf einer Hälfte der Stablänge vorgesehen. Je nachdem, ob der Stab mit dieser instrumentierten Hälfte dem Einlauf oder dem Auslauf zu in den Messkanal eingesetzt wurde, konnten die Druckschwankungen auf der Einlauf- oder Auslaufhälfte gemessen werden.

Zusätzlich wurde ein Druckaufnehmerpaar in die Kanalwand der Beruhigungsstrecke vor der eigentlichen Messstrecke eingebaut. Damit konnte die Strömung vor ihrem Eintritt in die Messstrecke kontrolliert werden.

Die Druckaufnehmer selbst sind der schwierigste Teil der Instrumentierung. Die Messfläche des Aufnehmers soll in der Größenordnung von etwa 1 mm^2 sein, um Druckpulsationen kleiner Wellenlänge voneinander trennen zu können. Die Abmessungen des Aufnehmers müssen mit dem begrenzten Einbau-

platz im Stab verträglich sein. Die zu messenden Druckschwankungen liegen in der Grössenordnung von 1/1000 des statischen Druckes im System. Neben hoher Genauigkeit bei grösstem Auflösungsvermögen muss auch die Empfindlichkeit stabil bleiben, um bei der Differenzbildung keine Fehler zu machen.

Für die Untersuchung wurden Miniaturdruckaufnehmer verwendet, die im Handel erhältlich sind^{*)}. Die Messmembran dieser Aufnehmer hat einen Durchmesser von 1,8 mm. Da die Empfindlichkeiten nicht genau gleich sind, musste jedes Aufnehmerpaar über die Verstärkung der Messbrücken individuell einander angepasst werden. Den Einbau der Aufnehmer im Stab zeigt Fig. 2.

Eine Schwierigkeit liegt in der Empfindlichkeit dieser Aufnehmer gegenüber Spannungen in der Messmembrane, die eventuell durch den Einbau verursacht werden. In unserem Fall reagierten die Druckaufnehmer mehr oder weniger schwach auf die Biegespannung des Stabes. Bei der Differenzbildung addieren sich diese Einflüsse der beiden Aufnehmer, von denen der eine die positive Biegespannung und der andere die negative zu spüren bekommt. Dieser Einfluss lässt sich jedoch korrigieren: Dazu wird der Stab in der Messstrecke ohne Wasserfüllung in Schwingung versetzt, wobei man die RMS-Werte der Biegespannungs- und der Druckaufnehmer-Signale misst. Aus dem Verhältnis dieser Werte lässt sich für jedes Aufnehmerpaar der Einflussfaktor bestimmen:

$$\frac{\text{Volt}_{\text{RMS}} (\text{Druckaufnehmerpaar})}{\text{Volt}_{\text{RMS}} (\text{Biegedehnung})} = E$$

In unserem Fall wurden Werte für E im Bereich von 0,05 bis 0,8 gefunden. Der Einflussfaktor ist nicht nur für die RMS-Werte gültig, sondern auch, als E^2 oder als $E_i \cdot E_j$, für die PSD- oder CSD-Funktionen.

^{*)} Transducer CQL-080 der Firma KULITE

3.3 Messung der Stabschwingung

Die Stabschwingung wurde über die Biegedehnung in der Stabmitte mit einem Dehnungsmessstreifenpaar gemessen. Die Streifen wurden auf der Innenseite des Stabes angebracht und liegen in der gleichen Messebene wie die Druckaufnehmer (vgl. Fig. 1).

Die Messstreifen in der Mitte der Stablänge "sehen" hauptsächlich die Grundschiwingung f_1 und die ungeraden Oberschwingungen f_3 , f_5 , ..., die an dieser Stelle ein Dehnungsmaximum hervorrufen. Die anderen Schwingungsformen f_2 , f_4 , ... haben hier einen Schwingungsknoten, d.h. Dehnung = 0; sie werden von den Streifen also nicht erfasst. Damit wird die Bedingung der "one-mode-approximation" des analytischen Modells erfüllt: Es wird nur die Grundschiwingung f_1 des Stabes betrachtet; denn tatsächlich ist die nächste "sichtbare" Oberschwingung f_3 im Streifensignal schon vernachlässigbar gering, weil der Leistungsinhalt mit zunehmender Frequenz stark abfällt.

3.4 Versuchsdurchführung in Wasserströmung

Durch einen Anschluss an die Hauptwasserleitung können in dem Wasserkreislauf (Fig. 3) Strömungsversuche ohne Pumpen vorgenommen werden. Unter diesen Bedingungen kann man eine geräuschfreie, durch äussere Erschütterungen ungestörte Strömung im Messkanal erhalten. Für Vergleichsmessungen mit "nichtidealer" Strömung können die Pumpen des Kreislaufes zugeschaltet werden.

Die Messstrecke wurde nach dem Einbau im Kreislauf in einem Sandkasten eingebettet, um äussere Erschütterungen und Eigenschwingungen des Messkanals zu unterdrücken.

Der Durchfluss wurde über ein Drosselventil am Abfluss des Kreislaufes eingestellt und mit einer Messblende gemessen. Strömungsgeschwindigkeiten und Re-Zahlen beziehen sich auf den Ringquerschnitt der Messstrecke. Für die Werte der Druckmessung im Beruhigungsrohr wurden die dortigen Geometrien berücksichtigt.

Als maximale Geschwindigkeit wurden ohne Pumpe etwa 9,5 m/sec erreicht, was einer Re-Zahl von $2,2 \cdot 10^5$ entspricht. Eine Signalmessung bei Geschwindigkeit 0, d.h. mit stagnierendem Wasser, lieferte den Anteil des Störrauschens in den Messwerten.

3.5 Signal-Aufnahme und Auswertung

Die elektronischen Messketten zur Aufnahme und Auswertung der Signale sind in Fig. 4 schematisch dargestellt. Der Frequenzbereich ist durch die Trägerfrequenz der Messbrücken auf etwa 2 KHz begrenzt. Die Signale wurden bei den Versuchen zunächst auf Magnetband aufgenommen und erst später vom Band herunter ausgewertet.

Bei der Auswertung stehen RMS-Werte und Spektraldichtefunktionen der Signale im Vordergrund. Für die statistische Genauigkeit dieser Werte ist die Messdauer oder Signallänge wichtig, über die die Mittelwerte gebildet werden.

Bei der Messung der RMS-Werte erhält man schon mit einer Integrationsdauer von 10 sec genügend genaue Werte, die nur noch um einige Prozent streuen.

Die Spektralanalysen wurden mit einem Real-Time-Analyser (R.T.A.) vorgenommen. Bei diesem Analyser steht die analysierte Signallänge t_0 in einem bestimmten, optimalen Verhältnis zu dem gewählten Frequenzbereich B und der Filterbandbreite β :

$$\beta = \frac{1}{t_0} = \frac{B}{500}$$

Für die Analysen wurde $B = 1000$ Hz gewählt, so dass eine PSD-Funktion zunächst aus einer Signaldauer von $t_0 = 0,5$ sec gebildet wird und damit ebenfalls einen Augenblickswert darstellt. Erst ein Mittelwert über eine grössere Anzahl N statistisch unabhängiger Augenblicksspektren liefert eine annehmbare Genauigkeit. Diese Mittelwertbildung übernimmt der an den R.T.A. angeschlossene "Averager". Fig. 5 zeigt anschaulich wie die Streuung der PSD-Kurven mit der Anzahl der gemittelten Spektren abnimmt. Erst bei $N = 128$ ist die Reproduzierbarkeit annehmbar. Der normalisierte Standardfehler des PSD-Mittelwertes ist (vergl. [10]):

$$\delta \approx \frac{1}{\sqrt{\beta T}} \quad \text{mit Gesamt-Signallänge } T = N \cdot t_0$$

$$\delta \approx \frac{1}{\sqrt{N}}$$

$$\delta = 0,0885 \quad \text{für } N = 128$$

Die statistische Genauigkeit bei der Bestimmung der PSD-Funktionen liegt also etwas über 90 %, wobei 64 sec Signaldauer benutzt werden.

Für die Prüfung von Gl. (12), Kap. 2.2 müssen neben PSD-Funktionen auch CSD-Funktionen der Druckdifferenzsignale Δp_1 , $\Delta p_2 \dots$ bestimmt werden. Hierzu wurden die Signale, über eine Datenerfassungsanlage digitalisiert und einer Rechenanlage zur Berechnung der Kreuzfunktionen zugeführt. Dieser Teil der Auswertung wurde im Rahmen einer Zusammenarbeit im Kernforschungszentrum Karlsruhe von Herrn Dr. Kadlec und Mitarbeitern im In-

stitut für Reaktorentwicklung durchgeführt.

Eine andere Möglichkeit, um den Ausdruck $\mathcal{A}U$ in Gl.(2.5) in Kap. 2.2 aus den zu korrelierenden Drucksignalen zu bestimmen, ist in Abb. 4c schematisch dargestellt. Tatsächlich ist $\mathcal{A}U$ hier die PSD-Funktion eines Signales, das der Summe der einzelnen Differenzdrucksignale entspricht. Bei der Summierung muss eine Gewichtsfunktion entsprechend $a(x)$ berücksichtigt werden. Diese gewichtete Summierung der Einzelsignale kann elektronisch einfach vorgenommen werden, so dass die Bestimmung des Ausdruckes $\mathcal{A}U$ schliesslich mit dem R.T.A. auf direktem Weg möglich ist.

4. VERSUCHSERGEBNISSE

Im Verlauf der Untersuchung wurde eine grosse Anzahl von Versuchen im Wasserkreislauf durchgeführt und ausgewertet. Für die Darstellung der Ergebnisse wurden hauptsächlich die Werte aus vier typischen Versuchen herangezogen.

Im Verlauf der Versuche fielen mehrere der Druckaufnehmer aus, so dass von den ursprünglich 6 Messtellen für die Druckdifferenz nur noch 4 brauchbare Differenzsignale lieferten. Die verfügbaren Aufnehmer waren bei den Versuchen an verschiedenen Stellen eingesetzt, wie die folgende Tabelle verdeutlicht:

Versuch	Messtellen, (x = instrumentiert)					Bemerkung			
	Biegedehnung	Druckdifferenz in Punkt	Ein- lauf	1 (9)	2 (8)		3 (7)	4 (6)	5
1	x	x	(x)	(x)				x	Stab normal Stab umge- dreht Durchfluss ohne Pumpe mit Pumpe
2	x	x	x		x			x	
3	x		x	x				x	
4	x		x	x				x	

4.1 RMS-Werte

Die zu messenden Grössen sind relativ gering, so dass bei einigen Aufnahmen der Rauschanteil aus den Signalen korrigiert werden muss. Es gilt

$$s = S + r$$

s = Messignal
S = zu messende Grösse
r = Stör rauschen

Mit dem quadratischen Mittelwert:

$$\overline{s^2} = \frac{1}{T} \int [s^2 + 2rs + r^2] dt = \overline{s^2} + \overline{r^2}$$

Der gesuchte RMS-Wert ist also:

$$S_{\text{RMS}} = \sqrt{\overline{s^2} - \overline{r^2}} = \sqrt{s_{\text{RMS}}^2 - r_{\text{RMS}}^2}$$

Die Grösse des Stör rauschens ist als der RMS-Wert eine Messung in stagnierendem Wasser gegeben.

Aus den Differenzdrucksignalen muss darüberhinaus der Einfluss der Stabbiegung beseitigt werden. Die Korrektur wird mit dem Einflusskoeffizienten nach Kap. 3.2 vorgenommen:

$$\Delta p_{\text{RMS}} = \left[S_{\text{RMS}(\Delta p)}^2 - E^2 S_{\text{RMS}(\epsilon)}^2 \right]^{0,5}$$

Beide Korrekturen wurden bei der Auswertung der RMS-Werte berücksichtigt.

Um zu einer dimensionslosen Darstellung zu gelangen, werden die RMS-Werte mit Bezugsgrössen verglichen und über der Re-Zahl aufgetragen. Für die Druckdifferenz nimmt man den Staudruck $q = 0,5 \rho v^2$ als Bezugsgrösse. Bei ähnlichen Untersuchungen

wurde auch die Biegedehnung ϵ auf den Staudruck q bezogen [7]. Der Ausdruck ϵ/q ist jedoch nicht dimensionslos und deshalb für Vergleiche mit anderen Untersuchungen wenig geeignet. Dieser Nachteil wird umgangen, wenn man als Bezugsgrösse für die Biegedehnung eine dem Staudruck proportionale Vergleichsdehnung ϵ^* einführt. Diese Vergleichsdehnung wird berechnet unter der folgenden statischen Last $F(x)$, die nicht nur dem Staudruck sondern auch der betrachteten Schwingungsform proportional ist:

$$F_{n(x)} = a_{n(x)} \cdot q \cdot D$$

mit

$a_{n(x)}$	Normalform der n-ten Schwingung
q	Staudruck
D	Stabdurchmesser.

Die korrigierten und bezogenen RMS-Werte sind in Fig. 6 und Fig. 7 dargestellt. Die Werte in Fig. 7 entsprechen dem Frequenzbereich von 10 bis 1000 Hz, während die Werte in Fig. 6 nur über den Ausschnitt zwischen 10 und 100 Hz gemessen wurden. Dieser letzte Bereich entspricht der Begrenzung durch die in Kap. 2.1 eingeführten "one-mode-approximation" : Für die Grundschiwingung des Stabes von 29 Hz sind nach der Übertragungsfunktion Druckerregungen nur unterhalb ~ 100 Hz praktisch wirkungsvoll. Dagegen liegen oberhalb 100 Hz die anderen Eigenfrequenzen des Stabes, die nicht betrachtet werden sollen. Die Begrenzung auf den Bereich bis 100 Hz hat noch einen zweiten, praktischen Grund: Unter gewissen Versuchsbedingungen traten oberhalb ~ 150 Hz Geräuschstörungen in der Strömung infolge der Durchflussregelung auf, die damit herausgefiltert werden.

Betrachten wir zunächst nur die Werte aus den Versuchen 1, 2 und 3. Auf den Versuch 4 kommen wir in Kap. 4.3 zurück.

Biegedehnung

Die relativen Biegedehnungen bleiben im oberen Re-Bereich konstant. Das bedeutet, dass die Schwingungsamplituden y bzw. ϵ zunehmen mit

$$y, \epsilon \hat{=} v^2$$

Im Bereich unterhalb $Re \leq 10^5$ scheinen die Werte mit fallender Re-Zahl leicht anzusteigen, so dass hier

$$y, \epsilon \hat{=} v^{1,6}$$

abgelesen werden kann. Damit ergäbe sich eine Ubereinstimmung mit früheren Messungen [6].

Die RMS-Werte sind gleich gross, ob das Signal bis 100 Hz oder bis 1000 Hz betrachtet wird. Dieses Ergebnis ist in Ubereinstimmung mit der Übertragungsfunktion des Stabes: Anregungsfrequenzen weit oberhalb der Eigenfrequenz von 29 Hz tragen nicht zur Stabschwingung bei. Der Leistungsinhalt der 2. Oberschwingung (~ 230 Hz) ist vernachlässigbar.

Es überrascht zunächst, dass die bezogenen Biegewerte ϵ/ϵ^* mit 0,2 o/oo so gering ausfallen. Das bedeutet, dass der effektive "Biegedruck" nur 0,2 o/oo des Staudruckes ausmacht, während die Differenzdruckwerte, als Anregungskraft, mit 1 % des Staudruckes etwa 50 mal stärker ausfallen. Das zeigt jedoch nur, dass die RMS-Werte für die Beschreibung des Zusammenhanges nicht geeignet sind: Ihnen fehlt die Aussage über die Frequenzverteilung, die nach dem analytischen Modell benötigt wird: Aus der Gesamtleistung ($\hat{=} \text{RMS-Wert}$) der Druckerregung wird nach der Übertragungsfunktion des Stabes hauptsächlich nur der Bruchteil für die Biegeschwingung angenommen, der etwa im erweiterten Bereich der Eigenfrequenz liegt.

Differenzdruck-Pulsationen

Die RMS-Werte der Druckdifferenzen können nach zwei Gruppen unterschieden werden: Die geringsten Werte liefern die Messstellen, an denen die Strömung beruhigt und ungestört verläuft. Dieser Zustand ist offenbar erst im dritten Messniveau, d.h. im Abstand von $\lambda \approx 10 \cdot d_h$ nach dem Einlauf erreicht. Die beiden ersten Messstellen, die noch innerhalb dieser Anlaufstrecke liegen, liefern praktisch doppelt so starke Druckpulsationen. Die gleichen hohen Werte findet man übrigens auch an der Messstelle im Einlaufrohr vor der Messstrecke, wo die Strömung nach dem Übergangskonus ebenfalls noch nicht beruhigt ist.

Es fällt auf, dass mit abnehmender Re-Zahl die relativen Druckpulsationen ansteigen. Die Ursache hierfür liegt wahrscheinlich in der schon erwähnten Unvollkommenheit des Wasserkreislaufes: Das Drosselventil zur Durchflussregelung verursacht bei Strömungsgeschwindigkeiten unterhalb etwa $Re \approx 1,8 \cdot 10^5$ zunehmend Geräusche. Obwohl das Ventil weit unterhalb der Messstrecke im Auslauf der Rohrleitungen lag, sind die Geräusche doch im ganzen Kreislauf zu hören und beeinflussen offensichtlich auch die Druckdifferenzen. Die Frequenzen dieser Störung liegen hauptsächlich oberhalb 150 Hz (vergl. Kap. 4.2). Dementsprechend steigen die RMS-Werte aus dem Bereich bis 1000 Hz wesentlich stärker an als die Werte aus dem Bereich unterhalb 100 Hz.

Bei den Messungen zwischen $Re = 1,8 \cdot 10^5$ und $2,2 \cdot 10^5$ waren keinerlei Strömungsgeräusche im Kreislauf zu hören, so dass man in diesen Fällen eine "Ideal"-Strömung annehmen kann. Die bezogenen RMS-Werte bleiben in diesem Bereich konstant. Die Pulsationen der Druckdifferenz an Stellen ausgebildeter Strömung betragen unter diesen Bedingungen 0,8 % (10 - 100 Hz) bzw. 1,6 % (10 - 1000 Hz) des Staudruckes.

Die RMS-Werte der Druckdifferenz-Pulsationen sind theoretisch um den Faktor $\sqrt{2}$ grösser als die Werte der Druckschwankungen an einer Oberfläche alleine. Für die Druckpulsationen in einer Grenzschicht werden allgemein Werte von 0,6 bis 1 % des Staudruckes angegeben. Unsere Messwerte stimmen unter Berücksichtigung des Faktors $\sqrt{2}$ hiermit überein.

4.2 PSD-Diagramme

Typische PSD-Diagramme der Signale von Differenzdruck und Biegedehnung sind in den Fig. 8 bis 11 aufgezeichnet. Die Signale wurden während des Versuches 2 aufgenommen.

Weder Störrauschen noch Biegeeinfluss wurden korrigiert. Grösse und Art des Störrauschens kann man aus den PSD-Diagrammen bei $Re = 0$ ablesen. Der Biegeeinfluss macht sich als Peak bei etwa 30 Hz hauptsächlich in dem Druckaufnehmerpaar auf halber Stablänge ($x/l = 0,5$) bemerkbar.

Bei geräuschfreier Strömung (vergl. $Re = 2 \cdot 10^5$ in der Messstrecke) gleichen die Druckdifferenzschwankungen einem Breitbandrauschen, dessen Leistung mit steigender Frequenz abnimmt.

Bei den Messungen mit stärker gedrosseltem Durchfluss tritt das Ventilgeräusch in den Spektren deutlich in Erscheinung. Es ist charakterisiert durch Peaks bei etwa 220, 340, 440 und 680 Hz. Unterhalb 150 Hz ist keine wesentliche Störung zu erkennen.

Die Diagramme der Biegedehnung zeigen den Verlauf, den man nach der Übertragungsfunktion (vergl. Fig. 13) unter der gegebenen Anregung erwarten konnte. Man erkennt nochmals, dass der Leistungsinhalt der Oberschwingung bei 230 Hz gegenüber der Grundschwingung bei 29 Hz nicht ins Gewicht fällt.

4.3 Einfluss der Kreislaufpumpe

Wie schon frühere Untersuchungen gezeigt haben [6, 7] können Pumpen in einem Kreislauf das Druckschwankungsprofil einer Strömung erheblich verändern und die Strukturschwingungen direkt oder indirekt stark beeinflussen. Eine derartige Störung konnte bei unseren Versuchen dadurch eingeführt werden, dass die bisher nicht benutzte Pumpe des Wasserkreislaufs zu der normalen Strömung zugeschaltet wurde. Diese Pumpe ist auf einen abgefederten Sockel montiert und an die Kreislaufrohre über Faltenbälge angeschlossen, so dass die Übertragung von mechanischen Erschütterungen in gewissem Masse vermindert ist. Der Pumpenanschluss liegt in einem Abstand von mindestens 60 Kanalrohrdurchmessern vor der eigentlichen Messstrecke.

Trotzdem verändert die Pumpe die Struktur der Differenz-Druckpulsationen sehr stark, wie Diagramm 12 zeigt, wobei die Pumpendrehzahl mit ~ 48 Hz und eine Anzahl von Oberschwingungen das Bild beherrschen. Die Stabschwingung nimmt jedoch gegenüber dieser völlig veränderten Situation nur in dem Masse zu, wie es der Übertragungsfunktion entspricht. Die Auswertungen im folgenden Kapitel ergeben, dass auch in diesem Fall das analytische Modell zu einwandfreien Ergebnissen führt. Hierbei stellt sich auch heraus, dass der scharfe Schwingungspeak des Stabes bei 50 Hz nicht durch Druckpulsationen hervorgerufen wird.

Die RMS-Werte der Druckschwankungen und der Stabschwingung sind in den Diagrammen Fig. 6 und 7 miteingetragen und verdeutlichen nochmals die starke Veränderung gegenüber dem Idealfall einer störungsfreien Strömung.

4.4 Vergleich mit dem analytischen Modell

Aus den gemessenen PSD-Funktionen von Stabauslenkung und Differenzdruck kann, in umgekehrter Anwendung der Gleichungen des analytischen Modells, die Übertragungsfunktion des Stabes berechnet werden.

Die berechnete Grösse, im folgende mit h bezeichnet, soll mit der Übertragungsfunktion H des Stabes verglichen werden, die aus der experimentell bestimmten Resonanzkurve Fig. 13 erhalten wird.

Allerdings liefert die Rechnung nicht den Wert von h alleine, sondern die Grösse $(K \cdot h)$ als Frequenzfunktion. Der Faktor K enthält neben einigen Stabkonstanten auch den Proportionalitätsfaktor k zwischen Druckpulsation und Anregungskraft, der unter Umständen auch von den Versuchsparametern beeinflusst wird. Unter der Annahme, dass K nicht frequenzabhängig ist, können wir diese Grösse zunächst beiseite lassen und nur den Verlauf von h betrachten. Hierzu werden die Werte $Kh(\omega)$ auf einen Referenzwert, z.B. auf $Kh(10 \text{ Hz})$ bei der Frequenz 10 Hz bezogen, so dass ein direkter Vergleich zwischen h und H möglich ist, vergl. Diagramme in Fig. 14 .

Die Rechnungen wurden sowohl nach Gleichung 8 als auch nach der vollständigeren Gleichung 12 aus Kap. 2 vorgenommen:

Methode I : Auswertung nach Gleichung 8

Die Druckanregung, als homogen über die Stablänge angenommen, ist hierbei durch den Wert ϕ_{P5} an der Messtelle $x/l = 0,5$ gegeben. Damit ist

$$Kh = \frac{1}{A} \left[\frac{\phi_y}{\phi_{P5}} \right]^{0,5} \quad \text{mit } A = \frac{1}{l} \int a(x) dx = 0,9$$

Wie Diagramm 14.1 zeigt, streuen die bezogenen Werte im Peakbereich stark. Ein Einfluss der Geschwindigkeit in dem Sinne, dass höhere Geschwindigkeiten eine stärkere Dämpfung verursachen, kann hierbei nicht abgelesen werden.

Methode II : Auswertung nach Gleichung 12 mit Berechnung der CSD-Funktionen

Die Stablänge wurde in fünf gleiche Teilabschnitte Δl aufgeteilt, aus denen die PSD- und CSD-Funktionen der Druckpulsationen nach Gleichungen 9 und 10 bestimmt wurden. Damit ist

$$K_h = \frac{1}{\Delta l} \left[\frac{\phi_y}{F(a, \phi_p)} \right]^{0,5} \quad \text{mit } 1/\Delta l = 5$$

Die Spektraldichtefunktionen wurden bei diesem Versuch aus Messsignalen von nur 10 sec Dauer gemessen. Damit ist, wie sich zeigte, die statistische Genauigkeit der Ergebnisse unbefriedigend (vergl. Abb. 14.2). Die Auswertung nach dieser Methode wurde jedoch fallen gelassen, weil die gleiche Überprüfung mit der folgenden Methode III wesentlich einfacher durchgeführt werden konnte.

Methode III : Auswertung nach Gleichung 12 mit Signalsummierung

Wie schon angedeutet, kann der Ausdruck $(\mathcal{F}_{(a, \phi_p)})$ aus Gleichung 12, der eine gewichtete Summierung der entsprechenden PSD- und CSD-Funktionen der einzelnen Drucksignale darstellt, auch ohne die umständliche Berechnung der Kreuz-Funktionen erhalten werden. Hierzu müssen die Signale schon vor der PSD-Analyse entsprechend summiert werden. Es gilt, wie man sich leicht überzeugen kann, für ein Signal y' , das die Summe verschiedener Einzelsignale $a_i y_i$ darstellt:

$$y' = a_1 y_1 + a_2 y_2 + \dots + a_i y_i$$

$$\text{PSD}(y') = \phi_{y'} = \sum_i \sum_j a_i a_j \phi_{y_i y_j}$$

Die rechte Seite entspricht dem Ausdruck $\mathcal{F}_{(a, \phi_p)}$ während die linke Seite die PSD-Funktion des summierten Signals darstellt. Die Wichtung und Summierung der Einzelsignale kann mit einer elektrischen Schaltung relativ einfach erhalten werden.

Es sollten wieder die fünf gleichen Teilabschnitte betrachtet werden. Von den entsprechenden Drucksignalen kann unsere Instrumentierung bei einer Messung jedoch nur drei liefern, nämlich von den Aufnehmern bei $x/l = 0,1 - 0,3$ und $0,5$. Um die Summe von nur drei-Signalen auf die komplette Summe zu extrapolieren, kann ein entsprechender Koeffizient aus den Summen der Normalfunktion $a(x)$ berechnet werden. Damit ergibt sich in unserem Fall

$$K_h = 0,65 \frac{1}{\Delta l} \left[\frac{\phi_y}{\phi \sum_{3^p}} \right]^{0,5} \quad \text{mit } 1/\Delta l = 5$$

Die berechneten Werte liegen diesmal sehr gut beieinander (vergl. Diagramm 14.3). Die leichten Unterschiede der h-Werte können auf einen Dämpfungseinfluss der Strömungsgeschwindigkeit hinweisen. Dieser Einfluss wäre jedoch im Vergleich zu den Genauigkeitsgrenzen dieser Auswertung sehr gering.

Nach der gleichen Methode wurde auch der Versuch mit zugeschalteter Kreislaufpumpe ausgewertet (vergl. Diagramm 14.4). Auch in diesem Fall, bei dem das Druckpulsationsspektrum ein völlig anderes Profil aufweist (vergl. Abb. 12), stimmen die gerechneten h-Werte fast genau mit den vorigen überein.

Allerdings taucht im h -Verlauf ein zweiter Peak bei 50 Hz auf, der nichts mit der Resonanzkurve des Stabes zu tun haben kann. Dieser zweite Peak aus der Rechnung weist darauf hin, dass die Stabschwingungen bei 50 Hz nicht mit den Druckpulsationen zusammenhängen. Wahrscheinlich werden sie dem Stab von den Erschütterungen der Kanalrohre durch die Pumpe aufgezwungen.

Es fällt auf, dass die gerechnete Übertragungsfunktionen h bei allen drei Methoden untereinander, in ihrem Verlauf zwar recht gut übereinstimmen, von der Resonanzkurve H jedoch stärker abweichen. Aus einem Dämpfungseinfluss der Wasserströmung kann diese Abweichung nicht erklärt werden; dazu scheint der Geschwindigkeitseinfluss im untersuchten Bereich von 5 bis 9 m/sec zu gering zu sein. Eher vermuten wir, dass bei dem Vorversuch zur Messung der Resonanzkurve die Versuchsbedingungen im Vergleich zu den Messungen in Wasserströmung nicht genau genug wiedergegeben waren.

Eine andere mögliche Ursache für die Abweichung von h zu H könnte auch darin liegen, dass der Proportionalitätsfaktor in K entgegen unserer ersten Annahme doch auch frequenzabhängig ist.

4.5 Proportionalitätsfaktor zwischen Druckpulsationen und resultierender Anregungskraft

In den Diagrammen Fig. 14 sind die Werte der jeweiligen Referenzgrößen $Kh_{f=10 \text{ Hz}}$ angegeben. Da bei der Frequenz 10 Hz die Übertragungsfunktion h noch angenähert den Wert 1 hat, geben die Zahlen die Grösse von K in den Dimensionen $[\mu/at]$ wieder. Dabei ist μ die durch die Messstreifen gemessene Biegedehnung der Stabmitte in $[10^{-6}]$, die leicht auf die entsprechende Durchbiegung y des Stabes umgerechnet werden kann.

Entsprechend Gleichung 8, Kap. 2, enthält der Ausdruck $K = C.k.l$ zwei Stabkonstanten sowie den Faktor k , der die Proportionalität zwischen den Differenzdruckpulsationen Δp , und der resultierenden Anregungskraft F wiedergibt nach:

$$F = k \cdot \Delta p$$

mit F in $[kg/m]$
 Δp in $[kg/m^2]$
 k in $[m]$.

Es ist einleuchtend, dass k zunächst den Stabdurchmesser D als geometrische Grösse enthalten muss und darüber hinaus eine dimensionslose Proportionalitätsgrösse κ :

$$k = D \cdot \kappa$$

In der folgenden Tabelle sind die Werte für die Grösse κ angegeben, die sich nach den verschiedenen Auswertungen ergeben haben.

Tabelle II : Proportionalitätsfaktor κ

Methode Versuch Nr.	I		II	III		RMS- Werte (10+100Hz)
	1	2	1+2	3	4	
V $[m/sec]$						
9	0,015	0,023	0,028	0,03	0,028	0,022
7,5	0,016	0,015	+	0,03	+	+
5	0,013	0,011	0,014	0,02	+	0,016

Bei den Versuchen mit höherer Geschwindigkeit hat κ demnach die Grösse von 0,028 bis 0,03, wenn man sich auf die vollständigere Auswertung nach Gl. 12 bezieht. Demgegenüber liefert die Methode I nur etwa halb so grosse Werte für κ . Das bedeutet, dass das Vereinfachte Modell nach Gl. 8 die Druckpulsationen stark überbewertet. Wir hatten schon bei einer kritischen Betrachtung der in Gl. 7 gemachten Annahme auf diese Möglichkeit hingewiesen.

In der Tabelle wurde ebenfalls das Verhältnis der RMS-Werte von Biegung und Druckpulsation angegeben. Auch diese Zahlen ergeben eine Überbewertung der Druckpulsationen, weil der Frequenzgang der Übertragungsfunktionen hierbei nicht berücksichtigt ist.

Der Faktor κ kann als Korrelationskoeffizient des Druckpulsationsfeldes angesehen werden, d.h.

$$\kappa = \psi_L \cdot \psi_D$$

mit ψ_L Korrelationskoeffizient in Längsrichtung
 ψ_D Korrelationskoeffizient in Umfangsrichtung

Für diese Korrelationskoeffizienten wurden die Werte $\psi_L = 0,2$ und $\psi_D = 0,15$ angegeben [9]. Unser Ergebnis mit $\kappa \approx 0,03$ bei höheren Strömungsgeschwindigkeiten entspricht diesen Werten. Damit erhalten wir indirekt eine Bestätigung dafür, dass die gewählte Vereinfachung nach Gl. 12 mit nur 5 Teilabschnitten anstelle der genauen Integration über die Stablänge, eine annehmbare Näherung darzustellen scheint.

Mit geringer Strömungsgeschwindigkeit scheint der Proportionalitätsfaktor abzunehmen. Der Geschwindigkeitseinfluss auf κ , ebenso wie eine eventuelle Frequenzabhängigkeit

(vergl. Kap. 4.4) müssen noch eingehender untersucht werden.

5. SCHLUSSBEMERKUNGEN

Aus den Ergebnissen der Untersuchung kann folgendes festgestellt werden:

- Das untersuchte analytische Modell eignet sich dazu, das Schwingungsverhalten von Stabstrukturen unter der Anregung durch eine achsparallele Flüssigkeitsströmung zu beschreiben. Wie die Versuche zeigten, gilt es nicht nur für eine Idealströmung, sondern auch für den Fall, dass die Turbulenzstruktur durch Pumpenvibrationen und andere Kreislaufeinflüsse gestört ist.
- Eine Berechnung des Schwingungsverhaltens nach diesem Modell setzt voraus, dass die mechanische Übertragungsfunktion und Schwingungsform der Struktur, sowie die Leistungsspektraldichte der Druckpulsationen aus der Strömung bekannt sind. Auf der Suche nach realistischen Werten für diese Größen trifft man auf Schwierigkeiten (z.B. Dämpfungskoeffizienten, Kreislaufeinflüsse auf die Druckpulsationen u.a.m.), die weitere experimentelle Untersuchungen systematischer und spezifischer Art notwendig erscheinen lassen.
- Die Leistungsspektraldichte der Druckpulsationen in der untersuchten Geometrie gleichen bei ungestörter, ausgebildeter Strömung einem Breitband-Rauschen, dessen Leistung mit steigender Frequenz abnimmt. Die RMS-Werte der Druckdifferenzen betragen im Bereich von 10 bis 100 Hz etwa 0,8 % des Staudruckes und 1,6 % im Bereich von 10 bis 1000 Hz.

An den Messtellen, an denen die Strömung durch einen Einlaufeffekt nicht voll ausgebildet ist, wurden etwa doppelt so

starke RMS-Werte gemessen. Störungen der Strömung, z.B. durch Ventilgeräusche oder Pumpenvibrationen lassen die Differenzdruckschwankungen unter Umständen stark zunehmen und beeinflussen deren Frequenzstruktur.

- Bezieht man die RMS-Werte der Biegedehnung des schwingenden Stabes auf eine dem Staudruck proportionale "Druckbiegung", so zeigt sich, dass diese bezogenen Werte im untersuchten Re-Bereich bei ungestörter Strömung nahezu konstant bleiben. Der aus den Ergebnissen berechnete "Biegedruck" beträgt dabei etwa 0,2 % des Staudruckes. Bei den Versuchen mit einer durch die Pumpe gestörten Strömung wurden bis zu 10 mal stärkere Werte gefunden.
- Das analytische Modell lässt sich auch in einer vereinfachten Form anwenden, die auf der Annahme eines "homogenen Druckpulsationsfeldes" beruht und nur die Differenzdruckpulsationen von einer einzigen Stelle des Stabes berücksichtigt. Im Vergleich zu der kompletten Form verliert man jedoch an Genauigkeit (vergleiche die stärkere Streuung der Versuchsergebnisse). Ausserdem wird durch die Vereinfachung die Druckerregung überbewertet, so dass sich ein kleinerer Wert für den Proportionalitätsfaktor k der Anregungskräfte ergibt. Dieser Faktor, der die Beziehung zwischen den Differenzdruckpulsationen und der resultierenden Anregungskraft herstellt, hat nach den Messergebnissen in diesem Fall die Grösse von $0,015 + 0,023 \times D$.

Bei Anwendung des analytischen Modells in der kompletteren Form, die die Druckpulsationen an mehreren Punkten entlang des Stabes berücksichtigt, ergab sich für k der Wert von $0,028 + 0,03 \times D$.

- Der Proportionalitätsfaktor k scheint bei kleineren Strömungsgeschwindigkeiten abzunehmen. Dieser Punkt müsste noch eingehender untersucht werden, ebenso wie eine eventuelle Frequenzabhängigkeit und ein Einfluss der Strömungsgeometrie.

Hierzu sind systematische Korrelationsuntersuchungen des Druckpulsationsfeldes und Messungen in einer Versuchsstrecke mit einer Stabbündelgeometrie vorgesehen.



Die Autoren danken Herrn Dr. J. Kadlec und Mitarbeitern im Institut für Reaktorentwicklung, Kernforschungszentrum Karlsruhe, für ihre freundliche Mithilfe bei der Auswertung der Messungen und für die wertvollen Anregungen im Zusammenhang mit der vorliegenden Studie.

SYMBOLLE

a_n Normalform der n-ten Eigenschwingung

$$A = \frac{1}{\ell} \int_0^{\ell} a(x) dx$$

B Frequenzband

$$C = \frac{a(x)}{M \omega_1^2}$$

d_h hydraulischer Durchmesser

D Stabaussendurchmesser

E Korrektur f. Druckaufnehmersignale

F Anregungskraft

h, H Übertragungsfunktion des Stabes

k Proportionalitätsfaktor zwischen Differenzdruckpulsationen Δp und Anregungskraft F

$$K = C.k.\ell$$

ℓ Stablänge

M Generalisierte Masse des Stabes

N Anzahl

n, m Zahlen der Eigenschwingungen

$p, \Delta p$ Druck-, Differenzdruckpulsationen

q Staudruck

v Strömungsgeschwindigkeit

x Längskoordinate des Stabes

y Auslenkung des Stabes

Z mechanische Impedanz

\mathcal{M} Matrix der Spektraldichtefunktionen ϕ_{ij}

PSD Power Spectral Density (Leistungsspektraldichte)

CSD Cross Spectral Density (Kreuzspektraldichte)

RMS Root Mean Square (Wurzel d. quadr.Mittelwertes)

β Filterbandbreite

Γ Funktion der Anregungskräfte

δ normalisierter Standardfehler

ϵ	Biegedehnung
ϵ^*	staudruckproportionale Vergleichsdehnung
\varnothing	Leistungsspektraldichtefunktion
κ	Proportionalitätsfaktor für Differenzdruckfeld
ω	Kreisfrequenz

REFERENZEN

- [1] J. KADLEC
"Allgemeine Betrachtung über die durch die Kühlmittelströmung hervorgerufenen Schwingungen der Brennstoffstäbe des schnellen Brutreaktors 1000 MW"
KFZ-Karlsruhe, Ext. Ber. 8/66-5
- [2] WAMBSGANSS, BOERS
"Parallel-Flow Induced Vibrations of a Cylindrical Rod"
ASME 68 - WA/NE-15
- [3] NAMATAME, K.
"Theoretical Analysis of Fuel Rod Vibration Induced by Parallel Coolant Flow"
Nippon Genshiryoko Gakkaishi (1969) 11
- [4] "Proceedings of the Conference on Flow Induced Vibrations in Reactor Components" Arg. Nat. Lab.
ANL.I 11 May 14 - 15, 1970
- [5] S. RUSSO
"Meccanismi che inducono vibrazioni in tubi cilindrici immersi in una corrente fluida assiale"
Tesi di Laurea, Politecnico Torino, 1969/70
- [6] BASILE, FAURE, OHLMER
"Experimental Study on the Vibrations of Various Fuel Rod Models in Parallel Flow"
Nucl. Eng. and Design 7, (1968) 517 - 534
- [7] APPELT, KADLEC, KRUGER, OHLMER, SCHWEMMLE
"Experimental Investigation of Loop Caused Influences on Parallel Flow-Induced Vibration of Fuel Pins"
Rap. Ext. KFK 1385 / EUR 5474 (1971)
- [8] OHLMER, RUSSO, SCHWEMMLE
"Experimenteller Aufbau einer Untersuchung über hydromechanische Schwingungsanregung von Stabmodellen in achsparalleler Strömung"
Ext. Bericht EURATOM C.C.R. Ispra (in Vorbereitung)
- [9] GORMAN, D.J.
"Role of Turbulence in the Vibration of Reactor Fuel Elements in Liquid Flow"
AECL-3371 (1969)
- [10] BENDAT, PIERSOL
"Measurement and Analysis of Random Data"
John Wiley & Sons Inc. New York (1969)

INSTRUMENTATION OF THE TEST SECTION

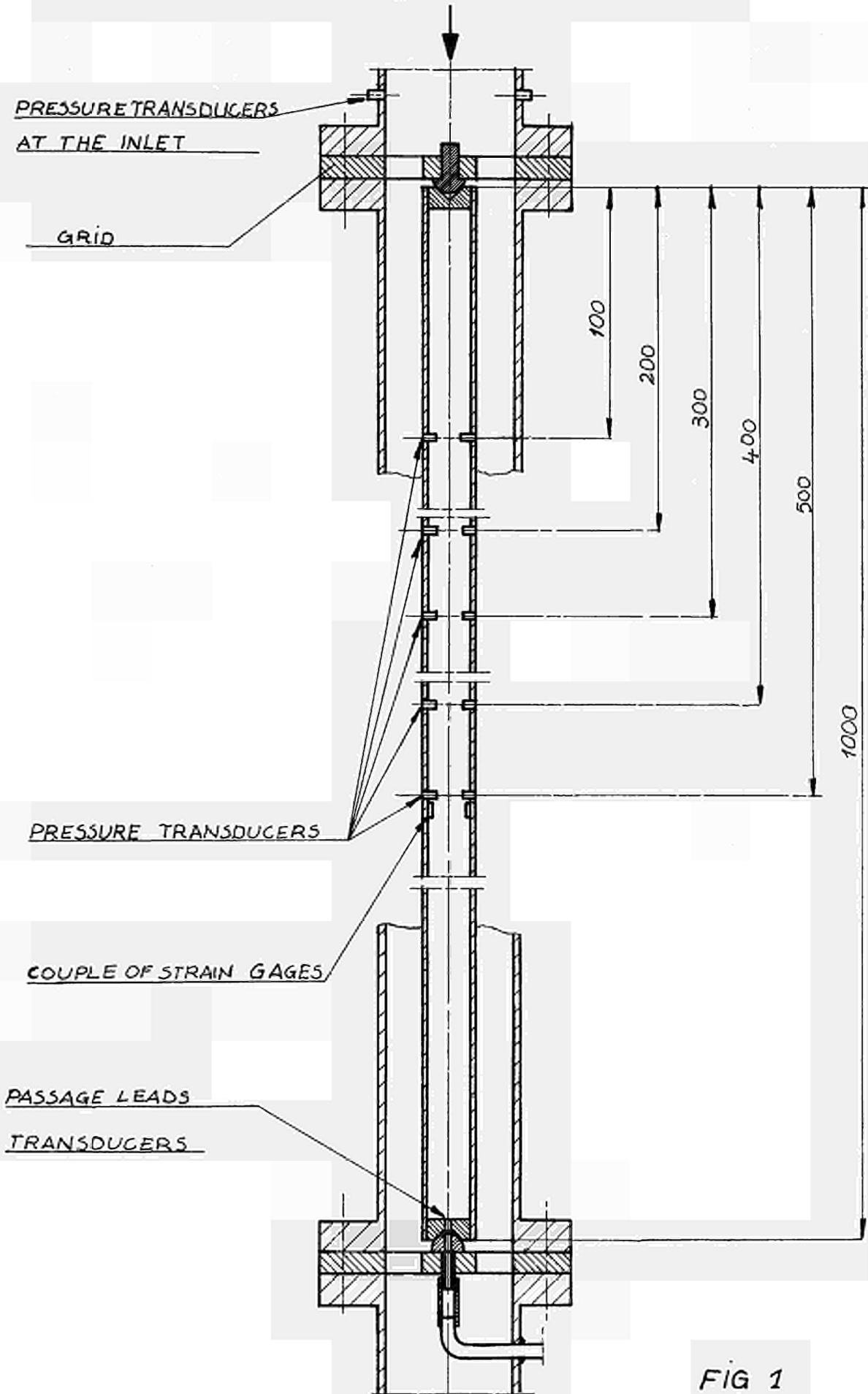


FIG 1

FIXING OF PRESSURE TRANSDUCERS

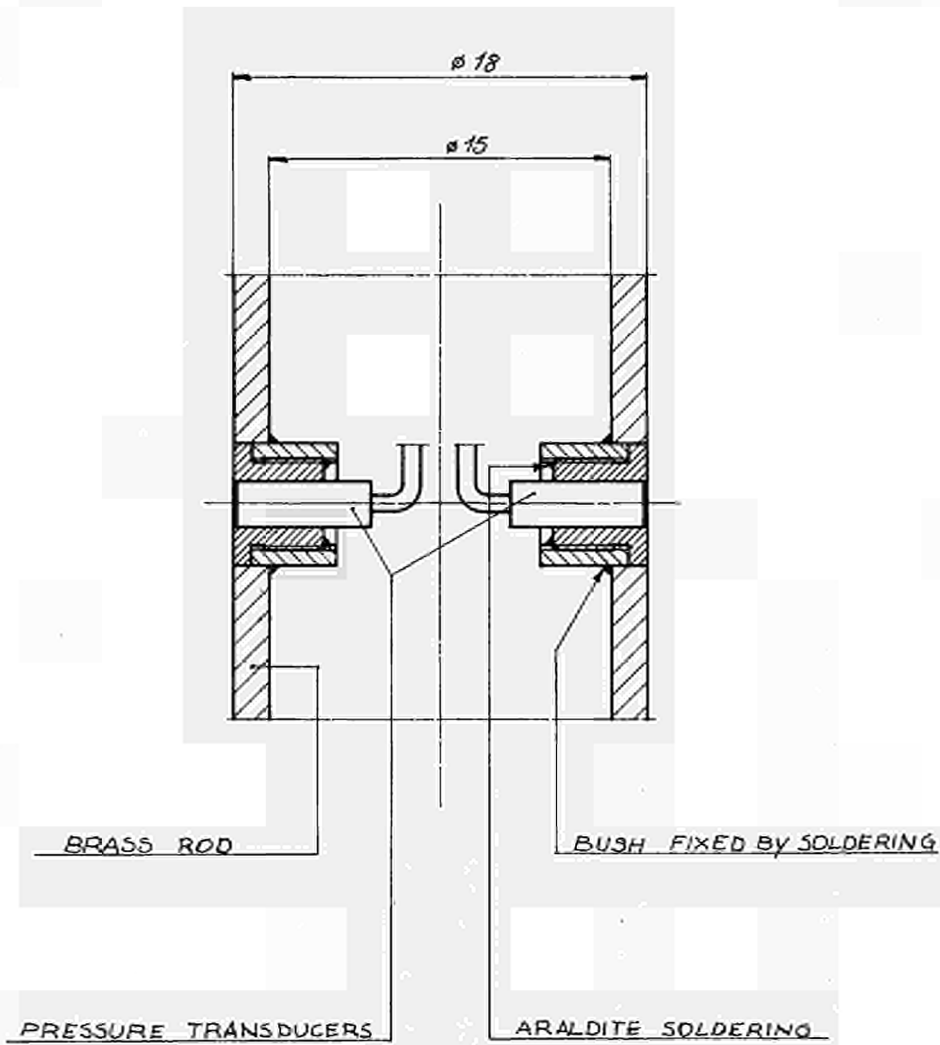


FIG 2

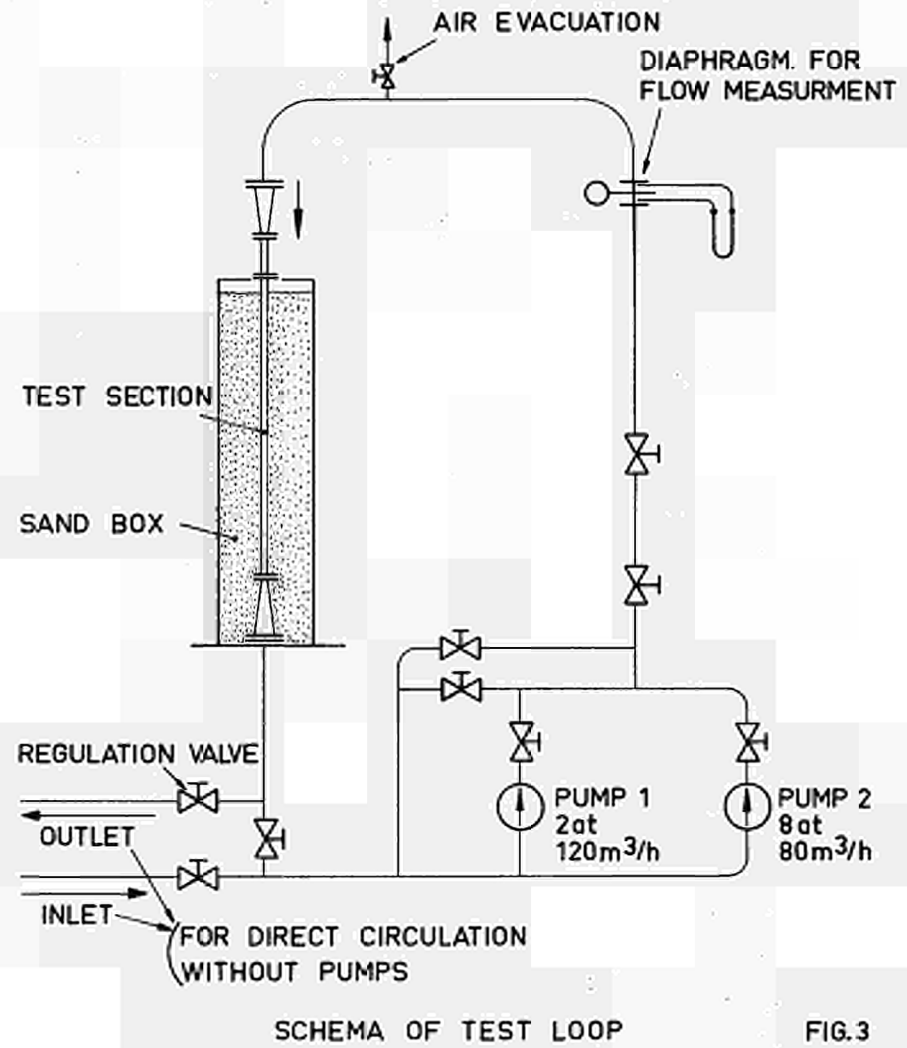
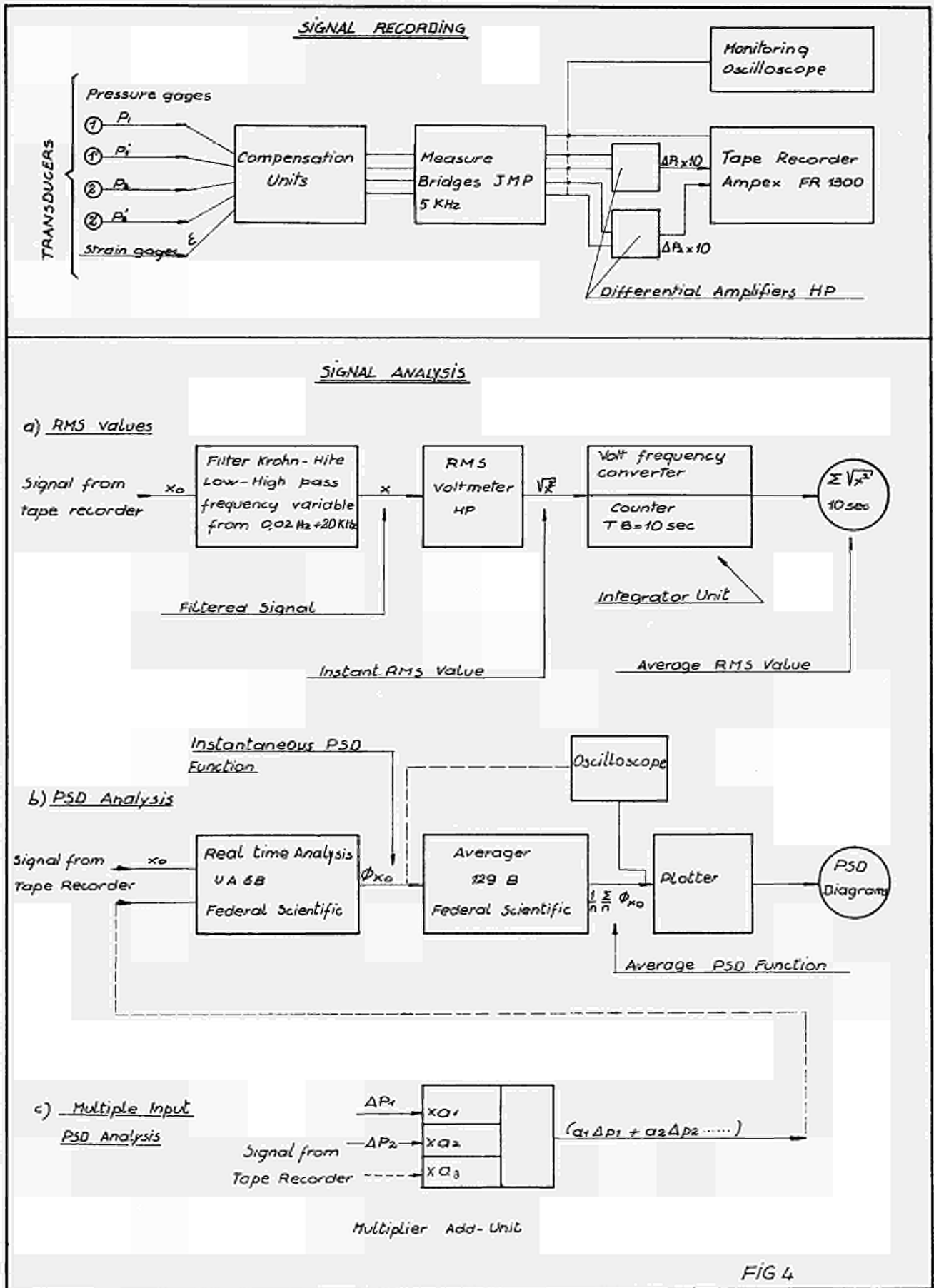


FIG.3



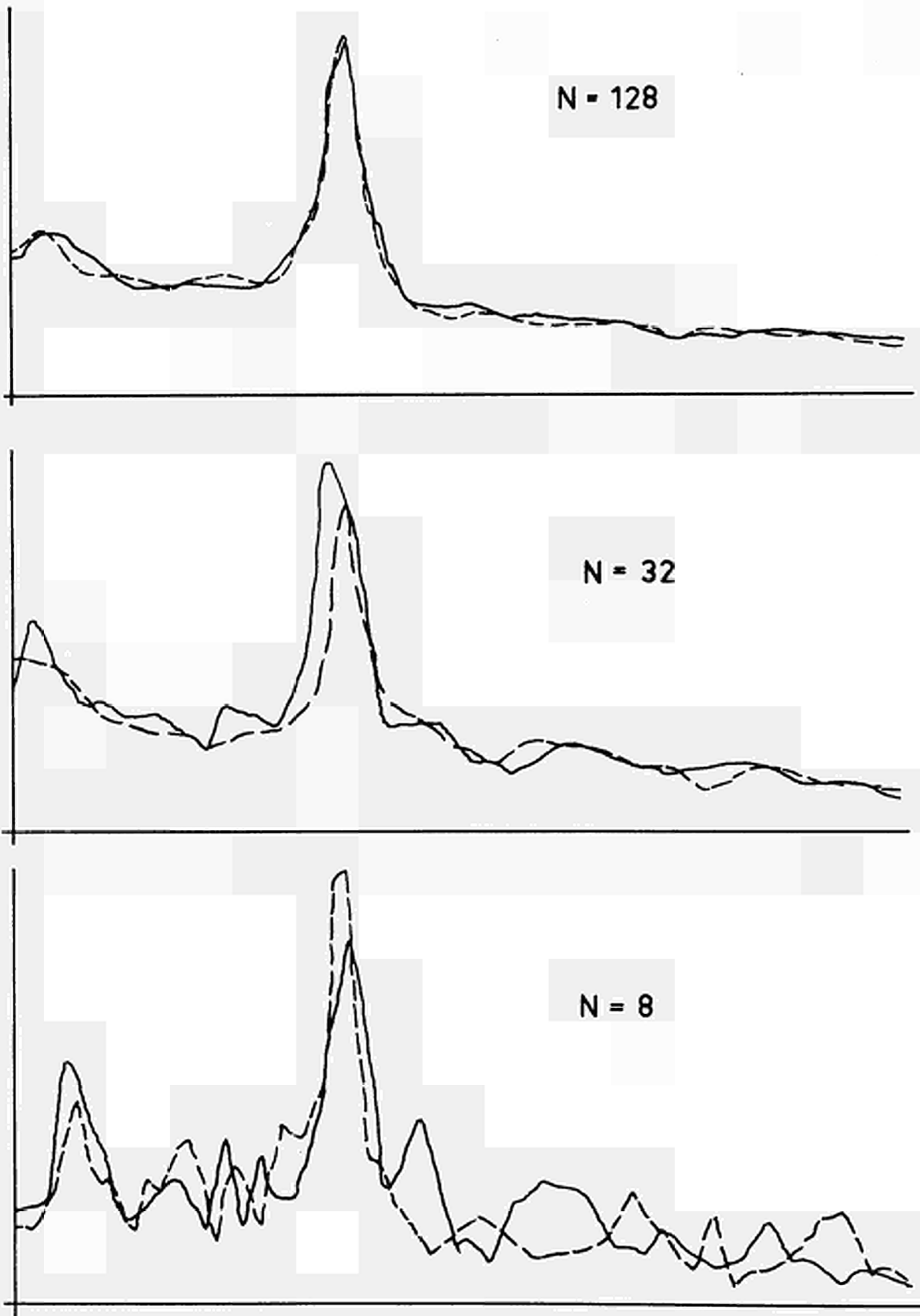
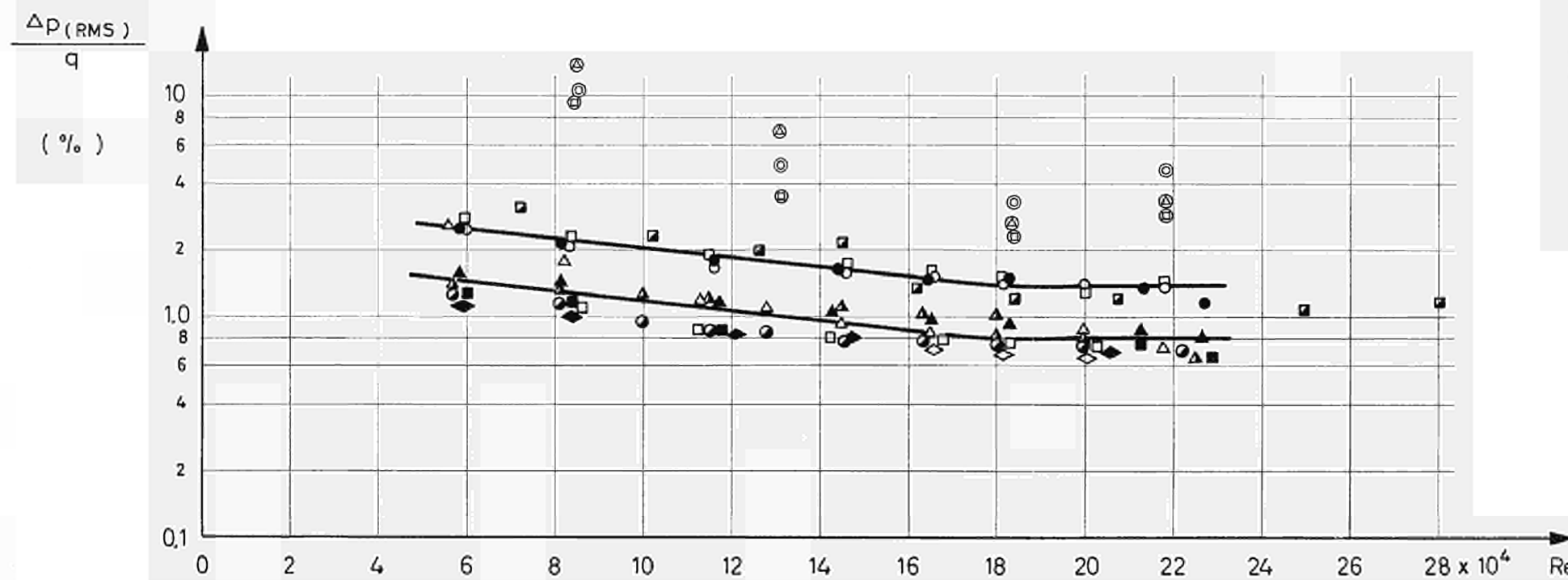
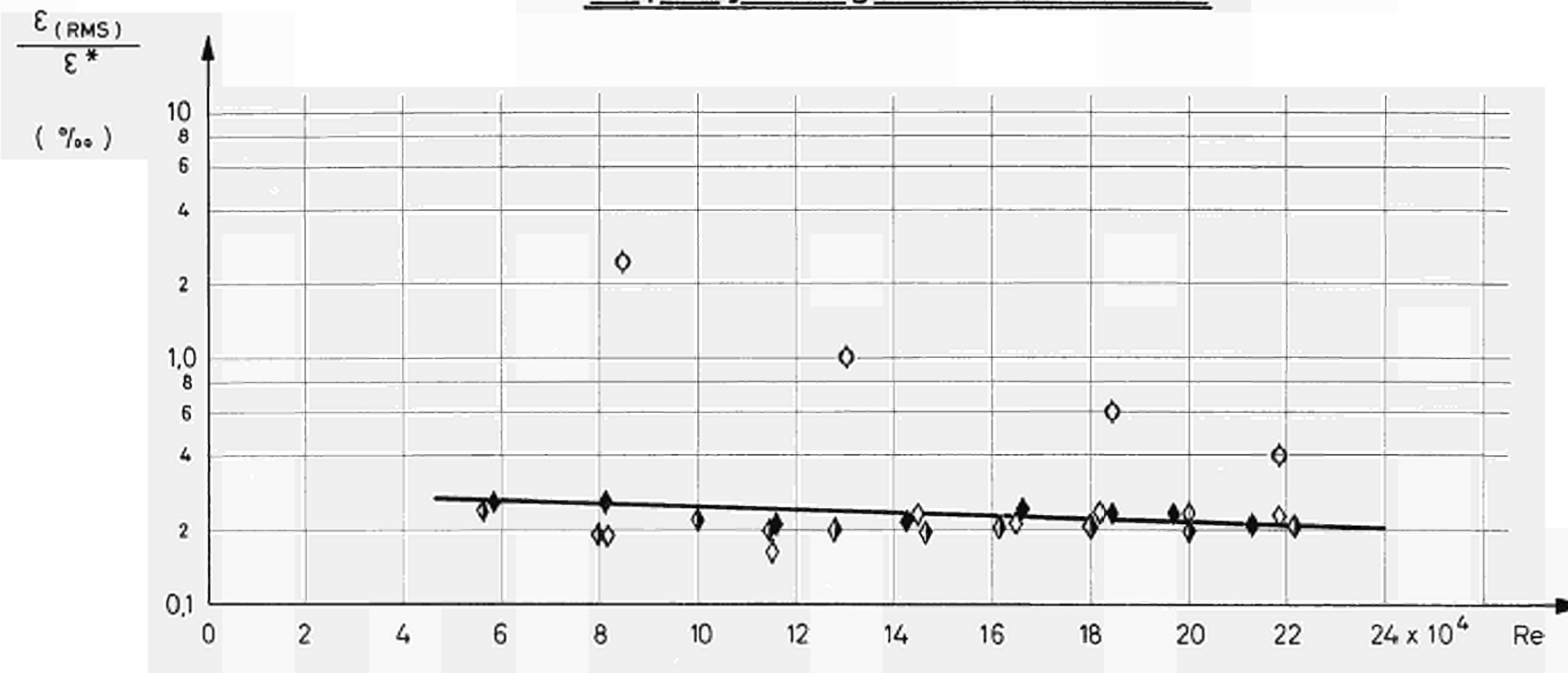


FIG. 5

REPRODUCIBILITY OF PSD-FUNCTIONS DEPENDING FROM NUMBER N OF INTEGRATED INSTANTANEOUS SPECTRA.

Frequency Range : 10 to 100 Hz



MEANING OF SYMBOLS

Diff. Pressure Measure Points			
RUN N°			
1	2	3	4
■	■		
●	○	⊙	
	□	⊠	
◆	◇		
▲	▲	△	⊕
⊙			
◆	◆	◇	◇

Strain-gages for Vibrat. Measur.

TEST ROD
CHANNEL
GRID

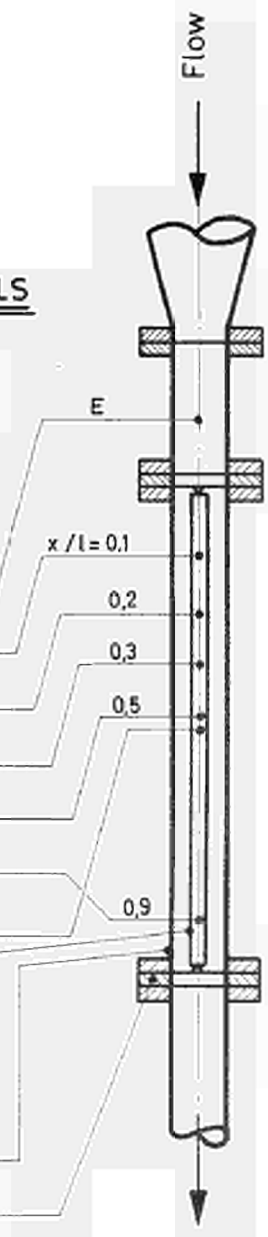
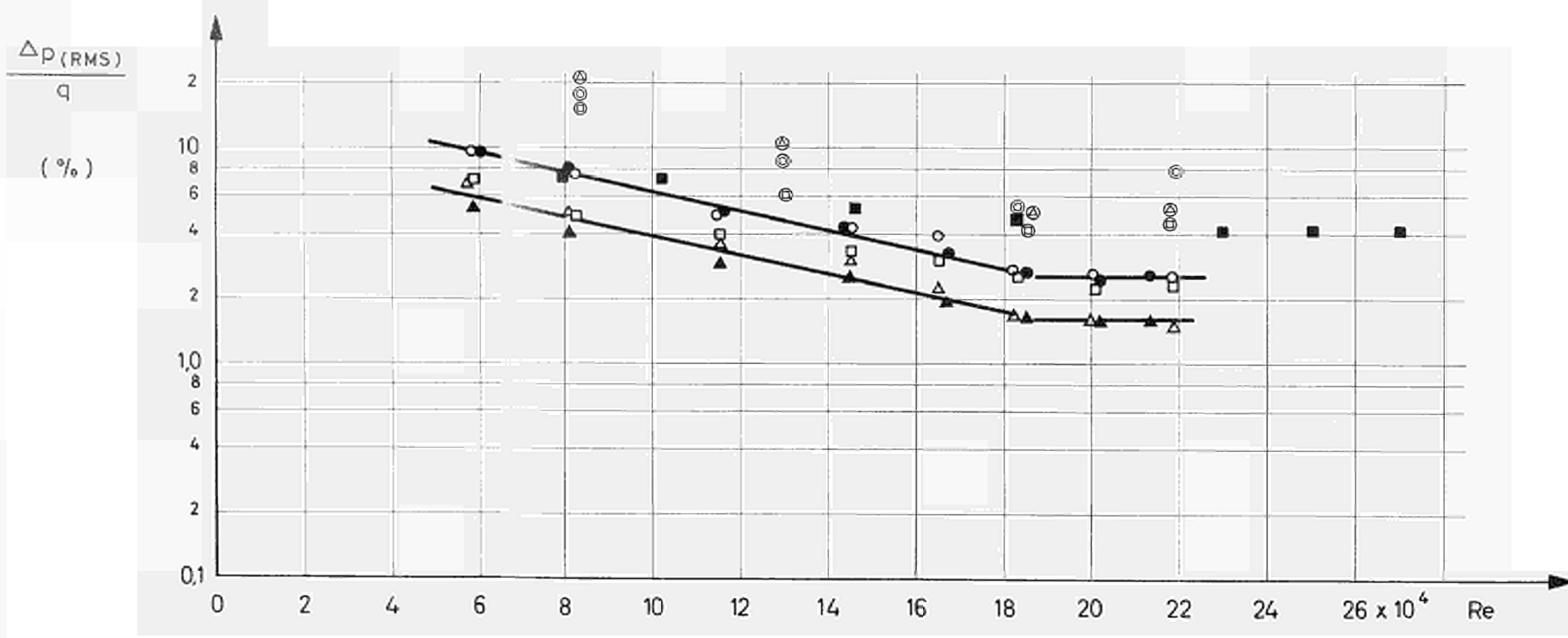
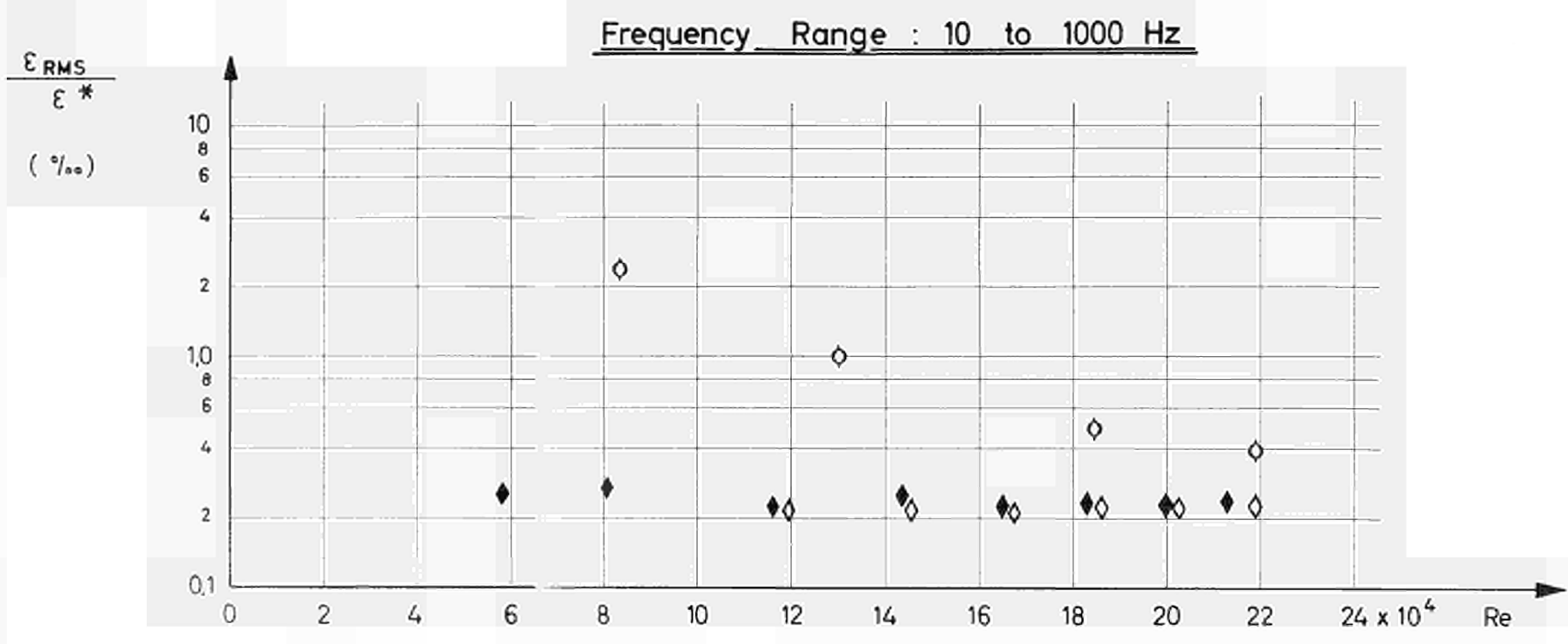


Fig. 6

RMS - Values of differential pressure fluctuations and of rod vibration strain



MEANING OF SYMBOLS

Diff. Pressure Measure Points			
RUN №			
1	2	3	4
■	●	○	⊙
		□	⊕
◆	◇		
▲	▲	△	⊗
⊙			
◆	◇	◇	◇

Strain-gages for Vibrat. Measure

TEST ROD
CHANNEL
GRID

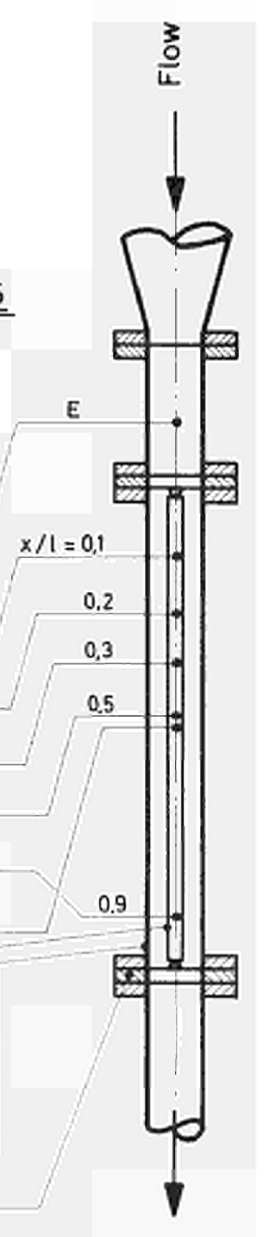


Fig. 7 RMS - Values of differential pressure fluctuations and of rod vibration strain

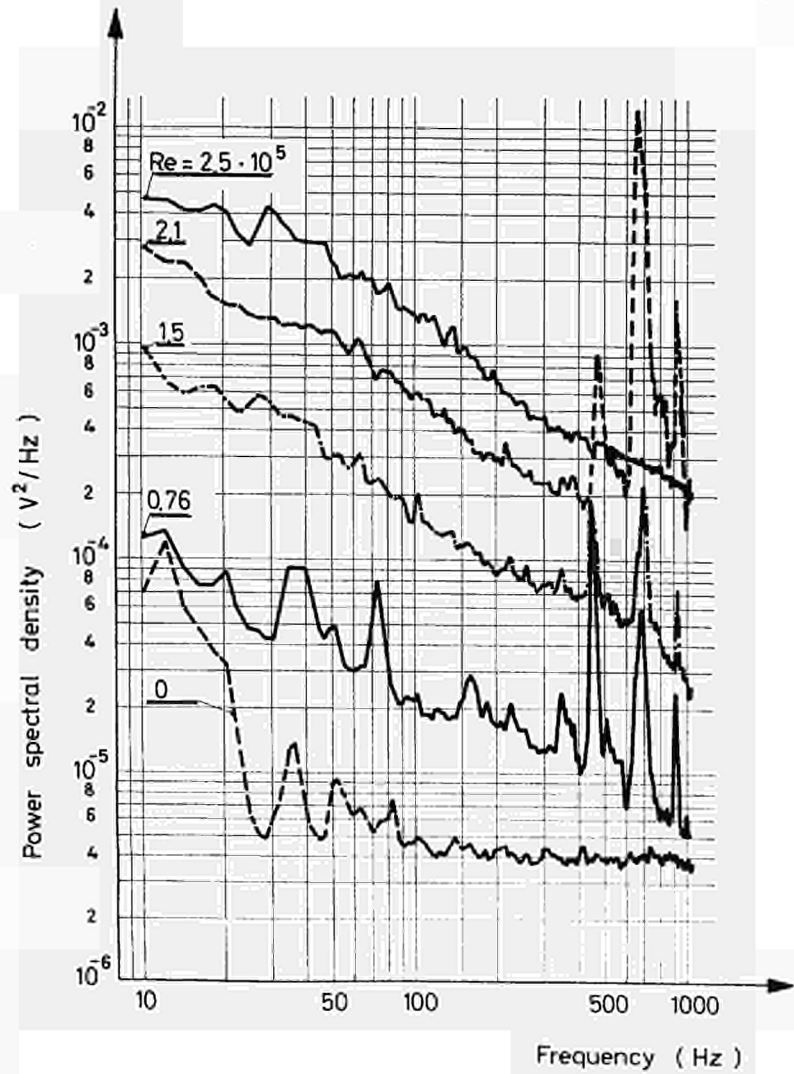


Fig. 8 PSD-PLOT of pressure difference fluctuations at channel inlet pipe

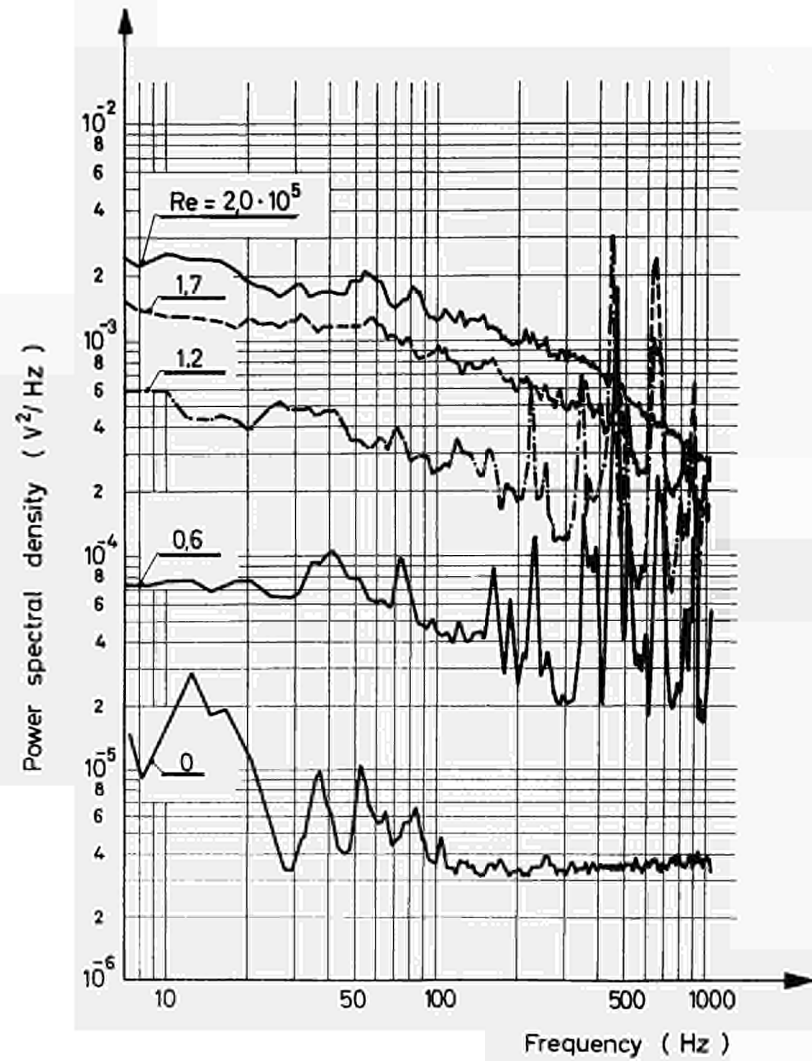


Fig. 9 PSD-PLOT of pressure difference fluctuations at $x/l = 0.1$

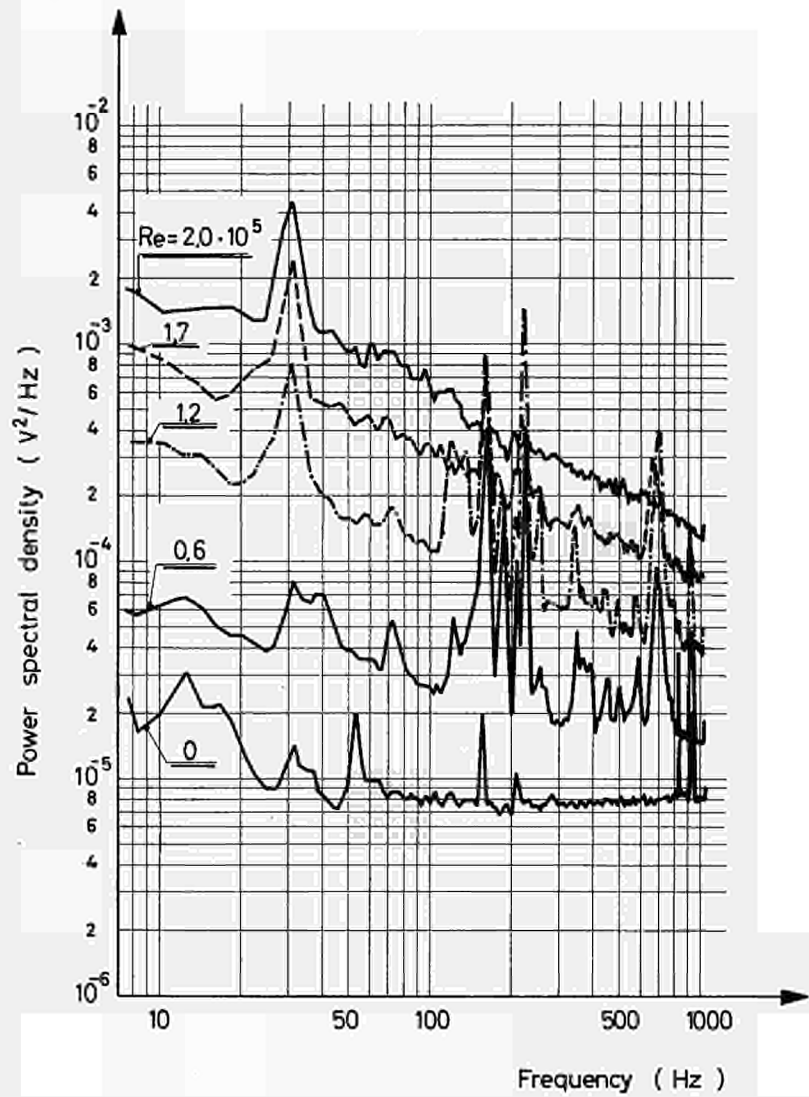


Fig. 10 PSD - PLOT of pressure difference fluctuations at $x/l = 0.5$

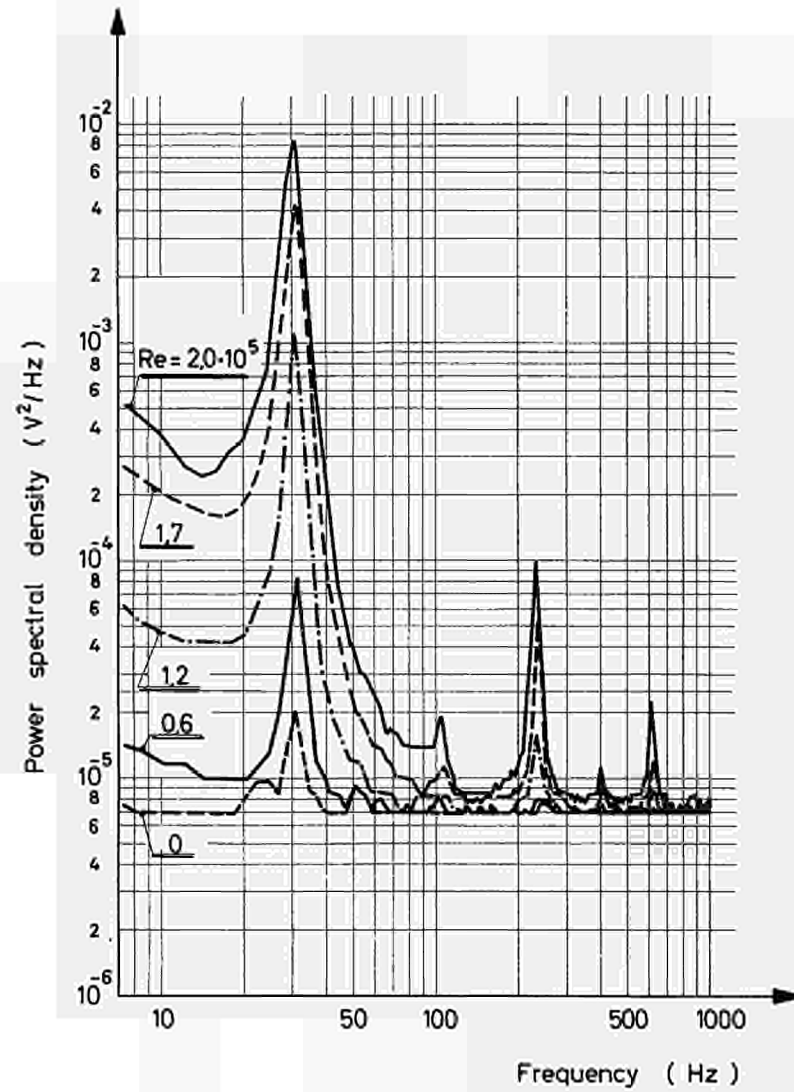
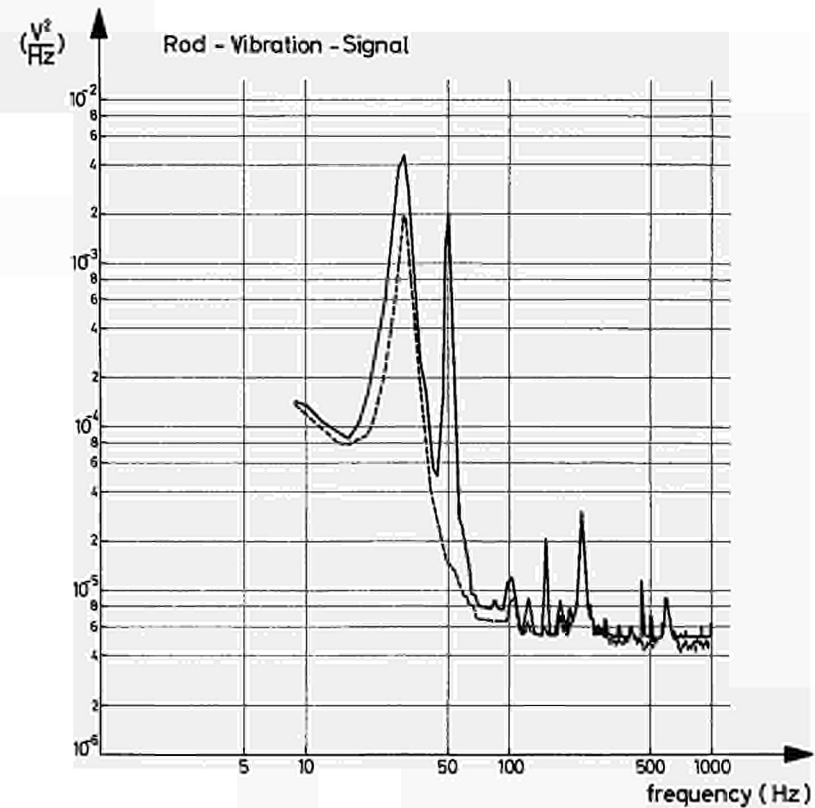
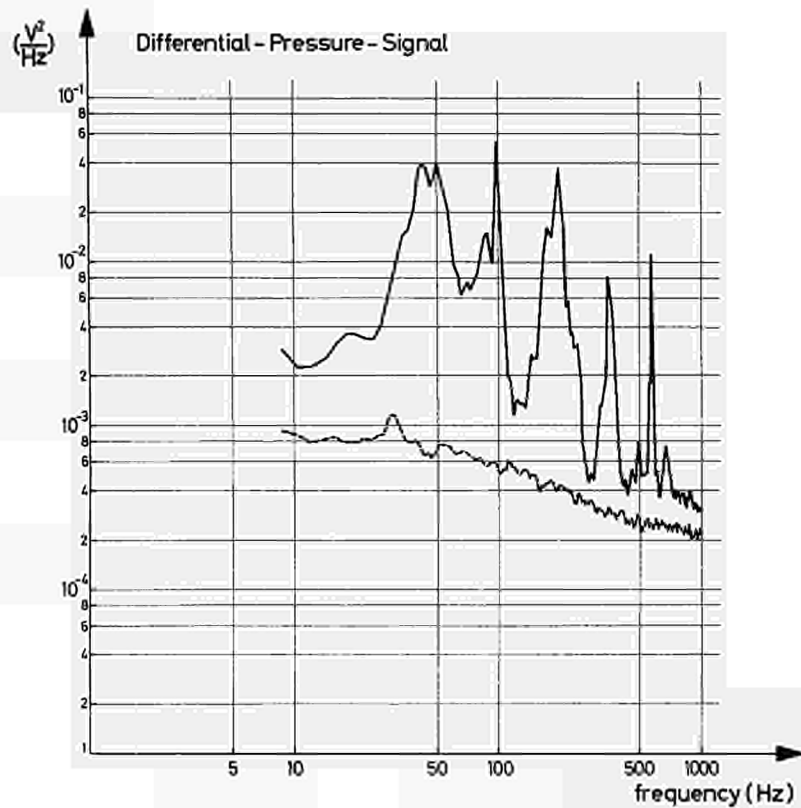


Fig. 11 PSD - PLOT of rod vibration strain at $x/l = 0.5$

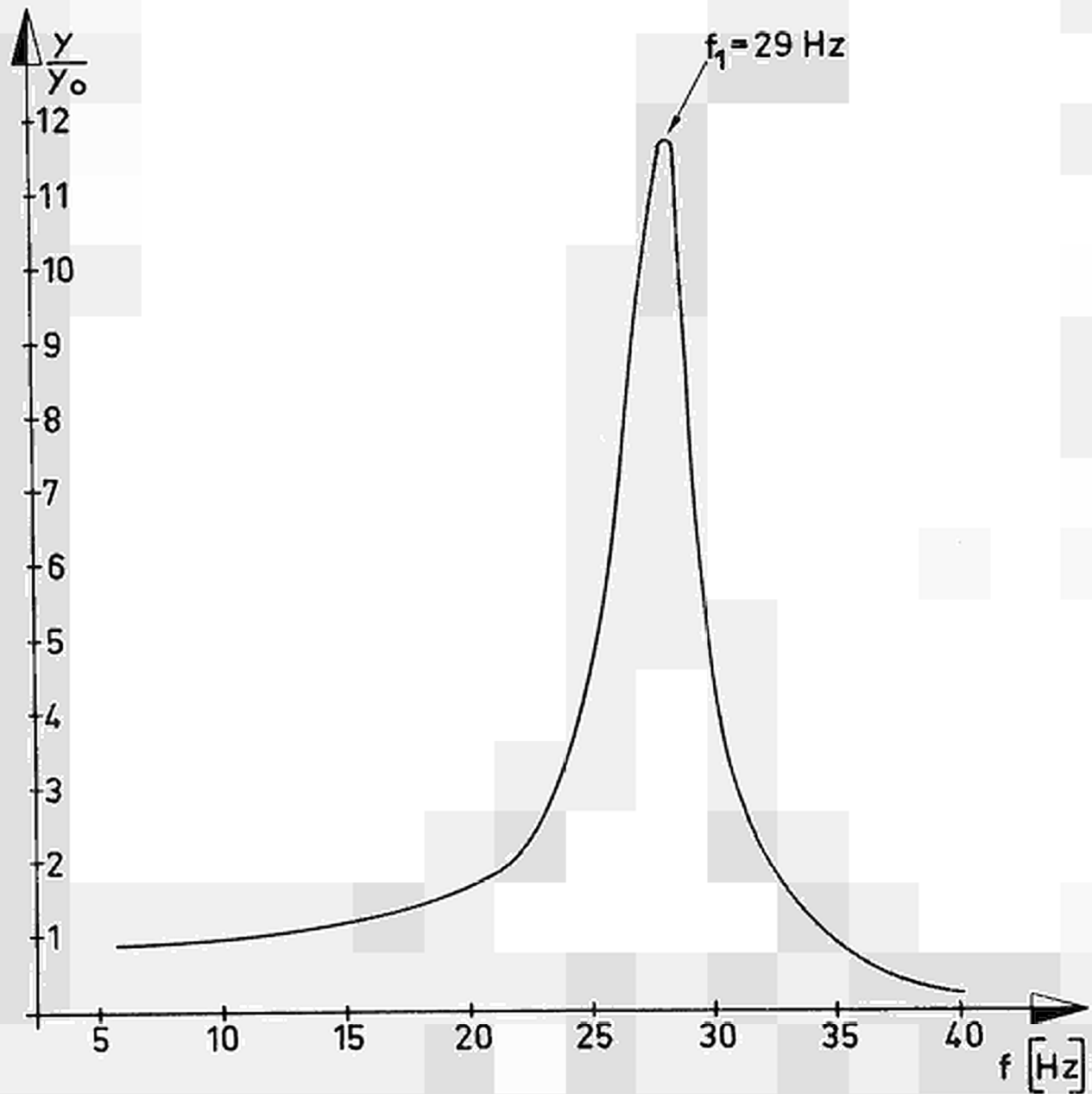


————— Measured in water flow with circulation pump
 - - - - - Measured in water flow by discharge without pump

} flow velocity 9m/sec.

Fig. 12

Influence of circulation pump on pressure fluctuations and rod vibration
(Power-spectral-density diagrams of measured signals of the one-rod-test arrangement)



RESONANCE-CURVE OF TEST ROD MEASURED IN STAGNANT WATER

FIG. 13

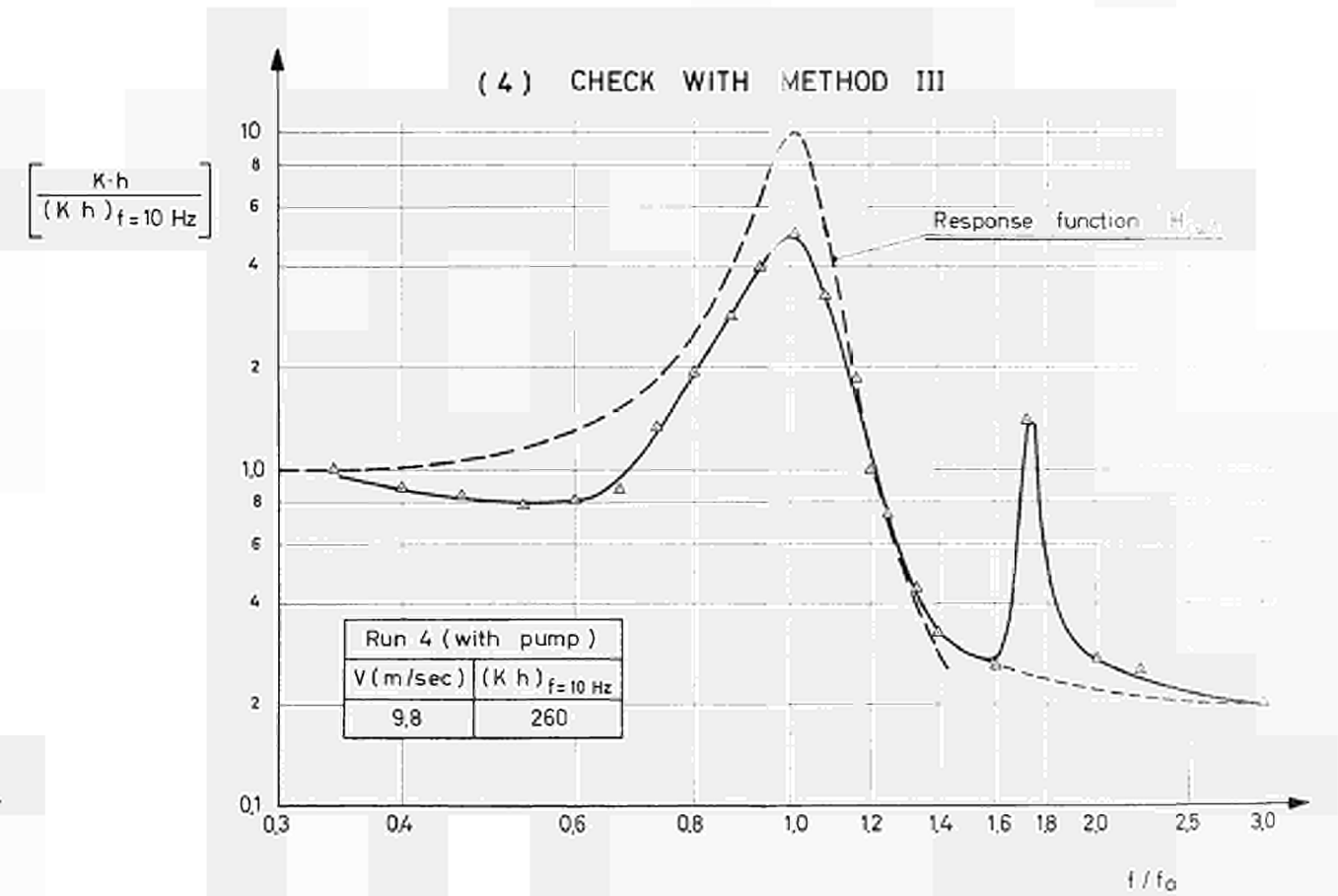
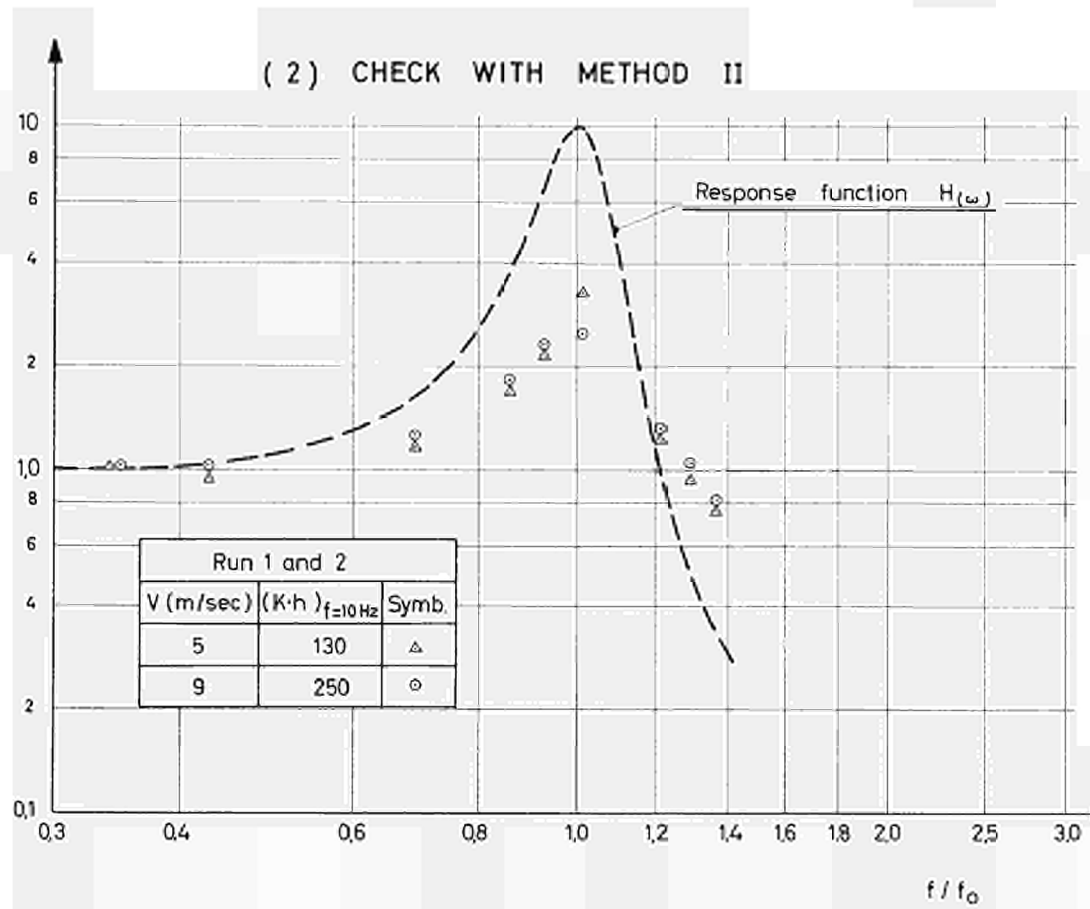
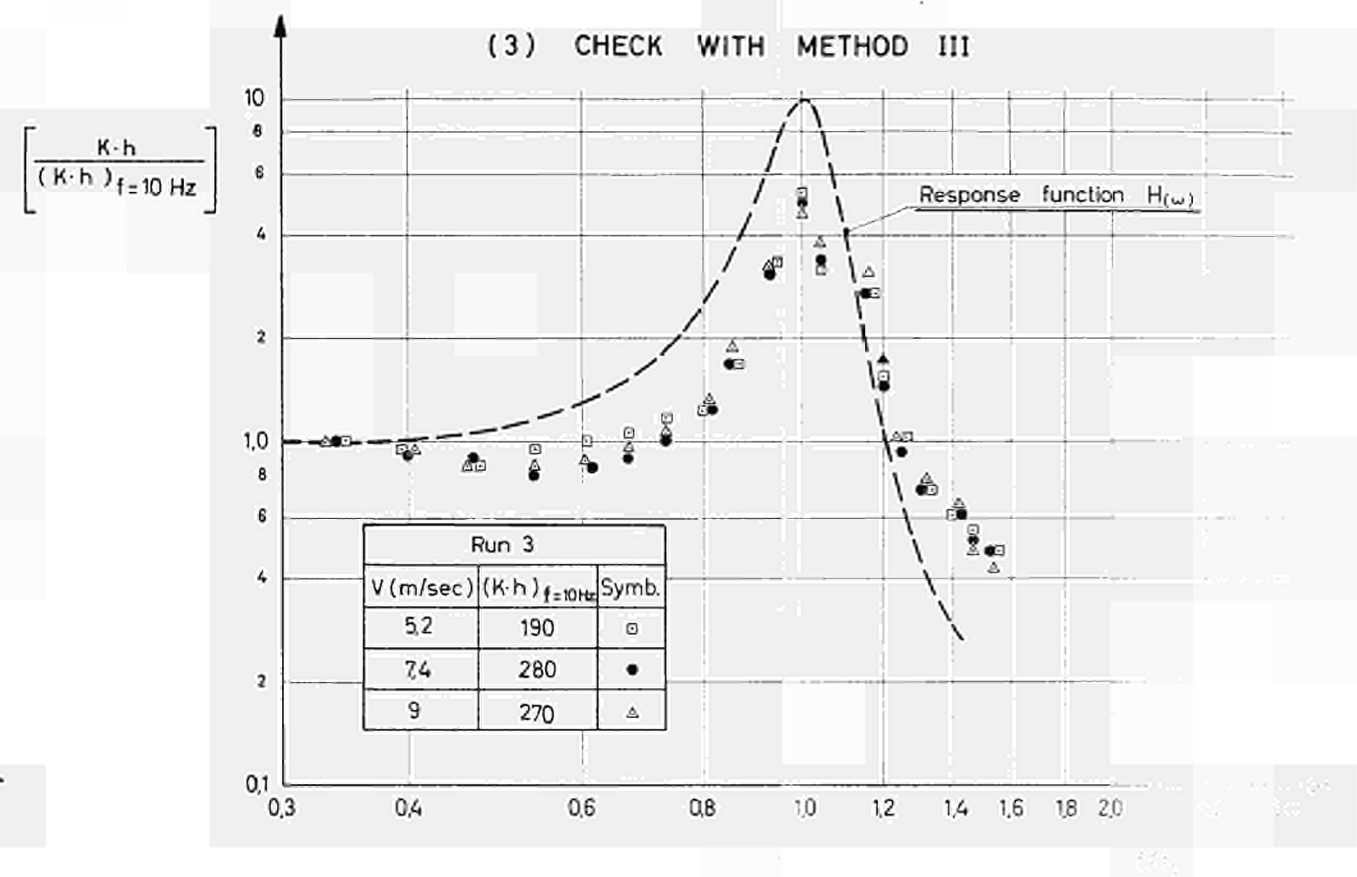
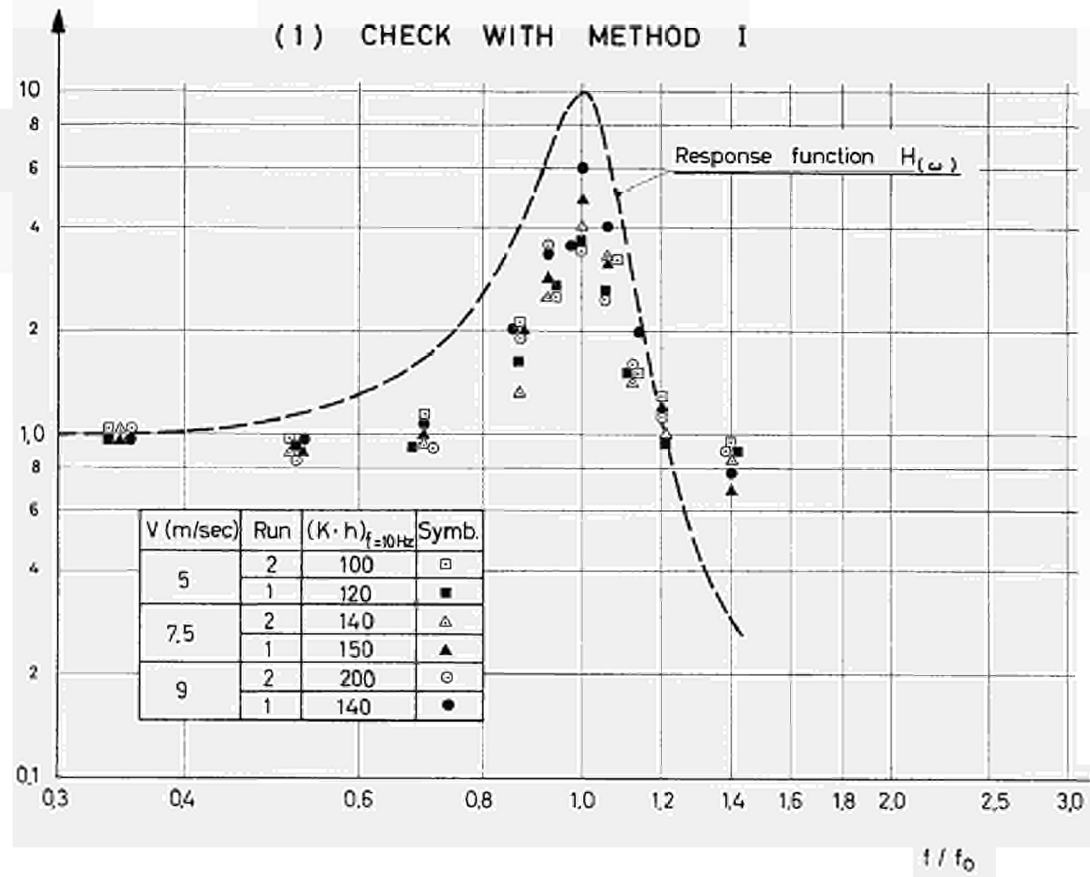


FIG. 14

EXPERIMENTAL CHECK OF ANALYTICAL MODELS



AN UNSERE LESER

Alle von der Kommission der Europäischen Gemeinschaften veröffentlichten wissenschaftlichen und technischen Berichte werden in der Monatszeitschrift „euro-abstracts“ angezeigt.

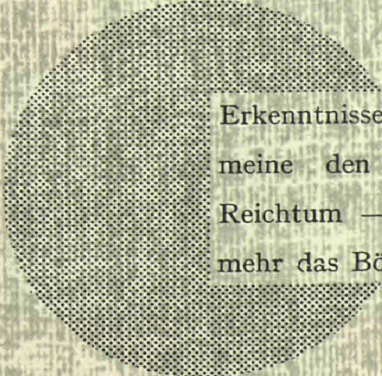
Abonnement (1 Jahr : BF 1025) und Probehefte sind erhältlich bei :

**Vertriebsstelle der amtlichen Veröffentlichungen
der Europäischen Gemeinschaften**

Postfach 1003

Luxemburg 1

(Grossherzogtum Luxemburg)



Erkenntnisse verbreiten ist soviel wie Wohlstand verbreiten — ich meine den allgemeinen Wohlstand, nicht den individuellen Reichtum — denn mit dem Wohlstand verschwindet mehr und mehr das Böse, das uns aus dunkler Zeit vererbt ist.

Alfred Nobel

VERTRIEBSSTELLEN

Alle von der Kommission der Europäischen Gemeinschaften veröffentlichten Berichte sind bei folgenden Stellen zu den auf der ersten Rückseite des Umschlags angegebenen Preisen erhältlich. Bei schriftlicher Bestellung bitte die EUR-Nummer und den Titel, die beide auf der ersten Umschlagseite jedes Berichts stehen, deutlich angeben.

AMT FÜR ÄMTLICHE VERÖFFENTLICHUNGEN DER EUROPÄISCHEN GEMEINSCHAFTEN

Postfach 1003, Luxembourg 1
(Compte chèque postal N° 191-90)

BELGIQUE — BELGIË

MONITEUR BELGE
Rue de Louvain, 40-42 - B-1000 Bruxelles
BELGISCH STAATSBLAD
Leuvenseweg 40-42 - B-1000 Brussel

LUXEMBOURG

OFFICE DES PUBLICATIONS
OFFICIELLES DES COMMUNAUTÉS
EUROPÉENNES
Postfach 1003 - Luxembourg 1

DEUTSCHLAND

VERLAG BUNDESANZEIGER
Postfach 108 006 - D-5 Köln 1

NEDERLAND

STAATSDRUKKERIJ
en UITGEVERIJBEDRIJF
Christoffel Plantijnstraat - Den Haag

FRANCE

SERVICE DE VENTE EN FRANCE
DES PUBLICATIONS DES
COMMUNAUTÉS EUROPÉENNES
rue Desaix, 26 - F-75 Paris 15^e

ITALIA

LIBRERIA DELLO STATO
Piazza G. Verdi, 10 - I-00198 Roma

UNITED KINGDOM

H. M. STATIONERY OFFICE
P.O. Box 569 - London S.E.1

Kommission der
Europäischen Gemeinschaften
G.D. XIII - C.I.D.
29 rue Aldringen
L u x e m b o u r g

CDNA04771DEC