

**Zeitschrift:** Schweizerische Bauzeitung  
**Herausgeber:** Verlags-AG der akademischen technischen Vereine  
**Band:** 95 (1977)  
**Heft:** 47

**Artikel:** Instationäre Strömungsvorgänge im Modell eines Leichtwasserreaktors  
**Autor:** Capitaine, Gérard  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-73493>

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

### **Conditions d'utilisation**

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

### **Terms of use**

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

**Download PDF:** 19.04.2025

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>**

ist aber das Zusammenwirken aller Gesellschaftskreise notwendig. Letztlich kann dies wohl nur dann gelingen, wenn man das fast allein vom Erwerbstrieb gesteuerte freie Walten der Wirtschaft in sinnvoller Weise im Sinne der vorgetragenen Gedankengänge ergänzt.

Die Einsichtigen werden sich einer solchen Massnahme sicher freiwillig fügen, da eine Vermeidung von Krisen für jeden von Vorteil ist. Wegen der anderen wird man aber nicht immer auf eine Steuerung durch übergeordnete Stellen verzichten können. In der Einführung zu dem Buch «Das Regime der Ohnmächtigen» (Societätsverlag Frankfurt, 1976) schreibt Jürgen Eick: «Die Politiker greifen vieles, von dem sie überzeugt sind, dass es dringend angepackt werden müsste, gar nicht erst auf, weil es politisch nicht geht. Da kann man Recht, Wahrheit, Dringlichkeit noch so sehr auf seiner Seite haben – dieses Verdikt genügt, um politisch unabweisbar notwendige Aktivitäten schon im Keim zu ersticken. Es ist die Vertagung geradezu das Normale... Es ist gewiss nicht zynisch gemeint, wenn man feststellt: wir haben es mit einem

Regime der Ohnmächtigen zu tun.» Können wir aber hoffen, dass die Techniker, Arbeitgeber und Arbeitnehmer gemeinsam die Kraft aufbringen werden, sich die notwendigen Beschränkungen selbst aufzuerlegen?

#### Schlussbemerkung

Zu Beginn dieses Beitrages wurde erwähnt, dass uns Wissenschaft und Technik bisher immer aus jeder Sackgasse geführt haben, in die wir blind geraten sind. Wenn im vorstehenden oft der Eindruck erweckt wurde, dass heute auf uns Katastrophen zukommen, denen wir nicht mehr ausweichen können, so soll dies nicht ein Ausdruck der Ratlosigkeit sein. Es ist als drastische Warnung gedacht. Schliesslich muss es doch nicht immer so sein wie bei den beschriebenen Beispielen, nämlich dass wir erst dann an Umkehr denken, wenn wir schon mit dem Kopf in die Wand gerannt sind.

Adresse des Verfassers: Prof. Dr. Hubert Rüschi, Technische Universität München, Arcistrasse 21, D-8 München 2.

## Instationäre Strömungsvorgänge im Modell eines Leichtwasserreaktors

Von Gérard Capitaine, Genf

Vor einiger Zeit sind *ernsthafte Schäden im Betrieb von Leichtwasserreaktoren* festgestellt worden [1, 2].

Anhand des Schemas eines typischen Leichtwasserreaktors und seines Kühlwasserdurchflusses (Bild 1) sollen die Ereignisse, die zur vorliegenden Untersuchung geführt haben, kurz erläutert werden. Das Kühlwasser strömt durch zwei gegenüberliegende Rohre in den Reaktor hinein und fliesst in zwei Ringspalten beidseits des sogenannten Hitzeschildes nach unten. Das Wasser strömt dann durch den Kern nach oben zu den Austrittsleitungen.

Infolge der *instationären turbulenten Strömung*, die im Reaktor auftritt, erfahren die Einbauten beträchtliche wechselnde Beanspruchungen. Es wurde festgestellt [1], dass hauptsächlich der *Hitzeschild unregelmässige Taumelbewegungen* ausführt, obwohl sein Eigengewicht ihn standfest halten sollte. Die dabei entstandenen Schäden zwangen zu *längeren Betriebsunterbrüchen* von Kernkraftwerken.

Zur Hilfe wurde der Hitzeschild fest montiert; die hydraulisch bedingten Störungen aber bestehen weiter und beanspruchen die Haltetaschen, was zu Ermüdungsbrüchen führen kann.

Der vorliegende Artikel befasst sich mit der Untersuchung der Eigenschaften der strömungsbedingten Wanddruckschwankungen, die am Hitzeschild und in den Einlaufrohren des Modells eines Leichtwasserreaktors auftreten. Die Untersuchung ist beschränkt auf ein *starres Modell*. Kopplungen zwischen Struktur und Strömungsfeld sind im Modell nicht zugelassen.

#### Versuchsanordnung

Die Untersuchung der instationären Strömungsvorgänge im Leichtwasserreaktor (LWR) wurde an einem mit Luft betriebenen Reaktor-Modell durchgeführt (Bild 2), bei dem gewisse geometrische Grössen des Original-Reaktors, wie die Abmessungen der Kühlwasserleitungen, Ähnlichkeitstreue nach-

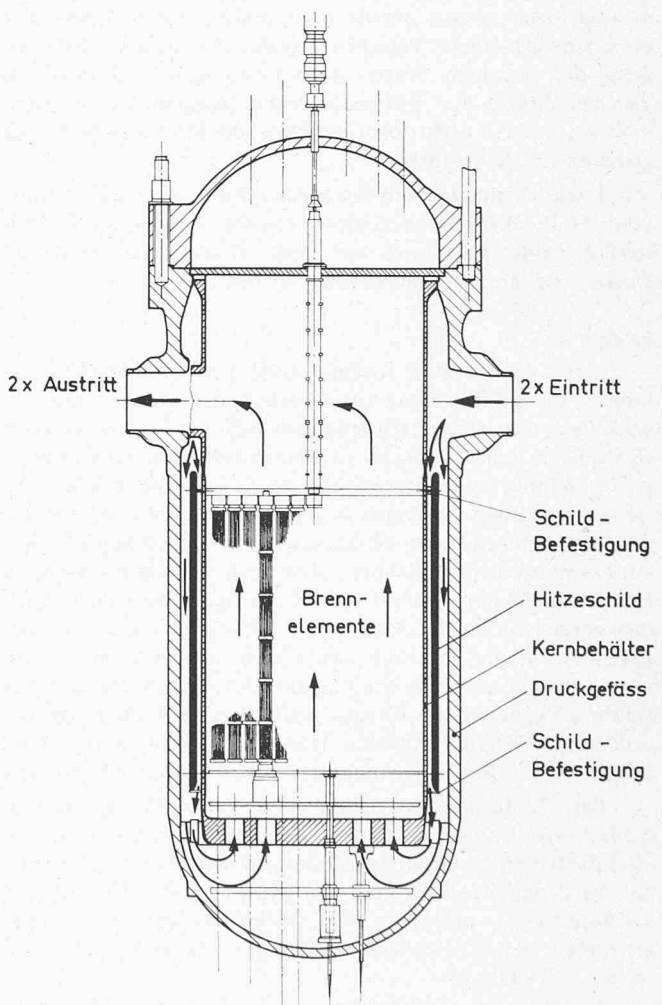


Bild 1. Schema eines Leichtwasserreaktors und seines Kühlwasserdurchflusses

gebildet wurden. Die Breite der Ringspalte – bestimmt durch den zwischen Reaktorgefäß und Kernbehälter stehenden Hitzeschild – musste aus Gründen der Versperrung durch die Grenzschicht erweitert werden. Das Verhältnis des gesamten Eintrittsquerschnittes (Strömungs-Querschnitt der beiden Kühlwasserleitungen) zur gesamten Ringspalfläche und die dadurch bedingte verzögerte Strömung wurde aber im Modell nahezu gleich gewählt wie im Original-Reaktor. Dasselbe gilt für das Verhältnis der hydraulischen Durchmesser der beiden Ringspalten. Infolge dieser Massnahmen stellte sich im untersuchten Re-Bereich eine turbulente Drallströmung ein. Die Abflussgeometrie des Original-Reaktors wurde im Modell nicht nachgebildet. Stromabwärts der Ringspalte wurde keine Umlenkung des Luftstromes in den Kernbehälter hinein vorgesehen. Es wurde angenommen (und durch nachträgliche Messungen der Druckverteilung am Schild bestätigt), dass die Strömungsereignisse stromabwärts des Hitzeschildes nur vernachlässigbare Einflüsse auf diejenigen am Schild hatten [3].

Die Hauptmerkmale des Reaktor-Modells sind die folgenden:

### Reaktorgefäß

Der Hitzeschild und der Kernbehälter (Bild 2) sind fest verbunden und lassen sich zusammen gegenüber den Einläufen drehen, so dass die Koordinate  $\varphi$  kontinuierlich eingestellt werden kann. Messstellen wurden besonders am Hitzeschild angebracht, der die eigentliche Messstrecke bildet; weiterhin wurden im Einlauf weitere Messstellen verteilt. Am Hitzeschild enthalten die innere und äussere Wand, verteilt längs ihrer Mantellinien (Koordinate  $z$ ) und an ihrem Umfang

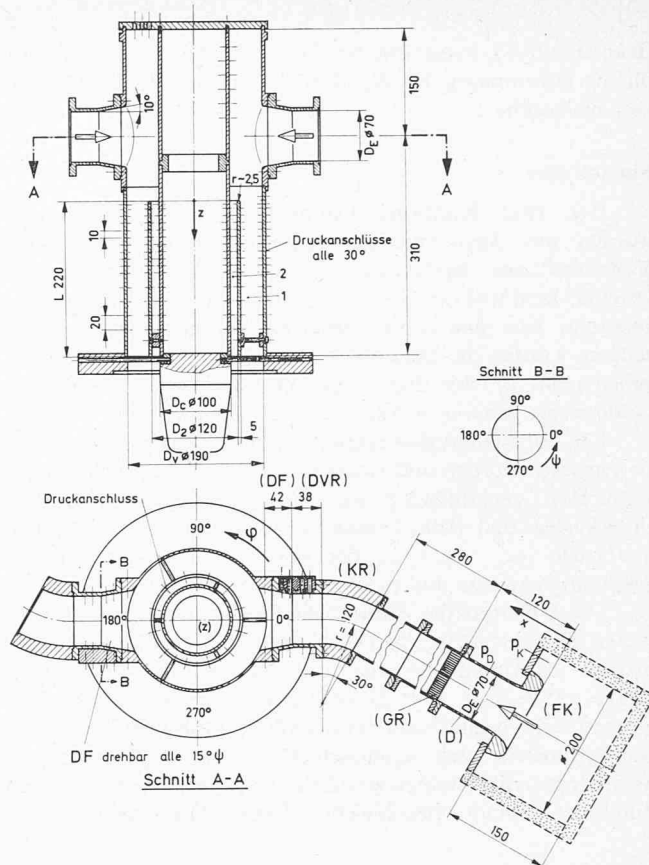


Bild 2. Reaktormodell für Druckmessungen mit Hauptabmessungen, Bezeichnungen der Reaktorteile, Koordinatensysteme

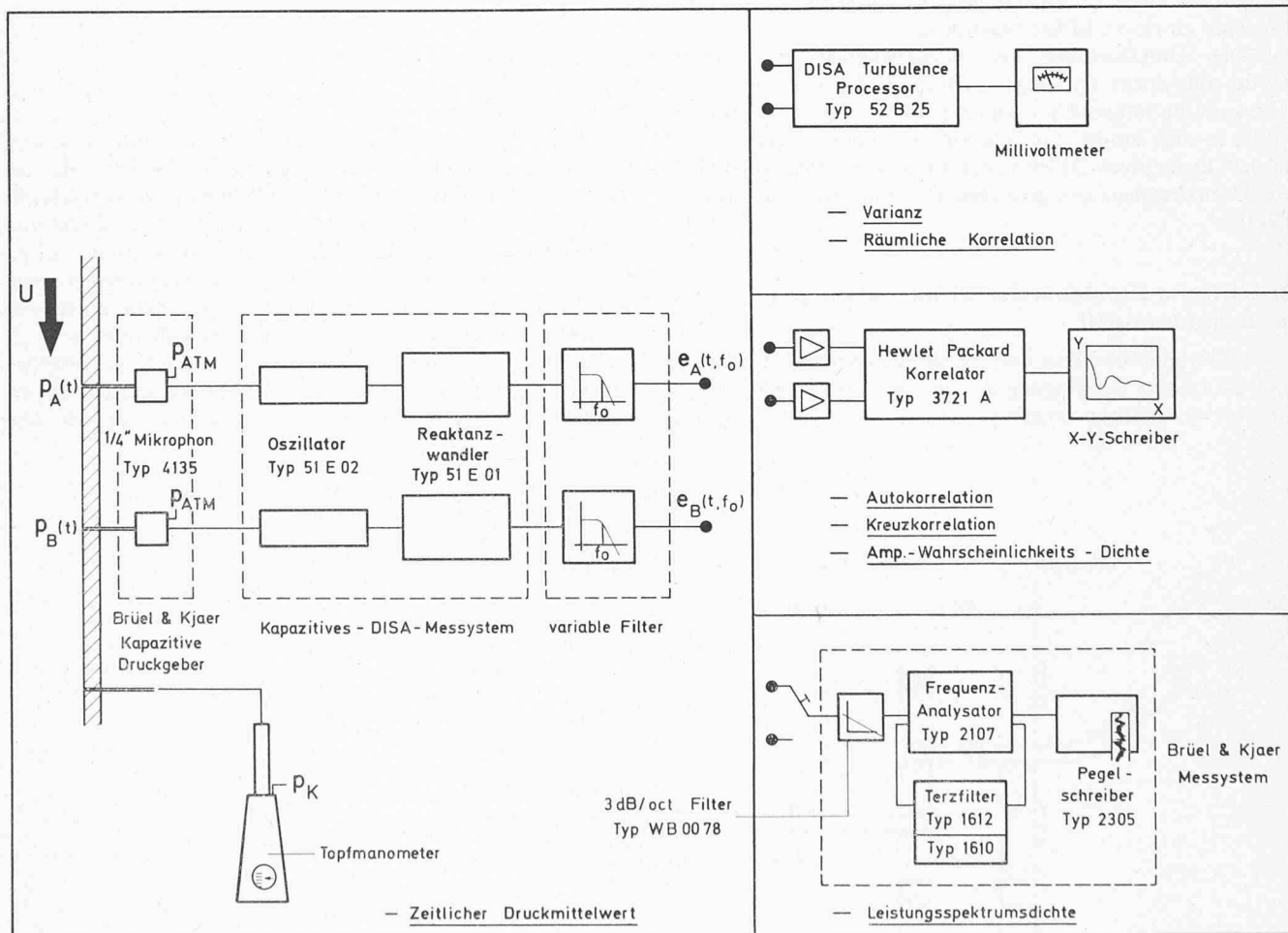


Bild 3. Blockscheema der Messkette



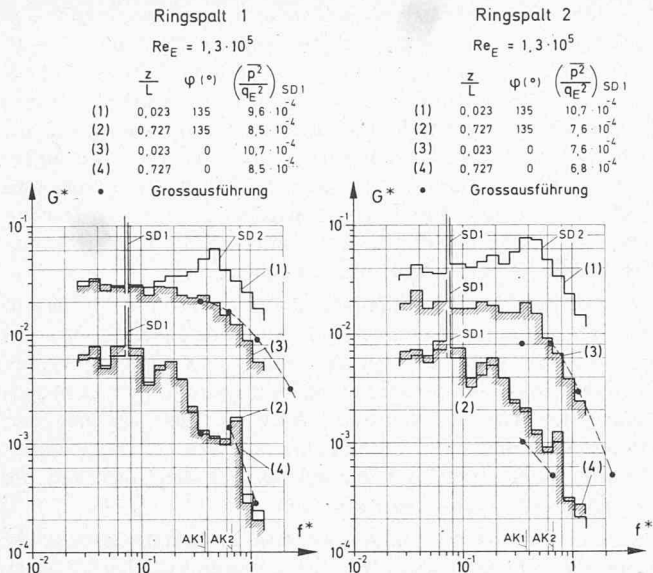


Bild 5. Leistungsspektrumsdichten der Wanddruckschwankungen am Hitzeschild. Vergleich der Verteilungen (3) und (4) mit Messergebnissen an einer Grossausführung

sprechenden Leistungsspektrumsdichten  $G(f)_3$  und  $G(f)_4$  des Reaktor-Modells verglichen. Der Vergleich dient vor allem der Überprüfung der Grössenordnungen der Druckschwankungen in beiden Fällen und erweist sich als befriedigend.

### Leistungsspektrumsdichte der Wanddruckschwankungen

Das Frequenzband der im Reaktor-Modell untersuchten strömungsbedingten Druckschwankungen erstreckt sich (dimensionslos ausgedrückt  $f^* = f D_E / U_E$ ) bis 1,2. (Die bleibenden akustischen Störungen sind als AK1 und AK2 in den Abbildungen eingezeichnet). Das Frequenzband enthält somit die nach [1] und [4] angegebenen mechanischen Eigenfrequenzen des in Grossausführungen eingebauten Hitzeschildes.

### Einlaufströmung

Die Leistungsspektrumsdichte  $G(f)$  der Wanddruckschwankungen wurde im Diffusor-Vorschaltrohr (DVR) an der Stelle P gemessen und ist in Bild 6a dimensionslos dargestellt.  $G(f)$  ist gekennzeichnet durch zwei «Spitzen»:

SD1 ( $f^*_{SD1} = 0,073$ ) und SD2 ( $f^*_{SD2} = 0,43$ ). SD1 entspricht einer periodischen und SD2 einer schmalbandigen stochastischen strömungsbedingten Druckschwankung (SD). Mit der zugehörigen Autokorrelationsfunktion  $R(\tau)$

$$R(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T p(t)p(t+\tau) dt$$

kann man den periodischen oder stochastischen Charakter der Druckschwankungen nachweisen: Die  $R(\tau)$  einer periodischen Druckschwankung ist eine periodische Funktion (konstanter Amplitude) der Zeitverschiebung  $\tau$ .  $R(\tau)$  hat zusätzlich die gleiche Periode wie die der Druckschwankung.  $R(\tau)$  einer stochastischen Druckschwankung klingt gegen Null ab mit zunehmenden  $\tau$ .

Die normierte Autokorrelationsfunktion  $\rho(\tau) = R(\tau)/R(0)$  der Wanddruckschwankungen gemessen im DVR (Stelle P) ist aus Bild 6b ersichtlich. Der Verlauf von  $\rho(\tau)$  entspricht einer schwach gedämpften Schwingung mit der zugehörigen Fre-

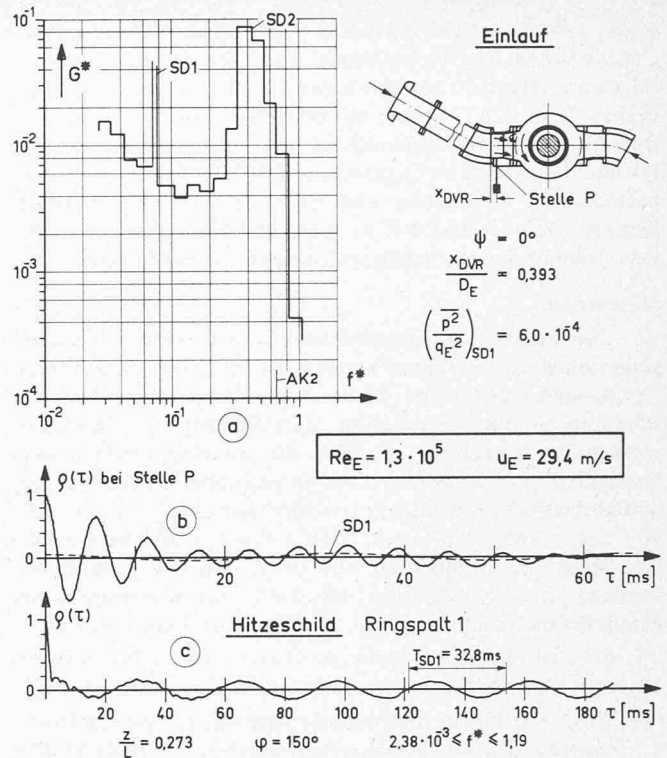
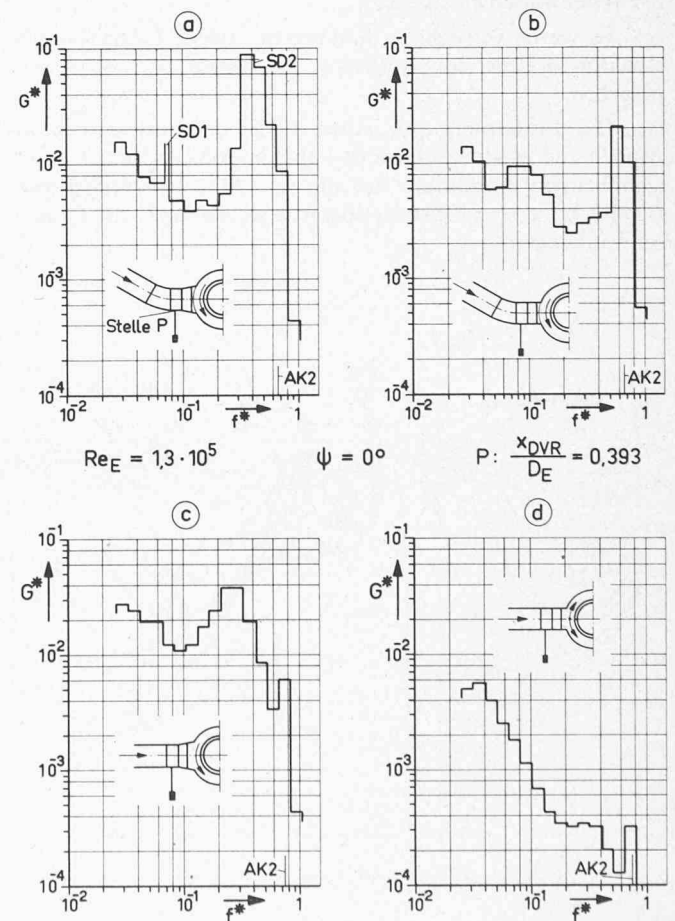


Bild 6. (a) Leistungsspektrumsdichte der Wanddruckschwankungen im Diffusor-Vorschaltrohr (b) Autokorrelation der Wanddruckschwankungen im DVR (c) Autokorrelation der Wanddruckschwankungen am Hitzeschild (Nachweis des periodischen Charakters von SD1)

Bild 7. Einfluss der Einlaufgeometrie auf die im Diffusor-Vorschaltrohr gemessene Leistungsspektrumsdichte der Wanddruckschwankungen: (a) mit Krümmer und Diffusor (b) mit Krümmer, ohne Diffusor (c) ohne Krümmer, mit Diffusor (d) ohne Krümmer, ohne Diffusor



quenz  $f = f_{SD2}$ . SD2 entspricht somit einer *schmalbandigen stochastischen Druckschwankung*. Eine genauere Betrachtung zeigt aber, dass  $\rho(\tau)$  zusätzlich einen *periodischen Anteil* (SD1) besitzt. Um SD1 besser zu erkennen, wurde  $\rho_{SD1}(\tau)$  in Bild 6b gestrichelt eingezeichnet. Da SD1 auch überall am Hitzeschild auftritt im Gegensatz zu SD2, ist der Nachweis des periodischen Charakters von SD1 am Hitzeschild besser durchführbar als im DVR wo SD1 und SD2 überlagert sind. Das Ergebnis einer solchen Messung ist in Bild 6c dargestellt.

#### Hitzeschild

Die Leistungsspektrumsdichte  $G(f)$  der am Hitzeschild gemessenen Druckschwankungen ist in Bild 5 dargestellt.  $G(f)_{(1)}$  und  $G(f)_{(2)}$  sind an der Stelle der stärksten bzw. der schwächsten am Hitzeschild auftretenden SD gemessen worden. Im Gegensatz zu SD1, die am Hitzeschild überall feststellbar ist, tritt SD2 nur auf in bestimmten Bereichen der Schildoberfläche stromaufwärts der Einläufe ( $z/L \leq 0,1$ ;  $90^\circ < \varphi < 180^\circ$ ;  $270^\circ < \varphi < 360^\circ$ ). Wie aus Bild 5 ersichtlich ist, liegen die Frequenzen von SD2 und AK1 nahe beieinander, die Identifikation von SD2 musste deswegen mit einem Schmalbandfilter ( $\Delta f/f = 8\%$ ) durchgeführt werden.

SD2 ist für die *Anregung der Ovalisierungsschwingung* des Hitzeschildes aus folgenden Gründen massgebend:

- (a)  $f^*_{SD2} = 0,43$  tritt im Frequenzband auf, in dem die Eigenfrequenz der Ovalisierungsschwingung des Hitzeschildes liegt: die Eigenfrequenz der Ovalisierungsschwingung des Schildes wurde in verschiedenen Leichtwasserreaktoren gemessen [1] [unveröffentlichter Bericht von Westinghouse] und liegt je nach Schildkonstruktion zwischen  $f^* = 0,3$  und  $0,6$ ;
- (b)  $G(f_{SD2})$  entspricht dem Maximum der Leistungsspektrumsdichte der Wanddruckschwankungen am Hitzeschild.

#### Einfluss der Einlaufgeometrie auf die Leistungsspektrumsdichte der Wanddruckschwankungen

Es wurde versucht zu bestimmen, welche Einbauten des Reaktor-Modells das Auftreten von SD1 und SD2 verursachen.

Die Entfernung des Hitzeschildes aus dem Reaktor-Modell und Modifikationen der Abflussgeometrie hatten keine signifikanten Wirkungen auf die im Diffusor-Vorschaltrohr (DVR) gemessene Leistungsspektrumsdichte  $G(f)$  der Druckschwankungen.

Die *Änderung der Einlaufgeometrie* hingegen zeigt einen tiefgreifenden Einfluss auf die im DVR gemessenen  $G(f)$  (vgl. Bild 7)<sup>1)</sup>. Die Krümmer-Diffusor-Anordnung (Bild 7a) und der Diffusor allein (Bild 7c) verursachen die starken Druckschwankungen. Der Krümmer allein (Bild 7b) erzeugt wesentlich kleinere Druckschwankungen. Man beachte: Die Spitze in Bild 7b beruht auf der Störung AK2. Sind Krümmer und Diffusor aus dem Einlaufrohr ausgebaut (Bild 7d), so sind keine Spitzen (insbesondere SD1 und SD2) in der Verteilung der Leistungsspektrumsdichte feststellbar.

Für die Einlaufkonfigurationen (a), (b), (c) stellte sich in den Ringspalten eine *Drallströmung* ein. Für die Konfiguration (d) dagegen wurde keine Drallströmung beobachtet. Es zeigte sich aber, dass der Strömungszustand instabil war. Beobachtungen im Ringspalt 1 lassen vermuten, dass zwischen den beiden Einläufen eine Trennfläche auftritt. Die Lage dieser Trennfläche wechselt nach unregelmässigen Zeitintervallen, die bis einige Minuten dauern können.

Der Einfluss der Einlaufgeometrie auf die am Hitzeschild gemessene Leistungsspektrumsdichte wurde lediglich an einer einzigen Stelle gemessen. Das Ergebnis zeigt: Am Hitzeschild treten SD1 und SD2 nicht auf, wenn Krümmer und Diffusor aus dem Einlaufrohr ausgebaut sind. Da die räumliche Verteilung der Leistungsspektrumsdichte am Hitzeschild inhomogen ist, sind zur Bestätigung dieser Aussage weitere Messungen nötig.

Die Strömungsverhältnisse, die SD1 und SD2 verursachen, können somit auf die Krümmer-Diffusor-Anordnung zurückgeführt werden. Ob diese Strömungsverhältnisse in der Krümmer-Diffusor-Anordnung stattfinden, ist einer genaueren Untersuchung des lokalen Strömungsfeldes unterworfen.

#### Druckverteilung am Hitzeschild

##### Verteilung der mittleren Drücke

Die Verteilung der Differenz ( $\overline{p_2 - p_1}$ ) der mittleren Drücke ist in Bild 8 dimensionslos über den abgewickelten Hitzeschild dargestellt. Die Bezeichnung (EE) für Einlaufebene gibt die Position der Achsen der Einlaufdiffusoren an.

<sup>1)</sup> Für die Einlaufkonfiguration (a) und (b) (Bild 7) ist die räumliche Verteilung der  $G(f)$  rotationssymmetrisch und dadurch unabhängig von der Messstelle P. Die Rotationssymmetrie für die Fälle (c) und (d) wurde nicht nachgeprüft.

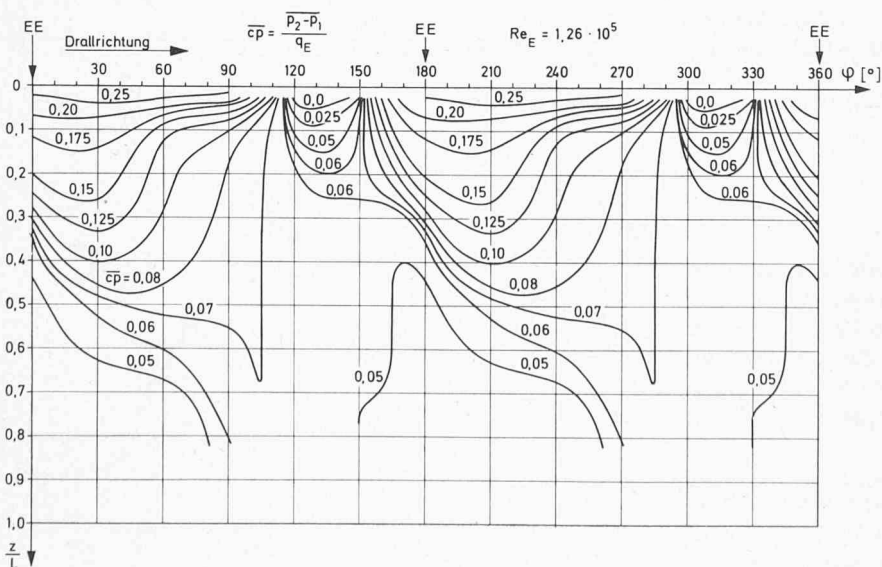


Bild 8. Verteilung der Differenz der mittleren Drücke über dem abgewickelten Hitzeschild. (EE) Einlaufebene

Die Verteilung der mittleren Drücke weist eine *Polar-Symmetrie* auf, d.h.:  $\overline{cp}(z, \varphi) = \overline{cp}(z, \varphi + 180^\circ)$ . Deswegen erfährt der im Modell fest eingebaute Hitzeschild keine resultierende mittlere Drucklast in Querrichtung.

Für ein tieferes Verständnis der Strömungsverhältnisse am Hitzeschild genügt die Verteilung der Drücke nicht. Deshalb wurden die *Grenzstromlinien* in der Nähe der Eintrittskante des Schildes mit Hilfe eines *Anstrichverfahrens* (Titanweiss) sichtbar gemacht und photographiert (vgl. Bild 9). Um das Bild der Grenzstromlinien mit der Druckverteilung besser vergleichen zu können, wurde ein Abzug der Grenzstromlinien mit Hilfe einer klebenden Folie durchgeführt und abgewickelt. Die daraus abgezeichneten Grenzstromlinien der beiden Ringspalten sind in Bild 10 dargestellt.  $\bar{z}$  ist die Koordinate längs einer Mantellinie auf der Oberfläche  $i$  ( $i = 1$ : äusserer Ringspalt;  $i = 2$ : innerer Ringspalt) des Hitzeschildes.

Bild 10 kann wie folgt interpretiert werden [5, 6, 7]: Die Strömung teilt sich längs der oberen gestrichelten Linie entlang oder in unmittelbarer Nähe der Schildeintrittskante. Die gestrichelte Linie entspricht einer *Anlegelinie*.

Das Bild der Grenzstromlinien im Ringspalt 1 kann eine dreidimensionale Ablösung darstellen. Wegen der schiefen Anströmungsrichtung rollt sich vermutlich die Ablösungsfläche in einem Wirbel auf. Die Ablösungslinie ist die Linie, zu der die Teilchen an der Oberfläche des Schildes aus verschiedenen Richtungen zuströmen. Die Anlegelinie entspricht der gestrichelten Linie im Ringspalt 1, von der die Teilchen an der Schildoberfläche in verschiedenen Richtungen abströmen.

Die Gebiete, in denen sich die Ablösung bildet ( $350^\circ < \varphi < 120^\circ$  und  $170^\circ < \varphi < 300^\circ$ ) entsprechen denen, in welchen grosse Druckunterschiede ( $\overline{p}_2 - \overline{p}_1$ ) beobachtet werden. Im Ringspalt 1 erfahren die Stromlinien in der Ablösungszone eine starke Kontraktion. Dadurch entstehen dort im Gegensatz zum Ringspalt 2 grosse Unterdrücke. In den Gebieten, in denen keine Ablösung stattfindet ( $120^\circ < \varphi < 150^\circ$  und  $300^\circ < \varphi < 330^\circ$ ), sind dagegen die Drücke in beiden Ringspalten praktisch gleich.

Dem Strömungsfeld am Hitzeschild (Ringspalt 1,  $90^\circ < \varphi < 120^\circ$ ) zwingt der Einlauf ( $\varphi = 180^\circ$ ) einen starken positiven Druckgradienten in Umfangsrichtung auf.<sup>2)</sup>

<sup>2)</sup> Die Verteilung der mittleren Drücke im Ringspalt 2 ist praktisch rotationssymmetrisch. Daher sind die Druckgradienten in Umfangsrichtung (Bild 8) im wesentlichen die der mittleren Drücke im Ringspalt 1

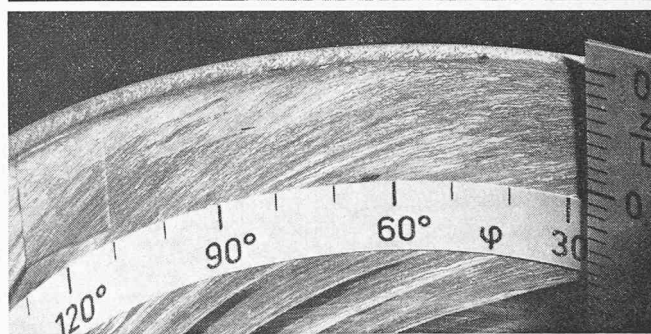
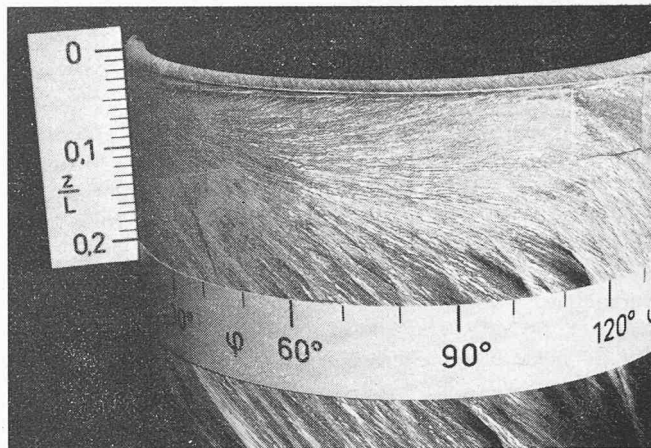


Bild 9. Grenzstromlinienbild (Titanweiss) in der Nähe der Eintrittskante des Hitzeschildes. Äusserer Ringspalt (oben), innerer Ringspalt (unten)

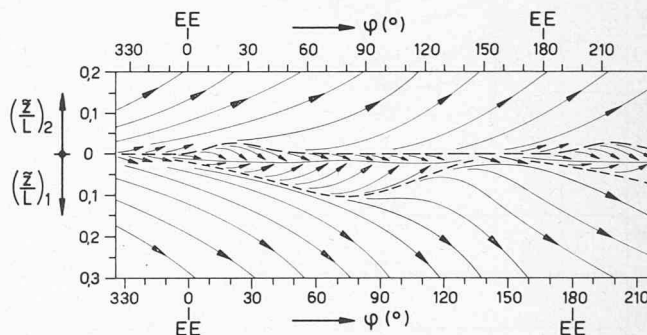


Bild 10. Grenzstromlinien in der Nähe der Eintrittskante des Hitzeschildes. (1) äusserer Ringspalt; (2) innerer Ringspalt; (EE) Einlaufebene

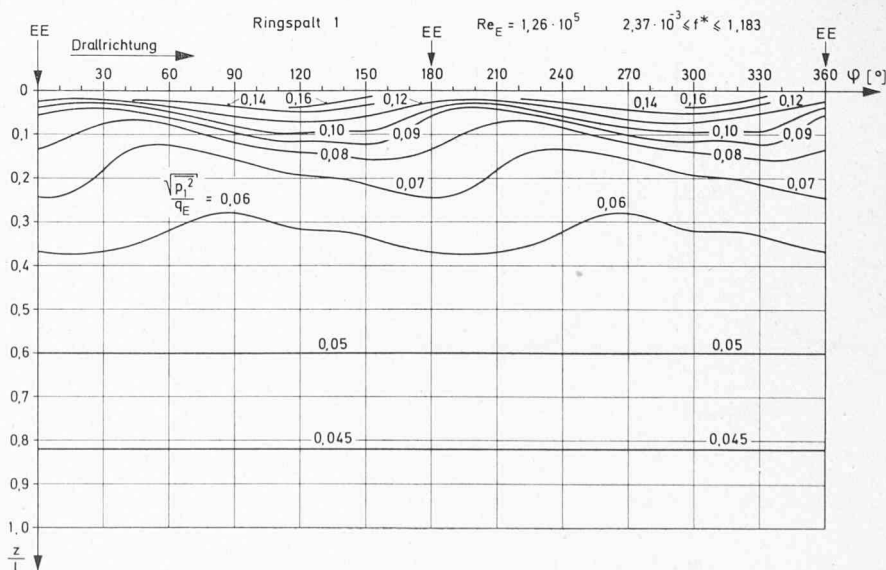


Bild 11. Verteilung der instationären Drücke über dem abgewickelten Hitzeschild. (Ringspalt 1)

In diesem Bereich endet die Ablösungszone und es treten die stärksten Druckschwankungen auf, deren Leistungsspektrumsdichte durch das Auftreten von SD1 und SD2 gekennzeichnet ist (vgl. Bild 5 und 6). Dieselben Verhältnisse finden ebenfalls im Bereich  $270^\circ < \varphi < 300^\circ$  statt.

#### Verteilung der instationären Drücke

Die räumliche Verteilung der Effektivwerte der Wanddruckschwankungen beidseits des Hitzeschildes ist aus Bild 11 und Bild 12 ersichtlich. Für beide Ringspalten sind die Druckverteilungen innerhalb der Messgenauigkeit polar-symmetrisch. Die grössten gemessenen Druckschwankungen treten auf für beide Ringspalten im Bereich  $120^\circ \leq \varphi \leq 150^\circ$  und  $300^\circ \leq \varphi \leq 330^\circ$ .

#### Amplituden-Wahrscheinlichkeitsdichte der Druckschwankungen (AWD)

Ausser der Bestimmung der quadratischen Mittelwerte der Drücke sind für den Festigkeitsnachweis eines Elementes Angaben über die *Amplituden der auftretenden Druckspitzen* notwendig. Die AWD  $w(p)$  gibt die Wahrscheinlichkeit an, dass zu einer beliebigen Zeit die Amplitude des Druckes  $p(t)$  sich in einem bestimmten Druckbereich  $(p, p + \Delta p)$  befindet.

Die AWD der Druckschwankungen wurde an einigen Stellen am Hitzeschild gemessen und als normierte AWD ( $k = p/\sqrt{p^2}$ ) in Bild 13 aufgetragen. Daraus ist ersichtlich: Die gemessene AWD entspricht annähernd einer Gausschen Verteilung.

$$w(p) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2} k^2}$$

Daher kann näherungsweise die Wahrscheinlichkeit angegeben werden, dass eine Druckspitze  $p(t)$  das  $k$ -fache des Effektivwertes  $\sqrt{p^2}$  überschreitet:

$$\text{Wahr} \left\{ p > k \sqrt{p^2} \right\} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_k^\infty e^{-\frac{1}{2} s^2} ds$$

Beispielsweise:

$$\text{Wahr} \left\{ p > 3 \sqrt{p^2} \right\} = 0,135\%$$

#### Verteilung des räumlichen Korrelationskoeffizienten

Die Druckschwankungen, die am Hitzeschild wirken, können nur grosse Teillasten ergeben, wenn sie über grössere

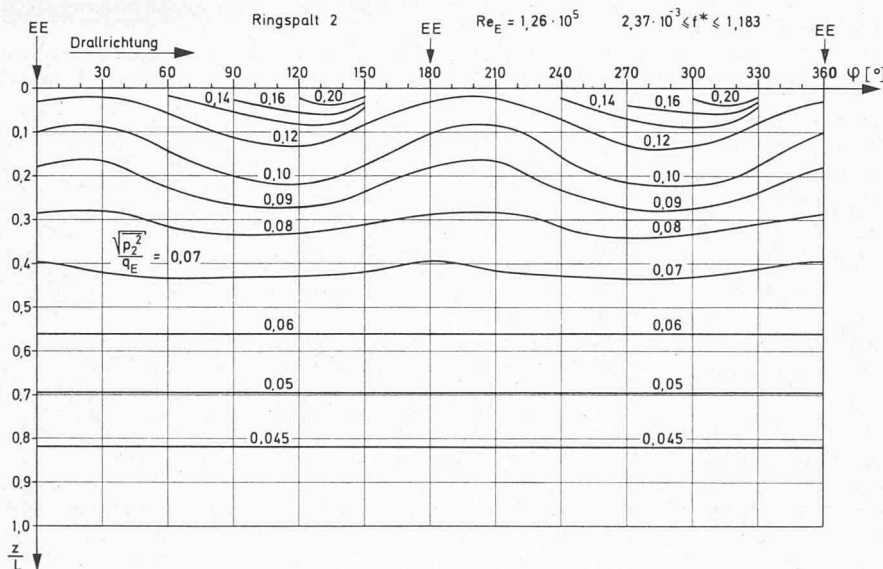


Bild 12. Verteilung der instationären Drücke über dem abgewickelten Hitzeschild. (Ringspalt 2)

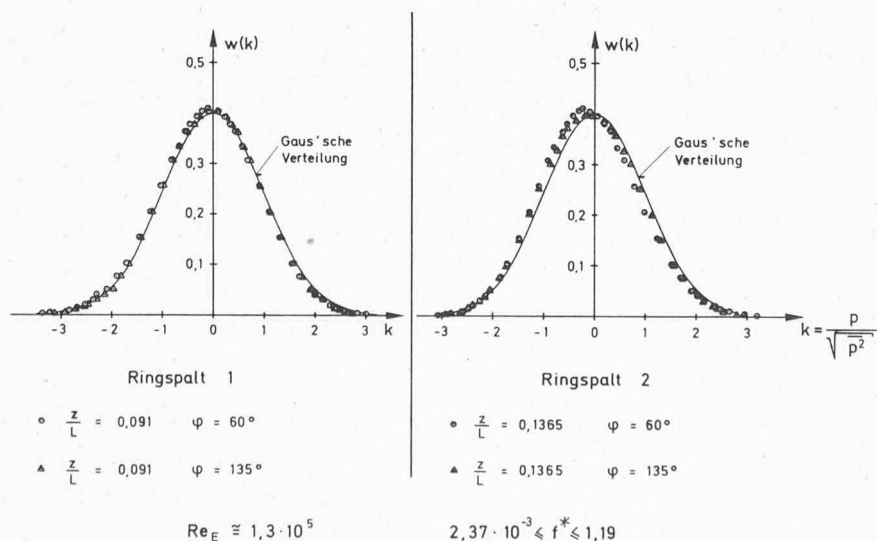


Bild 13. Amplituden-Wahrscheinlichkeitsdichte der Wanddruckschwankungen am Hitzeschild



Abstände – verglichen zu den Schildabmessungen – korreliert sind, d.h. im Takt schwanken.

Es sei A ein Punkt der Schildoberfläche mit den Koordinaten  $(z, \varphi)$  und B ein anderer Punkt der Schildoberfläche, dessen Koordinaten  $(\zeta, \vartheta)$  zur Unterscheidung mit  $(z, \varphi)$  bezeichnet werden sollen. Die räumliche Korrelationsfunktion  $R_{ij}(A, B)$  zwischen Drücken von denen der eine im Punkte A, der andere im Punkte B wirkt ist definiert als

$$R_{ij}(A, B) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T p_i(A, t) \cdot p_j(B, t) dt$$

$$i = 1, 2$$

$$j = 1, 2$$

$R_{ij}$  für  $i = j$  ist die Korrelation zwischen Drücken, die auf dieselbe Wandoberfläche des Hitzeschildes wirken.

$R_{ij}$  für  $i \neq j$  ist die Korrelation zwischen Drücken, von denen der eine auf die konkave, der andere auf die konvexe Oberfläche des Hitzeschildes wirkt.

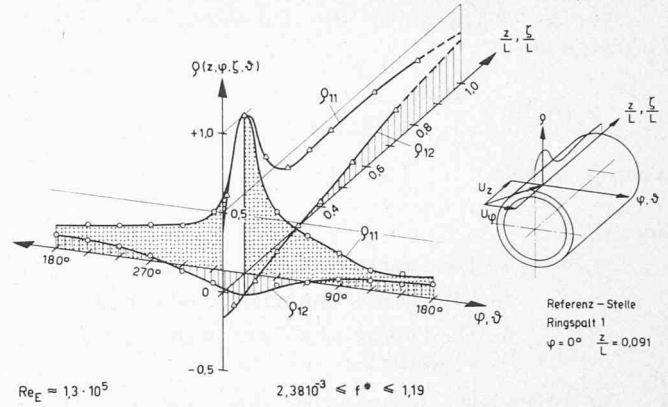


Bild 14. Übersicht der Verteilung des räumlichen Korrelationskoeffizienten über dem abgewickelten Hitzeschild

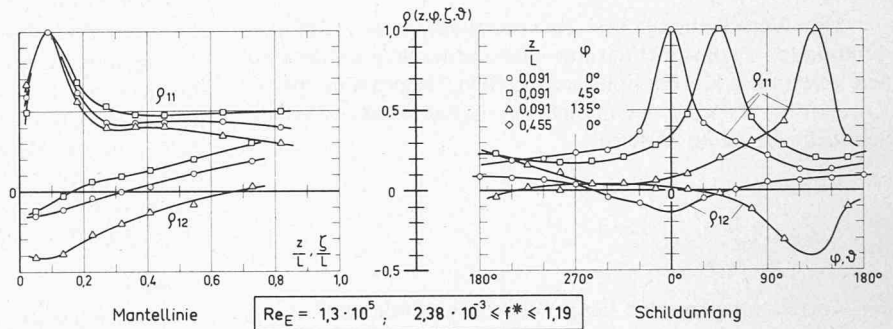


Bild 15. Einfluss der Referenzstelle (Ringspalt 1) auf die Verteilung des räumlichen Korrelationskoeffizienten

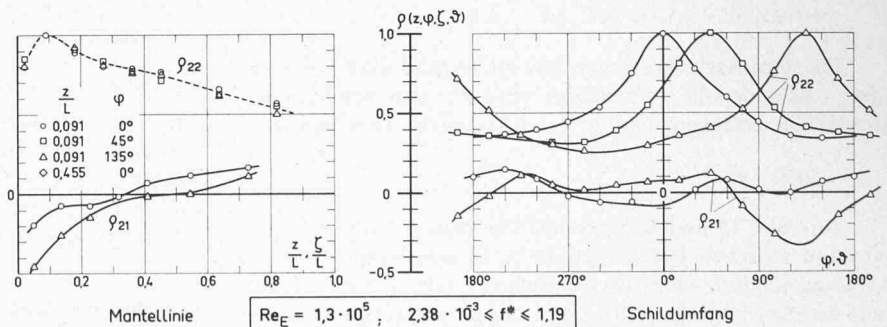
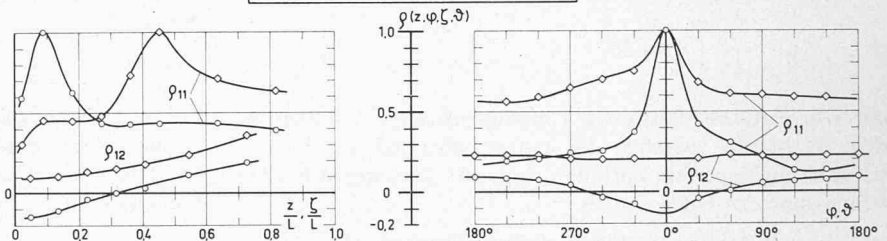
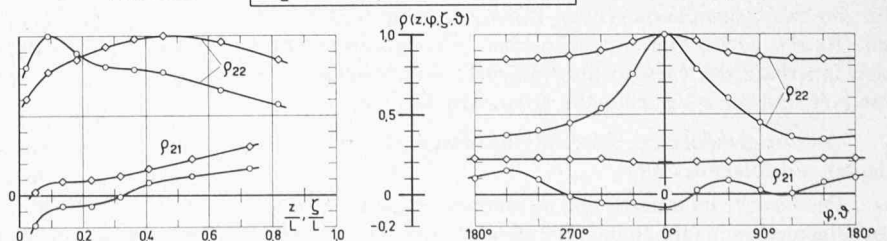


Bild 16. Einfluss der Referenzstelle (Ringspalt 2) auf die Verteilung des räumlichen Korrelationskoeffizienten



Aus  $R_{ij}$  definiert man den räumlichen Korrelationskoeffizient als

$$\rho_{ij}(A, B) = \frac{R_{ij}(A, B)}{p'_i(A) \cdot p'_j(B)} \quad -1 \leq \rho \leq +1$$

wobei  $p' = \sqrt{\overline{p^2}}$

**Spezialfälle:**

- $\rho_{ij} = +1$ : Die Drücke schwanken im Takt
- $\rho_{ij} = -1$ : Die Drücke schwanken im Gegenteil
- $\rho_{ij} = 0$ : Die Drücke schwanken unabhängig voneinander

Die vorliegenden Messungen der  $\rho$ -Verteilung beschränken sich auf einige wenige Referenzstellen am Hitzeschild und zwei Hauptrichtungen. Der Verlauf des Korrelationskoeffizienten wurde am Hitzeschild längs der Mantellinie und der Leitlinie bestimmt, deren Schnittpunkt im Referenzpunkt  $(z, \varphi)$  liegt (vgl. Bild 14). In Bild 15 und 16 ist für verschiedene Referenzpunkte die gemessene Verteilung des Korrelationskoeffizienten dargestellt. In Bild 15 liegen die Referenzpunkte im Ringspalt 1, in Bild 16 im Ringspalt 2.

$$\rho_{ij} \quad i = j:$$

Die Verschiebung des Referenzpunktes in Umfangsrichtung ( $z = \text{konstant}$ ) hat nur einen schwachen Einfluss auf den Verlauf des Korrelationskoeffizienten. Dagegen nimmt die Korrelation stark zu, wenn sich der Referenzpunkt von der Schildeintrittskante entfernt.

Es sei:

$$\Lambda_z = \frac{1}{L} \int_0^L \rho(\zeta) d\zeta$$

der Korrelationsmassstab längs einer Mantellinie und:

$$\Lambda_\varphi = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \rho(\vartheta) d\vartheta$$

der Korrelationsmassstab in Umfangsrichtung.  $\Lambda$  entspricht dem Verhältnis zwischen der Länge, über der die Druckschwankungen perfekt korreliert sind, und der entsprechenden Abmessung des Hitzeschildes.

$\Lambda_z$  und  $\Lambda_\varphi$  wurden für die Referenzpunkte  $z/L = 0,091$ ,  $\varphi = 0^\circ, 45^\circ, 135^\circ$  bestimmt. Es ergab sich:

- Ringspalt 1:  $\Lambda_z = 0,5$ ;  $\Lambda_\varphi = 0,3$
- Ringspalt 2:  $\Lambda_z = 0,7$ ;  $\Lambda_\varphi = 0,5$

Die Druckschwankungen am Hitzeschild sind korreliert über Abstände, die vergleichbar sind mit den Schildabmessungen. Sie erzeugen somit grosse instationäre Drucklasten.

$$\rho_{ij} \quad i \neq j:$$

Aus Bild 15 und 16 ist ersichtlich, dass  $\rho_{ij}$  nicht nur vom Abstand zwischen Referenzpunkt  $(z, \varphi)$  und Aufpunkt  $(\zeta, \vartheta)$  abhängt, sondern auch von der Referenzstelle selbst. Der Verlauf des Korrelationskoeffizienten wurde zusätzlich bestimmt für die zwei gegenüberliegenden Referenzpunkte  $(0,091, 135^\circ)$  und  $(0,091, 315^\circ)$ . Die entsprechenden  $\rho$ -Verteilungen liessen sich innerhalb der Messgenauigkeit nicht unterscheiden. Vermutlich sind die  $\rho$ -Verteilungen polar-symmetrisch.

Die durchgeführten Korrelationsmessungen  $\rho_{ij}$  für  $i \neq j$  deuten auf folgendes hin:

Die Drücke im inneren und äusseren Ringspalt schwanken im allgemeinen unabhängig voneinander. Jedoch sind in der

Umgebung des Referenzpunktes  $(0,091, 135^\circ)$   $p_1(t)$  und  $p_2(t)$  miteinander relativ stark negativ korreliert. Dadurch werden in diesem Gebiet kräftige Lastschwankungen auftreten.

Die durchgeführten Messungen des Korrelationskoeffizienten zeigen somit, dass grosse instationäre Teillasten in der Nähe der Eintrittskante des Hitzeschildes auftreten, insbesondere in der Umgebung von  $\varphi = 135^\circ$  und  $315^\circ$  (grosse Druckschwankungen auf derselben Schildoberfläche, stark korreliert, zusätzliche Beiträge aus negativer Korrelation mit Druckschwankungen des anderen Ringspalt).

## Zusammenfassung und Schlussfolgerungen

Die vorliegende Studie befasst sich mit der Untersuchung der Eigenschaften der strömungsbedingten Wanddruckschwankungen, die am Hitzeschild und in den Einlaufrohren des Modelles eines Leichtwasserreaktors auftreten.

### Eigenschaften der gemessenen Druckschwankungen am Hitzeschild

Eliminiert man die akustisch bedingten Druckschwankungen (denn sie haben keine Modellähnlichkeit mit dem Original-Reaktor [3]), so verbleiben die strömungsbedingten Druckschwankungen.

Im untersuchten Re-Bereich ( $10^5 \leq Re_E \leq 1,5 \cdot 10^5$ ) ist die dimensionslose Leistungsspektrumsdichte der strömungsbedingten Druckschwankungen unabhängig von der Reynoldszahl. Die im Modell gemessenen Druckschwankungen (bezogen auf einen charakteristischen Staudruck) haben die gleiche Grössenordnung wie die, welche in einer Grossausführung gemessen wurden.

### Frequenz

Die stärksten Druckschwankungen liegen im Frequenzbereich:

$$f^* = f \cdot D_E / u_E \leq 0,6$$

Die Leistungsspektrumsdichte der Drücke ist gekennzeichnet durch zwei Spitzen (SD1 und SD2). SD1 ( $f^* = 0,07$ ) entspricht einer periodischen und SD2 ( $f^* = 0,43$ ) einer schmalbandigen, stochastischen Druckschwankung.

### Amplitude

Die Standard-Abweichung der Druckschwankungen beträgt  $\sqrt{\overline{p^2}}/q_E \leq 0,24$ . Die Amplitudenwahrscheinlichkeitsdichte der Drücke am Hitzeschild entspricht im wesentlichen einer Gaußschen Verteilung.

### Räumliche Korrelation

Die Druckschwankungen am Hitzeschild sind korreliert über Abstände, die von der Grössenordnung der Schildabmessungen sind. Die Druckschwankungen des einen Ringspalt sind im allgemeinen schwach korreliert mit den Druckschwankungen des anderen Ringspalt.

### Ursachen der starken Druckschwankungen

Der Krümmer und der nachgeschaltete Diffusor, die in die Einlaufrohre eingebaut sind, verursachen Strömungsverhältnisse, bei denen SD1 und SD2 entstehen.

Am Hitzeschild findet in der Nähe der Eintrittskante offenbar eine Ablösung statt. Im Gebiet – stromaufwärts der Einläufe –, in dem die Ablösungszone endet, zwingt der Einlauf dem Strömungsfeld einen starken positiven Druckgradienten auf. Dort entstehen die stärksten Druckschwankungen.

## Zusammenstellung der häufigsten Bezeichnungen

Die Bezeichnungen der einzelnen Teile des Reaktor-Modells und die verwendeten Koordinatensysteme sind in Bild 2 dargestellt.

### Einlaufrohr

$x, \psi$	Lagekoordinaten
$L_E$	Länge des Rohres
$D_E$	Rohrdurchmesser

### Hitzeschild

$z, \varphi; \zeta, \vartheta$	Lagekoordinaten
A ( $z, \varphi$ ); B ( $\zeta, \vartheta$ )	Punkte auf der Oberfläche des Hitzeschildes
$L$	Schildlänge
$u_E$	Geschwindigkeit der Kernströmung am Endquerschnitt der Einlaufdüse
$\rho$	Dichte des Strömungsmediums
$q_E$	Bezugsstaudruck, bestimmt am Endquerschnitt der Einlaufdüse

$$q_E = \rho/2 \cdot u_E^2$$

$\nu$	Kinematische Zähigkeit
$Re_E$	Reynoldssche Zahl $Re_E = u_E \cdot D_E / \nu$
$\bar{p}$	Zeitlicher Mittelwert des Druckes
$p$	Druckschwankung
$\overline{p^2}$	Varianz der Druckschwankung
$p'$	Effektivwert (Standardabweichung) $p' = \sqrt{\overline{p^2}}$
$f$	Frequenz
$f^*$	Strouhal-Zahl $f^* = f \cdot D_E / u_E$
$G(A, f)$	Leistungsspektrumsdichte der Druckschwankungen
$G^*$	Dimensionslose Leistungsspektrumsdichte

$$G^* = (G/q_E^2) \cdot \frac{u_E}{D_E}$$

$\rho_{ij}(A, B)$	Räumlicher Korrelationskoeffizient
$R(\tau)$	Autokorrelationsfunktion

### Indices

$i, j$	Beziehen sich auf die Ringspalte ( $i = 1, 2; j = 1, 2$ )
1	Äusserer Ringspalt (konvexe Oberfläche des Schildes)
2	Innerer Ringspalt (konkave Oberfläche des Schildes)
E	Einlaufrohre

### Abkürzungen

FK	Filterkasten
D	Einlaufdüse
GR	Gleichrichter
KR	Krümmen
DVR	Diffusor-Vorschaltrohr
DF	Diffusor
AK	Akustisch bedingte Druckschwankungen
SD	Strömungsbedingte Druckschwankungen
SD 1, SD 2	Spitzen der Leistungsspektrumsdichte des SD
EE	Einlaufebene
AWD	Amplitudenwahrscheinlichkeitsdichte

kungen. Bemerkenswert ist, dass die Leistungsspektrumsdichte dieser starken Druckschwankungen denselben Charakter aufweist wie die Leistungsspektrumsdichte der Druckschwankungen im Einlaufrohr (gleichzeitiges Auftreten von SD 1 und SD 2).

Die *Einlaufgeometrie kann somit einen tiefgreifenden Einfluss auf die Strömungsverhältnisse am Hitzeschild ausüben*, insbesondere was die Stärke und die Lage der grössten Druckschwankungen anbelangt.

### Instationäre Lasten am Hitzeschild

Es wurde festgestellt, dass die Eigenfrequenz der Ovalisierungsschwingung (vom Hitzeschild in Leichtwasserreaktoren) im Frequenzband der grössten Druckschwankungen liegt.

Die maximalen beobachteten Amplituden der Druckschwankungen erreichen 70% des Staudruckes der Einlaufströmung. Umgerechnet auf die Grossausführung liegen diese Druckspitzen in der Grössenordnung von  $4 \cdot 10^3$  kp/m<sup>2</sup>. Da diese Drücke zusätzlich über grössere Abstände korreliert sind, können also grosse instationäre Teillasten entstehen, die den Hitzeschild zu Ovalisierungsschwingungen anregen.

### Nachwort

Diese Arbeit ist auf Anregung von Herrn Prof. Dr. J. Ackeret entstanden und am *Institut für Aerodynamik* der ETH unter der Leitung von Herrn Prof. Dr. N. Rott durchgeführt worden. Der Verfasser möchte den genannten Professoren für ihre wertvollen

Ratschläge und ihre Unterstützung herzlich danken. Sein Dank gebührt weiter den *Nordostschweizerischen Kraftwerken* (NOK) für die grosszügige finanzielle Unterstützung, die diese Arbeit erst ermöglichte.

### Literaturverzeichnis

- [1] Knödler D. und Ruf R.: «Schwingungsuntersuchungen an den Kerneinheiten des KWO.» Nov. 1968, Atomwirtschaft.
- [2] Kiefer J.: «4e conférence int. des Nations Unies sur l'utilisation de l'énergie atomique à des fins pacifiques. Les incidents survenus au réacteur de la SENA.» 1971.
- [3] Capitaine G.: «Instationäre Strömungsvorgänge im Modell eines Leichtwasserreaktors.» Dissertation ETHZ 5528, 1975.
- [4] Lazzeri L. und Dini D.: «Vibrations of the internals of pressurized water reactors.» Proc. of the first int. conf. on structural mechanics in reactor technology vol. 3 part E, 1971.
- [5] Mager A.: «Three-dimensional laminar boundary layers.» High speed aerodynamics and jet propulsion vol. IV. Princeton uni. press, 1964.
- [6] Taylor E. S.: «Some problems of recognizing and defining separation of the skewed boundary layer.» Proc. of the Symposium on the fluid mechanics of internal flow, General Motors Res. Labs, Warren, Michigan. (Ed. G. Sovran 1967.)
- [7] Lovell D. A. und Owen T. B.: «Low-speed wind-tunnel measurements of surface pressure fluctuations on two slender-wing models.» RAE Techn. Rep. 70168, 1970.

Adresse des Verfassers: Dr. G. Capitaine, Battelle Forschungszentrum Genf, 7, route de Drize, 1227 Carouge GE.