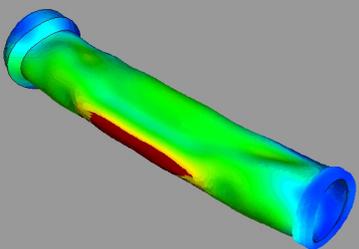
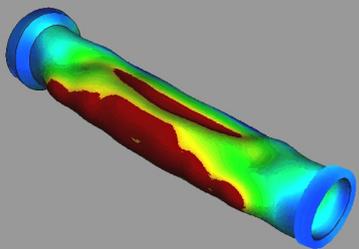
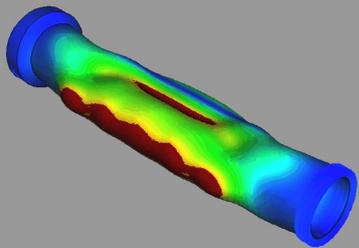
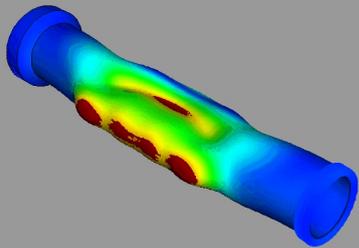
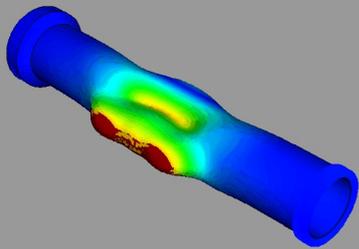
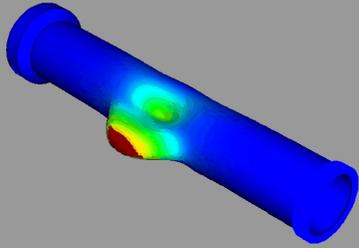
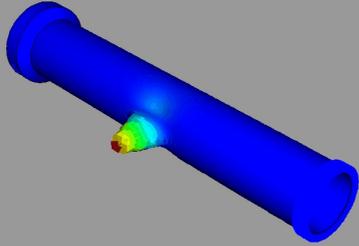


Institut für Mess- und Regelungstechnik
Universität Karlsruhe (TH)
Nr. 003

Dipl.-Geophys. Jürgen Herbst

Zerstörungsfreie Prüfung
von Abwasserkanälen
mit Klopfeschall



Dissertation, Universität Karlsruhe (TH), Fakultät für Maschinenbau, 2004

Impressum

Universitätsverlag Karlsruhe
c/o Universitätsbibliothek
Straße am Forum 2
D-76131 Karlsruhe

www.uvka.de

© Universitätsverlag Karlsruhe 2004
Print on Demand

ISSN 1613-4214
ISBN 3-937300-23-6

VORWORT

Die vorliegende Dissertation entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Mess- und Regelungstechnik der Universität Karlsruhe (TH). Herrn Prof. em. Dr.-Ing. Franz Mesch gilt mein besonderer Dank für die Betreuung meiner Arbeit und das mir entgegengebrachte Vertrauen. Ebenso danke ich Herrn Prof. Dr. Helmut Wilhelm für die freundliche und spontane Bereitschaft zur Übernahme des Korreferates und die wertvollen Diskussionen und Hinweise. Auch dem 2. Korreferenten, Herrn Prof. Dr.-Ing. Jörg Wauer danke ich herzlich für die hilfreichen Anregungen.

Herrn Dr.-Ing. Oswald Klingmüller bin ich für die fruchtbare Kooperation auf dem Gebiet der Klopfsprüfung, zahlreiche Anregungen und die große Freiheit, das Rohr-Impactometer zu modifizieren, zu großem Dank verpflichtet. Viel zu verdanken habe ich auch den Anregungen seines ehemaligen Mitarbeiters Herrn Michael Knebel, die mir den Einstieg in die Thematik erleichterten.

Vielmals bedanken möchte ich mich auch bei meinen Projektpartnern in der Angewandten Geologie und am Fraunhofer Institut IITB für die gute und fruchtbare Zusammenarbeit, insbesondere Herrn Claus Heske, Herrn Leif Wolf und Herrn Dr. Munser für die freundliche Genehmigung, ihre Messergebnisse im Rahmen dieser Arbeit zu verwenden. Herrn Priv.-Doz. Dr. Matthias Eiswirth der für die Koordination des Projektes verantwortlich zeichnete, werde ich in gutem Andenken bewahren.

Mein herzlicher Dank gilt meinen Kolleginnen und Kollegen, den Werkstätten (insbesondere Herrn Manfred Hauser und Herrn Günther Barth für die vielfältigen praktischen Hilfestellungen bei der Umsetzung meiner Ideen) und dem Sekretariat für das angenehme Arbeitsklima. Den Humor von Frau Erna Schneider und die sehr gute Zusammenarbeit mit Frau Sieglinde Klimesch, besonders bei der Organisation der Praktika, werde ich nicht vergessen. Darüber hinaus gilt mein spezieller Dank Herrn Dipl.-Ing. Sören Kammel für das Korrekturlesen des Manuskriptes. Auch meinen fleißigen Diplom- und Studienarbeitern möchte ich meinen Dank aussprechen, allen voran Herrn Dipl.-Ing. Gianluca Tarantino.

Mein größter Dank gilt jedoch meinem HERRN Jesus Christus, der mir in der schwierigsten Zeit meines Lebens beistand, darüber hinaus die Kraft gegeben hat, nicht aufzugeben und neuen Mut, trotz aller privaten Schwierigkeiten die vorliegende Arbeit zu ihrem Abschluss zu bringen.

KURZFASSUNG

Die Idee, die technische Klopfprüfung zur Prüfung von Abwasserkanälen einzusetzen, wurde bislang in einem pragmatischen Ansatz verfolgt. Im Gegensatz dazu wird in der vorliegenden Arbeit gezeigt, wie die wissenschaftliche Durchdringung der komplexen Problematik der Klopfprüfung zu einer stabilen anwendungsfähigen Lösung führt. Eine transiente Anregung des verlegten Abwasserrohres mit einem Hammer erzeugt im Prüfobjekt Schwingungen, die sich beim Ausschwingvorgang zu Eigenschwingungen überlagern. Mit Hilfe von numerischen Modellen werden die Auswirkungen von Fehlstellen (Risse bzw. Hohlräume im Bereich der Rohrbettung) auf die Schwingungsantwort veranschaulicht. Die numerischen Ergebnisse fließen in die Optimierung der Messtechnik und der Signalverarbeitung mit ein. Digitale Filterverfahren verbessern die Qualität der infolge von Kontaktproblemen beeinträchtigten Messungen, so dass eine zuverlässige Schadensdiagnose möglich wird. Die im Labor und in situ erzielten Messergebnisse werden in den Kontext anderer Sensoren gestellt, die auf unterschiedlichen physikalischen Prinzipien basieren.

ABSTRACT

An acoustical impact test device was developed to investigate the condition of sewer pipes. The measuring device is not only suitable for detecting cracks in the pipe wall, but also the bedding conditions of sewer pipes can be evaluated by measuring the vibrations excited by the impact resulting in eigenmodes. The natural frequencies of the pipes being investigated were obtained by numerical calculations. The calculations allow precise data analysis yielding good and reproducible results. Numerical and experimental examples are given, by which the complex vibration behaviour of cylindrical structures is shown. This way the measuring configuration is being optimised.

Identification of the pipes sleeves allows a distinction of cavities from sleeves which show a very similar behaviour in the vibrational answer of a pipe being excited by an hammer pulse. Measuring the acceleration to obtain the vibrational answer of a pipe is a contact problem so far. Using filter techniques helps to minimize this contact problem, resulting in improved Signal-to-noise-ratios by factor 4 or more. A solution by using a different measuring principle is proposed as well.

INHALTSVERZEICHNIS

Vorwort.....	I
Kurzfassung	II
Abstract.....	II
Inhaltsverzeichnis	III
Symbol- und Abkürzungsverzeichnis	VI

1	Einführung	1
1.1	Geschichtlicher Abriss.....	1
1.2	Stand der Technik.....	2
1.3	Problemstellung und Vorgehensweise.....	4
2	Physikalische Grundlagen der Schallausbreitung	8
2.1	Körperschall.....	8
2.1.1	Die Wellengleichung	9
2.1.2	Longitudinalwellen.....	11
2.1.3	Transversalwellen.....	14
2.1.4	Rayleighwellen	15
2.1.5	Plattenwellen (Lamb-Wellen).....	16
2.1.6	Biegewellen	17
2.2	Körperschall in Hohlzylindern.....	20
2.2.1	Ausbreitung von Körperschall in Hohlzylindern.....	20
2.2.2	Dispersionsdiagramm	24
2.2.3	Eigenschwingungen und Resonanzfrequenzen.....	29
2.3	Schalldämpfung.....	30
2.3.1	Eigen- und Strukturdämpfung	30
2.3.2	Schwingungsdämpfung infolge von angrenzenden Strukturen	32
3	Klopfprüfung	35
3.1	Anregung von Körperschall.....	35
3.1.1	Resonanzverfahren (Impact Echo).....	35
3.1.2	Klopfprüfung von Zylinderrohren	36
3.2	Messen von Körperschall	39
3.2.1	Beschleunigungssensoren	39
3.2.2	Mikrofone	42
3.3	Übertragungsverhalten.....	44

3.3.1	Übertragungsverhalten des Messgerätes	46
3.3.2	Übertragungsverhalten des Rohres	53
3.4	Rissdetektion	68
3.4.1	Auswirkung von Rissen auf die Wellenausbreitung	68
3.4.2	Auswirkung von Rissen auf die Eigenschwingungen	71
3.5	Hohlraumdetektion	75
3.6	Muffenidentifikation	81
3.7	Optimierung der Systemauslegung	82
3.7.1	Optimale Sensorkonfiguration in Umfangsrichtung:	82
3.7.2	Optimale Sensorkonfiguration in axialer Richtung	84
3.7.3	Optimierung der Hammer-Sensor-Einheit	85
4	Merkmalsextraktion	86
4.1	Vorverarbeitung	86
4.1.1	Bandpassfilterung	86
4.1.2	Korrelation	87
4.1.2.1	Autokorrelationsfunktion (AKF)	87
4.1.2.2	Kreuzkorrelationsfunktion (KKF)	88
4.1.2.3	Korrelationskoeffizient	88
4.1.2.4	Energiedichtespektrum	88
4.1.2.5	Unterdrückung von Rauschen durch Kreuzkorrelation	89
4.2	Muffenidentifikation	91
4.3	Rissdetektion	94
4.4	Hohlraumdetektion	96
5	Messergebnisse	104
5.1	Freies Rohr	104
5.1.1	Schallausbreitung in axialer Richtung	104
5.1.2	Schallausbreitung in Umfangsrichtung	106
5.1.3	Konsequenzen für die Messpraxis	108
5.2	Gebettetes Rohr	109
5.2.1	Teststrecke im FZU	109
5.2.1.1	Beschreibung der Teststrecke	109
5.2.1.2	Rissdetektion mit Prototyp III	111
5.2.1.3	Hohlraumdetektion mit Prototyp I	113
5.2.1.4	Hohlraumdetektion mit Prototyp III	117
5.2.2	Kanalhaltung Rastatt Rheinau	124
5.2.2.1	Muffenidentifikation - Feldmessungen	125
5.2.2.2	Rissdetektion - Feldmessungen	126
5.2.2.3	Hohlraumdetektion - Feldmessungen	129
5.3	Vergleich der Beschleunigungssignale mit Luftschall	131

6	Bewertung des Verfahrens	134
6.1	Messgenauigkeit	134
6.1.1	Systematische Fehler	134
6.1.2	Statistische Fehler	135
6.1.2.1	Diskretisierungsfehler	136
6.1.2.2	Ankopplung der Aufnehmer	136
6.1.2.3	Signalrauschen	145
6.1.3	Messgenauigkeit der Rissdetektion	145
6.1.4	Messgenauigkeit der Hohlraumdetektion	147
6.2	Strategien zur Reduktion der Messfehler	148
6.3	Vergleich mit anderen Verfahren	149
6.3.1	Vergleich mit $\gamma\gamma$ -Sonde	150
6.3.2	Vergleich mit Mikrowellenrückstreusensor	152
6.3.3	Vergleich mit Geoelektriksonde	154
6.4	Abschließende Bewertung	157
7	Zusammenfassung	163
8	Literatur	166

SYMBOL- UND ABKÜRZUNGSVERZEICHNIS

a	Beschleunigung
b	Breite
c	Geschwindigkeit
c_g	Gruppengeschwindigkeit
c_L	Longitudinalwellengeschwindigkeit
c_{LI}	Quasi-Longitudinalwellengeschwindigkeit in Platten
c_{LII}	Quasi-Longitudinalwellengeschwindigkeit in Stäben
c_p	Phasengeschwindigkeit
c_R	Rayleighwellengeschwindigkeit
c_T	Transversalwellengeschwindigkeit
d	Wanddicke, Dämpfungskoeffizient
d_{krit}	kritische Dämpfung
dB	Dezibel
D_{ijkl}	Spannungstensor
f	Frequenz
$f_{Gr,o}$	obere Grenzfrequenz
$f_{Gr,u}$	untere Grenzfrequenz
f_{Ring}	Ringdehnfrequenz
g	Erdbeschleunigung
h	Plattenbreite, Zylinderwandstärke
i, j	imaginäre Einheit
k	Wellenzahl, Zeitkonstante, Federkonstante
k_B	Wellenzahl einer Biegewelle
k_r	Wellenzahl in radialer Richtung

k_z	Wellenzahl in axialer (z-)Richtung
k_L	Wellenzahl einer Longitudinalwelle
k_T	Wellenzahl einer Transversalwelle
l	Rohrlänge
l_{Riss}	Risslänge
m	Anzahl der Wellen der Eigenschwingung in Axialrichtung
m	Masse
m'	auf die Länge bezogene Masse eines Stabes
m''	auf die Fläche bezogene Masse einer Platte
n	Anzahl der Wellen der Eigenschwingung in Umfangsrichtung
n	Anzahl der Messwerte
\vec{n}	Normalenvektor
p	Druck
r	Zylinderradius, Rohrradius
s	Messgröße
t	Zeit
u	Verschiebung
v	Schallschnelle, Frequenzparameter
v_y	transversale Geschwindigkeit einer Biegewelle
x	kartesische Koordinate, Messgröße
y	kartesische Koordinate, Messgröße
w_z	Winkelgeschwindigkeit einer Biegewelle um die zur Stabachse senkrechte z-Achse
z	kartesische Koordinate
A	Querschnittsfläche
A_i	Konstante
A	Amplitude
B	Biegesteifigkeit, Skempton Verhältnis

B'	Biegesteifigkeit einer Platte bezogen auf die Breite
B_i	Konstante
C_i	Konstante
$C_{xy}(\tau)$	Kovarianzfunktion
D	longitudinale Steifigkeit
E	Elastizitätsmodul
E_B	Schwingungsenergie eines Rohres mit Hohlraum der Breite B
E_{kin}	kinetische Energie
E_{pot}	potentielle Energie
$E_{kin,V}$	kinetische Energiedichte
$E_{pot,V}$	potentielle Energiedichte
E_U	Schwingungsenergie eines ungebetteten Rohres
E_V	Schwingungsenergie eines vollständig gebetteten Rohres
F	Kraft
G	Schubmodul, Übertragungsfunktion
I	Flächenträgheitsmoment
I	Intensität
J_n	Besselfunktion der ersten Art
K	Kompressionsmodul
M_z	um die z-Achse wirkendes Biegemoment
N	Anzahl der Messwerte
P	Schallleistung, Porendruck
Q	Biotscher Kompressibilitätsparameter
R	Zylinderradius
R	Reflexionskoeffizient
S	Speichercompressibilität
S_{xy}	Kreuzleistungsdichtespektrum

S_{xx}, S_{yy}	Autoleistungsdichtespektren
T	Transmissionskoeffizient
T	Periodendauer, Messzeit
T_a	Abtastintervall
T_U	Umfangsperiodizität
U	Umfangswinkel
V	Volumen
W	Arbeit
W_D	Energiedissipation
X, Y	Amplitudenspektren
X^*, Y^*	konjugiert komplexe Amplitudenspektren
Y_n	Besselfunktion der 2. Art
Z	Impedanz
Z_A	akustische Impedanz
α	Tortuosität
β	Schräglage eines Querschnittes
χ	Krümmung
ε	Dehnung, Dielektrizitätskonstante
$\varepsilon_x, \varepsilon_y, \varepsilon_z$	Dehnung in x-, y-, z-Koordinatenrichtung
$\varepsilon_\theta, \varepsilon_r$	Dehnung in tangentialer und in radialer Richtung
γ	Schubdeformation
ϕ	Vektorpotential
$\varphi_\theta, \varphi_z$	Biegewinkel
η	Verschiebung in radialer Richtung, Verlustfaktor
λ	Wellenlänge, Lamésche Konstante
λ_L	Luftschallwellenlänge

λ_B	Biegewellenlänge
λ_z	Wellenlänge in z-Koordinatenrichtung
μ	Lamésche Konstante, Schermodul
ν	Poissonsche Zahl
ν_u	Poissonsche Zahl für den undrainierten Fall
θ	Umfangswinkel
ρ	Dichte
$\rho(\tau)$	Kreuzkorrelationskoeffizient
σ	Spannung, Abstrahlgrad, Standardabweichung,
τ	Zeitparameter
ω	Kreisfrequenz
ψ	Dämpfungsfaktor
ξ	Verschiebung in tangentialer Richtung
ζ	Vektorpotential, axiale Verschiebung, Dämpfungsgrad
Δ	Laplace-Operator
Θ'	Massenträgheitsmoment pro Längeneinheit
Φ_{xy}	Kreuzkorrelationsfunktion
Φ_{xx}, Φ_{yy}	Autokorrelationsfunktionen
Ω	Frequenzparameter
AKF	Autokorrelationsfunktion
ATV	Abwassertechnische Vereinigung
DFG	Deutsche Forschungsgemeinschaft
KKF	Kreuzkorrelationsfunktion
FT	Fourier-Transformation
SNR	Signal-to-Noise-Ratio (Signal-zu-Rausch-Verhältnis)

1 EINFÜHRUNG

1.1 Geschichtlicher Abriss

Kanalisationssysteme zur Ableitung von Abwasser kamen in Deutschland infolge der industriellen Entwicklung im Laufe des 19. Jahrhundert zunächst vor allem in den großen Städten auf. Eine flächendeckende Entsorgung von Abwässern konnte jedoch erst in der 2. Hälfte des 20. Jahrhunderts erreicht werden. Obwohl von Beginn an die Qualität der Werkstoffe und Bauteile im Vordergrund stand und diese nach den zur Zeit herrschenden Regeln der Technik verbaut wurden, waren die Abwasserkanäle infolge von Ausführungs- und Werkstofffehlern schon von Anfang an schadhafte [Ste92].

Nach 1984/85 und 1990 wurde 1997 von der Abwassertechnischen Vereinigung ATV eine dritte repräsentative Umfrage über den Zustand der Kanalisationen durchgeführt. Diese Umfrage ergab, dass über drei Viertel der insgesamt etwa 446 000 km der öffentlichen Kanalisationen nach Ende des zweiten Weltkrieges errichtet wurden, jedoch sind lediglich ein Drittel der Kanäle jünger als 25 Jahre. Die in Deutschland existierenden Kanalisationen sind in ihrer Zusammensetzung als sehr heterogen zu bezeichnen, hinsichtlich der Verwendung von Rohrwerkstoffen, Rohrverbindungen, Bettungsarten etc. Der Anteil von Steinzeug- und Betonrohren am gesamten Kanalnetz liegt jeweils bei etwa 45 %, die restlichen 10 % bestehen aus Mauerwerk, Kunststoff und Faserzement oder anderen Materialien [Hah01].

Aus der Umfrage ging weiterhin hervor, dass mehr als 15% aller Kanalisationen sanierungsbedürftig sind. Da es sich bei diesen Angaben lediglich um Schäden handelt, die per Videobefahrung ersichtlich sind, ist davon auszugehen, dass der tatsächliche Wert darüber liegt. Schätzungsweise 20% des Abwassers versickern aus schadhafte Kanalsystemen in den Untergrund. Infolge der Verschmutzung des Bodens stellt diese Tatsache eine ernsthafte Gefährdung der Trinkwasserversorgung dar. In [Ste92] werden die Sanierungskosten der Kanalsysteme auf 50 – 100 Mrd. DM geschätzt. Nicht zuletzt deswegen wurde 1989 ein groß angelegtes Forschungsprogramm vom BMBF aufgelegt, das die Entwicklung von Inspektionstechnologien förderte, mit dem Ziel, Sanierungen gezielt vornehmen und damit Kosten einsparen zu können.

In der Praxis werden nicht unbedingt die Schäden mit den größten Auswirkungen beseitigt, sondern aus rechtlichen Gründen die am leichtesten nachweisbaren Schäden. Um weiteren Fehlinvestitionen vorzubeugen, bedarf es einer möglichst genauen Detektion und Klassifikation der Schäden. Während begehbare Kanäle von Beginn an inspiziert wurden, hat die Inspektion nicht begehbare Kanäle erst in den letzten 20 Jahren mit der Entwicklung der TV-Kamera-Technik weite Verbreitung gefunden. Innerhalb der letzten 10 Jahre

wurden so mehr als 60% aller öffentlichen Kanäle einer optischen Inspektion unterzogen.

1.2 Stand der Technik

Die DIN 1986 Teil 30 sowie die Eigenkontrollverordnung der Länder in der Fassung von 1989 regelt die Wartungs- und Inspektionsmaßnahmen und -intervalle von nicht begehbaren Abwasserkanälen. Die optische Inspektion mit TV-Kameras ist das bislang einzige Inspektionsverfahren, das vom Gesetzgeber als Stand der Technik anerkannt wird. Sie wird im ATV-Merkblatt M 143 Teil 2 geregelt. Die ausschließlich optische Inspektion führt dazu, dass derzeit in der Regel nur optisch erfassbare Schäden erkannt und von den Kanalnetzbetreibern behoben werden [Mes03].

Darüber hinaus wurden in der Vergangenheit in der zerstörungsfreien Prüfung von erdverlegten Abwasserrohren große Anstrengungen unternommen, klassische zerstörungsfreie Prüfmethode und geophysikalische Messverfahren auf den speziellen Anwendungsfall hin zu adaptieren.

Übersicht über geophysikalische und zerstörungsfreie Prüfverfahren:

- Optische Verfahren (Lichtschnittsensor)
- Georadar
- Mikrowellensensor
- Geoelektrik
- Geo- und hydrochemische Sensoren
- Radioaktive Sensoren (γ -Sensor, Neutronensonde etc.)
- Ultraschallverfahren
- Akustische Leckortung (SeCorr-Verfahren)

Eine ausführlichere Übersicht findet man in [Eis01] oder [Mes03]. Bislang wurde keines dieser Verfahren von den maßgebenden Ausschüssen der ATV als Stand der Technik anerkannt. Gleichwohl wurde vor kurzem eine ATV-DVWK-Arbeitsgruppe „Lagerungsdefekte“ gebildet, die diese Problematik, die besonders in Städten mit Kanalhaltungen im Bereich hoher bzw. wechselnder Grundwasserstände auftritt, normativ und beratend behandelt.

1992 bis 1995 wurde im Rahmen des BMBF-Verbundvorhabens „Entwicklung eines flexibel einsetzbaren Roboters zur Kanalinspektion (KARO)“ ein erster Ansatz gemacht, eine Multisensorplattform zu entwickeln, auf welcher 3D-Lichtschnittsensoren, Ultraschall und Mikrowellenrückstreuungssensoren zur Detektion unterschiedlicher Schäden, unter anderem Bettungsfehlern, miteinander verknüpft wurden [Kar96]. Eine industrielle Umsetzung erfolgte nicht.

Versuche, die Rohrbettung von der Erdoberfläche aus zu erkunden, wurden in den 80er Jahren von der Firma DASA unternommen [Das93]. Das von ihr

entwickelte Verfahren konnten sich aber nicht am Markt durchsetzen. Erst in letzter Zeit wurden wieder vermehrt Anstrengungen unternommen, Lagerungsdefekte von Abwasserkanälen aus dem Abwasserkanal bzw. von der Straßenoberfläche aus mit Hilfe von Georadar zu orten. Sowohl die Firma DMT, Bochum, als auch EDM, Sandstadt, haben mit Georadar beachtliche Erfolge in der Beurteilung der Rohrbettung von der Straßenoberfläche aus erzielt [ATV03]. Jedoch hat dieses Verfahren Grenzen, wenn der Abwasserkanal tiefer als 0,5 m unterhalb des Grundwasserspiegels liegt, da infolge der hohen Dielektrizitätszahl von Wasser ein großer Teil der eingestrahnten Energie im gesättigten Boden absorbiert wird. Außerdem nimmt die Auflösung mit größeren Tiefen (2 bis 5 m) infolge der frequenzabhängigen Eindringtiefe der Radarwellen ab [GGU95].

Die Detektion von Lagerungsdefekten von der Straßenoberfläche aus kann jedoch keine Inspektion aus dem Abwasserkanal heraus ersetzen, weil nur hier hohe Auflösungen infolge der räumlichen Nähe zur Rohrbettung erzielt werden können. Eine Inspektion aus dem Abwasserkanal heraus erfordert ferngesteuerte Inspektionssysteme.

Jedoch stellt die eingeschränkte Zugänglichkeit sowie die durch den Rohrinwendurchmesser des zu prüfenden Abwasserrohres begrenzte Baugröße eines Inspektionsfahrzeuges, hohe Anforderungen an die Miniaturisierung der Trägersysteme für die Sensoren. Neben der Baugröße gibt es eine Vielzahl weiterer Anforderungen, die den Einsatz eines Sensorsystems erschweren.

Anforderungen an ein Inspektionssystem:

- Baugröße (80 - 85 % des Rohrdurchmessers, Länge)
- Bauform
- Vortrieb mit ausreichender Haftung
- Robustheit (mind. spritzwassergeschützt, besser gekapselt)
- Explosionsschutz
- Rostschutz

Vielfach wurde ausgehend von geophysikalischen Bohrlochsonden, an die in der Regel noch höhere Anforderungen hinsichtlich ihrer Robustheit gestellt werden, die Sensorik auf die speziellen Bedingungen im Abwasserkanal angepasst. Als Beispiele hierfür gelten Geoelektrik-Sonden, die γ -Sonde, die Neutronensonde sowie diverse Ultraschall-Sonden.

Bei den Ultraschall-Verfahren sind besonders das Impuls-Laufzeit-Verfahren und die Impuls-Echo-Methode zu nennen. Eine Übersicht über die Vielzahl von Literaturstellen zu diesen Verfahren findet man bei [The89] oder im Nondestructive Testing Handbook [Mci91].

1.3 Problemstellung und Vorgehensweise

Aufgrund des z.T. hohen Alters der kommunalen Kanalisationsnetze und der damit verbundenen Überschreitung der normativen Nutzungsdauer sowie aufgrund häufig vorkommender Ausführungs- oder Werkstofffehler, die oftmals erst mit zeitlicher Verzögerung erkannt werden, ist ein hoher Anteil der Abwasserrohre als schadhaft zu bezeichnen. Nach ATV M 143 Teil 1 wird der Begriff „Schaden“ folgendermaßen definiert:

Im Sinne der Instandhaltung ist ein Schaden der Zustand, der eine im Hinblick auf die Verwendung unzulässige Beeinträchtigung der Funktionsfähigkeit bedingt oder erwarten lässt.

Die am häufigsten vorkommenden Schäden können in folgende Klassen unterteilt werden:

Undichtigkeiten

- undichte Rohrverbindungen
- Längsrisse
- Querrisse
- materialbedingte Rohrundichtigkeit

Rohrbruch

- Scherbenbildung
- Einsturz, Totalversagen

Abflusshindernisse

- Ablagerungen
- Wurzeleinwuchs
- Einragende Bauten/Rohranschlüsse

Lageabweichungen in

- Vertikalrichtung
- Horizontalrichtung
- Längsrichtung

Mechanischer Verschleiß

- Abrieb durch Feststofftransport
- Kavitation
- ungeeignete Reinigungsverfahren

Korrosion

- Außenkorrosion infolge erhöhter Boden- und Grundwasseraggressivität
- Innenkorrosion infolge aggressiver Abwässer

Verformung

Hohlraumbildung

Der überwiegende Anteil der oben aufgelisteten Schäden kann anhand von optischen Inspektionsmethoden detektiert werden. Infolge einer verschärften Gesetzgebung hinsichtlich des Schutzes des Gutes Grundwasser gibt es jedoch erhöhte Anforderungen an die Dichtheit eines Abwasserkanals. Exfiltrationen verbunden mit einer Kontamination des Bodens und Grundwassers können für den Kanalnetzbetreiber sowohl haftungsrechtliche als auch abgaberechtliche und strafrechtliche Konsequenzen haben [WGH], [Ham88], [BGBL], [StGB] und [Sch88]. Eine optische Inspektion per Videokamera allein kann den Schutz des Grundwassers vor Verunreinigung nicht gewährleisten. Risse im auch bei Trockenwetterabfluss nicht einsehbaren Sohlbereich, undichte Muffenverbindungen und dergleichen erfordern zusätzliche Inspektionsmethoden.

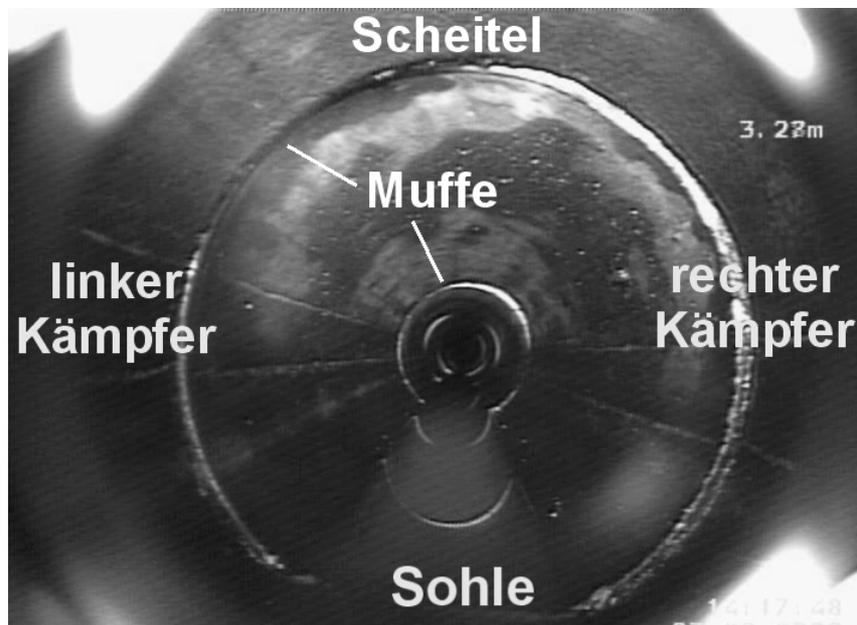


Abb. 1.1: TV-Bild einer Abwasserhaltung, Begriffserklärung

Als Triebfeder für die Anwendung zusätzlicher Inspektionsmethoden ist aber eher die Infiltration von Grundwasser in das Kanalnetz auszumachen, da sich hierdurch auf direktem Wege Kosten einsparen lassen, weil die Infiltration die zu klärende Abwassermenge erhöht, das Abwasser verdünnt und damit den Klärungsprozess ineffizienter und teurer macht. Speziell Kanalnetzbetreiber, deren Kanäle zum großen Teil unterhalb des Grundwasserspiegels liegen, sind an intakten Kanalisationen interessiert.

Infiltration von Grundwasser zieht in der Regel auch einen Eintrag von Bodenmaterial in die Kanalisation nach sich. Dies führt zu einer Schwächung der Rohrbettung bis hin zur Bildung von Hohlräumen in der unmittelbaren Rohrumgebung. Je nach Stärke des Materialeintrags kann sich dieser Prozess

über viele Jahre hinziehen, bis sich die Hohlräume entweder durch lokale Absenkung von Straßen und Fußgängerwegen oder Kollabieren des betroffenen Abwasserrohres bemerkbar macht.

Während das Verschwinden ganzer LKW ein spektakuläres und von der Presse vielbeachtetes aber eher singuläres Ereignis darstellt, ist das Einfallen einer Asphaltdecke oder Fahrbahnunebenheiten aufgrund auf- bzw. weggeschwemmten Bodens in vielen Städten häufiger zu beobachten.



Abb. 1.2: Einsturz der Fahrbahndecke infolge undichten Abwasserkanals

Es liegt daher im Interesse der Kanalnetzbetreiber, Hohlräume und Bereiche schwacher Rohrbettung frühzeitig auszumachen, um die Folgekosten, die mit dem Auftreten eines Schadens verbunden sind, bis hin zu Regressansprüchen von geschädigten Personen, möglichst gering zu halten.

Im Rahmen dieser Arbeit wird ein akustisches Verfahren zur Inspektion von Abwasserkanälen vorgestellt, mit dessen Hilfe sowohl Risse als auch die Bettungsbedingungen eines Abwasserkanals messtechnisch bestimmt werden können.

Die Idee, die technische Klopfprüfung zur Prüfung von Abwasserkanälen einzusetzen, wurde zunächst in einem pragmatischen Ansatz verfolgt [Kli94] und [Kli95]. Im Gegensatz dazu wird in der vorliegenden Arbeit gezeigt, wie die wissenschaftliche Durchdringung der komplexen Problematik der Klopfprüfung zu einer stabilen anwendungsfähigen Lösung führt. Ein wesentlicher Aspekt ist, dass die Anregung eines Rohres durch einen Schlag ein transientes und kein stationäres Problem ist. Die punktuelle Anregung durch einen Schlag

induziert eine Welle, die in eine gedämpfte Schwingung übergeht. Bei diesem Übergang können alle Wellenformen durchlaufen werden. Wie der Übergang tatsächlich stattfindet, hängt zudem von der Dämpfung und weiteren Faktoren (z.B. Frequenzspektrum der Anregung, Krümmungsradius, Wanddicke) ab. Bei gebetteten Rohren ist die Dämpfung so stark, dass bestimmte Wellenphänomene und Schwingungen gar nicht auftreten.

Die physikalischen Grundlagen dieser Wellenphänomene werden in Kapitel 2 erläutert, gefolgt von einer Darstellung des Messprinzips in Kapitel 3, die durch numerische Modellierungen ergänzt wird. Hier wird besonders der Einfluss von Rissen oder Hohlräumen auf das Schwingungsverhalten der Prüfobjekte diskutiert.

Die Erkenntnisse aus der Modellierung fließen unmittelbar in die Optimierung der Messtechnik und die Signalverarbeitung ein (Kapitel 4), die im Rahmen der Darstellung der Messergebnisse in Kapitel 5 erläutert wird. Eine Bewertung des Verfahrens im Hinblick auf eine Anwendung in der Praxis sowie ein Vergleich mit alternativen Messverfahren rundet diese Arbeit ab (Kapitel 6).

2 PHYSIKALISCHE GRUNDLAGEN DER SCHALLAUSBREITUNG

2.1 Körperschall

Da die Schallausbreitung in Luft als Sonderfall der Schallausbreitung in Festkörpern behandelt werden kann, wird ausschließlich der allgemeine Fall der linearen Wellenausbreitung in Festkörpern diskutiert.

Das mechanische Verhalten eines Festkörpers wird durch die Kontinuumsmechanik beschrieben. Die Voraussetzungen dafür, dass das verallgemeinerte Hookesche Gesetz zur Beschreibung des Verhaltens eines ideal-elastischen Festkörpers herangezogen werden kann, sind im Fall der akustischen Prüfung gegeben.

Für allgemeine, mehrdimensionale Spannungszustände gilt das verallgemeinerte Hookesche Gesetz

$$\sigma_{ij} = D_{ijkl} \cdot \varepsilon_{kl} \quad (2.1)$$

Es gilt die Einsteinsche Summenkonvention. Für ein homogenes und isotropes Medium, d.h. die Dichte ρ und die Laméschen Konstanten λ und μ sind konstant und richtungsunabhängig, vereinfacht sich der Spannungstensor D_{ijkl} [Lei68], so dass das verallgemeinerte Hookesche Gesetz dann

$$\sigma_{ij} = \lambda \delta_{ij} \varepsilon_{kk} + 2\mu \varepsilon_{ij} \quad (2.2)$$

lautet. In der nachfolgenden Tabelle 2.1 werden die Zusammenhänge zwischen den elastischen Konstanten isotroper Medien übersichtlich dargestellt. E bezeichnet hier den Elastizitätsmodul und ν die Poissonzahl, λ den Kompressions- und μ den Schermodul.

Es sei ausdrücklich darauf hingewiesen, dass dieser Zusammenhang lediglich die Annahme homogener und isotroper Medien berücksichtigt. Ebenso gilt das Hookesche Gesetz nur für die lineare Elastizität. Für den Fall der Wellenanregung durch Hammerschläge und die Wellenausbreitung in einem Hohlzylinder kann jedoch davon ausgegangen werden, dass diese Voraussetzungen erfüllt sind, da die angeregten Wellenlängen größer als die größten Inhomogenitäten sind und diese somit die Wellenausbreitung allenfalls geringfügig beeinflussen.

Tabelle 2.1: Gegenseitige Abhängigkeit der elastischen Konstanten isotroper Medien, Auszug aus [Ach73]

	λ, μ	E, μ	E, ν
λ	λ	$\frac{\mu(E - 2\mu)}{3\mu - E}$	$\frac{E\nu}{(1 + \nu)(1 - 2\nu)}$
$\mu = G$	μ	μ	$\frac{E}{2(1 + \nu)}$
E	$\frac{\mu(3\lambda + 2\mu)}{\lambda + \mu}$	E	E
ν	$\frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)}$	$\frac{E - 2\mu}{2\mu}$	ν

2.1.1 Die Wellengleichung

Die Grundgleichung der linearen Elastodynamik – für ein homogenes und isotropes Medium

$$\underline{F} + (\lambda + 2\mu) \nabla \nabla \cdot \underline{u} - \mu \nabla \times \nabla \times \underline{u} = \rho \frac{d^2 \underline{u}}{dt^2}, \quad (2.3)$$

setzt sich aus einem zeitlich abhängigen Verschiebungsterm, der anregenden Kraft \underline{F} , sowie einem quellen- und einem wirbelfreien Anteil zusammen. Der Vektor $\underline{u} = (u, v, w)^T$ beschreibt die räumliche Verschiebung. Setzt man den Kraft-Term zu Null, so kann man Gleichung (2.3) in zwei unterschiedliche Wellengleichungen separieren, indem man die Verschiebung \underline{u} als Summe des Gradienten eines Skalarpotentials ζ und der Rotation des Vektorpotentials $\underline{\phi}$ ausdrückt [Mor53]:

$$\underline{u} = \nabla \zeta + \nabla \times \underline{\phi}. \quad (2.4)$$

In Gleichung (2.4) ist $\underline{\phi}$ nur bis auf ein Gradientenfeld bestimmt:

$$\nabla \cdot \underline{\phi} = 0. \quad (2.5)$$

Gleichung (2.3) wird erfüllt, wenn die eingeführten Verschiebungspotentiale die Wellengleichungen

$$\frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} - \frac{(\lambda + 2\mu)}{\rho} \Delta \zeta = 0 \quad (2.6)$$

und

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} - \frac{\mu}{\rho} \Delta \phi = 0 \quad (2.7)$$

erfüllen, wobei

$$c_L^2 = \frac{(\lambda + 2\mu)}{\rho} \quad (2.8)$$

und

$$c_T^2 = \frac{\mu}{\rho} \quad (2.9)$$

Mit Hilfe der Wellengleichungen können unter Berücksichtigung geeigneter Randbedingungen Schallfelder für beliebige Geometrien berechnet werden. Lösungen der Wellengleichung für zylindrische Körper besitzen in Zylinderkoordinaten r , ϑ und z die Form [Gaz58]:

$$\begin{aligned} \zeta &= \Phi(r) \cos n\vartheta \cos(\omega t + kz), \\ \phi_z &= \Phi_z(r) \sin n\vartheta \sin(\omega t + kz). \end{aligned} \quad (2.10)$$

Randbedingungen

Man unterscheidet bei der Lösung von Schwingungsproblemen zwischen zwei Arten von Randbedingungen: Dirichlet- und Neumann-Randbedingungen. Sind die Randbedingungen vom Typ Dirichlet (geometrische Randbedingungen), werden feste Werte \underline{u} auf dem Rand des interessierenden Gebietes angenommen, z.B. verschwinden dort alle Verschiebungen. Bei Randbedingungen vom Typ Neumann (dynamische Randbedingungen) werden Spannungen auf dem Rand festgelegt, d.h. Aussagen zum Gradienten von \underline{u} an der betreffenden Stelle gemacht [Mor53]. Durch die Randbedingungen werden an den Rändern einfallende Longitudinal- und Scherwellen reflektiert. Nachfolgend werden die für die zerstörungsfreie Prüfung von Abwasserrohren relevanten Randbedingungen beschrieben:

a) *Festkörper mit freier Oberfläche*

Die Normalkomponenten des Spannungstensors verschwinden: $\sigma_{ni} = 0$ (n bezeichnet die Flächennormale) – dieser Fall tritt bei einem freien oder mit Bettungsverlust behafteten erdverlegtem Rohr ein.

b) *Grenzfläche zweier elastischer Medien*

Die Spannungs- und Verschiebungskomponenten verlaufen stetig – dieser Fall ist bei einer intakten Rohrbettung oberhalb des Grundwassers gegeben.

c) *Grenzfläche fest-flüssig*

Die Normalkomponente der Spannung und Verschiebung verläuft stetig,

während die Tangentialkomponente der Spannung an der Grenzfläche im Festkörper verschwindet – das ist näherungsweise bei einem Rohr unterhalb des Grundwasserspiegels der Fall.

2.1.2 Longitudinalwellen

Lösung der Wellengleichung im Zeitbereich

Zwei gebräuchliche Lösungsmethoden für die Wellengleichungen (2.6) und (2.7) im Zeitbereich sind die Ansätze nach Bernoulli und d'Alembert [Wit96]. D'Alembert ging von einer allgemeinen Lösung der Wellengleichungen (2.3) zunächst ohne Festlegung der Randbedingungen aus, die auf Lösungen der Form

$$u(\underline{x}, t) = g(\underline{x} + ct) + f(\underline{x} - ct) \quad (2.11)$$

führen. Die Lösung besteht aus zwei Termen, die jeweils eine in negativer und positiver Richtung fortschreitende Welle beschreiben, sie gilt nur für Wellen, deren Ausbreitungsgeschwindigkeit nicht frequenzabhängig ist (Longitudinal- und Transversalwellen). Die tatsächliche Form der Funktionen f und g wird dann in einem weiteren Schritt durch die Anfangs- und Randbedingungen festgelegt.

Die Lösungsform für die Wellengleichung

$$\zeta = f\left(x \pm \sqrt{\frac{D}{\rho}} t\right) \quad (2.12)$$

entspricht mathematisch einer Longitudinalwelle (auch Druckwelle oder P-Welle genannt), die je nach Vorzeichen in positiver (-) oder negativer (+) x -Richtung fortschreitet (die Teilchenbewegung stimmt mit der Ausbreitungsrichtung überein). D bezeichnet in Gleichung (2.12) die longitudinale Steifigkeit.

Ein bestimmter bei $x_0 = 0$ vorliegender Zeitverlauf der Auslenkung wird an einer beliebigen Stelle x nach einer Zeitspanne von

$$\Delta t = \sqrt{\rho/D} \cdot x \quad (2.13)$$

beobachtet. Somit ist die konstante Ausbreitungsgeschwindigkeit der Longitudinalwelle:

$$c_L = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} = \sqrt{\frac{D}{\rho}}. \quad (2.14)$$

Eine einfache Lösungsform der Wellengleichung besteht in einer Sinuswelle, die in positiver x -Richtung fortschreitet und deren Zeitverlauf durch die folgende Gleichung gekennzeichnet ist:

$$\zeta = \hat{\zeta} \sin \left[\omega \left(t - \frac{x}{c_L} \right) \right] = \hat{\zeta} \operatorname{Im} e^{-jx(\omega t - k_L \cdot x)} . \quad (2.15)$$

Dabei bezeichnet $k_L = 2\pi/\lambda_L$ die Wellenzahl, die mit der Geschwindigkeit der Welle über die Dispersionsrelation zusammenhängt:

$$\omega = k_L c_L = \frac{2\pi}{\lambda_L} c_L . \quad (2.16)$$

Hierbei bezeichnet $\omega = 2\pi/T$ die Kreisfrequenz.

Quasilongitudinalwellen

Neben den reinen Longitudinalwellen, die sich nur in allseitig über sehr viele Wellenlängen ausgedehnten Körper ausbilden können, treten in einseitig (Platten) oder zweiseitig (Stäbe) begrenzten Strukturen Querkontraktionen auf, die Bewegungen senkrecht zur Oberfläche hervorrufen und damit zu einer Schallabstrahlung in ein umgebendes schubspannungsfreies Medium führen können. Diese „quasi-longitudinalen“ Wellenbewegungen weisen eine geringere Ausbreitungsgeschwindigkeit auf als die reinen longitudinalen Wellen, weil die Steifigkeit des Materials geringer ist, wenn es sich seitlich zusammenziehen bzw. ausweichen kann. Für den einachsigen Spannungszustand ist der Elastizitätsmodul E über das Verhältnis von Spannung σ_x zu Dehnung ε_x in Zugrichtung definiert:

$$E = \frac{\sigma_x}{\varepsilon_x} . \quad (2.17)$$

Für den dreiachsigen Spannungszustand, in dem auch die zur Zugrichtung senkrechten Normalspannungen σ_y und σ_z auftreten, gilt

$$\begin{aligned} E\varepsilon_x &= \sigma_x - \nu(\sigma_y + \sigma_z) \\ E\varepsilon_y &= \sigma_y - \nu(\sigma_x + \sigma_z) \\ E\varepsilon_z &= \sigma_z - \nu(\sigma_x + \sigma_y) . \end{aligned} \quad (2.18)$$

a) Longitudinalwellen in Stäben

Wird ein Stab in Längsrichtung mit einer Wechselkraft beaufschlagt, so treten zusätzlich zu den axialen Verformungen Querkontraktionen auf. Mit der Voraussetzung einer spannungsfreien Oberfläche ($\sigma_y = 0$, $\sigma_z = 0$), geht Gleichung (2.18) über in [Cre96]

$$\varepsilon_y = \varepsilon_z = -v\varepsilon_x . \quad (2.19)$$

Da die Querbewegung verglichen mit der longitudinalen sehr gering ist, wird diese Wellenart als „quasi-longitudinale“ Welle bezeichnet. Die größte Querkontraktion zur größten Längsdehnung liegt nach [Cre96] in etwa in der Größenordnung der Dicke des Stabes im Verhältnis zur Wellenlänge.

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Quasilongitudinalwellen in Stäben beträgt

$$c_{LII} = \sqrt{\frac{E}{\rho}} . \quad (2.20)$$

b) *Longitudinalwellen in Platten*

Zusätzlich zu den bereits diskutierten Fällen gibt es noch die quasi-longitudinale Schallausbreitung in der Platte, bei der nur in einer Richtung, es sei die z -Richtung, eine Querbewegung stattfinden kann.

Für diesen näherungsweise zweiachsigen Spannungszustand ($\varepsilon_y = 0$, $\sigma_z = 0$) ergibt sich die Beziehung aus den Gleichungen (2.18):

$$E \cdot \varepsilon_x = \sigma_x (1 - v^2) . \quad (2.21)$$

In diesem Fall nehmen die Steifigkeit und die longitudinale Wellengeschwindigkeit folgende Werte an:

$$\frac{\sigma_x}{\varepsilon_x} = \frac{E}{1 - v^2} , \quad (2.22)$$

$$c_{LI} = \sqrt{\frac{E}{\rho(1 - v^2)}} . \quad (2.23)$$

Der Unterschied zwischen c_{LI} und c_{LII} beträgt für $v = 0,3$ nur etwa 5%, und derjenige zwischen c_{LI} und c_L ca. 10%.

Der Fall der Platte unterscheidet sich von dem des Stabes nicht nur, weil die Querkontraktion nur in einer Richtung erfolgt, sondern auch weil diese Querkontraktion größer als die beiden des Stabes ist, wie die folgende Gleichung zeigt:

$$\varepsilon_z = -\frac{v}{1 - v} \varepsilon_x . \quad (2.24)$$

¹ Die verschiedenen Longitudinalwellen-Geschwindigkeiten werden durch die römische Zahl der ungehinderten Querkontraktionen unterschieden: I für Platten und II für Stäbe.

Der Unterschied bewirkt beispielsweise für $\nu = 0,3$ eine Erhöhung der Querkontraktion um 43%. Dieser Unterschied verdient bei der Berechnung der Abstrahlung von Körperschall Beachtung. Die Abstrahlung ist also bei plattenartigen Strukturen größer als bei stabförmigen.

2.1.3 Transversalwellen

Eine Lösung für Gleichung (2.7) ist folgende Gleichung, die ebenfalls eine in positiver x-Richtung fortschreitende Sinuswelle beschreibt:

$$\underline{\phi} = \hat{\phi} \sin \left[\omega \left(t - \frac{x}{c_T} \right) \right] = \hat{\phi} \operatorname{Im} e^{-j(\omega \cdot t - k_T \cdot x)} . \quad (2.25)$$

Es handelt sich hierbei um Transversal- oder S-Wellen mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit

$$c_T = \sqrt{\frac{G}{\rho}} . \quad (2.26)$$

Gleichung (2.7) hängt nur mit den Wirbeln im Körper zusammen ($\nabla \cdot \phi = 0$). ϕ enthält zwei Anteile, die senkrecht zur Ausbreitungsrichtung polarisiert sind und als SH- (horizontale Polarisation) und SV-Anteil (Polarisation besitzt eine Vertikalkomponente) bezeichnet werden. Gleichungen (2.14) und (2.26) führen auf das Verhältnis von Longitudinal- und Transversal-Wellengeschwindigkeiten, das auch durch die Poissonzahl ν ausgedrückt werden kann:

$$\frac{c_L}{c_T} = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\mu}} = \sqrt{\frac{2(1 - \nu)}{1 - 2\nu}} . \quad (2.27)$$

Für eine Poissonzahl von $\nu = 0,25$ ($\lambda = \mu$) ergibt sich das Verhältnis der Wellengeschwindigkeiten nach Gleichung (2.27) zu $\sqrt{3}$.

Während sich Longitudinalwellen in beliebigen elastischen Materialien ausbreiten können, sind Transversalwellen auf Festkörper beschränkt, da der Schermodul μ bzw. G für Flüssigkeiten und Gase verschwindet.

Longitudinal- und Transversalwellen sind lediglich in homogenen Medien entkoppelt, d.h. sie breiten sich unabhängig voneinander aus. Ändern sich die elastischen Eigenschaften oder die Dichte des Mediums, dann tritt sofort eine Kopplung beider Wellentypen auf. Ein Beispiel hierfür sind Grenzflächen zwischen zwei unterschiedlichen, aber homogenen Medien. Hier tritt ein neuer Wellentyp auf, der sich formal aus den beiden beschriebenen Wellentypen zusammensetzt [Gro96].

2.1.4 Rayleighwellen

Die Existenz von Oberflächenwellen entlang einer Grenzfläche zwischen einem Festkörper und einer freien Oberfläche, die sogenannten Rayleighwellen, wurde zuerst von Lord Rayleigh (1885) vorausgesagt, wobei die verallgemeinerte Rayleighwelle für ebene Grenzflächen zwischen zwei Halbräumen aus elastischem Material von Stoneley (1924) bzw. Love (1911) beschrieben wurde. Sie werden daher auch oft als „Stoneley-Wellen“ bezeichnet [Übe73]. Oberflächenwellen entstehen bei direkter impulsförmiger Anregung einer Oberfläche, wie beispielsweise durch einen Hammerschlag oder eine Explosion. Aber auch wenn Körperschallwellen auf eine freie Oberfläche treffen, können Oberflächenwellen generiert werden [Vik67].

Um auch für Oberflächenwellen Lösungen der Wellengleichung zu finden, legt man die z -Achse in Richtung der Oberflächennormale; negative z stehen hierbei für das Innere des betrachteten Körpers. Für $z = 0$ verschwinden die Komponenten D_{13} , D_{23} , D_{33} des Spannungstensors, weil die Oberfläche unter Vernachlässigung des Atmosphärendrucks als spannungsfrei betrachtet werden kann. Eine weitere vereinfachende Annahme ist die einer ebenen und unendlich ausgedehnten Grenzfläche. Für eine sich in x -Richtung ausbreitende Welle, deren Amplitude mit der Tiefe z variiert, kann man den Ansatz

$$\zeta = e^{j(kx - \omega t)} \Psi(z) \quad (2.28)$$

machen. Einsetzen in Gleichung (2.4) führt auf eine Bestimmungsgleichung für $\Psi(z)$:

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \Psi(z) = \kappa_{L/T}^2 \Psi(z) \quad (2.29)$$

$$\text{mit } \kappa_{L/T}^2 = k^2 - \frac{\omega^2}{c_{L/T}^2}.$$

Für den Fall einer komplexen Lösung, beschreibt diese die Eigenschwingungen. Der Imaginärteil von κ bewirkt eine Dämpfung der Oberflächenamplitude.

Gleichung (2.29) stellt eine eindimensionale Differentialgleichung vom Typ einer Helmholtz Gleichung dar. Ein Lösungsansatz nimmt folgende Form an:

$$\Psi(z) = ae^{\kappa_{L/T} \cdot z} + be^{-\kappa_{L/T} \cdot z}. \quad (2.30)$$

Betrachtet man das Gebiet $z \leq 0$, so ist der rechte Term der Lösung physikalisch irrelevant, da er auf eine Lösung führt mit einer mit der Tiefe z zuneh-

menden Amplitude. Einsetzen von Gleichung (2.30) in (2.29) führt auf die Lösung der Wellengleichung für Rayleighwellen:

$$\Psi = a e^{j(kx - \omega t) \cdot z} \cdot e^{\kappa_{L/T} \cdot z} \quad (2.31)$$

Die Rayleighwelle ist somit eine in Ausbreitungsrichtung (es sei die x -Richtung) ungedämpfte Welle, mit zunehmender Tiefe z wird die Welle jedoch exponentiell gedämpft. Die an der Oberfläche messbare Amplitude der Rayleighwelle nimmt allein aufgrund der sphärischen Divergenz ab (vgl. Kapitel 2.3.2). Rayleighwellen sind elliptisch in xz -Richtung polarisiert und sind formal aus Kompressions- und Scheranteilen zusammengesetzt.

Der Einfluss von Oberflächendefekten auf die Ausbreitung von Rayleighwellen wird für die zerstörungsfreie Prüfung von Oberflächen z.B. mit Ultraschall zunutze gemacht. Rayleighwellen breiten sich mit einer Geschwindigkeit aus, die kleiner als die Transversal- oder S-Wellengeschwindigkeit im entsprechenden Medium ist. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit lässt sich aus der Rayleighgleichung [Ach73] in guter Näherung berechnen:

$$c_R = c_T \left(\frac{0,862 + 1,14\nu}{1 + \nu} \right) \quad (2.32)$$

Mit zunehmender Poissonzahl ν nimmt die Rayleighwellengeschwindigkeit Werte von $c_R = 0,87 c_T$ bis $0,98 c_T$ an. Die Wellengeschwindigkeit der Rayleighwelle hängt nicht von der Wellenzahl k ab, ist also in homogenen Medien dispersionsfrei.

2.1.5 Plattenwellen (Lamb-Wellen)

Plattenwellen entstehen durch mehrfach reflektierte P- und S-Wellen bzw. geführte SV-Wellen (Scherwellen mit Vertikalkomponente) [Rul72] in einer Platte, die sich in gleicher Phase addieren [Har54]. Befindet sich die Platte in einem flüssigen Medium, so spricht man von Lamb-Wellen. Durch die Kopplung der P- und S-Wellen in Platten, ist die resultierende Wellenausbreitungsgeschwindigkeit von der Frequenz des Signals abhängig, es tritt Dispersion auf [See91]. Plattenwellen können auch als interferierende Wellen, die sich in Richtung des Wellenleiters ausbreiten, beschrieben werden:

$$f(y, z) \cdot e^{jk(x - ct)} \quad (2.33)$$

Die Funktion $f(y, z)$ beschreibt die Interferenz der reflektierten P- und S-Wellen. Für eine Platte mit freien Grenzflächen hängt diese Funktion lediglich von der Plattendicke d_p ab [Ach73]. Die Eigenschwingung für eine Platte in einer Flüssigkeit mit einer Dicke $d_F \rightarrow \infty$ (homogener Halbraum) führt auf die verallgemeinerte Rayleigh- und Stoneleywelle [Os45]. Man spricht von

Plattenwellen deshalb nur dann, wenn für die Wellenlänge $\lambda < 3d_p$ gilt.

Für Plattenwellen beschreibt das Rayleigh-Lamb-Frequenzspektrum [Ach73] den Zusammenhang zwischen Wellenzahl und Frequenz. Die Gleichung für das Rayleigh-Lamb-Frequenzspektrum ergibt jeweils eine unendliche Anzahl von Wellenzweigen für die longitudinalen bzw. symmetrischen Moden und die transversalen bzw. asymmetrischen Moden (Biegewellen). Plattenwellen sind quasi zwischen Rayleigh- und Biegewellen einzuordnen.

Plattenwellen können vergleichsweise große Entfernungen zurücklegen, sofern die Platte, in welcher sie sich ausbreiten, frei gelagert ist und die Anregung sich in einem nicht-dispersiven Frequenzbereich befindet. Dann kann sich die Plattenschwingung (Lamb-Mode) ausbreiten, ohne auch über größere Entfernungen nennenswert ihre Form zu verändern. Gegenüber der punktwisen Abtastung von Ultraschall in der zerstörungsfreien Prüfung weist die Anregung von Plattenwellen daher den Vorteil auf, längere Abschnitte am Stück prüfen zu können. Allerdings ist das Auswerteverfahren für die Plattenwellen auch aufwendiger, da sich der Zusammenhang zwischen empfangenem Signal und Defekt komplexer gestaltet.

Die Anregung von Lambwellen geschieht unter Zuhilfenahme eines Keilstückes, das einem geeigneten Ultraschallwandler vorgeschaltet wird, so dass die Wellen unter einem bestimmten Winkel auf die Platte auftreffen. Eine weitere Möglichkeit der Anregung von Plattenwellen besteht in der Anregung an Ecken.

Auch ein Hammerschlag auf eine Platte erzeugt u.a. Plattenwellen. Dies ist für die Anwendung des im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten Rohr-Impactometers von Bedeutung.

2.1.6 Biegewellen

Biegewellen sind eng mit Rayleigh- und Plattenwellen verwandt, mit dem Unterschied, dass Biegewellen im Vergleich zu den Abmessungen eines schwingenden Körpers und somit im Vergleich zu Platten- und Rayleighwellen sehr groß sind.

Biegewellen werden nicht mehr wie z.B. bei Longitudinalwellen nur durch zwei, sondern durch vier Feldgrößen beschrieben, und zwar durch

- die transversale Geschwindigkeit v_y ,
- die Winkelgeschwindigkeit um die zur Stabachse senkrechte z -Achse w_z ,
- das um die z -Achse wirkende Biegemoment M_z ,
- die durch den Querschnitt übertragene Querkraft F_y .

Nach Cremer & Heckl [Cre96] lautet die partielle Differentialgleichung der Biegewelle unter Vernachlässigung der Rotationsträgheit und Schubdeformation:

$$-B \frac{\partial^4}{\partial x^4} (v_y, w_z, F_y, M_z) = m' \frac{\partial^2}{\partial t^2} (v_y, w_z, F_y, M_z). \quad (2.34)$$

Mit m' wird die Masse je Längeneinheit bezeichnet, auch effektive Masse genannt, B ist die Biegesteifigkeit.

Da die Ableitung nach dem Ort von höherer Ordnung ist als die Ableitung nach der Zeit, ist eine unverzerrte Wellenausbreitung nicht mehr möglich. Zur Veranschaulichung betrachtet man, wie sich eine sinusförmige Biegewelle ausbreitet. Eine Welle der Form

$$v_y = \hat{v}_y \sin(\omega t - k_B x + \varphi_y) \quad (2.35)$$

erfüllt Gleichung (2.34) nur dann, wenn zwischen der räumlichen und der zeitlichen Periodizität (k_B bzw. ω) die folgende Beziehung besteht:

$$\omega^2 = \frac{B}{m'} k_B^4 \quad \text{also} \quad \omega = k_B^2 \sqrt{\frac{B}{m'}} \quad \text{oder} \quad k_B = \sqrt[4]{\omega^2 \frac{m'}{B}}. \quad (2.36)$$

Der Quotient aus Kreisfrequenz ω und Wellenzahl k_B stellt die Geschwindigkeit dar, mit der sich eine bestimmte Phase einer sinusförmigen Welle ausbreitet:

$$c_B = \frac{\omega}{k_B} = \sqrt[4]{\frac{B}{m'}} \cdot \sqrt{\omega}. \quad (2.37)$$

Gleichung (2.37) zeigt den dispersiven Charakter dieses Wellentyps. Das bedeutet, dass sich eine beliebige Biegewelle nicht unverzerrt ausbreiten kann, weil jede harmonische Teilschwingung mit einer eigenen Geschwindigkeit fortschreitet. Aus diesem Grund hat es für eine beliebige Biegewelle keinen Sinn, von einer bestimmten Ausbreitungsgeschwindigkeit zu reden, außer im Fall einer einzelnen harmonischen Sinuswelle.

Zerlegt man die Biegewelle in mehrere Teilwellen, deren Phasengeschwindigkeiten sich nur wenig voneinander unterscheiden, kann man dennoch eine Ausbreitungsgeschwindigkeit definieren. Im folgenden wird der einfache Fall der Überlagerung zweier gleich starker, nebeneinander liegender Wellen mit den Kreisfrequenzen ω_1 und ω_2 und den Wellenzahlen k_1 und k_2 betrachtet. Die resultierende Welle nimmt den folgenden Ausdruck an:

$$\begin{aligned} & \sin(\omega_1 t - k_1 x) + \sin(\omega_2 t - k_2 x) = \\ & 2 \sin\left(\frac{\omega_1 + \omega_2}{2} t - \frac{k_1 + k_2}{2} x\right) \cos\left(\frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t - \frac{k_1 - k_2}{2} x\right). \end{aligned} \quad (2.38)$$

Dieser Ausdruck stellt eine Schwebung dar, und zwar einer Trägerwelle mit der mittleren Kreisfrequenz $(\omega_1 + \omega_2)/2$ und der mittleren Wellenzahl $(k_1 + k_2)/2$, deren Amplitude durch einen Kosinusfaktor mit der Kreisfrequenz $(\omega_1 - \omega_2)/2$ und der Wellenzahl $(k_1 - k_2)/2$ moduliert wird. Die Trägerwelle breitet sich also mit der mittleren Phasengeschwindigkeit

$$c_p = \frac{\omega_1 + \omega_2}{k_1 + k_2} \quad (2.39)$$

aus, und die Hüllkurve, welche die Wellenberge zu einzelnen Wellengruppen zusammenfasst, schreitet mit der sogenannten Gruppengeschwindigkeit fort:

$$\begin{aligned} c_g &= \frac{\omega_1 - \omega_2}{k_1 - k_2} = \frac{\Delta\omega}{\Delta k} \\ \text{bzw.} \quad c_g &= \frac{d\omega}{dk} \end{aligned} \quad (2.40)$$

bei kontinuierlichem Spektrum.

2.2 Körperschall in Hohlzylindern

2.2.1 Ausbreitung von Körperschall in Hohlzylindern

Alle im vorigen Kapitel diskutierten Wellenarten können prinzipiell auch in Hohlzylindern angeregt werden. Infolge der besonderen geometrischen Eigenschaften des Hohlzylinders erfahren diese Wellentypen jedoch zu niedrigeren Frequenzen hin gewisse Veränderungen. Die Auswirkung der zylinderförmigen Geometrie besteht darin, dass die Ausbreitung von niederfrequentem Körperschall für Wellen mit einer Wellenlänge λ ab in etwa der Größenordnung der Wanddicke d dispersiven Charakter besitzt, das bedeutet, dass die Phasengeschwindigkeit c eine Funktion der Frequenz f ist. Die Kenntnis des dispersiven Charakters der angeregten Wellen ist erforderlich, um die Vorgänge der Wellenausbreitung zu beschreiben.

Die exakte Lösung für endliche Zylinder auf Basis der Elastizitätstheorie ist sehr komplex, da dazu numerische Berechnungen von Besselfunktionen erforderlich sind. Deshalb wurde in der Vergangenheit durch unterschiedliche Näherungsansätze der Platten- und Schalentheorie Schwingungsprobleme in Zylindern meist analytisch gelöst. Die gebräuchlichsten Theorien sind die Membrantheorie, die klassische Theorie nach Flügge [Flü62], die Theorie nach Donnel-Mushtari [Lei73] oder die verbesserten Theorien nach Herrmann und Mirsky [Her57].

Die Schalentheorien gelten jedoch nur für eine begrenzte Anzahl von Eigenmoden, und ihre Genauigkeit nimmt ab mit der Zunahme des Verhältnisses Wanddicke d zu Zylinderradius r [Gaz58]. Die für diese Theorien getroffenen Annahmen sind auch nur für im Verhältnis zum Radius dünnwandige Hohlzylinder gültig ($6d < r$), da die Scherkräfte und die Massenträgheit für die Rotation nicht berücksichtigt wird [Gre60]. Während die Theorie dünner Schalen in Determinanten 3. Ordnung resultiert, deren 3 Unbekannte die Komponenten der Verschiebung der Schalenmitte sind, kommen bei der Theorie „dicker“ Schalen 2 Unbekannte hinzu, und zwar 2 Rotationskomponenten der Schalenmitte, nach Mirsky und Herrmann oder Cooper and Naghdi [Gre60].

Eine exakte Lösung für die Wellenausbreitung in Zylindern mit Hilfe der Potentialtheorie findet man in [See91].

Exakte Lösung

Ausgehend von Gleichung (2.4) können die Verschiebungen $\underline{u} = u\underline{e}_r + v\underline{e}_\vartheta + w\underline{e}_z$ (\underline{e}_r , \underline{e}_ϑ , \underline{e}_z bezeichnen die Einheitsvektoren bezüglich eines zylindrischen Koordinatensystems) über die Potentiale ζ und ϕ ausgedrückt werden, die ebenfalls in Zylinderkoordinaten dargestellt werden:

$$\begin{aligned}
 u &= \frac{\partial \zeta}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \phi_z}{\partial \vartheta} - \frac{\partial \phi_\vartheta}{\partial z} \\
 v &= \frac{1}{r} \frac{\partial \zeta}{\partial r} + \frac{\partial \phi_r}{\partial z} - \frac{\partial \phi_z}{\partial r} \\
 w &= \frac{\partial \zeta}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{(\partial \phi_\vartheta r)}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial \phi_r}{\partial \vartheta}.
 \end{aligned} \tag{2.41}$$

Nach [Ach73] erfüllt sowohl das skalare Potential ζ als auch die z-Komponente ϕ_z des Vektorpotentials die entkoppelten Wellengleichungen (2.6) bzw. (2.7).

$$\Delta \zeta = \frac{1}{c_L^2} \frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} \tag{2.6}$$

und

$$\Delta \phi_z = \frac{1}{c_T^2} \frac{\partial^2 \phi_z}{\partial t^2}. \tag{2.7}$$

Im Gegensatz dazu sind die Gleichungen für ϕ_r und ϕ_ϑ jedoch gekoppelt:

$$\begin{aligned}
 \Delta \phi_r - \frac{\phi_r}{r^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial \phi_\vartheta}{\partial \vartheta} &= \frac{1}{c_T^2} \frac{\partial^2 \phi_r}{\partial t^2}, \\
 \Delta \phi_\vartheta - \frac{\phi_\vartheta}{r^2} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial \phi_r}{\partial \vartheta} &= \frac{1}{c_T^2} \frac{\partial^2 \phi_\vartheta}{\partial t^2}.
 \end{aligned} \tag{2.42}$$

Für eine Welle, die in positiver z-Richtung fortschreitet, unter der Annahme, dass es sich um einen unendlichen Zylinder handelt, kann der Separationsansatz

$$\zeta(r, \vartheta, z, t) = \Phi(r) \Theta(\vartheta) e^{j(k_z z - \omega t)} \tag{2.43}$$

mit $k_z = m\pi/L$, gemacht werden, wobei angenommen wird, dass die Variablen r und ϑ separierbar sind. Einsetzen von Gleichung (2.43) in Gleichung (2.6), hier in Zylinderkoordinaten, liefert

$$\frac{\partial^2 \zeta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \zeta}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \zeta}{\partial \vartheta^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \zeta}{\partial z^2} = \frac{1}{c_L^2} \frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2}. \tag{2.6}$$

Somit erhält man die entkoppelten Gleichungen

$$\frac{d^2 \Phi_n(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\Phi_n(r)}{dr} + \left(\frac{\omega^2}{c_L^2} - k_z^2 \right) \Phi(r) - \frac{n^2}{r^2} \Phi_n(r) = 0, \tag{2.44}$$

$$\frac{d^2\Theta(\vartheta)}{d\vartheta^2} + n^2\Theta(\vartheta) = 0. \quad (2.45)$$

Die Lösung der Gleichung (2.45) besteht aus einfachen trigonometrischen Funktionen:

$$\Theta_n(\vartheta) = \begin{cases} \cos \\ \sin \end{cases} n\vartheta \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (2.46)$$

Dies entspricht genau den Querschnittsmoden n eines Hohlzylinders, vgl. Abb. 2.1.

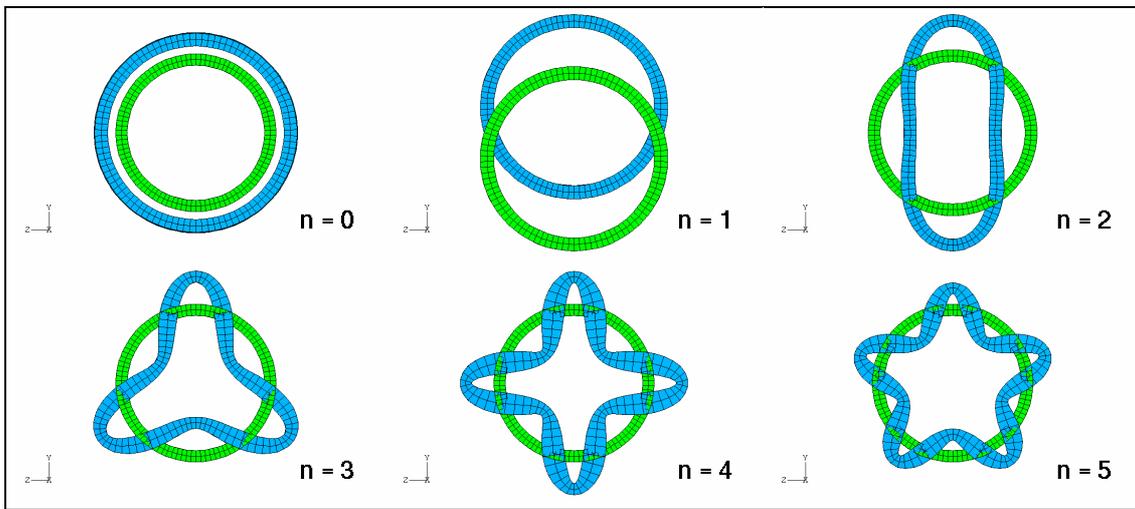


Abb. 2.1: Querschnittsmoden n für $m = 1$ (Auszug aus [Tar01])

Gleichung (2.44) ist eine klassische Bessel-Differentialgleichung, deren Lösungen sich aus Besselfunktionen der ersten und zweiten Art, J_n und Y_n zusammensetzen:

$$\Phi_n(r) = [A_1 J_n(\alpha_L r) + A_2 Y_n(\alpha_L r)] \quad \text{mit } n = 0, 1, 2, \dots, \quad (2.47)$$

$$\alpha_L^2 = \frac{\omega^2}{c_L^2} - k_z^2.$$

Die vollständige Lösung für ζ ohne Berücksichtigung der Zeitabhängigkeit (vgl. [See91]) lautet dann

$$\zeta_{nz} = [A_1 J_n(\alpha_L r) + A_2 Y_n(\alpha_L r)] \begin{cases} \cos \\ \sin \end{cases} (n\vartheta) \begin{cases} \sin \\ \cos \end{cases} (k_z z). \quad (2.48)$$

ζ und ϕ_z besitzen dieselbe Lösungsform:

$$\phi_{nz} = [C_1 J_n(\beta_T r) + C_2 Y_n(\beta_T r)] \begin{cases} \sin \\ \cos \end{cases} (n\vartheta) \begin{cases} \sin \\ \cos \end{cases} (k_z z) \quad (2.49)$$

$$\text{mit } \beta_T^2 = \frac{\omega^2}{c_T^2} - k_z^2 \text{ und } k_z^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 = m^2 \left(\frac{2\pi}{L}\right)^2.$$

Die vollständigen Lösungen der gekoppelten Differentialgleichung (2.42) für ϕ_r und ϕ_ϑ führen auf modifizierte Besselfunktionen [See91] (hier jedoch aus Platzgründen ohne Berücksichtigung der Zeitabhängigkeit):

$$\begin{aligned} \phi_{nr} &= \left[B_1 \frac{n}{r} J_n(\gamma_T r_n) + B_2 Y_n(\gamma_T r_n) \right] \left\{ \begin{matrix} \sin \\ \cos \end{matrix} \right\} (n\vartheta_n) \left\{ \begin{matrix} -\cos \\ \sin \end{matrix} \right\} (k_r z) + \\ &+ \left[D_1 \frac{n}{r} J_{n+1}(\gamma_T r_n) + D_2 Y_{n+1}(\gamma_T r_n) \right] \left\{ \begin{matrix} \sin \\ \cos \end{matrix} \right\} (n\vartheta_n) \left\{ \begin{matrix} -\cos \\ \sin \end{matrix} \right\} (k_r z) \\ \phi_{n\vartheta} &= \left[-B_1 J'_n(\gamma_T r_n) - B_2 Y'_n(\gamma_T r_n) \right] \left\{ \begin{matrix} -\cos \\ \sin \end{matrix} \right\} (n\vartheta_n) \left\{ \begin{matrix} -\cos \\ \sin \end{matrix} \right\} (k_\vartheta z) + \\ &+ \left[D_1 J_{n+1}(\gamma_T r_n) + D_2 Y_{n+1}(\gamma_T r_n) \right] \left\{ \begin{matrix} -\cos \\ \sin \end{matrix} \right\} (n\vartheta_n) \left\{ \begin{matrix} -\cos \\ \sin \end{matrix} \right\} (k_\vartheta z), \end{aligned} \quad (2.50)$$

mit $n = 0, 1, 2, \dots$

$$\text{und } \gamma_T^2 = \frac{\omega^2}{c_T^2} - k_{r,\vartheta}^2.$$

α_L , β_T und γ_T bezeichnen Wellenzahlen in radialer Richtung. Zur Untersuchung der Wellenausbreitung werden die Wellenzahlen k_z , k_r und k_ϑ gleichgesetzt: $k_z = k_r = k_\vartheta$.

Markus [Mar88] kommt zu einer vergleichbaren Lösungsform über die Einführung des Mirsky-Potentials.

Die Gleichungen (2.48) und (2.49) beschreiben damit sowohl die axialen Moden m in z -Richtung des Rohres, vgl. Abb. 2.2, als auch die Umfangsmoden n .

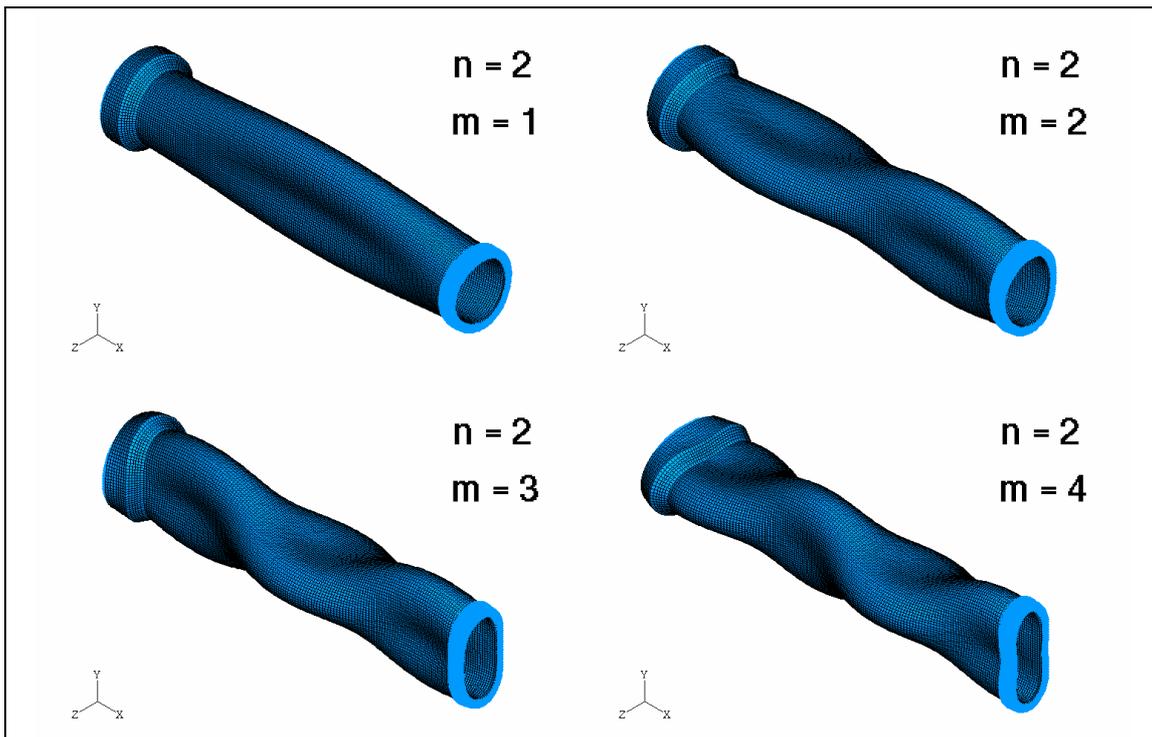


Abb. 2.2: Eigenmoden $n = 2$ (Auszug aus [Tar01]).

In Abb. 2.2 sind die Eigenmoden $n = 2$ und $m = 1 - 4$ für ein 2 m langes Steinzeugrohr, der Baugröße DN300 abgebildet.

Die jeweiligen Eigenmoden werden nachfolgend mit $(n-m)$ bezeichnet und folgen der Notation bei [Mar88]. Die Schwingungsform mit $n = 0$ wird auch Kreisatmungsschwingung genannt [Ger98]. Es handelt sich in Bezug auf die Umfangsänderung um eine rotationssymmetrische, gleichphasige Querschnittsschwingung. Moden mit $n = 1$ bezeichnen Biegeschwingungen, bei denen zwar die Querschnitte unverformt bleiben, diese aber infolge der Biegung aus ihrer Ruhelage ausgelenkt werden. Moden der Kategorie $n > 1$ werden als nicht rotationssymmetrische Atmungsschwingungen bezeichnet.

2.2.2 Dispersionsdiagramm

Um die dispersive Wellenausbreitung in Hohlzylindern anschaulich zu beschreiben, eignet sich am besten die Darstellung des Dispersionsdiagramms. Die Herleitung der Gleichungen, welche den nachfolgend in Abb. 2.3 bis 2.6 dargestellten Diagrammen zugrunde liegt, geschieht durch Einsetzen der Lösungen für die Potentiale ζ und ϕ [Gleichung (2.48 bis 2.50)] in den Verschiebungssatz [Gleichung (2.4)].

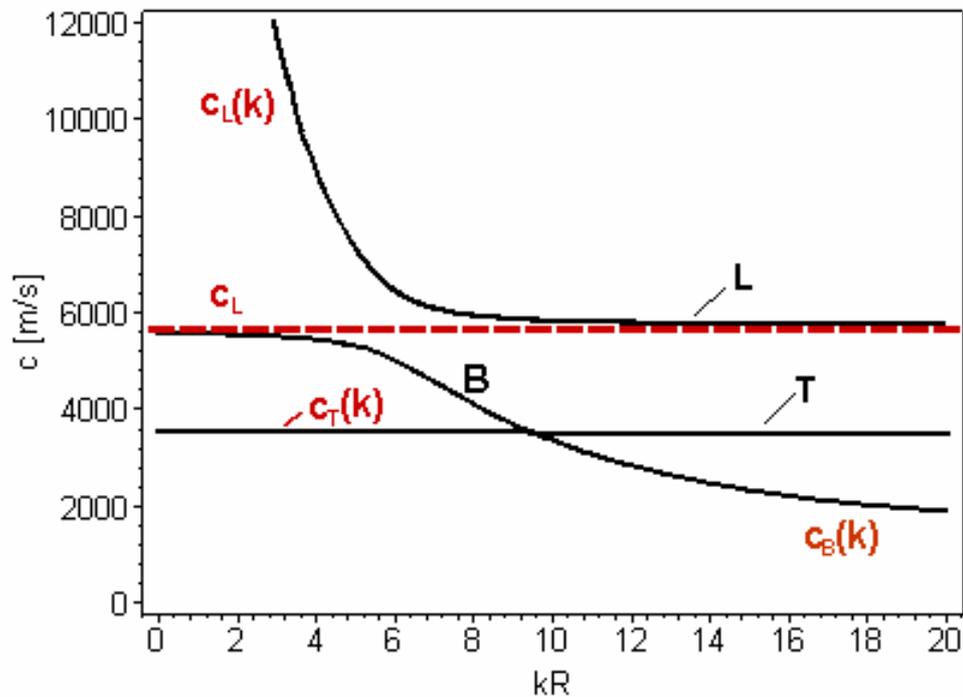


Abb. 2.3: Dispersion der Phasengeschwindigkeit $c = \omega/k$ für $n = 0$, für Hohlzylinder mit dem mittleren Radius R .

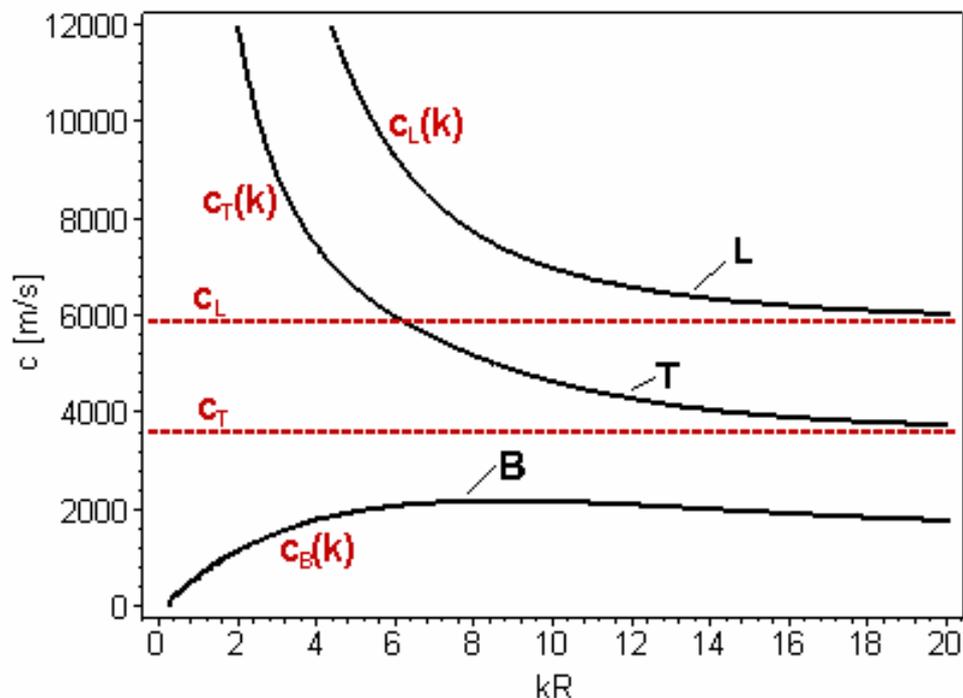


Abb. 2.4: Dispersion der Phasengeschwindigkeit $c = \omega/k$ für $n = 1$, für Hohlzylinder mit dem mittleren Radius R .

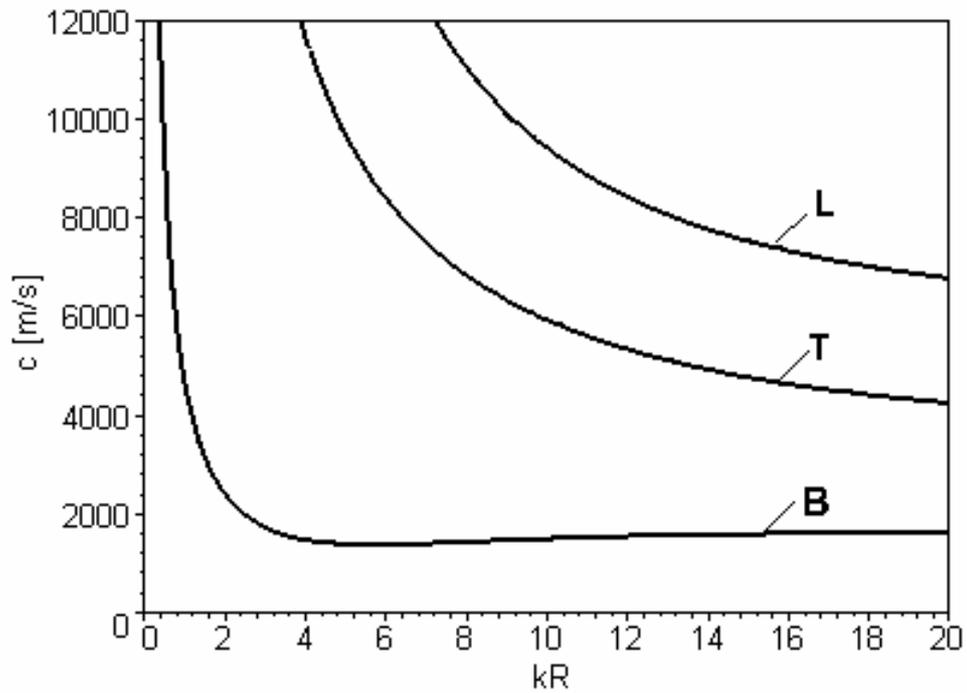


Abb. 2.5: Dispersion der Phasengeschwindigkeit $c = \omega/k$ für $n = 2$, für Hohlzylinder mit dem mittleren Radius R .

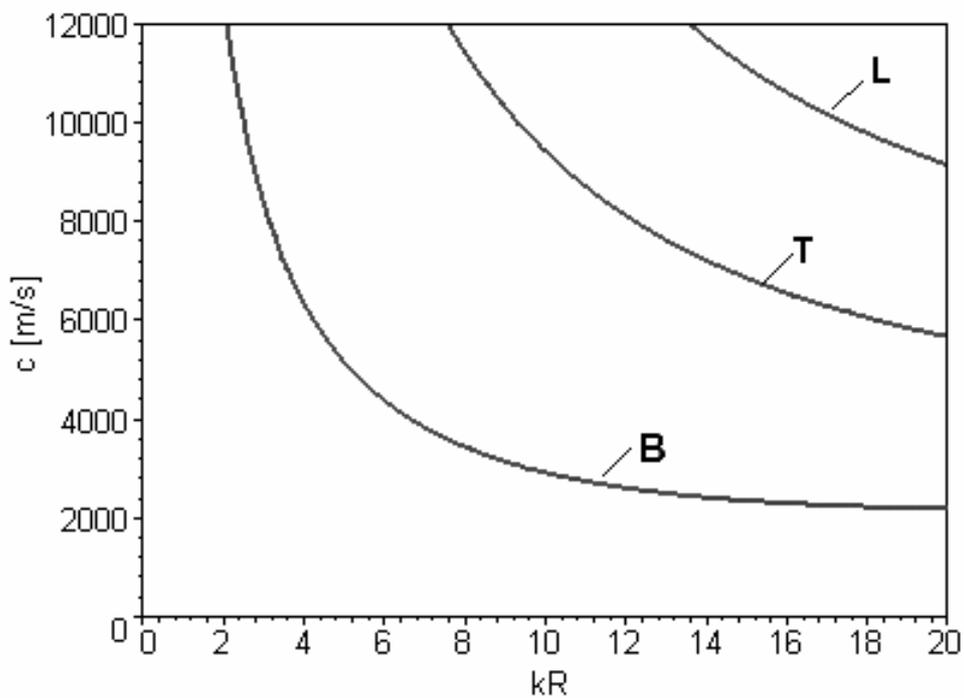


Abb. 2.6: Dispersion der Phasengeschwindigkeit $c = \omega/k$ für $n = 4$, für Hohlzylinder mit dem mittleren Radius R .

Nach Anpassen an die Randbedingungen für den Innenradius r_i und den Außenradius r_a ergibt sich für die Integrationskonstanten $A_1, A_2, B_1, B_2, C_1, C_2, D_1, D_2$, ein homogenes Gleichungssystem, bestehend aus 6 Gleichungen, da in radialer Richtung aufgrund von linear abhängigen Lösungen nur 6 Integrationskonstanten bestimmt werden können.

Das derart aufgestellte homogene Gleichungssystem besitzt nur dann nichttriviale Lösungen, wenn die Determinante der Koeffizienten verschwindet. Aus Platzgründen wird die Determinante hier nicht explizit angegeben.

Für einen Hohlzylinder mit den elastischen und geometrischen Parametern eines Steinzeugrohres DN300, vgl. Tabelle 2.2, das im Rahmen dieser Arbeit in der Mehrzahl aller Fälle für die Untersuchungen verwendet wurde, wurden die zugehörigen Dispersionsdiagramme für $n = 0, 1, 2$ und 4 berechnet. Die frequenzabhängige Phasengeschwindigkeiten $c(k)$ der sich ausbreitenden Wellen sind in Abb. 2.3 bis 2.6 über die mit dem mittleren Radius $R = (r_{\text{innen}} + r_{\text{aussen}})/2$ normierte Wellenzahl k aufgetragen.

Aus den Dispersionsdiagrammen in Bild 2.3 bis 2.6 kann man die folgenden Schlussfolgerungen ziehen:

- die mit T gekennzeichneten Kurven kommen aus dem Unendlichen bei $k^2 r^2 = n^2(1 - \nu)/2$ und nähern sich asymptotisch den reinen Transversalwellen (keine Kompression des Materials) an, mit der Wellengeschwindigkeit $c_z = c_{\text{LI}} \sqrt{(1 - \nu)/2} = \sqrt{G/\rho} = c_{\text{T}}$;
- die mit L gekennzeichneten Kurven kommen aus dem Unendlichen bei $k^2 r^2 = n^2 + 1$ und gehen asymptotisch gegen $c_z = c_{\text{LI}}$; sie entsprechen den Quasilongitudinalwellen;
- für die dritte mit B gekennzeichnete Gruppe ergibt sich bei tiefen Frequenzen für $n = 1$ die Beziehung $c_z \approx \sqrt[4]{\omega^2 c_{\text{LI}}^2 R^2 / 2}$, die der Biege- wellengeschwindigkeit eines rohrförmigen Balkens entspricht, weil $R^2/2$ das Quadrat des Trägheitsradius eines dünnwandigen Rohres ist. Also entspricht diese Gruppe den Biegewellen;
- für hohe Frequenzen ($kr \geq 2$) fallen die mit B gekennzeichneten Dispersionskurven praktisch mit denen einer ebenen Platte der Dicke h und der Breite πR zusammen.

Die in dieser Arbeit durchgeführten Berechnungen ergeben Wellen, deren Frequenzen im Bereich $600 \div 6000$ Hz liegen. Indem man die Geometrie und

die Materialparameter des untersuchten Steinzeugsrohres berücksichtigt (siehe Tab. 5.1), berechnet man, dass der Frequenzparameter $\nu = kR$ von etwa 0,5 bis zu 3,6 variiert. Aus Abb. 2.3 bis 2.6 ersieht man, dass in diesem Frequenzbereich die BiegeWellen z.T. extrem frequenzabhängig sind. Das bedeutet, dass eine impulsförmige Anregung Wellen mit stark unterschiedlichen Wellengeschwindigkeiten hervorruft. Schon relativ geringe Frequenzverschiebungen wirken sich auf die Wellenlaufzeiten aus.

Für die tiefen Frequenzen ist somit eher die Nähe zu den BiegeWellen eines rohrförmigen Balkens als zu denen einer Platte gegeben. Die Krümmung der Rohrwand spielt für die Ausbreitung der tieffrequenten Wellen eine große Rolle. Zu hohen Frequenzen nähert sich die Ausbreitungsgeschwindigkeit derjenigen einer Platte an. Die angeregten Wellen befinden sich somit im stark dispersiven Übergangsbereich zwischen den BiegeWellen eines rohrförmigen Balkens und den Plattenwellen.

Der dispersive Charakter der Wellenausbreitung ist verantwortlich dafür, dass die Laufzeit und damit der Ersteinsatz einer impulsförmig angeregten Störung für Rohre mit unterschiedlichen Rohrdurchmessern und Wandstärken stark variiert. Weiterhin wird die Signalenergie mit der Gruppengeschwindigkeit transportiert und nicht mit der Phasengeschwindigkeit einzelner Wellen. Eigenschwingungen bzw. -moden entstehen durch die Überlagerung von mehrfach reflektierten bzw. mehrfach umlaufenden Wellen, deren Wellenlänge ein ganzzahliges Vielfaches des Rohrumfanges beträgt. Die Dispersion bewirkt jedoch, dass beispielsweise Moden mit der doppelten Anzahl von Schwingungsknoten nicht die doppelte Frequenz aufweisen, da die dieser Eigenschwingung zugrundeliegenden Wellen eine von der Grundschwingung abweichende Ausbreitungsgeschwindigkeit besitzen. Die Obertöne sind somit frequenzverschoben und das Schwingungsverhalten eines Rohres für tiefe Frequenzen nicht mit dem einer Platte zu vergleichen. Das Phänomen der Wellendispersion erschwert sowohl eine Rissdetektion als auch eine Hohlraumdetektion, da sich viele verschiedene Parameter auf die Dispersion und damit die Ausbildung von Eigenmoden unterschiedlich stark auswirken.

Die in Abb. 2.3 bis 2.6 dargestellten Dispersionsdiagramme beziehen sich auf eine Wellenausbreitung in axialer Richtung. Die Wellenausbreitung in Umfangsrichtung besitzt ebenfalls einen dispersiven Charakter und weist damit ein sehr ähnliches Verhalten auf. Auf eine Darstellung dieser Dispersionsdiagramme wird verzichtet, zumal eine Verifizierung in der Praxis schwierig ist, vgl. Kapitel 5.1.

2.2.3 Eigenschwingungen und Resonanzfrequenzen

Der folgende Abschnitt befasst sich mit Eigenschwingungen hohlzylindrischer Strukturen, die durch Überlagerung der im vorigen Kapitel vorgestellten stehenden Biege- und Dehnwellen zustande kommen. Die sich einstellenden Eigenmoden eines zu Eigenschwingungen angeregten Hohlzylinders lassen sich nach folgenden drei Gesichtspunkten einteilen:

- 1.) Anzahl der Wellen der Eigenschwingung in Umfangsrichtung: n
(\equiv halbe Anzahl der Schwingungsknoten in Umfangsrichtung)
- 2.) Anzahl der Wellen der Eigenschwingung in Axialrichtung: m
- 3.) Richtung der Auslenkung: axial, radial oder in Umfangsrichtung.

Aus Abb. 2.1 wird ersichtlich, dass die Umfangsperiodizität durch folgende Beziehung gegeben ist:

$$T_U = \frac{360^\circ}{n}. \quad (2.51)$$

Das bedeutet, dass für gerade n an um 90° von der Anregung in Umfangsrichtung versetzten Punkten immer die Maximalauslenkung eines Modus auftritt. Für ungerade n befindet sich an dieser Stelle immer ein Schwingungsknoten.

Axialsymmetrische Moden treten in zwei unterschiedlichen Formen auf: die erste entspricht einer Torsion, die zweite weist axiale Bewegungskomponenten auf. In beiden Fällen sind lediglich geringe radiale Bewegungen zu beobachten, die sich aus der Querkontraktion des Materials ergeben. Eigenmoden mit $n = 0$ werden von einem radialen Impuls in der Regel nicht angeregt; auf sie wird daher im weiteren Verlauf nicht näher eingegangen.

Für jeden Modus n existieren im interessierenden Frequenzbereich mehrere Moden m , mit verschiedenen Wellenlängen in Axialrichtung, wie in Abb. 2.2 für $n = 2$ gezeigt wird.

Um die oben abgebildeten Eigenschwingungen anzuregen, bedarf es unterschiedlicher Verfahren. Als wesentliche Ursache für nicht rotationssymmetrische Schwingungen ist die radiale Krafteinwirkung zu nennen [Ger98]. Weiterhin besteht die Möglichkeit, solche Schwingungen durch Biegebeanspruchung des Hohlzylinders anzuregen. Rotationssymmetrische Atmungsschwingungen von Zylinderrohren werden in der Regel durch pulsierenden Innendruck, beispielsweise in einer Druckluft- oder Hydraulikleitung, hervorgerufen.

Bevor jedoch in Kapitel 3 die Anregung der Eigenschwingungen von Zylinderrohren mit Klopferschall diskutiert wird, sollen zunächst im nachfolgenden Abschnitt die Dämpfungsmechanismen von Körperschall erläutert werden.

2.3 Schalldämpfung

2.3.1 Eigen- und Strukturdämpfung

Bei der Abnahme der Schwingungsamplituden wird zwischen zwei Ursachen unterschieden. Die **sphärische Divergenz** [Mil87] (geometrische Ausdehnung) bezeichnet die Abnahme der Intensität I durch die Zunahme der Fläche der Wellenfront mit dem Abstand r . Aus dem Energieerhaltungssatz folgt eine umgekehrt proportionale Abnahme der Intensität zur Kugelgröße:

$$I_{\text{Kugel}} \sim \frac{1}{r^2}. \quad (2.52)$$

Für Zylinderwellen nimmt die Intensität umgekehrt proportional zum Abstand r zwischen Schallquelle und Beobachtungsort ab:

$$I_{\text{Zylinder}} \sim \frac{1}{r}. \quad (2.53)$$

Für die Ausbreitung in einem Wellenleiter (hohlzylindrische Strukturen) verschwindet die sphärische Divergenz nahezu vollständig. Nur im Nahbereich der impulsförmigen Anregung tritt sphärische Divergenz auf. Hier kann die sich ausbreitende Störung näherungsweise als Zylinderwelle betrachtet werden. Nach einem halben Umlauf um das Rohr interferieren die entgegengesetzt gelaufenen Störungen, und die Bedeutung der sphärischen Divergenz nimmt mehr und mehr ab. Die Wellenausbreitung in axialer Richtung erfolgt dann ohne sphärische Divergenz. Aufgrund der oben beschriebenen Sachverhalte spielt die sphärische Divergenz in einem frei schwingendem Rohr eine untergeordnete Rolle. Es überwiegt hier in der Regel die dissipative Dämpfung.

Dissipative Dämpfung beschreibt die Abnahme der Intensität durch Streuung an Inhomogenitäten sowie die Absorption durch inelastische Prozesse und innere Reibung, die eine irreversible Umwandlung der kinetischen Energie der Welle in Wärme zur Folge hat. Für die Abnahme der Amplitude gilt

$$A_{\text{Kugel}}(r) \sim \frac{r_0}{r} \cdot A_{\text{Kugel},0} e^{-\zeta(r-r_0)} \quad (2.54)$$

für eine kugelförmige Ausbreitung, bzw.

$$A_{\text{Zylinder}}(r) \sim \sqrt{\frac{r_0}{r}} \cdot A_{\text{Zylinder},0} e^{-\zeta(r-r_0)} \quad (2.55)$$

für eine zylinderförmige Ausbreitung. Es ist zu unterscheiden zwischen der inneren dissipativen Dämpfung, d.h. Absorption durch innere Reibung, und der äußeren dissipativen Dämpfung, die die Abstrahlung der Schwingungs-

energie in die Rohrumgebung beschreibt. Die zu Biegeschwingungen angelegten Rohre reagieren besonders empfindlich auf die letztgenannte Art von Dämpfung.

Da die dissipative Dämpfung bei erdverlegten Rohren nicht berechnet werden kann, muss eine Bestimmung der Dämpfung über eine Messung erfolgen. Der Dämpfungsfaktor ψ eines Materials kann aus dem Verhältnis der Energie-dissipation W_D und der maximalen Spannungspotentialenergie E_{pot} berechnet werden:

$$\psi = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{W_D}{E_{\text{pot}}} . \quad (2.56)$$

Der Dämpfungsfaktor ψ_S einer Struktur entspricht für homogene Materialien dem Dämpfungsfaktor des Materials:

$$\psi_S = \psi . \quad (2.57)$$

Für den Fall linearer viskoser Dämpfung entspricht der Dämpfungsfaktor ψ_S dem oben erwähnten Dämpfungsgrad:

$$\psi_S = \zeta = \frac{d}{2m\omega} . \quad (2.58)$$

Für rein viskose Dämpfung klingt die Schwingung exponentiell ab. Reibung bzw. Coulombdämpfung ruft lineares Abklingen der Schwingung in der Struktur hervor. In der Regel liegt die tatsächliche Dämpfung der Schwingung einer Struktur zwischen diesen Idealfällen [Bac95]. Für Systeme mit mehreren Freiheitsgraden – wenn man kompliziertere geometrische Strukturen als diskretisiertes System beschreibt, das aus i punktförmigen Massen, viskosen Dämpfern und linearen Feder besteht [Tar01] – ist die Beschreibung der Dämpfung wesentlich aufwändiger. Schreibt man für jede Masse m_i des Systems die dynamische Gleichgewichtsgleichung in Matrizenform, erhält man:

$$[\mathbf{M}]\{\ddot{\mathbf{x}}\} + [\mathbf{C}]\{\dot{\mathbf{x}}\} + [\mathbf{K}]\{\mathbf{x}\} = \{\mathbf{F}(t)\} . \quad (2.59)$$

Dabei sind

$[\mathbf{M}]$ die Massenmatrix;

$[\mathbf{C}]$ die Dämpfungsmatrix;

$[\mathbf{K}]$ die Steifigkeitsmatrix;

$\{\mathbf{x}\}$ der verallgemeinerte Koordinatenvektor;

$\{\mathbf{F}(t)\}$ der äußere Kräftevektor.

Weil für Systeme mit vielen Freiheitsgraden diese Methode ungünstig und oft schwierig zu handhaben ist, benutzt man die Methoden der analytischen Mechanik, beispielsweise das Hamiltonsche Prinzip oder das Prinzip der virtuellen Arbeit.

Während die modale Massen- und Steifigkeitsmatrix immer diagonal ist, ist die modale Dämpfungsmatrix im allgemeinen Fall nicht diagonal. Aus diesem Grund sind die Gleichungen (2.59) gekoppelt. Für den Fall der proportionalen Dämpfung – diejenige, die sich aus der linearen Kombination der Masse und der Steifigkeit ergibt: $[C] = \alpha_1[M] + \alpha_2[K]$ – lässt sich die Dämpfungsmatrix jedoch diagonalisieren [Tar01] und damit das Gleichungssystem entkoppeln. Nach Orthonormalisierung, indem man die Eigenvektoren, die die Lösung des linearen homogenen Gleichungssystem darstellen, durch die Wurzel der modalen Masse teilt, erhält man eine Gleichung der Form

$$\ddot{x}_i + 2\bar{\zeta}_{ri}\bar{\omega}_i\dot{x}_i + \bar{\omega}_i^2x_i = \bar{F}'_i, \quad (2.60)$$

wobei $\bar{\zeta}_{ri}$ den i -ten modalen relativen Dämpfungskoeffizienten beschreibt, mit $\bar{F}'_i = \bar{F}_i/\bar{M}_i$. Das aus i Freiheitsgraden bestehende ursprüngliche System wird also in i Systeme mit einem Freiheitsgrad zerlegt, dessen Masse, Dämpfung, Steifigkeit und von außen ausgeübte Kraft mit den zugehörigen modalen Größen zusammenfallen. Durch die modale Analyse wird das Problem erheblich vereinfacht.

In der Praxis ist die Bestimmung der Dämpfung nicht einfach zu bewerkstelligen, da sich die Rohrschwingung aus Schwingungen unterschiedlicher, teils benachbarter Frequenzen zusammensetzt. Das hat zur Folge, dass einerseits Schwebungen auftreten, andererseits ist eine frequenzabhängige Dämpfung zu beobachten, wobei hohe Frequenzen bei normalem Materialverhalten stärker gedämpft werden als tiefe.

2.3.2 Schwingungsdämpfung infolge von angrenzenden Strukturen

Die Schwingungsdämpfung im Zylinderrohr kann über eine Bestimmung der Halbwertsbreiten der Resonanzen im Frequenzspektrum oder über eine Messung der Abklingzeiten erfolgen. Da jedoch bei Hohlzylindern die Resonanzfrequenzen dichter liegen als bei Stäben und unregelmäßig verteilt sind, ist die Voraussetzung insbesondere bei erdverlegten Rohren oft nicht gegeben, dass die Abstände der Resonanzen größer als ihre Halbwertsbreite ist. Die einzelnen Resonanzen verlaufen dann ineinander, so dass eine hinreichend genaue Bestimmung der Dämpfung nicht möglich ist.

Bei erdverlegten Rohren kommt zur inneren dissipativen Dämpfung noch die äußere hinzu. Körperschallenergie wird in das die Rohre umgebende Erdmaterial abgestrahlt. Da die angeregten Biegeschwingungen in der Regel senkrecht zur Rohrachse schwingen, werden in der Rohrumbgebung vornehmlich Longitudinalwellen angeregt.

Setzt man voraus, dass die Wellenlänge der Biege-Wellen des Rohres größer ist als die Wellenlänge der abgestrahlten Wellen, bedeutet das, dass der Abstrahlgrad $\sigma \approx 1$ ist [Hen01]. Der umgebende Sand (bzw. Bodenmaterial) kann somit wie ein eindimensionaler Wellenleiter mit der Dichte ρ_S und der komplexen Longitudinalwellengeschwindigkeit c_L betrachtet werden. Die Eingangsimpedanz für einen solchen Wellenleiter beträgt pro Flächeneinheit [Cre96]:

$$\hat{Z}' = j\rho_S \hat{c}_L \tan\left(\frac{\omega d}{\hat{c}_L}\right), \text{ mit } \hat{c}_L = c'_L \sqrt{1 + j\eta_S} . \quad (2.61)$$

Eine deutliche Wirkung der Dämpfung durch den Sand tritt erst in der Nähe und oberhalb der ersten Dickenresonanz ein. Diese ist für gebettete Rohre jedoch so tieffrequent, dass sie quasi in für das Klopfverfahren relevanten Fällen immer gegeben ist. Damit lässt sich die Dämpfung durch

$$\text{Re}\{\hat{Z}'\} \approx \rho_S \hat{c}_L \quad (2.62)$$

beschreiben. Dann ist der Verlustfaktor des das Rohr umgebenden Sandes bzw. Bodenmaterials:

$$\eta = \frac{n}{l_Z} \frac{\text{Re}\{\hat{Z}'\}}{\omega \rho_S D}, \quad (2.63)$$

wobei l_Z die Länge des Hohlzylinders und D dessen Steifigkeit beschreibt. Das Problem besteht darin, eine geeignete Schallausbreitungsgeschwindigkeit von Sand bzw. nicht-bindigen Böden anzugeben. Sie variiert je nach Bodenfeuchte und Wellenlänge zwischen $c_L = 100 - 1500$ m/s, wobei für sehr trockene Verhältnisse eher der untere Wert und für wassergesättigte Verhältnisse der obere Wert anzusetzen ist, [Bio56] sowie [Bio62]. Das bedeutet, dass sehr trockener Sand die Biegeschwingungen eines Rohres um etwa eine Größenordnung stärker dämpft als wassergesättigter Sand bzw. nicht-bindiger Boden. Der Verlustfaktor η variiert damit im Bereich $\eta \approx 0,01$ bis $0,1$.

Erschwerend kommt weiter hinzu, dass nach der Theorie von Biot in gesättigten Böden die Grundgleichung der Elastodynamik (2.3) nur in abgeänderter Form gilt [Wan00]:

$$\underline{F} + (\lambda + 2\mu) \nabla \nabla \cdot \underline{u} - \mu \nabla \times \nabla \times \underline{u} = \alpha \nabla P, \quad (2.64)$$

wobei P den Porendruck und α die Tortuosität der Matrix bezeichnet. Zur Lösung von Gleichung (2.62) ist eine weitere Gleichung erforderlich:

$$\frac{1}{Q} \frac{\partial P}{\partial t} + \alpha \frac{\partial}{\partial t} (e_{11} + e_{22} + e_{33}) = \kappa \nabla \times \nabla \times P, \quad (2.65)$$

mit dem Biotschen Kompressibilitätsparameter

$$\frac{1}{Q} = \frac{9}{2} \frac{(1 - 2\nu_u)(\nu_u - \nu)}{2(1 - 2\nu)(1 + \nu_u)^2 \mu B^2} = S - \alpha^2 c. \quad (2.66)$$

Hierin ist ν_u die Poissonzahl für den undrainierten Fall, d.h. keine Kompression des Porenraums, B das Skempton-Verhältnis und S die Speicherkompressibilität. Im Beitrag [Bac98] wird die von der Wassersättigung abhängige Ausbreitungsgeschwindigkeit von Longitudinalwellen auch bei teil- bzw. nicht gesättigten Böden diskutiert. Besonders im Bereich nahe der vollständigen Wassersättigung ist die Dämpfung einerseits sehr ausgeprägt, andererseits stark frequenzabhängig. Im Bereich schwankender Grundwasserstände kann es daher unter ungünstigen Umständen zu sehr unterschiedlichen Messergebnissen kommen, je nach Bodenbeschaffenheit und Sättigungsgrad.

Um die Abstrahlcharakteristik eines Rohres vollständig zu erfassen, ist eine genaue Kenntnis des Bodens erforderlich, in den die untersuchten Rohre eingebettet sind. Dies ist aus wirtschaftlichen Gründen jedoch in der Regel nicht möglich.

Abschließend sind in Tabelle 2.3 die Materialparameter sowie die Verlustfaktoren für einige relevante Baustoffe angegeben.

Tabelle 2.3: Materialparameter relevanter Baustoffe

Material	Dichte [kg/m ³]	E-Modul [10 ⁹ N/m ²]	c_{LII} [m/s]	Verlustfaktor
Asphalt	2000	28	3700	0,007 – 0,02
Beton	2300	26	3600 - 4200	0,004 – 0,008
Glas	2500	60	4900	0,0006 – 0,002
Fichtenholz	400 - 700	1 - 5	≈2500	0,0008
Sand, trocken	1500	0,03	100 - 250	0,06 – 0,12
Sand, gesättigt	1800	-	1500	≈ 0,01
Steinzeug	2200	≈50	≈5000	≈ 0,002

3 KLOPFPRÜFUNG

3.1 Anregung von Körperschall

Die Anregung von Körperschall erfolgt in der zerstörungsfreien Prüfung in der Regel über Schlaghammer, Ultraschallwandler, Luftdruckimpuls, hochenergetischen Laserimpuls oder bei metallischen Werkstoffen u.U. auch elektromagnetisch. Häufig wird das Prüfobjekt impulsförmig und damit breitbandig angeregt. Ziel ist es, die Laufzeit der angeregten Wellen zu bestimmen und darüber die Wellenausbreitungsgeschwindigkeit, die wiederum Aussagen über Materialkennwerte erlaubt, wie beispielsweise den E-Modul. Für die Untersuchung von komplexen Strukturen bedient man sich der Modalanalyse [Nat92], quasi als Frequenzantwort der Struktur. Fehler in der Struktur machen sich anhand einer Verschiebung der Eigenfrequenzen bemerkbar. Trotz ihrer relativ einfachen geometrischen Struktur weisen selbst einfache Hohlzylinder ein komplexes Schwingungsverhalten auf. Wird die axiale Symmetrie beispielsweise durch Rohrmuffen unterbrochen, so ist eine analytische Berechnung des Problems zu aufwändig.

3.1.1 Resonanzverfahren (Impact Echo)

Grundlage des in dieser Arbeit vorgestellten akustischen Prüfverfahrens ist das in der zerstörungsfreien Prüfung als "Impact-Echo"-Methode bezeichnete Resonanzverfahren [Båt79], [Die82], [Kra86] und [San86]. Dieses Verfahren wird vor allem für die Detektion von Verpressfehlern in Hüllrohren und von Delaminationen in Beton eingesetzt. Infolge von Resonanzerscheinungen, die aufgrund von Mehrfachreflexionen an Grenzschichten entstehen, kann anhand des Frequenzspektrums der in unmittelbarer Nachbarschaft der Anregung gemessenen Schwingung bei bekannter Longitudinalwellen-Geschwindigkeit c_L die Bauteildicke d bestimmt werden. Es gilt die Beziehung

$$d = \frac{c_L}{2f_r} \hat{=} \frac{\lambda}{2}, \quad (3.1)$$

wobei f_r die Resonanzfrequenz der Grundschiwingung beschreibt, die mit der Wanddicke korrespondiert. Die Wanddickenresonanz schlägt sich bei plattenartigen Strukturen in der Regel als Hauptresonanz im Frequenzspektrum nieder. Die physikalischen Grundlagen hierzu werden in [Car86] bzw. [Koo91] ausführlich erläutert. Wichtig für die Bestimmung der Bauteildicke ist vor allem ein möglichst breiter Frequenzgehalt des abgestrahlten Wellenfeldes, da nur so sichergestellt ist, dass auch die zur gesuchten Dicke gehörende Frequenz angeregt wird.

Die Anregung erfolgt i.d.R. mit Stahlkugeln unterschiedlichen Durchmessers ($d = 4 - 15$ mm), die mit Geschwindigkeiten $c_K = 2 - 10$ m/s auf das Prüfob-

jekt geschossen werden. Hierbei werden Kontaktzeiten von $t_c = 15 - 80 \mu\text{s}$ erreicht, was einer maximal nutzbaren Frequenz von etwa $f = 15 - 80 \text{ kHz}$ entspricht. Die derart in das Prüfobjekt eingebrachte Energie reicht für die Untersuchung von Betondicken bis zu $d = 1,5 \text{ m}$ aus.

Für die Ankopplung an raue Oberflächen werden dünne Bleiplatten zwischen den Sensor und die Betonoberfläche gelegt. Diese wirken als mechanischer Tiefpass.

Aus der Kontaktzeit t_c der auf das Prüfobjekt geschossenen Stahlkugel kann nach [San97] die maximal nutzbare Frequenzkomponente bestimmt werden ($f_{\text{max}} = 1,25/t_c$). Höhere Frequenzen werden zwar noch angeregt, doch steht hier i.d.R. für eine sinnvolle Weiterverarbeitung zu wenig Energie zur Verfügung.

Die minimale Größe bzw. Länge von zu detektierenden Störungen und Rissen wird physikalisch durch die Wellenlänge der erzeugten Schwingung begrenzt. Die Risslänge l_{Riss} muss die Wellenlänge mindestens übertreffen, damit dieser Riß mit dem Impact Echo Verfahren geortet werden kann:

$$l_{\text{Riss}} > \lambda. \quad (3.2)$$

Mit der Impact Echo Methode kann nur ein relativ kleiner Bereich eines Prüfkörpers untersucht werden. Aufgrund der richtungsabhängigen Empfindlichkeit der Aufnehmer werden überwiegend Reflexionen von Inhomogenitäten aufgezeichnet, die direkt unter dem Aufnehmer liegen. Die Tiefenlage von Fehlstellen wird also nur an der Stelle ermittelt, über der der Aufnehmer an der Oberseite angebracht wurde. Eine mehrdimensionale Abbildung des Messobjekts ist durch ein "Abscannen" des Prüfkörpers möglich, was je nach Bauteil und geforderter Genauigkeit den Zeitaufwand erhöht. Außerdem können Inhomogenitäten im Untersuchungsobjekt, wie Stahlbewehrung oder Verdichtungsmängel, das Ergebnis der Messung ungünstig beeinflussen. Die Genauigkeit des Verfahrens hängt von diesen Randbedingungen und den dadurch bestimmten Messeinstellungen ab und beträgt nach [Gro96] zwischen 4 und 8 % bezogen auf die Bauteildicke.

3.1.2 Klopfprüfung von Zylinderrohren

Im Unterschied zum Impact Echo Verfahren wird bei der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Klopfprüfung von Zylinderrohren nicht nur die Wanddickenresonanz angeregt, sondern das ganze Rohr zu Eigenschwingungen angeregt, die in einiger Entfernung von der Anregungsposition gemessen werden. Die Anregung geschieht impulsförmig und ist gegenüber anderen Anregungsarten vorteilhaft:

- Einfachheit der Realisierung (pneumatisch, mechanisch, elektrisch)
- gute, reproduzierbare Anregung
- breites nutzbares Frequenzband
- kompakte Bauform

Das von Klingmüller [Kli95] in den 90er Jahren entwickelte akustische Klopfgerät, das als „Rohrspecht“ oder auch als Rohr-Impactometer bezeichnet wird, vgl. Abb. 3.1, macht sich die Vorteile der impulsförmigen Anregung zunutze.

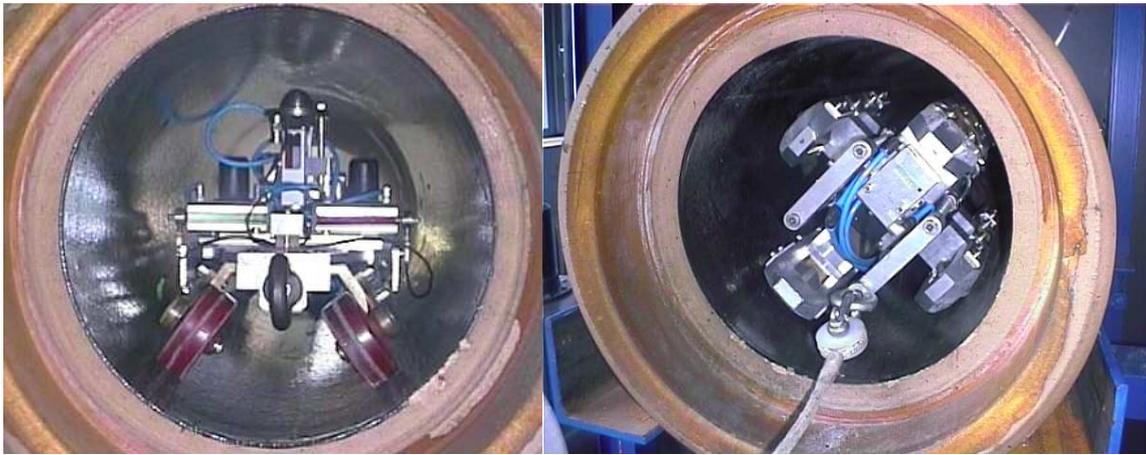


Abb. 3.1: Rohr-Impactometer Prototyp I (links) und Prototyp III (rechts) im Abwasserrohr

Es regt die erdverlegten Abwasserrohre an der Rohrwand mit einem Hammer impulsförmig an, das Rohr wird an dieser Stelle entsprechend Abb. 3.2 deformiert.

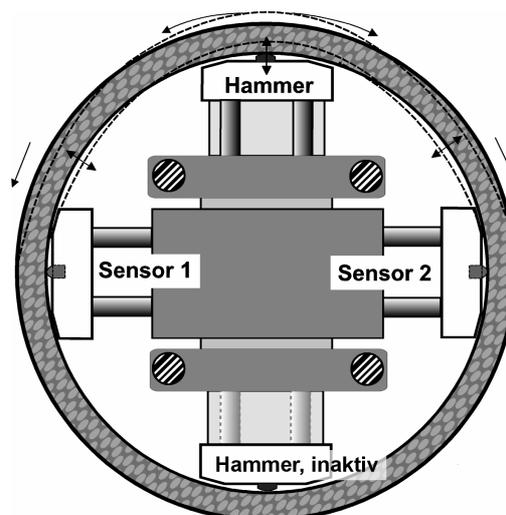


Abb. 3.2: Prinzipskizze des Rohr-Impactometers, Prototyp III

Die Deformation breitet sich allseitig aus und ruft infolge der elastischen Eigenschaften im Rohr Schwingungen hervor, die sich bei geringer Dämpfung zu Eigenschwingungen im hörbaren Frequenzbereich (100–10.000 Hz) überlagern. Die Impulsantwort wird mit zwei Beschleunigungssensoren in Umfangsrichtung jeweils 90° zur Anregung versetzt erfasst.

Für intakte Rohre sind die um 180° versetzt aufgenommenen Signale nahezu identisch. Typischerweise werden Korrelationskoeffizienten von $\rho_{12}(\tau) > 0,9$ erreicht– das bedeutet, die Signale sind zu 90% ähnlich. Jedoch bei ungleichmäßigen Ankopplungsbedingungen infolge von Wandrauhigkeiten sowie bei Schäden im Rohr (Risse, Scherben oder ähnliches) und anderen Ereignissen (Hausanschlüsse, Rohrversatz, Inkrustationen) liegen die Werte deutlich darunter.

Aktorik

Die impulsförmige Anregung wurde beim Rohr-Impactometer über einen pneumatisch angetriebenen, selbst umsteuernden Kolbenzylinder realisiert, der auf einen schleifend an die Rohrwand angekoppelten Bolzen etwa 40 mal je Sekunde auftrifft, vgl. Abb. 3.3. Zwischen einer Schlagkappe und dem an die Rohrwand angekoppelten Metallbolzen befindet sich ein Kraftsensor, der die tatsächlich in die Rohrwand eingekoppelte Schlagkraft ermittelt. Um reproduzierbare Verhältnisse zu erreichen, wird der Metallbolzen mit Tellerfedern wieder in seine Ausgangslage gebracht.

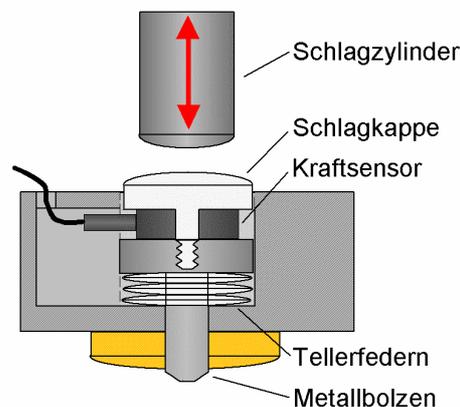


Abb. 3.3: Konstruktionszeichnung Luftdruckvibrator mit Schlagbolzen

Der selbst umsteuernde Schlagzylinder besitzt eine Masse von etwa $m = 200$ g und wird mit einem Luftdruck von $p = 2 - 4$ bar beschleunigt. Hierbei treten Kräfte in der Größenordnung von $F = 10$ kN und darüber auf, wobei eine Erhöhung des Druckes mit einer Zunahme der Schlagkraft verbunden mit einer Steigerung der Schlagfrequenz einhergeht. Bei freien Rohren kann dies zu Interferenzen zwischen Schwingungen führen, die bei aufeinanderfolgen-

den Schlägen hervorgerufen wurden. Die Folge sind zu- sowie abnehmende Schwingungsamplituden, welche die Signalverarbeitung erschweren.

Für eine möglichst optimale Kontrolle des eingeleiteten Kraftimpulses wurde ein Kraftsensor einem Beschleunigungssensor vorgezogen. Während Beschleunigungssensoren auch die auf dem Gehäuseweg übertragenen Schwingungen erfassen, wird bei Kraftsensoren nur der tatsächlich eingeleitete Kraftimpuls aufgezeichnet. Die Kraftsensoren weisen über den gesamten Messbereich ein lineares Übertragungsverhalten auf.

Das Zeitsignal eines typischen Hammerschlages ist in Abb. 3.4 dargestellt.

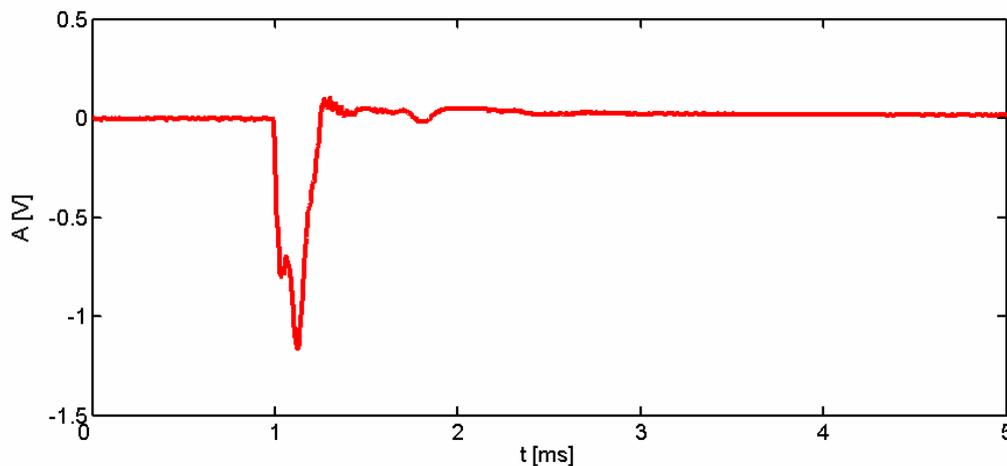


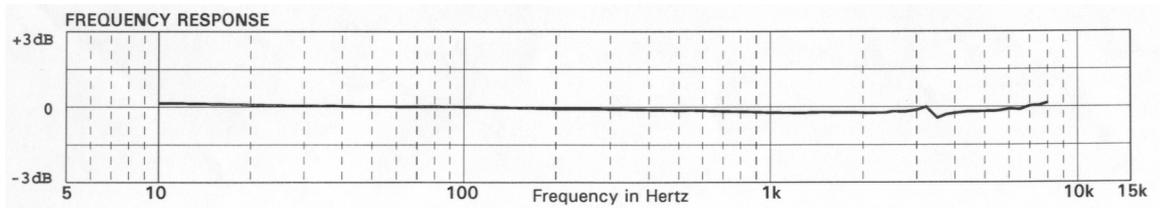
Abb. 3.4: Kraft-Zeit-Diagramm des Hammerschlages

3.2 Messen von Körperschall

3.2.1 Beschleunigungssensoren

Als Messaufnehmer wurden Beschleunigungssensoren gewählt, die mit der gewählten Impulsanregung harmonieren und zu tieferen wie zu höheren Frequenzen hin Spielraum für eine Erweiterung des Messbereiches bieten. Die ausgewählten Beschleunigungssensoren sind einerseits sehr leicht, andererseits robust und zuverlässig. Sie weisen im Frequenzbereich zwischen $f=10$ Hz und $f=10$ kHz ein lineares Übertragungsverhalten auf bei einer geringen Querempfindlichkeit von unter 5 %, vgl. Abb. 3.5 und Tabelle 3.2.

Sensor 1:



Sensor 2:

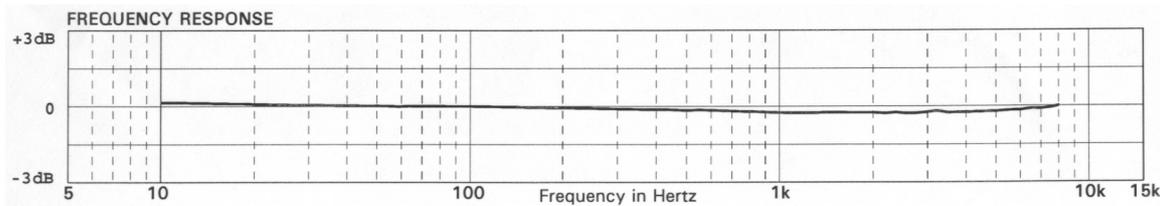


Abb. 3.5: Frequenzgang der verwendeten Beschleunigungssensoren des Prototyp III

Als Mess-Signal erhält man Beschleunigungen, die abhängig vom Sensor in 10 oder 100 mV je g (Erdbeschleunigung) angegeben werden (Tabelle 3.2).

Tabelle 3.2: Kalibrierungsdaten der verwendeten Beschleunigungssensoren

	Sensor 1	Sensor 2	Ringaufnehmer
Empfindlichkeit	107,5 mV/g	101,7 mV/g	9,72 mV/g
Querempfindlichkeit	4,7 %	4,9 %	2,8 %
Resonanzfrequenz	41,5 kHz	37 kHz	40,5 kHz
Messbereich	50 g	50 g	500 g
Auflösung	0,00016 g	0,00016 g	0,01 g
Maximale Amplitudenabweichung	- 2,8 % bei 1000 Hz	-2,6 % bei 1000 Hz	2,1 % bei 6000 Hz

Typische Signalverläufe für gebettete Rohre zeigen ein rasch abklingendes Schwingungsverhalten, wobei bereits im Zeitsignal eine Überlagerung von Schwingungen unterschiedlicher Frequenzen festgestellt werden kann, vgl. Abb. 3.6. Die Hauptspektralanteile im Energiedichtespektrum des Antwortsignals sind unterhalb einer Frequenz von $f=5$ kHz zu finden (Abb. 3.7). Höhere Spektralanteile sind im Signal zwar vorhanden, allerdings sind sie oft nur schlecht nutzbar, da hier die Störanteile gegenüber den Nutzanteilen überwiegen.

Die Signale wurden mit einer Abtastfrequenz von $f_{A/D} = 500$ kS/s erfasst, so dass Aliasing ausgeschlossen werden kann.

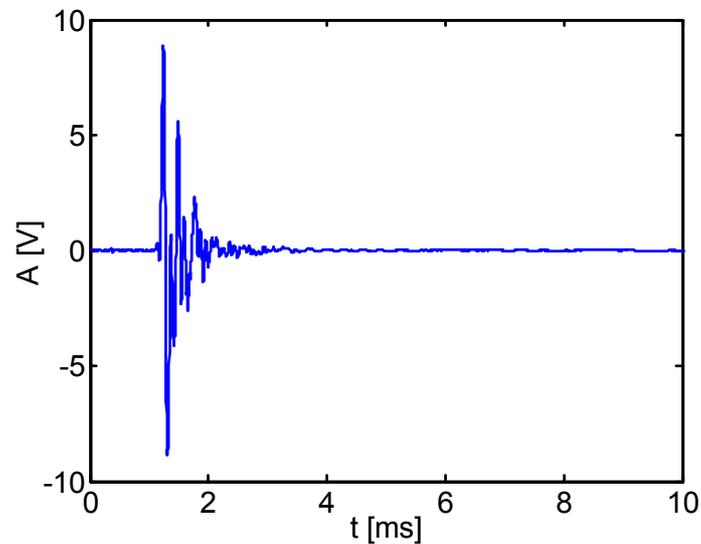


Abb. 3.6: Typische Impulsantwort eines Steinzeugrohres DN300

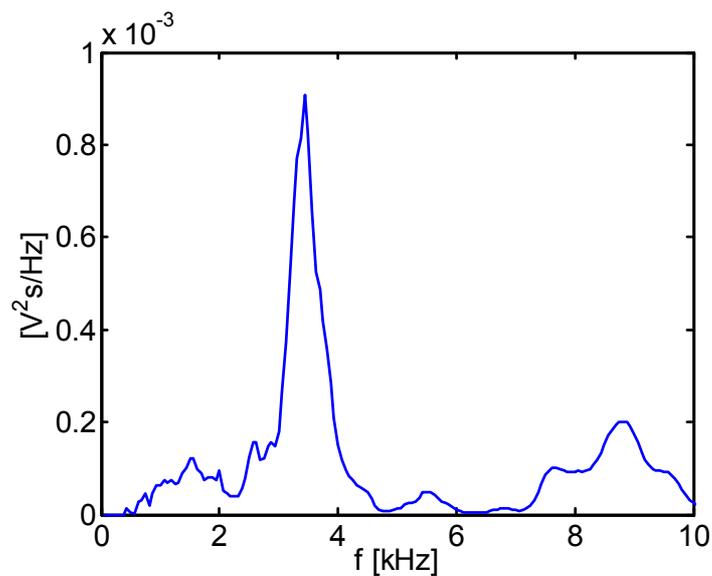


Abb. 3.7: Energiedichtespektrum des Signals aus Abb. 3.6

Vergleicht man die Energiedichtespektren des anregenden Schlagsignals (vgl. Abb. 3.13, Kapitel 3.3.1), und der in einiger Entfernung gemessenen Beschleunigung, so stellt man eine deutliche Verschiebung der Hauptanteile im Spektrum fest. Im Frequenzbereich zwischen $f = 0,5$ bis 2 kHz weist das Signal nur geringe Energieanteile auf. Der Hauptanteil der Signalenergie liegt in einem Band bei $f = 3$ bis 4 kHz.

3.2.2 Mikrofone

Zusätzlich zur Beschleunigungsmessung wurden Mikrofone eingesetzt, um die Rohrschwingung berührungslos zu messen. Hierzu wurden im Rahmen einer Diplomarbeit Versuche mit dem Prototyp I des Rohr-Impactometers durchgeführt [Knö02], mit dem nach einigen technischen Modifikationen wahlweise Messungen mit den Beschleunigungssensoren oder mit den Messmikrofonen durchgeführt werden konnten, vgl. Abb. 3.8.

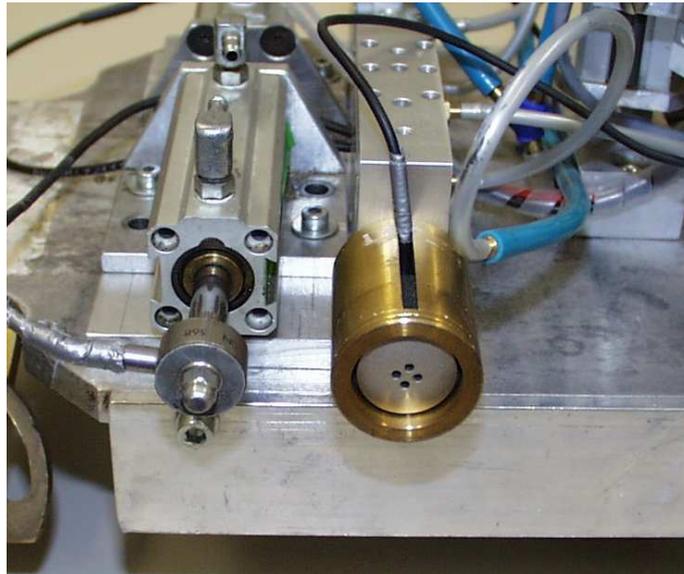


Abb. 3.8: Beschleunigungssensor (links) und Grenzflächenmikrofon (rechts) am Rohr-Impactometer I

Dass sich die Signale im Vergleich zu den Beschleunigungsmessungen sehr stark unterscheiden [Knö02], liegt einerseits an der Abstrahlcharakteristik von Rohren [Hen01] und [Hec57], andererseits an der im Nahfeld gegebenen Proportionalität zwischen der Verschiebung \underline{u} und dem Druck p . Da $\underline{u} \sim p$ und $p \sim a/\omega^2$ werden die tiefen Frequenzen bei einer Mikrofonmessung im Vergleich zu einer Beschleunigungsmessung stärker gewichtet.

Die Mikrofonmessung besitzt gegenüber einer Beschleunigungsmessung folgende Vorteile:

- berührungslose Messung
- kein Verschleiß
- unempfindlich gegenüber gehäuseseitig eingekoppelten Körperschall
- reproduzierbarere Messungen auch bei rauen Oberflächen

Insbesondere aufgrund der geringeren Empfindlichkeit gegenüber Körperschall, der über das Mikrofongehäuse einkoppelt, eignet sich ein Grenzflächenmikrofon gut für die Schwingungsmessung. Versuche haben aber auch

gezeigt, dass gewöhnliche Elektretmikrofone prinzipiell ebenfalls für diesen Einsatzzweck geeignet sind. Hier bereitete aber die Entkopplung vom Körperschall größere Schwierigkeiten, da ein Fixieren der Mikrofone sich unmittelbar auf die Qualität der Messergebnisse auswirkte.

Die hochsensiblen Messmikrofone sind in speziell angefertigten Fassungen untergebracht, die an die Kolbenstangen der Pneumatik-Zylinder angeschraubt werden (Abb. 3.9). Da ausschließlich der vom Rohr abgestrahlte Schall, und nicht Reflektionsgeräusche im Rohr oder das Geräusch des Hammerschlags, gemessen werden soll, sind die Schalldurchgangsöffnungen zur Mikrofonmembran von einem ringförmigen Schaumstoffelement umgeben.

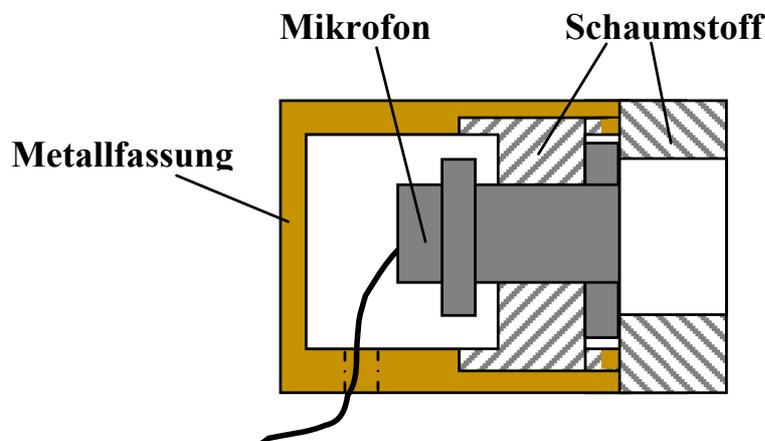


Abb. 3.9: Befestigung des Grenzflächenmikrofons in einer Messingfassung

Um das Schaumstoffelement zu schonen, muss jeder Messpunkt einzeln angefahren werden. Dadurch wird diese Messmethode sehr aufwändig und relativ langsam und ist für einen wirtschaftlichen Einsatz anstelle von Beschleunigungssensoren nur bedingt geeignet. Abb. 3.10 zeigt ein typisches, hochpassgefiltertes Mikrofonsignal, Abb. 3.11 die zugehörigen Energiedichtespektren für Filter mit unterschiedlichen Grenzfrequenzen. Die verwendete Hochpassfilterung dient dazu, störende Signalanteile – beispielsweise durch Umgebungsgeräusche oder vom Messgerät erzeugte Geräusche – unterhalb der Grundfrequenz des untersuchten Rohres zu eliminieren.

Im Vergleich mit Beschleunigungssensoren wurden gute, teilweise bessere Ergebnisse erzielt. Ein Vergleich der Messergebnisse findet man in Kapitel 5.3.

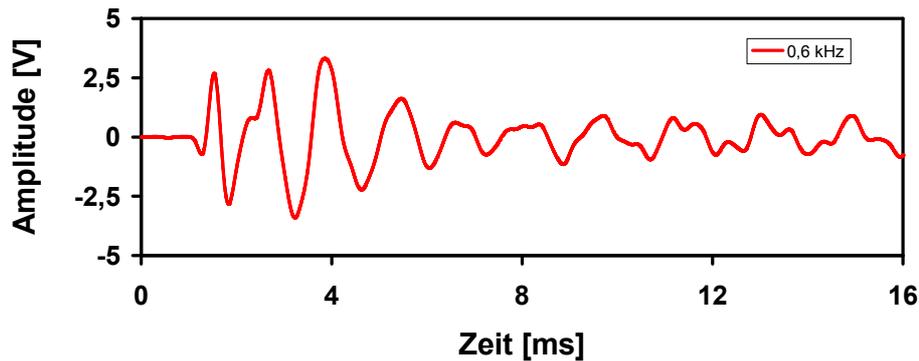


Abb. 3.10: Signalverlauf eines typischen Mikrofonsignals nach Hochpassfilterung mit einer Grenzfrequenz von $f_{Gr,u} = 0,6 \text{ kHz}$

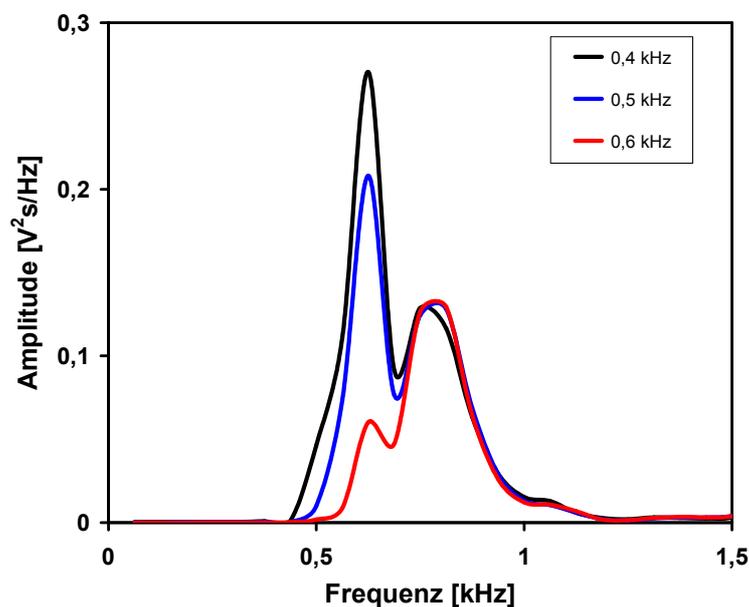


Abb. 3.11: Energiedichtespektren für ein typisches Mikrofonsignal nach Hochpassfilterung mit unterschiedlichen Grenzfrequenzen

3.3 Übertragungsverhalten

Die Übertragungsfunktion kann als Verhältnis aus der Fourier-Transformierten des Ausgangssignals und der Fourier-Transformierten des Eingangssignals definiert werden [Mes98]:

$$G(j\omega) = \frac{Y(j\omega)}{X(j\omega)}. \quad (3.3)$$

In Bezug auf die Klopfprüfung kommt damit dem impulsförmigen Anregungssignal durch den Schlaghammer die Funktion des Eingangssignals X zu. Das Ausgangssignal Y wird an den Beschleunigungssensoren ermittelt.

Die Übertragungsfunktion G_{Messung} aus dem Mess-Signal Y bezogen auf die Impulsanregung X setzt sich aus mehreren Einzelübertragungsfunktionen

zusammen, der Übertragungsfunktion der Hammereinheit G_H , des Rohres G_R , der Ankopplung G_A und der Sensoreinheit G_S , vgl. Abb. 3.12.

Um den Einfluss des Messgerätes zu eliminieren, wird nachfolgend das Übertragungsverhalten des Rohr-Impactometers mit seinen einzelnen Komponenten – Hammer und Sensoreinheit – bestimmt.

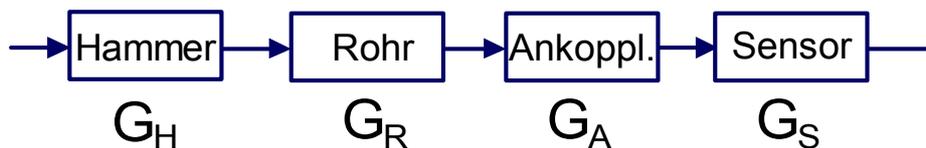


Abb. 3.12: Blockschaltbild des Übertragungsverhalten des Impact-Messverfahrens

Die Übertragungsfunktion sowohl des Hammers als auch der Sensoreinheit kann relativ einfach bestimmt werden, wie nachfolgend gezeigt wird. Die Sensorankopplung bleibt zusammen mit der Rohrübertragungsfunktion als unbekannte Größe übrig, so dass letztlich lediglich das Produkt aus der Übertragungsfunktion des Rohres G_R und der Sensorankopplung G_A bestimmt werden kann:

$$G_{RA} = G_R \cdot G_A = \frac{G_{\text{Messung}}}{G_H G_S}. \quad (3.4)$$

Sind für das Prüfproblem lediglich vergleichende Messungen erforderlich, so kann das Übertragungsverhalten von Hammer und Sensoreinheit unberücksichtigt bleiben, da es sich im Laufe einer Messreihe nicht ($G_H = G_{H,0}$), bzw. nur marginal verändert:

$$\frac{G_{RA}}{G_{RA,0}} = \frac{G_R \cdot G_A}{G_{R,0} \cdot G_{A,0}} = \frac{G_{\text{Messung}}}{G_{\text{Messung},0}} \cdot \frac{G_H G_{S,0}}{G_H G_S} \approx \frac{G_{\text{Messung}}}{G_{\text{Messung},0}} \quad (3.5)$$

mit $G_S \approx G_{S,0}$. Gleichung (3.8) legt nahe, eine Referenzmessung, bzw. Referenzsignale zu generieren, auf die jede einzelne Messung bezogen werden kann. Hier bietet es sich an, Mustersignale aus Messungen in intakten Rohrbereichen zu bilden. Dieser Vorgang wird in Kapitel 4.3, Gl. (4.3) beschrieben.

Um die Übertragungsfunktion des Rohres möglichst genau bestimmen zu können, ist es erforderlich, alle anderen Blöcke so genau wie möglich zu bestimmen. Diese Blöcke können als Übertragungsverhalten des Messgerätes zusammengefasst werden und werden im nachfolgenden Kapitel ausführlich diskutiert.

3.3.1 Übertragungsverhalten des Messgerätes

Exemplarisch für die Klopffprüfung wird das Übertragungsverhalten des Rohr-Impactometers erläutert. Es setzt sich aus den Übertragungsfunktionen des Hammer G_H , der Sensorankopplung G_A und der Sensoreinheit G_S zusammen:

$$G_{\text{Messgerät}} = G_H G_A G_S. \quad (3.6)$$

Übertragungsverhalten des Hammers

Idealerweise sind die mittels eines Schlagzylinders eingeleiteten Schläge scharf ausgeprägte Impulse (näherungsweise Deltaimpulse). Diese besitzen die Eigenschaft, dass sie über ein weites Frequenzband einen nahezu konstanten Verlauf aufweisen. Die Fouriertransformierte der Impulsantwort entspricht dann in diesem Frequenzband direkt der Übertragungsfunktion des untersuchten Rohres.

Die tatsächlich eingeleiteten Impulse weichen von der Idealform mehr oder weniger stark ab, vgl. Abb. 3.4. Es kann jedoch eine Grenzfrequenz bestimmt werden (Linearität - max. 3 dB Abweichung), bis zu welcher der Impuls näherungsweise als idealer Delta-Impuls angesehen werden kann. Für einen typischen Hammerimpuls wurde die untere Grenzfrequenz zu $f = 0,1$ kHz und die obere zu $f = 2,0$ kHz bestimmt, vgl. Abb. 3.13.

Sansalone [San97] fasst den maximal nutzbaren Frequenzbereich weiter und definiert als obere Grenzfrequenz $f_{\text{max}} = 1,25/t_c$. Für das Rohr-Impactometer bedeutet das bei einer Kontaktzeit des Hammers mit dem Prüfobjekt von etwa $t_c = 0,3$ ms eine obere Grenzfrequenz von $f_{\text{max}} = 4,1$ kHz.

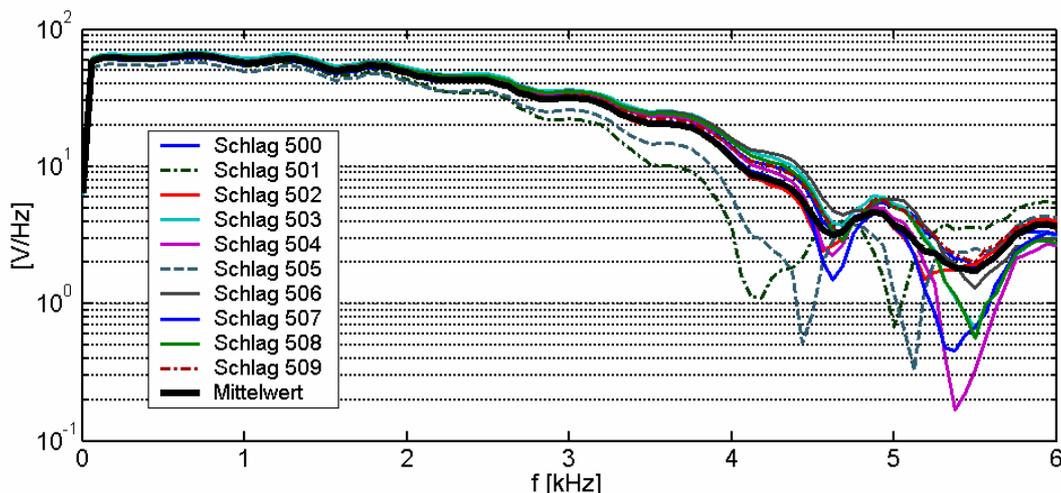


Abb. 3.13: Frequenzgang des Hammerschlages

Um die Kontaktzeit zu minimieren, gibt es mehrere Möglichkeiten. Einerseits kann die Kontaktfläche A_{Kontakt} zwischen Schlaghammer und Prüfobjekt reduziert werden, dies ist eine der wirksamsten Methoden, andererseits führt auch eine Reduktion der Masse des Hammers m_H zum Ziel. Um den Verlust

an eingekoppelter kinetischer Energie E_{kin} zu kompensieren, muss die Schlaggeschwindigkeit v und damit die Schlagkraft erhöht werden. Dies ist aber nur in begrenztem Umfang möglich, wenn das Prüfverfahren zerstörungsfrei arbeiten soll. Zudem muss für die Anregung der niedrigen Moden genügend Anregungsenergie bei tiefen Frequenzen zur Verfügung stehen. Dies gelingt um so besser, je größer die Masse des Hammers gewählt wird. Weil sich aber eine Veränderung des Frequenzgangs der Anregung unmittelbar auf die Schwingungsantwort des Rohres auswirkt, sind Anregung und Messwert-erfassung unbedingt aufeinander abzustimmen.

Übertragungsverhalten der Sensoreinheit

Die Sensoreinheit ist in Abb. 3.14 dargestellt. Ein Metallbolzen, auf dem ein Beschleunigungssensor befestigt ist, wird über eine Feder an die Rohrwand angedrückt. Das Übertragungsverhalten der Sensoreinheit kann bis auf die Ankopplung, die ein sehr komplexes Problem darstellt und deshalb im nächsten Abschnitt gesondert erörtert wird, relativ problemlos bestimmt werden. Es setzt sich zusammen aus dem linearen Frequenzgang der Beschleunigungssensoren und dem ebenfalls von $f = 0,3$ kHz bis weit über 5 kHz als linear einzustufenden Frequenzgang der Metallbolzen, die der schleifenden Ankopplung an die Rohroberfläche dienen, vgl. Abb. 3.15.

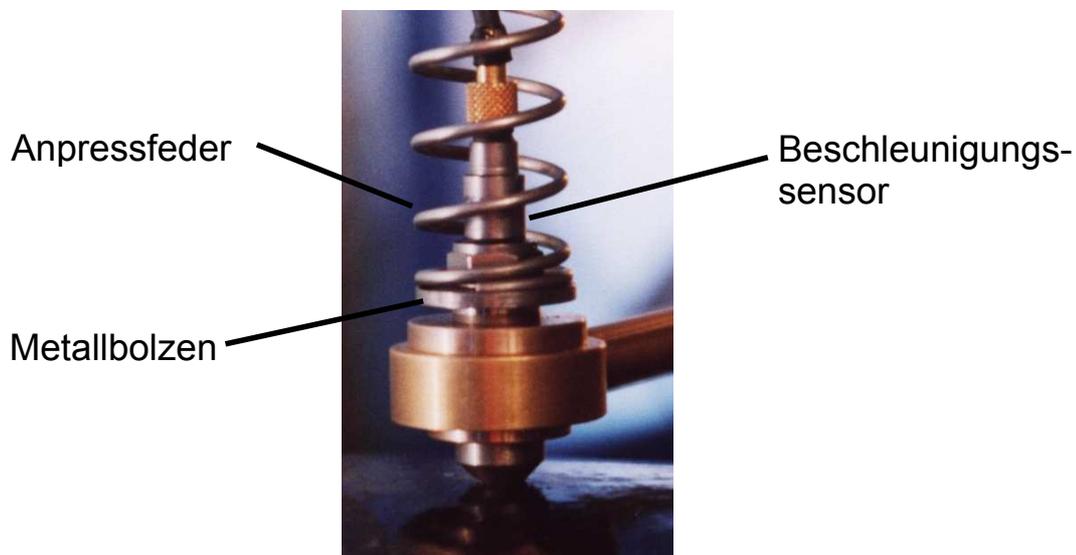


Abb. 3.14: Ankopplung des Beschleunigungssensors über einen Metallbolzen

Die in einer Studienarbeit [Kna03] durchgeführten Berechnungen ergaben, dass die Sensoreinheit im Messbereich ($f = 0,5$ bis 5 kHz) ein nahezu optimales Übertragungsverhalten aufweist.

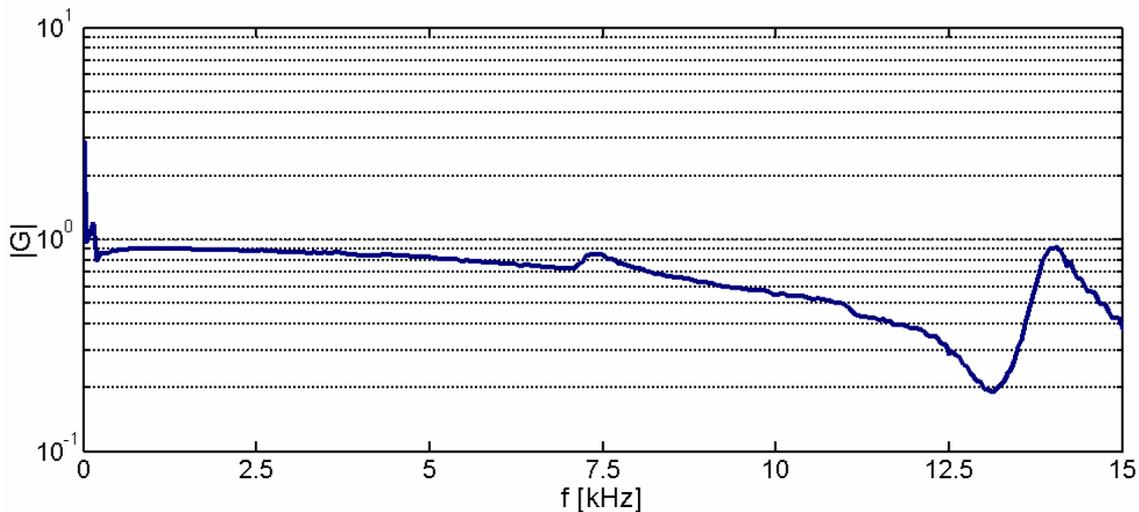


Abb. 3.15: Frequenzgang der Sensoreinheit

Übertragungsverhalten der Sensorankopplung

Idealerweise erfolgt das Messen von Körperschall durch Aufkleben der Beschleunigungssensoren auf das zu prüfende Objekt. Nur so ist für die Ankopplung der Messaufnehmer eine breitbandige Übertragung gewährleistet. Die schlechte Zugänglichkeit der Prüfobjekte sowie Wirtschaftlichkeitsüberlegungen erlauben diese Vorgehensweise jedoch nicht. Ein möglichst schnelles Abtasten der Oberfläche des Prüfobjektes ist erforderlich, um in kurzer Zeit einen ausreichenden Messfortschritt zu erzielen. Beim Prototyp III des Rohr-Impactometers wurde dieses Ziel über eine schleifende Ankopplung realisiert. Der auf diesem Weg erzielbare höhere Messfortschritt wurde jedoch auf Kosten von Ankopplungsproblemen und infolgedessen einer größeren Messwertstreuung realisiert. Eine schleifende Ankopplung bietet aber auch Vorteile bei rauen Einsatzbedingungen, wenn beispielsweise Schmutzschichten die Rohrwand bedecken. In Abb. 3.16 wird das Übertragungsverhalten für eine schleifende Ankopplung bezogen auf eine ideale Ankopplung mit geklebten Sensoren dargestellt.

Im Rahmen einer am Institut für Mess- und Regelungstechnik erstellten Studienarbeit [Kna03] wurden unterschiedlich große Kontaktflächen der Bolzen mit dem Rohr und deren Einfluss auf das Übertragungsverhalten untersucht. Während bei einer kleinen Kontaktfläche der Frequenzgang keinen glatten Verlauf aufweist und nur im Bereich $f = 0,4 - 2,0$ kHz linear verläuft, kann dieser Bereich bei größeren Kontaktflächen bis $f = 3,5$ kHz erweitert werden. Je größer die Kontaktfläche der Bolzen mit dem Rohr ist, desto glatter verläuft die Übertragungsfunktion. Eine Abnutzung der Bolzen infolge der schleifenden Ankopplung ist damit solange kein Nachteil, wie der Kontakt zur Rohrwand sichergestellt ist. Erwähnenswert ist weiterhin, dass

die Ankopplung eine merkliche Dämpfung hoher Frequenzkomponenten ab etwa $f = 5,5$ kHz erzeugt.

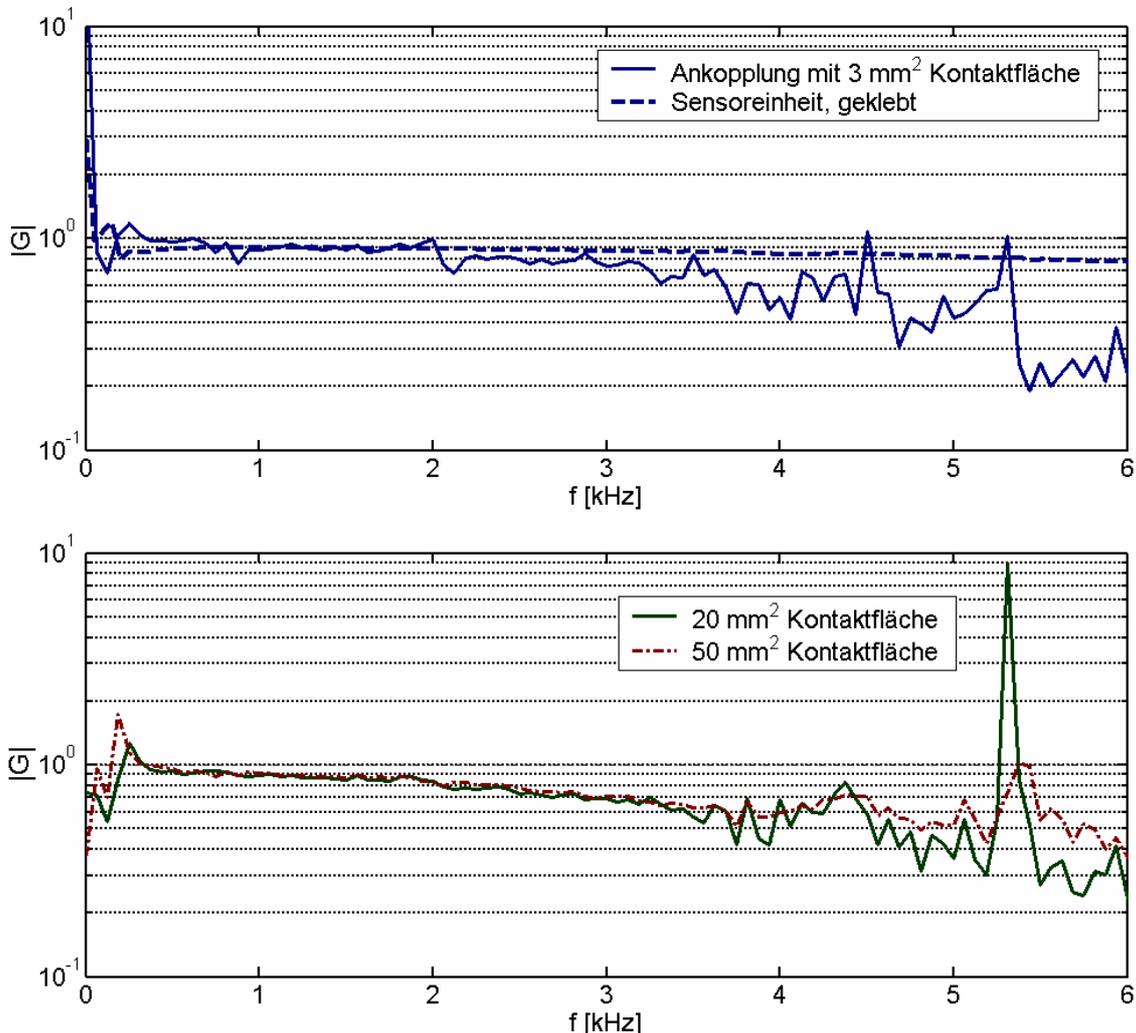


Abb. 3.16: Vergleich des Übertragungsverhaltens von federnd angekoppelten auf geklebte Aufnehmerbolzen bezogene Signale für Bolzen mit 3 (oben), 20 und 50 mm² (unten) Kontaktfläche zum Rohr.

Neben der Dämpfung der hohen Frequenzkomponenten wurden in der Praxis Probleme infolge stark wechselnder Ankopplungsbedingungen festgestellt. Die nicht vorhersagbaren, stark streuenden Ankopplungsbedingungen verhindern eine eindeutige Bestimmung des Übertragungsverhalten des Messobjektes, da lediglich das Produkt aus den Frequenzgängen des Rohres und der Ankopplung bestimmt werden kann, vgl. Abb. 3.13.

Eine weitere Möglichkeit, die Übertragungsfunktion des Systems zu bestimmen, leitet sich aus der Korrelationsrechnung ab [Sch90]. Gleichung (3.6) wird durch Erweitern des Quotienten mit der konjugiert komplexen des transformierten Eingangssignals $X^*(j\omega)$ überführt in

$$G_{\text{Messung}}(j\omega) = \frac{Y(j\omega)X^*(j\omega)}{X(j\omega)X^*(j\omega)} = \frac{S_{xy}(j\omega)}{S_{xx}(j\omega)}. \quad (3.7)$$

S_{xy} bezeichnet hierbei die Kreuzenergiedichte des Eingangs- (Hammer) und Ausgangssignals (Beschleunigungssensoren) und S_{xx} (S_{HH}) die Energiedichte des Eingangssignals.

Ein Vorteil der Berechnung der Übertragungsfunktion über die Energiedichtespektren liegt darin, dass stochastische Störeinflüsse des Zeitsignals bei Bildung der Kreuz-Energiedichtespektren entfallen. Die Variation im Mess-Signal kann über weite Bereiche durch die Kreuzkorrelation bis zu Frequenzen von $f = 2,5$ kHz wirksam reduziert werden, d.h. bereichsweise um 50% und mehr ($\sigma_{1\text{kHz}}$ um 64%, $\sigma_{2,2\text{kHz}}$ um 43%). Für Frequenzen oberhalb von $f = 2,5$ kHz wird die Messwertstreuung ebenfalls, aber weniger stark reduziert ($\sigma_{3\text{kHz}}$ um 34%, $\sigma_{4\text{kHz}}$ um 36 %, $\sigma_{5\text{kHz}}$ um lediglich 15%), das bedeutet, dass die Abweichungen in diesem Frequenzbereich stärker miteinander korreliert sind und möglicherweise eine andere Ursache besitzen.

Im Kreuzenergiedichtespektrum finden sich lediglich die Anteile wieder, die in den beiden einzelnen Energiedichtespektren vorkommen, vgl. Abb. 3.17. Dargestellt werden jeweils 10 innerhalb eines Bereiches von $\Delta z = 2$ cm aufgenommene Messwerte sowie deren Mittelwert. Darum verläuft die Kreuz-Energiedichte im gesamten Frequenzbereich unterhalb der Energiedichte der einzelnen Sensorsignale S1 und S1.

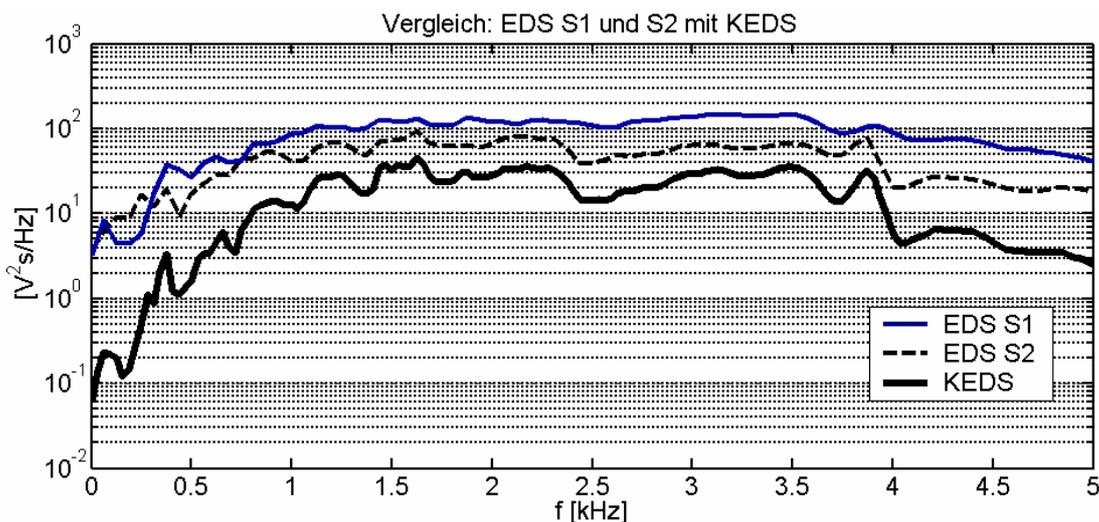


Abb. 3.17: Vergleich der Energiedichtespektren der Signale $s_1(t)$ und $s_2(t)$ mit deren Kreuz-Energiedichtespektrum

Weiter fällt auf, dass die Kreuz-Energiedichte ab einer Frequenz von ungefähr $f = 1$ kHz in etwa parallel zur Energiedichte von Signal $s_2(t)$ verläuft, vgl. Abb. 3.17. Im Signal $s_1(t)$ ist fast über den gesamten betrachteten Frequenzbe-

reich mehr Signalenergie vorhanden. Erklärt werden kann der Unterschied damit, dass die dargestellten Messergebnisse im Bereich eines Hohlraums mit einem Umfang von 180° aufgezeichnet wurden, wobei sich Sensor 1 im Bereich des Hohlraums befindet, während sich Sensor 2 im Bereich der Bettung befindet. Dies erklärt den relativ konstanten Abstand der jeweiligen Energiedichten. Eliminiert wurden im Kreuz-Energiedichtespektrum damit die Anteile, die auf unterschiedliches Verhalten des Rohres an den beiden Messpunkten oder der Sensoreinheit zurückzuführen sind. Somit können mit diesem Kriterium lediglich größere Hohlräume detektiert werden, die sich auf die Signale beider Sensoren auswirken.

Das in Abb. 3.12 dargestellte Blockdiagramm des Mess-Systems muss für die Betrachtung beider Sensoren modifiziert werden, vgl. Abb. 3.18. Die Übertragungstrecke zum Sensor 1 bzw. 2 wurde entsprechend mit dem Index 1 bzw. 2 gekennzeichnet.

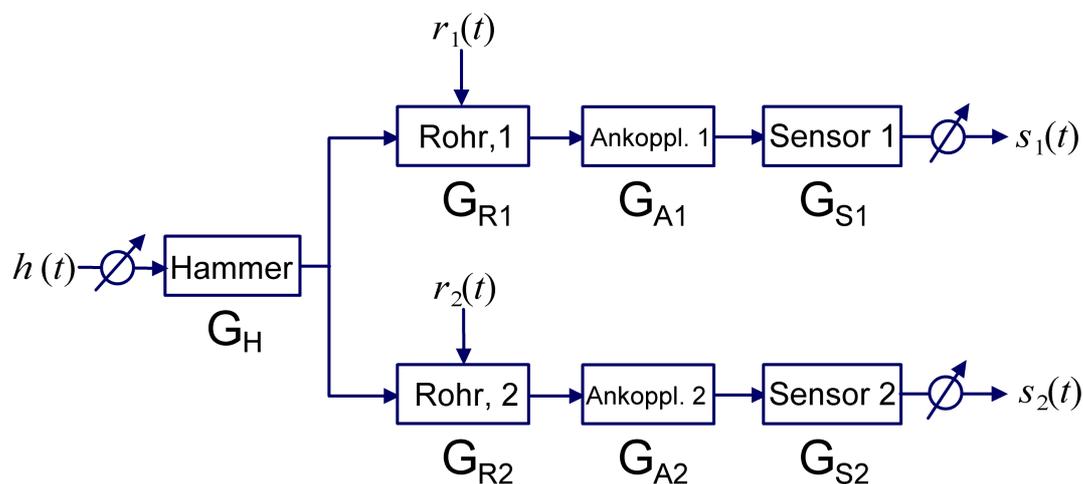


Abb. 3.18: Blockschaltbild zur Übertragungstrecke des Klopfverfahrens

Mit $r_1(t)$ und $r_2(t)$ werden Rausch- und Störsignale bezeichnet, die im Rohr in das System einkoppeln und die Ermittlung der Übertragungsfunktion erschweren. Bei $r_1(t)$ und $r_2(t)$ kann es sich sowohl um transiente Ereignisse als auch um stationäre Signale handeln. Die in Frage kommenden stationären Signale – beispielsweise durch Verkehr einer vielbefahrenen Straße erregte Schwingungen – sind in der Regel entweder schwach ausgeprägt oder derart niederfrequent, dass sie die Messung nicht beeinflussen. Jedoch kann auch Körperschall an anderen Stellen als am aktiven Hammer in das Rohr einkoppeln. Dieser wird jedoch eher transienten als stationären Charakter aufweisen.

Anstatt jedes einzelne Sensorsignal auf ein ideales Signal aus einem intakten Rohrbereich zu beziehen, können alternativ beide Signale aufeinander bezogen werden:

$$\begin{aligned} S_1(\omega) &= G_H G_{R1} G_{A1} G_{S1} H(\omega) + G_{R1} G_{A1} G_{S1} R_1(\omega), \\ S_2(\omega) &= G_H G_{R2} G_{A2} G_{S2} H(\omega) + G_{R2} G_{A2} G_{S2} R_2(\omega). \end{aligned} \quad (3.8)$$

Aufgrund der identischen Auslegung der Sensoreinheiten kann davon ausgegangen werden, dass auch die Übertragungsfunktionen G_{S1} und G_{S2} identisch ($G_{S1} = G_{S2} = G_S$) sind. Aus den Frequenzgängen (3.8) kann das Energie- sowie das Kreuzenergiedichtespektrum der Signale $s_1(t)$ und $s_2(t)$ berechnet werden:

$$\begin{aligned} S_{11} &= G_H^2 G_{R1}^2 G_{A1}^2 G_S^2 S_{HH} \\ &+ G_H G_{R1}^2 G_{A1}^2 G_S^2 H(\omega) R_1^*(\omega) \\ &+ G_H G_{R1}^2 G_{A1}^2 G_S^2 R_1(\omega) H^*(\omega) \\ &+ G_{R1}^2 G_{A1}^2 G_S^2 R_1^2(\omega). \end{aligned} \quad (3.9)$$

Analog zu Gleichung (3.9) wird S_{12} berechnet:

$$\begin{aligned} S_{12} &= G_H^2 G_{R1} G_{R2} G_{A1} G_{A2} G_S^2 S_{HH} \\ &+ G_H G_{R1} G_{R2} G_{A1} G_{A2} G_S^2 H(\omega) R_2^*(\omega) \\ &+ G_H G_{R1} G_{R2} G_{A1} G_{A2} G_S^2 R_1(\omega) H^*(\omega) \\ &+ G_{R1} G_{R2} G_{A1} G_{A2} G_S^2 R_1(\omega) R_2^*(\omega). \end{aligned} \quad (3.10)$$

Sind die Störsignale $R_1(\omega)$ und $R_2(\omega)$ sowie $H(\omega)$ unkorreliert, so vereinfacht sich Gleichung (3.9) zu

$$\frac{S_{11}}{S_{HH}} = G_H^2 G_{R1}^2 G_{A1}^2 G_S^2 \quad \text{bzw.} \quad \frac{S_{22}}{S_{HH}} = G_H^2 G_{R2}^2 G_{A2}^2 G_S^2 \quad (3.11)$$

und Gleichung (3.10) zu

$$\frac{S_{12}}{S_{HH}} = G_H^2 G_{R1} G_{R2} G_{A1} G_{A2} G_S^2. \quad (3.12)$$

Dieses Ergebnis gilt somit nicht für die transienten Störungen! In diesem Fall müssen die Gleichungen (3.9) und (3.10) betrachtet werden. Treten lediglich stationäre Störsignale auf, verbleibt in Gleichung (3.12) neben den bekannten Übertragungsfunktionen des Hammers und der Sensoren das Produkt der Übertragungsfunktionen der jeweiligen Rohrabschnitte 1 und 2 sowie der Ankopplung der Sensoren S1 und S2. Für eine Hohlraumdetektion muss gefordert werden, dass zusätzlich die Bedingung $\text{Max}_i \{\rho_i(t-\tau)\} > 0,8$ erfüllt ist, damit Rohrschäden oder stark unterschiedliche Ankopplung der Sensoreinheit, die sich in einer Reduzierung der Amplitude der Übertragungsfunkti-

on niederschlagen, nicht das Ergebnis verfälschen.

Die Form von Gleichung (3.12) eignet sich gut, um daraus einige Aussagen abzuleiten:

- Bei vergleichenden Messungen sind die für jede Messung konstanten Übertragungsfunktionen des Hammer G_H und der Sensoreinheit G_S irrelevant.
- Eine Normierung auf das Energiedichtespektrum des Hammer S_{HH} empfiehlt sich auf jeden Fall, da ein Teil der Messunsicherheit auf diesem Weg eliminiert werden kann.
- Werden viele Messungen innerhalb einer sehr kurzen Messstrecke aufgezeichnet, so sind die Unterschiede im Ergebnis auf eine stark wechselnde Qualität der Ankopplung der Sensoreinheit zurückzuführen, vgl. Kapitel 6.1.2.1. Man kann davon ausgehen – zumindest im intakten Rohrbereich –, dass sich das Übertragungsverhalten des Rohres innerhalb einer Mess-Strecke von beispielsweise $x < 2$ cm nur wenig ändert.
- Wird über viele Messungen gemittelt, so wird der Einfluss einer stark variierenden Ankopplung deutlich reduziert.

Eingeschränkt gelten die oben genannten Zusammenhänge auch für die Energiedichtespektren der einzelnen Signale $s_1(t)$ und $s_2(t)$, jedoch ist hierbei zu beachten, dass der Anteil des Störsignals $R_1(\omega)$ bzw. $R_2(\omega)$ das Ergebnis stark verfälschen kann.

3.3.2 Übertragungsverhalten des Rohres

Die Übertragungsfunktion des für die Schwingungsübertragung relevanten Systems Steinzeugrohr zu bestimmen ist letztlich die eigentliche Messaufgabe.

Nachdem die Ankopplungsproblematik ausführlich diskutiert wurde, werden nun die das Übertragungsverhalten des Rohres bestimmenden Parameter erörtert. Diese Parameter sind sowohl vom Rohrmaterial (Elastizitätsmodul E), von der Rohrgeometrie (Wanddicke d_W und die Länge des Rohres l_R) als auch von der Anregungsposition sowie von der Rohrbettung abhängig.

Die nachfolgend diskutierten Parameter wurden anhand von numerischen Berechnungen abgeschätzt, die auf einem FEM-Modell basieren. Eine Verifikation der FEM-Ergebnisse ist in [Her03b] zu finden, eine ausführliche Beschreibung des numerischen Modells, das als Basis der Eigenfrequenzrechnung dient, in [Tar01].

Einfluss des Rohrmaterials (E-Modul, Poissonzahl)

Anhand des numerischen Modells wurde der Einfluss des Elastizitätsmoduls auf die Eigenfrequenzen eines Steinzeugrohres DN300 für Werte von $E = 35$ bis 55 GPa untersucht. Die Querkontraktionszahl wurde mit $\mu = 0,25$ angenommen (Herstellerangaben, Dt. Steinzeug AG).

Die Eigenfrequenzen aller Moden weisen eine identische Abhängigkeit vom Elastizitätsmodul auf; f_N beschreibt die Eigenfrequenz eines Rohres, die mit dem Nennelastizitätsmodul E_N (55 GPa) berechnet wurde, und f dieselbe Eigenfrequenz, die mit anderen Werten für den Elastizitätsmodul E berechnet wurde. Abb. 3.19 zeigt, dass die Beziehung zwischen dem Verhältnis f/f_N und E/E_N im betrachteten Bereich als linear angenommen werden kann; die Gleichung für diesen Zusammenhang lautet

$$\frac{f}{f_N} = 0,54 \frac{E}{E_N} + 0,46 . \quad (3.13)$$

Eine Zu- oder Abnahme des E-Moduls um 10% wirkt sich anhand einer Frequenzverschiebung der Eigenfrequenz um 5,4% aus. Anhand von Gleichung (A.7) und (A.14) kann darüber hinaus ein Zusammenhang zwischen E-Modul und Schwingungsenergie hergestellt werden, der abhängig von der Rohrgeometrie und den Materialparametern für jeden Rohrtyp unterschiedlich ausfällt.

Der Einfluss aus der Veränderung der Querkontraktionszahl auf das Schwingungsverhalten ist dagegen sehr gering. Bei einer Variation der Poissonzahl um 20 % verändern sich die Eigenfrequenzen um weniger als 2 % [Tar01].

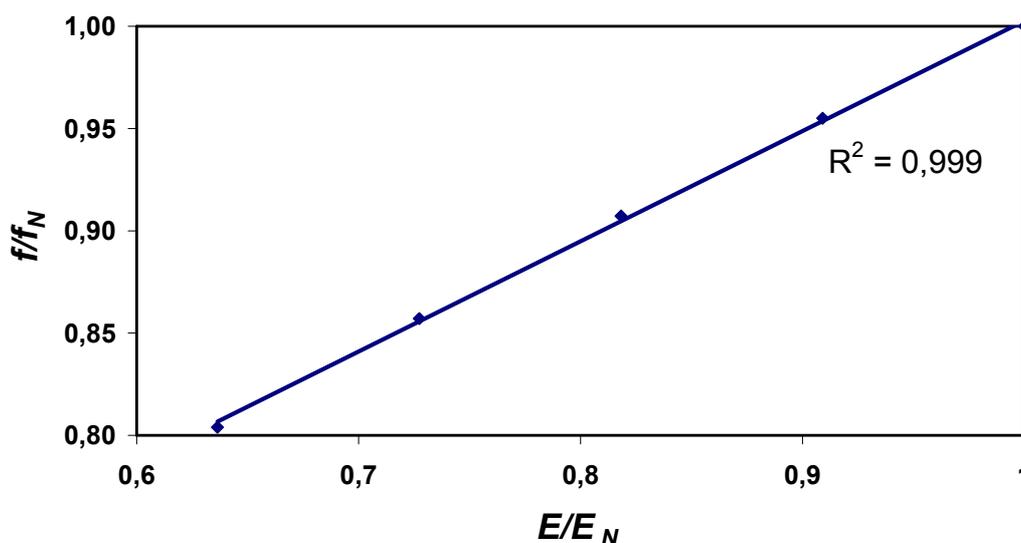


Abb. 3.19: Zusammenhang zwischen Frequenz und E-Modul

Einfluss der Rohrbettung

Vergleicht man die Energiedichtespektren für ein gebettetes bzw. ein ungebettetes Rohr, vgl. Abb. 3.20, so sind deutliche Unterschiede festzustellen. Regt man ein freies Rohr mit einem impulsförmigen Stoß an, so werden unterschiedliche Eigenfrequenzen in einem breiten Frequenzband stark angeregt.

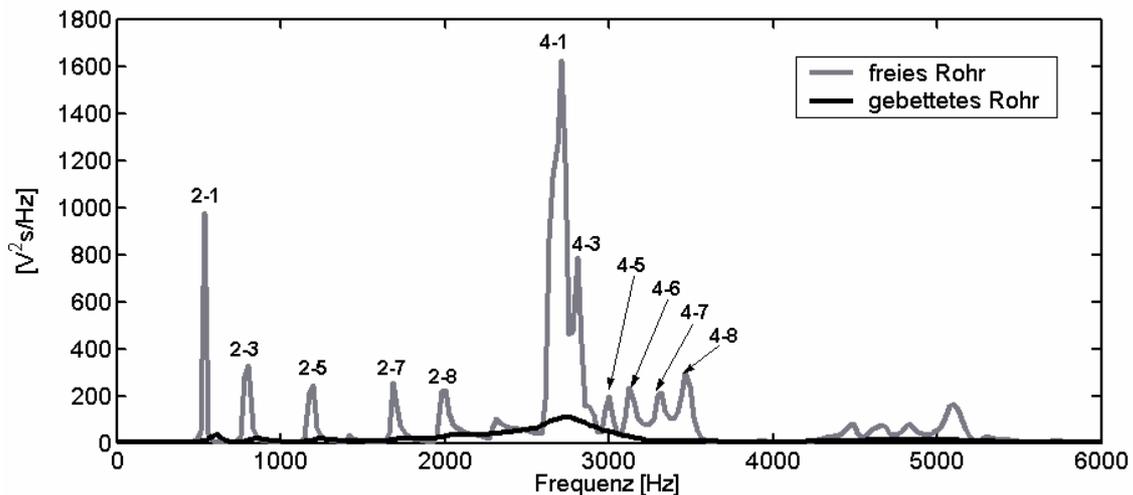


Abb. 3.20: Energiedichtespektrum für ein freies Rohr bzw. gebettetes Rohr

Infolge der für die Messungen gewählten Anordnung der Sensoren 90° in Umfangsrichtung zur Anregung versetzt, werden nur geradzahlige Umfangsmoden gemessen, da sich bei den ungeradzahligen Moden der Sensor im Schwingungsknoten befindet, vgl. Abb. 2.1 in Kapitel 2.2.1. Im wesentlichen werden die Moden (2-m) und (4-m) angeregt und gemessen.

Auswirkung der Bettung auf die Schwingungsenergie

Das Energiedichtespektrum des gebetteten Rohres weist im Vergleich weniger und dazu schwächer ausgeprägte Eigenmoden auf (Abb. 3.20, dicke schwarze Linie), was mit der Energiedissipation in den umgebenden Untergrund erklärt werden kann. Infolge der höheren Dämpfung ist der Verlauf prinzipiell breiter, die einzelnen Moden enthalten weniger Schwingungsenergie. Von den Moden mit $n = 4$ ist lediglich Modus (4-1) deutlich auszumachen.

Für senkrecht zur Grenzfläche einfallende Wellen, wie beispielsweise beim Impact-Echo Test, gibt der Reflexionsgrad (Quadrat des Reflexionskoeffizienten) Aufschluss darüber, wie viel Energie der Welle an der Grenzfläche reflektiert wird.

Auch für Biegewellen spielt der Impedanzkontrast an der Grenzfläche eine große Rolle, da Biegewellen senkrecht zur Rohrwand schwingen bzw. ihre Hauptbewegungsrichtung senkrecht zur Rohroberfläche verläuft. Wie viel Schwingungsenergie von den Biegewellen in das umgebende Medium abge-

strahlt wird, hängt somit vom Transmissionsgrad ab [Cre96], der über das Verhältnis der akustischen Impedanz der Rohrbettung Z_B und des Rohrmaterials Z_R berechnet wird. Für den senkrecht zur Rohrwand abgestrahlten Anteil berechnet sich der Transmissionsgrad wie folgt:

$$\tau = 1 - R^2 = 1 - \left(\frac{Z_R - Z_B}{Z_R + Z_B} \right)^2 = \frac{4Z_R Z_B}{(Z_R + Z_B)^2}. \quad (3.14)$$

Weil aber die akustische Impedanz Z ein Produkt aus der Dichte ρ des Materials und der Longitudinalwellengeschwindigkeit c_L ist, kann keine eindeutige Aussage für das umgebende Bettungsmaterial getroffen werden. Es existieren gerade für Sand und bindige Böden sehr komplexe, z.T. nicht eindeutige Zusammenhänge. An dieser Stelle ist auf die Biot-Theorie (Kapitel 2.3) zu verweisen, welche die frequenzabhängigen elastischen Eigenschaften eines porösen Bodens beschreibt [Bio62]. Die Werte schwanken je nach Feuchte- und Kompressionsgrad des Bodens in weiten Bereichen. Eine Tabelle für einige relevante Materialien findet man in [San97].

Die Energieverluste je Schwingung infolge der unterschiedlichen Bettungsbedingungen betragen je nach Sättigung des Bodens zwischen 0,1 % für trockenen und nur leicht verdichteten Sand und 20 % für wassergesättigten Sand, da die Ausbreitungsgeschwindigkeiten im Sand zwischen $c_L = 100$ und 1500 m/s schwanken. In [Bac98] wird die Wellenausbreitungsgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Wassersättigung ausführlich diskutiert und beispielhaft für einen Sandtyp berechnet.

Frequenzverschiebung infolge der Rohrbettung

Trägt man die Eigenfrequenzen für n über den axialen Modus m auf (vgl. Abb. 3.21), so ist erst bei höheren Moden ab $m = 7$ eine Überlagerung der Frequenzen unterschiedlicher Moden n gegeben (So hat Modus (2-8) eine ähnliche Frequenz wie Modus (3-3) und kann daher im Frequenzspektrum nur schwer von diesem Modus unterschieden werden). Das ist für eine spätere Identifikation und Zuordnung einzelner Moden von Bedeutung. Hier wirkt sich vorteilhaft aus, wenn nur die geradzahligen Moden n mit der Hammer-Sensorkonfiguration gemessen werden können.

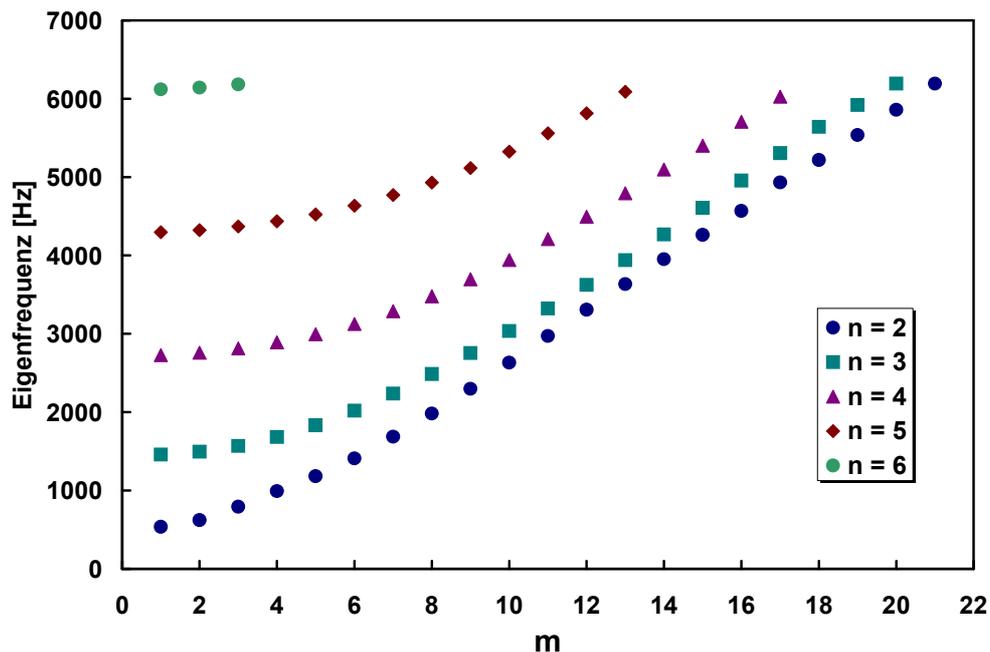


Abb. 3.21: Eigenfrequenzen für ein freies Steinzeugrohr DN300.

Die Eigenfrequenzen für ein gebettetes Rohr liegen für die niedrigen Moden (2-1) bis (2-4) zwischen 3 und 15 % höher als beim freien Rohr (vgl. Abb. 3.22). Das bedeutet, dass eine Beurteilung der Rohrbettung prinzipiell über eine Bestimmung der Eigenfrequenzen eines Rohres möglich ist.

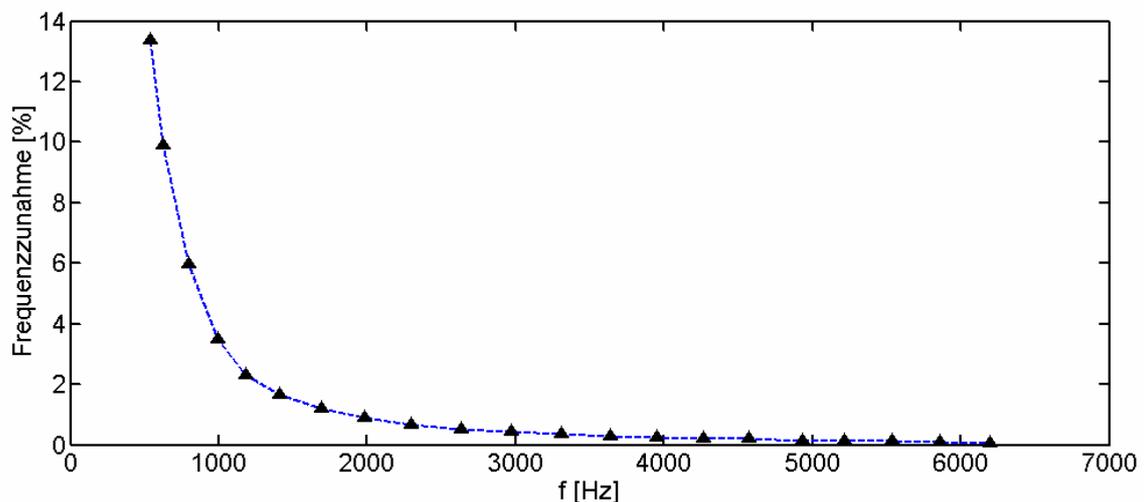


Abb. 3.22: Frequenzzunahme der Eigenfrequenzen (2-m) für ein gebettetes Steinzeugrohr DN300 im Vergleich zu einem freien Rohr.

In der Praxis treten jedoch bei der Zuordnung der einzelnen Moden zu den Frequenzspitzen Probleme auf, da sich das gemessene Frequenzspektrum sehr stark mit der jeweiligen Anregungs- und Messposition ändert, was in den folgenden Abschnitten eingehend erläutert wird.

Zu höheren Moden lässt die Frequenzzunahme stark nach. Die Frequenzverschiebung bei den Moden (4-m) ist geringer als 1 % und damit in der Praxis nicht feststellbar [Tar01].

Einfluss der axialen Anregungsposition

Der Einfluss der axialen Anregungsposition macht sich dahingehend bemerkbar, dass an unterschiedlichen axialen Positionen z des Rohres die einzelnen Moden unterschiedlich stark angeregt werden. Die Verformung des Rohres nimmt bei Modus (2-1) von der Rohrmitte zu den Rohrenden sukzessive ab, während Modus (2-3) auch an den Rohrenden nennenswerte Verformungen erzeugt (vgl. Abb. 2.9, Kapitel 2.2.3). Diese unterschiedliche Ausprägung der Schwingungsmaxima und -knoten kann eine Interpretation der Messdaten erheblich beeinträchtigen.

Ein Vergleich der Moden (2-2) und (2-3) im Längsschnitt, vgl. Abb. 3.23, verdeutlicht die Problematik: Befindet sich der Hammer des Rohr-Impactometers in der Rohrmitte, wird Modus (2-2) nicht angeregt, während Modus (2-3) dort optimal angeregt werden kann.

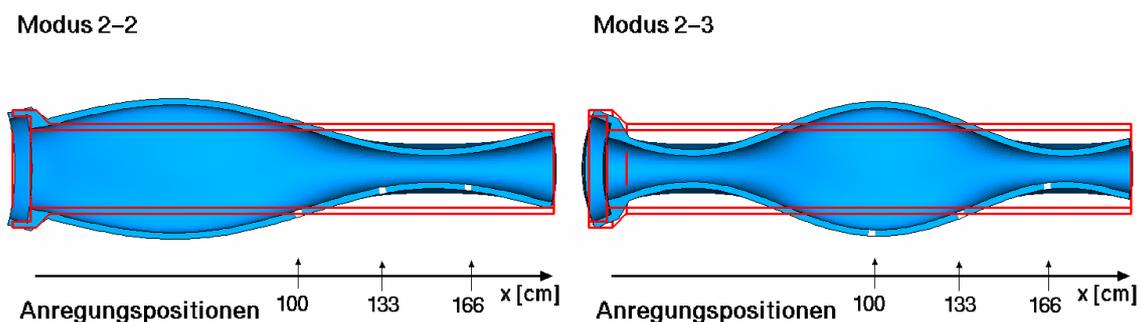


Abb. 3.23: Längsschnitt der Moden (2-2) und (2-3)

Einfluss der axialen Messposition

Wird beispielsweise die Impulsanregung und die Sensorik in axialer Richtung versetzt angeordnet, was bei den verwendeten Prototypen des Rohr-Impactometer der Fall ist, so wird der Zusammenhang zwischen Anregung und gemessener Schwingungsantwort noch komplexer. Wird das Rohr beispielsweise an der Position $x = 166$ cm angeregt und befinden sich die Sensoren beispielsweise in der Nähe der Position $x = 133$ cm, so wird Modus (2-3), obwohl er angeregt wurde, dort nicht gemessen, da sich die Sensoren im Bereich des Schwingungsknotens dieses Modus befinden. Dieser Sachverhalt wird in den zugehörigen Energiedichtespektren in Abb. 3.24 und Abb. 3.25 deutlich.

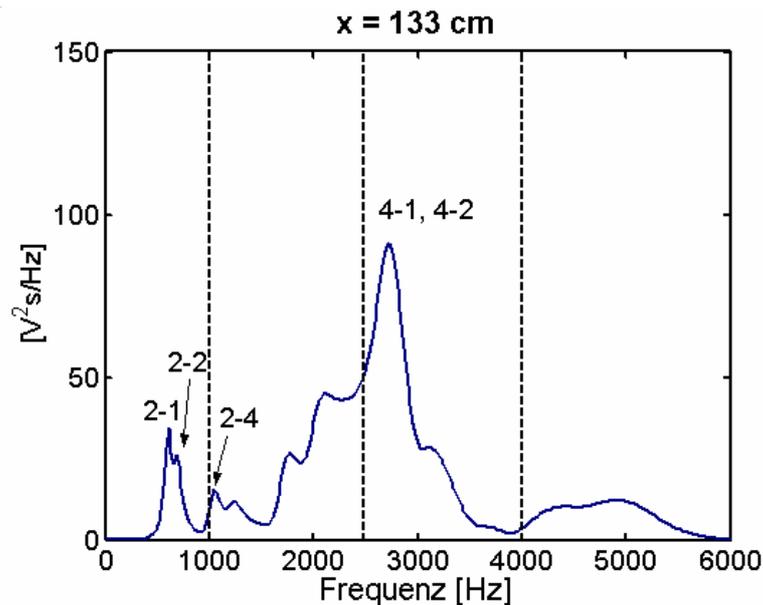


Abb. 3.24: Energiedichtespektrum, Messposition $x = 133$ cm

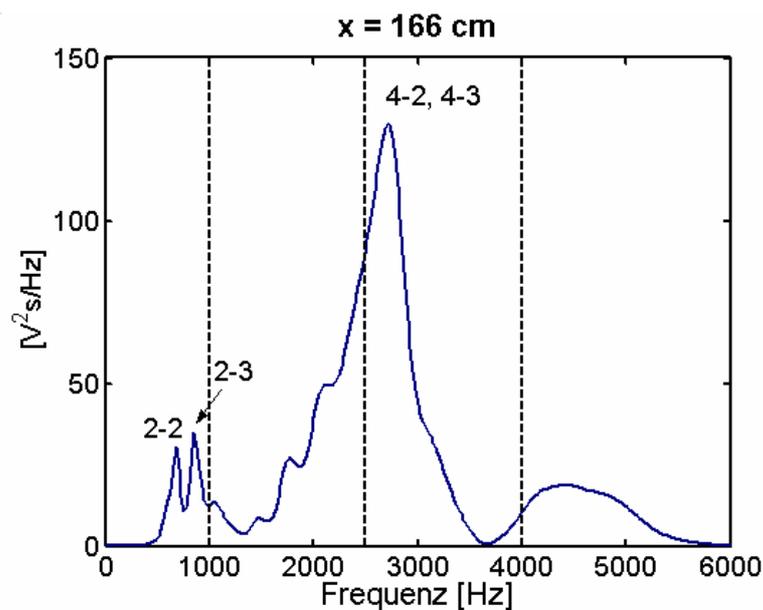


Abb. 3.25: Energiedichtespektrum, Messposition $x = 166$ cm

Für jede axiale Rohrposition ergeben sich damit unterschiedliche Messverhältnisse. Infolge der asymmetrischen Bauform der Rohre, die dichte Muffenverbindungen gewährleisten soll, liegen außerdem keine symmetrischen Schwingungsverhältnisse vor.

Aufgrund der Komplexität des Schwingungsverhaltens ist es vorteilhaft, anstelle einer Berechnung der Gesamt-Signalenergie des schwingenden Rohres, die Energie E für mehrere ausgewählte Moden zusammenzufassen. Das Energiedichtespektrum wird in unterschiedliche Abschnitte unterteilt (vgl. Abb. 3.24 u. 25), die ausgewählten Moden oder Modenfamilien entsprechen. Beispielsweise in den Frequenzbereich von $f_1 = 500$ bis $f_2 = 2500$ Hz,

denn dort liegen die Eigenmoden des Umfangmodus $n = 2$, vgl. Abb. 3.20. Die Signal- bzw. Schwingungsenergie in diesem Frequenzbereich ist von höheren Moden weitgehend unbeeinflusst.

Anhand dieser Segmentierung ist eine differenzierte Untersuchung der Abwasserrohre hinsichtlich Hohlräumen in der Rohrumgebung möglich. Zunächst sind jedoch zwei Sonderfälle zu betrachten. Es sind die beiden extremen Positionen bei $x = 0$ cm: das Rohrende mit einem sich verbreiterndem Querschnitt – deshalb auch Glocke genannt – und das im Vergleich zur Glocke spitze Rohrende bei $x = 200$ cm, das nachfolgend mit Spitzende bezeichnet wird, vgl. Abb. 3.26 und Abb. 3.27.

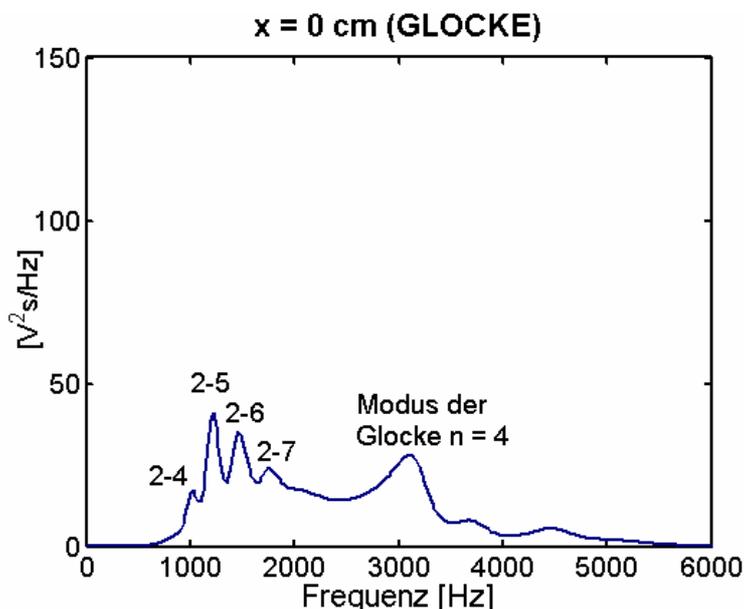


Abb. 3.26: Energiedichtespektrum, Messposition $x = 0$ cm

Die im Bereich der Glocke eines Rohres ($x = 0$ cm) angeregten und gemessenen Schwingungen klingen infolge der dort versteifenden Wirkung der Geometrie vergleichsweise schnell ab. Die Schwingungsamplituden sowie die Schwingungsdauer sind dagegen am Spitzende eines Rohres besonders ausgeprägt, was sich ebenfalls im Energiedichtespektrum niederschlägt.

Im Gegensatz zum Glockenende schwingt das Spitzende eines Rohres besonders gut. Der Grund hierfür ist, dass am Spitzende die Schwingungen weniger stark wie im restlichen Rohr gedämpft werden, weil dieser Teil des Rohres nicht gebettet und damit schwingungsgedämpft, sondern mit einer elastischen Dichtung versehen ist. Gummidichtungen werden an Steinzeugrohren in Deutschland seit ca. 25 Jahren verwendet. Darüber hinaus existieren in situ auch steifere Rohrverbindungen, die das beschriebene Schwingungsverhalten an den Rohrenden so nicht aufweisen.

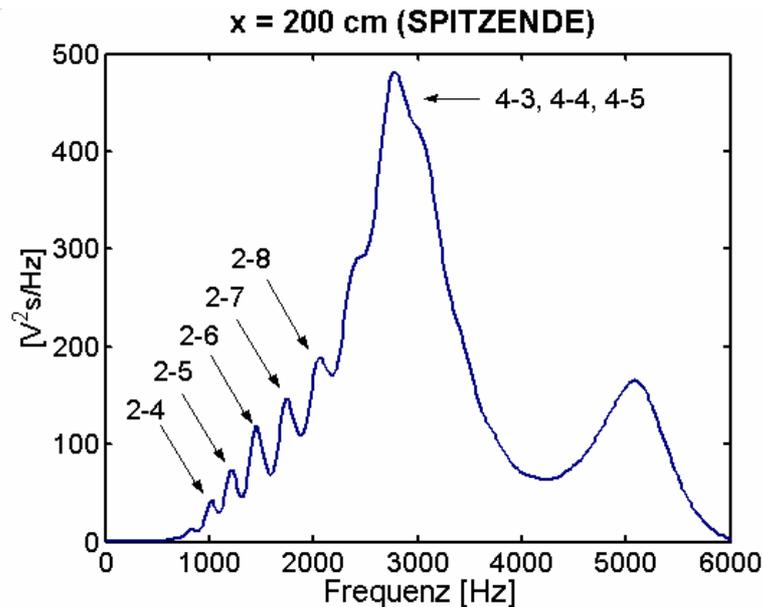


Abb. 3.27: Energiedichtespektrum, Messposition $x = 200$ cm

Die angeregten Moden sind diejenigen, die am Ende des Rohres Verformungen erzeugen. Mit Ausnahme der ersten beiden ($m = 1$ und $m = 2$) weisen alle Moden (2- i) und (4- i) diese Eigenschaft auf. Erst zu höheren axialen Moden m sind nennenswerte Anteile im Energiedichtespektrum vorhanden.

Für das glockenförmige Rohrende existieren eigene „Glockenmoden“. Diese Eigenmoden nehmen unterschiedliche Werte von n an, sind aber von m unabhängig, vgl. Abb. 3.28. Der Glockenmodus $n = 4$ findet sich auch im Energiedichtespektrum in Abb. 3.26 wieder.

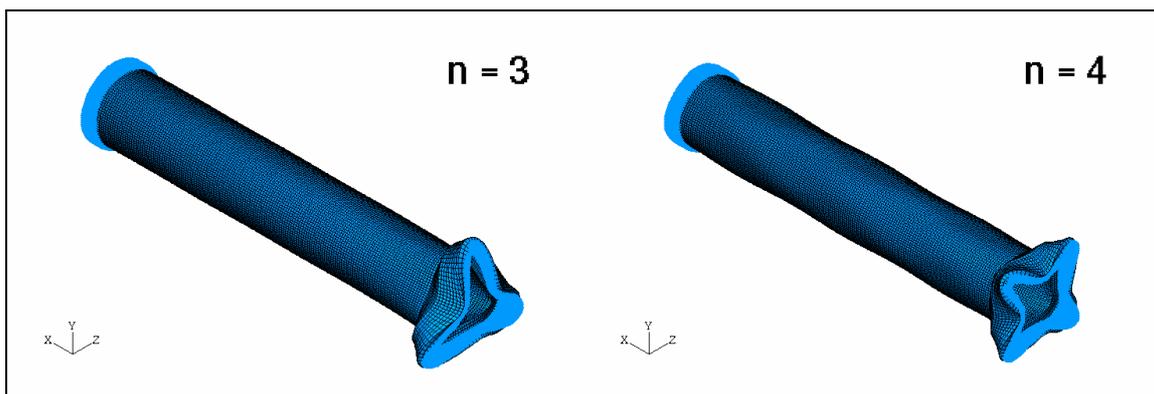


Abb. 3.28: Glockenmodus $n = 3$ u. $n = 4$, Steinzeugrohr DN300, $l = 2$ m.

Trägt man die Signalenergie der Moden (2-1) bis (2-3) über die Rohrachse auf, vgl. Abb. 3.29, so wird deutlich, dass diese Moden am Spitzende eines Rohres stärker schwingen als am Glockenende. Während für niedrige Werte von m sich das absolute Minimum am Glockenende des Rohres befindet, nimmt die Signalenergie am Spitzende höhere Werte als an der Glocke an.

Dieser Effekt wird mit zunehmendem m noch verstärkt, was sich aus dem Energiedichtespektrum in Abb. 3.27 folgern lässt.

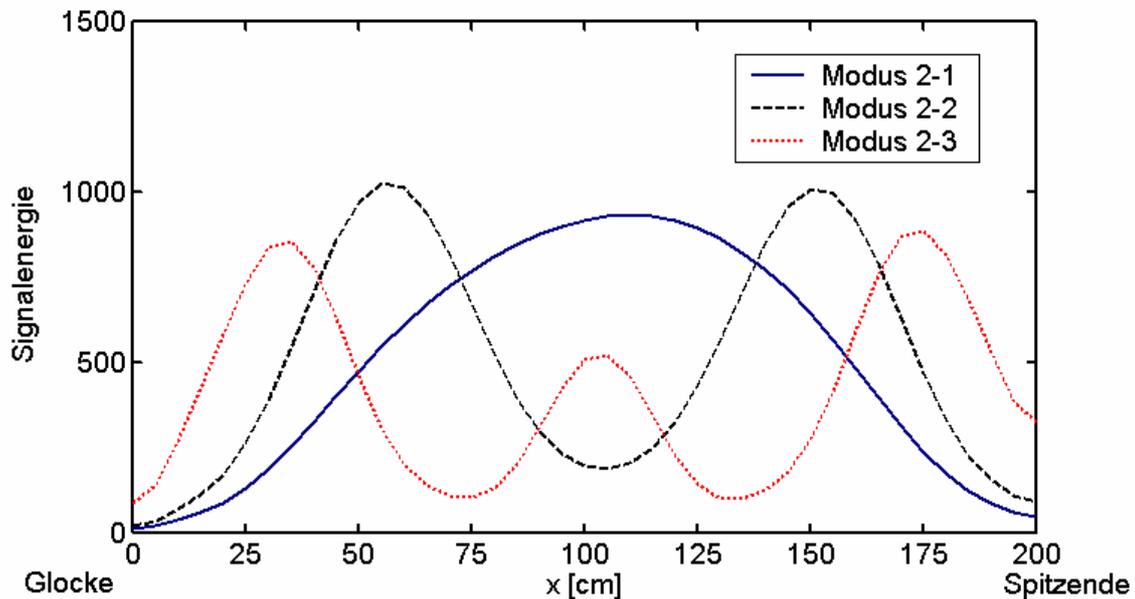


Abb. 3.29: Signalenergie der Moden (2-1), (2-2) und (2-3) in Abhängigkeit der axialen Position

Einfluss der Rohrlänge

Summiert man die Signalenergien sämtlicher Moden auf – was einer Summation ihrer Fourierkomponenten entspricht – so erhält man einen recht glatten Verlauf der Gesamt-Signalenergie über der Rohrachse, vgl. Abb. 3.30. Im Bereich der Rohrenden weist der Verlauf – in etwa vergleichbar mit dem Gibbschen Phänomen – abweichendes Verhalten auf. Die sprunghafte Zunahme der Signalenergie im Bereich des Spitzendes ist – wie bereits im vorigen Abschnitt beschrieben wurde – auf die elastische Gummidichtung zurückzuführen. Die Schwingung des Rohres wird an dieser Stelle nicht durch die Rohrbettung behindert.

Bei kurzen Rohren gibt es in der Rohrmitte keinen Bereich mehr, in dem die Randeffekte des Rohres vernachlässigbar sind. Je kürzer ein Rohr ist, desto kürzer wird der Bereich, in welchem die Energie gleichmäßig verläuft, vgl. Abb. 3.30.

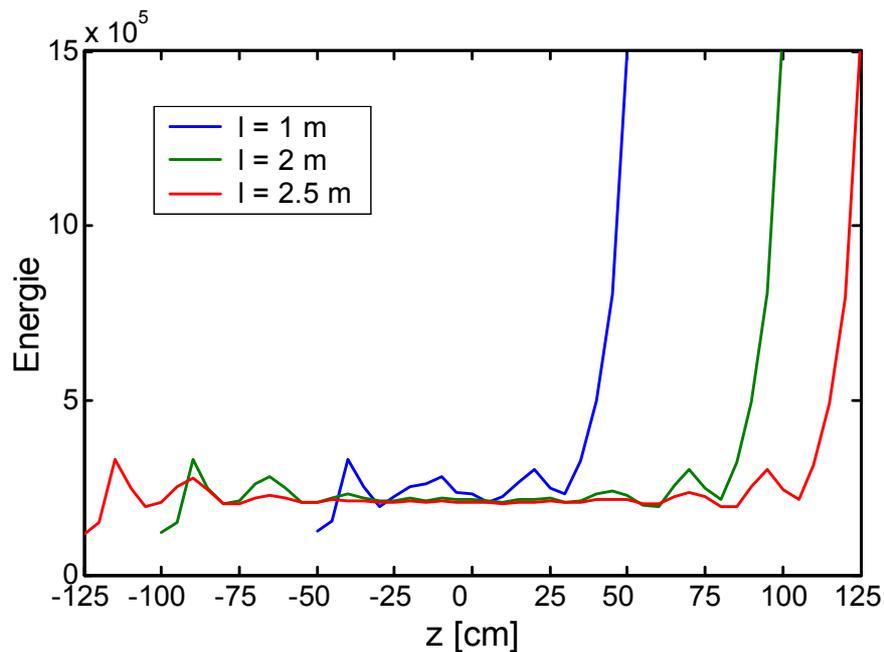


Abb. 3.30: Gesamtenergie über Rohrlänge für unterschiedlich lange Rohre

Unterschiedliche Rohrlängen machen sich auch im Energiedichtespektrum bemerkbar, auch wenn die Form der Moden unverändert bleibt: Sie besitzen dieselbe Abhängigkeit von den Parametern n und m ; die Wellenlängen in Axialrichtung sind aber zur Rohrlänge proportional, vgl. Abb. 3.31.

Weil Rohre der Längen $l = 1, 2$ und $2,5$ m am häufigsten anzutreffen sind, wurden für diese Rohrtypen numerische Simulationen durchgeführt, wobei die Ergebnisse auf andere Rohrlängen inter- bzw. extrapoliert werden können.

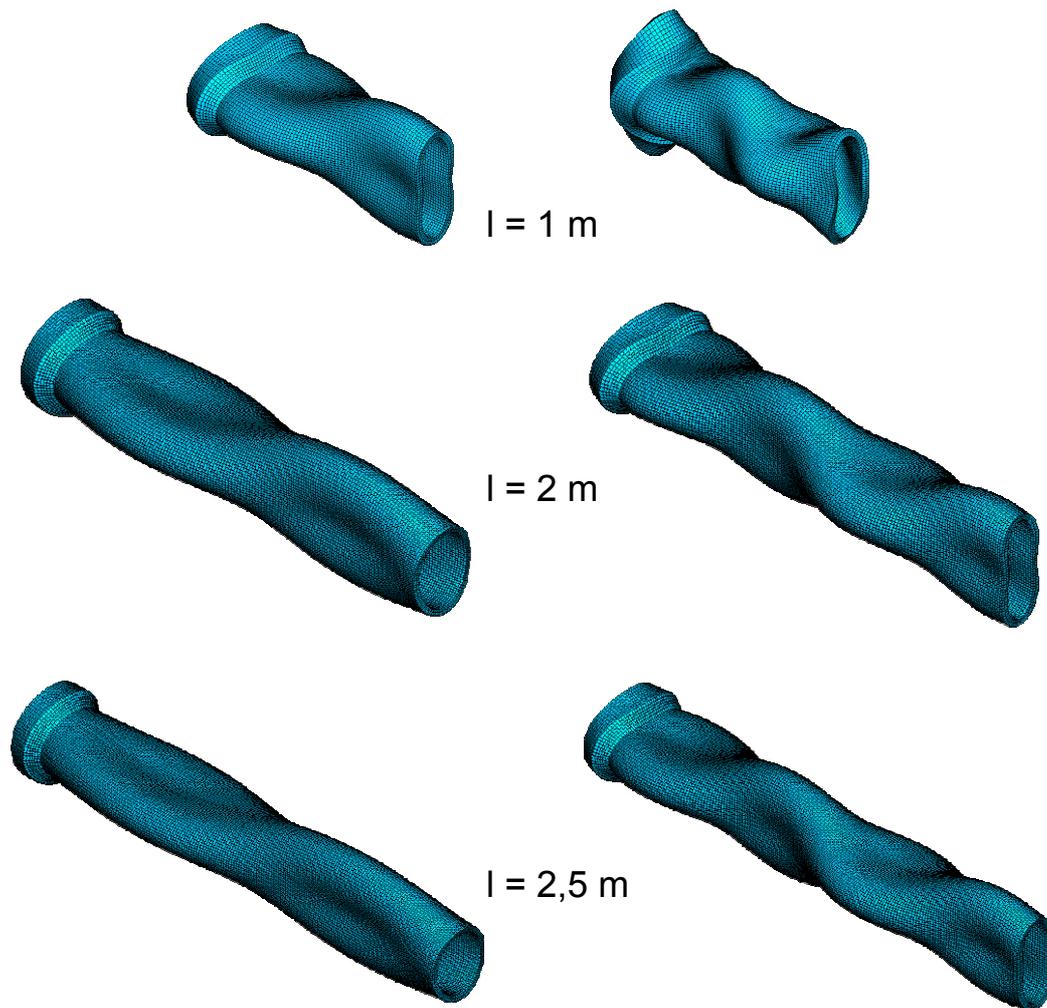


Abb. 3.31: Eigenformen (2-2) und (2-4) für unterschiedliche Rohrlängen.

Ein Vergleich der Energiedichtespektren für unterschiedlich lange Rohre – es wurde jeweils in Rohrmitte angeregt und gemessen (vgl. Abb. 3.32) – zeigt, dass bei vergleichbarer Anregung die Hauptfrequenzen (Modus 2-1 und 4-1) in einem kurzen Rohr von 1 m Länge mehr als doppelt so stark angeregt werden wie bei den beiden längeren Rohren von 2 und 2,5 m Länge.

Ein ähnlicher Sachverhalt wird bei gebetteten Rohren lediglich für Modus 2-1 beobachtet. Modus 4-1 bleibt hier nahezu unverändert. Das heißt, dass im Frequenzbereich dieses Modus eine von der Rohrlänge unabhängige Betrachtung der Schwingungsenergie möglich ist.

Die Eigenfrequenzen der Glocke (Glockenmoden) werden von der Rohrlänge nicht beeinflusst.

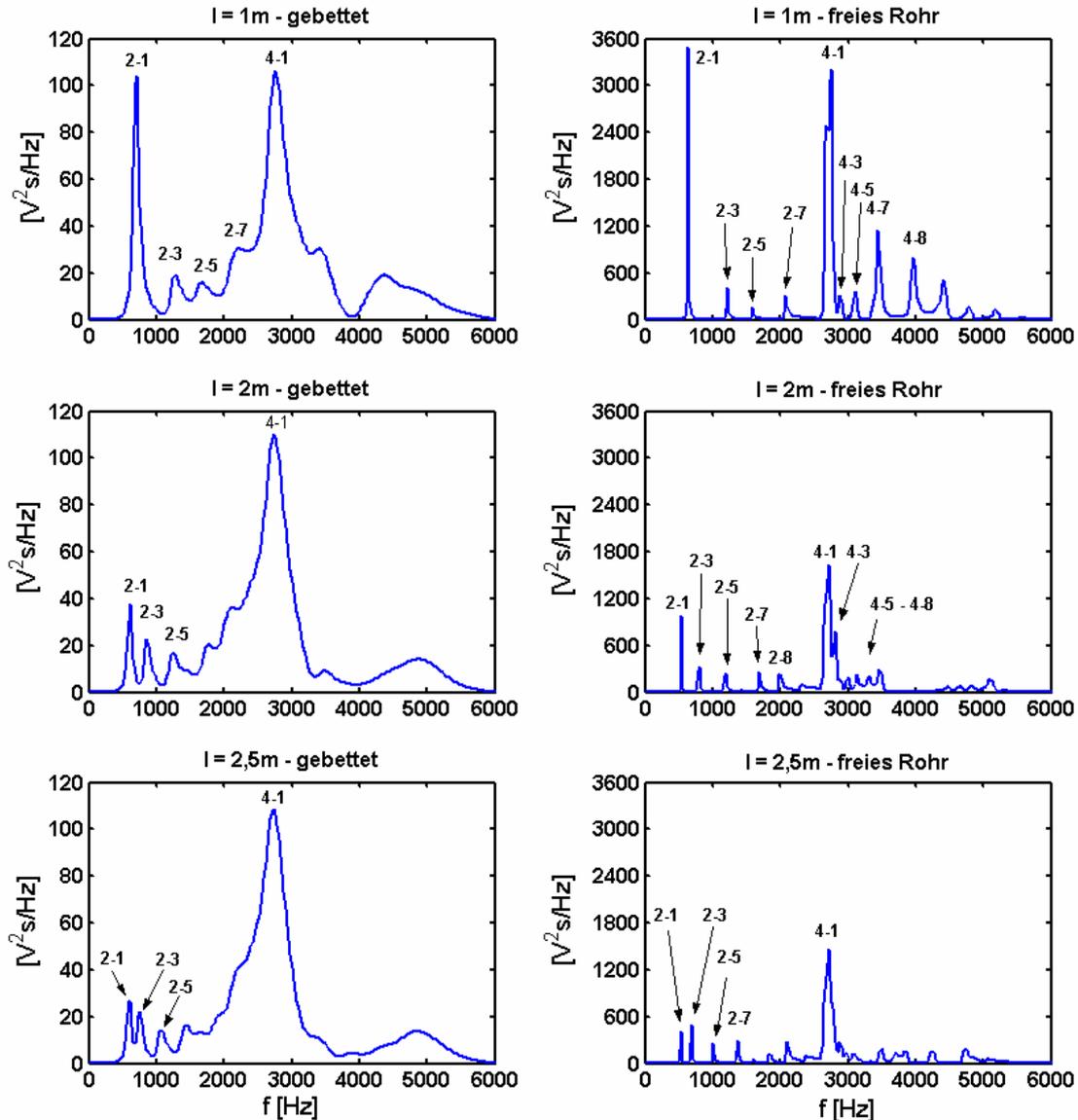


Bild 3.32: Vergleich der Frequenzspektren für Rohre unterschiedlicher Länge, gebettet (links) und frei (rechts), Anregung und Messposition jeweils in Rohrmitte.

Die numerisch berechneten Eigenfrequenzen lassen sich mit denjenigen vergleichen, die man analytisch durch die Theorie nach Donnel-Mushtari [Lei73], vgl. Kapitel 2.2.1 erhält:

$$\Omega^6 - \Omega^4(H_1 + H_2 + H_3) + \Omega^2 \left[H_1 H_2 + H_1 H_3 + H_2 H_3 - \mu^2 \tilde{\lambda}^2 - n^2 - \frac{n^2 \tilde{\lambda}^2}{4} (1 + \mu)^2 \right] - \left[H_1 H_2 H_3 + \mu^2 \tilde{\lambda}^2 n^2 (1 + \mu) - n^2 H_1 - \mu^2 \tilde{\lambda}^2 H_2 - \frac{n^2 \tilde{\lambda}^2}{4} (1 + \mu)^2 H_3 + \mu \tilde{\lambda}^2 n^2 (1 + \mu) \right] = 0 \quad (3.15)$$

mit:

$$\Omega^2 = \frac{\rho}{E} (1 - \mu^2) \omega^2 R^2 = \text{Frequenzparameter}, \quad (3.16)$$

$$\tilde{\lambda} = \lambda \cdot R = \frac{2\pi R}{2L/m} = \frac{\text{Umfang}}{\text{Wellenlänge}} = \text{Wellenlängenparameter}, \quad (3.17)$$

$$H_1 = \tilde{\lambda}^2 + \frac{n^2}{2}(1 - \mu), \quad H_2 = \frac{\tilde{\lambda}^2}{2}(1 - \mu) + n^2, \quad (3.18)$$

$$H_3 = 1 + a(\tilde{\lambda}^2 + n^2)^2 \quad \text{und} \quad a = \frac{1}{12} \left(\frac{h}{R} \right)^2.$$

Über den Einfluss der Rohrlänge auf die Eigenfrequenzen, beispielhaft dargestellt in Bild 3.33, lassen sich folgende Aussagen treffen:

- die Eigenfrequenzen steigen mit abnehmender Rohrlänge;
- der Unterschied zwischen den Eigenfrequenzen für unterschiedliche Rohrlängen ist umso größer, je größer m ist (die Kurven divergieren);
- die analytisch berechneten Eigenfrequenzen liegen über den numerisch berechneten; dieser Unterschied wird mit zunehmender Rohrlänge sowie mit wachsendem n geringer.

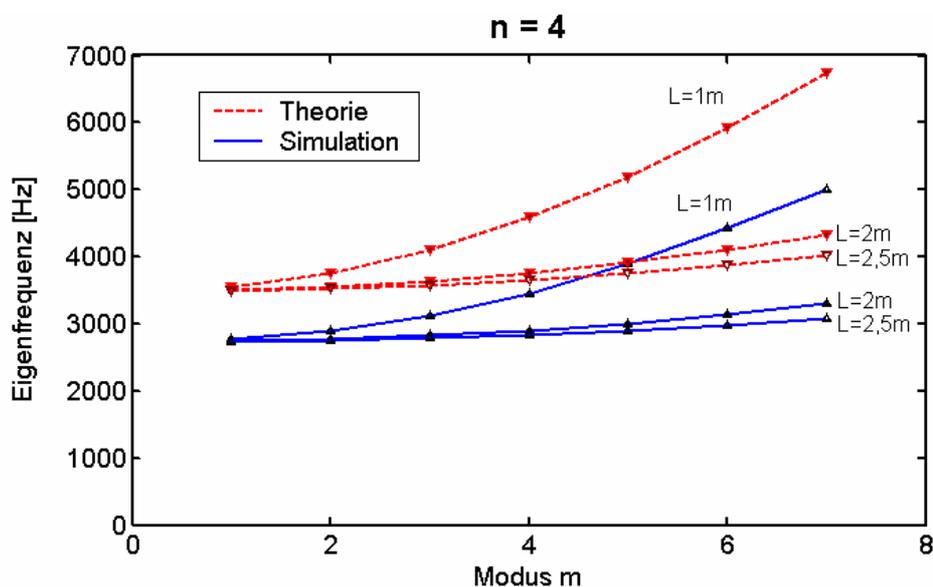


Bild 3.33: Vergleich der numerisch ermittelten mit den analytisch berechneten Eigenfrequenzen für $n = 4$.

Der Unterschied zwischen den analytisch und numerisch berechneten Eigenfrequenzen – es handelt sich hier lediglich um eine lineare Frequenzverschiebung – kann damit erklärt werden, dass

- sich die analytische Rechnung auf einen reinen Zylinder bezieht;
- bei der analytischen Rechnung feste Enden vorausgesetzt werden;
- die Theorie von Donnel-Mushtari von dünnwandigen Rohren ausgeht, für die u.a. die Näherung $h/R \approx 0$ gemacht wurde;
- die numerischen Elemente hinsichtlich ihrer Steifigkeit ein Eigenleben führen, das mit der Struktursteifigkeit nicht übereinstimmt (je nach Wahl der Elemente – Elemente mit 8 oder 20 Knoten – unterschieden sich die Ergebnisse deutlich).

Einfluss der Wanddicke

Neben den häufig verwendeten Steinzeugrohren DN300 in normaler Ausführung mit einer Wanddicke von etwa $d_w = 25$ mm werden auch extra wandverstärkte Rohre für den Einsatz unter erhöhter Belastung verlegt. Bei identischer Anregung fällt die Schwingungsamplitude bei wandverstärkten Rohre infolge ihrer höheren Steifigkeit deutlich geringer aus, was sich auch im Energiedichtespektrum niederschlägt (vgl. 3.34). Zusätzlich ist eine deutliche Frequenzverschiebung zu beobachten, die sich mit höheren Moden noch verstärkt.

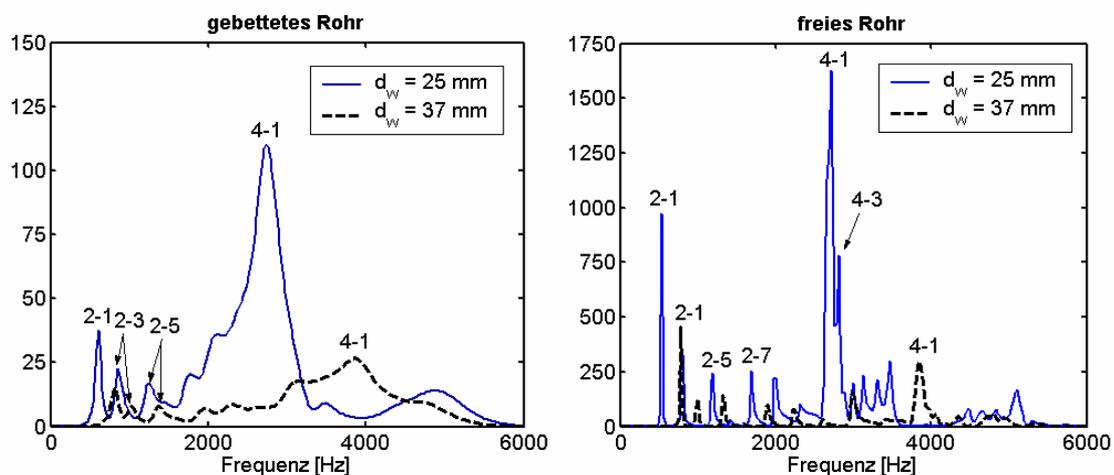


Abb. 3.34: Vergleich der Spektren in der Rohrmitte mit und ohne Bettung unter Variation der Wanddicke.

3.4 Rissdetektion

Risse im Prüfobjekt verhindern eine ungestörte Wellenausbreitung. Im Zeitbereich können über eine Laufzeitbestimmung der angeregten Wellen Risse detektiert werden. Die gestörte Wellenausbreitung verändert darüber hinaus den Ausschwingvorgang der sich im Frequenzverhalten eines Rohres niederschlägt.

3.4.1 Auswirkung von Rissen auf die Wellenausbreitung

Befindet sich ein Riss in Ausbreitungsrichtung einer Welle, so wird die Ausbreitung am Riss, je nach Frequenz der Welle, be- oder sogar verhindert. Handelt es sich um im Vergleich zum Riss kleine Wellenlängen ($\lambda \ll l_{\text{Riss}}$), so wird die Welle am Riss reflektiert, liegt die Wellenlänge in der Größenordnung des Risses ($\lambda \approx l_{\text{Riss}}$), so wird die Welle am Riss gebeugt, und ist sie deutlich größer als der Riss ($\lambda \gg l_{\text{Riss}}$), so wird die Ausbreitung durch den Riss nur unwesentlich gestört.

Im Fall des Rohr-Impactometers werden hauptsächlich Wellen in einer Größenordnung von $\lambda = 0,1$ bis 1 m angeregt. Schon anhand der Vorüberlegungen wird somit deutlich, warum es mit einem Gerät wie dem Rohr-Impactometer nur wenig Sinn macht, Risse mit einer Länge von weniger als $l_{\text{Riss}} = 0,1$ m aufzuspüren. Mit einer höherfrequenten Anregung, bzw. einer geänderten Messkonfiguration sind jedoch prinzipiell auch kleinere Risse detektierbar.

Beim Rohr-Impactometer wurden die Beschleunigungsaufnehmer derart positioniert, dass sowohl eine Detektion von Längs- wie auch von Querrissen möglich ist. Hierfür wurden die Sensoren sowohl in Umfangsrichtung als auch in axialer Richtung zur Anregung versetzt angeordnet, vgl. Abb. 3.35.

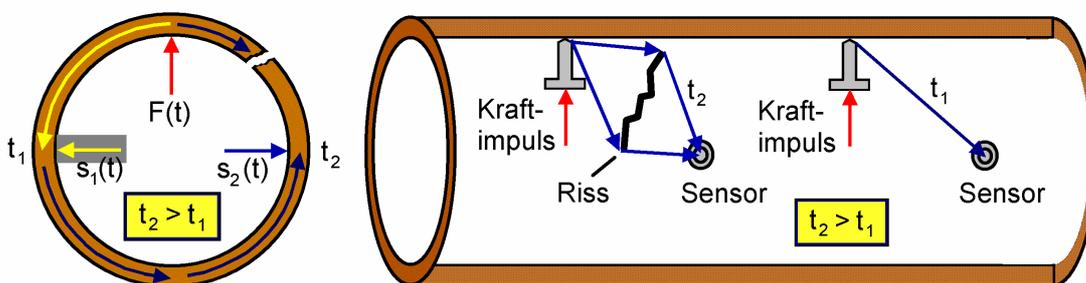


Abb. 3.35: Prinzip der Rissdetektion im Querschnitt (links) und im Längsschnitt (rechts)

Befindet sich ein das Rohr der Länge nach durchtrennender Riss zwischen Hammer und Sensor, so wird die sich direkt ausbreitende Schwingung nach der Zeit t_1 am Sensor 1 gemessen, sie muss jedoch bis zum gegenüberliegen-

den Sensor 270° des Umfangs zurücklegen, vgl. Abb. 3.35 (links). Dort wird sie zum Zeitpunkt t_2 erfasst. In diesem speziellen Fall ist die Laufzeit im ungestörten Fall weniger als halb so groß wie im Fall mit Riss zwischen Hammer und Sensor.

Befindet sich ein kurzer Riss zwischen Hammer und Sensor, vgl. Abb. 3.35 (rechts), so muss auch in diesem Fall die Welle einen Umweg im Vergleich zum direkten Ausbreitungsweg zurücklegen. Auch hier gilt: $t_2 > t_1$. Ein Vergleich der Ersteinsätze der Schwingungen gibt Aufschluss darüber, ob sich zwischen Hammer und Sensor eine Anomalie bzw. ein Riss befindet, der die direkte Ausbreitung der Schwingung behindert.

Die in Umfangsrichtung um 90° versetzte Anordnung der Beschleunigungssensoren ist vorteilhaft aufgrund der Ausnutzung der Symmetrieeigenschaften der Messkonfiguration sowie wegen der Reduzierung der direkt übertragenen, vom Hammerschlag ausgelösten Vibrationen über das Gehäuse.

In Abb. 3.36 wird anhand eines numerisch simulierten Beispiels veranschaulicht, inwiefern ein Riss die Ausbreitung der impulsförmig angeregten Rohrschwingung behindert und sich die Position des Risses relativ zur Messkonfiguration auf die Detektion auswirkt. Bei der für die dargestellten numerischen Berechnungen gewählte Risslänge von $l = 40$ cm (Abb. 3.36) erreicht sogar die Schwingung, die sich in Umfangsrichtung ausbreitet, vor derjenigen, die um den Riss herumläuft, den Sensor. Ein Riss außerhalb der Messkonfiguration verändert das gemessene Schwingungsverhalten im Vergleich zu einem intakten Rohr nur geringfügig vgl. Abb. 3.36, linke Spalte.

Das wird anhand des in Abb. 3.37 dargestellten Verlaufes der Schwingungsenergie für die in Abb. 3.36 verwendeten Messkonfigurationen verdeutlicht. Verschiebt man eine Messkonfiguration kontinuierlich in axialer Rohrrichtung und trägt man die berechnete Schwingungsenergie für jeden Messpunkt auf, so erhält man den in Abb. 3.37 dargestellten Verlauf der Schwingungsenergie. Der Unterschied zwischen einem intakten Rohr und einem Rohr mit Riss außerhalb der Messkonfiguration ist marginal, selbst am Rohrende weicht der Energiegehalt der Rohrschwingung nur wenig voneinander ab.

Befindet sich der Riss hingegen innerhalb der Messkonfiguration, so sind deutliche Unterschiede zum intakten Rohr festzustellen, schon bevor die Messkonfiguration den Riss erreicht hat. Die Schwingungsenergie nimmt im Vergleich zum intakten Rohr deutlich ab.

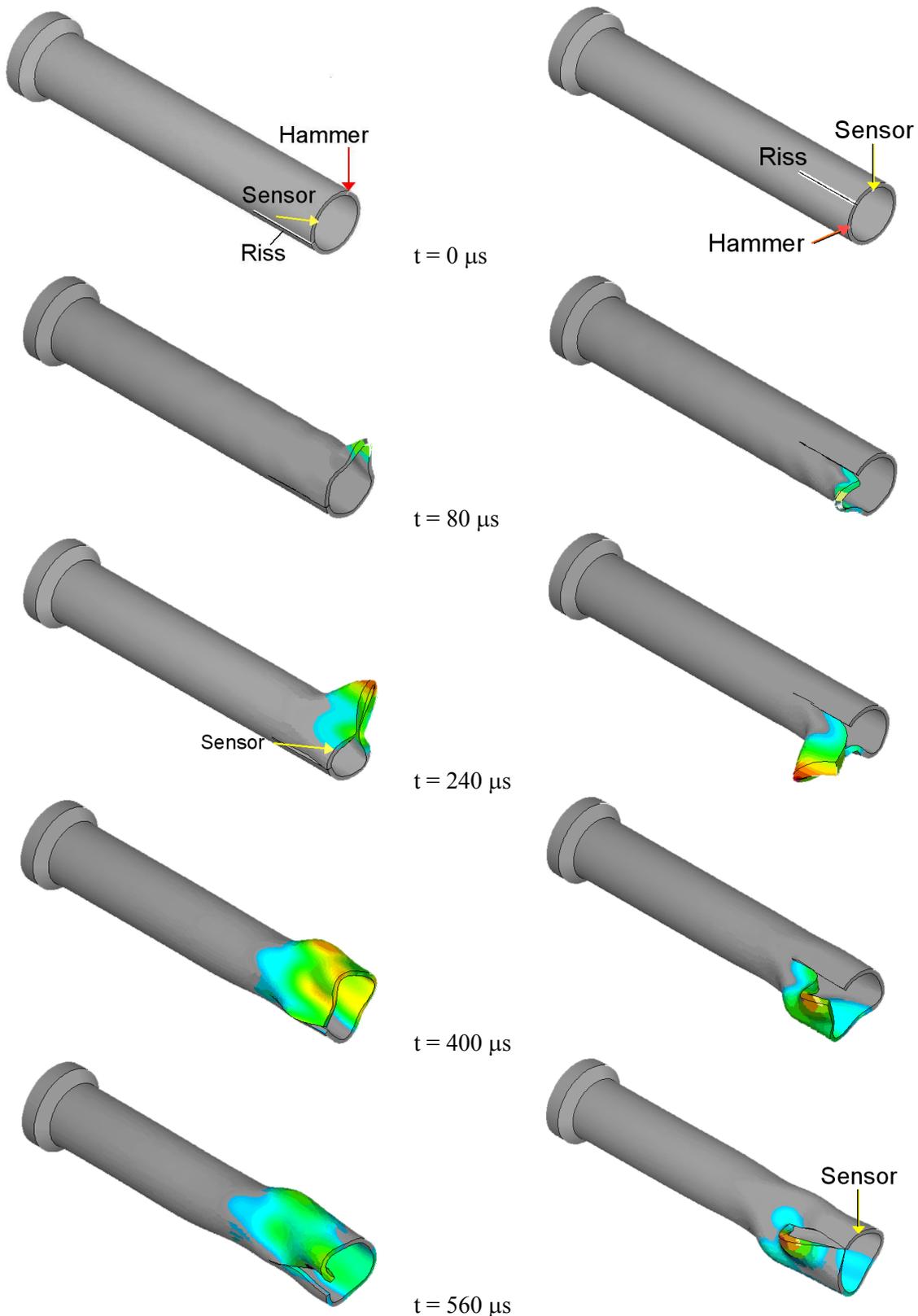


Abb. 3.36: Verformungen infolge des Hammerschlages bis $t = 560 \mu\text{s}$ nach dem Schlag; Riss zwischen Anregung und Messpunkt – rechte Spalte, Riss außerhalb Anregung und Messpunkt – linke Spalte.

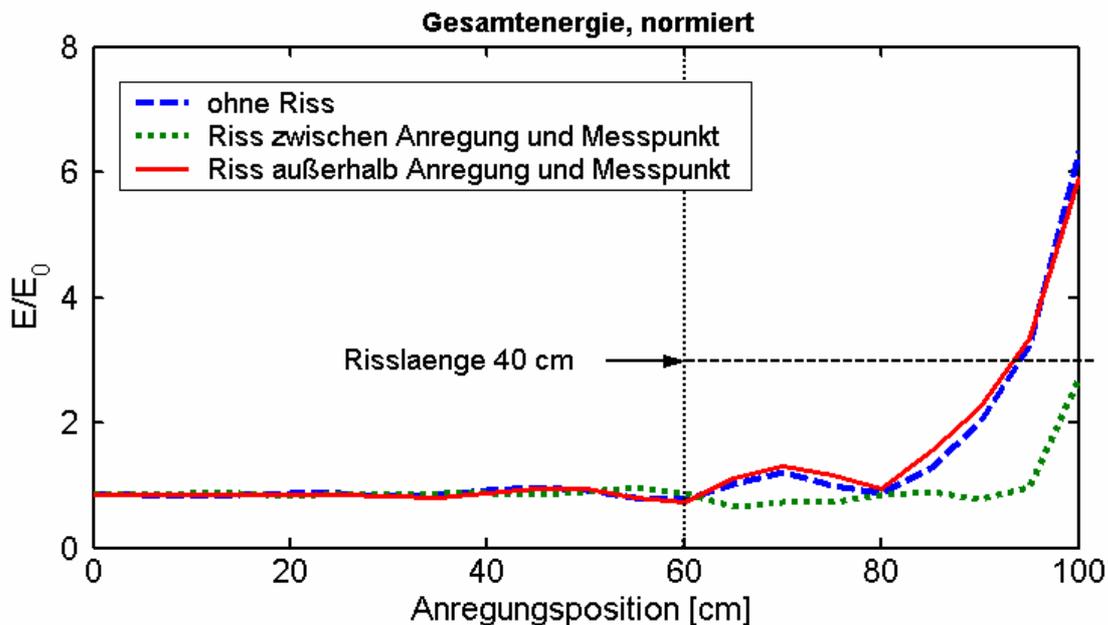


Abb. 3.37: Vergleich des Energieverlaufs der Rohre ohne Riss und mit Riss am Spitzende zwischen bzw. außerhalb von Anregungs- und Messpunkt.

Bereits in [Kli95] wurde gezeigt, dass die Messgenauigkeit sowie die Auflösung des Verfahrens einerseits von der Geschwindigkeit abhängt, mit der das Rohr-Impactometer durch den Abwasserkanal bewegt wird, andererseits von den geometrischen Randbedingungen, wie beispielsweise dem Hammer-Sensor-Abstand und der relativen Rissposition zur Messkonfiguration. Für das Rohr-Impactometer ist die Auflösung bei einem Rohrinne Durchmesser von $d = 300$ mm auf eine Risslänge von mindestens 10 cm limitiert.

3.4.2 Auswirkung von Rissen auf die Eigenschwingungen

Prinzipiell eignet sich auch der Ausschwingvorgang eines Rohres zur Rissdetektion, was an freien Rohren sehr gut demonstriert werden kann [Kli94]. Das Vorhandensein eines Risses in der Rohrmitte ruft eine beträchtliche Veränderung der Eigenmoden hervor. Sowohl ihre Form als auch die Eigenfrequenz verändert sich im Vergleich zum intakten Rohr. Dabei spielt die Risslänge eine wichtige Rolle. Die Hauptveränderungen der Eigenmoden können folgendermaßen zusammengefasst werden:

- **intaktes Rohr**

- Es existieren für $n \geq 1$ jeweils zwei nicht axialsymmetrischen Eigenmoden derselben Gestalt und Frequenz, sie sind um eine halbe Wellenlänge in Umfangsrichtung gegeneinander gedreht.

- **rissbehaftetes Rohr (Riss in Rohrmitte)**

- Jeder Eigenmodus besteht aus zwei korrespondierenden, nicht axial-symmetrischen Eigenformen. Sie weisen zwei leicht unterschiedliche Frequenzen auf und nehmen z.T. auch unterschiedliche Gestalt an. Bei Modus (4-1) beträgt die Frequenzverschiebung etwa 17 Hz, vgl. Abb. 3.38.
- Befindet sich ein Schwingungsknoten im Rissbereich, so wird die Eigenschwingung von kurzen Rissen oberhalb einer Frequenz von $f = 3700$ kHz kaum beeinflusst (Abb. 3.39).

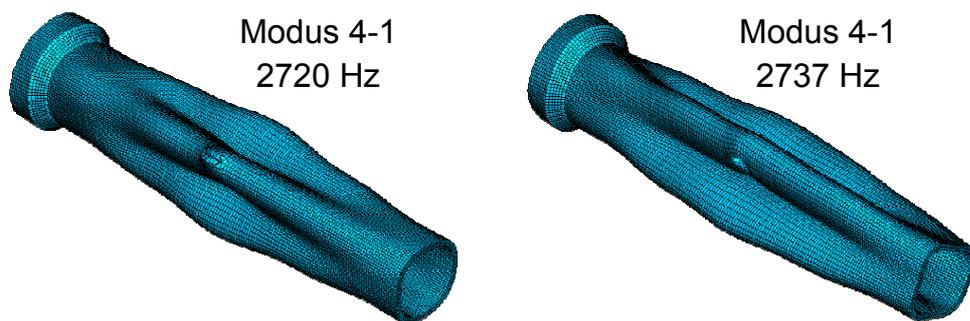


Abb. 3.38: Frequenz- und Gestaltunterschied zwischen den Eigenformen des Modus 4-1.

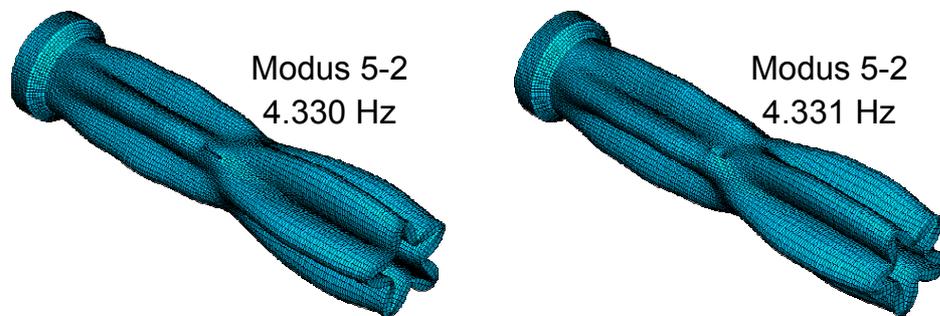


Abb. 3.39: Ungestörter Eigenmodus oberhalb $f = 3700$ Hz.

- Aus den Eigenmoden, deren Frequenzen dicht beieinander liegen (weniger als 4 Hz), entstehen Moden mit gemischten Eigenschaften: In Längsrichtung des Rohres findet ein Übergang von Eigenmodus ($n = 2$) auf ($n = 3$) statt (Abb. 3.40a, b, c). Außerdem existieren auch Eigenmoden mit torsionalem Charakter bzw. Biegeformen, deren Querschnitt den Eigenmoden $n = 4$ bzw. $n = 3$ entspricht: sie stellen somit eine Mischform der Moden mit $n = 0$ und 4 (Abb. 3.40d) bzw. $n = 1$ und 3 (Abb. 3.40e) dar.

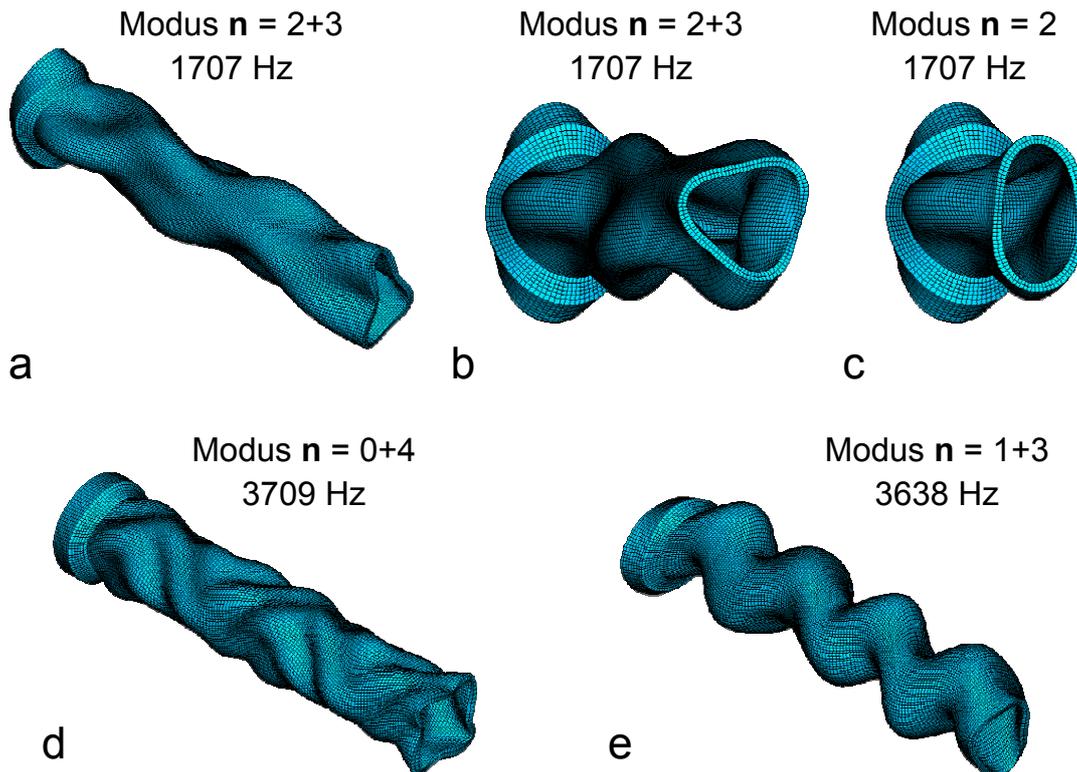


Abb. 3.40: Eigenmoden mit gemischten Eigenschaften; **a - c:** $n = 2, 3$;
b) Schnitt bei $l = 1,5$ m; **c)** Schnitt bei $l = 0,5$ m;
d) $n = 0, 4$; **e):** $n = 1, 3$

- Über 3.700 Hz treten Eigenmoden auf, für die nur eine Eigenform existiert und deren Parameter n in Axialrichtung variiert (Abb. 3.41).
- Je länger der Riss ist, desto weiter sinkt die Frequenz, bis zu der die oben geschilderten Zusammenhänge gelten ($f \approx 2.000$ Hz für eine Risslänge von $l = 20$ cm und $f \approx 1.500$ Hz für $l = 40$ cm).
- Oberhalb dieser Grenzfrequenz existieren Eigenmoden mit nur einer Eigenform, aber unterschiedlichem Parameter n . Der Parameter n variiert nun aber nicht mehr allmählich in Axialrichtung, sondern besitzt eine Diskontinuität an der Rissposition. Das Rohr verhält sich, als ob es aus zwei unabhängigen durch den Riss getrennten Teilen bestünde (Abb. 3.42).

Die oben dargestellten Zusammenhänge gelten nicht nur für Risse, in qualitativer Form kann daraus auch das Schwingungsverhalten für Rohre mit Hausanschlüssen oder nachträglich eingebrachten Zuleitungen abgeleitet werden. Ein möglicherweise intaktes Rohr mit Hausanschluss zeigt eine ähnliche Charakteristik wie ein rissbehaftetes Rohr. Das erfordert zusätzlich zur akustischen Kanalinspektion eine Videobefahrung, um beide Ereignisse voneinander unterscheiden zu können. Diese liegt in der Regel aber vor.

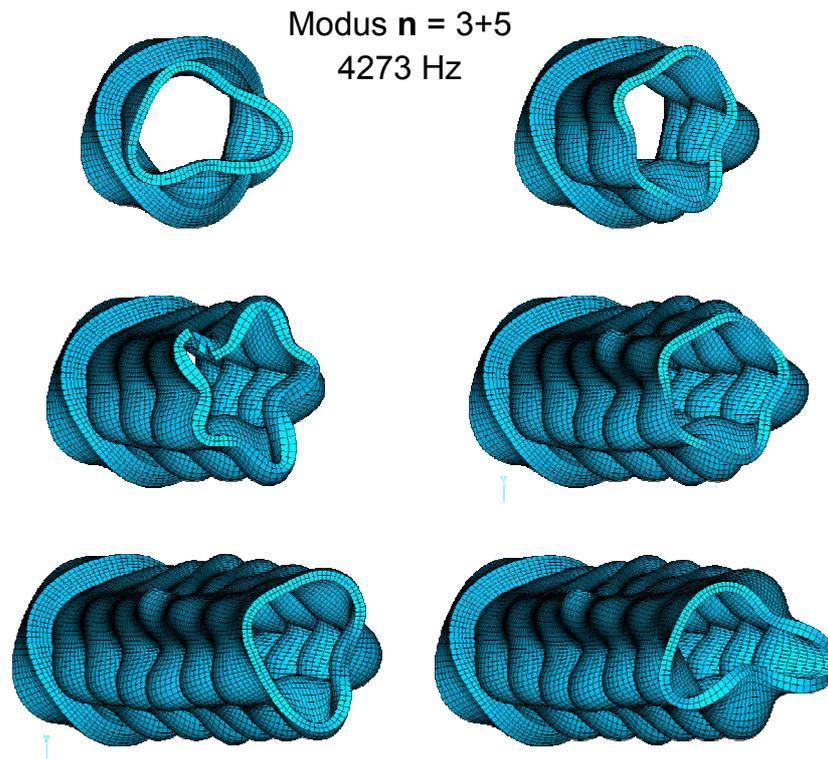


Abb. 3.41: Eigenform mit Variation des Parameters n in Axialrichtung; Schnitt durch das Modell bei $x = 0,4 \text{ m}$; $0,7 \text{ m}$; $1,0 \text{ m}$; $1,3 \text{ m}$; $1,6 \text{ m}$.

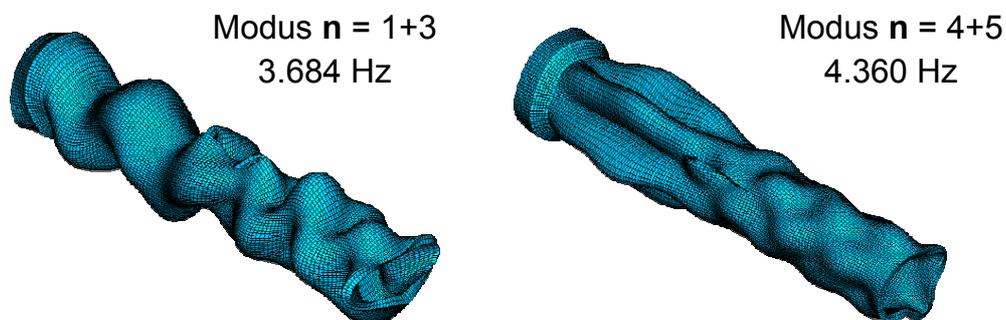


Abb. 3.42: Eigenmoden mit Diskontinuität des Parameters n .

Die in diesem Kapitel geschilderten Zusammenhänge gelten uneingeschränkt für freie Rohre. Hier ist eine Beurteilung des Rohrzustandes aufgrund der geringen Schwingungsdämpfung gut möglich. Für gebettete Rohre mit sehr kurzem, weil durch die Bettung stark gedämpften Ausschwingvorgang, können die Eigenmoden wenn überhaupt, dann nur sehr schwer voneinander getrennt werden. Die hierzu erforderliche Messgenauigkeit und Reproduzierbarkeit ist in situ nicht erzielbar. Zudem variieren die Rohrgeometrie sowie die schwingungstechnisch relevanten Materialparameter zu stark. Erschwerend kommt weiter hinzu, dass auch die jeweilige Messposition in axialer

Richtung bekannt sein muss, um Kenntnis über die Anregung der jeweiligen Eigenmoden zu gewinnen.

Für eine Rissdetektion an gebetteten Rohren hat sich das Prinzip bewährt, Risse über eine Laufzeitmessung zu detektieren. Die Laufzeitmessung kann durch eine Berechnung der Signalenergie ergänzt werden. Die Vorgehensweise zur Detektion des Ersteinsatzes wird in Kapitel 4.3 vorgestellt.

3.5 Hohlraumdetektion

Hohlraumproblematik

Nach DIN 4033, Ausgabe (11.79) muss ein Abwasserrohr in steinfreiem, verdichtungsfähigem Boden eingebettet werden. In der Baupraxis werden jedoch auch von der DIN 4033 abweichende Bodenmaterialien verwendet.

Zur zerstörungsfreien Prüfung von Abwasserrohren eignen sich seismische bzw. akustische Verfahren besonders, weil sich das Schwingungsverhalten eines freien Rohres sehr stark von dem eines in den Untergrund eingebetteten Rohres unterscheidet. Die Rohrbettung sorgt im Vergleich zu einem freien Rohr für einen schnellen Abklingvorgang der angeregten Schwingung, vgl. Kapitel 2.3.3, weil ein verhältnismäßig großer Anteil der Schwingungsenergie in den umgebenden Untergrund dissipieren kann.

Das Bettungsmaterial verursacht zudem eine Versteifung der Gesamtstruktur, da es das Rohr komprimiert. Die höhere Steifigkeit bewirkt eine Zunahme aller Eigenfrequenzen. Ein Hohlraum geht mit einem lokalen Rückgang der Steifigkeit einher, woraus wiederum eine Abnahme der Eigenfrequenzen resultiert. Es hat sich jedoch anhand von praktischen Untersuchungen, die im Nachhinein durch numerische Modellierungsergebnisse bestätigt wurden, herausgestellt, dass dieser Effekt relativ schwach ausgeprägt ist und teilweise von anderen Effekten überlagert wird, so dass anhand einer Frequenzverschiebung keine sichere Beurteilung der Rohrbettung erfolgen kann.

Hohlräume können beliebige Formen annehmen und „wandern“ von der Rohrumgebung infolge von herabstürzendem Erdmaterial bis zur Erdoberfläche. Ist die unmittelbare Rohrumgebung durch herabstürzendes Erdmaterial bedeckt und der Hohlraum nicht mehr in unmittelbarer Rohrumgebung, so wird die Hohlraumdetektion für die Verfahren, die einen hohen Dichtekontrast erfordern (γ -Sonde, Mikrowellensensor), erschwert wenn nicht gar unmöglich gemacht, während das Klopf-Verfahren noch deutliche Unterschiede registriert.

Dennoch stellt die Beurteilung der Bettungsbedingungen eines Abwasserrohres sowie die Hohlraumdetektion eine besondere Herausforderung dar. In den meisten Fällen entstehen Hohlräume durch undichte Muffenverbindungen und

den damit verbundenen Materialeintrag in das Abwasserrohr, vgl. Abb. 3.43. Insbesondere bei nicht ausreichender seitlicher Stützkraft durch die Bettung kann das Rohr infolge der Verkehrslasten kollabieren.

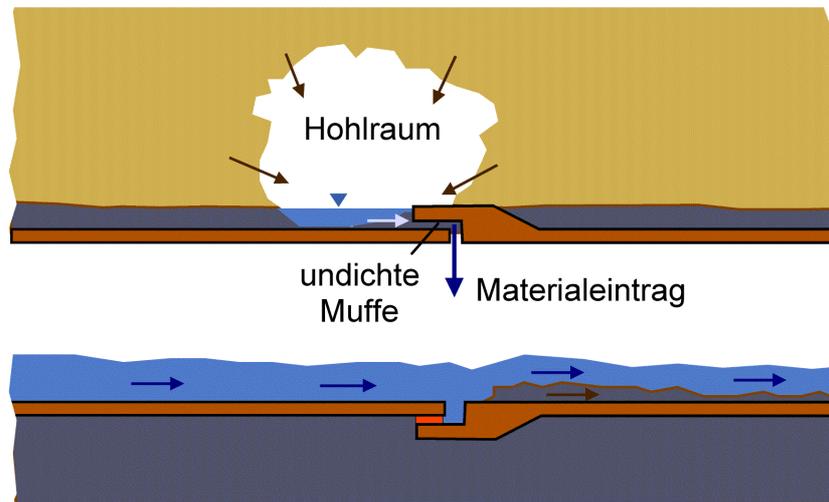


Abb. 3.43: Hohlraumbildung infolge undichtiger Muffen

Grundsätzlich müssen vier Fälle unterschieden werden:

1.) freies Rohr

Wird ein freies Rohr impulsförmig angeregt, können Eigenschwingungen beobachtet werden. Die Dauer des Ausschwingvorgangs wird für dieses Rohr bei vergleichbarer Anregung maximal. Die Abklingzeit hängt von der Strukturdämpfung des Rohres ab.

2.) intakte Rohrbettung

Hier wird das Abklingverhalten hauptsächlich von der Dämpfung durch das umgebende Bodenmaterial bestimmt. Ist das Rohr vorschriftsmäßig gebettet, so variiert das Abklingverhalten jedoch noch infolge unterschiedlicher Verlegetiefen. Diese sind aber in der Regel abschnittsweise nahezu konstant. Prinzipiell gilt, je tiefer ein Rohr liegt, desto größer ist die Kraft, die einer Rohrschwingung entgegenwirkt.

3.) Hohlräume

Befinden sich Hohlräume in der unmittelbaren Rohrumbgebung, so schwingt das Rohr abschnittsweise frei. Der maximale Effekt ist dann zu beobachten, wenn der Hohlraum den kompletten Umfang umfasst und sowohl die Anregung als auch die Aufnehmer im Hohlraumbereich positioniert sind.

4.) schwache Rohrbettung

Die Rohrbettung quantitativ zu beurteilen ist die komplexeste und schwierigste Aufgabe. Da eine Vielzahl von Parametern einfließt, sind oftmals keine

eindeutigen Aussagen möglich. Die Schwierigkeit besteht darin, das Abklingverhalten den möglichen Ursachen zuzuordnen. Hierbei spielt unter anderem sowohl die Strukturdämpfung des Rohres eine Rolle, die je nach Bauart und Hersteller stark variieren kann, als auch die Dichte und Elastizitätseigenschaften des umgebenden Bodenmaterials.

Abnahme der Dämpfung infolge von Hohlräumen

Das Schwingungsverhalten eines unzureichend gebetteten Rohres oder eines Rohres mit einem Hohlraum liegt irgendwo zwischen den Extremfällen „freies Rohr“ und „vollständig gebettetes Rohr“. Ein freies Rohr schwingt infolge der fehlenden externen Dämpfung durch die Bettung etwa 5-fach länger als ein gut gebettetes, vgl. Abb. 3.44. Der Zusammenhang hierfür wurde bereits in Kapitel 2.3.2 diskutiert sowie Dämpfungs- bzw. Verlustfaktoren angegeben. Wie das jeweilige Rohr auf einen Hohlraum bzw. eine reduzierte Bettung reagiert, ist von Faktoren abhängig, wie z.B. Hohlraumposition, -breite, -umfang, Bettung des übrigen Rohres, Länge und Wandstärke des jeweiligen Rohres sowie relative Position der Anregung und Sensorik usw.

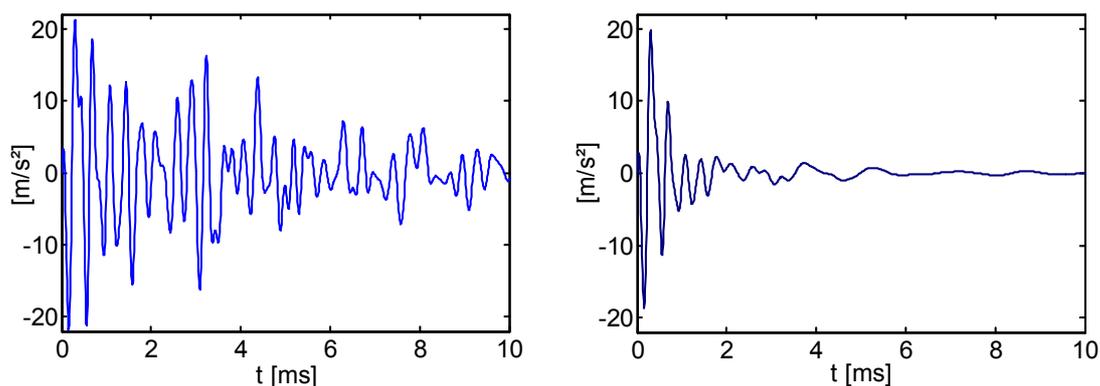


Abb. 3.44: Zeitsignal für ungebettetes Rohr (links) und gebettetes Rohr (rechts), Sensor 1 (FEM-Daten)

Von Klingmüller [Kli99] wurde ein heuristischer Ansatz verfolgt, um aus der Schwingungsdauer eine Abklingkonstante zu bestimmen und daraus auf die Rohrdämpfung zu schließen. Dieser Ansatz fußte auf dem Gedanken, die Signalenergie im Zeitbereich durch eine Integration über das Betragsquadrat der Beschleunigungsamplitude zu erfassen und den Zeitpunkt $t_{90\%}$ zu bestimmen, bei dem 90% der maximalen Signalenergie erreicht werden, und darüber einen Zusammenhang zur Dämpfungskonstante herzustellen. Dieser Ansatz lässt jedoch wichtige Aspekte wie die stark streuende Signalqualität infolge variierender Ankopplung der Sensoren oder eine mit der Rohrachse variierende Signalenergie unberücksichtigt, was dazu führt, dass die derart bestimmten Dämpfungsparameter (vgl. Kapitel 2.3) ebenfalls zu stark streuen.

Auch Ansätze, die Dämpfung im Frequenzbereich zu bestimmen, führten nicht auf zufriedenstellende Ergebnisse, da auch hier die Komplexität des Schwingungsverhaltens von Rohren nur schwer zu berücksichtigen ist. Bei freien Rohren kann aus der Halbwertsbreite einer Resonanzstelle die Dämpfung unter der Voraussetzung bestimmt werden, dass keine Überlagerung durch benachbarte Moden entsteht. Für gebettete Rohre scheidet dieses Verfahren ebenfalls aus, da hier nur vereinzelt Resonanzen isoliert betrachtet werden können.

Erfolgversprechende Ansätze im Frequenzbereich basieren auf dem Kriterium der Schwingungsenergie und werden im weiteren Verlauf detaillierter erläutert.

Einfluss der Hohlraumgeometrie auf die Schwingungsenergie

Je weiter sich ein Hohlraum in axialer Richtung erstreckt, vgl. Abb. 3.43, um so stärker nimmt die Schwingungsenergie sowohl im Bereich des Hohlraumes, als auch über das gesamte Rohr verteilt, zu. Auch wenn sich die Hohlraumbreite anhand der Zunahme der Gesamtenergie im Diagramm abzeichnet, vgl. Abb. 3.45 (links), ist in situ auf Grund der komplexeren Verhältnisse die Größe eines Hohlraumes schwieriger abzuschätzen. Ebenso wird anhand der Energiezunahme deutlich, dass sich ein gleich großer Hohlraum auf ein kurzes Rohr von 1 m Länge stärker auswirkt, als bei längeren Rohren, vgl. Abb. 3.45 (links und rechts).

Unabhängig von der Rohrlänge konnte ein allgemeingültiger Zusammenhang für die relative Zunahme der Schwingungsenergie² abhängig vom Bedeckungsgrad (gebetteter Anteil eines Rohres bezogen auf seine Gesamtlänge) bestimmt werden: Es wurde ein quadratischer Zusammenhang festgestellt, der jedoch aus Abb. 3.46 nicht unmittelbar ersichtlich ist. Hierzu wurde die Differenz der Schwingungsenergie E_B eines Rohres mit einem Hohlraum der Breite B mit der Schwingungsenergie eines vollständig gebetteten Rohres E_V ins Verhältnis gesetzt mit der Differenz der Schwingungsenergie eines ungebetteten (E_U) und eines vollständig gebetteten Rohres (E_V). Dieses Verhältnis der Energien wird als relative Energiezunahme bezeichnet. Am Beispiel der relativen Energiezunahme des Modus 2-1 und des Modus 4-1 wird ansatzweise deutlich, dass die niedrigen Moden stärker auf Hohlräume und Lagerungsdefekte reagieren als die höheren bzw. als der Durchschnitt. Daraus kann gefolgert werden, dass sich die niedrigeren Moden m besser zur Hohlraumortung eignen als höhere.

² Energiezunahme eines hohlraumbehafteten im Vergleich zu einem vollständig gebetteten Rohres ($E_B - E_V$) bezogen auf die Energiedifferenz eines ungebetteten und eines vollständig gebetteten Rohres ($E_U - E_V$).

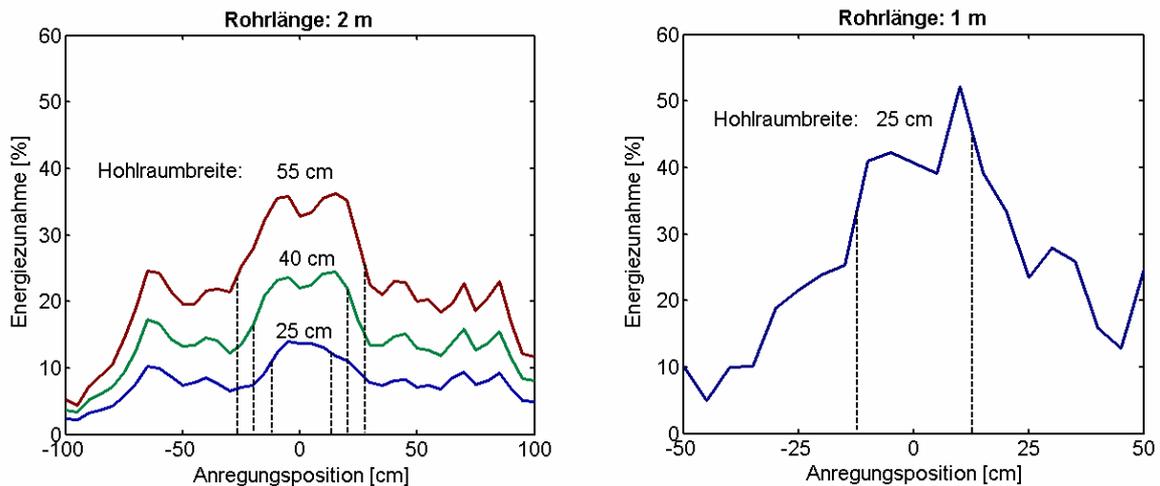


Abb. 3.45: Energiezunahme im Vergleich mit intakter Bettung in Abhängigkeit von der Hohlraumbreite für ein 2 m langes Rohr (linkes Bild) und ein 1 m langes Rohr (rechtes Bild), FEM-Ergebnisse

Der aus den Berechnungen gut (in Abb. 3.46 jedoch nicht unmittelbar) ersichtliche quadratische Zusammenhang für zunehmende Hohlraumbreiten bzw. abnehmenden Bedeckungsgrad gilt auch für den in Abb. 3.47 dargestellten Verlauf der Signalenergie für Modus 2-1 für unterschiedliche Hohlraumbreiten. Bei einer Breite des Hohlraums von $b = 55$ cm, d.h. wenig mehr als ein Viertel der gesamten Rohrlänge, nimmt die Schwingungsenergie in der Spitze um 500 % zu. Auch wenn Modus 2-1 am stärksten auf Hohlräume reagiert und bei anderen Moden geringere Zunahmen zu erwarten sind, so ist der Einfluss der Rohrbettung auf das Schwingungsverhalten des Rohres als sehr groß zu bezeichnen. Das physikalische Prinzip der Anregung von Eigenschwingungen eignet sich damit prinzipiell sehr gut zur Hohlraumortung, bzw. zur Beurteilung der Rohrbettung.

Anhand der in Abb. 3.46 und 3.47 bzw. 3.45 dargestellten Zusammenhänge (im Vergleich zur Gesamtenergie höhere Energiezunahme an Hohlräumen bei einzelnen Moden) deutet sich bereits an, dass eine Separation der Eigenfrequenzen die Aussagekraft der Klopfprüfung verbessert.

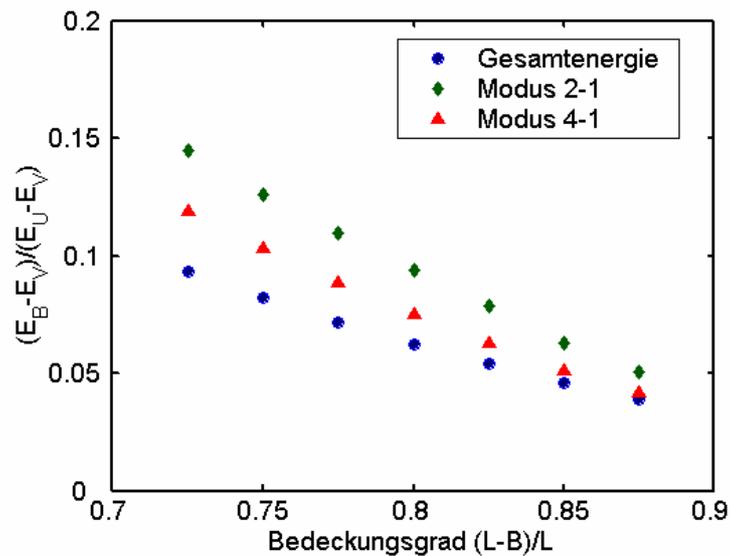


Abb. 3.46: Abhängigkeit der relativen Energiezunahme vom Bedeckungsgrad - FEM-Ergebnisse

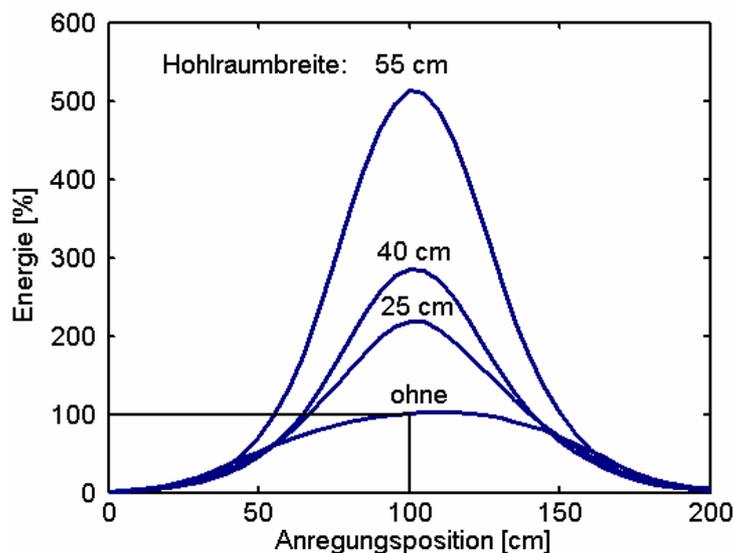


Abb. 3.47: Zunahme der Energie von Modus 2-1 für unterschiedliche Hohlraumbreiten - FEM-Ergebnisse

Ein Großteil realer Hohlräume umfasst nur einen Teil des gesamten Rohrumfanges. Hierfür wurde ebenfalls ein quadratischer Zusammenhang zwischen Energiezunahme und Umfangsausdehnung festgestellt [Tar01]. Je kürzer ein Rohr ist, desto unruhiger ist der Verlauf der Gesamt-Signalenergie, da die Rohrenden ein anomales Schwingungsverhalten aufweisen. Eine Hohlraumortung wird daher an kurzen Rohren erschwert. Während für lange Rohre eine Hohlraumlokalisierung möglich ist – hier wird die Energie in einzelnen Frequenzbändern separat berechnet, vgl. Abb. 3.24 und Abb. 3.25 in Kapitel 3.3.2 – ist für kurze Rohre mit einer Länge von $l = 1$ m lediglich eine Beurteilung der Bettung des gesamten Rohres sinnvoll.

3.6 Muffenidentifikation

Für eine Hohlraumdetektion ist eine Muffenidentifikation wünschenswert. Eine qualifizierte Beurteilung des Schwingungsverhaltens von Abwasserrohren erfordert eine Kenntnis der Muffenbereiche, um die Ursachen für eine Zunahme der Schwingungsenergie richtig zuordnen zu können. Aufgrund des unterschiedlichen Schwingungsverhaltens der Rohrenden kann es unter ungünstigen Umständen zu einer Fehlinterpretation des gemessenen Schwingungsverhalten führen, weil infolge eines elastischen Dichtungsmaterials das spitze Ende eines Rohres nahezu frei schwingen kann. Um solche Fehlinterpretationen zu vermeiden, ist es erforderlich, Muffen zu identifizieren. Im Zusammenwirken mit anderen Sensoren wird diese Information ebenfalls benötigt, beispielsweise um bei geoelektrischen Verfahren undichte Muffen von rissbehafteten Rohren unterscheiden zu können.

Zur Muffenidentifikation eignet sich als Merkmal die Amplitude des Hammersignals. Ist eine ausreichende Ankopplung des Schlagbolzens an die Rohrwand gewährleistet, so wirkt dem Aufprall des Schlagzylinders auf den Schlagbolzen eine hohe Reaktionskraft entgegen, vgl. Abb. 3.49. Fehlt hingegen der Kontakt zur Rohrwand infolge von Muffenverbindungen oder Hausanschlüssen, so trifft der Schlagbolzen ins Leere und setzt somit nur noch durch die Massenträgheit der Eigenmasse dem Schlag eine kleine Kraft entgegen, vgl. Abb. 3.48 (mittleres Bild), bzw. Abb. 3.49 (links). Diese Eigenschaft ermöglicht die Identifikation von Muffen, die in der Regel dadurch gekennzeichnet sind, dass ein Spalt von 1 - 3 cm Länge zwischen zwei Rohren entsteht.

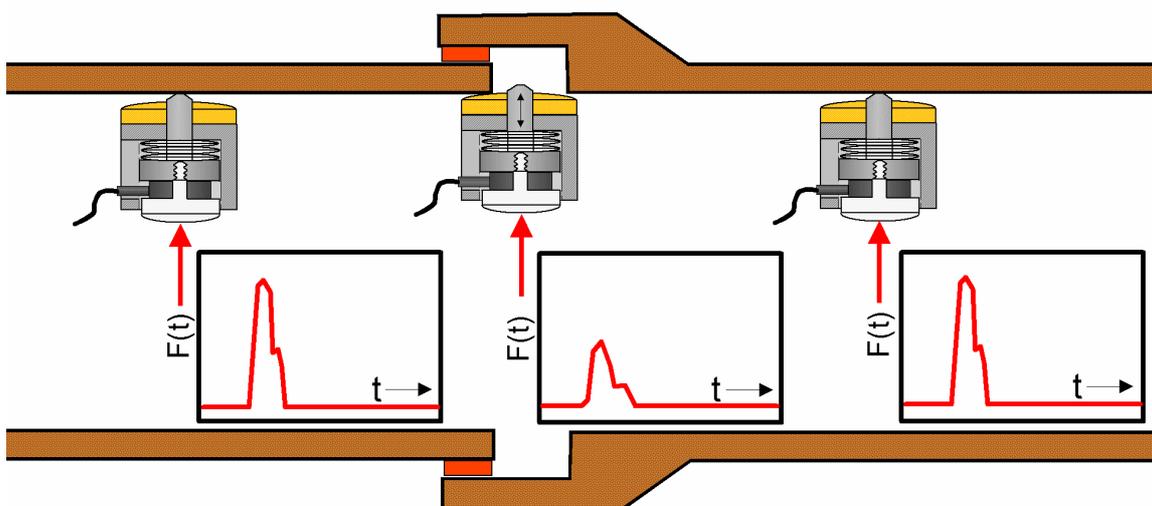


Abb. 3.48: Prinzip der Muffenidentifikation

Zur Muffenidentifikation wird zunächst gemäß Abb. 3.49 (rechtes Bild) die Differenz zwischen Maximum und Minimum, das sogenannte Peak-to-Peak-

Verhältnis, eines jeden Kraftimpulses des Hammerschlags für jeden Messpunkt bestimmt. Alle weiteren Bearbeitungsschritte erfolgen dann anhand des Peak-to-Peak-Merkmals, das für jeden Messpunkt über die Wegstrecke aufgetragen wird, was am Beispiel der Labormessungen in Kapitel 4.2 ausführlich erörtert wird.

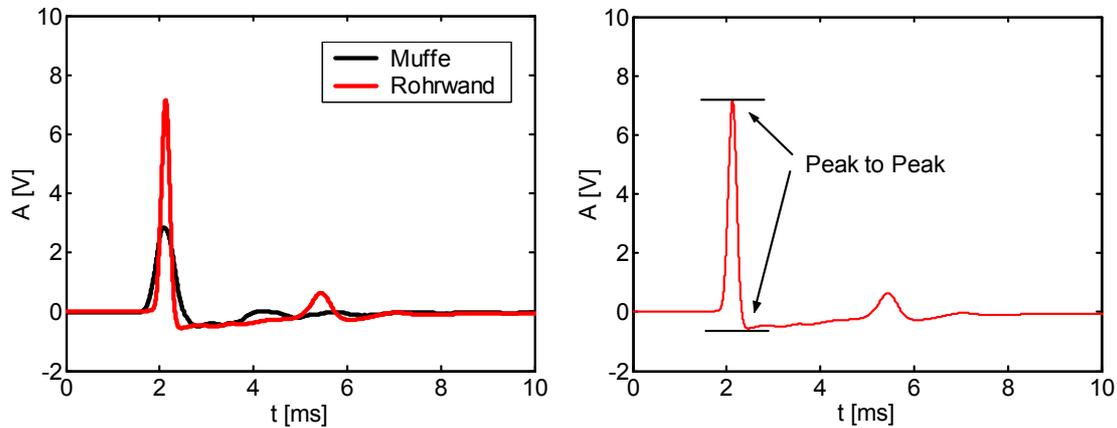


Abb. 3.49: Muffenidentifikation, Messsignale

3.7 Optimierung der Systemauslegung

Eine Optimierung des Mess-Systems setzt eine differenzierte Betrachtung des Zusammenhangs zwischen Wellenausbreitung und Eigenschwingungen voraus. Während für die Rissdetektion Kenntnisse der Wellenphänomene (Dispersion, Reflexion etc.) unerlässlich sind, fußt eine Hohlraumdetektion auf einer Betrachtung der Ausschwingvorgänge, d.h. der Überlagerung der sich ausbreitenden Wellen zu stehenden Wellen. Idealerweise sind beide Verfahren (Riss- und Hohlraumdetektion) gemeinsam zu optimieren.

3.7.1 Optimale Sensorkonfiguration in Umfangsrichtung:

Mit dem Laufzeitverfahren können Risse nur dann detektiert werden, wenn sich diese zwischen Hammer und Sensor befinden und die Laufzeit der zuerst eintreffenden Welle messbar verlängern. Wegen des dispersiven Charakters der Wellenausbreitung können die Verhältnisse von kleinen Rohren nicht beliebig auf andere Rohrgeometrien übertragen werden. Niederfrequente Wellen, die durch einen kurzen Riss kaum beeinflusst werden, breiten sich mit der höchsten Wellengeschwindigkeit aus und verhindern damit möglicherweise eine Rissdetektion.

Prinzipiell kann die Impulsantwort des Rohres a) in der Nähe der Anregung, b) in Umfangsrichtung versetzt oder c) in axialer Richtung versetzt gemessen werden. Sollen Risse detektiert werden, so scheidet Möglichkeit a) aus, weil sich der Riss zwischen Hammer und Sensor befinden muss, um erfasst zu

werden. Eine Rissdetektion anhand der Beurteilung von Eigenschwingungen ist zwar theoretisch möglich, scheitert aber in der Praxis aus den bereits geschilderten Gründen (siehe Kapitel 3.4).

Um Längsrisse zu detektieren, ist eine in Umfangsrichtung zum Hammer versetzte Anordnung sinnvoll (b). Sollen lediglich Risse detektiert werden, ist dabei unerheblich, ob die Sensoren beispielsweise um $\pm 30^\circ$, $\pm 60^\circ$ oder $\pm 90^\circ$ zum Hammer versetzt angeordnet werden. Für eine gleichzeitige Hohlraumdetektion sind jedoch folgende Aspekte zu berücksichtigen:

Während am 90° von der Anregungsposition verschobenen Messpunkt lediglich Moden mit geradzahligen Werten von n gemessen werden und sich die Modenfamilien für Werte bis $m = 10$ nicht überschneiden (vgl. Abb. 3.21), sind an den Positionen, die sich um 30° bzw. 60° von der Anregungsposition versetzt befinden, sowohl ungerade als auch gerade Werte von n enthalten, vgl. Bild 3.50. Hier überschneiden sich die Moden $n = 1$ bis $n = 3$. Bei 60° Abweichung von der Anregungsposition dominieren die Moden $n = 3$ das Spektrum; der Anteil der Moden mit $n = 1, 2, 4$ und 5 an der Schwingungsenergie ist relativ gering, dennoch gibt es auch hier Überschneidungen, die eine Hohlraumdetektion erschweren.

Bei 30° Abweichung von der Anregungsposition verschwinden die Moden $n = 3$, weil sich an dieser Stelle ein Schwingungsknoten befindet; die Moden $n = 2$ und 4 sowie $n = 1$ und 5 werden dort nur mit 25% bzw. 75% ihrer maximalen Energie erfasst. Schon geringe Abweichungen von der exakten Position rufen vergleichsweise starke Veränderungen im Energiedichtespektrum hervor. Diese Sensibilität ist bei 90° nicht vorhanden, bei nicht idealer Positionierung ist diese Konfiguration weniger schwankungsanfällig.

Die Moden (2-i) und (4-i) sind die für die Schwingungsanalyse idealen Eigenformen und die zur Anregung um 90° versetzte Anordnung der Messaufnehmer die optimale Konfiguration. Selbst eine Positionierung der Aufnehmer direkt neben der Anregung würde keine optimaleren Ergebnisse liefern, da dort eine Überlagerung aller Eigenfrequenzen zu beobachten wäre, was eine Interpretation der Daten erschwert.

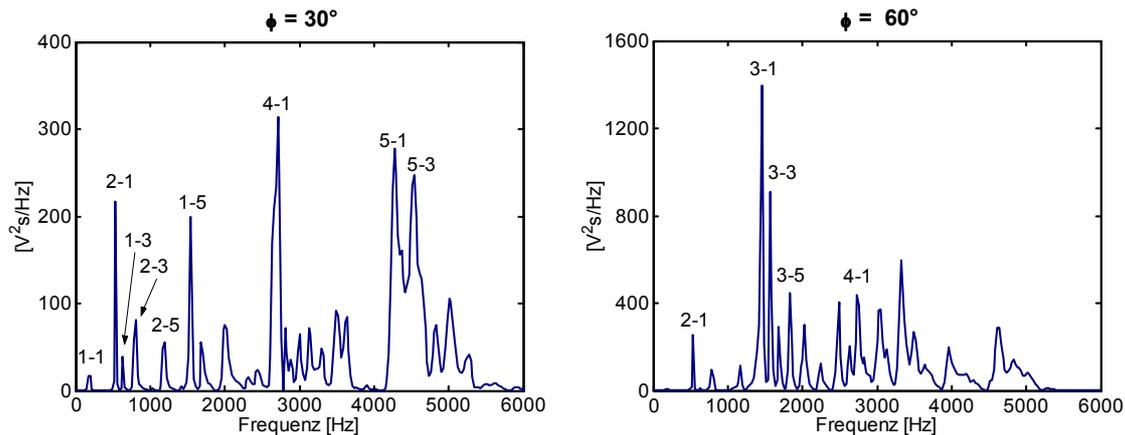


Bild 3.50: Energiedichtespektrum für Messpunkte mit 30° (links) und 60° (rechts) Versatz zur Anregungsposition.

Eine Sensorkonfiguration $\pm 90^\circ$ versetzt zur Anregung hat weitere Vorteile:

I.) Die gehäuseseitig übertragenen, vom Hammer erzeugten Vibrationen werden so minimiert, da die Beschleunigungssensoren eine geringe Querempfindlichkeit ($< 5\%$) aufweisen.

II.) Es werden jeweils 180° des Rohrumfanges auf Risse geprüft. Eine Anordnung der Sensoren gegenüberliegend zur Anregung ist prinzipiell denkbar, ist aufgrund des unter Punkt I.) geschilderten Sachverhalts jedoch nicht empfehlenswert.

III.) Die Sensoranordnung eignet sich besser zur Hohlraumdetektion. Dies wurde bereits in Kapitel 2.2.3 und 3.3 diskutiert.

3.7.2 Optimale Sensorkonfiguration in axialer Richtung

Will man neben Längsrissen auch Querrisse detektieren, so ist ein axialer Versatz zwischen Hammer und Sensor erforderlich, der in etwa dem Abstand der Sensoren in Umfangsrichtung entspricht. Eine Kombination des axialen Versatzes mit der um 90° zum Hammer versetzten Anordnung kann beide Rissarten mit einer Sensorkonfiguration erfassen.

Will man das Rohr-Impactometer jedoch vorzugsweise zur Hohlraumdetektion einsetzen, so erscheint ein möglichst kleiner axialer Versatz der Sensoranordnung wünschenswert. Über Rohrmuffen wird nur ein verschwindend geringer Anteil an Schwingungsenergie übertragen. Somit gibt es eine tote Mess-Strecke³, die um so länger wird, je größer der Hammer-Sensor-Abstand ausfällt. Im Rahmen einer Studienarbeit am Institut für Mess- und Regelungstechnik wurde abgesehen von der toten Mess-Strecke jedoch für die Hohlraumdetektion kein gravierender Unterschied festgestellt, ob ein Hammer-Sensor-Abstand in axialer Richtung $x = 7, 11, 15$ oder 19 cm beträgt [Wei03].

³ Hammer und Sensoren befinden sich in unterschiedlichen Rohren

Aus konstruktiven Gründen, aber auch zur Optimierung der Detektion von Querrissen wurde von Klingmüller ein axialer Hammer-Sensor-Abstand bei Prototyp III des Rohr-Impactometers von $z = 17,5$ cm gewählt.

3.7.3 Optimierung der Hammer-Sensor-Einheit

Für eine Optimierung der Hammer-Sensor-Einheit muss in erster Linie das Übertragungsverhalten der einzelnen Komponenten aufeinander abgestimmt werden. Je größer der Überschneidungsbereich des konstant verlaufenden Übertragungsverhaltens der einzelnen Komponenten ist, desto besser ist die Abstimmung der Messkonfiguration gelungen. Nachfolgend wird eine Übersicht über die näherungsweise als konstant zu bezeichnenden Übertragungsbe-
reiche der einzelnen Komponenten gegeben:

- konstantes Übertragungsverhalten der Impulsanregung im Frequenzbereich von $f = 0,1$ bis $2,0$ kHz
- konstantes Übertragungsverhalten der Sensoreinheit bis zu einer Grenzfrequenz von etwa $f = 5$ kHz
- federnd gelagerte Ankopplung – konstantes Übertragungsverhalten im Frequenzbereich von $f = 0,3 - 2$ kHz, je nach Größe der Kontaktfläche des Metallbolzens zur Rohrwand auch bis zu 3 bzw. $3,5$ kHz

Streng betrachtet besteht ein nahezu konstantes Übertragungsverhalten nur im Frequenzband $f = 0,3 - 2,0$ kHz. Hier sind Anregung und Sensorik sehr gut aufeinander abgestimmt. Ein breiteres Übertragungsverhalten des Hammers ist ebenfalls aus konstruktiven Gründen nur mit unverhältnismäßig hohem Aufwand zu erreichen. Eine Impulsanregung mit einem breiteren Übertragungsverhalten ist beispielsweise über eine kürzere Kontaktzeit zu erreichen. Hierfür muss die schwingende Masse reduziert werden, was aber mit einem Verlust an Anregungsenergie einhergeht. Diese kann mit einer erhöhten Schlaggeschwindigkeit ausgeglichen werden, was aber den zerstörungsfreien Charakter der Prüfmethode gefährdet. Bei einer Neukonstruktion des Rohr-Impactometers können die vorstehenden Schlussfolgerungen berücksichtigt werden.

4 MERKMALSEXTRAKTION

4.1 Vorverarbeitung

Die Vorverarbeitung der Mess-Signale besteht im Wesentlichen aus einer Bandpassfilterung und einer anschließenden Korrelation der an den beiden Beschleunigungssensoren gemessenen Signalen.

4.1.1 Bandpassfilterung

Die Bandpassfilterung bewirkt eine Eliminierung der störenden Frequenzkomponenten außerhalb des für die Messung relevanten Frequenzbereichs. Aus den analytischen und numerischen Berechnungen kann abgeschätzt werden, dass Signale unterhalb von $f = 0,5$ kHz Störsignale sind, da der Modus mit der niedrigsten Frequenz oberhalb von $f = 0,6$ kHz liegt. Oberhalb von etwa $f = 5$ kHz schwanken die Ankopplungsbedingungen so stark, dass selbst über eine Signalmittelung die Streuung der Signale nicht ausreichend reduziert werden kann. Außerdem endet der konstante Übertragungsbereich der Sensorankopplung bei 2,5 kHz, vgl. Kapitel 3.3, Abb. 3.13.

Für die Bandpassfilterung wurde ein *Butterworth-Filter* gewählt, weil dieser für einen glatten Frequenzgang über alle Frequenzen des Durchlassbereichs und ein monotones Abklingen von der Grenzfrequenz sorgt. Ein optimaler Kompromiss zwischen einem möglichst glatten Durchlassbereich bei akzeptabler Flankensteilheit wurde bei einer Filterordnung von 5 festgestellt. Sofern es nicht anders gekennzeichnet wird, wurden die nachfolgend dargestellten Signale mit dem Butterworth-Filter der Ordnung 5 gefiltert.

Abb. 4.1 (links) zeigt ein gestörtes und ungefiltertes Zeitsignal im Rohzustand. Daneben ist dasselbe Zeitsignal abgebildet, nachdem es den Filter durchlaufen hat (Abb. 4.1, rechts). Die störende Überlagerung eines tieffrequenten Signals konnte weitgehend eliminiert werden. Die Filterparameter wurden folgendermaßen eingestellt: Filterordnung $n = 5$, untere Grenzfrequenz $f_{Gr,u} = 0,4$ kHz, obere Grenzfrequenz $f_{Gr,o} = 2,5$ kHz.

Die Filterung bewirkt nicht nur eine Glättung des Signals, sie ist auch für eine zuverlässige Merkmalsextraktion von Vorteil, beispielsweise kann der Fehler bei der Bestimmung der maximalen Amplitude (Peak-to-peak Verhältnis) deutlich reduziert werden.

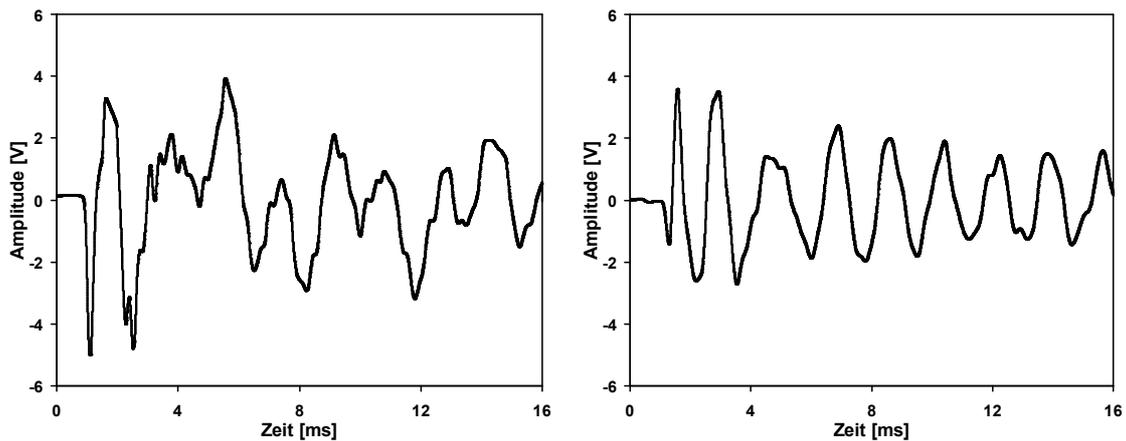


Abb. 4.1: Zeitsignal vor Filterdurchlauf (links) nach Filterdurchlauf (rechts)

4.1.2 Korrelation

Die Korrelationsrechnung ermöglicht, Rauschanteile in Signalen zu unterdrücken sowie Aussagen zu treffen, ob zwischen einer Messgröße x und einer weiteren Messgröße y eine Ähnlichkeit, eine *Korrelation*, besteht. Sie kann gleichermaßen auf deterministische wie auch auf stochastische Signale angewendet werden. Die Methode, Messsignale miteinander zu korrelieren, ist zur gängigen Praxis in verschiedenen Gebieten der Technik geworden [Sch90]. Anwendung findet die Korrelationsmesstechnik u.a. bei Laufzeit- und Geschwindigkeitsmessverfahren sowie bei Bildverarbeitungs- und Sichtprüfungsmethoden.

4.1.2.1 Autokorrelationsfunktion (AKF)

Der Vergleich eines einzigen Signals mit seinen eigenen um τ zeitlich verschobenen Werten erfolgt durch die Autokorrelationsfunktion Φ_{xx} :

$$\Phi_{xx}(\tau) = \int_{-T}^T x(t)x(t-\tau)dt. \quad (4.1)$$

Beim Übergang von kontinuierlichen auf diskrete Signale wird die Integral-schreibweise durch das Summenzeichen wie folgt ersetzt:

$$\Phi_{xx} = \sum_{n=1}^N x(nT_a)([n-k]T_a) = \sum_{n=1}^N x_n x_{n-k}, \quad (4.2)$$

bei einer Abtastzeit von $T_a = 0,002$ bzw. $0,003$ ms. Für $\Phi_{xx}(\tau = 0)$ erhält man das quadratische Mittel $x^2(\tau)$. An dieser Stelle befindet sich auch das Maximum der Autokorrelationsfunktion, das für Energiesignale gleich ihrer Energie ist [Lük99].

4.1.2.2 Kreuzkorrelationsfunktion (KKF)

Ein Maß für die lineare Ähnlichkeit zweier transienter Mess-Signale ist die Kreuzkorrelationsfunktion [Nat92]:

$$\Phi_{xy}(\tau) = \int_{-T}^T x(t)y(t-\tau)dt. \quad (4.3)$$

Die diskrete Form der Kreuzkorrelationsfunktion mit der Abtastzeit T_a [Sch90] lautet

$$\Phi_{xy} = \Phi_{xy}(k T_a) = \sum_{n=1}^N x(n T_a) y([n-k] T_a), \quad (4.4)$$

beziehungsweise

$$\Phi_{xy} = \Phi_{xy}(k T_a) = \sum_{n=1}^N x_n y_{n-k}. \quad (4.5)$$

4.1.2.3 Korrelationskoeffizient

Der Korrelationskoeffizient ist ein Maß für den statistischen Zusammenhang zweier Variablen [Nat92]. Er ergibt sich aus der Kovarianz durch Division mit den Standardabweichungen der Variablen:

$$\rho_{xy}(\tau) = \frac{E\{x(t-\tau)y(t)\} - \mu_x \mu_y}{\sigma_x \sigma_y}. \quad (4.6)$$

Die Kovarianz ist über den Erwartungswert wie folgt definiert:

$$\sigma_{xy}^2 = E\{(x - \mu_x)(y - \mu_y)\} = E\{(x - E\{x\})(y - E\{y\})\}. \quad (4.7)$$

Die Variablen x und y sind unkorreliert, wenn

$$E\{xy\} - \mu_x \mu_y = 0 \quad \text{bzw.} \quad E\{xy\} = E\{x\}E\{y\}. \quad (4.8)$$

Für den Kreuzkorrelationskoeffizienten gilt $-1 \leq \rho_{xy}(\tau) \leq 1$.

4.1.2.4 Energiedichtespektrum

Gleichung (4.9) beschreibt die Signalenergie für ein Beschleunigungssignal $s(t)$.

$$E_{\text{Signal}} = \int_0^T s^2(t)dt = \int_0^T \left(\sum_{i=1}^N A_i \sin(\omega_i t) \right)^2 dt. \quad (4.9)$$

Da nach dem Parsevalschen Theorem die Berechnung der Signalenergie im Zeitbereich äquivalent zur Berechnung im Frequenzbereich ist [Lük99] gilt

$$E = \Phi_{xx}(0) = \int_{-\infty}^{\infty} |S(f)|^2 df . \quad (4.10)$$

Das Maximum der Autokorrelationsfunktion eines Energiesignals (Funktionswert an der Stelle Null) entspricht somit der Energie dieses Signals. Anhand der Energiedichtespektren kann man ablesen, wie die Signalenergie über die einzelnen Frequenzkomponenten verteilt ist.

Das Kreuz-Energiedichtespektrum kann folgendermaßen berechnet werden:

$$\text{KEDS} = \text{FT}(\Phi_{xy}(\tau)) = \int_{\tau=-\infty}^{\infty} \Phi_{xy}(\tau) e^{-j\omega\tau} d\tau = S_{xy}(j\omega). \quad (4.11)$$

Gleichung (4.11) ist auch bekannt als Wiener-Khintchine-Theorem. Das Integral über das Kreuz-Energiedichtespektrum ist ein Maß für die mittlere Signalenergie des korrelierten Signalanteils. Ein alternativer Weg, das Energiedichtespektrum zu bestimmen, besteht darin, die Fouriertransformierte des Signals und deren konjugiert Komplexes zu berechnen:

$$S_{xx}(j\omega) = X(j\omega)X^*(j\omega). \quad (4.12)$$

In gleicher Weise gilt für das Kreuzenergiedichtespektrum:

$$S_{xy}(j\omega) = X(j\omega)Y^*(j\omega). \quad (4.13)$$

4.1.2.5 Unterdrückung von Rauschen durch Kreuzkorrelation

Unter Verwendung der Kreuzkorrelation können Rauschanteile eines Signals eliminiert werden [Sch90]. In Abb. 4.1 wird schematisch veranschaulicht, wie bei einem Eingangssignal $x_0(t)$, das über zwei getrennte Wege weitergeleitet wird, die beiden Störsignale $r_1(t)$ und $r_2(t)$ eingekoppelt werden. Auf das Rohr-Impactometer übertragen entspricht das Signal $x_0(t)$ dem Schlagsignal einschließlich dem Übertragungsverhalten des Rohres an dieser Stelle, die beiden Störsignale $r_1(t)$ und $r_2(t)$ entsprechen von außen auf das Rohr einwirkende Störungen. Hierunter ist nicht die variierende Ankopplung infolge rauer Kontaktflächen zu verstehen.

Mit den störungsbehafteten Signalen

$$x_1(t) = x_0(t) + r_1(t), \quad (4.14)$$

$$x_2(t) = x_0(t) + r_2(t) \quad (4.15)$$

wird anschließend die Kreuzkorrelationsfunktion wie folgt errechnet:

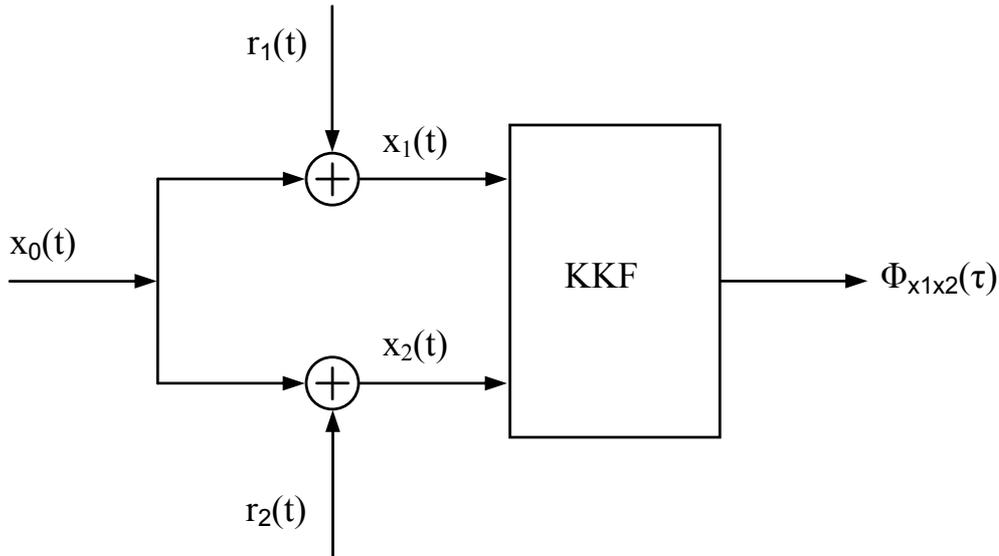


Abb. 4.1: Einkopplung von Rauschanteilen

$$\begin{aligned}
 \Phi_{x_1 x_2}(\tau) &= \int_{-T}^T x_1(t) x_2(t - \tau) dt \\
 &= \int_{-T}^T [x_0(t) + r_1(t)] [x_0(t - \tau) + r_2(t - \tau)] dt \\
 &= \int_{-T}^T x_0(t) x_0(t - \tau) dt + \int_{-T}^T r_1(t) x_0(t - \tau) dt \\
 &\quad + \int_{-T}^T x_0(t) r_2(t - \tau) dt + \int_{-T}^T r_1(t) r_2(t - \tau) dt.
 \end{aligned} \tag{4.16}$$

Weisen die beiden Störsignale dabei keine Übereinstimmung auf, d.h. sind sie nicht korreliert, dann verschwindet der Erwartungswert des letzten Integrals in Gleichung (4.16). Handelt es sich bei den Störsignalen um mittelwertfreie unkorrelierte Signale, dann verschwindet auch der Erwartungswert des zweiten und dritten Integrals. Bei einer genügend großen Anzahl von Messungen bleibt letztlich näherungsweise die folgende Beziehung übrig:

$$\Phi_{x_1 x_2}(\tau) \approx \int_{-T}^T x_0(t) x_0(t - \tau) dt \approx \Phi_{x_0 x_0}(\tau). \tag{4.17}$$

Gleichung (4.17) sagt aus, dass die Kreuzkorrelationsfunktion aus den gestörten Signalen $x_1(t)$, $x_2(t)$ der aus dem Ausgangssignal $x_0(t)$ gebildeten Autokorrelationsfunktion entspricht. Allerdings müssen für den praktischen Gebrauch der Beziehung (4.17) die vereinfachenden Annahmen, die dieser Gleichung zugrunde liegen, überprüft werden.

Für die Messpraxis bedeutet dieser Zusammenhang, dass sich Störungen in der unmittelbaren Umgebung des zu untersuchenden Rohres, beispielsweise durch hohe dynamische Verkehrslasten, zumindest teilweise als korrelierte Störanteile dem Nutzsignal überlagern. Derartige Erschütterungen sind jedoch niederfrequenter Natur ($< 0,1$ kHz), so dass sie über die bereits beschriebene Bandpass-Filterung eliminiert werden. Korrelierte Störanteile werden daher vom Messgerät selbst übertragen und sind gegebenenfalls gerätetechnisch zu eliminieren.

Die in Kapitel 3.3.1 beschriebene Streuung der Messsignale infolge der Ankopplungsproblematik ist zum großen Teil stochastischer Natur und kann auf diesem Weg elegant eliminiert werden. Dabei ist zu beachten, dass das Signal $x_0(t)$ nicht mit dem eingeleiteten Hammerimpuls gleichgesetzt werden kann. Gleichung (4.15) und (4.16) müssen modifiziert werden, da die Schallausbreitung auf unterschiedlichem Weg zu den Sensoren S1 und S2 erfolgt:

$$x_1(t) = x_0(t) * x_{R1}(t) + r_1(t), \quad (4.18)$$

$$x_2(t) = x_0(t) * x_{R2}(t) + r_2(t). \quad (4.19)$$

Hierbei bezeichnet $*$ eine Faltungsoperation. $x_{R1}(t)$ und $x_{R2}(t)$ bezeichnen die das Rohr durchlaufenen Signale vor Einkopplung der Störung. Bei intakten und ideal symmetrischen Rohren sind $x_{R1}(t)$ und $x_{R2}(t)$ identisch. Abweichungen von der Rohr-Symmetrie werden von unterschiedlichen Ereignissen hervorgerufen (Risse, Hausanschlüsse, unterschiedliche Bettungsverhältnisse etc.) und gehen voll in das Messsignal ein. Wird nun das kreuzkorrelierte Signal ins Verhältnis zum autokorrelierten Signal der Anregung gesetzt (3.13), so kann dadurch nach Gleichung (3.4) das Übertragungsverhalten des Rohres bei idealen Ankopplungsbedingungen (d.h. konstantes Übertragungsverhalten), bzw. bei in der Regel nicht idealen Ankopplungsbedingungen bis auf den Ankopplungsterm, bestimmt werden.

4.2 Muffenidentifikation

Zur Muffenidentifikation sind die in Abb. 4.2 dargestellten Bearbeitungsschritte erforderlich. Zunächst wird das Peak-to-peak-Verhältnis (Maximum abzüglich Minimum) eines jeden Kraftimpulses des Hammerschlags bestimmt. Das Peak-to-peak-Verhältnis für jeden Messwert wird über die durchfahrene Wegstrecke aufgetragen, vgl. Abb. 4.3. Nach Normierung und Tiefpassfilterung, Mittelwertbereinigung und Betragsbildung kann eine Schwelle festgelegt werden, bei deren Überschreiten eine Muffe bzw. ein muffenähnliches Ereignis angezeigt wird. Nachfolgend werden die einzelnen Bearbeitungsschritte detailliert erläutert.

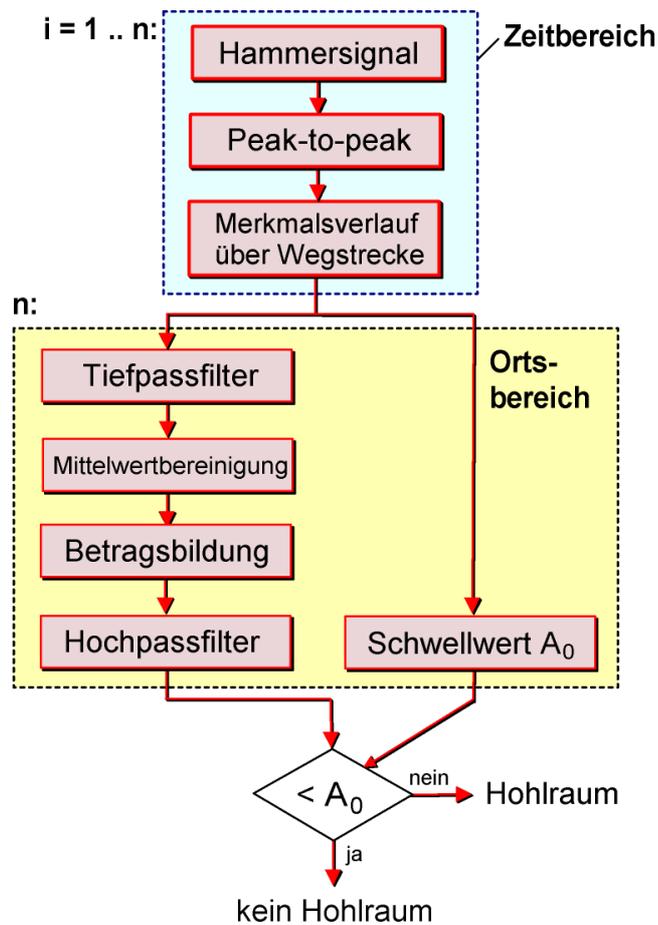


Abb. 4.2: Flussdiagramm der Signalverarbeitung des Hammersignals zur Muffenidentifikation

A. Peak-to-peak Verhältnis des Hammersignals, Rohdaten

Anhand der Rohdaten, vgl. Abb. 4.3, kann eine deutliche Streuung der Schlagamplitude der Impulsanregung festgestellt werden.

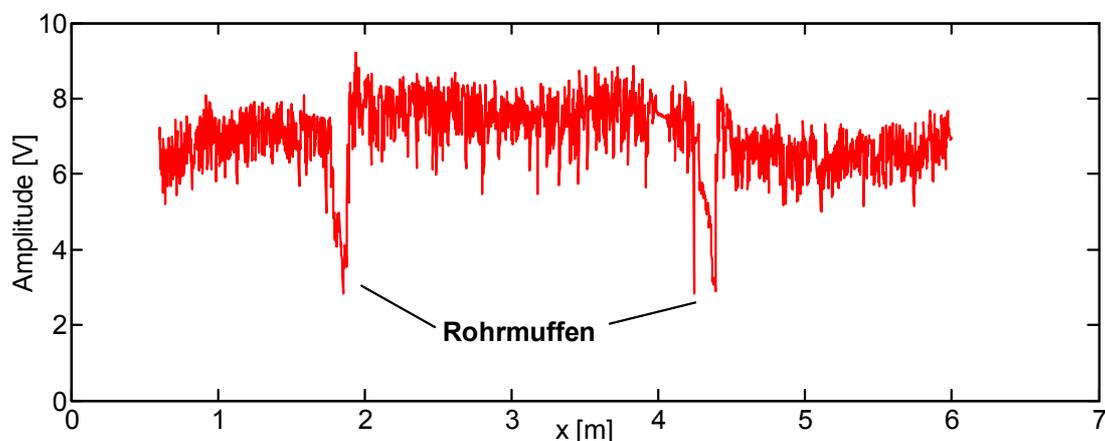


Abb. 4.3: Rohdaten, Maximale Schlagamplitude

Diese beträgt in der Regel etwa ± 10 bis 15% vom Mittelwert. Diese Streuung ist unabhängig vom Messgerät und ist dem Messprinzip zuzuschreiben, da infolge der Rauigkeit der Rohroberfläche mit der Anregungsposition variierende Verhältnisse anzutreffen sind.

B. Tiefpassfilterung:

Durch eine Filterung der Daten mit einem Butterworth-Filter 5. Ordnung kann die Streuung der Messwerte deutlich reduziert werden. Für den Filter wurde eine Grenzfrequenz gewählt, die bei 4% der Samplingrate liegt.

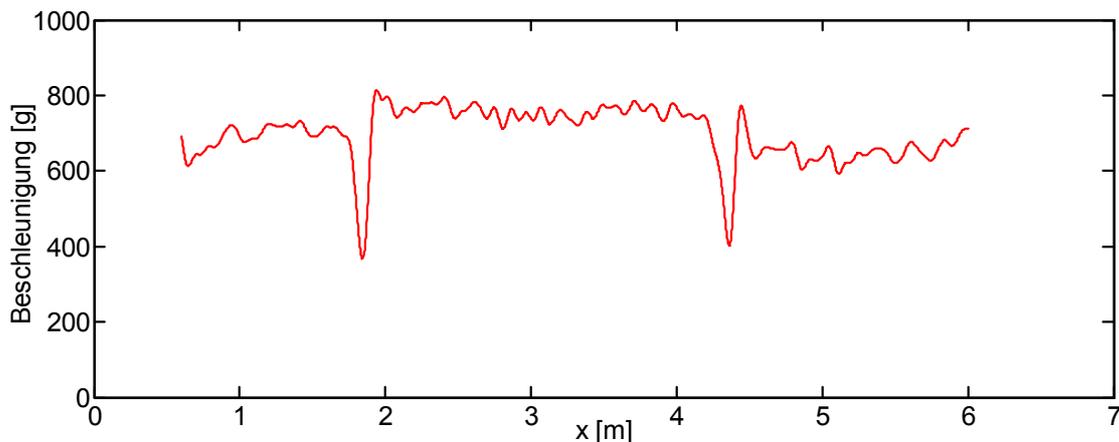


Abb. 4.4: Maximale Schlagamplitude, tiefpassgefiltert und normiert

C. Mittelwertbereinigung und Betragsbildung:

Die über den Weg aufgetragenen Absolutwerte der Schlagamplitude, bereinigt um den arithmetischen Mittelwert, sind in Abb. 4.5 aufgetragen.

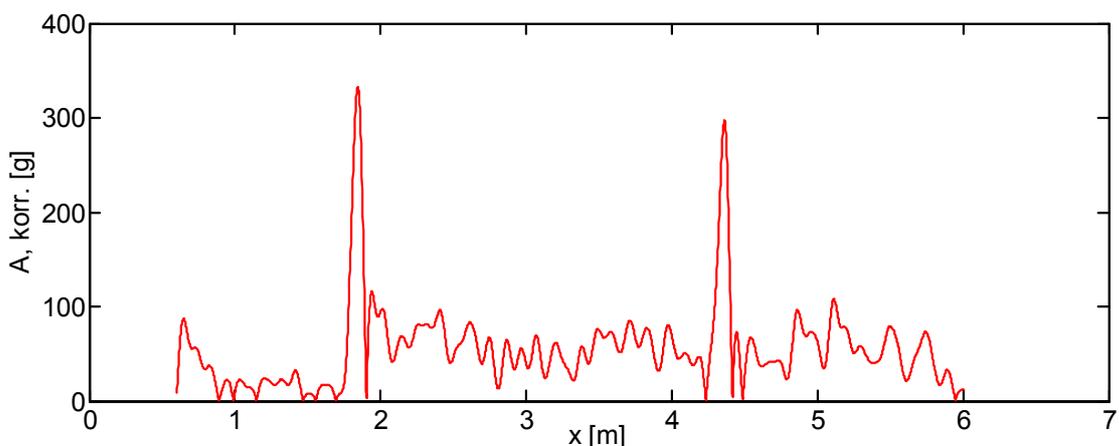


Abb. 4.5: Maximale Schlagamplitude nach TP-Filterung und Normierung, Mittelwertbereinigung und Betragsbildung

D. Hochpassfilterung:

Der eingesetzte Hochpass reduziert großräumige Trends mit einer Ortsfrequenz von bis zu 1 m^{-1} . Abschließend wird ein Schwellwertkriterium als Entscheider eingeführt, das zwischen normalen Rohrbereichen und Muffenbereichen unterscheidet, vgl. Abb. 4.6.

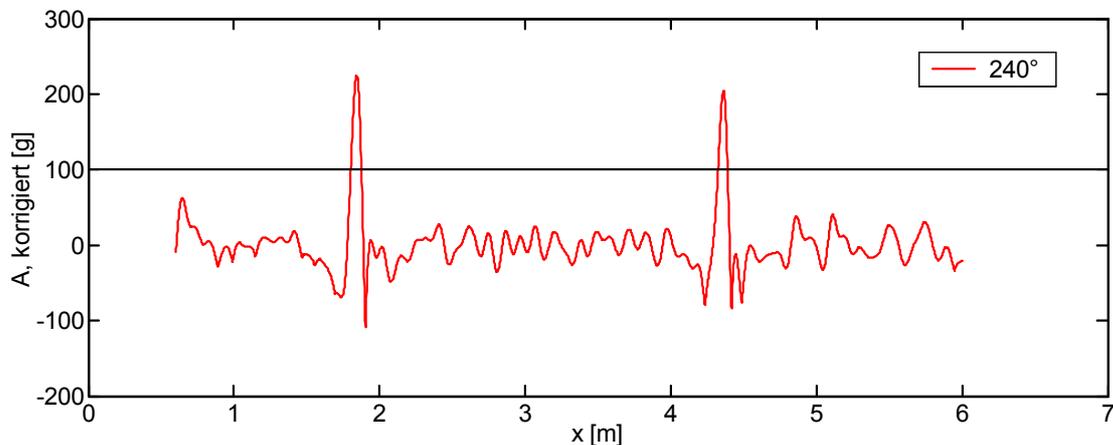


Abb. 4.6: Maximale Schlagamplitude, hochpassgefiltert

Der in diesem Beispiel verwendete Schwellwert wurde empirisch ermittelt. Die Datenbasis ist zu gering, um hier allgemeingültige Regeln ableiten zu können.

4.3 Rissdetektion

Im Bereich der Abwasserkanäle gibt es immer wieder Probleme mit schadhafte Rohren. Bereits im Neuzustand sind infolge von unsachgemäßer Verlegung und unzureichender Endkontrolle durch den Bauherrn gelegentlich Risse in der Rohrwand anzutreffen. Es ist zu unterscheiden zwischen

- I) Haarrissen mit berührenden Kontaktflächen,
- II) die Rohrwand nicht durchtrennenden Rissen,
- III) die Rohrwand durchtrennenden Rissen mit einer Rissbreite $b_R > 0,5 \text{ mm}$.

Risse der Kategorie I sind meist hydraulisch irrelevant, da die Oberflächenspannung des Wassers eine Exfiltration des Wassers verhindert. Sollte dennoch Exfiltration auftreten, beispielsweise durch die Oberflächenspannung herabsetzende Inhaltsstoffe, so kann hier mit selbstabdichtenden Effekten des Abwassers gerechnet werden. Ob diese Risse detektiert werden können, hängt von deren Füllung und der möglichen Kraftübertragung bei gegenseitiger Bewegung der Rissufer im betrachteten Bereich zusammen.

Risse der Kategorie II sind bei Steinzeugrohren selten anzutreffen, da die Rohrwände aus relativ sprödem Material bestehen und bei zu hohen statischen

oder dynamischen Lasten dazu neigen, komplett zu kollabieren. Sollte es dennoch zu dieser Art von Rissen kommen, so ist damit zu rechnen, dass es sich hierbei nur um einen kurzzeitigen Übergangszustand handelt. Anders verhält es sich mit Betonrohren, die in neuerer Zeit oftmals mit einer Stahlbewehrung versehen werden. Hier sind nicht durchtrennende Risse eher wahrscheinlich als in Steinzeugrohren. Diese Rissart ist mit dem Klopfprüfverfahren prinzipiell detektierbar, jedoch ist eine Anpassung der Sensorkonfiguration hinsichtlich eines geringeren Hammer-Sensor-Abstandes erforderlich.

Risse der Kategorie III stellen das größte Schadenspotential dar, weil hier die Rohrstatik komplett versagt und es zu nennenswerten Exfiltrationen kommen kann. Diese Art von Rissen ist gut detektierbar, weil sie die Ausbreitung von Rohrschwingungen behindern.

Die versetzte Anordnung von Hammer und Aufnehmer sowohl in axialer als auch in Umfangsrichtung ermöglicht über einen Laufzeitvergleich der Ersteinsätze der Rohrschwingungen eine Detektion von Rissen, die sich in Umfangsrichtung, und von solchen, die sich parallel zur Rohrachse erstrecken.

Die Signalverarbeitung zur Rissdetektion erfolgt entsprechend Abb. 4.7.

Signalverarbeitung

- 1.) Bandpassfilterung der Signale zur Reduktion hoch- bzw. tieffrequenter Störungen. (Butterworth-Filter 5.Ordnung, Grenzfrequenz: $f_u = 0,5$ kHz, $f_o = 5$ kHz)
- 2.) Berechnen des Kreuzkorrelationskoeffizienten (KKK) als Ähnlichkeitsmaß und Hinweis auf die Signalqualität. Bei intakten Rohren und gleichzeitig guter Sensorankopplung sind KKK von $\rho_{12}(\tau) > 0,8$ zu erwarten.
- 3.) Detektion des Ersteinsatzes der angeregten Rohrschwingung über einen adaptiven Amplitudenschwellwert (10% der Maximalamplitude des jeweiligen Signals). Ergebnis: Laufzeit t_1 und t_2 .
- 4.) Differenzbildung der Signale beider Sensoren und Betragsbildung
- 5.) Median der Laufzeiten aller Signale 1 und 2 einer Messstrecke bilden (Voraussetzung: Weniger als 50% aller Abwasserkanäle sind schadhaft)
- 6.) Bestimmen einer Schranke durch Addition von 5% der mittleren Laufzeit von S1 und S2 (entspricht einer Laufzeitverlängerung verursacht durch einen 10 cm langen Riss in einem Winkel von 45° zur Ausbreitungsrichtung der Schwingung)

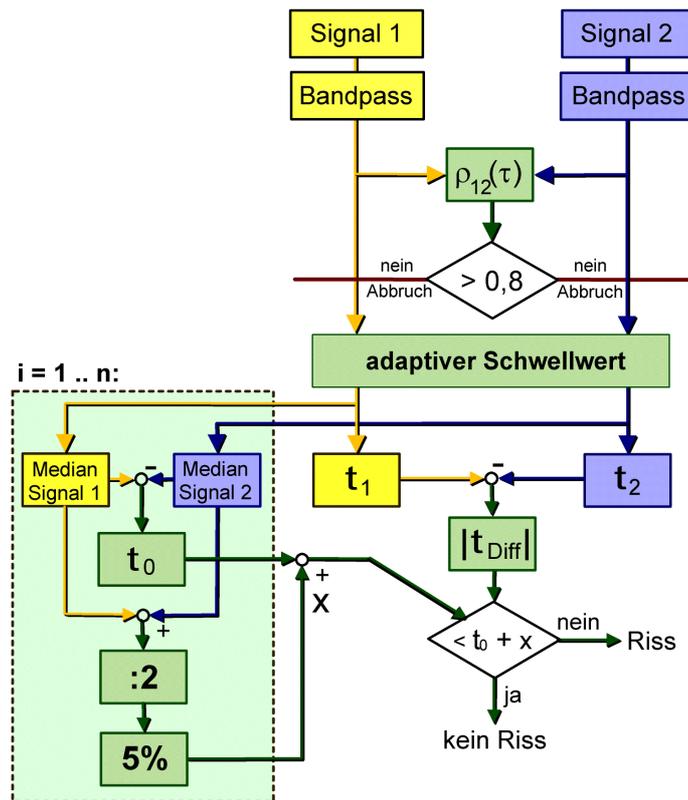


Abb. 4.7: Flussdiagramm Rissdetektion

4.4 Hohlräumdetektion

In einem am Forschungszentrum Umwelt der Universität Karlsruhe aufgebauten Laborversuchsstand im Maßstab 1:1 – eine Beschreibung findet man in Kapitel 5.2.1 – wurden im Rahmen des DFG-Projektes „Schadensdiagnose an Abwasserkanälen“ unterschiedliche Bettungsbedingungen sowie Hohlräume simuliert. Unter anderem wurde eine Messreihe mit einem Hohlraum (H2) von 40 cm Breite und variablem Umfang (90°, 180°, 270° und 360°) sowie mit einem Hohlraum (H1) mit 360°-Umfang und variabler Breite (16 – 56 cm) durchgeführt.

Signalverarbeitung im Zeit- bzw. Frequenzbereich

Die mit dem Rohr-Impactometer erfassten Rohdaten werden offline in mehreren Schritten verarbeitet, was nachfolgend anhand von Beispielen veranschaulicht wird, vgl. Abb. 4.8.

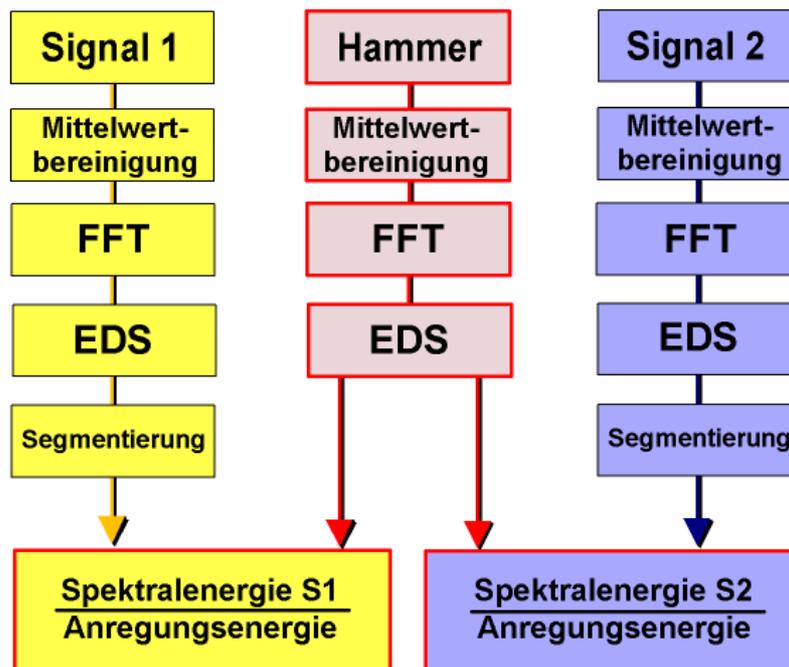


Abb. 4.8: Flussdiagramm zur Signalverarbeitung der Einzelsignale für die Hohlraumdetektion

Zunächst werden die Signalverarbeitungsschritte aufgeführt, die an jedem einzelnen Beschleunigungssignal vollzogen werden:

- 1.) Bereinigung der Beschleunigungssignale um ihren Mittelwert.
- 2.) Transformation der Beschleunigungssignale in den Frequenzbereich unter Verwendung der Fast Fourier Transformation (FFT).
- 3.) Berechnen der Energiedichtespektren über das Betragsquadrat der FFT der Beschleunigungssignale.
- 4.) Segmentierung der Energiedichtespektren (EDS) in geeignete Frequenzbänder, Berechnung der Energie für jedes Frequenzband sowie der Gesamtenergie.
- 5.) Division der Gesamtenergie der Beschleunigungssignale durch die Anregungsenergie des Hammers, gemäß (3.13) in Kapitel 3.3.

Auf diesem Weg erhält man je nach Wahl der Frequenzbänder, die von den Materialparametern sowie der Geometrie der untersuchten Rohre abhängt, einen Satz von Merkmalen (Gesamtenergie sowie die Energie in den unterschiedlichen Frequenzbändern).

Für Rohre von 2 m Länge ist eine Segmentierung des Energiedichtespektrums in 3 bis 4 Frequenzbänder gemäß der in Kapitel 3.2.2 diskutierten numerischen Ergebnisse vorteilhaft. Dabei handelt es sich um folgende Frequenzbereiche:

- | | |
|------------------------|----------------|
| a) $f = 0,5 - 2,5$ kHz | Moden $n = 2,$ |
| b) $f = 2,5 - 4,0$ kHz | Moden $n = 4,$ |
| c) $f = 4,0 - 15$ kHz | Moden $n > 4.$ |

Eine weitere Unterteilung des Frequenzbereiches a) ist bedingt durch die stark streuende Ankopplung in Frequenzbereichen > 1 kHz von Vorteil:

- | | |
|--------------------------------------|-----------------------------------|
| a ₁) $f = 0,5 - 1,0$ kHz | Moden $(n-m) = (2-1)$ bis $(2-3)$ |
| a ₂) $f = 1,0 - 2,5$ kHz | Moden $(n-m) = (2-4)$ bis $(2-i)$ |

Die Wahl des optimalen Frequenzbandes variiert dann mit der Fragestellung. Der Frequenzbereich a₁ bietet den Vorteil, dass hier keine Ankopplungsprobleme auftreten und somit die Messwerte nur geringfügig streuen (Abb. 4.9).

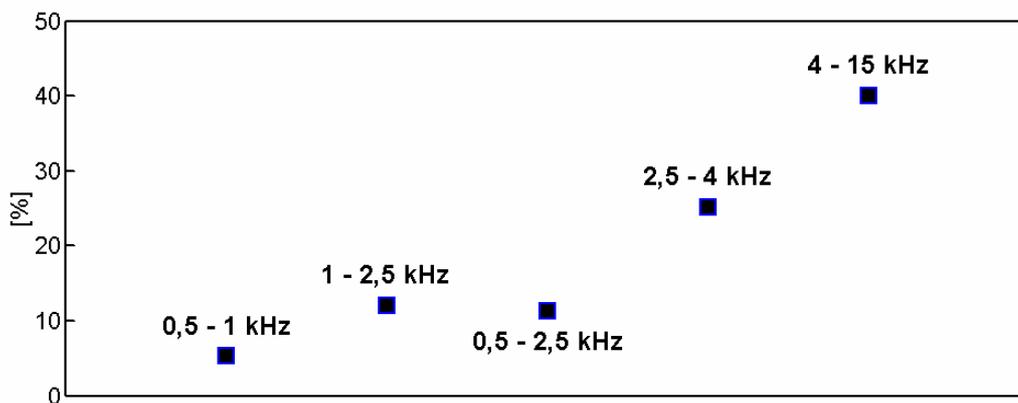


Abb. 4.9: Standardabweichung der Energiedichte in einem ungestörten Messbereich (3 – 4 m) für unterschiedliche Frequenzen

Der Vorteil der geringeren Varianz der Messwerte wird aber mit einem Nachteil erkauft: Kleine Hohlräume sowie Hohlräume in der Nähe von Muffen zeichnen sich infolge der eingeschränkten Auflösung dieser großskaligen Moden weniger scharf ab, weil die Schwingungsenergie über einen größeren Bereich verschmiert wird. In der Praxis ist dieser Nachteil jedoch weniger gravierend und bei Messungen in situ sogar vorteilhaft, weil kleinskalige Inhomogenitäten in der unmittelbaren Rohrumbgebung ebenfalls „verschmiert“ werden.

Signalverarbeitung im Ortsbereich

Nachdem die Verarbeitung der Einzelsignale im Zeitbereich abgeschlossen ist, erfolgt die weitere Signalverarbeitung im Ortsbereich, vgl. Abb. 4.10:

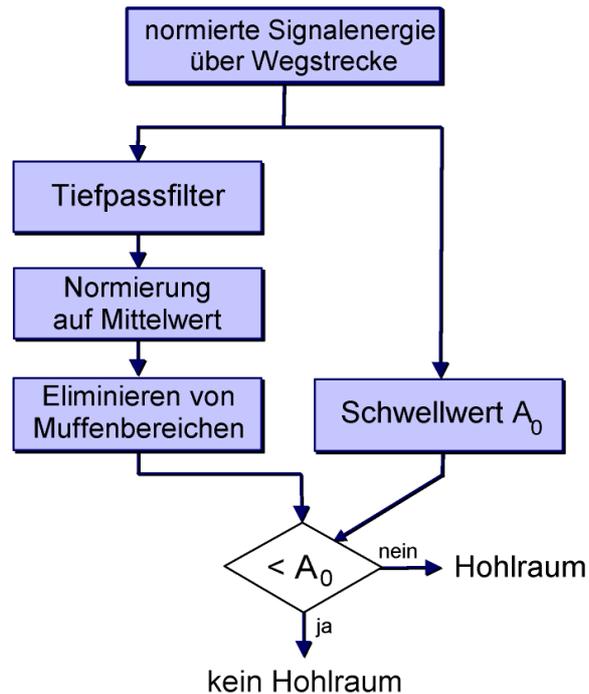


Abb. 4.10: Flussdiagramm der Signalverarbeitung der bearbeiteten Sensorsignale zur Hohlraumdetektion (Ortsbereich)

- 1.) Digitale Tiefpassfilterung in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung, was einem symmetrischen, gleitenden Mittelwert entspricht, vgl. Abb. 4.11. Das Ergebnis ist ein geglätteter Signalverlauf.
- 2.) Normierung mit dem Mittelwert über alle Messpunkte, vgl. Abb. 4.12.
- 3.) Eliminieren der Muffenbereiche unter Einbeziehung der Ergebnisse der Muffenidentifikation (Kapitel 5.2.2.1), vgl. Abb. 4.13.
- 4.) Als ein weiterer Schritt kann noch die Differenz der Messungen mit und ohne Hohlräume gebildet werden, vgl. Abb. 4.14. Dieser Schritt ist jedoch nur unter Laborbedingungen möglich und daher für die Messpraxis weniger relevant.

Tiefpassfilterung

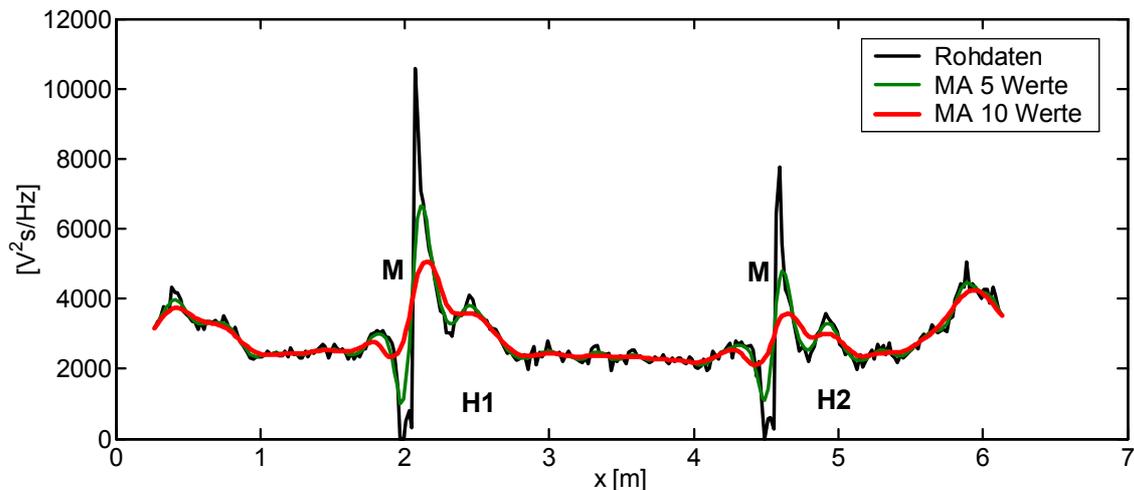


Abb. 4.11: Signalenergie im Frequenzband $f = 0,5 - 1$ kHz, Rohdaten, Moving Average 5 bzw. 10 Werte – **H1**: $\varphi = 360^\circ$, $b = 40$ cm sowie **H2**: $\varphi = 180^\circ$, $b = 32$ cm

Die digitale Tiefpassfilterung bewirkt eine Glättung des Verlaufs, so dass das Rauschen infolge von lokal variierenden Ankopplungsbedingungen reduziert wird. Das Optimum wird mit einem gleitenden Mittelwert von etwa 5 bis 10 Werten erreicht (bei 50 Messwerten je Meter), wobei das Signalrauschen deutlich reduziert wird, ohne die Hohlräumdetektion nennenswert zu beeinträchtigen.

Prototyp I:

2,6 – 3,6 m	ungefiltert	Moving Average 10
Frequenzband [kHz]	σ_{S1} [%]	σ_{S1} [%]
0,5 – 1,0	5	1
1,0 – 2,5	12	4
0,5 – 2,5	11	4
2,5 – 4,0	25	7
4,0 – 15	40	12

Im weiteren Verlauf wird – sofern nicht anders gekennzeichnet – der gleitende Mittelwert über 10 Messwerte verwendet (MA10).

Normierung

Abnutzung sowie nachlassende Schmierung der an die Rohrwand pneumatisch angekoppelten Komponenten des Rohr-Impactometer sowohl der Anregung als auch der Messaufnahme resultieren in unterschiedlichen Energieniveaus für jede Messreihe. Um eine Vergleichbarkeit herzustellen, wurde jede Messreihe jeweils auf den Mittelwert aller Messwerte bezogen. Diese Vorgehensweise bietet zudem den Vorteil, aus Abweichungen und Anomalien verallgemeinernde Aussagen treffen und diese sofort in Prozent angeben zu können.

Anhand von Abb. 4.12 kann beispielsweise festgestellt werden, dass der Hohlraum H1 mit einem Umfang $U = 360^\circ$ und einer Breite $b = 56$ cm eine Zunahme der Signalenergie von bis zu 50 % im betrachteten Frequenzband bewirkt.

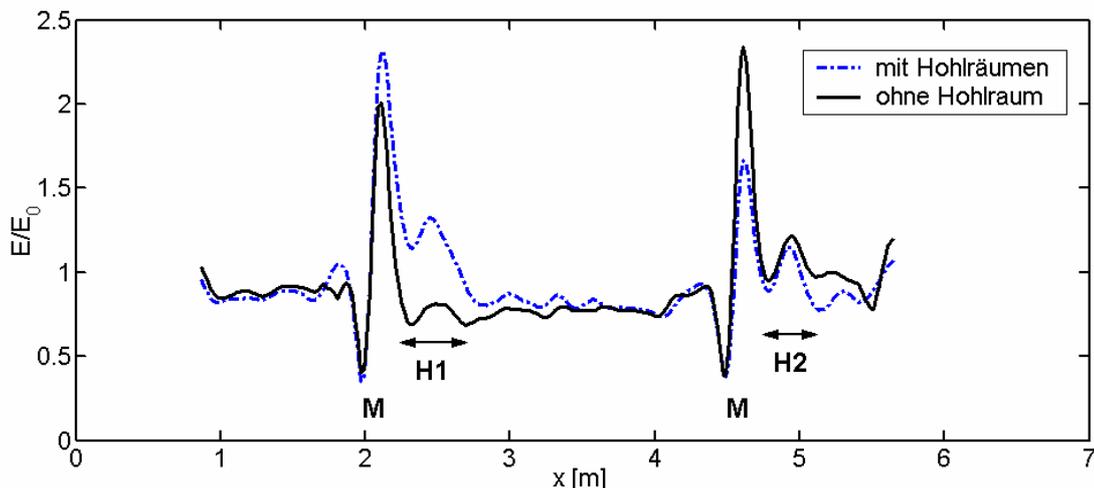


Abb. 4.12: Normierte Signalenergie im Frequenzband $f = 0,5 - 1$ kHz. Ohne bzw. mit Hohlräumen – **H1**: $\varphi = 360^\circ$, $b = 40$ cm sowie **H2**: $\varphi = 180^\circ$, $b = 32$ cm

Gleichzeitig wird auch die Sensitivität des Verfahrens deutlich: Eine nicht ausreichende Verdichtung der Rohrumgebung resultiert in einer reduzierten Rohrbettung, die sich im Schwingungsverhalten des Rohres niederschlägt. Somit kann mit dem Verfahren bereits im Neubauzustand beurteilt werden, ob ein Rohr fachgerecht verlegt wurde.

Maskierung der Muffenbereiche

Charakteristisch für Rohrverbindungen sind Vertiefungen von einigen Zentimetern und einer Breite von bis zu $b = 5$ cm (vgl. Abb. 3.48). Hier verliert der Sensor kurzzeitig den Kontakt zur Rohrwand. Nach Tiefpassfilterung verbleibt an dieser Stelle ein negativer Peak. Kurz hinter der Muffe, im Bereich des Spitzendes eines Rohres sind – eine elastische Muffendichtung vorausge-

setzt – sehr große positive Peaks zu beobachten. In diesem Bereich kann das Rohr infolge der fehlenden Dämpfung durch die Rohrbettung nahezu frei schwingen.

Eine Unterscheidung, ob dieser Peak durch eine elastische oder gar fehlende Muffendichtung oder aber von einer reduzierten bzw. fehlenden Rohrbettung verursacht wird, kann nicht eindeutig getroffen werden. Daher werden unter Einbeziehung der Ergebnisse der Muffenidentifikation in Kapitel 5.2.2.1 diese Anomalien weitgehend maskiert, vgl. Abb. 4.13.

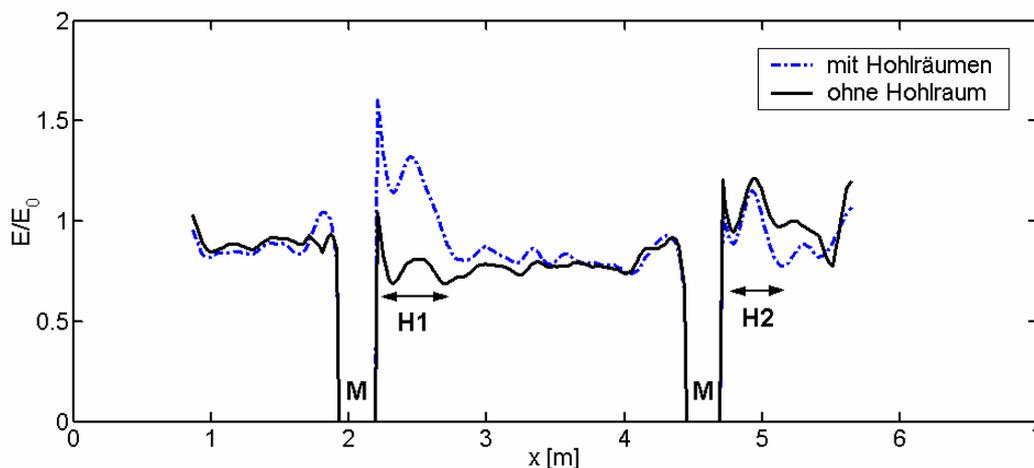


Abb. 4.13: Normierte Signalenergie im Frequenzband $f = 0,5 - 1$ kHz. Rohre ohne bzw. mit Hohlräumen von **H1**: $\varphi = 360^\circ$, $b = 40$ cm, **H2**: $\varphi = 180^\circ$, $b = 32$ cm

Segmentierung des Frequenzspektrums

Bereits eingeflossen in die bislang dargestellten Ergebnisse ist die Optimierung der unterschiedlichen Grenzfrequenzen, die nachfolgend an realen Daten verifiziert werden. Gemäß den numerischen Ergebnissen wurden die Frequenzbänder im Bereich $f_1 = 0,5 - 2,5$ kHz und $f_2 = 2,5 - 4$ kHz miteinander verglichen, siehe Abb. 4.14.

Anhand der Merkmalsverläufe kann festgestellt werden, dass sich der Hohlraum H2 mit einem Umfang von $U = 360^\circ$ im Frequenzband $f_2 = 2,5 - 4$ kHz über eine Energiezunahme deutlich abzeichnet, während der Hohlraum H1 mit einem Umfang von lediglich $U = 180^\circ$ nicht ausgemacht werden kann. Umgekehrt verhält es sich im Frequenzband $f_1 = 0,5 - 2,5$ kHz. Hier ist die Anomalie im Bereich des Hohlräume H2 schwächer, im Bereich des Hohlräume H1 jedoch deutlich stärker ausgeprägt. Als Ergebnis kann festgehalten werden, dass sich eine Segmentierung der Energiedichtespektren zu einer differenzierten Betrachtung unterschiedlicher Fragestellungen eignet.

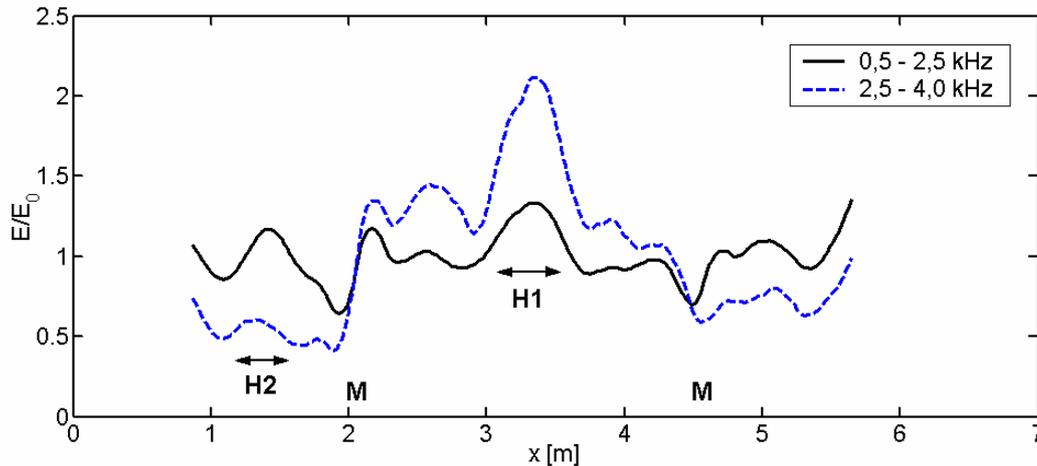


Abb. 4.14: Differenz der Signalenergie jeweils zweier Messungen mit und ohne Hohlraum im Frequenzband $f_1 = 0,5 - 2,5$ kHz, sowie $f_2 = 2,5 - 4$ kHz, TP-gefiltert

Eine weitergehende Spektralzerlegung der Frequenzbänder, beispielsweise des Bereiches $f_1 = 0,5 - 2,5$ kHz in Unterbereiche $f_{1a} = 0,5 - 1$ kHz und $f_{1b} = 1 - 2,5$ kHz, dargestellt in Abb. 4.15, bringt bei dem gewählten Beispiel lediglich eine geringfügige Verbesserung der Hohlraumdetektion mit sich. Dennoch wird für die in Kapitel 5 diskutierten Parameterstudien dieser bezüglich der Ankopplungsbedingungen der Sensoren optimale Frequenzbereich $f_{1a} = 0,5 - 1$ kHz zugrunde gelegt, da hier die Messwerte vergleichsweise wenig streuen.

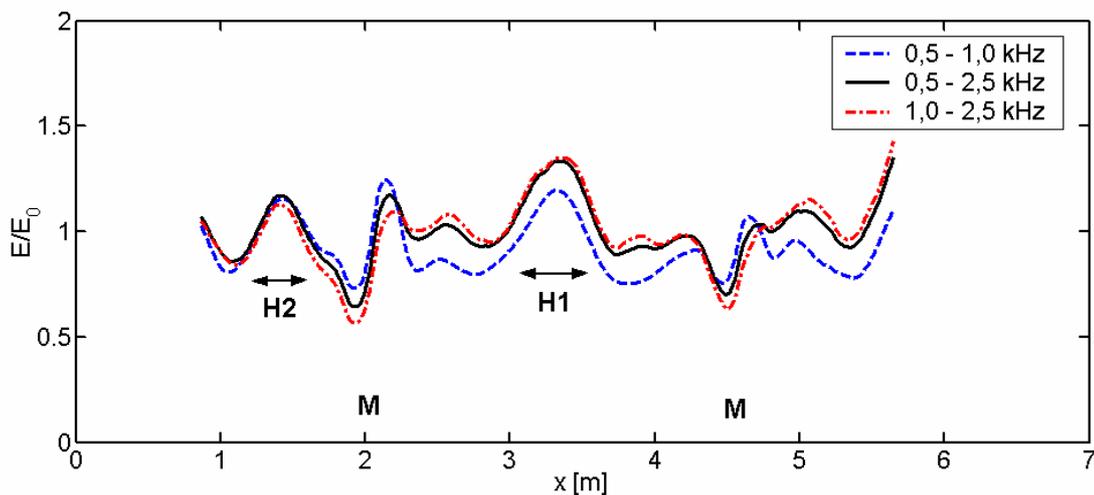


Abb. 4.15: Signalenergie im Frequenzband $f = 0,5 - 2,5$ kHz, mit den Hohlräumen **H1**: $\varphi = 360^\circ$, $b = 40$ cm, **H2**: $\varphi = 180^\circ$, $b = 32$ cm

5 MESSERGERBNISSE

5.1 Freies Rohr

Zu Beginn der Untersuchungen wurden zunächst einige grundlegende Untersuchungen an einem freien Rohr unternommen. Zunächst sollte der in Kapitel 2 beschriebene Zusammenhang der Wellendispersion anhand von Messungen nachvollzogen werden.

5.1.1 Schallausbreitung in axialer Richtung

Um die Schallausbreitung in einem freien Rohr in axialer Richtung zu bestimmen, wurden im Inneren des 2 m langen Rohres auf den Rohrboden zwei Beschleunigungssensoren in axialer Richtung mit Klebewachs aufgeklebt. Der Abstand der Sensoren betrug $z_{12} = 251 \text{ mm}$. Mit einem Kugelhammer ($m_H = 360 \text{ g}$) wurde das Rohr impulsförmig angeregt. Dabei bildeten Hammer, Sensor A und Sensor B eine Linie.

Die Zeitdifferenz des Ersteinsatzes der ankommenden Störung ist deutlich zu erkennen und wurde zu etwa $\Delta t = 0,1 \text{ ms}$ bestimmt, vgl. Abb. 5.1. Aufgrund der dispersiven Wellenausbreitung in Hohlzylindern (vgl. Kapitel 2.2) sind Wellen mit unterschiedlicher Frequenz für den Ersteinsatz verantwortlich. Deren Frequenz kann im Zeitbereich nicht eindeutig bestimmt werden, da sich mehrere Wellen unterschiedlicher Frequenz überlagern. Es kann somit auch keine Wellenausbreitungsgeschwindigkeit bestimmt werden, was durch das Fragezeichen in Abb. 5.1 angedeutet wird.

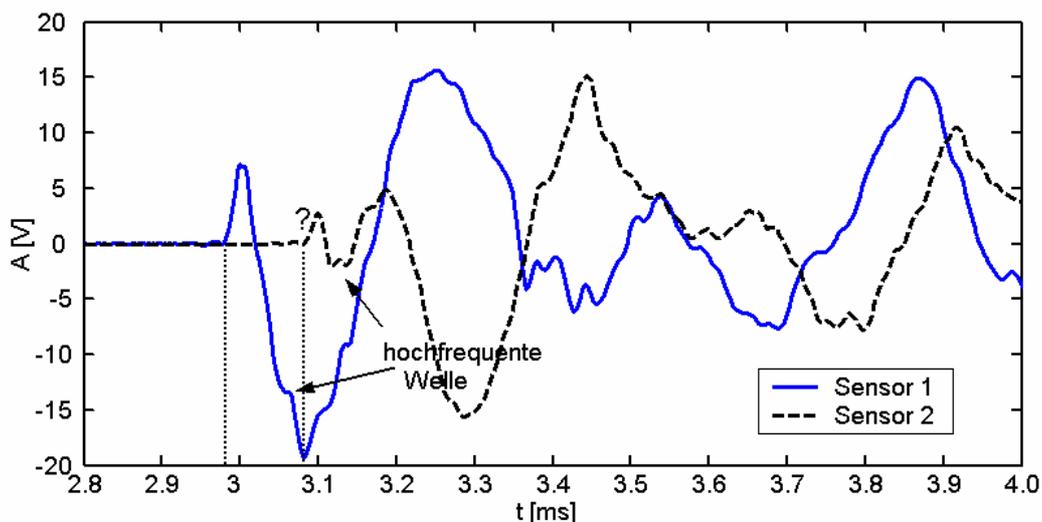


Abb. 5.1: Laufzeitunterschiede für Wellenausbreitung in axialer Rohrrichtung für 2 um $d = 251 \text{ mm}$ versetzte Beschleunigungssensoren

An einer hochfrequenten Welle, die im Beschleunigungsverlauf ausgemacht werden kann, wird die Wellendispersion besonders deutlich. Diese hochfre-

quente Welle befindet sich im Messschrieb des ersten Sensors noch im unteren Bereich der ersten Schwingung, vgl. Markierung in Abb. 5.1. Sie läuft mit einer deutlich höheren Ausbreitungsgeschwindigkeit als die niederfrequente Biegeschwingung, von der sie überlagert wird, und hat diese bis zum Eintreffen am Sensor 2 überholt. Quantitative Aussagen zur Ausbreitungsgeschwindigkeit sind hier jedoch zu unsicher.

Die erste dominierende Welle schwingt mit einer Frequenz von $f \approx 3$ kHz, was einem Modus der Modenfamilie (4-m) entspricht. Um welchen Modus es sich genau handelt, kann anhand des Zeitsignals nicht eindeutig bestimmt werden. Aufgrund der bekannten Problematik werden die einzelnen Moden abhängig von der Position ihrer Knoten von den einzelnen Sensoren unterschiedlich stark erfasst, vgl. Abb. 5.2. Zum Teil ergibt sich aber eine gute Übereinstimmung der Spektren für die beiden an unterschiedlichen Messpositionen erfassten Beschleunigungssignale. Die bereits in Kapitel 3.7.1 diskutierten Zusammenhänge werden noch mal bestätigt: Eine Messung mit 0° Versatz in Umfangsrichtung ergibt ein Frequenzspektrum, in dem sich alle Moden unterschiedlicher Modenfamilien überlagern und nur schwer identifizieren lassen.

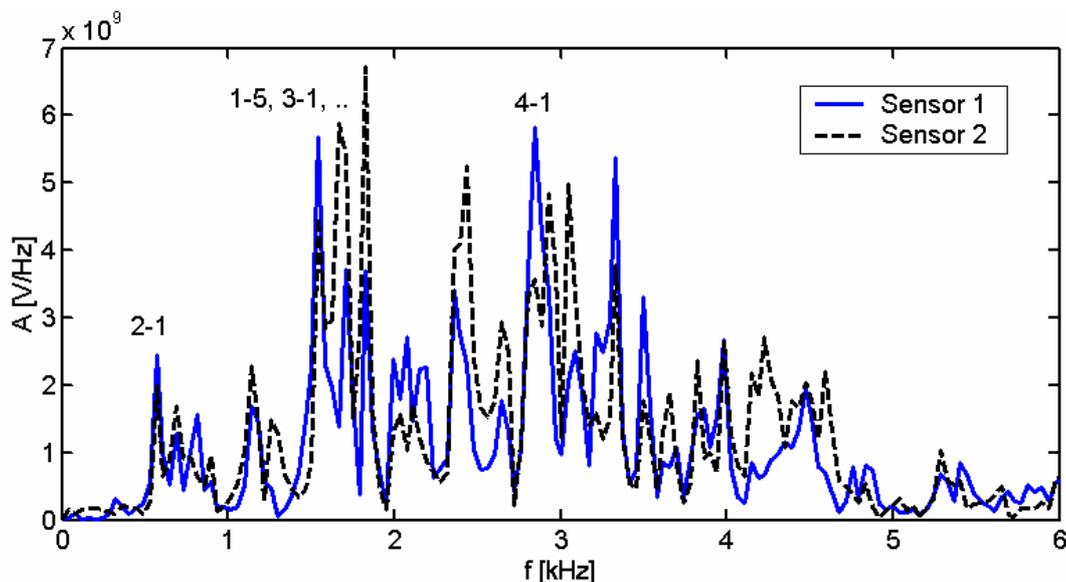


Abb. 5.2: Frequenzspektren der in Abb. 5.1 verglichenen Signale von 2 in axialer Rohrrichtung um 251 mm versetzte Beschleunigungssensoren

5.1.2 Schallausbreitung in Umfangsrichtung

Versuche zur Bestimmung der Schallausbreitung in Umfangsrichtung wurde an zwei unterschiedlichen Positionen im Rohr durchgeführt:

a) Entfernung vom Spitzende: 29cm, Anregung mit Kugelhammer

Die Aufnehmer wurden bei 90° und 180° mit Wachs innen an die Rohrwand geklebt. Der Schlag erfolgte mit einem Kugelhammer bei 0° . Das Bogenstück zwischen den Sensoren 1 und 2 beträgt $x = 240\text{mm}$.

Eine Bestimmung der Ersteinsätze ist auch anhand dieser Messung nur schwer möglich, da sich auch hier tieffrequente und hochfrequente Anteile überlagern und sich für die zweite Welle aufgrund des flachen Verlaufes kein eindeutiger Ersteinsatz ergibt, worauf mit dem Fragezeichen in Abb. 5.3 hingewiesen wird. Eine Zuordnung zu einer Welle einer bestimmten Frequenz ist durch die Überlagerung der unterschiedlichen Wellen nicht eindeutig möglich.

Die Frequenzspektren dieser Messung zeigen ebenfalls eine unerwartet gute Übereinstimmung, vgl. Abb. 5.4. An dieser Messposition (Spitzende) überlagern sich ebenfalls viele benachbarte und im Frequenzspektrum etwa gleich stark vertretene Frequenzen.

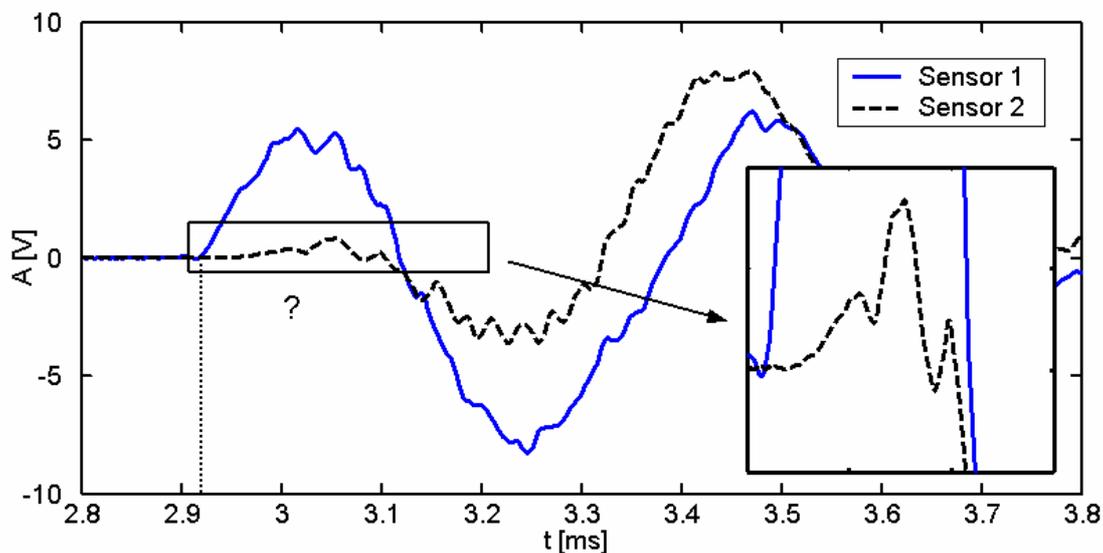


Abb. 5.3: Laufzeitunterschiede für Wellenausbreitung in Umfangsrichtung für 2 um 240 mm versetzt angeordnete Beschleunigungssensoren, Messposition in der Nähe des Spitzendes

Die Haupt-Frequenz von ca. 2000 Hz korrespondiert mit den Maxima des Frequenzspektrums. Auch die erste Frequenzspitze im Spektrum bei 650 Hz stimmt gut mit der erwarteten Frequenz für den Eigenmodus (2-1) überein. Die Modenfamilien (5-m) und (6-m) fehlen im Frequenzspektrum nahezu

komplett, was hauptsächlich darauf zurück zu führen ist, dass die Sensoren im Bereich der Schwingungsknoten dieser Moden positioniert sind.

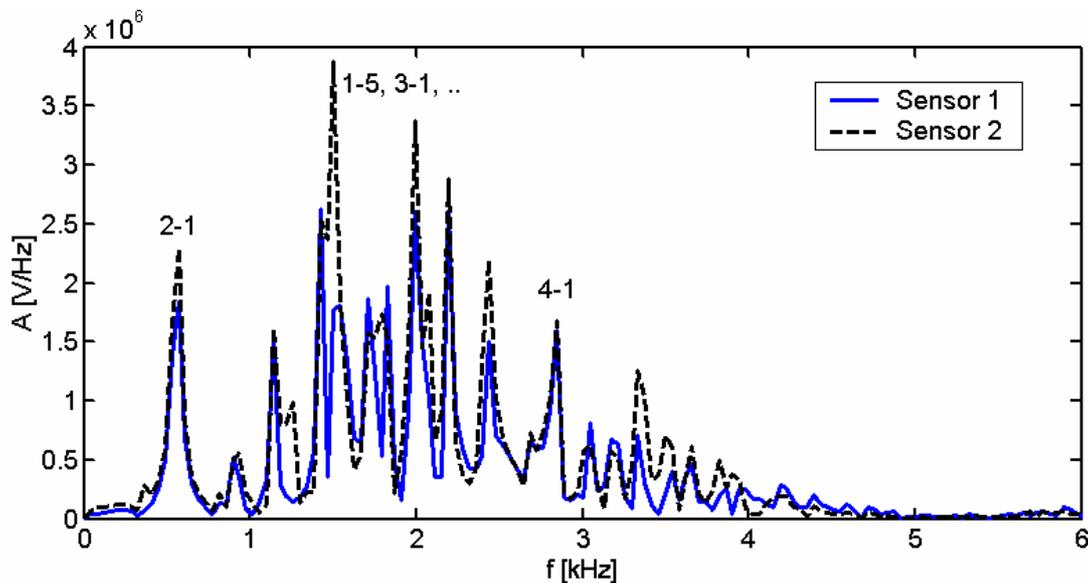


Abb. 5.4: Frequenzspektrien der in Abb. 5.3 verglichenen Signale von 2 in Umfangsrichtung um 240 mm versetzte Beschleunigungssensoren, Messposition in der Nähe des Spitzendes

b) Entfernung von der Muffe: 3cm, Anregung mit Kugelhammer

Die Position der beiden Beschleunigungssensoren und die Schlagposition wurde so gewählt, dass die Messungen an der Glocke vergleichbar sind mit den Messungen am Spitzende des Rohres, jedoch beträgt die Bogenlänge zwischen den Sensoren 1 und 2 jetzt $x = 243$ mm anstelle von $x = 240$ mm. Es kann wiederum keine Laufzeit für Wellen mit einer vergleichbaren Frequenz bestimmt werden, vgl. Abb. 5.5, da auch hier eine Zuordnung zu einer bestimmten Frequenz nahezu unmöglich ist. Betrachtet man lediglich den Ersteinsatz und lässt die unterschiedlichen Frequenzen außer Betracht, so kann bei einer Laufzeitdifferenz von ca. $t = 0,06$ ms die Ausbreitungsgeschwindigkeit zu etwa $c = 4200$ m/s berechnet werden.

Im zugehörigen Frequenzspektrum, vgl. Abb. 5.6, dominiert die Frequenz bei $f = 4$ kHz. Sie entspricht der im Zeitsignal ablesbaren Haupt-Periodendauer von rund $T = 0,25$ ms. Hierbei handelt es sich um einen Glockenmodus, der bereits in Kapitel 3.3.2 (Abb. 3.23 und 3.25) anhand numerischer Simulationsergebnisse vorgestellt wurde. Um welchen Glockenmodus es sich handelt, ist nicht zweifelsfrei festzustellen. Gegen Modus (4-1) spricht, dass die Frequenz von $f = 4$ kHz gegenüber den numerischen Berechnungen zu hoch ist.

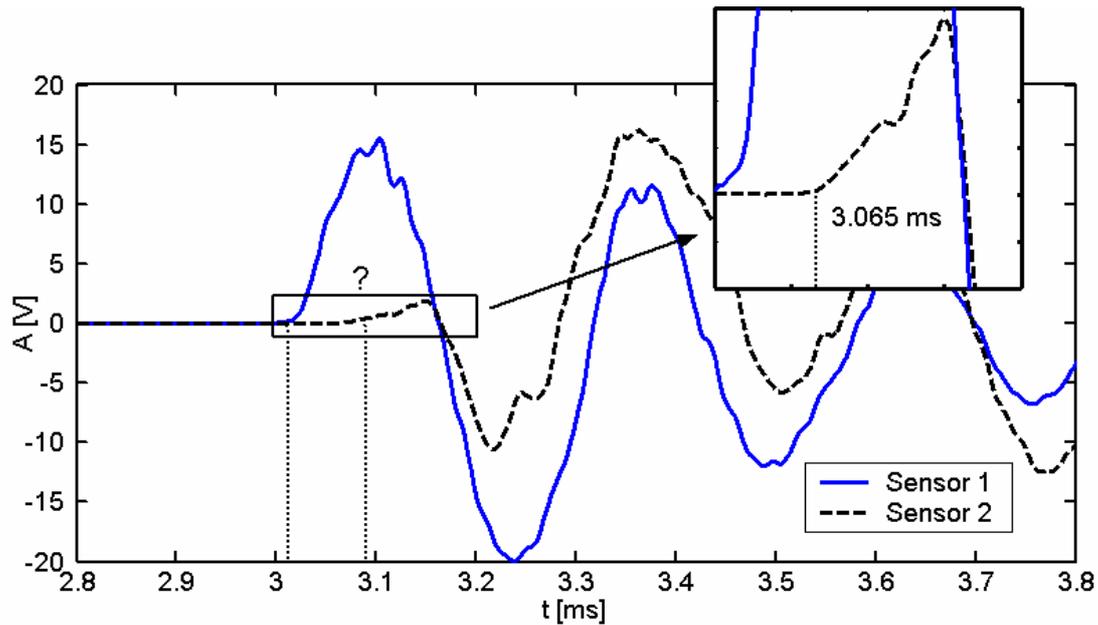


Abb. 5.5: Laufzeitunterschiede für Wellenausbreitung in axialer Rohrrichtung für 2 um 243 mm versetzte Beschleunigungssensoren

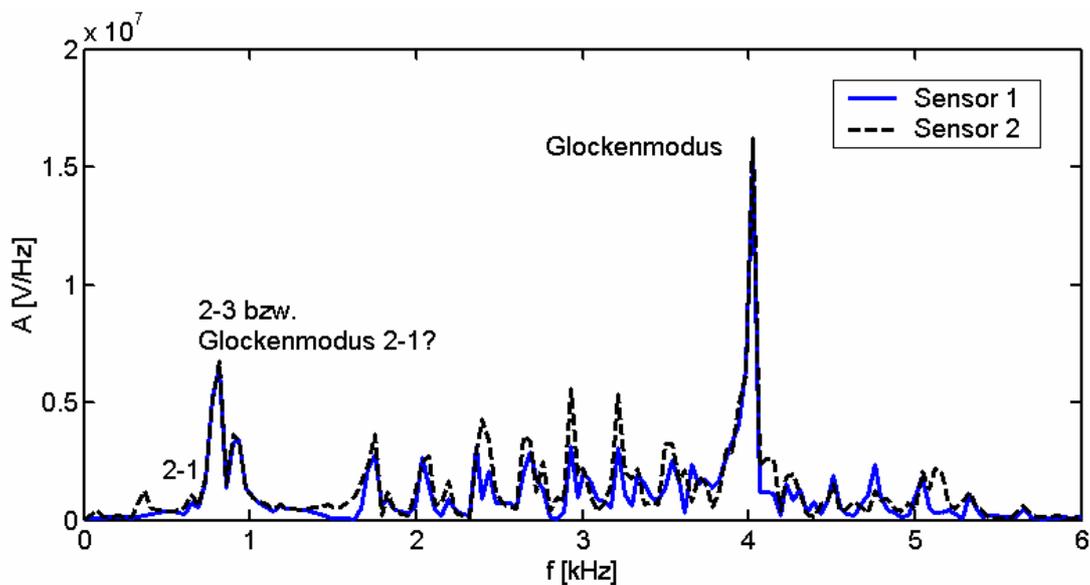


Abb. 5.6: Frequenzspektren der in Abb. 5.5 verglichenen Signale von 2 in Umfangsrichtung um 243 mm versetzten Beschleunigungssensoren, Messposition in der Nähe der Muffe

5.1.3 Konsequenzen für die Messpraxis

Eine impulsförmige Anregung von Schwingungen erzeugt sowohl in axialer als auch in Umfangsrichtung Wellen mit unterschiedlicher Frequenz und dispersiver Wellenausbreitungscharakteristik. Infolgedessen überlagern sich Wellen unterschiedlicher Frequenz. Das erschwert die Bestimmung der Wellenausbreitungsgeschwindigkeit für Wellen fester Frequenz. Aus diesem Grund macht es keinen Sinn, im Hinblick auf eine Rissdetektion den Erstein-

satz einer Welle mit einer determinierten Frequenz zu bestimmen. Es bleibt lediglich die Möglichkeit, über einen Amplitudenschwellwert eine fiktive Wellenlaufzeit zu bestimmen. Diese Vorgehensweise hat sich in der Praxis bewährt. Jedoch ist diese Methode nicht unproblematisch, wenn beispielsweise bei schlechter Sensorankopplung die Amplitudenschwelle unterschritten wird. Sogar ein adaptiver Amplitudenschwellwert verschafft nur begrenzt Abhilfe, da es auch hier zu Fehlern bei der Laufzeitbestimmung kommen kann, wenn sich beispielsweise Wellen benachbarter Frequenzen teilweise auslöschen. Abhängig von der Positionierung der Sensoren und geometrischen Eigenschaften (Wanddicke, Rohrdurchmesser) sowie von Materialparametern, verändert sich möglicherweise die fiktive Wellenlaufzeit bei gleich hoher Amplitudenschwelle. Je nach Höhe des Amplitudenschwellwertes ergeben sich unterschiedliche fiktive Wellenausbreitungsgeschwindigkeiten, vgl. Abb. 5.1, 5.3 und 5.5.

5.2 Gebettetes Rohr

5.2.1 Teststrecke im FZU

5.2.1.1 Beschreibung der Teststrecke

Im Rahmen einer Studienarbeit [Wei03] wurde die Abwasserkanal-Teststrecke am Forschungszentrum Umwelt (FZU), vgl. Abb. 5.7 und 5.8, für die Durchführung einer Parameterstudie zur Hohlraumdetektion umgebaut. Für diese Zwecke waren definierte Randbedingungen und eine gute Zugänglichkeit des Rohres zwecks Variation der Hohlräume erforderlich.

Die im Zeitraum von April 98 bis Februar 99 für das DFG-Projekt „Schadensdiagnose bei Abwasserkanälen mit Multisensorsystemen“ erstellte Teststrecke besteht aus einem Profilstahlgestell, das mit PVC-Platten wannenförmig ausgelegt und mit Silikon wasserdicht verklebt ist. Die Wanne hat eine Länge von $l = 5$ m, Breite und Höhe betragen jeweils $b = h = 1,5$ m. Am Boden der PVC-Wanne sind unter einem nach den Filterregeln von TERZAGHI berechneten 5 cm dicken Sandflächenfilter sieben $1\frac{1}{4}$ Zoll-PVC-Schläuche angeschlossen, über die die Wanne entwässert bzw. geflutet werden kann.

Die ursprünglich eingebauten armierten Beton-Abwasserkanalrohre wurden gegen Steinzeug-Rohre DN300 getauscht (Tab. 5.1, bzw. Abb. 5.9). Das mittlere Rohr ist 2,5 m lang. Die äußeren Rohre sind 2 m lang und ragen an den Stirnseiten der Wanne um 92 cm (Muffenseite), bzw. 76 cm (Spitzende) heraus, vgl. Abb. 5.7. Als Bettungsmaterial wurden ca. 17 t Rheinsand (Sorte 23, nass gebaggert, Körnung 0 – 3 mm) verwendet. Die Überdeckung des Rohres liegt bei etwa 0,5 m.

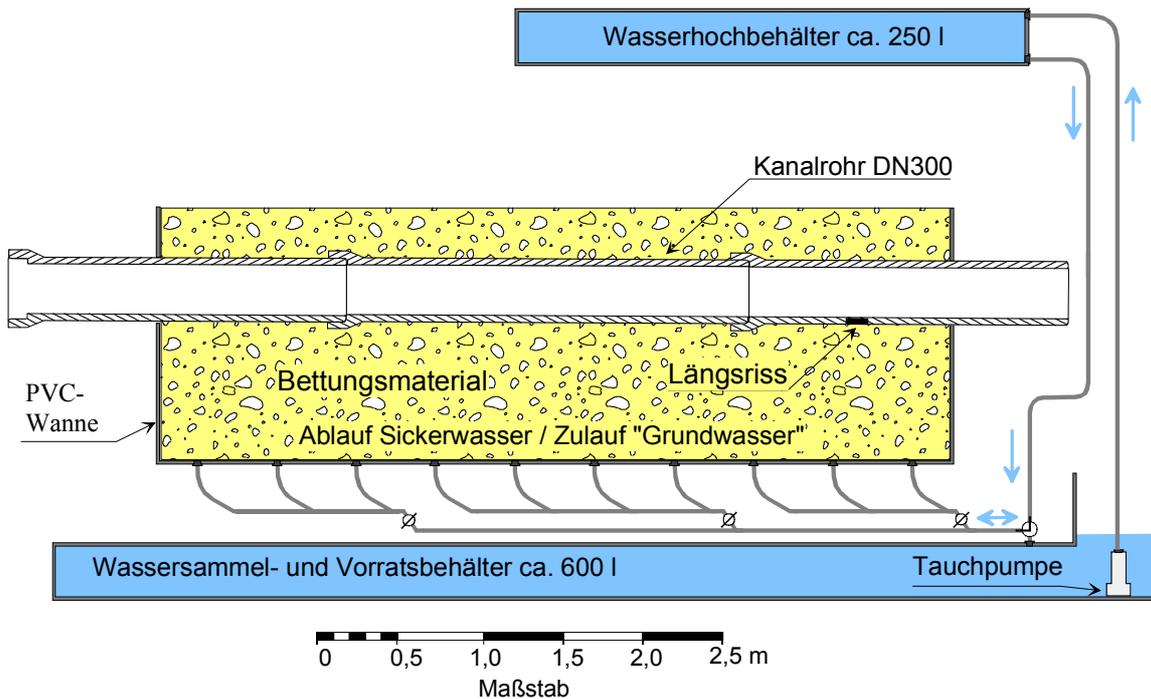


Abb. 5.7: Versuchsstand am FZU

In die Prüfstrecke wurden jeweils zwei Hohlräume eingebaut, vgl. Abb. 5.8 und 5.10:

- 1) Ein „kleiner“ Hohlraum mit fester Breite (32 cm außen), im Umfang variabel (90° , 180° , 270°).
- 2) Ein 360° -Hohlraum, zusammengesetzt aus zwei Hälften, der durch Aneinanderfügen von Elementen in 8 cm Schritten von 16 cm bis 56 cm in der Breite veränderbar ist.

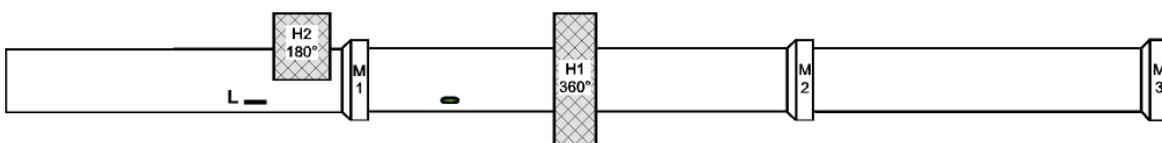


Abb. 5.8: Schemaskizze des mit zwei Hohlräumen H1 und H2, einer Leckage L und einer Bohrung versehenen Versuchsstands am FZU

Als Hohlraummaterial wurden handelsübliche 8 cm dicke Styropor-Platten verwendet, die bogenförmig ausgesägt und mit Holzleim verklebt bzw. mit Kunststoff-Gewindestangen verschraubt wurden. Die Dicke der Bögen beträgt $d = 30$ cm, um eine ausreichende Stabilität gegen Verformung durch das hohe Gewicht des Sandes zu gewähren sowie um eine Hohlraumdetektion durch andere Verfahren der Projektpartner zu ermöglichen.

Rohr: Steinzeug DN 300	
Innendurchmesser	$d_i \approx 297 \text{ mm}$
Wandstärke	$d_w \approx 25 \text{ mm}$
E-Modul	$E \approx 50 \times 10^9 \text{ N/m}^2$
Dichte	$\rho \approx 2200 \text{ kg/m}^3$
Poissonzahl	$\nu \approx 0,25$
Longitudinalwellengeschwindigkeit	$c_L \approx 5000 \text{ m/s}$



Tab. 5.1: Herstellerangaben Steinzeugrohr **Abb. 5.9:** Steinzeugrohr DN300

Da einige von den Projektpartnern verwendete Messverfahren (Mikrowelle) durch Metall gestört werden, musste für alle Verbindungselemente (Gewindestangen, Muttern, Scheiben) nichtmetallisches Material zum Einsatz kommen.



Abb. 5.10: 360° Hohlraum in maximaler Breite von $b = 56 \text{ cm}$ (links) und 270° Hohlraum (rechts) mit einer Breite von $b = 32 \text{ cm}$

5.2.1.2 Rissdetektion mit Prototyp III

Die in Abb. 4.7 in Kapitel 4.3 beschriebene Auswerteprozedur wurde auf verschiedene am vorhandenen Laborversuchsstand erzielte Messreihen angewandt. Exemplarisch wird ein Ergebnis in Abb. 5.11 dargestellt.

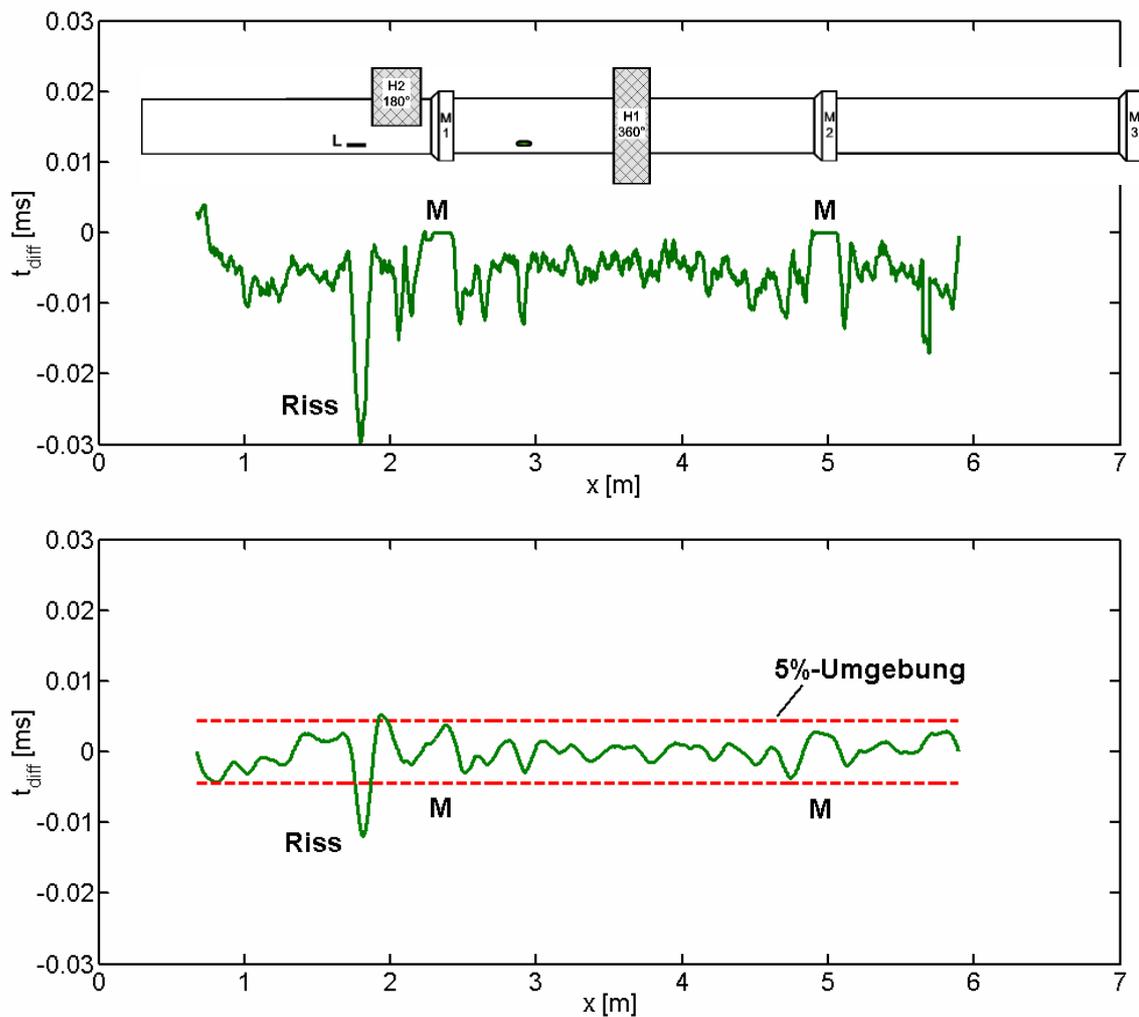


Abb. 5.11: Laufzeitdifferenz, Rohdaten (oben) bzw. bandpassgefiltert (unten) - Labormessung (gestrichelte Linie: 5 %-Umgebung des Medians, vgl. Abb. 4.7)

Anhand von Abb. 5.11 (unten) wird deutlich, dass die vorgeschlagene Auswertung für Risse mit einer Länge von $l = 10$ cm zum Ziel führt. Ein Riss von etwa dieser Länge war in einem der untersuchten Rohre vorhanden und wird sehr genau sowohl hinsichtlich seiner Position als auch seiner Länge angezeigt.

5.2.1.3 Hohlraumdetektion mit Prototyp I

Variation der Hohlraumposition

Das Ziel der durchgeführten Parameterstudie war hauptsächlich, sowohl die Geometrie als auch die Position der in den Versuchstand eingebrachten Hohlräume zu variieren. Ein wesentliches Ergebnis ist, dass Hohlräume in Rohrmitte einfacher zu detektieren sind als Hohlräume in Muffenbereichen, vgl. Abb. 5.12 und Abb. 4.13. Der Grund dafür ist das anomale Schwingungsverhalten an beiden Rohrenden. In unmittelbarer Nähe der Glocke eines Rohres klingt die Schwingung schneller ab, da hier die versteifende Wirkung durch die Glocke wirksam wird, während am Spitzende eines Rohres – abhängig vom verwendeten Dichtungsmaterial – ein verhältnismäßig freies Schwingen und damit eine Zunahme der Signalenergie zu verzeichnen ist. Auch Hohlräume mit einem Umfang von lediglich $U = 180^\circ$ (H2) zeichnen sich gut im Merkmalsverlauf ab, vgl. Abb. 5.12.

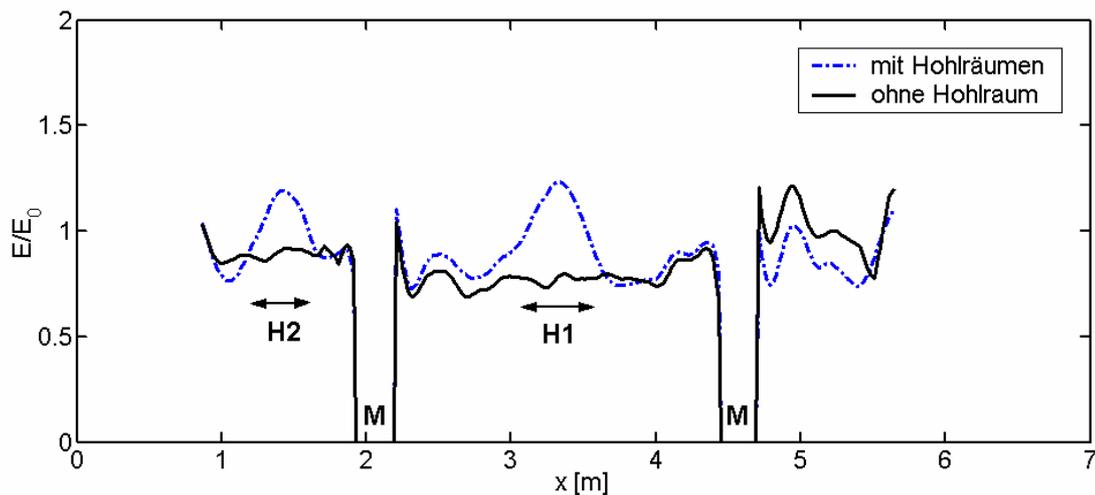


Abb. 5.12: Normierte Signalenergie im Frequenzband $f = 0,5 - 1$ kHz. Rohre ohne bzw. mit Hohlräumen von **H1**: $\varphi = 360^\circ$, $b = 40$ cm, **H2**: $\varphi = 180^\circ$, $b = 32$ cm

Differenz der Messungen mit und ohne Hohlraum

Aus der Differenz der in Abb. 5.12 dargestellten Signalverläufe, siehe Abb. 5.13, sind die Positionen der Hohlräume noch deutlicher ersichtlich. Eine Quantifizierung, beispielsweise anhand der Halbwertsbreite einer Anomalie sowie anhand deren Amplitudenhöhe, ist durchaus möglich, macht aber wegen der fehlenden praktischen Relevanz wenig Sinn.

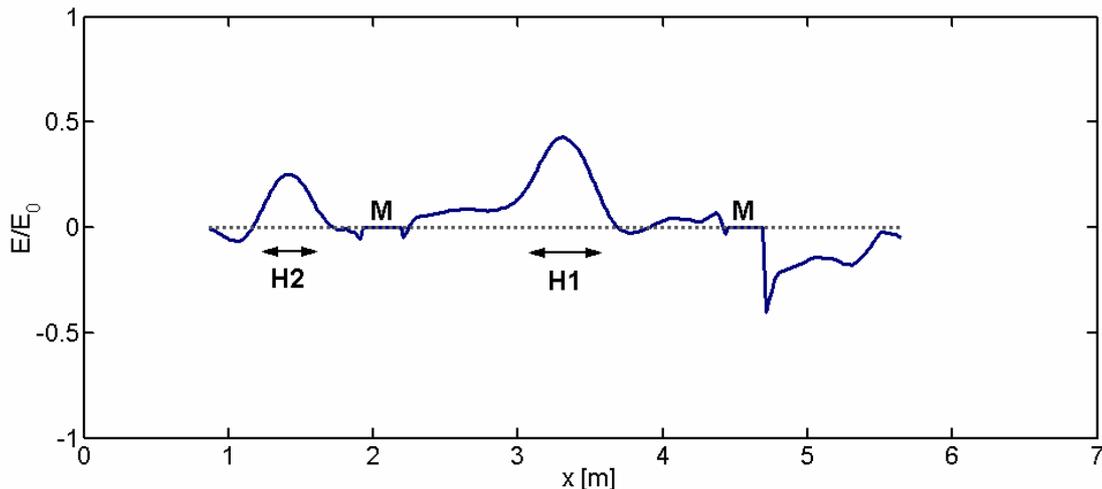


Abb. 5.13: Differenz der Signalenergie zweier Messungen mit und ohne Hohlraum im Frequenzband $f = 0,5 - 1$ kHz, **H1:** $U = 360^\circ$, $b = 40$ cm, **H2:** $U = 180^\circ$, $b = 32$ cm, **M:** Muffenbereiche

Bevor die Hohlraumdetektion optimiert wird, sollen zunächst andere Fragestellungen diskutiert werden, um einen Überblick über alle möglichen Einflussfaktoren zu gewinnen, die eine Hohlraumdetektion betreffen.

Einfluss der Bodenfeuchte

In situ sind jahreszeitlich und witterungsbedingt schwankende Grundwasserstände sowie wechselnde Bodenfeuchten anzutreffen. Es wurde untersucht, inwieweit ein unterschiedlicher Feuchtegehalt des Bettungsbereiches Einfluss auf das Schwingungsverhalten eines Abwasserrohres besitzt. Hierzu wurde der Versuchsstand von oben geflutet. Weil sich im Sohlbereich eines Rohres ein Leck befindet, konnte der Boden jedoch nicht vollständig gesättigt werden. Die Bestimmung der Bodenfeuchte gestaltete sich schwieriger als erwartet. Da zwischen Messung und Probenentnahme einige Zeit verging und es sich bei der Probenentnahme nur um eine punktuelle Messung handelt, sind die Messwerte nicht sehr aussagekräftig. Durch die Kapillarwirkung des Sandes kann die Bodenfeuchte unter Umständen lokal stark variieren. Der Mittelwert der Bodenfeuchte für die Messungen unter trockenen Bedingungen beträgt etwa 6 Vol-%, der für teilgesättigte Verhältnisse 11 bis 14 Vol-%, wobei davon auszugehen ist, dass der tatsächliche Wert noch höher liegt, da das Wasser bis zum Zeitpunkt der Entnahme der Bodenprobe weiter nach unten durchsickern konnte. Die Messung nach Flutung des Versuchsstandes wurde mit einer vorangegangenen Messung unter trockenen Verhältnissen verglichen.

Anhand von Abb. 5.14 kann man ablesen, dass der Einfluss der Bodenfeuchte im untersuchten Rahmen relativ gering bleibt – die Unterschiede bewegen sich in einem Bereich von lediglich 5% – und können somit lediglich unter Laborbedingungen festgestellt werden. Auf die Hohlraumdetektion hatte der

unterschiedliche Sättigungsgrad der Rohrbettung keinen nennenswerten Einfluss.

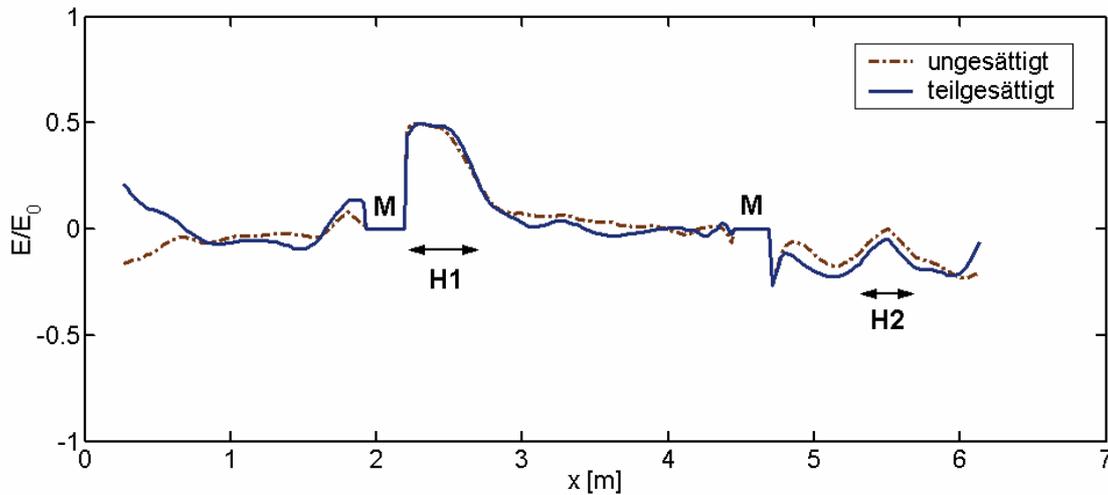


Abb. 5.14: Differenz der Signalenergie im Frequenzband $f = 0,5 - 1$ kHz, für ungesättigte sowie teilgesättigte Rohrbettung, TP-gefiltert, **H1**: $U = 360^\circ$, $b = 40$ cm, **H2**: $U = 180^\circ$, $b = 32$ cm.

Variation der Hohlraumgröße

Weiter wurde untersucht, wie stark die Schwingungsenergie an die geometrischen Abmessungen eines Hohlraums gekoppelt ist. Verglichen wurden in Abb. 5.15 zwei Messungen, die an der mit dem 360° -Hohlraum H1 mit einer Breite von $b = 40$ cm, bzw. $b = 16$ cm bestückten Teststrecke durchgeführt wurden. Gleichzeitig konnten zwei Hohlräume der Breite $b = 32$ cm mit einem Umfang von $U = 180^\circ$ und $U = 90^\circ$ miteinander verglichen werden.

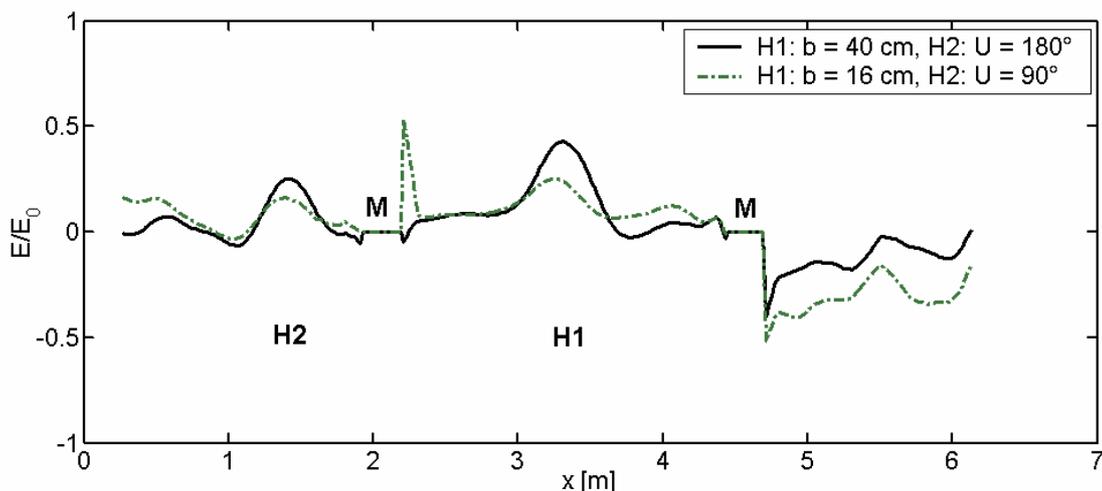


Abb. 5.15: Differenz der Signalenergie im Frequenzband $f = 0,5 - 1$ kHz für Hohlraum **H1**: $U = 360^\circ$, $b = 40$ bzw. 16 cm; **H2**: $U = 90^\circ$ bzw. 180° , $b = 32$ cm, TP-gefiltert, **M**: Muffenbereiche

Auch der Hohlraum mit einer Umfangsausdehnung von lediglich $U = 90^\circ$ kann mit dem Rohr-Impactometer unter idealen Bedingungen noch detektiert werden. Eine Verdopplung der Umfangsausdehnung auf $U = 180^\circ$ zieht aber keine Verdopplung der Energie nach sich. Hingegen zieht ein um den Faktor 2,5 breiterer 360° -Hohlraum im Frequenzband $f_1 = 0,5 - 2,5$ kHz eine Energiezunahme in etwa derselben Größenordnung nach sich. Hier wurde in Übereinstimmung mit numerischen Berechnungen ein linearer Zusammenhang festgestellt. Jedoch kann dieses Ergebnis nicht verallgemeinert werden, da hier noch weitere Faktoren, wie beispielsweise die Sensorkonfiguration und die relative Position der Sensoren zum Hohlraum, bzw. die Hohlraumposition selbst, eine Rolle spielen.

Vergleich unterschiedlicher Anregungspositionen

Des Weiteren wurde untersucht, ob die Anregung des Rohres im Sohl- bzw. im Scheitelbereich einen gravierenden Unterschied ausmacht. Die Ergebnisse dieser Untersuchung sind in Abb. 5.16 dargestellt und zeigen erwartungsgemäß einen voneinander abweichenden Verlauf. In beiden Fällen ist der 360° -Hohlraum sehr gut auszumachen und weist eine vergleichbare Energiezunahme in diesem Bereich auf. Weniger erwartet wurde, dass der 180° -Hohlraum, der den oberen Rohrbereich abdeckt, bei Impulsanregung im Sohlbereich eine stärkere Anomalie zeigt als bei Anregung im Scheitelbereich. Eine mögliche Erklärung hierfür könnte wiederum eine unzureichende Verdichtung des Bettungsbereiches nach Entnahme des 270° -Hohlraumes sein, der sich vor der Bestückung mit dem 180° -Hohlraum an dieser Position befand.

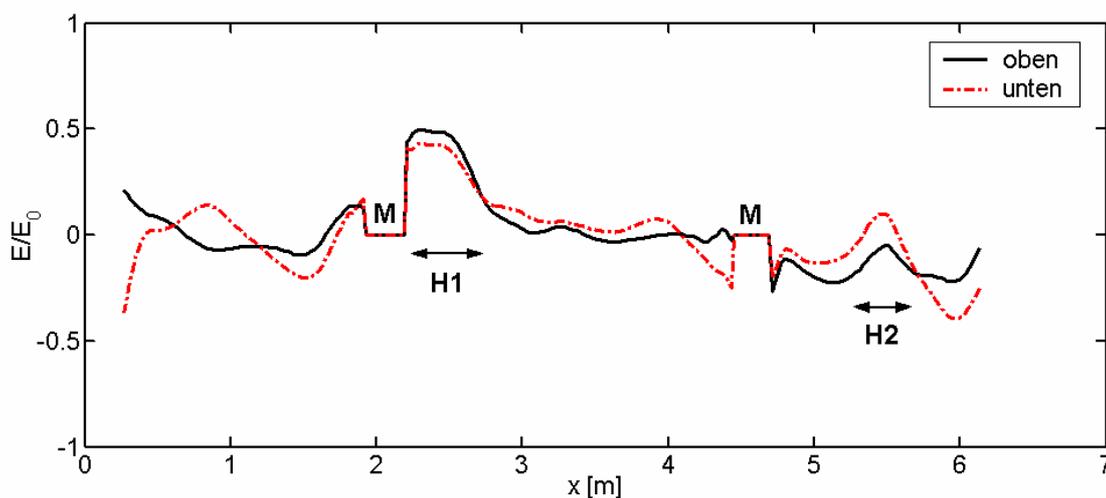


Abb. 5.16: Differenz der Signalenergie im Frequenzband $f = 0,5 - 1$ kHz für Hohlraum **H1**: $U = 360^\circ$, $b = 40$ cm (links); **H2**: $U = 180^\circ$, $b = 32$ cm (rechts), TP-gefiltert, **M**: Muffenbereiche

5.2.1.4 Hohlraumdetektion mit Prototyp III

Die bisher dargestellten Ergebnisse wurden mit dem ersten, relativ einfach konstruierten Prototyp des Rohr-Impactometers (Prototyp I) gemessen, vgl. Abb. 3.1. Dieser zeichnete sich durch gute Aufnehmerankopplung aus, einfache Handhabung, geringen Verschleiß, gute Zugänglichkeit und der Möglichkeit, konstruktive Veränderungen schnell zu realisieren. Dies war für die durchgeführten Parameterstudien von Vorteil. Allerdings mussten diese Vorteile mit dem Nachteil eines sehr langsamen Messfortschrittes erkauft werden (10 m/h), bei einer Auflösung von lediglich $a = 2$ cm.

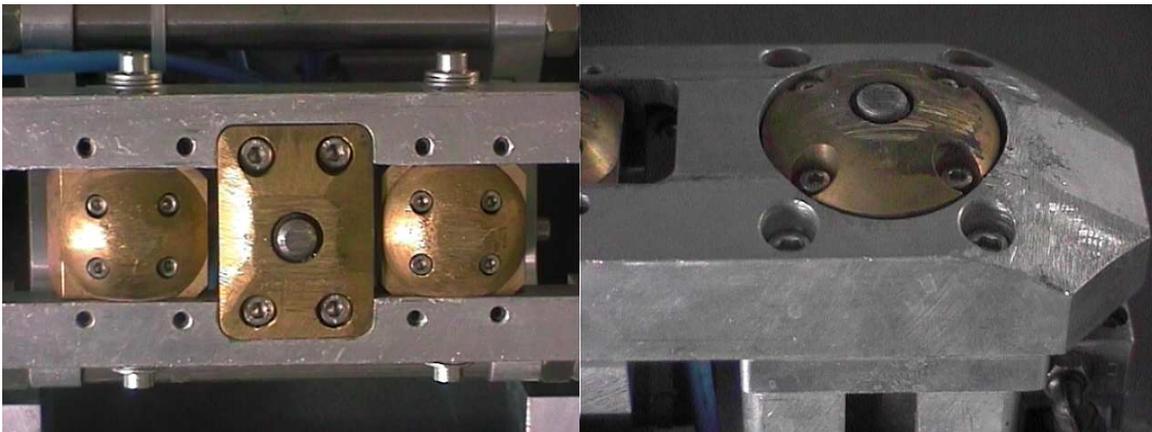


Abb. 5.17: Rohr-Impactometer, Prototyp III

Im Vergleich zum Prototyp I wurde die Sensorankopplung des Prototyp III schleifend realisiert (Abb. 5.17), was kombiniert mit einer Impulsanregung mit einer Schlagfrequenz von etwa $f = 40$ Hz und gleichzeitig schneller Messwerterfassung einen deutlich gesteigerten Messfortschritt von etwa 100 m/h mit sich bringt. Eine schleifende Ankopplung bietet zudem Vorteile unter rauen Einsatzbedingungen, wenn beispielsweise Schmutzschichten die Rohrwand bedecken. Dennoch treten bei schleifender Ankopplung die bereits in Kapitel 3.3 diskutierten Probleme infolge wechselnder Ankopplungsbedingungen auf, die jedoch durch aufwändigere Maßnahmen in der Daten- und Signalverarbeitung teilweise kompensiert werden können. Eine schnelle Messwerterfassung erlaubt gleichzeitig eine räumliche sowie eine zeitliche Mittelung der Messwerte.

Wurde mit dem Prototyp I mit einer Wiederholfrequenz von $f = 0,1 - 0,5$ Hz gemessen, so konnte diese bei Prototyp III durch technische Veränderungen auf $f = 5 - 10$ Hz gesteigert werden. Der Messpunkt Abstand von etwa $x = 2$ cm konnte auf $x = 2$ mm gesenkt werden, so dass die Messwertstreuung aufgrund variierender Ankopplungsbedingungen infolge von kleinskaligen Wandrauigkeiten durch Messwertmittelung deutlich reduziert werden kann.

Dies geschieht, indem ein gleitender Mittelwert über eine größere Anzahl von Signalen gebildet wird. Als Tiefpassfilter wurde ein Moving Average über 60 Werte für den Prototyp III gewählt, was sich als Optimum sowohl beim Maximum der Kreuzkorrelationsfunktion als auch der einzelnen Signale herausstellte, vgl. Tabelle 5.2. Das entspricht einer Mittelungstrecke von 5 – 10 cm. Ein gleitender Mittelwert über mehr als 60 Werte bezieht zuviel benachbarte Bereiche in die Betrachtung ein, was z.T. zu einer Verschlechterung der Standardabweichung führt, vgl. Abb. 5.18.

Tabelle 5.2: Vergleich der Standardabweichungen für unterschiedliche Mittelungslängen, Merkmal „Peak-to-peak“, Prototyp III

Messbereich 2,2 – 3,0 m	ungefiltert		Moving Average 10 Werte	
Frequenzband [kHz]	σ_{S1} [%]	σ_{S2} [%]	σ_{S1} [%]	σ_{S2} [%]
0,5 – 1,0	41	34	25	22
1,0 – 2,5	69	58	30	19
f_1 : 0,5 – 2,5	66	55	29	18
f_2 : 2,5 – 4,0	80	68	35	24
f_3 : 4,0 – 15	102	67	45	24

Messbereich: 2,2 – 3,0 m	Moving Average 60 Werte		Moving Average 200 Werte	
Frequenzband [kHz]	σ_{S1} [%]	σ_{S2} [%]	σ_{S1} [%]	σ_{S2} [%]
0,5 – 1,0	14	14	11	12
1,0 – 2,5	20	10	22	12
f_1 : 0,5 – 2,5	19	9	21	12
f_2 : 2,5 – 4,0	20	11	25	14
f_3 : 4,0 – 15	27	19	30	19

Bei den Messungen mit Prototyp I können lediglich 5 - 10 Werte für den gleitenden Mittelwert herangezogen werden, was aber ebenfalls einer Mittelungstrecke von 10 bis 20 cm entspricht. Jedoch kann der Prototyp III trotz

z.T. erheblich schlechterer Werte für die Standardabweichung der Messwerte im ungestörten Bereich (Abb. 5.19) im Vergleich zu Prototyp I Hohlräume deutlich besser detektieren, vgl. Abb. 5.20.

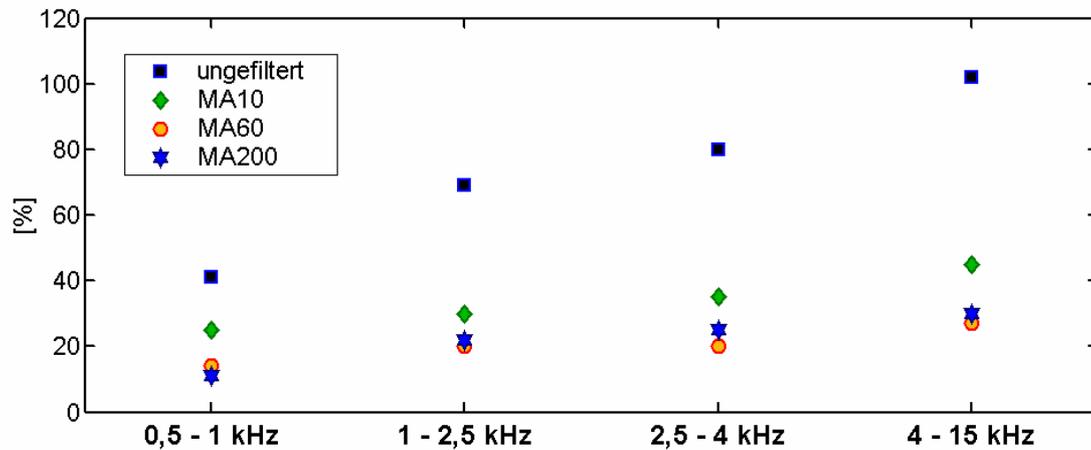


Abb. 5.18: Vergleich der Standardabweichungen der Messungen mit Sensor 1 im ungestörten Rohrbereich, Prototyp III – ungefiltert sowie mit symmetrischen gleitenden Mittelwert (MA)

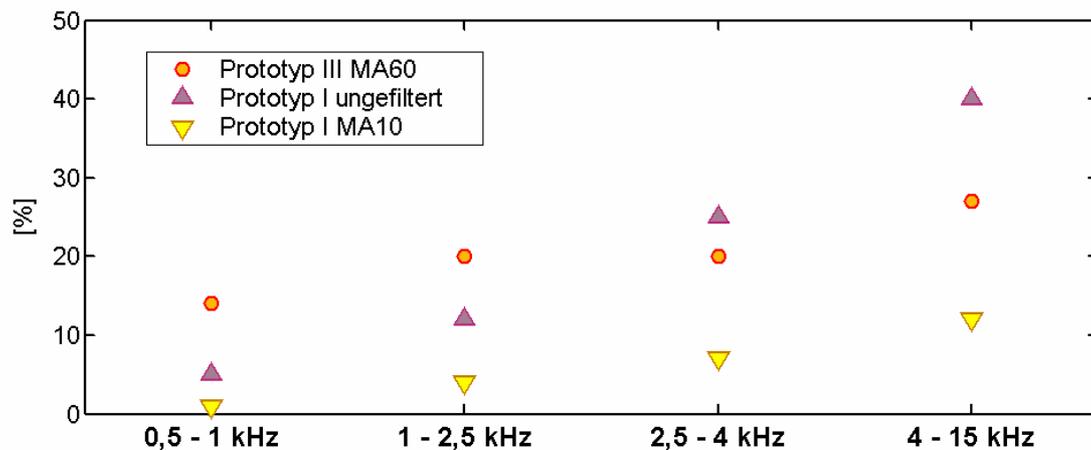


Abb. 5.19: Vergleich der Standardabweichung der Messungen im ungestörten Rohrbereich, Prototyp I und III – ungefiltert sowie mit symmetrischen gleitenden Mittelwert (MA)

Abb. 5.20 zeigt den Verlauf der Signalenergie, gemessen von Prototyp III. Diese Hohlräumkonfiguration wurde bereits im Rahmen der mit Prototyp I erzielten Ergebnisse vorgestellt (vgl. Abb. 4.15). Der in Rohrmitte eingebrachte 360°-Hohlraum H1 wird über eine Energiezunahme von z.T. mehr als 100% angezeigt.

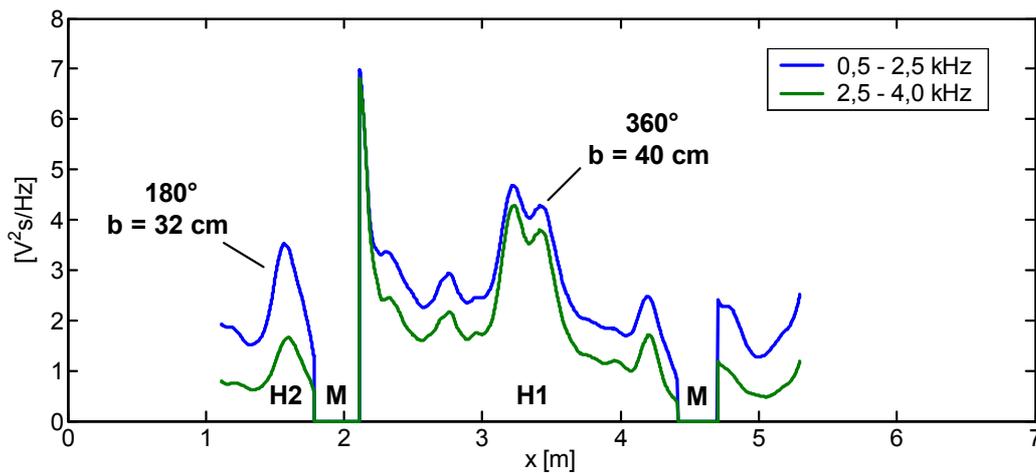


Abb. 5.20: Vergleich der Signalenergie von Sensor S1 für: $f_1 = 0,5 - 2,5$ kHz und $f_2 = 2,5 - 4$ kHz, TP-gefiltert MA60, EDS S1, **M**: eliminierte Muffenbereiche

Auch beim Prototyp III des Rohr-Impactometers zeigt sich anhand des Signalenergieverlaufs, dass im Frequenzband f_1 der kleinere 180° -Hohlraum (H2) stärker gewichtet wird, im Frequenzband f_2 dagegen der 360° -Hohlraum (H1) besser zum Vorschein kommt, während der 180° -Hohlraum H2 als nicht detektierbar erscheint.

Tabelle 5.3 beschreibt die Detektierbarkeit eines Hohlraumes als Signal-Rausch-Abstand (SNR), welcher das Verhältnis zwischen der Höhe einer Anomalie im Hohlraumbereich bezogen auf die Maximalwerte im ungestörten, gebetteten Rohrbereich (z.B. $x = 2,4 - 3,0$ m; $x = 3,8 - 4,2$ m für H1) bezeichnet.

Tabelle 5.3: Vergleich des Signal-Rausch-Abstandes (SNR) für den Merkmalsverlauf von Prototyp I und III, für die Frequenzbänder $f_1 = 0,5 - 2,5$ kHz, $f_2 = 2,5 - 4$ kHz und $f_3 = 4 - 15$ kHz

SNR f_1	SNR f_2	SNR f_3	Hohlraum	Prototyp	Signal
1,2	1	-	H1	I	EDS S1
1,7	2	-	H1	III	EDS S1
1,8	2,5	2,5	H1	III	EDS S2
2	2,6	5	H1	III	KEDS

Mit Ausnahme von kleinskaligen Hohlräumen, wie beispielsweise H2, ergibt sich eine Verbesserung der Detektierbarkeit von Lagerungsdefekten mit dem Prototyp III. Der Vorteil von Prototyp III liegt somit eher in einer grobskaligen Beurteilung der Bettungsbedingungen von Abwasserrohren als in einer

guten räumlichen Auflösung von einzelnen kleinen Defekten, die in situ von sonstigen Inhomogenitäten schwer zu unterscheiden sind.

Trägt man die Spektralenergie von Sensor 2 über die Messstrecke auf, so wird eine weitere Verbesserung des Signal-Rausch-Abstandes (SNR) der Signalenergie deutlich, vgl. Abb. 5.21 und Tabelle 5.2

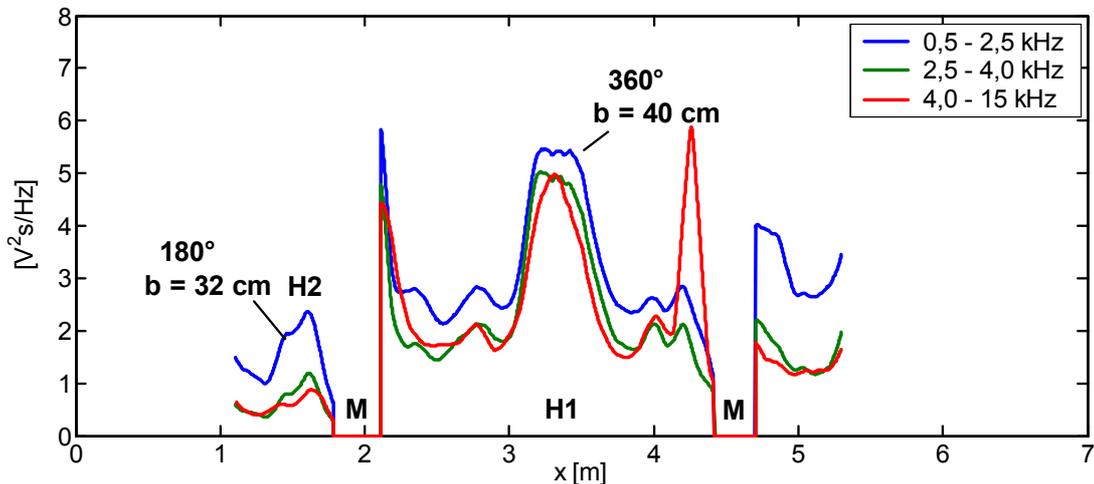


Abb. 5.21: Vergleich der Signalenergie S2 für: $f_1 = 0,5 - 2,5$ kHz, $f_2 = 2,5 - 4$ kHz und $f_3 = 4 - 15$ kHz, TP-gefiltert MA60, EDS S2, **M:** eliminierte Muffenbereiche

Trotz der Eliminierung der Muffenbereiche sind bei $x = 2,20$ m und teilweise bei $x = 4,80$ m noch immer starke Anomalien zu erkennen, die sich in der Größenordnung der Signale im Hohlraumbereich bewegen. Das weist möglicherweise wiederum auf den Sachverhalt hin, dass in diesem Bereich nach Entnahme des vorher dort platzierten Hohlraumes keine ausreichende Verdichtung des Bettungsmaterials stattgefunden hat.

Bemerkenswert ist auch die starke Anomalie im Bereich $x = 4,2 - 4,4$ m im Frequenzband $f_3 = 4 - 15$ kHz. Diese tritt trotz der versteifenden Wirkung der Glockenform des Rohrendes auf. Sie verschwindet nahezu vollständig, wenn man die Energie der korrelierten Signalanteile von Signal S1 und S2 über die Rohrachse aufträgt, vgl. Abb. 5.22. Das SNR-Verhältnis verbessert sich nochmals signifikant, wenn man vom Muffenbereich bei $x = 2,2$ m einmal absieht (an dieser Stelle wird ja ebenfalls ein undefinierter Lagerungsdefekt angezeigt).

Die Berechnung der korrelierten Energieanteile verbessert das SNR in allen Frequenzbändern, aber am deutlichsten tritt dieser Effekt im Frequenzband $f_3 = 4 - 15$ kHz zutage. Dies ist mit der starken statistischen Streuung der Messwerte zu erklären, da in diesem Frequenzbereich die Ankopplungsbedingung sehr stark variieren, vgl. Abb. 5.22 und 5.23.

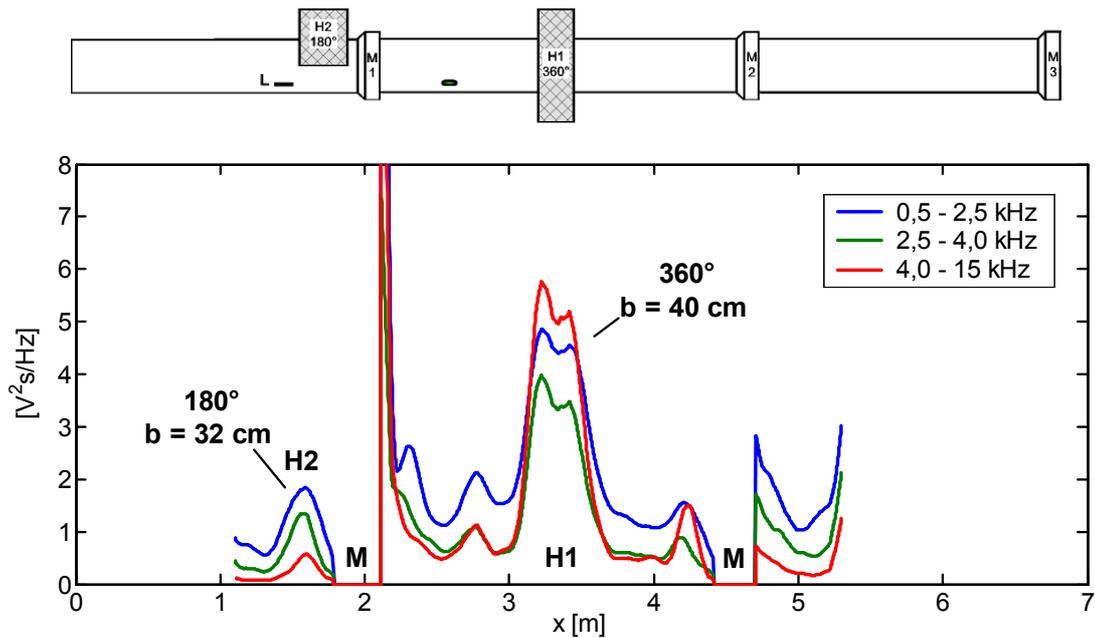


Abb. 5.22: Vergleich der korrelierten Signalenergieanteile für: $f_1 = 0,5 - 2,5$ kHz, $f_2 = 2,5 - 4$ kHz und $f_3 = 4 - 15$ kHz, TP-gefiltert MA60, KEDS, **M**: eliminierte Muffenbereiche

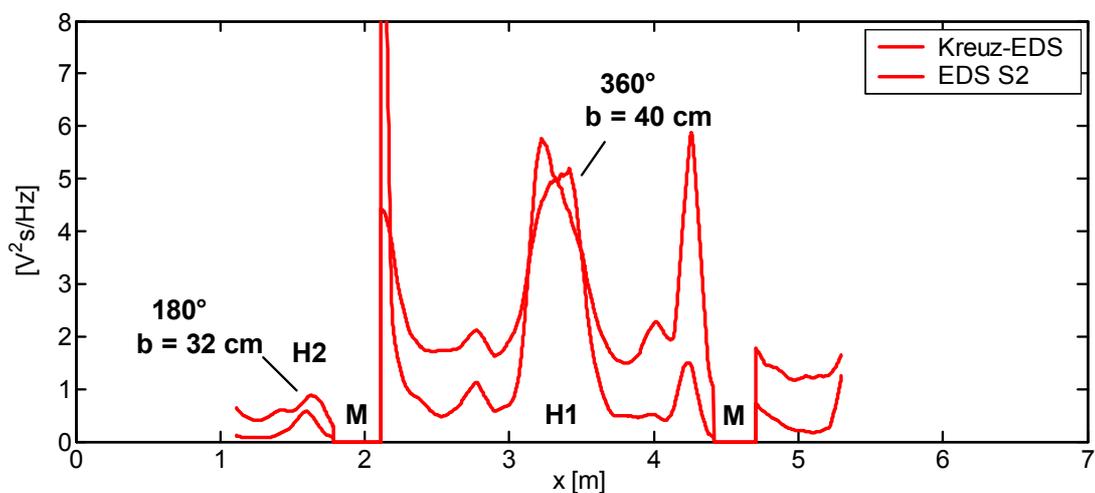


Abb. 5.23: Vergleich der korrelierten Signalenergieanteile mit der Signalenergie von Signal 2 für: $f_3 = 4 - 15$ kHz, TP-gefiltert MA60, **M**: eliminierte Muffenbereiche

Auch wenn die Anomalie im Bereich des Hohlräumcs absolut gesehen nur geringfügig (ca. 10 % - Abb. 5.23) zunimmt bzw. sogar abnimmt (Abb. 5.24), so wird die Hohlraumdetektion doch dadurch erleichtert, dass auch im Bereich intakter Bettung ($x = 2,5 - 3,0$ m und $x = 3,8 - 4,2$ m) eine deutlich Reduktion (ca. 50 %) der korrelierten Signalanteile zu verzeichnen ist.

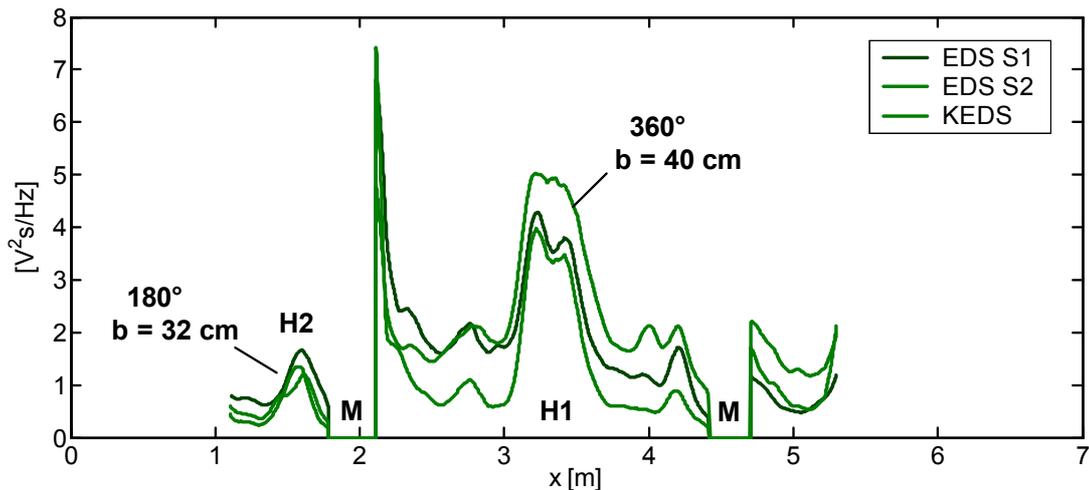


Abb. 5.24: Vergleich der korrelierten Signalenergieanteile mit der Signalenergie von Signal 1 und 2 für: $f_3 = 2,5 - 4$ kHz, TP-gefiltert

Eine automatisierte Hohlräumdetektion kann – legt man die Labormessungen zugrunde – nur eingeschränkt erfolgen, da das Schwingungsverhalten eines Rohres von vielen verschiedenen Faktoren abhängt:

- Rohrlänge
- Wanddicke des Rohres
- Muffenverbindung
- Einbauten (Hausanschluss)
- Materialparameter (Hersteller- und produktionsabhängig)
- Rohrbettung

Die Rohrbettung ist somit lediglich einer von vielen Parametern. So sind in situ immer wieder Abweichungen von erwarteten Parametern zu beobachten. Werden beispielsweise Rohre infolge von Reparaturmaßnahmen ausgetauscht, so kann der E-Modul des neuen Rohres von dem der alten stark abweichen, mit deutlichen Auswirkungen auf das Schwingungsverhalten [Tar01].

Zusammenfassend ist festzustellen, dass sich Hohlräume in der Rohrumbgebung sehr gut im Signalverlauf abzeichnen und unter idealen Bedingungen auch auf wenige Zentimeter genau lokalisiert werden können. Ein für die Rohrstatik kritischer Lagerungsdefekt im unmittelbaren Rohrbereich beeinflusst das Schwingungsverhalten eines Rohres derart, dass er sich signifikant von ungestörten Bereichen abhebt. Es ist allerdings zu erwarten, dass in situ keine sich scharf im Merkmalsverlauf abzeichnende Hohlräume auszumachen sind. Dort ist die Bodenbeschaffenheit möglicherweise inhomogen und zudem unbekannt, und ein Übergang von schlechter Bettung auf einen Hohlraum findet vermutlich ohne scharfe Abgrenzung statt.

Die Vielzahl der unbekannt Parameter erschwert eine automatisierte Hohlraumdetektion erheblich. Da Hohlräume alle denkbaren Formen und Ausprägungen annehmen können, ist auch eine Mustererkennung im Ortsbereich nicht unmittelbar zielführend. Eine Hohlraumdetektion muss daher bislang über eine Schwellwertbildung erfolgen. Die Ergebnisse müssen dann noch immer anhand von Expertenwissen überprüft werden.

5.2.2 Kanalhaltung Rastatt Rheinau

Im Rahmen der DFG-Forschergruppe „Gefährdungspotential von Abwasser aus undichten Kanälen für Boden und Grundwasser“ wurde im Jahr 2000 eine speziell instrumentierte Teststrecke in Rastatt-Rheinau im Kastanienweg eingerichtet. Diese Teststrecke wurde auch von der SAM-Forschergruppe genutzt.

Als Standort für diese Kanal-Teststrecke wurde eine 43 m lange Abwasserhaltung gewählt, die aus Steinzeugrohren DN300 ST SW besteht und mehrere nachgewiesene natürliche sowie eine künstlich erzeugte Leckage enthält [Eis03]. Darüber hinaus wurde bei einer TV-Befahrung am 09.06.2000 eine Vielzahl von Schäden festgestellt (u.a. Wurzeleinwüchse, nicht fachgerecht eingebaute Stützen, verfestigte Ablagerungen sowie Scherbenbildung). Weitere Details zur Teststrecke können in [Eis03] nachgelesen werden.

Diese Teststrecke wurde auch mit Klopfeschall auf Schäden untersucht. Die Haltungslänge von ca. 43 m entsprach in etwa der mit dem Prototyp III ohne größere Umbaumaßnahmen maximal befahrbaren Länge. Eine Hohlraumdetektion an den dort verlegten Steinzeugrohren wird durch die verhältnismäßig kurze Länge von lediglich $l = 1$ m im Vergleich zu den im Labor getesteten Rohren von $l = 2$ bzw. 2,5 m Länge erschwert. Jede Muffe stört den Messablauf einerseits infolge der in Rohrrichtung versetzt angeordneten Anregung und Sensorik, andererseits aufgrund des in situ recht häufig anzutreffenden Rohrversatzes, welcher eine Ankopplung der Sensorik an ein Rohr im Muffenbereich erschwert. Übrig bleibt ein relativ kleiner Bereich von $l = 0,5 - 0,6$ m, in dem die Messwertaufnahme von den Rohrrandbereichen unbeeinflusst ablaufen kann. Aufgrund dessen ist bei kurzen Rohren nur eine Beurteilung der Gesamtbettung eines Rohres sinnvoll durchführbar.

Auch für die Beurteilung der gesamten Bettung eines Rohres – wie bereits in Kapitel 4.4 beschrieben wurde – ist zunächst eine Muffenidentifikation erforderlich, um Fehlinterpretationen zu vermeiden.

5.2.2.1 Muffenidentifikation - Feldmessungen

Die Messungen an der Teststrecke in Rastatt-Rheinau wurden ebenfalls der im Flussdiagramm in Kapitel 4.2 beschriebenen (Abb. 4.7) Datenverarbeitung unterzogen. Bereits in den Rohdaten zeichnen sich die Muffen recht deutlich ab, (hier noch als Minima) vgl. Abb. 5.25.

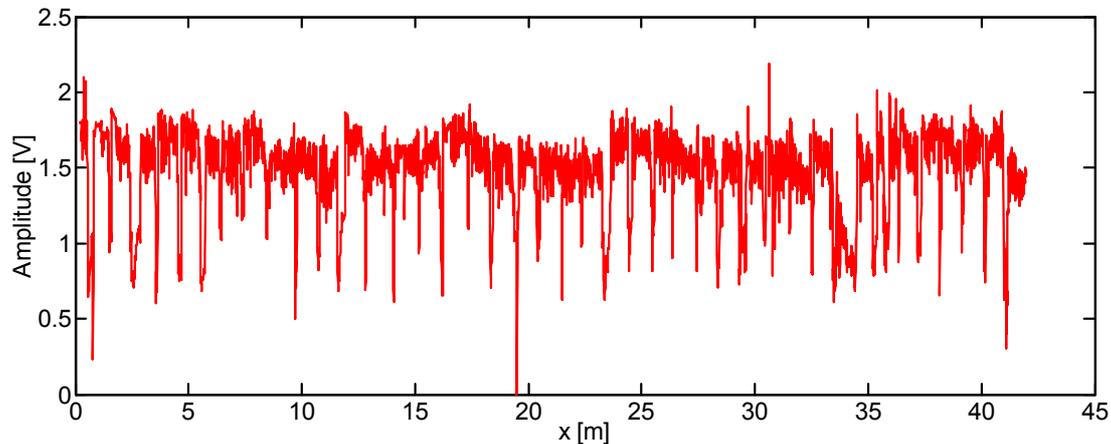


Abb. 5.25: Maximale Schlagamplitude, Rohdaten

Nach einigen Signalverarbeitungsschritten (Tiefpassfilterung, Einheitenkonversion, Betragsfilterung usw.) werden die Muffenbereiche als positive Anomalien angezeigt, vgl. Abb. 5.26.

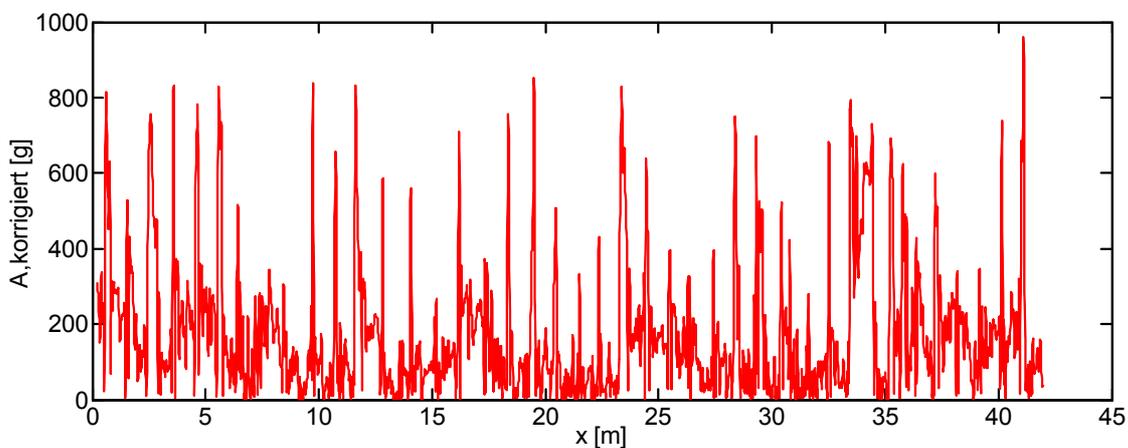


Abb. 5.26: Maximale Schlagamplitude, Betrag

Nach weiteren Signalverarbeitungsschritten, erläutert in Kapitel 4.2, entsteht eine Maske, mit der durch einfache Multiplikation Muffenbereiche ausgeblendet werden können, vgl. Abb. 5.27. Muffenbereiche sind hier mit dem Wert 0 versehen worden, während die übrigen Rohrbereiche den Wert 1 erhalten.

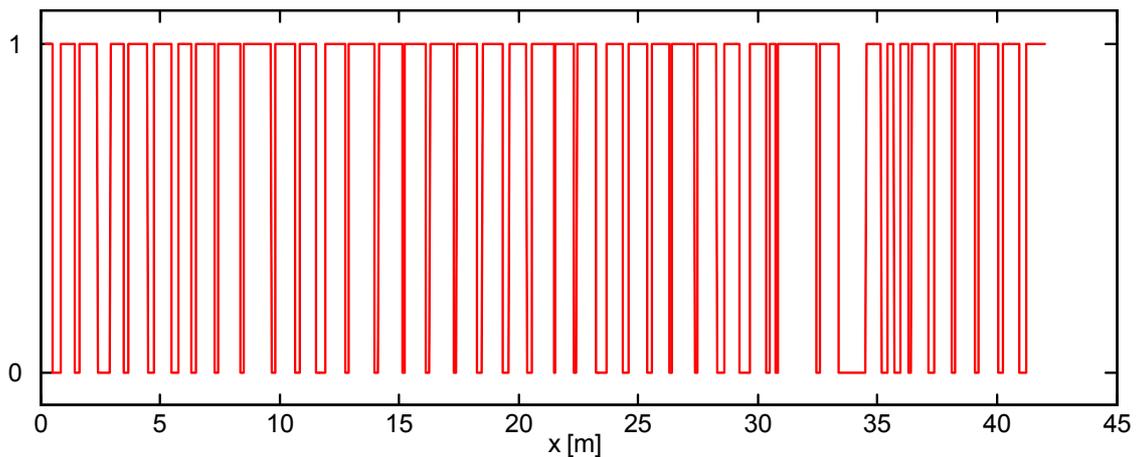


Abb. 5.27: Muffenfenster aus Hammersignal

Auch der Bereich $x = 34 - 35$ m wird ausgeblendet – obwohl hier keine Muffe vorliegt. In diesem Bereich tritt starke Scherbenbildung auf, so dass der Hammerschlag weitgehend ins Leere läuft, was sonst nur bei Muffen der Fall ist. Treten in einer solchen Maske vergleichsweise breite Bereiche auf, die als Muffe klassifiziert werden, so ist ein Abgleich anhand von Videodaten oder TV-Protokollen unbedingt erforderlich.

5.2.2.2 Rissdetektion - Feldmessungen

In situ ist eine Rissdetektion weitaus schwieriger als im Labor zu bewerkstelligen, weil hier die Laufzeitanomalien unterschiedliche Ursachen haben können. Zunächst muss jede Muffe zuverlässig detektiert werden, da infolge von Muffenversatz große Laufzeitunterschiede auftreten können, die von Laufzeitverzögerungen, die durch Risse verursacht werden, unterschieden werden müssen.

Außerdem erschweren Hausanschlüsse und Inkrustationen eine eindeutige Zuordnung der Ergebnisse. Mit speziellen Filterverfahren werden Ausreißer und nicht plausible Messdaten eliminiert bzw. geglättet. Dennoch verbleiben Unsicherheiten bei der Zuordnung der Anomalien. Diese Unsicherheiten können jedoch anhand einer Kombination des Rohr-Impactometers mit einer TV-Befahrung in den meisten Fällen ausgeräumt werden.

In Abb. 5.28 ist die Laufzeitdifferenz über die Kanalhaltung für eine Messung im oberen Rohrbereich (Hammerposition bei 45° bzw. 1.30 Uhr) aufgetragen, während die in Abb. 5.29 dargestellten Messergebnisse mit einer um 180° versetzten Hammerposition erzielt wurden (Hammerposition bei 225°).

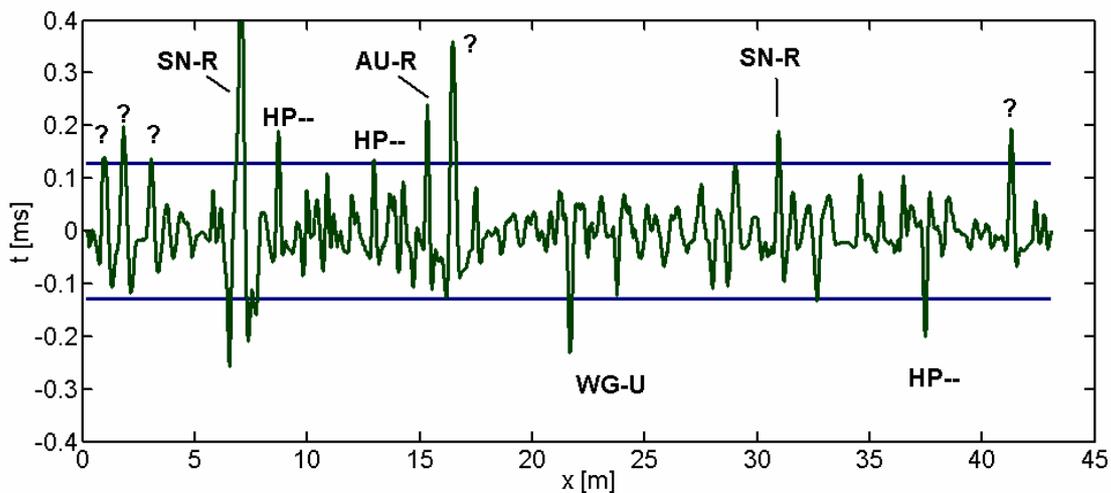


Abb. 5.28: Laufzeitdifferenz zur Rissdetektion, Hammer bei 45°

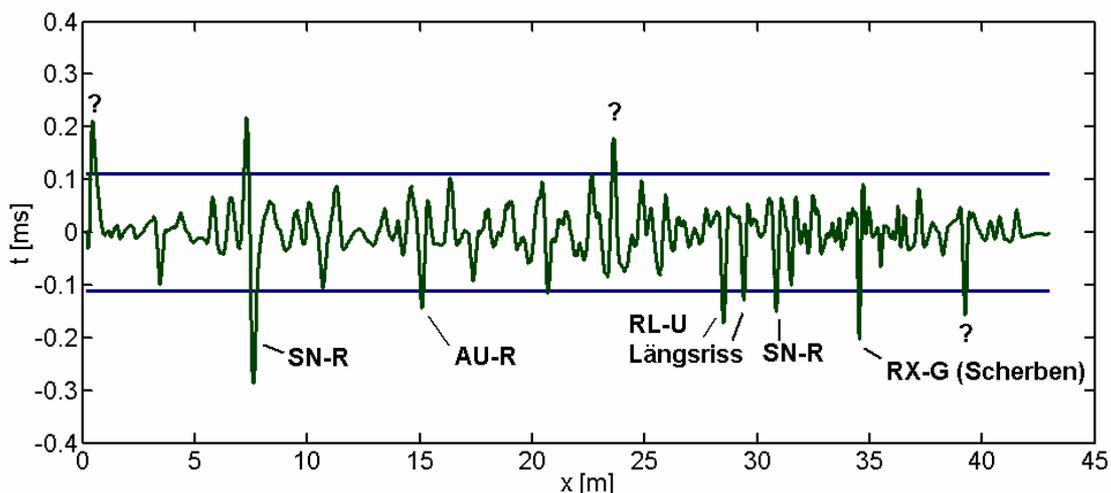


Abb. 5.29: Laufzeitdifferenz zur Rissdetektion, Hammer bei 225°

Für die nachfolgenden Betrachtungen wird vorausgesetzt, dass mindestens 50% der Signale an intakten Bereichen der Teststrecke erfasst wurden – ist diese Quote höher, so ist zu erwarten, dass bereits anhand der TV-Befahrung deutlich wird, dass diese Kanalhaltung einer Komplettanierung bedarf. Eine Laufzeitdifferenz von mehr als 5% des Medians der Laufzeitdifferenzen entspricht dann in etwa einem 10 cm langem Riss, unter der Annahme, dass sich dieser im ungünstigsten Fall genau in der Mitte der direkten Verbindungslinie von Anregung und Sensor befindet und dazu noch um 45° zur direkten Verbindungslinie gedreht ist.

Tabelle 5.4 erläutert die in Abb. 5.28 und 5.29 verwendeten Abkürzungen nach ATV-Standard, hierbei handelt es sich lediglich um einen Auszug der für die Riss- und Hohlraumdetektion relevanten Schäden. Die im Jahr 2000 durchgeführte TV-Befahrung hat die Ergebnisse dieser bereits im Jahr 1996

erfolgten Befahrung weitgehend bestätigt. Die in diesem Kapitel gezeigten Ergebnisse basieren auf Messungen, die vorwiegend im Jahr 2001 stattfanden.

Tabelle 5.4: Schaden nach ATV, Rastatt, Kastanienweg 10.10 1996

Position	Kürzel	Schadensart
7,80 m	SN-R	Stutzen mangelhaft ausgeführt, rechts
14,50 m	AU-R	Abzweig verschlossen, undurchlässig, rechts
16,80 m	WG-U	sonstiger Schaden, GW-Infiltration, Sohle
22,90 m	WG-U	sonstiger Schaden, GW-Infiltration, Sohle
28,90 m	RL-U	Längsriss, Sohle
29,30 m	RL-U	Längsriss, Sohle
31,10 m	SN-R	Stutzen mangelhaft ausgeführt, rechts
33,80 m	RX-G	Scherbenbildung im gesamten Umfang, Anfang
34,80 m	RX-G	Scherbenbildung im gesamten Umfang, Ende
36,10 m	AU-R	Abzweig verschlossen, undurchlässig, rechts
37,50 m	HP--	Abflusshindernis, Wurzeleinwuchs

In ungünstigen Fällen kann es infolge von Lageabweichungen der Rohre bzw. infolge von Muffenversätzen zu Fehlklassifikationen kommen. Bei den in Abb. 5.28 dargestellten Messergebnissen mit der Impulsanregung bei 45° werden etwa 4 Schäden und Ereignisse angezeigt, die anhand der Videobefahrung nicht zugeordnet werden können. Ursache hierfür können – wie bereits erwähnt wurde – neu entstandene Schäden sein, die zum Zeitpunkt der Videobefahrung noch nicht erfasst worden sind. Andererseits kann es zu einer Laufzeitverschiebung aufgrund von Muffenversatz kommen, der sich dann aber als Anomalie ebenfalls in den in Abb. 5.29 dargestellten Ergebnissen wiederfinden sollte. Erwartungsgemäß werden die weiteren im Videoprotokoll vermerkten Schäden im Sohlbereich mit dieser Sensorkonfiguration nicht detektiert.

Die Messung im Sohlbereich (Hammerposition bei 225°) weist 3 Fehlklassifikationen auf. Diese stimmen jedoch nicht mit den Fehlklassifikationen aus Abb. 5.29 überein. Daraus kann man folgern, dass es sich bei den Anomalien höchstwahrscheinlich nicht um Muffenversätze handelt, sondern möglicherweise um lokal auftretenden Wurzeleinwuchs, der die Messung gelegentlich behindert. In der Kanalhaltung in Rastatt Rheinau wurde insgesamt an 17 Stellen Wurzeleinwuchs festgestellt, so dass nahezu jede zweite Rohrmuffe diesen Schaden aufweist und somit eine potentielle Störung der Messung darstellt.

5.2.2.3 Hohlraumdetektion - Feldmessungen

Mit dem an der Laborteststrecke gewonnenem Wissen kann eine Hohlraumdetektion an einer realen Kanalteststrecke, d.h. unter erheblich erschwerten Bedingungen erfolgen. Während im Labor neue Rohre mit definierten Schäden verwendet wurden, wobei es dort kaum Muffenversatz gab und vor allem recht homogene Bettungsverhältnisse vorlagen, treten bei einer realen Kanalteststrecke alle denkbaren Schäden auf, deren Einfluss auf das Schwingungsverhalten nicht vollständig abgeschätzt werden kann.

Insbesondere der Einfluss von Inkrustationen auf das Messergebnis konnte bislang noch nicht ausreichend beschrieben werden. Ebenfalls unbekannt ist das jeweils in den Rohrmuffen verwendete Dichtungsmaterial und dessen elastische Parameter. Ein weiterer wichtiger Parameter, die Rohrbettung, kann in situ ebenfalls nicht quantifiziert werden, so dass eine Überprüfung der Ergebnisse nur anhand von Plausibilitätskontrollen möglich ist. Ein Freilegen der Abwasserrohre kann aufgrund der damit verbundenen hohen Kosten nur in den seltensten Fällen erfolgen.

Die in Abb. 4.10 und 4.11 dargestellte Signalverarbeitung wurde – mit geringfügigen Modifikationen – auch auf die Messdaten aus der Kanalhaltung in Rastatt-Rheinau angewandt. Da die Kreuzenergiedichtespektren die besten Resultate lieferte, vgl. Kapitel 5.2.1.3, wird hier lediglich ein Ergebnis präsentiert, das auf diesem Merkmal basiert, vgl. Abb. 5.30.

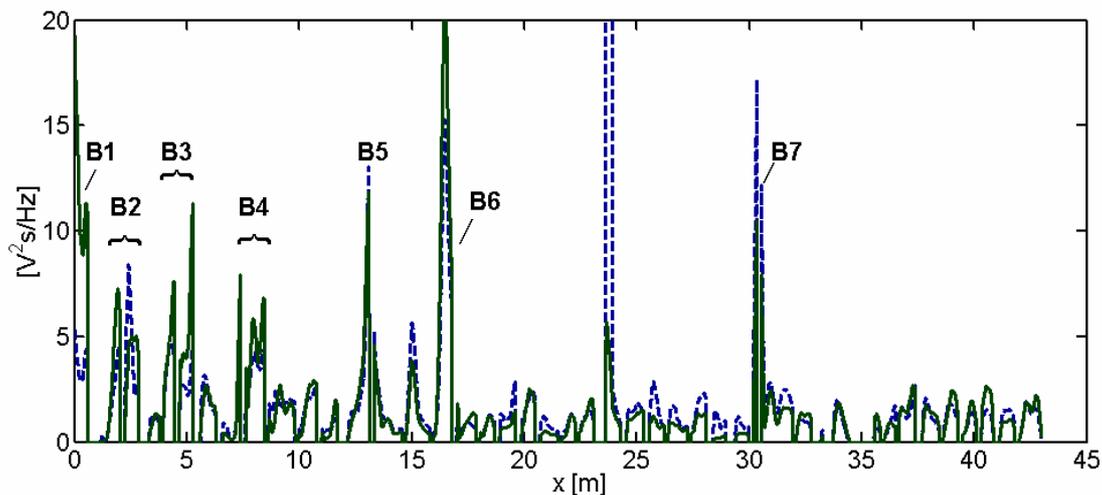


Abb. 5.30: Vergleich der korrelierten Signalenergieanteile für: $f_1 = 0,5 - 2,5$ kHz, $f_2 = 2,5 - 4$ kHz, TP-gefiltert MA60, KEDS, Muffenbereiche eliminiert, gesamte Kanalhaltung

Aus dem Verlauf der in den Kreuzenergiedichtespektren enthaltenen Signalenergie können unterschiedliche Bereiche erhöhter Schwingungsenergie ausgemacht werden, vgl. Abb. 5.4.30, 31 und 32:

Bereich	Haltung [m]	Ereignis
B1	0,0 – 0,7	Schachtbereich
B2	1,5 – 2,8	?
B3	4,0 – 5,3	?
B4	7,5 – 8,5	undichter Stutzen
B5	12,0 – 13,0	undichte Muffe
B6	16,0 – 16,8	bekannter Hohlraum
B7	31,0	undichter Stutzen

Das Energieniveau von 50 % der Kanalhaltung liegt nicht höher als bei $E = 2,5 \text{ V}^2\text{s/Hz}$, wovon sich die oben aufgelisteten Bereiche signifikant abheben.

Skaliert man die Anomalien jedoch am bekannten Hohlraum im Bereich B6: $x = 16,0 - 16,8 \text{ m}$ ($U = 180^\circ$, $b = 32 \text{ cm}$), so sind alle weiteren Bereiche B1 bis B5, sowie B7 als vergleichsweise schwächer ausgeprägt einzustufen. Eine Langzeitbeobachtung dieser Bereiche wäre jedoch anzuraten. Lediglich der Schachtbereich bedarf einer separaten Untersuchung seitens des Kanalbetreibers, die auch angeregt wurde. Ergebnisse hierzu liegen bislang noch nicht vor.

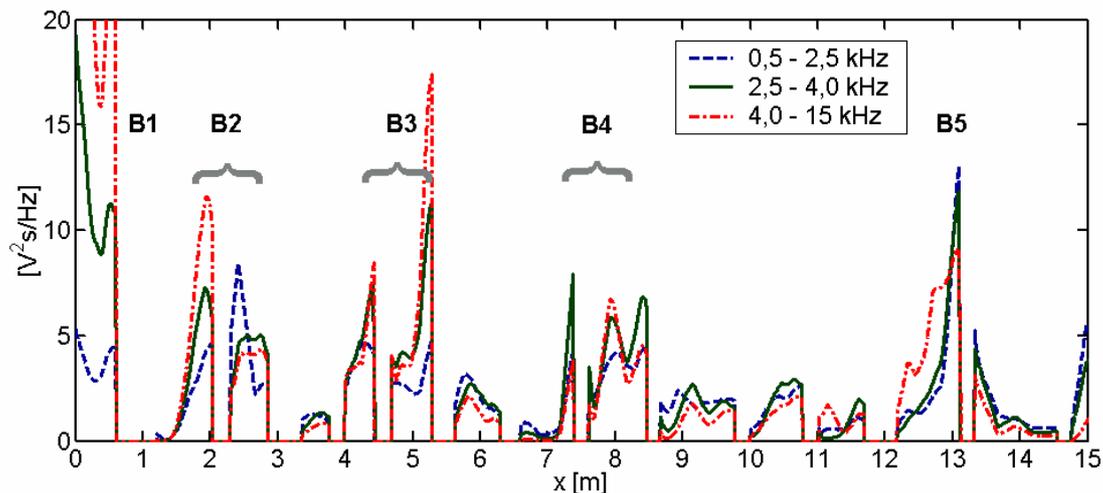


Abb. 5.31: Vergleich der korrelierten Signalenergieanteile für: $f_1 = 0,5 - 2,5 \text{ kHz}$, $f_2 = 2,5 - 4 \text{ kHz}$ und $f_3 = 4 - 15 \text{ kHz}$, TP-gefiltert MA60, KEDS, Muffenbereiche eliminiert, Ausschnitt: 0 - 15 m

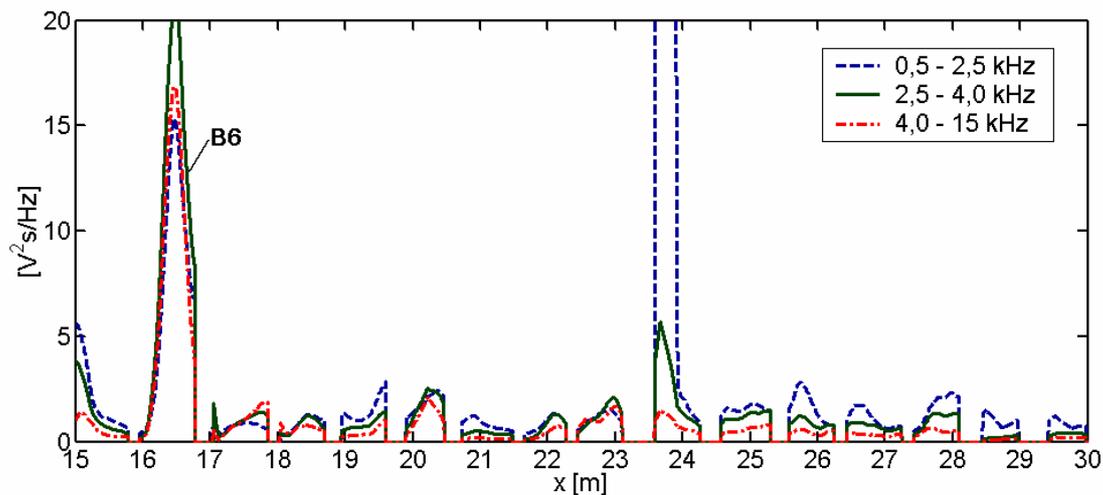


Abb. 5.32: Vergleich der korrelierten Signalenergieanteile für: $f_1 = 0,5 - 2,5$ kHz, $f_2 = 2,5 - 4$ kHz und $f_3 = 4 - 15$ kHz, TP-gefiltert MA60, KEDS, Muffenbereiche eliminiert, Ausschnitt: 15 - 30 m

5.3 Vergleich der Beschleunigungssignale mit Luftschall

Das Ankopplungsproblem bei der Messung von Körperschall lässt sich elegant umgehen, wenn die Abstrahlung des Körperschalls im Rohr mit Mikrofonen berührungslos gemessen wird. Die Herausforderung liegt dabei aber in der Abschirmung des Direktschalls, der um mehrere Größenordnungen stärker ist als der abgestrahlte Körperschall. Für die Beurteilung des Schwingungsverhaltens eines Rohres mit Messmikrofonen eignet sich das Merkmal „Signalenergie“ nur bedingt. Sehr gute Resultate wurden mit dem Merkmal „Peak-to-peak“ erzielt, also der Differenz der größten positiven und negativen Signalamplitude, das auch schon zur Muffenidentifikation beim Schlagsignal verwendet wurde.

Verglichen wurden die Mikrofonmessungen mit Messergebnissen der Beschleunigungssensoren vom Rohr-Impactometer, Prototyp I, vgl. Abb. 5.33. Anhand der Messergebnisse kann man erkennen, dass der 360° -Hohlraum in der Mitte der Laborteststrecke sowohl von den Beschleunigungssensoren als auch vom Mikrofon etwa gleich gut angezeigt wird. Im Muffenbereich reagieren beide Sensoren jedoch unterschiedlich. Dort zeigen die Beschleunigungssensoren sowohl eine negative als auch eine positive Anomalie. Die negative Anomalie kann damit erklärt werden, dass die Sensoren den Kontakt zur Rohrwand verlieren und darum zeitweise kein Signal liefern. An der gleichen Stelle ist im Merkmalsverlauf des Mikrofonsignals eine positive Anomalie zu erkennen, da in diesem Fall Direktschall bzw. von der Rohrwand reflektierter Direktschall an der Schaumstoffummantelung vorbei in das Mikrofon einkop-

pelnen kann. Ein Verlust des Kontaktes zur Rohrwand führt zu einem unerwünschten Störanteil im Signal.

Der 2. Hohlraum (H2-180°), der für beide Messungen an leicht unterschiedlichen Positionen in der Nähe der Glocke des ersten Rohres eingebracht wurde – es wurden 2 sich geringfügig unterscheidende Messreihen miteinander verglichen – zeichnet sich im Mikrofonsignal viel deutlicher ab, deutlicher sogar als der größere Hohlraum H1 (360°). Hier besitzt die Mikrofonmessung erhebliche Vorteile gegenüber den Beschleunigungsmessungen.

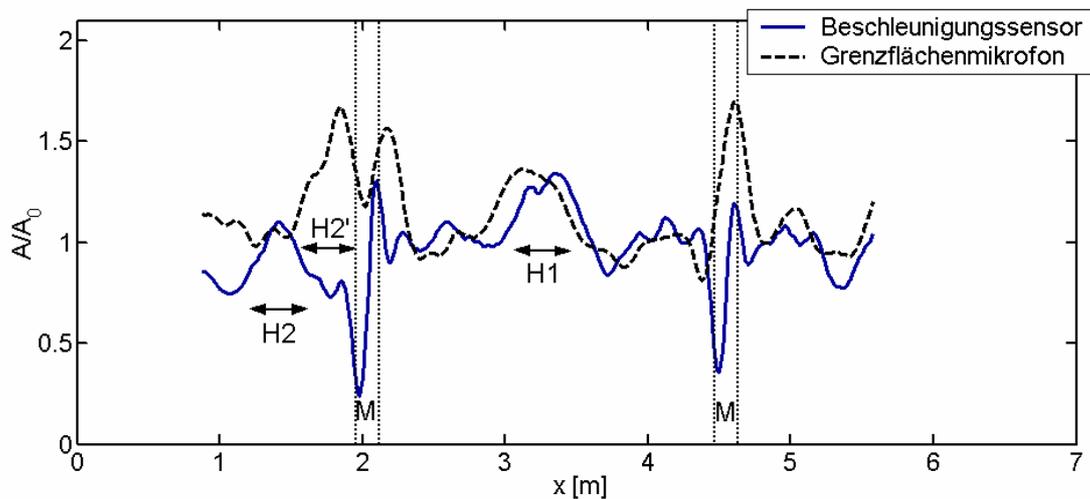


Abb. 5.33: Vergleich des Peak-to-peak-Verhältnisses von Beschleunigungssignalen und Mikrofonsignalen, MA5, auf Mittelwert normiert, H1: 360° Hohlraum, $b = 40$ cm, H2 und H2': 180°-Hohlraum, $b = 32$ cm.

Die höhere Signalqualität wird deutlich, wenn man Messungen im ungestörten Rohrbereich miteinander vergleicht. Hierzu wurde eigens eine Messung ohne Hohlräume durchgeführt. Vergleicht man wiederum die Mikrofonmessung mit einer Körperschallmessung, so kann eine Reduktion der Messunsicherheit mit den Mikrofonmessungen erzielt werden, vgl. Abb. 5.34.

Die an sich vergleichsweise geringe Streuung der Messwerte der Beschleunigungssignale des Prototypen I, siehe hierzu auch die Ausführungen im vorigen Kapitel, werden von den Mikrofonsignalen noch unterboten. In den Bereichen $x = 2,7$ bis $3,0$ m und $x = 3,1$ bis $3,5$ m beträgt die Standardabweichung für die Mikrofonmessung jeweils $\sigma_M = 4$ % (vgl. Abb. 5.34). In diesen Bereichen ist die Standardabweichung σ_B der Beschleunigungssignale etwa doppelt so hoch. Im dritten Bereich $x = 3,6$ bis $4,0$ m ist sie aufgrund eines Messfehlers mit $\sigma_M = 16$ % höher als die der Beschleunigungssignale. Lässt man den Messfehler unberücksichtigt, so reduziert sich in diesem Bereich die Standardabweichung auf $\sigma_M = 5$ % und ist damit genauso groß wie die der Beschleunigungssignale.

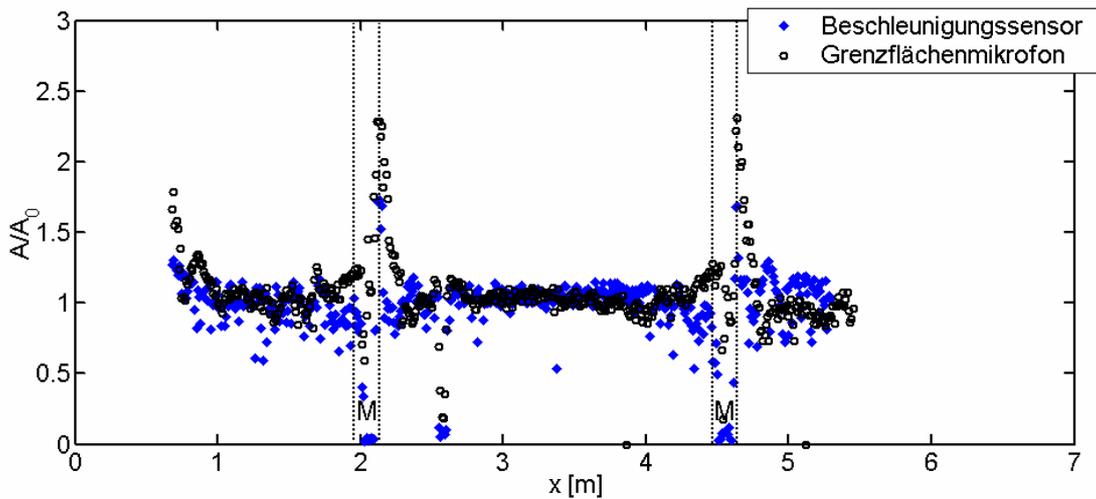


Abb. 5.34: Vergleich des Peak-to-peak-Verhältnisses von Beschleunigungssignalen und Mikrofonsignalen, MA5, auf Mittelwert normiert

Je geringer die Messunsicherheit der Signale ist, desto besser lässt sich eine Anomalie infolge eines Hohlraums im Merkmalsverlauf detektieren. Darum wird einer Reduktion der Messunsicherheit entweder über eine verbesserte Sensorankopplung oder über eine Messwertmittelung hohe Priorität zugebilligt.

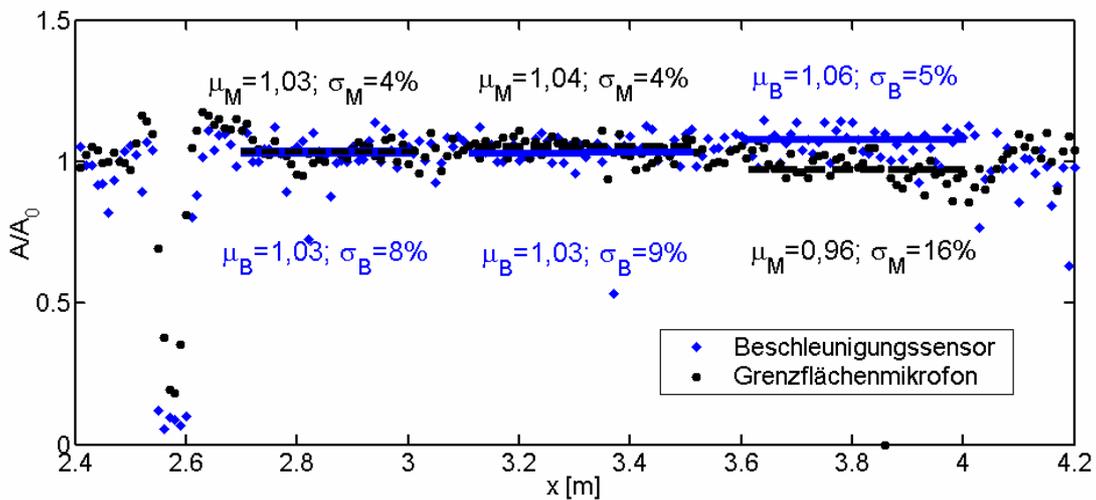


Abb. 5.35: Vergleich des Peak-to-peak-Verhältnisses von Beschleunigungssignalen und Mikrofonsignalen, MA5, auf Mittelwert normiert

6 BEWERTUNG DES VERFAHRENS

6.1 Messgenauigkeit

Während systematische Fehler auf die Messung mit dem Rohr-Impactometer nur einen geringen Einfluss haben, spielen stochastische Messfehler eine viel größere Rolle. Die Ursachen für stochastische Störungen können in den meisten Fällen nicht behoben werden, der Fehler kann lediglich durch Fehlermodellierung und Mittelung über viele Messungen minimiert werden. Zunächst wird die Messgenauigkeit der Messdatenerfassungseinheit untersucht, um abschätzen zu können, ob aufwändige Modifikationen des Messgeräts lohnenswert sind. Nur wenn die Messgenauigkeit der Messwerterfassungseinheit ausreicht, verbessert eine Zunahme der Positionierungsgenauigkeit der Sensoren die Qualität des Messergebnisses.

6.1.1 Systematische Fehler

Fehler der Wegmessung

Die laterale Zuordnung von Anomalien im Abwasserrohr kann bei einer Länge der Kanalhaltung von mehr als $l = 40$ m aufgrund der ungenauen axialen Positionierung bis zu $\pm \Delta z = 0,5$ m von der tatsächlichen Position abweichen. Dieser Fehler kann unter Verwendung einer automatischen Wegmessung auf weniger als $\pm \Delta z = 0,2$ m reduziert werden.

Auswirkung des geometrischen Fehlers auf die Signalenergie

Näherungsweise kann man die Eigenmoden eines Rohres trotz der Rohrkrümmung als stationäre Sinusschwingungen betrachten, so dass für die Moden $n = 4$ und $n = 2$ die Messung im Schwingungsbauch erfolgt. Dort wirkt sich eine geringe Abweichung von der Rohrsymmetrie nur wenig aus. Eine Winkelabweichung von 1° entspricht einem Fehler in der Bestimmung der Signalenergie von

$$\Delta E \approx \left[\sin \left(4 \cdot 2\pi \frac{1^\circ}{360^\circ} \right) \right]^2 = \sin^2 \left(\frac{8\pi}{360} \right) \approx 0,5\% \quad (6.1)$$

für die Moden $n = 4$. Für die Moden $n = 2$ liegt der Fehler bei 0,1%. Beim Prototyp III des Rohr-Impactometers wurde ein Mechanismus installiert, der in kreisrunden Rohrquerschnitten eine Symmetrie der Sensoren durch Koppelung beider Seiten erzwingt, wodurch der Messfehler infolge asymmetrischer Sensoranordnung bei intakten Rohren auf weniger als 1° reduziert wird.

Auswirkung des geometrischen Fehlers auf die Laufzeitmessung

Eine Abweichung von der Rohrsymmetrie wirkt sich unmittelbar und recht deutlich auf die Laufzeitmessung aus. Im praktischen Betrieb wurden Unter-

schiede in der Laufzeit vom Hammer zum Sensor 1 bzw. 2 von teilweise $t = 0,02$ ms oder mehr festgestellt, vgl. Abb. 6.1. Auf die Rissdetektion hat dieser Fehler aber keinen Einfluss, solange dieser Laufzeitunterschied über eine Rohrlänge konstant bleibt.

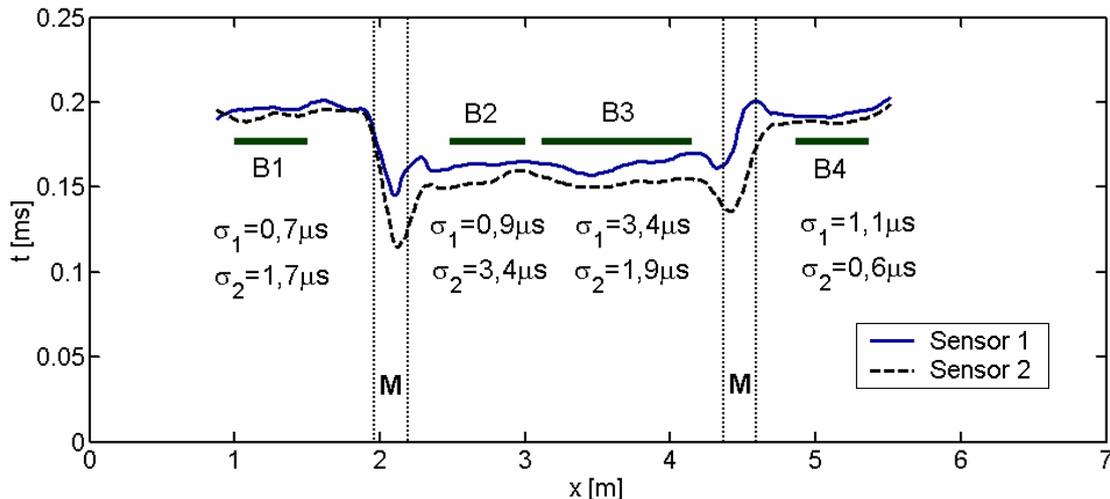


Abb. 6.1: Messabweichung bei Rissdetektion mit adaptivem Schwellwert

Auswirkung von unterschiedlichen Materialparametern auf die Laufzeitmessung

Sichtbar werden auch die deutlichen Laufzeitunterschiede der beiden äußeren Rohre der Laborteststrecke im Vergleich zum mittleren Rohr. Dieser Unterschied ist allein darauf zurückzuführen, dass die Rohre von unterschiedlichen Herstellern stammen und aufgrund abweichender Herstellungsverfahren und Materialzusammensetzung unterschiedliche Schwingungseigenschaften aufweisen.

Die Auswirkungen der systematischen Fehler auf das Messergebnis bleiben gering, da das Messprinzip auf vergleichenden Messungen basiert. Wirkt der Fehler für alle Messungen in dieselbe Richtung, ist er dann sogar gänzlich zu vernachlässigen. Oft kann ein systematischer Fehler auch anhand von zusätzlichen Informationen, wie beispielsweise einer Videobefahrung, eingegrenzt und plausibel erklärt werden, beispielsweise wenn eine Rohrverformung festgestellt wird.

6.1.2 Statistische Fehler

Statistische Fehler spielen für die Klopfprüfung eine große Rolle, da ihre Größenordnung je nach Ankopplungsart fast die Größenordnung der Messwerte erreichen kann. Zur Beschreibung des statistischen Fehlers bzw. der Güte eines Messwertes wird ein Vertrauensbereich um den Mittelwert μ der Normalverteilungsfunktion festgelegt.

Besonderes Augenmerk verdient die Ankopplung der Sensorik an die Rohrwand, welche die Güte der Messungen entscheidend beeinflusst. Aber auch über das Trägerfahrzeug eingekoppelte Störsignale beeinflussen eine Messung erheblich, während äußere Störsignale aufgrund ihrer tiefen Frequenzen bzw. der guten Dämpfung des Bodenmaterials die Messungen nicht beeinträchtigen. In welchem Umfang die einzelnen Fehler auftreten, wird in den nachfolgenden Kapiteln erörtert.

6.1.2.1 Diskretisierungsfehler

Die Messwertabtastung erfolgt mit einer Samplingrate von 500 kHz. Damit ist der Diskretisierungsfehler maximal $\Delta t = 0,002$ ms groß, was bei einer mittleren Wellenausbreitungsgeschwindigkeit von $c = 2000$ m/s einem zurückgelegten Weg von $s = 4$ mm entspricht. Mittelung über mehrere Messwerte reduziert die Standardabweichung um $1/\sqrt{N}$, also für $N = 10$ um mehr als zwei Drittel, d.h. der Diskretisierungsfehler ist nunmehr kleiner als $\Delta t = 0,001$ ms. Für die Rissdetektion bedeutet das, dass der Diskretisierungsfehler so gering ist, dass er gegenüber anderen Fehlern vernachlässigbar ist. Für die Hohlraumdetektion ist der zeitliche Diskretisierungsfehler ohne Belang. Hierfür spielt Diskretisierung der Signalamplituden eine Rolle. Mit einer Auflösung von 12 bit bei einem 10-stufigen Verstärkungsbereich von 0,02 bis 42 Volt kann das Erfassen der Beschleunigungen immer im optimalen Bereich erfolgen, so dass immer mindestens 10 bit für die Amplitudendiskretisierung zur Verfügung stehen. Bei einem Fehler von 1 bit oder weniger als 0,5% wird die Hohlraumdetektion durch die Messwernerfassung nicht beeinträchtigt.

6.1.2.2 Ankopplung der Aufnehmer

Auf die Ankopplungsproblematik der Sensorik wurde bereits im Kapitel 3.3.1 recht ausführlich eingegangen. Für die Beurteilung der Güte der Ankopplung wurde ein repräsentativer intakter Bereich in der Teststrecke ausgewählt, in dem 10 aufeinanderfolgende Messungen innerhalb eines Bereiches von etwa $x = 2$ cm Länge aufgenommen wurden.

Als Maß für die Güte der Ankopplung können folgende Merkmale herangezogen werden:

- Die Standardabweichung des auf die Schlagamplitude bezogene „Peak-to-peak“-Verhältnis.
- Das Maximum des Kreuzkorrelationskoeffizienten $\text{Max}_i\{\rho_{i,10}(t-\tau)\}$ der Korrelation von 10 aufeinanderfolgender Messungen ($i = 1..10$) mit einem über 10 Messungen gemittelten Signal.

- Abweichung der Frequenzgänge bzw. der Übertragungsfunktionen voneinander

Signalamplituden (Peak-to-peak-Verhältnis)

Werden die auf die Schlagamplitude normierten maximalen Signalamplituden für jeden Messwert über der Rohrachse aufgetragen, so wird deutlich, dass die Messwertstreuung teilweise so stark ist, dass sich ein 360°-Hohlraum mit einer Breite von $b = 40$ cm nicht signifikant vom ungestörten Rohrbereich abhebt, vgl. Abb. 6.2. Die Standardabweichungen für die 3 gekennzeichneten Bereiche, die eine Ausdehnung von $\Delta x = 40$ bzw. 50 cm besitzen und allesamt im ungestörten Rohrbereich liegen, sind in Tabelle 6.1 aufgelistet. Sie betragen etwa 30 bis 40 % des Mittelwertes im jeweiligen Bereich.

Tabelle 6.1: Vergleich von μ und σ für „Peak-to-peak“-Amplituden bezogen auf die Schlagamplitude für die in Abb. 6.2 eingezeichneten Messbereiche

Messbereich	μ	σ	Bereich
2,5 – 3,0 m	1,05	0,35	B1
3,9 – 4,3 m	1,10	0,43	B2
4,9 – 5,3 m	1,08	0,32	B3

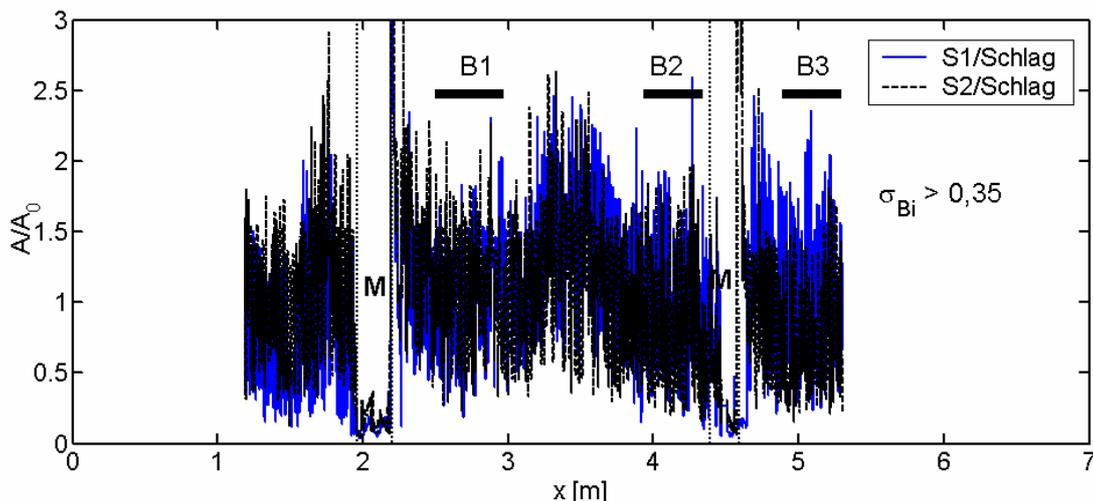


Abb. 6.2: Streuung der Amplituden bei schleifender Ankopplung, Rohdaten

Um die auf die Ankopplungsbedingungen zurückzuführende Messwertabweichung von anderen, großräumigeren Einflüssen abkoppeln zu können, wurden für einige im Vergleich zu Abb. 6.2 kürzere Bereiche für jeweils 10 Messwer-

te die Mittelwerte μ und die Standardabweichungen σ für auf die Schlagamplitude bezogene „Peak-to-peak“-Amplituden der Sensorsignale berechnet, vgl. Tabelle 6.2. Es ergeben sich jedoch keine signifikanten Unterschiede im Vergleich zu den breiter gefassten Bereichen B1 bis B3.

Tabelle 6.2: Vergleich von μ und σ des auf die Schlagamplitude bezogenen „Peak-to-peak“-Verhältnis für unterschiedliche Messbereiche

Messbereich	μ	σ	σ_{MA10}	σ_{MA60}	Bereich
2,50 – 2,52 m	1,01	0,30	0,044	0,003	B11
2,52 – 2,54 m	1,09	0,41	0,033	0,003	B12
3,50 – 3,52 m	1,62	0,54	0,032	0,001	Hohlraum 1
3,52 – 3,54 m	1,67	0,28	0,077	0,002	Hohlraum 1
4,00 – 4,02 m	1,16	0,38	0,027	0,010	B21
4,02 – 4,04 m	1,20	0,44	0,034	0,005	B22
5,00 – 5,02 m	0,92	0,39	0,033	0,001	B31
5,02 – 5,04 m	1,20	0,28	0,030	0,001	B32
5,08 – 5,10 m	0,90	0,61	0,020	0,006	B35

Daraus kann gefolgert werden, dass die Ursache für die Messungenauigkeit in der Sensorankopplung begründet liegt, weil angenommen werden kann, dass sich innerhalb der sehr kleinen Messbereiche von lediglich $\Delta x = 2$ cm das Schwingungsverhalten eines Rohres sowie die Bettungseigenschaften nur wenig ändern. Ein weiteres Indiz hierfür ist, dass die starke Messwertstreuung durch eine Kreuzkorrelation der Sensorsignale S1 und S2 bereichsweise um Faktor 2 bis 3 reduziert werden konnte, vgl. Abb. 3.14 und 3.15 in Kapitel 3.3.1. Dies wäre nicht der Fall, wenn die Messwertstreuung beispielsweise auf die Rohrposition zurückzuführen wäre.

Abhilfe verschafft eine Tiefpassfilterung, beispielsweise mit einem gleitenden Mittelwert von 10 bzw. 60 Werten, der als MA10 oder MA60 bezeichnet wird (MA: Moving Average). Die Standardabweichung reduziert sich um etwa eine Größenordnung (vgl. Tabelle 6.2), so dass sich der zu ortende Hohlraum nach der Filterung signifikant von den ungestörten Rohrbereichen abhebt, vgl. Abb. 6.3.

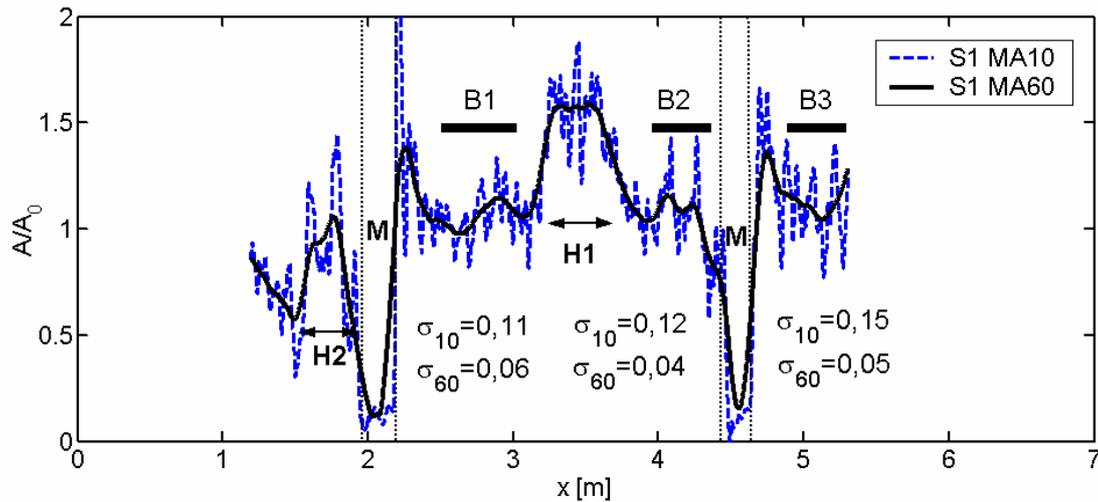


Abb. 6.3: Streuung von einzelnen Signalen im Vergleich zu einem gemittelten Signal, Labormessungen mit zwei Hohlräumen – H1: 360° , $b = 40$ cm und H2: 180° , $b = 32$ cm

Um der möglichen Ursache der starken Messwertstreuung nachzugehen, werden in Abb. 6.4 10 typische unmittelbar aufeinanderfolgende Zeitsignale abgebildet. Es fällt auf, dass sich die unterschiedliche Ankopplung vornehmlich in einer Abweichung der Schwingungsamplituden in den ersten 0,5 ms der angeregten Schwingung niederschlägt. Zudem ist eine leichte Phasenverschiebung bzw. eine Überlagerung einer Welle mit einer abweichenden Frequenz in manchen Signalen zu beobachten.

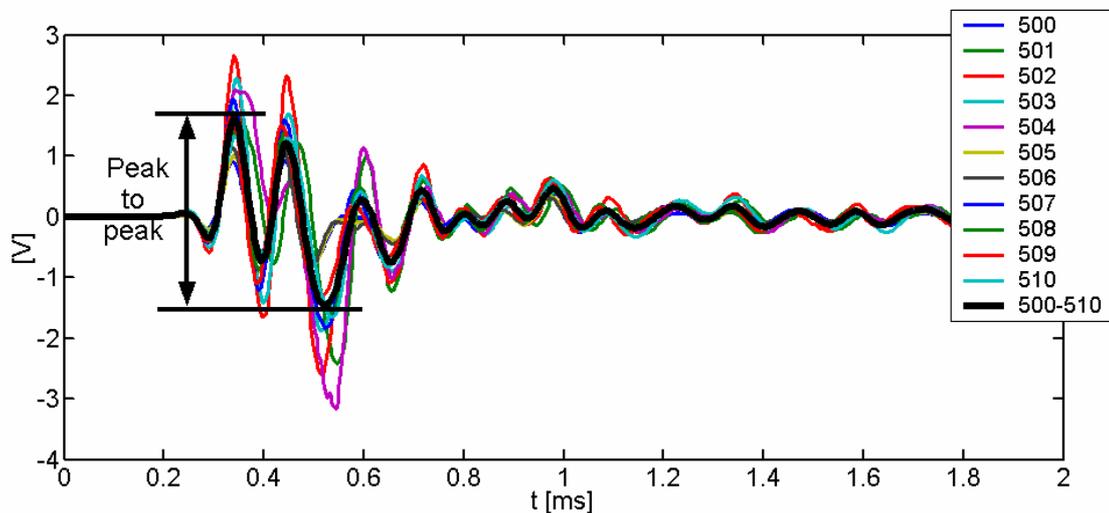


Abb. 6.4: Streuung des Zeitsignals aufeinanderfolgender Messungen im Vergleich zu einem gemittelten Signal, gebettetes Rohr, gute Bettung

Im weiteren Verlauf zeigt die Rohrschwingung ein nahezu kongruentes und phasengleiches Verhalten. Dieses Phänomen ist möglicherweise größtenteils dem Prellen des Schlagbolzens zuzuschreiben, das einen zweiten schwächeren Impuls auslöst, der den ersten überlagert. Durch dieses Prellen kann die

Streuung des Signals innerhalb der ersten 0,5 ms erklärt werden, die im Laufe des Ausschwingvorgangs deutlich abnimmt.

Als Konsequenz aus dem festgestellten Sachverhalt muss die Möglichkeit in Betracht gezogen werden, die Signale erst nach dem Einschwingvorgang für die Signalverarbeitung heranzuziehen. Hierzu wurde ein Hanning-Fenster mit einer Länge von $t = 2,4$ ms gewählt, das bei $t = 0,8$ ms einsetzt, vgl. Abb. 6.5. Das Hanningfenster wurde gewählt, um den durch eine Rechteckfensterung entstehenden Leckeffekt zu minimieren. Das Peak-to-Peak-Verhältnis der auf den Schlagimpuls bezogenen Signalamplituden nach Hanning-Fensterung ist in Abb. 6.6 dargestellt.

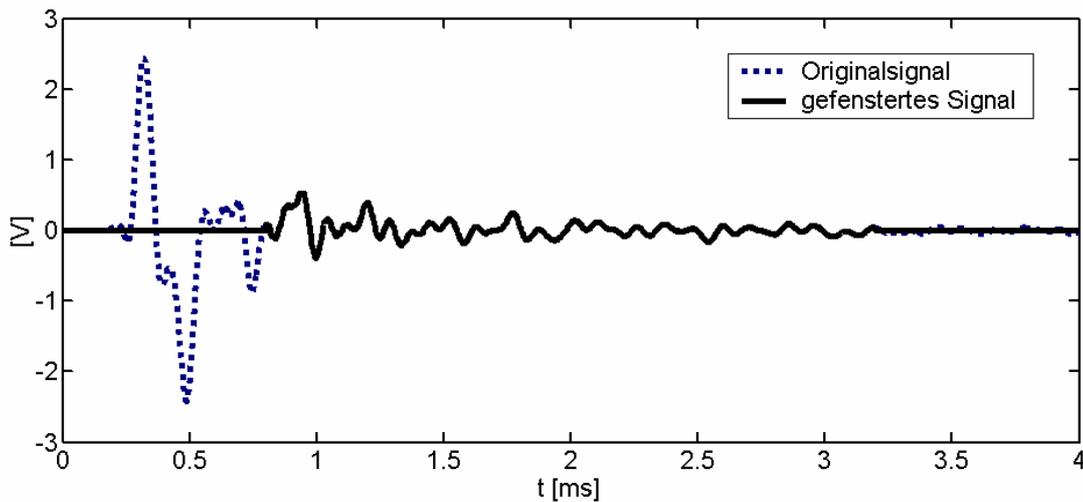


Abb. 6.5: Hanningfensterung im Zeitbereich: $0,8 \text{ ms} < t_{S1} < 3,2 \text{ ms}$

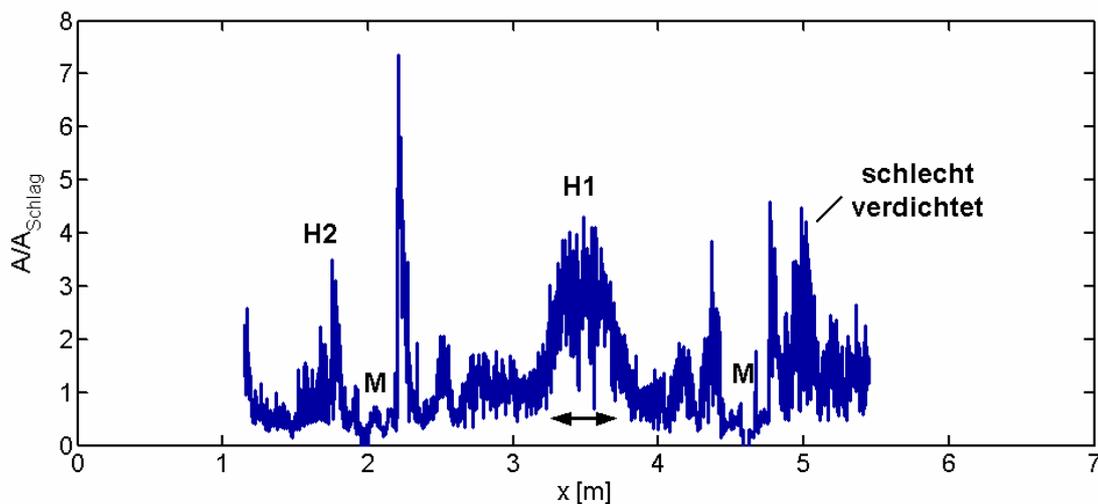


Abb. 6.6: Streuung des auf die Schlagamplitude bezogenen Peak-to-peak Verhältnisses von Signal 1, nach Hanningfensterung gemäß Abb. 6.5

Der Hohlraumbereich ist jetzt deutlicher sichtbar als bei den in Abb. 6.2 dargestellten Ergebnissen und hebt sich signifikant von den anderen Bereichen ab. Selbst der kleine Hohlraum H2 bei $x = 1,8$ m zeichnet sich im Merkmalsverlauf ab. Somit wurden hauptsächlich für die Hohlraumdetektion irrelevante Signalanteile entfernt. Die Annahme einer besseren Ankopplung konnte jedoch nur bereichsweise und in weitaus geringerem Umfang bestätigt werden als angenommen – es war keine signifikante Verminderung der Standardabweichung festzustellen (man beachte die unterschiedliche Skalierung in Abb. 6.6 und 6.2). Aus diesem Grund muss weiterhin eine Tiefpassfilterung durchgeführt werden, um den Einfluss der Ankopplung auf das Messergebnis zu eliminieren.

Eine Hanningfensterung wirkt sich ebenfalls positiv auf das SNR-Verhältnis des Kriteriums der Signalenergie für ausgewählte Frequenzbändern aus. Für den Frequenzbereich $f = 0,5 - 1$ kHz, dargestellt in Abb. 6.7, wird das höchste Signal-zu-Rausch-Verhältnis im Hinblick auf eine Hohlraumdetektion erreicht, wenn der Durchlassbereich $t = 0,8$ bis $2,4$ ms umfasst. In diesem Zeitfenster liegen die für eine Hohlraumortung signifikanten Signalanteile. Der Durchlassbereich des Fenster kann nicht beliebig klein gewählt werden. Bis zu einer Länge von $t = 0,8$ ms bringt das Eliminieren des vorderen Signalbereiches eine entscheidende Verbesserung. Wird der Durchlassbereich kleiner gewählt, so werden relevante Signalanteile eliminiert.

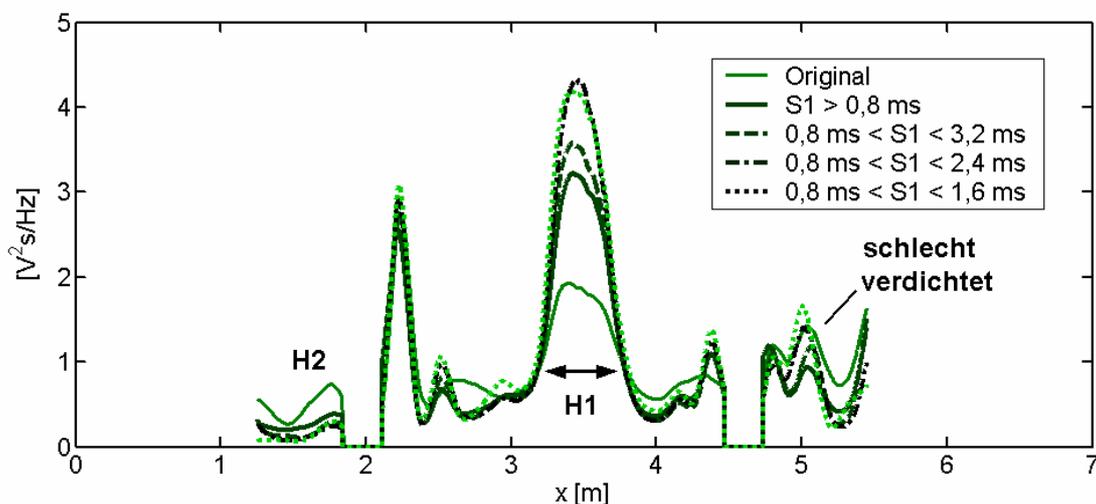


Abb. 6.7: EDS von Signal $s_1(t)$, Vergleich unterschiedlich gefensterter Signale, Frequenzbereich $f = 0,5$ bis 1 kHz, mit den Hohlräumen **H1**: $\varphi = 360^\circ$, $b = 40$ cm, **H2**: $\varphi = 180^\circ$, $b = 32$ cm, **MA60**.

Um den Einfluss der Ankopplung weiter zu reduzieren, wird das Kreuzenergiespektrum aus beiden Signalen errechnet. Das Optimum wird schließlich im Frequenzbereich $f = 4 - 4,5$ kHz für einen Durchlassbereich von $t = 0,8$ bis $3,2$ ms erreicht. Eine Verdopplung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses auf etwa $\text{SNR} > 8$ wird hauptsächlich deshalb erreicht, weil die

Basislinie im Vergleich zu einem ungefensterten Signal um ca. 50 % reduziert wird, vgl. Abb. 6.8.

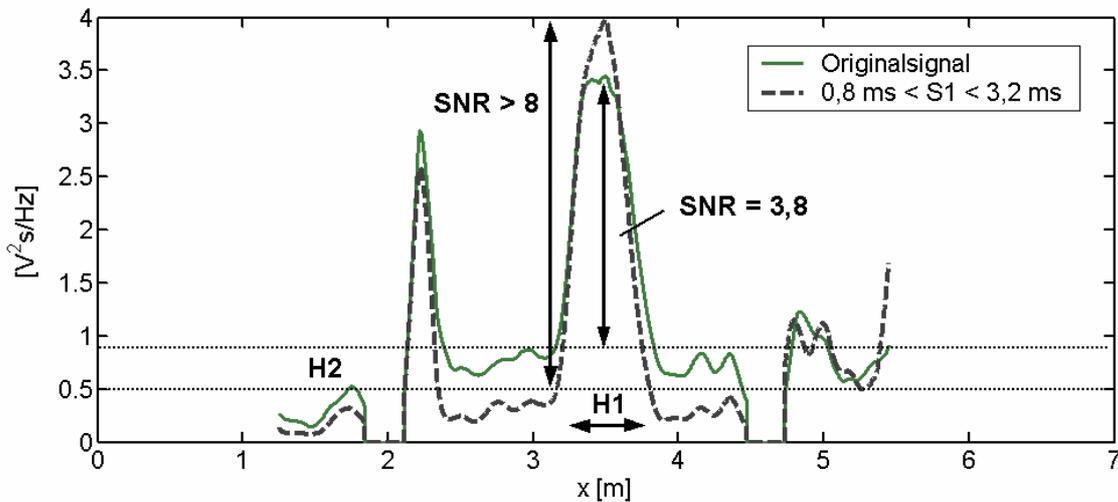


Abb. 6.8: Vergleich der KEDS im Frequenzbereich $f = 4$ bis $4,5$ kHz mit den Hohlräumen **H1**: $\varphi = 360^\circ$, $b = 40$ cm, **H2**: $\varphi = 180^\circ$, $b = 32$ cm, **MA60**.

Diese Signalfensterung im Zeitbereich wirkt sich jedoch lediglich auf eine Detektion von Hohlräumen vorteilhaft aus, die sich über den gesamten Rohrumfang erstrecken. Der kleinere Hohlraum H2 wird hingegen fast völlig unterdrückt. Aufgrund dieser Einschränkung wurde dieses Kriterium auf die Messungen in Rastatt-Rheinau nicht angewandt, außerdem ist eine Verallgemeinerung der vorgestellten Ergebnisse nicht möglich, da sich bei anderen Rohrmaterialien, -durchmessern, -längen und Wandstärken Frequenzverschiebungen ergeben, die das Ergebnis nachhaltig beeinflussen können. Anhand der in Kapitel 3 diskutierten Zusammenhänge lassen sich diese Frequenzverschiebungen jedoch abschätzen, so dass die Frequenzbereiche im Vorfeld der Signalauswertung so bestimmt werden können, dass die Ergebnisse zumindest in der Nähe des Optimums liegen und ein zeitaufwändiges Trial-and-Error-Verfahren vermieden werden kann.

Durch die vorgestellten Maßnahmen wird der Einfluss der Ankopplung auf ein Minimum reduziert, so dass große Hohlräume sehr zuverlässig detektiert werden können.

Das Maximum des Kreuzkorrelationskoeffizienten

Ein weiteres Kriterium, das die Güte der Ankopplung beschreibt, ist das Maximum des Kreuzkorrelationskoeffizienten. Es beschreibt die Übereinstimmung von 10 aufeinanderfolgender Messungen ($i = 1..10$) mit einem Mustersignal. In dem in Abb. 6.9 dargestellten Messbeispiel ergeben 5 von 10 Messungen eine Korrelation von nahezu 1, d.h. diese Signale stimmen sehr gut mit dem Mustersignal überein, sie wurden folglich in einem intakten

Rohrbereich aufgenommen, zudem ist eine gute Ankopplung der Sensoren gegeben.

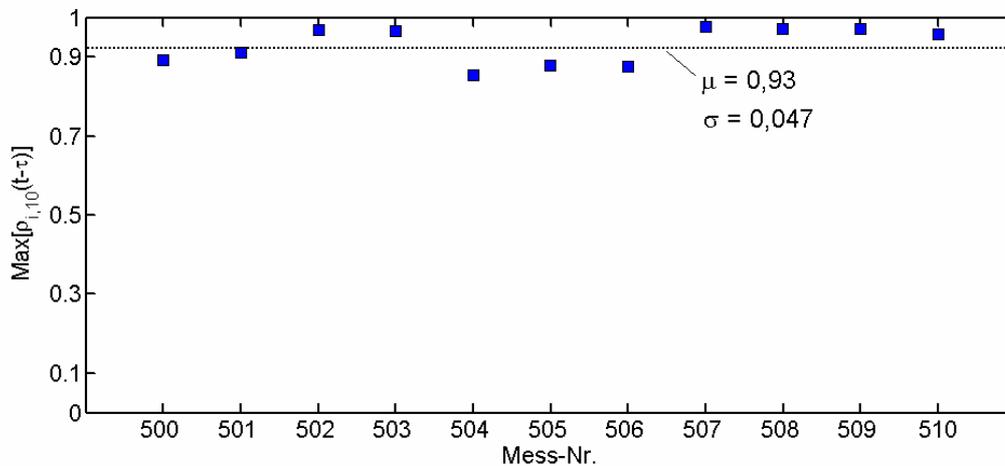


Abb. 6.9: Maximum des Korrelationskoeffizienten für Mess-Signale korreliert mit einem Mustersignal aus 11 Messungen

Das Mustersignal wird aus solchen Signalen gebildet, die aus einem intakten Rohrbereich stammen und für die eine große Ähnlichkeit zwischen Signal $s_1(t)$ und $s_2(t)$ gegeben ist. Die Signale 500 bis 510 wurden mit einem Messabstand von $\Delta x \approx 2$ mm gemessen. Das bedeutet, wenn keine sprunghaft einsetzenden Anomalien im Rohrbereich vorhanden sind, dass eine Abnahme des Korrelationskoeffizienten unmittelbar auf eine schlechtere Ankopplung der Sensoren zurückzuführen ist.

Die Eliminierung des unkorrelierten Anteils der Ankopplung durch Korrelation der Messungen und die Bestimmung der Übertragungsfunktionen für das Prüfproblem wurde in Kapitel 3.3 bereits erörtert. Infolge der stark variierenden Ankopplung bewegt sich der Korrelationskoeffizient der Signale $s_1(t)$ und $s_2(t)$ bei intakten Röhren im Bereich $\rho_{\max}(\tau) \approx 0,8$. Im Rissbereich nimmt er auf Werte von $\rho_{\max}(\tau) \approx 0,6$ ab, an Muffen ist die Korrelation sogar noch geringer, vgl. Abb. 6.10.

Abweichung des Übertragungsverhaltens

Die ankopplungsabhängige Messwertstreuung konnte über eine schnelle Messwerterfassung, die gleichzeitig eine räumliche sowie zeitliche Mittelung der Messwerte erlaubt, weiter reduziert werden. Wurde zuvor mit einer Taktrate von $f = 0,5 - 1$ Hz gemessen, so konnte diese durch technische Veränderungen auf $f = 5 - 10$ Hz gesteigert werden. Der Messpunktabstand wurde gleichzeitig von etwa $x = 20$ mm auf $x = 2$ mm gesenkt, so dass sich die Messwertstreuung aufgrund variierender Ankopplungsbedingungen infolge von kleinskaligen Wandrauigkeiten durch Messwertmittelung um ein Drittel reduziert.

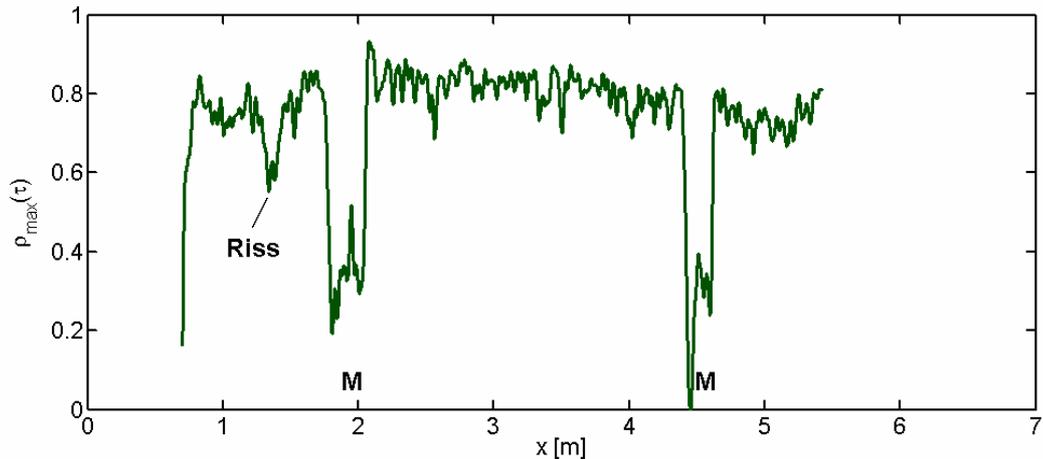


Abb. 6.10: Maximum des Korrelationskoeffizienten der Signale $s_1(t)$ und $s_2(t)$, MA10, Labormessungen am FZU

Selbst in ungestörten Rohrbereichen bei innerhalb von etwa $\Delta t = 2$ s aufgezeichneten Signalen und einem Messfortschritt von etwa $\Delta x = 2$ cm streuen manche Signale um einen Faktor von 1 bis 5 um den Mittelwert aus 10 Messungen, vgl. Abb. 6.11.

Die auftretende Streuung kann durch Signalmittelung reduziert werden, wobei die Standardabweichung bei Mittelung über N Messungen mit $1/\sqrt{N}$ abnimmt, sofern es sich um eine statistische Streuung handelt. Bei einer Mittelung über 10 Messungen reduziert sich der Fehler auf 31,6 % des ursprünglichen Wertes.

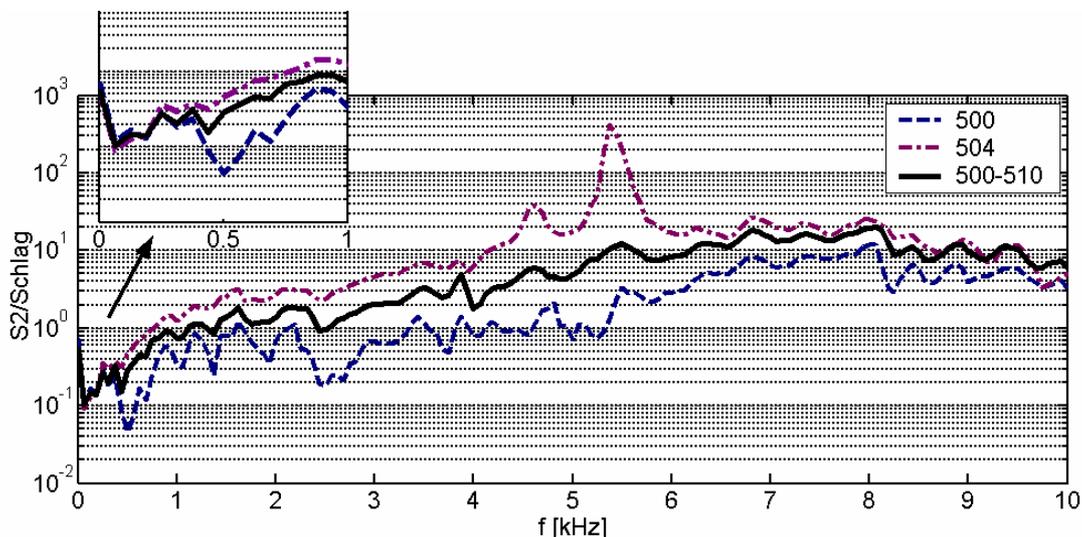


Abb. 6.11: Streubreite der durch Einzelmessungen ermittelten Frequenzgänge im Vergleich zu einem über 11 Messungen gemittelten Signal

6.1.2.3 Signalrauschen

Die Auflösung der AD-Datenerfassungskarte beträgt 12 bit und damit 4096 Werte. Der Verstärkungsfehler des am häufigsten verwendeten Messbereiches von $\pm 10\text{ V}$ beträgt 0,1% und damit 10 mV bzw. 4 Quantisierungsstufen. Das Systemrauschen beträgt lediglich $0,5\text{ LSB}_{\text{rms}}$ bzw. maximal 1 LSB und ist damit zu vernachlässigen. Die relative Genauigkeit wird mit 4,9 mV angegeben [NI98].

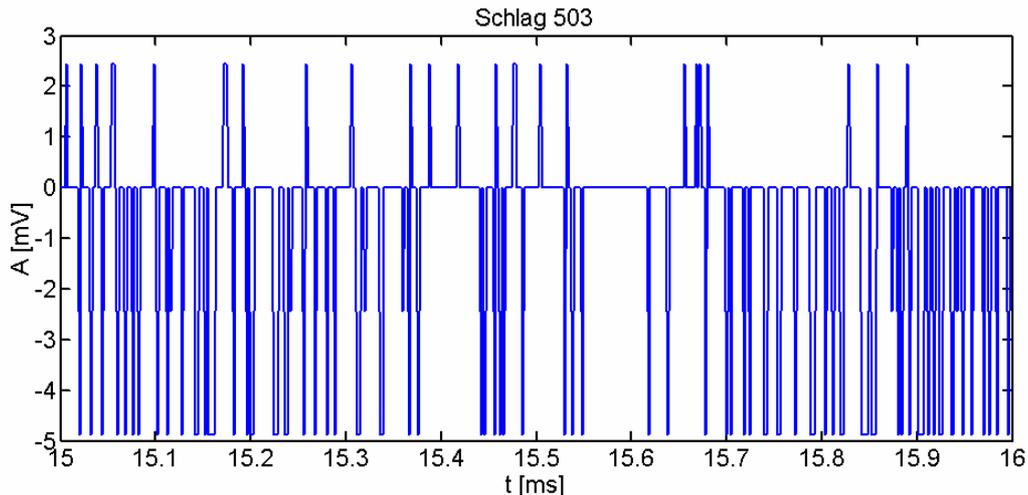


Abb. 6.12: Signalrauschen der Messerfassungseinheit

Das tatsächliche Rauschen im Messbetrieb liegt durch äußere Störeinflüsse trotz einer Signal-Übertragungsstrecke von 50 m nur geringfügig höher, es beträgt $\pm 4\text{ mV}$ bzw. 8 Quantisierungsstufen, vgl. Abb. 6.12.

6.1.3 Messgenauigkeit der Rissdetektion

Für die Messgenauigkeit der Rissdetektion wird zunächst das den Trigger der AD-Karte auslösende Schlagsignal betrachtet. Je nach Höhe des jeweiligen Schlagsignals wurde ein fester Schwellwert von 0,25 bzw. 0,5 V eingestellt. Die Messungenauigkeit infolge variierender Hammerschläge liegt im Bereich von $\pm \Delta t = 0,0025\text{ ms}$. Diese Messungenauigkeit liegt nur geringfügig über dem Diskretisierungsfehler der Laufzeitmessung (Kapitel 6.1.1.1), sie entspricht einer Ungenauigkeit in der Bestimmung der Risslänge von etwa 5 mm. Die Reproduzierbarkeit des Hammersignals ist sehr gut, vgl. Abb. 6.13 und 6.14. In Abb. 6.13 ist sowohl der Mittelwert (durchgezogene Linie) als auch die am stärksten abweichenden von den 10 betrachteten Signalen eingezeichnet.

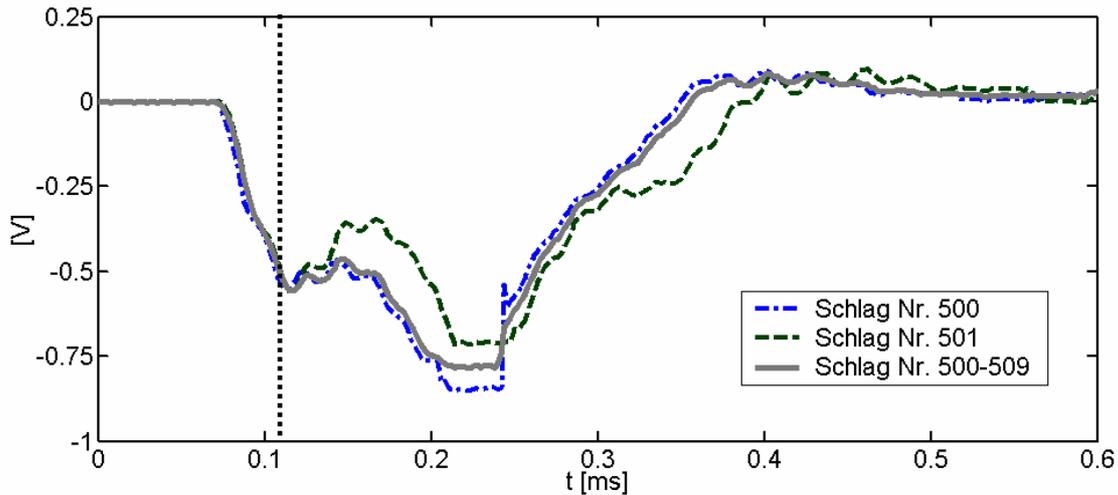


Abb. 6.13: Triggerzeitpunkt des Hammerschlages zur Laufzeitmessung

Der Schwellwert von $A_{0,5}$ des Hammerschlages wird bei $t = 0,1095 \text{ ms} \pm \Delta t = 0,0025 \text{ ms}$ erreicht. Ein adaptiver Schwellwert ist aufgrund der hohen Messgenauigkeit nicht erforderlich.

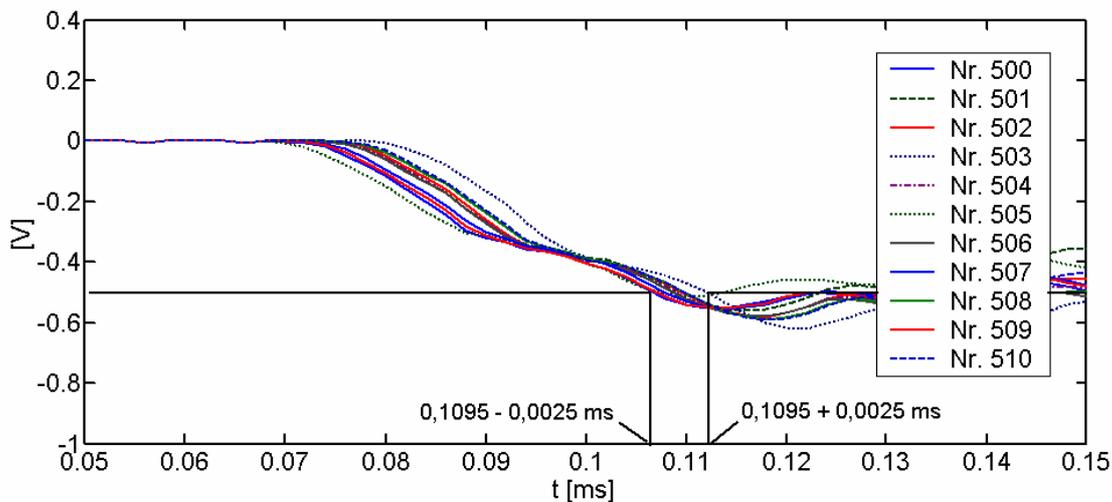


Abb. 6.14: Triggerzeitpunkt des Hammerschlages zur Laufzeitmessung bei $A = -0,5 \text{ V}$: $t = 0,1095 \pm 0,0025 \text{ ms}$

Eine Bestimmung des Ersteinsatzes ist bei Biegewellen infolge der besonderen (dispersiven) Ausbreitungscharakteristik dieses Wellentyps schwierig zu bewerkstelligen. Ein Amplitudenschwellwert zur Bestimmung des Ersteinsatzes hat sich in der Praxis als nützlich erwiesen. Wählt man einen Amplitudenschwellwert von $0,5 \text{ V}$, so wird die Laufzeit zu $t = 0,21 \text{ ms} \pm 0,004 \text{ ms}$ bestimmt, vgl. Abb. 6.15. Die Messunsicherheit von $\Delta t = \pm 0,004 \text{ ms}$ entspricht bei einer mittleren Wellenausbreitungsgeschwindigkeit von ca. $c = 2000 \text{ m/s}$ einer Risslänge von etwa $l_{\text{Riss}} = 8 \text{ mm}$.

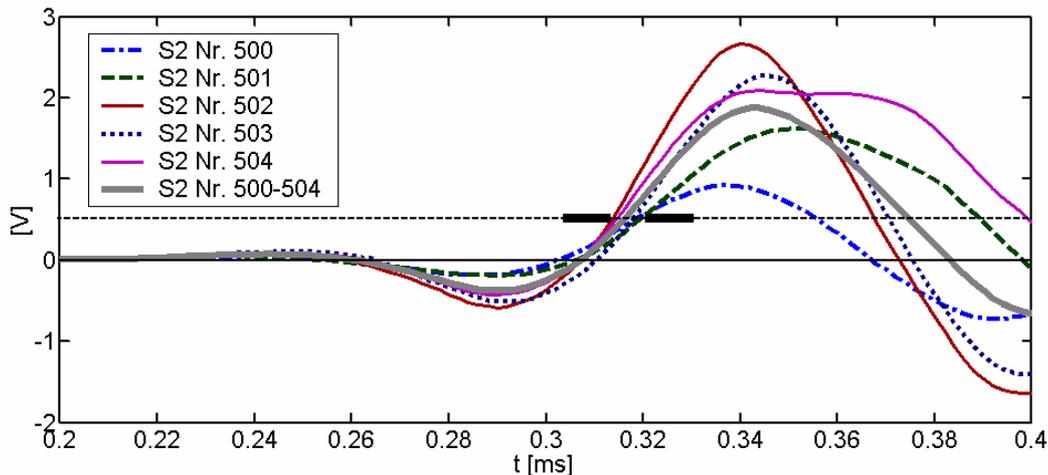


Abb. 6.15: Messfehler bei Rissdetektion mit festem Amplitudenschwellwert

Wird ein adaptiver Schwellwert eingeführt, der beispielsweise 25 % der Maximalamplitude jedes Signals beträgt, so kann der Messfehler auf $\pm\Delta t = 0,003$ ms reduziert werden. Bei einer Mittelung über 10 Messwerte kann der Messfehler nochmals um $1/\sqrt{N}$, also für $N = 10$ um mehr als zwei Drittel reduziert werden, d.h. der Messfehler liegt nunmehr bei $\pm\Delta t = 0,001$ ms und ist damit kleiner als die Abtastzeit von $\Delta t = 0,002$ ms.

6.1.4 Messgenauigkeit der Hohlraumdetektion

Grundvoraussetzung für eine erfolgreiche Beurteilung der Rohrbettung ist eine gleichmäßige, möglichst reproduzierbare Ankopplung der Sensoreinheit an die Rohrwand. Je geringer die Streuung der Messwerte im ungestörten Rohrbereich ist, desto besser zeichnen sich Anomalien im Schwingungsverhalten ab.

Die Anforderungen an die Güte der Ankopplung richten sich einerseits nach der Größe der zu detektierenden Hohlräume, andererseits spielen für die Detektierbarkeit von Hohlräumen auch Einflussfaktoren außerhalb der Messtechnik eine Rolle (Inhomogenität der Rohrbettung, Rohrlänge, Art der Muffendichtung, etc.). Ist das Ziel, kleine Hohlräume der Größenordnung 90° des Umfangs bei einer Breite von $b = 32$ cm oder 180° des Umfangs bei einer Breite von nur $b = 16$ cm zu detektieren, so muss die Standardabweichung vom Mittelwert der Signalenergie deutlich unterhalb von $\sigma = 20\%$ liegen, da sich solche Hohlräume lediglich um ca. 20% vom Basiswert abheben, vgl. Abb. 5.15.

Besonders schwierig ist eine Hohlraumdetektion im Muffenbereich, da hier abhängig von der Muffendichtung ein mehr oder weniger stark abweichendes Schwingungsverhalten auftreten kann, dessen Zuordnung nicht eindeutig erfolgen kann. Für die Muffenbereich kann daher keine sinnvolle Aussage zur

Messgenauigkeit gemacht werden.

Die Lokalisierung von Hohlräumen im Labor erfolgte auf 10 bis 20 cm genau. Legt man die Halbwertsbreite einer Anomalie für die Hohlraumausdehnung zugrunde, so kann die Ausdehnung eines Hohlraumes auf etwa 10 cm genau bestimmt werden.

Problematisch ist die Mehrdeutigkeit des Verfahrens, so dass unter Umständen eine unzureichende Rohrbettung von einem Hohlraum nur schwer oder gar nicht zu unterscheiden ist. Hier sind ergänzende Messungen mit anderen Verfahren (siehe Kapitel 6.3) vorteilhaft.

Aufgrund der sehr komplexen Hohlraumproblematik und fehlenden Eindeutigkeit des Messverfahrens kann letztlich kein sinnvolles Genauigkeitsmaß angegeben werden. In situ können unterschiedlichen Ursachen für eine Schwingungsanomalie verantwortlich sein, beispielsweise ist ein 180°-Hohlraum für das Schwingungsverhalten eines Rohres gleichbedeutend mit einer etwas reduzierten Rohrbettung im gesamten Rohrumfang. Für die Rohrstatik und damit den Versagensfall eines Rohres sind beide Ursachen nahezu gleichbedeutend.

6.2 Strategien zur Reduktion der Messfehler

Zur Reduktion der Messfehler gibt es folgende Strategien, die im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurden:

- Kreuzkorrelation der Signale,
- Signalglättung mittels Tiefpassfilterung im Ortsbereich,
- Signalfensterung,
- alternative Sensorankopplung.

Neben der *Kreuzkorrelation der Signalpaare*, die in Kapitel 4.1 diskutiert wurde, gibt es noch weitere Möglichkeiten, um die Messfehler zu reduzieren, bzw. die Übertragungsfunktion der untersuchten Rohre so genau wie möglich zu bestimmen. Zusätzlich zu einer Kreuzkorrelation der Mess-Signale kann eine örtliche Mittelung vorgenommen werden, beispielsweise mit dem in dieser Arbeit vielfach verwendeten *gleitenden Mittelwert* (Moving Average).

Durch eine *Signalfensterung*, beispielsweise mit einem Hanningfilter, wird eine weitere Verbesserung erzielt. Diese Verbesserung ist besonders deutlich bei niedrigen Frequenzen, bei höheren Frequenzen liefert die Berechnung der Kreuzenergie ein besseres Ergebnis.

Hardwareseitig kann eine weitere Verbesserung der Signalqualität erreicht werden, wenn *alternative Sensoren* verwendet werden. Insbesondere die Mikrofontechnik bietet ein vielversprechendes Entwicklungspotential, da hier

die Ankopplung berührungslos und damit prinzipiell sehr gut reproduzierbar realisiert werden kann. Durch die Erfordernis, den Direktschall vom Messsignal zu entkoppeln, konnte eine berührungslose Ankopplung jedoch nicht vollständig realisiert werden. Hier besteht noch Potential, beispielsweise durch Verwenden von Richtmikrofonen oder Sensor-Arrays, mit deren Hilfe eine Richtwirkung messtechnisch realisiert werden kann.

Weiterhin sind folgende Strategien zur Reduktion der Messfehler bzw. zur Verbesserung der Sensorankopplung denkbar:

- Messen der Rohrschwingung mit Hydrophonen.
- Automatisierte Verknüpfung der Messergebnisse mit Videodaten und ergänzenden Sensorsystemen, siehe Kapitel 6.3.
- Verwenden von lernbasierten Methoden, wie z.B. neuronale Netze

Eine Implementierung von lernbasierten Methoden ist jedoch im Hinblick auf eine Hohlräumdetektion wegen der Erfordernis von Trainingsdaten sehr aufwändig und teuer. Eine weitere erfolgversprechende Strategie besteht darin, Messungen in größeren zeitlichen Abständen am selben Objekt durchzuführen, um so die zeitliche Entwicklung der Rohrbettung zu beobachten. Des weiteren besteht die Möglichkeit, einen überwiegenden Anteil intakter Rohre sowie intakter Rohrbettung vorausgesetzt, das dominierende Energieniveau der Rohrschwingungen zu bestimmen und signifikante Abweichungen davon als „Verdachtsbereiche“ einzustufen, vgl. Kapitel 5.2.2.3.

6.3 Vergleich mit anderen Verfahren

Im Rahmen des von der DFG geförderten Schwerpunktprogramms „Schadensdiagnose von Abwasserkanälen mit einem Multisensorsystem“ wurden vom Lehrstuhl für Angewandte Geologie der Universität Karlsruhe (AGK) und dem Fraunhofer Institut für Industrielle Datenverarbeitung IITB unterschiedliche, sich z.T. ergänzende Sensoren und Messverfahren zusammengeführt [Fre03]. Im Rahmen dieses Programms wurde sowohl ein Überblick über die gängigsten existierenden Sensorsysteme als auch ein tieferer Einblick in diejenigen der Projektpartner gewonnen. Neben den in diesem Kapitel vorgestellten Verfahren ($\gamma\gamma$ -Sonde, Mikrowellenrückstreusensor und Geoelektrik-Sonde) sind ein Lichtschnitt-Verfahren sowie geo- und hydrochemische Sensoren auf ihre Möglichkeiten und Grenzen zur Schadensdiagnose untersucht worden. Die sich am besten ergänzenden Verfahren sollen (möglichst auf einer gemeinsamen Plattform) miteinander kombiniert werden.

Da jedes einzelne Verfahren auf einem anderen physikalischen Prinzip basiert, ist die Gefahr der Redundanz der Aussage gering. Wenn zwei unterschiedliche Verfahren übereinstimmend denselben Schaden detektieren, erhöht diese Aussage die Wahrscheinlichkeit für einen wahren Defekt signifi-

kant. Für eine qualifizierte Bewertung sind jedoch unterschiedliche Gewichtungen der einzelnen Aussagen unumgänglich. Hierzu ist es unabdingbar, die physikalischen Messprinzipien und dessen Möglichkeiten und Grenzen nachvollziehen zu können [tm03].

Während sich die akustische Rohrprüfung lediglich auf das Prüfobjekt selbst, das Abwasserrohr und seine unmittelbare Rohrbettung bzw. Umgebung beschränkt, beziehen die $\gamma\gamma$ -Sonde und der Mikrowellenrückstreusensor unterschiedlich große Bereiche der Rohrbettung in die Bewertung mit ein. Aufgrund dessen ergeben sich unterschiedliche Ergebnisse bei den Untersuchungen derselben Teststrecken und Kanalhaltungen.

6.3.1 Vergleich mit $\gamma\gamma$ -Sonde

Die $\gamma\gamma$ -Sonde basiert auf dem Compton-Rückstreueffekt [Hes03]. Ausgesandte γ -Quanten werden in der Materie, abhängig von deren Dichte, abgebremst und zurückgestreut. Ein Teil der abgebremsten γ -Quanten wird in einem Detektor eingefangen und mittels eines Multipliers verstärkt. Die Anzahl der detektierten γ -Quanten pro Zeiteinheit gibt somit einen Aufschluss über die mittlere Dichte der Umgebung der $\gamma\gamma$ -Sonde. Die Eindringtiefe und die Messempfindlichkeit hängen dabei von vielen Faktoren (z.B. Dichteverteilung mit der Tiefe, Abstand von Strahler und Detektor etc.) ab und können nur bei Kenntnis aller Parameter festgestellt werden. Dies ist auch einer der größten Nachteile dieses Verfahrens. Ähnlich wie bei Potentialverfahren ist hier keine eindeutige Ursache-Wirkung-Abhängigkeit gegeben.

Aufgrund der Besonderheiten des physikalischen Prinzips der $\gamma\gamma$ -Sonde wird je nach Strahler-Zähler-Abstand ein Hohlraum als negative Anomalie oder als Nulldurchgang angezeigt, vgl. Abb. 6.16.

Je größer der Strahler-Zähler-Abstand gewählt wird, desto stärker reagiert das Verfahren auf kleinräumige Anomalien wie beispielsweise Muffen. Diese sind bei nicht optimiertem Strahler-Detektor-Abstand unter Umständen nicht von Hohlräumen zu unterscheiden. Mit einem am Laborteststand eingestellten Strahler-Detektor-Abstand von $a = 55$ cm wurden die in Abb. 6.17 dargestellten Messungen an der Kanalhaltung in Rastatt-Rheinau durchgeführt.

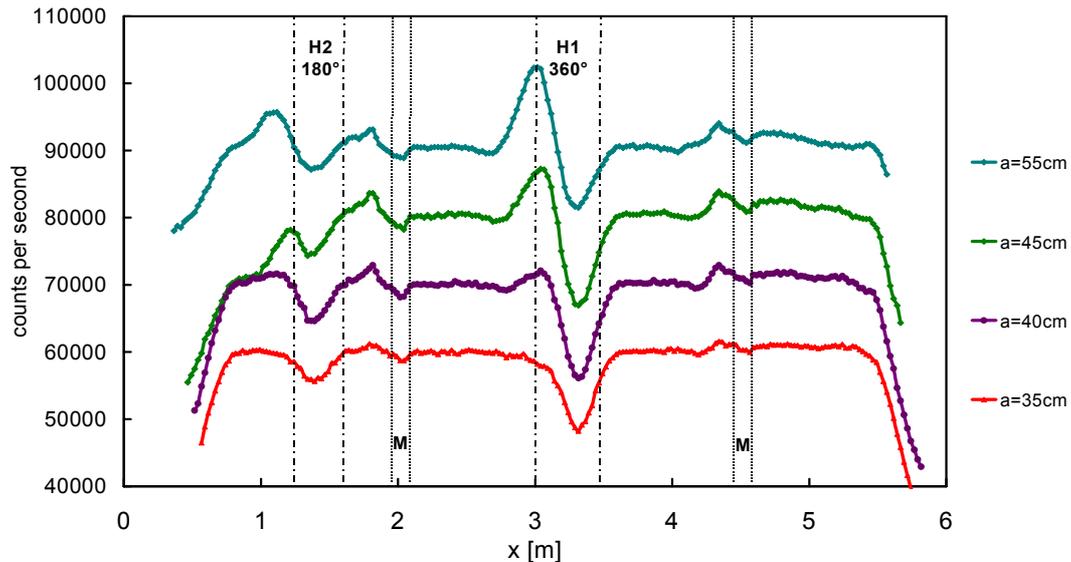


Abb. 6.16: Messergebnisse der $\gamma\gamma$ -Sonde, FZU

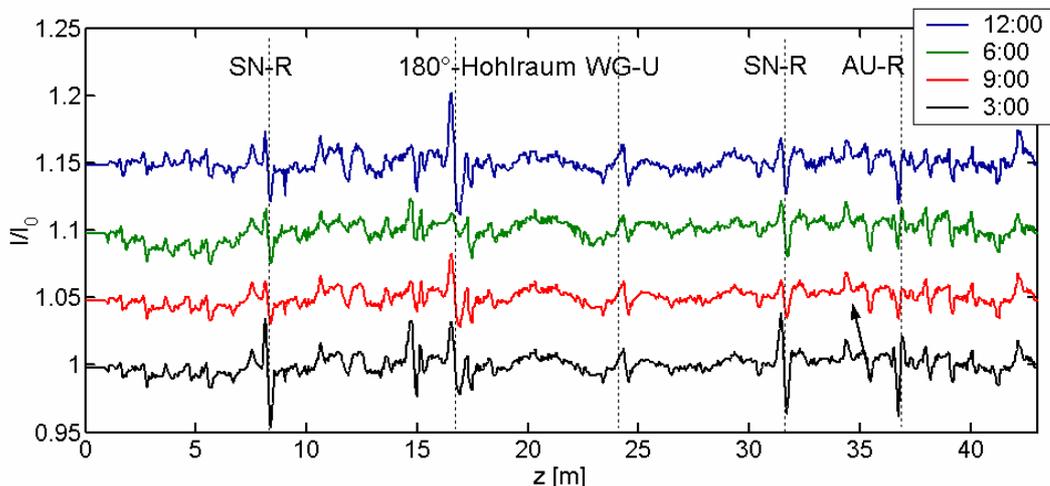


Abb. 6.17: Messergebnisse der $\gamma\gamma$ -Sonde, RA-Rheinau

Das Messprinzip weist drei prinzipielle Nachteile auf:

- 1.) 70 bis 80 % der γ -Quanten werden bereits in der Rohrwand zurückgestreut. Veränderungen in der Wanddicke aufgrund von Muffen oder Abplatzungen können nicht von Hohlräumen unterschieden werden.
- 2.) In der Regel wandert ein Hohlraum infolge von nachsackendem Bodenmaterial vom Rohrbereich weg hin zur Straßenoberfläche. Sollte eine Schicht nachgesackten Bodenmaterials auf dem Rohr zu liegen kommen, so ist kein Hohlraum mehr zu erkennen, da die Eindringtiefe auf 20 bis 25 cm beschränkt ist.
- 3.) Aus Gründen des Strahlenschutzes müssen erhebliche Sicherheitsvorkehrungen getroffen werden, damit der Benutzer nicht erhöhter radioaktiver Strahlung ausgesetzt wird.

Bei den in 4 Umfangsrichtungen durchgeführten Messungen in Rastatt-Rheinau wurde der Styropor-Hohlraum sehr gut erkannt, ebenso sind Anomalien im Bereich der Hausanschlüsse (SN-R) und des verschlossenen Abzweigs (AU-R) zu erkennen. Bei $z = 24$ m wurde eine weitere Anomalie angezeigt, deren Ursache unbekannt ist. Die Bereiche reduzierter Bettung, die vom Klopfeschall vorzugsweise im Anfangsbereich der Kanalhaltung angezeigt wurden, machen sich nicht im Mess-Schrieb bemerkbar. Hier kann möglicherweise nachsackendes Bodenmaterial eine Hohlraumdetektion verhindern.

Als Ergänzung zu anderen Verfahren eignet sich die $\gamma\gamma$ -Sonde, um die Fehlalarmrate bei der Detektion von Hohlräumen zu reduzieren. Ein Einsatz allein dieser Sonde ist jedoch nicht ratsam, da zuviel Interpretationsspielraum besteht.

6.3.2 Vergleich mit Mikrowellenrückstreusensor

Das Prinzip des Mikrowellenrückstreusensors weist gewisse Ähnlichkeiten mit dem Prinzip der $\gamma\gamma$ -Sonde auf, nur dass hier elektromagnetische Wellen mit einer Frequenz von $f = 2,45$ GHz zurück gestreut werden, die nicht auf Dichteänderungen, sondern auf Änderungen der relativen Dielektrizitätszahl ϵ_r reagieren. Mikrowellen werden von einer Antenne in einem Winkel von etwa 45° zur Rohrachse abgestrahlt. Von einem Antennenarray wird der rückgestreute Anteil der abgestrahlten Mikrowellen aufgezeichnet [Mun03].

Während sich die Dielektrizitätszahl für Bodenmaterial von $\epsilon_{\text{Sand,t}} = 3..6$ (trockener Sand) bis $\epsilon_{\text{Sand,f}} = 20$ (wassergesättigter Boden/Sand) bewegt, besteht zu einem luftgefüllten ($\epsilon_{\text{Luft}} = 1$) bzw. wassergefüllten ($\epsilon_{\text{Wasser}} = 81$) Hohlraum ein signifikanter Kontrast. Die Eindringtiefe des Mikrowellenrückstreusensors beträgt ähnlich wie bei der $\gamma\gamma$ -Sonde etwa 20 bis 40 cm, abhängig von der Bodenfeuchte sowie der Wanddicke des durchstrahlten Rohres.

Auch beim Mikrowellenrückstreusensor ist keine eindeutige Ursache-Wirkung-Abhängigkeit gegeben – ein großer Hohlraum in der weiteren Rohrumgebung ergibt ein vergleichbares Signal wie ein kleinerer Hohlraum in unmittelbarer Rohrnähe. Abplatzungen der Rohrwand sind bei diesem Verfahren jedoch weniger kritisch, da die Dielektrizitätszahl von Steinzeug, Beton und Bodenmaterial nur wenig differiert.

Im Vergleich zum Rohr-Impactometer ist die Auflösung dieses Verfahrens weitaus höher. Wassergefüllte Hohlräume von etwa 20 l konnten im Labor sehr gut, luftgefüllte Hohlräume immerhin noch gut geortet werden, vgl. Abb. 6.18.

Lediglich im Muffenbereich sind Hohlräume dieser Größenordnung schwer detektierbar. Im Labor konnten vergrabene Wassersäcke mit einem Volumen von ca. 2 l mit Hilfe dieses Verfahrens lokalisiert werden.

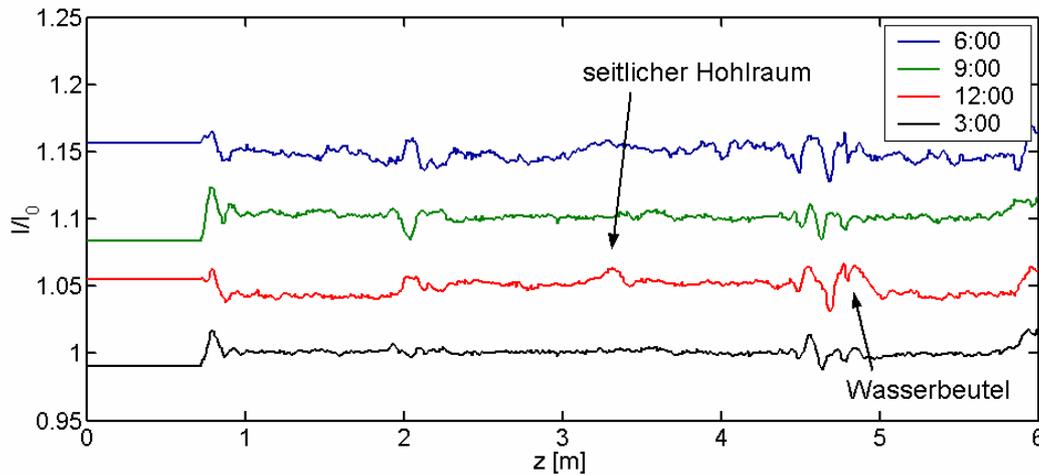


Abb. 6.18: Messergebnisse des Mikrowellenrückstreusensors, FZU

Insgesamt ergibt sich ein recht niedriges Signal zu Rausch Verhältnis, so dass eine Interpretation der Messdaten erheblich erschwert wird. Dies wird auch anhand der in Abb. 6.19 dargestellten in Rastatt-Rheinau aufgenommenen Messdaten deutlich. Der Styropor-Hohlraum kann im Mess-Schrieb erkannt werden, jedoch sind darüber hinausgehende Informationen nur schwer zu erkennen.

Rohrmuffen machen sich im Mess-Schrieb als störendes und ungleichmäßiges Signal bemerkbar, so dass dieses Messprinzip auf jeden Fall auf Zusatzinformationen von anderen Sensoren angewiesen ist.

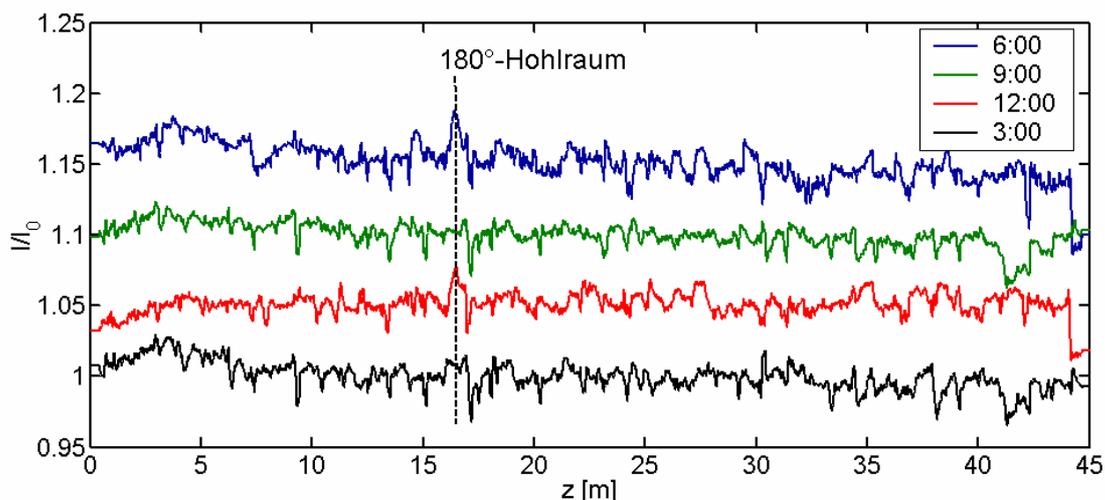


Abb. 6.19: Messergebnisse des Mikrowellenrückstreusensors, RA-Rheinau

Auch der Mikrowellenrückstreusensor erfordert zur Erhöhung der Aussagesicherheit ergänzende Informationen anderer Verfahren, da die Fehlalarmrate

bei der Hohlraumdetektion für den praktischen Messeinsatz nicht ausreichend klein ist.

6.3.3 Vergleich mit Geoelektriksonde

Die im Rahmen des Forschungsvorhabens eingesetzte Geoelektriksonde AMS4 S50-R, vgl. Abb. 6.20, ist ein Prototyp, der auf einer Weiterentwicklung eines kommerziell vertriebenen Inspektionssystems mit einer Messelektrode basiert.

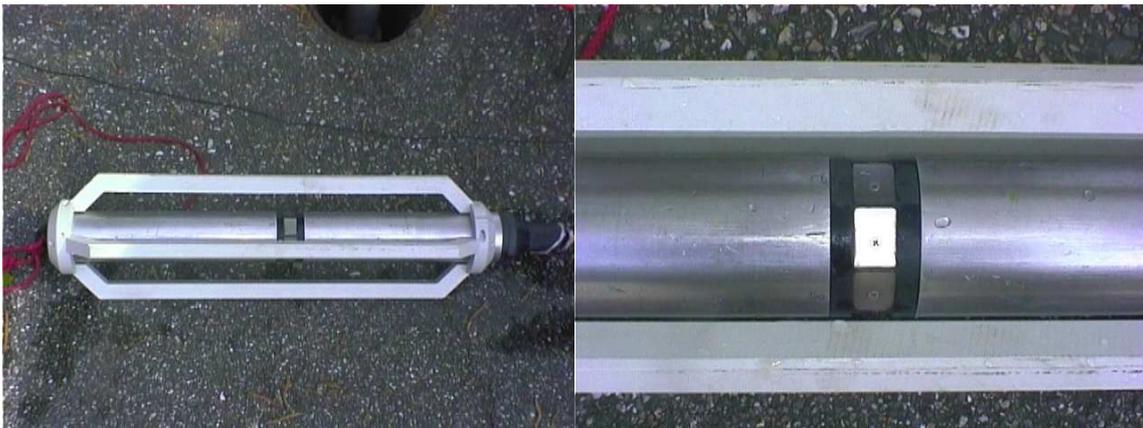


Abb. 6.20: 8-Segment Geoelektriksonde AMS4 S50-R

Das Messprinzip basiert auf den Kontrasten zwischen den hohen spezifischen Widerständen der Rohrmaterialien (Steinzeug, Beton, PVC) und den niedrigeren spezifischen Widerständen des Wassers. Über eine Elektrode in der Mitte der Sonde wird über das wassergefüllte Rohr in den Untergrund ein Strom eingespeist. Zur Unterdrückung lateraler Störeffekte wurde bei der verwendeten Sonde eine elektrische Fokussierung verwendet (vgl. Abb. 6.21), analog zum in der Bohrlochgeophysik eingesetzten „Fokussierten Elektrolog“ (FEL). Der eingespeiste Strom wird gegenüber einer an der Erdoberfläche geerdeten Erdungs-Elektrode gemessen und entlang der Rohrachse aufgezeichnet. Risse in der Rohrwand bzw. eine fehlende Muffendichtungen machen sich anhand eines erhöhten Stromflusses bemerkbar, vgl. Abb. 6.21.

Auch dieses Verfahren liefert keine eindeutigen Ergebnisse, da eine elektrisch leitfähige Muffendichtung eine vergleichbare Anomalie erzeugt wie eine undichte Muffe. Eine wesentliche Verbesserung bringt der Prototyp, welcher der Forschergruppe von Seba-Dynatronik zur Verfügung gestellt wurde. Hier kommen 8 ringförmig angeordnete Elektroden zum Einsatz, die eine richtungsabhängige Information liefern. Auf diesem Weg ist eine qualifiziertere Bewertung der angezeigten Ereignisse möglich, da Risse und undichte Muffen in der Regel Vorzugsrichtungen aufweisen und sich somit von elektrisch leitenden Dichtungsmaterialien unterscheiden, die eine nahezu gleichförmige, richtungsunabhängige Anomalie aufweisen.

Messungen an der gefluteten Laborteststrecke im Forschungszentrum Umwelt (FZU) der Universität Karlsruhe, die mit einem künstlichen Riss von 10 cm Länge in Fließrichtung und ca. 0,5 cm Breite versehen war, ergaben deutlich erhöhte elektrische Ströme im Leckbereich, vgl. Abb. 6.22. Die Position des Lecks in Umfangsrichtung wird sehr gut erfasst, die Länge des Lecks ist hingegen nur schwer auszumachen.

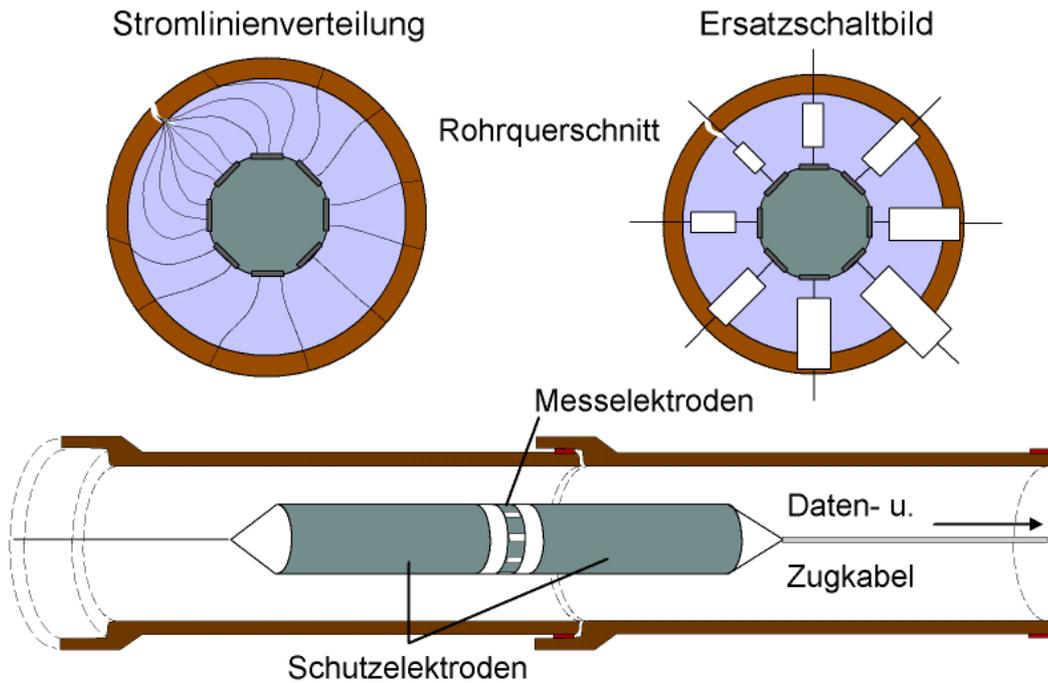


Abb. 6.21: Prinzip der Geoelektriksonde

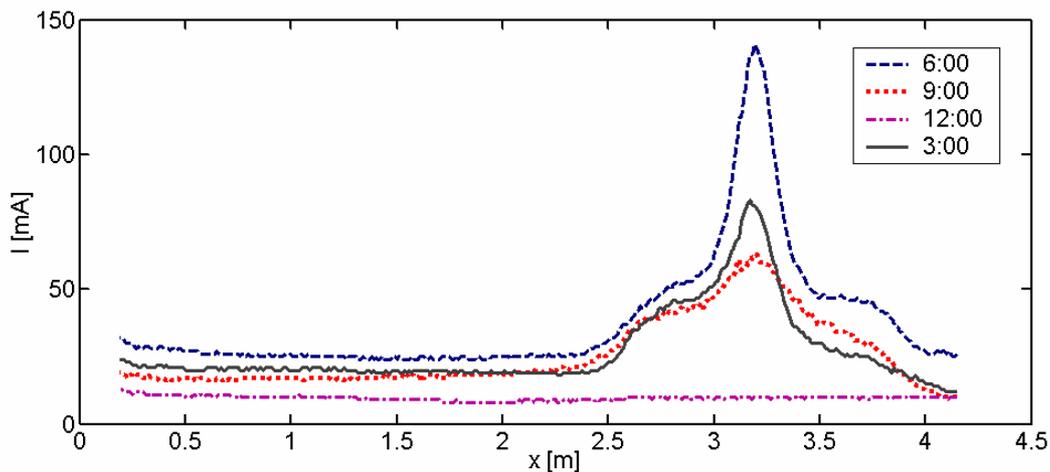


Abb. 6.22: Leckdetektion mit der Geoelektrik-Sonde, FZU, aus [Wo103]

Alle Messungen an der von der Stadt Rastatt zur Verfügung gestellten Kanalhaltung in Rastatt Rheinau ergaben die gleichen Signalverläufe und belegen die gute Reproduzierbarkeit der Ergebnisse. Besonders zu erwähnen ist das in

der Sohle (6:00) eingefräste künstliche Leck von $l = 10$ cm und $b = 0,5$ cm bei 17,2 m. Dieses Leck wird in den in Abb. 6.23 und 6.24 dargestellten normierten Messdaten deutlich und sehr präzise angezeigt. Es wurden zur besseren Übersicht nur die Ergebnisse von 4 der 8 Sondensegmente dargestellt.

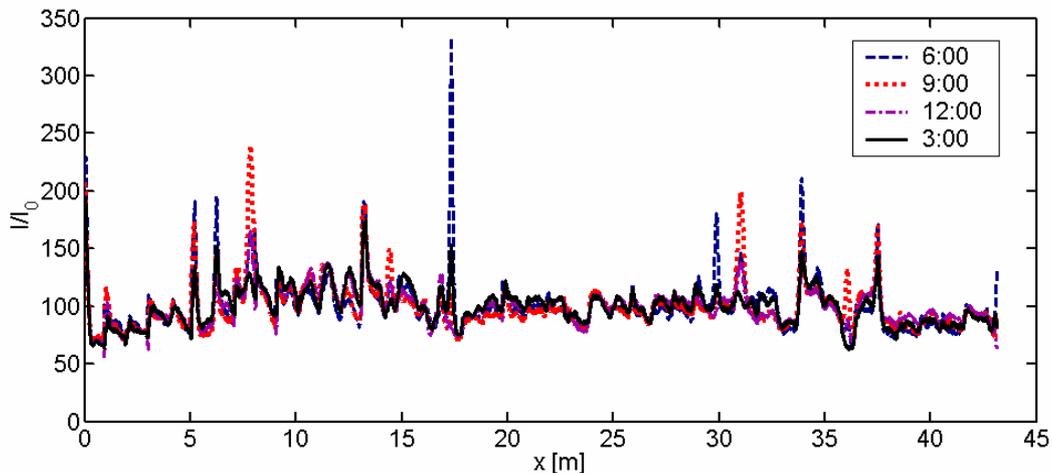


Abb. 6.23: Messergebnisse der Geoelektrik-Sonde, Rastatt-Rheinau

Neben Lecks werden auch undichte Muffen und nicht fachgerecht ausgeführte Hausanschlüsse im Signalverlauf als Anomalie angezeigt. Undichte Muffen sind durch ein höheres Stromsignal gekennzeichnet und können mittels eines muffenspezifischen Schwellwertfilters erkannt werden.

Hausanschlüsse sind anhand von Videodaten ausfindig zu machen und von einer weiteren Interpretation der geoelektrischen Daten auszunehmen. Meist befinden sich die Hausanschlüsse in den Kämpfen, d.h. bei 3:00 oder 9:00 und sind dadurch gut auszumachen.

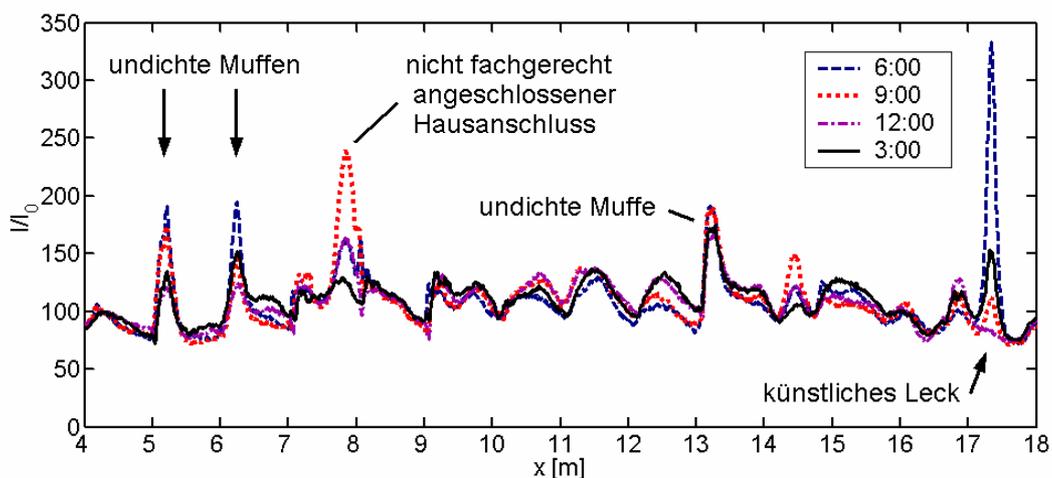


Abb. 6.24: Abschnitt $x = 4 - 18$ m der Kanalhaltung in Rastatt-Rheinau, Messergebnisse der Geoelektrik-Sonde

Im Abschnitt $x = 30 - 40$ m werden die anhand der Videobefahrung ausfindig gemachten Schäden detektiert, vgl. Abb. 6.25 und Tabelle 5.4. Sowohl der

mangelhaft ausgeführte Stützen bei $x = 31,10$ m (SN-R) als auch die Scherbenbildung bei $x = 33,8$ bis $34,8$ m (RX-G) werden als Anomalie richtig angezeigt, wobei auch der verschlossene Abzweig (AU-R) sich in einer Anomalie niederschlägt. Diese ist allerdings nicht annähernd so stark ausgeprägt wie die infolge des mangelhaft ausgeführten Stützens bei $x = 31,10$ m

Auch der Wurzeleinwuchs bei $x = 37,50$ m, der auf eine undichte Muffe hindeutet wird anhand der geoelektrischen Messung in Form einer Anomalie angezeigt.

Geoelektrische Messungen stellen eine ideale Ergänzung zur akustischen Inspektion der Kanalhaltungen dar. Insbesondere wegen der Möglichkeit, undichte Muffen zu identifizieren, ist ein ergänzender Einsatz zur Klopfprüfung auf jeden Fall sinnvoll. Hinsichtlich der Reproduzierbarkeit der Messungen und Genauigkeit der Positionierung hat dieses Messsystem sogar Vorteile gegenüber allen anderen vorgestellten Sensorsystemen.

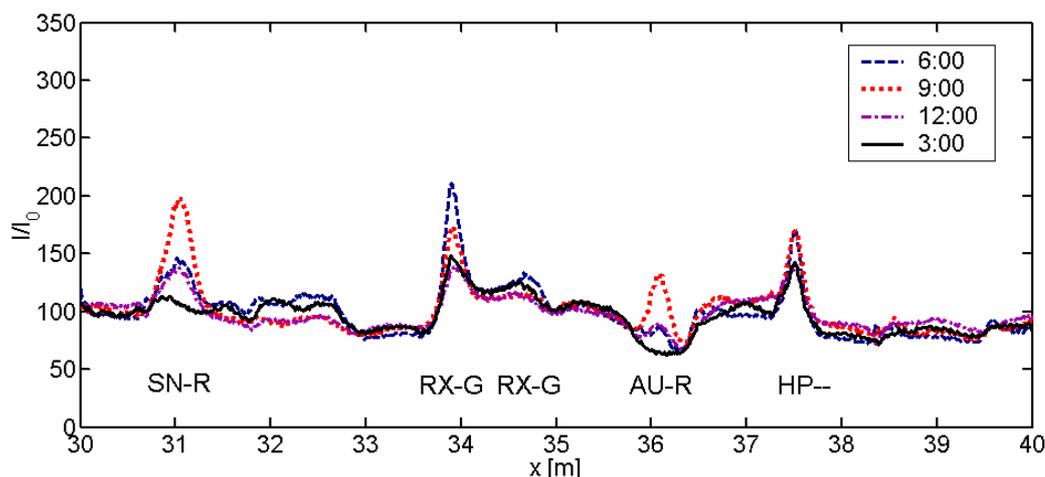


Abb. 6.25: Abschnitt $x = 30 - 40$ m der Kanalhaltung in Rastatt-Rheinau-Messergebnisse der Geoelektrik-Sonde, Abk. vgl. Tabelle 5.3.

Eine Hohlraumortung kann jedoch mit diesem Messprinzip nicht erfolgen, so dass geoelektrische Messungen als Einzelmaßnahme nur einen Teil der möglichen Schäden erfassen. Allerdings können mit Hilfe der geoelektrischen Messung die Ursachen für die Hohlraumbildung – in der Regel Lecks in Verbindung mit Materialeintrag – ausfindig gemacht werden, und es ist sogar ansatzweise eine quantitative Interpretation in Richtung Bewertung der Rissgröße möglich.

6.4 Abschließende Bewertung

Die prinzipielle Eignung der Klopfprüfung zur Schadensdetektion an Abwasserrohren wurde im Rahmen dieser Arbeit ausführlich erörtert und festgestellt. Die Möglichkeiten und Grenzen insbesondere im Hinblick auf eine Hohl-

raumortung wurden erarbeitet. Unter idealen Bedingungen ist eine Hohlraumortung möglich bis hin zu Hohlräumen, die mindestens eine Fläche von $A = 0,1 \text{ m}^2$ umfassen (das entspricht etwa einem 90° Hohlraum mit einer Breite von 40 cm).

Je größer der Hohlraum ist, desto besser sind die Aussichten zur Ortung. Unter erschwerten Bedingungen konnte in situ ein Hohlraum mit etwa der doppelten Fläche von $A = 0,2 \text{ m}^2$ sicher geortet werden. 6 Bereiche reduzierter Bettung konnten ausgewiesen und anhand von Plausibilitätskontrollen in 4 von 6 Fällen bestätigt werden.

41 von 42 Muffen wurden richtig erkannt, wobei zudem ein breiter Bereich von etwa 1 m Breite anhand von Scherbenbildung erklärt werden konnte. 2 Hausanschlüsse wurden fälschlicherweise als Rohrmuffe klassifiziert, jedoch sind Plausibilitätskontrollen anhand von Videodaten möglich, bzw. anhand von Abständen der Ereignisse untereinander, so dass eine Fehlklassifikation unter Zuhilfenahme von Zusatzinformationen vermieden werden kann.

Eine Rissdetektion ist mit Klopferschall prinzipbedingt sehr gut möglich, jedoch müssen Einschränkungen hinsichtlich der Risslänge und Klaffweite gemacht werden. Ferner sind Zusatzinformationen erforderlich, um Hausanschlüsse, Inkrustationen usw. von Rissen unterscheiden zu können, da sie im Signalverlauf große Ähnlichkeiten aufweisen.

Eine Kombination der Klopferschalltechnik mit einer Kamera-Inspektion ist unerlässlich. Hier kann der Bediener über Marker die Signale kennzeichnen, die optisch erkennbaren Ereignissen (Muffen, Hausanschlüsse, Inkrustationen, Scherbenbildung usw.) zuzuordnen sind. Es wurde gezeigt, dass bei dieser Kombination die Fehlalarmrate gering gehalten werden konnte, vgl. Kapitel 5.2.2.2.

Kleine Hohlräume, die eine kleinere Fläche als $A = 0,1 \text{ m}^2$ umfassen, können mit der verwendeten Hammer-Sensor-Konfiguration nicht aufgelöst werden. Prinzipiell ist mit der Klopfprüfung auch eine höhere Auflösung realisierbar, doch wäre diese Messkonfiguration ungleich aufwändiger als die vorhandene.

Mit der Klopfprüfung ist eine Beurteilung der Bettung des gesamten Rohres und je nach Rohrtyp auch von Teilbereichen möglich. Der Vorteil dieses Verfahrens ist, dass auch eine schwache Bettung ohne Materialabtrag detektiert werden kann. Dies ist quasi ein Alleinstellungsmerkmal der Klopfprüfung. Die Klopfprüfung eignet sich nicht für alle Rohrtypen gleichermaßen. In Tabelle 6.3 wird die Eignung der unterschiedlichen Rohrtypen zur akustischen Inspektion bewertet.

Tabelle 6.3: Beurteilung der Aussichten zur Schadensdiagnose für unterschiedliche Rohrtypen

Rohrtyp	Hohlraum/Bettung	Rissdetektion
Steinzeug	sehr gut	sehr gut
Steinzeug, wandverstärkt	gut	sehr gut
Beton	zufriedenstellend	sehr gut
Beton, armiert	ausreichend	gut
Beton, raue Rohrwand	unsicher	unsicher
Gußeisen	(sehr gut)	(sehr gut)
PVC	--	--

Das akustische Verfahren eignet sich zur Schadensdiagnose an Steinzeugrohren sehr gut, mit Abstrichen auch an Beton- und Metallrohren. Plastikrohre sind mit einem Anteil von unter 2 % nur selten anzutreffen. Zudem versagt das Verfahren an PVC-Rohren infolge der starken Schwingungsdämpfung des Materials nahezu völlig. Prinzipiell eignen sich Metallrohre aufgrund ihrer guten Schwingungseigenschaften sehr gut für das Klopfverfahren, hier könnte jedoch eine Adaption an die veränderten Schwingungseigenschaften der Rohre erforderlich sein.

Bewertung im Vergleich mit anderen Verfahren

Für die Leckortung (Riss-, Muffen- und Fehlstellendetektion) ist das geoelektrische Prinzip sehr gut geeignet. An PVC-Rohren funktioniert es hervorragend, an Steinzeugrohren sehr gut, an Betonrohren gut bis zufriedenstellend und an Metallrohren gar nicht. Ein geringfügiger Nachteil bei diesem Verfahren ist die Erfordernis, das Rohr abzusperren und möglichst eine Vollfüllung zu erreichen, da es nur im gefluteten Zustand funktioniert. Bei elektrisch leitenden Muffendichtungen versagt dieses Verfahren ebenfalls. Da nahezu jede Muffe als Anomalie angezeigt wird, eignet sich die Geoelektriksonde auch zur Muffenidentifikation.

Die γ -Sonde und der Mikrowellenrückstreusensor können jeweils Hohlräume und größere Ereignisse im Rohr (z.B. Hausanschlüsse) detektieren bzw. identifizieren. Eine Rissdetektion ist mit diesen Sensoren jedoch nicht möglich. Der Mikrowellenrückstreusensor ist zwar einfach zu handhaben, aber die Technik und Signalverarbeitung ist komplex und vielen Störeinflüssen ausgesetzt. Das Signal zu Rausch-Verhältnis ist sehr gering.

Die $\gamma\gamma$ -Sonde hingegen zeichnet sich durch eine recht einfache Handhabung aus, sie ist aber durch arbeitsschutztechnische Erfordernisse im jetzigen Stadium noch nicht uneingeschränkt einsetzbar.

Die Vor- und Nachteile der Klopfprüfung werden nachfolgend stichpunktartig aufgelistet. Während als Vorteil auch das Alleinstellungsmerkmal einer gleichzeitigen Riss- und Hohlraumdetektion enthalten sind, können die Nachteile mit weiterem Forschungsaufwand reduziert bzw. gänzlich behoben werden. Dies hängt davon ab, ob entscheidende Fortschritte in der Sensoran- kopplung erzielt bzw. ob die berührende durch eine berührungslose Ankopp- lung ersetzt werden kann.

Vorteile Klopfprüfung

- Empfindliche Reaktion des Klopfschalls auf Variationen in der Rohrbettung: sowohl Hohlraumdetektion als auch Beurteilung der Bettungsbedingungen
- Rissdetektion in einem Arbeitsschritt mit Hohlraumdetektion mög- lich
- keine vorherige Reinigung des Abwasserkanals erforderlich
- Messen auch bei Trockenwetterabfluss möglich
- Aussagen auch über Schäden im nicht einsehbaren Sohlbereich

Nachteile der Klopfprüfung

- Komplexer Zusammenhang für das Schwingungsverhalten von Roh- ren, da die Wellenausbreitung dispersiv erfolgt, infolgedessen auf- wändige Signalverarbeitung
- Keine Aussagen über Hohlraumtiefe möglich

Nachteile der aktuellen Realisierung der Klopfprüfung durch das Rohr- Impactometer

- Wartungsintensität wegen vieler beweglicher Teile
- hoher Verschleiß durch schleifende Ankopplung (oder alternativ ge- ringer Messfortschritt bei punktueller Ankopplung)
- Berührende Ankopplung \Rightarrow Probleme bei rauer Rohroberfläche

Die Klopftechnik ist für eine Hohlraumdetektion das Mittel der Wahl, für eine Beurteilung der Rohrbettung derzeit sogar das einzige Verfahren. Eine Lö- sung der stark streuenden Ankopplung würde das Verfahren entscheidend verbessern. Ein Lösungsvorschlag für die berührungslose Ankopplung wurde erarbeitet.

Die noch vorhandene Unsicherheit in der Beurteilung der Schäden kann über eine Kombination mit anderen Verfahren weitgehend gelöst werden. Hierzu ist eine Integration mehrerer sich ergänzender Sensoren auf einer Fahrplattform oder Offline-Fusion von unterschiedlichen Sensordaten erforderlich.

Für eine Sensorfusion ist eine Beurteilung der einzelnen Verfahren mitsamt einer Gewichtung erforderlich. Die in Tabelle 6.4 dargestellte Beurteilung der im Rahmen des DFG-Projektes untersuchten Verfahren beruht auf einer Einschätzung des Autors anhand der selbst gewonnenen Erfahrungen mit der Messtechnik bzw. anhand der vorgestellten Ergebnisse und Diskussionen mit den Kollegen, die diese Verfahren entwickelt haben.

Tabelle 6.4: Bewertung und Vergleich unterschiedlicher Verfahren hinsichtlich einer Schadensdiagnose an Steinzeugrohren

Verfahren					
Schadensart	Klopf-schall	$\gamma\gamma$ -Sonde	Mikrowelle	Geoelektrik	Video
Hohlraum, luftgefüllt	++	++	+	--	--
Hohlraum, wassergefüllt	+	+	++	--	--
reduzierte Bettung	++	--	--	--	--
Riss $> b = 0,1$ mm	++	--	--	+	+
Haarriss	?	--	--	0	-
Riss $> l = 10$ cm	++	--	--	++	+
Riss $< l = 10$ cm	-	--	--	+	0
Scherben	++	+/-	+/-	++	++
undichte Muffen	--	--	--	++	--
Infiltration	indirekt	--	--	indirekt	+
Exfiltration	indirekt	--	--	indirekt	--
Rohrverformung	--	--	--	--	+
Muffenidentifikation	++	-	-	+	++
HA-Identifikation	+	?	?	+	++
Robustheit	0	+	0	++	++

Tabelle 6.4 zeigt, dass sich die Klopfprüfung und die Geoelektrik in Verbindung mit einer Videoinspektion der Kanalhaltung optimal ergänzen und nahezu alle relevanten Schäden abdecken können. Gelingt es, die Klopfprüfung für den Einsatz unter Wasser zu adaptieren, so können hier bedeutende Fortschritte durch Integration beider Verfahren in einer Sonde erzielt werden. Dies ist deshalb möglich, weil sich Klopferschall und Geoelektrik gegenseitig nicht störend beeinflussen. Lediglich eine gleichzeitige Videobefahrung bei Vollfüllung der Kanalhaltung ist nicht möglich.

Insbesondere die Beurteilung der Rohrbettung und die Muffendichtigkeit sind für den Kanalnetzbetreiber von großen Interesse, da diese Schäden die Sicherheit der Verkehrsteilnehmer berühren sowie bei Grundwasserinfiltration Auswirkung auf den wirtschaftlichen Betrieb der Kanalhaltung haben.

7 ZUSAMMENFASSUNG

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Klopfprüfung auf eine theoretische Basis gestellt, die unterschiedlichen durch die impulsförmige Anregung entstehenden Wellenformen diskutiert und die im Hohlzylinder von einfachen Balkenstrukturen abweichenden Frequenzen der Eigenschwingungen auf die frequenzabhängige Wellenausbreitungsgeschwindigkeit (Dispersion) zurückgeführt.

Es wurde darauf aufbauend das Prinzip der Klopfprüfung erläutert, indem die Problematik der Hohlraumdetektion anhand von numerischen Berechnungen veranschaulicht und eine Optimierung anhand der Ergebnisse erarbeitet wurde. In diesem Zusammenhang wurde bereits die Problematik der Sensorankopplung diskutiert und deren Einfluss auf die Messunsicherheit abgeschätzt. Ein wesentlicher Bestandteil von Kapitel 3 war die Bestimmung des Übertragungsverhalten des Rohres bzw. die Diskussion der Parameter, die das Schwingungsverhalten eines Rohres bestimmen. Hieran wurde die Komplexität des Systems „Abwasserrohr“ deutlich.

Indem sowohl die Wellenausbreitung als auch die Ausbildung von Eigenschwingungen durch Überlagerung der sich ausbreitenden Wellen genutzt wird, können sowohl Risse als auch die Bettungsbedingungen mit der Klopfprüfung eruiert werden. Prinzipiell ist eine Rissdetektion auch anhand der Veränderung der Eigenmoden (Frequenzverschiebung, Veränderung der Energiedichte) möglich. Dies scheitert in der Praxis aber bislang an der Komplexität und nicht gegebenen Eindeutigkeit solcher Veränderungen bzw. Verschiebungen sowie an der stark variierenden Sensorankopplung.

Die Signalverarbeitung wurde dahingehend verändert, dass durch den Einsatz diverser Filterverfahren (Bandpassfilter im Frequenz- und im Ortsbereich, Hanningfensterung im Zeitbereich) die Signalqualität entscheidend verbessert wurde. Ein adaptiver Schwellwert in Verbindung mit einer Plausibilitätskontrolle anhand des Kreuzkorrelationskoeffizienten konnte die Qualität der Rissdetektion voranbringen.

Um eine Hohlraumdetektion bzw. eine Beurteilung der Bettungsbedingungen auch an kurzen Rohren zu ermöglichen, wurde zunächst ein Verfahren zur Muffenidentifikation entwickelt. Die Muffenidentifikation funktioniert sehr zuverlässig. Die Fehlalarmrate liegt unter 5 % und es wurden 41 von 42 Muffen richtig klassifiziert.

Auf einer Beurteilung der Bettungsbedingungen sowie der Hohlraumdetektion mit der Klopfprüfung lag der Schwerpunkt dieser Arbeit. Trotz der teilweise sehr komplexen Zusammenhänge des Schwingungsverhaltens von Abwasser-

rohren konnte gezeigt werden, dass sich die Klopfprüfung für die Beurteilung der Rohrbettung sehr gut eignet. Anhand von Labormessungen sowie im realen Abwasserkanal in Rastatt-Rheinau unter erschwerten Bedingungen (kurze Rohre) wurden die Möglichkeiten und Grenzen des Verfahrens aufgezeigt und eindrucksvoll unter Beweis gestellt, dass die Klopfprüfung in der Lage ist, die Bettung der Rohre zu evaluieren.

Durch die verbesserte Signalverarbeitung zeichnen sich Lagerungsdefekte im Merkmalsverlauf so eindeutig ab, dass ein einfacher Schwellwert ausreicht, um schlecht gebettete Rohrbereiche von intakten Bereichen signifikant zu unterscheiden. Die größten Fortschritte wurden mit folgenden, neu eingeführten Signalverarbeitungsschritten erzielt:

- Bestimmung des für die Hohlraumdetektion relevanten Zeitfensters durch Variation der Filterlänge eines Hanningfilters
- Berechnen der Kreuzenergiespektren (KEDS)
- numerisch gestützte Segmentierung in Frequenzbänder gemäß zusammenhängender Eigenmoden
- Berechnen der Signalenergie in ausgewählten Frequenzbändern
- Tiefpassfilterung im Ortsbereich (gleitender Mittelwert)

Auf diesem Weg wurden an der Kanalhaltung in Rastatt-Rheinau 7 Bereiche mit signifikant reduzierten Bettungsbedingungen ausgewiesen, wobei 5 dieser Bereiche anhand von Plausibilitätskontrollen als schlecht gebettet angenommen werden können. Für die restlichen Bereiche gibt es keine Validierungsmöglichkeit, da ein Öffnen der Fahrbahndecke aus wirtschaftlichen Gründen entfällt.

Die fehlende Validierungsmöglichkeit ist auch das größte Handikap für eine Umsetzung des Verfahrens. Es fehlt die Möglichkeit, das Verfahren an realen Lagerungsdefekten zu kalibrieren. Jedoch reagiert das Verfahren so empfindlich auf Lagerungsdefekte, dass davon ausgegangen werden kann, dass auch eine Beurteilung der Bettungsbedingungen unter erschwerten Bedingungen, d.h. an wandverstärkten Rohren sowie Betonrohren aussichtsreich erscheint.

Dies ist insbesondere dann aussichtsreich, wenn durch eine verbesserte Ankopplung der Sensorik die Aussagekraft des Verfahrens weiter erhöht wird. Ansätze zur Verbesserung der Klopfprüfung müssen daher entweder auf einer schnelleren Messwerterfassung basieren, mit dem Ziel, durch Messwertmittelung die Messunsicherheit zu reduzieren, oder besser noch auf einer mechanischen Optimierung der Ankopplung, beispielsweise durch eine berührungslose Messwerterfassung.

Ein Ansatz für eine berührungslose Ankopplung wurde im Rahmen dieser Arbeit aufgezeigt, die Realisierung unter wirtschaftlichen Rahmenbedingungen, d.h. kontinuierliche Messung, um einen höheren Messfortschritt zu erreichen, steht noch aus und bedarf noch weiterer Forschungsanstrengungen.

8 LITERATUR

- [Abr68] ABRAMOWITZ, M., STEGUN, I. A.; 1968: *Handbook of Mathematical Functions*. Dover Publications, New York.
- [All93] ALLEYNE, D.N., PIALUCHA, T.P., CAWLEY, P.; 1993: *A signal regeneration technique for long-range propagation of dispersive Lamb waves*. Ultrasonics, Vol. 31, No. 3.
- [Ach73] ACHENBACH, J.D.; 1973: *Wave Propagation in Elastic Solids*. North-Holland Publishing Company. Amsterdam, London.
- [Arm69] ARMENAKAS, A. E.; GAZIS, D. C.; HERRMANN, G.; 1969: *Free Vibrations of Circular Cylindrical Shells*. Pergamon Press, Oxford.
- [ATV03] Vorträge von Dr. LEHMANN, DMT, und NIESSEN, GBM, im Rahmen der ATV-DVWK AG-Sitzung „Detektion von Lagerungsdefekten“. Bochum, 2003.
- [Bac95] BACHMANN, H. et. al.; 1995: *Vibration Problems in Structures*. Birkhäuser Verlag, Basel Boston Berlin.
- [Bac98] BACHRACH, R., NUR, A.; 1998: *High-resolution shallow-seismic experiments in sand, Part I: Water table, fluid flow and saturation*. Geophysics Vol. 63, No. 4, 1225-1233.
- [Båt79] BÅTH, M.; 1979: *Introduction to seismology*. 2. Auflage, Basel: Birkhäuser.
- [Beb97] BEBLO, M. (Hrsg.); 1997: *Umweltgeophysik*. Ernst & Sohn Verlag für Architektur und technische Wissenschaften GmbH. Berlin.
- [Ber90] BERGMANN, L.; 1990: *Lehrbuch der Experimentalphysik*. Band 1. De Gruyter, Berlin, New York.
- [Bio56] BIOT, M. A.; 1956: *Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid*; Journal of the Acoustical Society of America 28, pp 168-191.
- [Bio62] BIOT, M. A.; 1962: *Mechanics of deformation and acoustic propagation in porous media*; Journal of Applied Physics, 33, 1482-1498.
- [BGBL] *Gesetz über Abgaben für das Einleiten von Abwasser in Gewässer (Abwasserabgabengesetz – AbwAG) vom 13.09.1976 (BGBL. I S.2721, ber. S.3007)*.

-
- [Bog93] BOGDANOVICH, A.; 1993: *Nonlinear dynamic problems for composite cylindrical shells*. Elsevier Applied Science Publisher Ltd, Essex, England.
- [Bro01] BROWN, P.J., DEY-SAKAR, S., BATZLE, M., TANG, E., McMECHAN, G., STEENSMA, G., PEETERS, M.; 2001: *Biot slow wave laboratory detection and seismic response*. EAGE/SEG Research Workshop, Pau, France.
- [Car86] CARINO, J., SANSALONE, M., HSU, N. N.; 1986: *A point source - point receiver, pulse-echo technique for flaw detection in concrete*. ACI J. 83, Nr.2, S.199-208.
- [Car86] CARINO, J., SANSALONE, M., HSU, N. N.; 1986: *Flaw Detection in concrete by frequency spectrum analysis of impact-echo waveforms*. Int. Adv. in NDT 12, S.117-146.
- [Car95] CARPINTERI, 1995: *Scienza delle costruzioni*, Vol. 1, Pitagora Editrice Bologna.
- [Chr94] CHROSCIELEWSKI, J.; MAKOWSKI, J.; STUMPF, H.; 1994: *Finite Elements for Irregular Nonlinear Shells*. Mitteilungen aus dem Institut für Mechanik Nr. 96. Ruhr-Universität Bochum.
- [Cre96] CREMER, L., HECKEL, M.; 1996: *Körperschall - Physikalische Grundlagen und technische Anwendungen*. Springer Verlag, Berlin Heidelberg New York.
- [Das93] DASA, 1993: *GEOTEL - ein Tiefenradar für die Kanalinspektion*. - Firmenprospekt der Firma DASA, Ulm.
- [Dav98] DAVID, I.; 1998: *Grundwasserhydraulik (Strömungs- und Transportvorgänge)*. Friedr. Vieweg & Sohn Verlagsgesellschaft mbH, Braunschweig/Wiesbaden.
- [Die82] DIEM, P.; 1982: *Zerstörungsfreie Prüfmethode für das Bauwesen*. Wiesbaden: Bauverlag.
- [Doh99] DOHMANN, M.; 1999: *Wassergefährdung durch undichte Kanäle*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York.
- [Dub81] DUBBEL; 1981: *Taschenbuch für den Maschinenbau*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York.
- [Eis01] EISWIRTH, M., FREY, C. HERBST J., HESKE C., HÖTZL H., JACUBASCH A., KRAMP J., KUNTZE H.-B., MUNSER R. and WOLF, L.; 2001: *Sewer Assessment by Multi-sensor Systems*. Proceedings of IWA World Water Congress, Berlin.

- [Eis03] EISWIRTH, M.; 2003: *Gemeinsame Testeinrichtungen der SAM-Forschergruppe*. Technisches Messen, Heft 07/08, Oldenbourg Verlag.
- [Fah85] FAHY, F.; 1985: *Sound and Structural Vibration*. Academic Press, London.
- [Fan97] FANG, H.Y.; 1997: *Introduction to Environmental Geotechnology*. CRC Press LLC.
- [Fec97] FECKER, E.; 1997: *Geotechnische Meßgeräte und Feldversuche im Fels*. Ferdinand Enke Verlag, Stuttgart.
- [Flü60] FLÜGGE, W.; 1960; *Stresses in Shells*. Springer Verlag Berlin Göttingen Heidelberg.
- [Flü62] FLÜGGE, W.; 1962; *Statik und Dynamik der Schalen*. Springer Verlag Berlin Göttingen Heidelberg.
- [Fre03] FREY, C., KUNTZE, H.-B.; 2003: *Neuro-Fuzzy-basierte Sensorfusion zur qualifizierten Schadensdiagnose an Abwasserkanälen*. Technisches Messen, Heft 07/08, Oldenbourg Verlag.
- [Gal90] GALAN, A.; 1990: *Combined Ultrasound Methods of Concrete Testing*. Elsevier, Amsterdam, Oxford, New York, Tokyo.
- [Gau91] GAUNAURD, G.C., WERBY, M.F.; 1991: *Lamb and creeping waves around submerged spherical shells resonantly excited by sound scattering*. II: Further applications. Journal of the Acoustical Society of America 89 (4).
- [Gaz58] GAZIS, D.C.; 1958: *Exact Analysis of the Plane-Strain Vibrations of Thick-Walled Hollow Cylinders*. Journal of the Acoustical Society of America, Vol. 30, No. 8. pp. 786 – 794.
- [Ger98] GERUSEL, K.; 1998: *Atmungsschwingungen von Hohlzylindern und daraus resultierende Luftschallabstrahlung*, VDI Verlag, Düsseldorf.
- [GGU95] GGU – Gesellschaft für geophysikalische Untersuchungen, 1995: *Atmungsschwingungen von Hohlzylindern und daraus resultierende Luftschallabstrahlung*, VDI Verlag, Düsseldorf.
- [Gol72] GOLDSMITH, W., LEE, P.Y., SACKMANN, J.L.; 1972: *Pulse Propagation in Straight Circular Elastic Tubes*. Journal of Applied Mechanics, Vol. 39, S. 1011. Transactions of the ASME, Vol. 94.
- [Gun98] GUNAVAN, L.; 1998: *Experimental Study of Nonlinear Vibrations of Thin-walled Cylindrical Shells*. Dissertationsschrift. TU Delft.

-
- [Gre60] GREENSPON, J. E.; 1960: *Vibrations of a Thick-Walled Cylindrical Shell - Comparison of the Exact Theory with Approximate Theories*. Journal of the Acoustical Society of America, Vol. 32, No. 5. S. 571 - 578.
- [Gro96] GROSSE, C.U.; 1996: *Quantitative zerstörungsfreie Prüfung von Baustoffen mittels Schallemissionsanalyse und Ultraschall*. Dissertation an der Fakultät für Bauingenieur- und Vermessungswesen der Universität Stuttgart.
- [Hah01] HAHN, H.H.; 2001: *Zustand der Kanalisation in der BRD*. Unterlagen zum Workshop der DFG-Forschergruppe Schadensdiagnose an Abwasserkanälen mit Multisensorsystemen (SAM). Karlsruhe (unveröffentlicht).
- [Ham88] HAMMON, M.; 1988: *Strafrechtliche Probleme der Instandhaltung von Kanalleitungen aus der Sicht einer Kommune*. Zeitschrift für angewandte Umweltforschung (ZAU) 1, Sonderheft 1, S. 31 - 38.
- [Har54] HARRISON, M.; TAYLOR, D. W.; 1954: *Model Basin Report 872*. Office of Technical Services, U.S. Department of Commerce, Washington, D.C.
- [Hec57] HECKL, M.; 1957: *Schallabstrahlung und Schalldämmung von Zylinderschalen*, Dissertation, Fakultät für allgemeine Ingenieurwissenschaften, Technische Universität Berlin-Charlottenburg.
- [Hei66] HEIMANN, J. H.; KOLSKY, H.: *The Propagation of Elastic Waves in Thin Cylindrical Shells*. Journal of Mech. Phys. Solids. 1966, Vol. 14. S.121ff.
- [Hel97] HELMIG, R.; 1997: *Multiphase Flow and Transport Processes in the Subsurface*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York.
- [Hen01] HENN, H.; SINAMBARI, G.R.; FALLEN, M.; 2001: *Ingenieurakustik*, Vieweg Verlag Braunschweig/Wiesbaden.
- [Her57] HERRMANN, G., MIRSKY, I.; 1957: *Nonaxially Symmetric Motions of Cylindrical Shells*. Journal of the Acoustical Society of America, Vol. 29, No. 10, pp. 1116 – 1123.
- [Her02] HERBST, J.; 2002: *Nondestructive Testing of sewer pipes by an acoustical method*. Proc. Int. IEEE IMTConference, Anchorage, AK, USA.
- [Her03a] HERBST, J.; 2003: *Zerstörungsfreie Prüfung von Abwasserkanälen mit akustischen Sensoren*. Tagungsband der DAGA'03 in Aachen.

- [Her03b] HERBST, J.; 2003: *Anregung und Messung von Eigenschwingungen zur Beurteilung der Bettungsbedingungen von erdverlegten Abwasserrohren*. Technisches Messen, Heft 07/08, Oldenbourg Verlag.
- [Hes03] HESKE, C.; 2003: *Hohlraumdetektion in der Umgebung erdverlegter Abwasserkanäle mit Hilfe einer γ -Sonde*. Technisches Messen, Heft 07/08, Oldenbourg Verlag.
- [Hör96] HÖRHÄGER, M.; 1996: *Maple in Technik und Wissenschaft*. Addison-Wesley, Bonn, Paris.
- [Hol98] HOLZBECHER, E.; 1998: *Modeling Density-Driven Flow in Porous Media*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York.
- [Jun98] JUNG, P.; 1998: *Kanalsanierung: Bestandsaufnahme, Planung, Ausführung*. Vogel Verlag, Würzburg.
- [Kar96] Abschlußbericht des BMBF-Verbundvorhaben zur Entwicklung eines flexibel einsetzbaren Roboters zur Kanalinspektion (KARO), 1996. Förderkennzeichen 02-WK9256/9.
- [Kau94] KAUFMANN, A., 1994: *Geophysical Field Theory and Method, Part C; Electromagnetic Fields II*. Academic Press Inc. San Diego, California.
- [Kli94] KLINGMUELLER, O.; 1994: *Entwicklung akustischer Messverfahren zur Detektion des Kanalzustandes*. Beitrag zum BMFT-Statusseminar beim 4. Internationalen Kongreß „Leitungsbau“ in Hamburg.
- [Kli95a] KLINGMUELLER, O.; 1995: *Schallreflexionsanalyse zur Kanalinspektion*. Schlussbericht des BMBF-Verbundprojektes „Entwicklung akustischer Messverfahren zur Detektion des Kanalzustandes.
- [Kli95b] KLINGMUELLER, O.; 1995: *Development of sound reflection analysis in the form of remote-controlled non-destructive knocking testing on non-negotiable sewers*. Proc. Int. Conf. No Dig '95, Dresden, Germany, 19–22 Sept. 1995, pp. 222 – 234.
- [Kli99] KLINGMUELLER, O., KNEBEL, M.; 1999: *Ferngesteuerte Klopfprüfung – Erfahrungen und neue Entwicklungen*. In „Pipeline Integrity“, Vulkan Verlag, Essen S. 514 – 527.
- [Kna03] KNAB, C.; 2003: *Erstellen eines Feder-Masse-Dämpfer-Modells für die Abnahme von Rohrschwingungen mittels Beschleunigungssensoren*. Unveröffentlichte Studienarbeit am Institut für Mess- und Regelungstechnik der Universität Karlsruhe (TH).

-
- [Knö02] KNÖLLER, M.; 2002: *Schadensdiagnose an Abwasserkanälen mit einem akustischen Sensorsystem*. Unveröffentlichte Diplomarbeit am Institut für Mess- und Regelungstechnik der Universität Karlsruhe (TH).
- [Kra86] KRAUTKRÄMER, J., KRAUTKRÄMER, H.; 1986: *Werkstoffprüfung mit Ultraschall*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York.
- [Kre88] KRESTEL, E.; 1988: *Bildgebende Systeme für die medizinische Diagnostik: Grundlagen u. techn. Lösungen; Röntgendiagnostik, Computertomographie, nuklearmedizinische Diagnostik, Kernspintomographie, Sonographie*. Siemens Aktiengesellschaft, Abt. Verlag.
- [Kib96] KIBBELWHITE, A. C.; Wu, C. Y.; 1996: *Wave interactions as a seismo-acoustic source*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York.
- [Koo91] KOO, J.Y., LEE, S., KIM, Y. H., LEW, H.S.; 1991: *Quantitative spectral analysis for flaw detection in concrete*. Res. Nondestr. Eval., S. 171-182.
- [Kut88] KUTTRUFF, H.; 1988: *Physik und Technik des Ultraschalls*. Hirzel Verlag, Stuttgart.
- [Lei68] LEIPHOLZ, H.; 1968: *Einführung in die Elastizitätstheorie*. Braun Verlag, Karlsruhe.
- [Lei73] LEISSA, A.W.; 1973: *Vibration of Shells*. NASA, Washington D.C.
- [Len95] LENZ, J. (Hrsg.); 1995: *Ortung*. Schriftenreihe aus dem Institut für Rohrleitungsbau an der Fachhochschule Oldenburg; Bd. 9. Vulkan-Verlag, Essen.
- [Lin93] LIN, J.M.; SANSALONE, M.J.; 1993: *The Transverse Elastic Impact Response of Thick Hollow Cylinders*. Journal of Nondestructive Evaluation Vol. 12, No. 2 S 139-149.
- [Lin94] LIN, J.M.; SANSALONE, M.J.; 1994: *The Impact-Echo Response of Hollow Cylindrical Concrete Structures Surrounded by Soil or Rock*. Journal of Nondestructive Evaluation, Vol. 12, No.2 S. 139ff.
- [Lov48] LOVE, A.E.H.; 1948: *A Treatise on the Mathematical Theory of Elasticity*. Chapt. XXIII, Dover Publication New York.

- [Lük92] LÜKE, H.D.; 1992: *Korrelationssignale: Korrelationsfolgen und Korrelationsarrays in Nachrichten- und Informationstechnik, Messtechnik und Optik*. Springer Verlag, Berlin; Heidelberg.
- [Lük99] LÜKE, H.D.; 1999: *Signalübertragung*. Springer Verlag, Berlin; Heidelberg.
- [Mac98] MACHENS, K.-U.; 1998: *Anwendungen der Vergleichsquellenmethode zur Berechnung von Schallfeldern*. Fortschr.-Ber. VDI Reihe 11 Nr. 254. VDI Verlag, Düsseldorf.
- [Mak94] MAKOWSKI, J.; STUMPF, H.; 1994: *Mechanics of Irregular Shell Structures*. Mitteilungen aus dem Institut für Mechanik Nr. 95. Ruhr-Universität Bochum.
- [Mar88] MARKUS, S.; 1988: *The mechanics of Vibrations of Cylindrical Shells*. Elsevier Publications, Amsterdam, Oxford, New York, Tokio.
- [McI91] McINTIRE, P. (Hrsg.); 1991: *Nondestructive Testing Handbook*. Bd. 7: Ultrasonic Testing, 2. Aufl., ASNT.
- [Mes98] MESCH, F., 1998: *Vorlesung Korrelationsverfahren*. Universität Karlsruhe (TH).
- [Mes03] MESCH, F., 2003: *Schadensdiagnose bei Abwasserkanälen*. Technisches Messen, Heft 07/08, Oldenbourg Verlag.
- [Mik78] MIKLOWITZ, J.; 1978: *The Theorie of Elastic Waves and Waveguides*. North-Holland Publishing Company. Amsterdam New York Oxford.
- [Mil87] MILITZER, H., WEBER, F.; 1987: *Angewandte Geophysik*. Bd.3: Seismik. Springer-Verlag, Wien.
- [Mor53] MORSE, P.M.; FESHBACH, H.; 1953: *Methods of Theoretical Physics*. McGraw-Hill, New York, Toronto, London.
- [Mun03] MUNSER, R., HARTRUMPF, M.; 2003: *Detektion verdeckter Anomalien im Bettungsbereich von Abwasserrohren mit einem Mikrowellenrückstreusensor*. Technisches Messen, Heft 07/08, Oldenbourg Verlag.
- [Nat92] NATKE, H.G.; 1992: *Einführung in die Theorie und Praxis der Zeitreihen- und Modalanalyse*. Vieweg, Braunschweig; Wiesbaden.
- [New71] NEWMARK, N. M.; HALL, W. J.; 1971: *Fundamentals of Earthquake Engineering*. Prentice Hall Inc. Englewood Cliffs, N. J.
- [NI98] National Instruments, PCI 6110E/6111E User Manual, April 1998 Edition, Part Number 321759B-01.

-
- [Ols93] OLSSON, S.; 1993: *Scattering of Elastic Waves by Inhomogenities in Cylindrical Structures*. Chalmers University of Technology, Göteborg.
- [Os45] OSBORNE, M. F. M.; HART, S. D.; 1945: *Journal of Acoustical Society of America* 17, 1.
- [Par94] PARKER, R., L.; 1994: *Geophysical Inverse Theory*. Princeton University Press, New Jersey.
- [Poc76] POCHHAMMER, L.; 1876: *Journal für reine angewandte Mathematik* Nr. 81, S.324.
- [Rei80] REISMANN, H.; PAWLIK, P. S.; 1980: *Elasticity, theory and applications*. John Wiley & Sons, New York.
- [Rul72] RULF, B., ROBINSON, B.Z., ROSENAU, P.; 1972: *Asymptotic Expansion of Guided Elastic Waves*. *Journal of the American Society of Mechanical Engineers*
- [Saa74] SAADA, A. S.; 1974: *Elasticity: Theory and Applications*. Pergamon Press, New York.
- [San86] SANSALONE, M., CARINO, J.; 1986: *Impact Echo: A Method for Flaw Detection in Concrete Using Transient Stress Waves*. National Bureau of Standards, Gaithersburg. Rep.-Nr. 86-3452.
- [San97] SANSALONE, M., STREETT, W.B.; 1997: *Impact Echo: Nondestructive Evaluation of Concrete and Masonry*. Bullbrier Press, Ithaca, N.Y..
- [Sca51] SCANLAN, R.H.; ROSENBAUM, R.; 1951: *Aircraft Vibration and Flutter*. The Macmillan Company, New York.
- [Sch83] SCHÖN, J.; 1983: *Petrophysik*, Ferdinand Enke Verlag, Stuttgart.
- [Sch88] SCHMECKEN, W.; 1988: *Gemeinderäten und Kommunalbediensteten drohen drastische Strafen*. *Bauwirtschaftliche Information* Heft 12, S.32 - 34.
- [Sch90] SCHRÜFER, E.; 1990: *Signalverarbeitung*, Hanser Verlag, München, Wien.
- [See91] SEEMANN, W.; 1991: *Wellenausbreitung in rotierenden und statisch konservativ vorbelasteten Zylindern*. Zur Erlangung des akademischen Grades eines Doktors der Ingenieurwissenschaften von der Fakultät für Maschinenbau der Universität Karlsruhe genehmigte Dissertation.
- [Soe81] SOEDEL, W.; 1981: *Vibration in Shells and Plates*. Marcel Dekker, Inc. New York and Basel.

- [Ste92] STEIN, D. & NIEDEREHE, W.; (1992): *Instandhaltung von Inspektionskanälen*. Verlag für Architektur und technische Wissenschaften, Ernst & Sohn, 2. Auflage; Berlin.
- [StGB] Strafgesetzbuch (StGB) vom 15. Mai 1971 (BGBl. I S.127) in der Fassung vom 2.1.1975 (BGBl. I S.2) zuletzt geändert durch Gesetz vom 28.03.1980 (BGBl. I S.373), §324.
- [Tar01] TARANTINO, G.: *Numerical simulation of the vibrations of sewer pipes by an example of a channel test track in view to damage and cavity detection*, Diplomarbeit am Institut für Mess- und Regelungstechnik, Universität Karlsruhe (TH), 2001
- [Teo83] TEODORU, G. 1983: *Hydrothermal behandelte Betone und ihre zerstörungsfreie Prüfung*. Dissertation zur Erlangung des akademischen Grades eines Doktor-Ingenieurs and der RWTH Aachen.
- [The89] THEODORU, G.; 1989: *Zerstörungsfreie Betonprüfung: insbesondere Anwendung von Ultraschall*; kritische Betrachtungen. Beton-Verlag, Düsseldorf.
- [Tho81] THOMSON, W., T.; 1981: *Theory of Vibration with Application*. Prentice Hall, Inc., Englewood Cliffs, NJ, USA.
- [tm03] Technisches Messen, Heft 07/08, Oldenbourg Verlag.
- [Übe73] ÜBERALL, H.; 1973: *Surface Waves in Acoustics*. In: *Physical Acoustics, Principles and Methods*, edited by MASON and THURSTON. Academic Press New York, London.
- [Val95] VALID, R.; 1995: *The Nonlinear Theory of Shells through Variational Principles*. John Wiley & Sons, Chichester, England.
- [Vik67] Viktorov, I. A.; 1967: *Rayleigh and Lamb waves*. Plenum Press, New York.
- [Wan00] WANG, H.F.; 2000: *Theory of Linear Poroelasticity – with Applications to Geomechanics and Hydrology*. Princeton University Press, Princeton.
- [WGH] *Gesetz zur Ordnung des Wasserhaushaltes (Wasserhaushaltsgesetz – WGH) vom 27.07.1957 (BGBl I S.1110) in der Fassung der Bek. vom 23.09.1986 (BGBl I S.1529, ber. S. 1654) sowie Landeswassergesetze*.
- [Wei03] WEISSEN, D.; 2003: *Hohlraumdetektion an Abwasserkanälen mit dem Rohr-Impactometer*. Unveröffentlichte Studienarbeit am Institut für Mess- und Regelungstechnik der Universität Karlsruhe (TH).

-
- [Wit96] WITTENBURG, J.; 1996: *Schwingungslehre*. Springer Verlag Berlin Heidelberg New York.
- [Wol94] WOLF, J., P.; 1994: *Foundation vibration analysis using simple physical models*. Prentice Hall. Englewood Cliffs, NJ 07632.
- [Wol03] WOLF, L; 2003: *Anwendung einer segmentierten geoelektrischen Sonde zur Leckagedetektion in Abwasserkanälen*. Technisches Messen, Heft 07/08, Oldenbourg Verlag.