

Charakterisierung der akustischen Eigen- schaften offenporiger Straßenbeläge

Berichte der
Bundesanstalt für Straßenwesen

Verkehrstechnik Heft V 133

The logo for the Federal Institute for Road Research (BASt) is displayed in a bold, green, lowercase sans-serif font. The letters are thick and have a slight shadow effect, giving it a three-dimensional appearance. The logo is positioned in the bottom right corner of the page.

Charakterisierung der akustischen Eigen- schaften offenporiger Straßenbeläge

von

Jörn Hübelt

Gesellschaft für Akustikforschung Dresden mbH
Dresden

Hella Schmid

Lehrstuhl Straßenbau
Technische Universität Dresden

**Berichte der
Bundesanstalt für Straßenwesen**

Verkehrstechnik Heft V 133

bast

Die Bundesanstalt für Straßenwesen veröffentlicht ihre Arbeits- und Forschungsergebnisse in der Schriftenreihe **Berichte der Bundesanstalt für Straßenwesen**. Die Reihe besteht aus folgenden Unterreihen:

A - Allgemeines
B - Brücken- und Ingenieurbau
F - Fahrzeugtechnik
M- Mensch und Sicherheit
S - Straßenbau
V - Verkehrstechnik

Es wird darauf hingewiesen, dass die unter dem Namen der Verfasser veröffentlichten Berichte nicht in jedem Fall die Ansicht des Herausgebers wiedergeben.

Nachdruck und photomechanische Wiedergabe, auch auszugsweise, nur mit Genehmigung der Bundesanstalt für Straßenwesen, Referat Öffentlichkeitsarbeit.

Die Hefte der Schriftenreihe **Berichte der Bundesanstalt für Straßenwesen** können direkt beim Wirtschaftsverlag NW, Verlag für neue Wissenschaft GmbH, Bgm.-Smidt-Str. 74-76, D-27568 Bremerhaven, Telefon (04 71) 9 45 44 - 0, bezogen werden.

Über die Forschungsergebnisse und ihre Veröffentlichungen wird in Kurzform im Informationsdienst **BAST-Info** berichtet. Dieser Dienst wird kostenlos abgegeben; Interessenten wenden sich bitte an die Bundesanstalt für Straßenwesen, Referat Öffentlichkeitsarbeit.

Impressum

Bericht zum Forschungsprojekt 02.239/2003/LRB:
Charakterisierung der akustischen Eigenschaften
offenporiger Straßenbeläge

Projektbetreuung
Wolfram Bartolomaeus

Herausgeber

Bundesanstalt für Straßenwesen
Brüderstraße 53, D-51427 Bergisch Gladbach
Telefon: (0 22 04) 43 - 0
Telefax: (0 22 04) 43 - 674

Redaktion

Referat Öffentlichkeitsarbeit

Druck und Verlag

Wirtschaftsverlag NW
Verlag für neue Wissenschaft GmbH
Postfach 10 11 10, D-27511 Bremerhaven
Telefon: (04 71) 9 45 44 - 0
Telefax: (04 71) 9 45 44 77
Email: vertrieb@nw-verlag.de
Internet: www.nw-verlag.de

Kurzfassung – Abstract

Charakterisierung der akustischen Eigenschaften offener Straßenbeläge

Zielstellung der hier vorliegenden Arbeit war die Entwicklung eines Verfahrens zur Charakterisierung der akustischen Eigenschaften offener Straßenbeläge in situ. Das Verfahren sollte auf indirektem Wege quantitative Aussagen über den zu erwartenden Fahrzeuggeräuschpegel L_{Veh} nach der Methode der „Statistischen Vorbeifahrt“ (DIN EN ISO11819-1) liefern, sich unproblematisch durchführen lassen und tolerant gegenüber Störeinflüssen aus der Umgebung sein.

Innerhalb der Untersuchungen wurden daher in situ Messverfahren verwendet und gegebenenfalls weiterentwickelt, bei denen davon auszugehen ist, dass sie Aussagen zum Einfluss der beiden Hauptmechanismen der lärmindernden Wirkung offener Asphaltbeläge, nämlich der Reduzierung des „Airpumping-Effekts“ und der Schallabsorption im Nah- und Fernfeld vom Reifen, erlauben. Als Verfahren kamen dabei zur Anwendung:

- Messung der Wasserdurchlässigkeit
- Messung und Schätzung des Strömungswiderstandes
- Messung des Schallabsorptionsgrades nach DIN ISO 13472, Teil 1
- Schallausbreitungsmessungen.

Diese Messverfahren sind an sieben Orten auf Bundesautobahnen eingesetzt worden. Die Ergebnisse der Messungen wurden anschließend mit nahezu zeitgleich bestimmten Fahrzeuggeräuschpegeln korreliert. Auf die Korrelation der Ergebnisse des Schätzverfahrens zur Bestimmung des Strömungswiderstandes wurde dabei jedoch verzichtet, da es sich während der Untersuchungen herausstellte, dass dieses Verfahren eine nur unzureichende Genauigkeit aufweist.

Als wesentliches Ergebnis der Untersuchungen zur Korrelation kann festgehalten werden, dass zur indirekten Bestimmung der lärmindernden Wirkung von offener Asphaltbeläge zwei Verfahren, die Messung des effektiven spezifischen Strömungswiderstandes R_s und die Bestimmung des Schallabsorptionsgrades a , gleichberechtigt Anwendung finden müssen. Der effektive spezifische Strömungswiderstand R_s soll dabei in der Rollspur des ersten Fahrstreifens gemessen werden. Die Bestimmung des Schallabsorptionsgrades a ist dagegen in der Mitte des ersten Fahrstreifens durchzuführen.

Der Originalbericht enthält als Anhänge A bis H eine Übersicht der Messstandorte (A), die Messergebnisse und die Messapparaturen für den Strömungswiderstand (B und E), den Schallabsorptionsgrad (C und F), die Messergebnisse für die Schallausbreitung (D), die Berechnungen nach RASSMUSSEN (G) sowie eine Beschreibung der Labormessverfahren zur Bestimmung von Absorberkennwerten (H). Auf die Wiedergabe dieser Anhänge wurde in der vorliegenden Veröffentlichung verzichtet. Sie liegen bei der Bundesanstalt für Straßenwesen vor und sind dort einsehbar. Verweise auf die Anhänge im Berichtstext wurden zur Information des Lesers beibehalten.

Der Originalbericht enthält als Anhänge A bis H eine Übersicht der Messstandorte (A), die Messergebnisse und die Messapparaturen für den Strömungswiderstand (B und E), den Schallabsorptionsgrad (C und F), die Messergebnisse für die Schallausbreitung (D), die Berechnungen nach RASSMUSSEN (G) sowie eine Beschreibung der Labormessverfahren zur Bestimmung von Absorberkennwerten (H). Auf die Wiedergabe dieser Anhänge wurde in der vorliegenden Veröffentlichung verzichtet. Sie liegen bei der Bundesanstalt für Straßenwesen vor und sind dort einsehbar. Verweise auf die Anhänge im Berichtstext wurden zur Information des Lesers beibehalten.

Characterizing the acoustic properties of porous road surfaces

This program was intended to develop a procedure of characterizing the acoustic properties of porous road surfaces in-situ. The procedure was to indirectly allow quantitative estimates of expected vehicle noise levels L_{Veh} according to the Statistical Pass-by Method (DIN EN ISO11819-1); furthermore, the procedure was to be easy and tolerant to ambient interference.

The investigations employed in-situ measuring techniques and advanced them wherever necessary. These techniques were expected to permit an examination of the roles played by the two main noise-reduction mechanisms of porous asphalt: Reduced air pumping and sound absorption in the near and far fields of tyres. The following techniques were used:

- Measurement of water permeability
- Measurement and estimate of flow resistance
- Measurement of sound absorption capacity according to DIN ISO 13472, Part 1
- Measurement of sound propagation

These measuring techniques were employed at seven locations on interstate highways. The

measurement results were correlated with vehicle noise levels determined almost simultaneously. However, the results provided by the flow resistance estimation method were not correlated, as this method proved insufficiently accurate during the investigations.

An essential conclusion yielded by correlation analyses is a necessity to place equal emphasis on two indirect methods of determining the noise-reducing effects of porous asphalt: Measurement of effective, specific flow resistance R_s and measurement of sound absorption capacity a . The effective, specific flow resistance R_s should be measured in the rolling tracks of the first lane. By comparison, the sound absorption capacity a should be measured in the middle of this lane.

The original report is accompanied by appendices A to H including an overview of measurement locations (A), measurement results and equipment related to flow resistance (B, E) and sound absorption capacity (C, F), measurement results related to sound propagation (D), calculations according to RASSMUSSEN (G) and a description of laboratory procedures for determining characteristic absorption values (H). The appendices do not accompany this publication. They are available for viewing at the Federal Highway Research Institute. References to the appendices in the report have been retained for the reader's information.

Inhalt

1	Zielstellung der Arbeit	11	4	In situ-Messung des effektiven Strömungswiderstandes offenerporiger Fahrbahnbeläge	47
2	Untersuchungen zum theoretischen Hintergrund	13	4.1	Einführung	47
2.1	Die innere Struktur offenerporiger Fahrbahnbeläge	13	4.2	Vorbetrachtungen zu Messfehlern	48
2.1.1	Potenzialströmung	13	4.3	Entwicklung des Verfahrens	50
2.1.2	Strömungsverluste im porösen Medium	14	4.3.1	Anpassung des Verfahrens	50
2.2	Der offenerporige Fahrbahnbelag als poröser homogener Absorber	15	4.3.2	Fehlerbetrachtungen	53
2.2.1	Verlustbehaftetes Fluid	15	4.4	Zusammenfassung	55
2.2.2	Absorbertheorie	18	5	In situ-Messung des Schallabsorptionsgrades bei starkem Temperaturgradienten über der Fahrbahn	56
2.3	Das Luftschallfeld über offenerporigen Fahrbahnbelägen	20	5.1	Einführung	56
2.3.1	Das Kugelwellenschallfeld über homogenem Absorber, exakte Beschreibung, Diskussion der Wellentypen	20	5.2	Entwicklung des Verfahrens	60
2.3.2	Näherungslösung für das Kugelwellenschallfeld über homogenem Absorber	31	5.3	Vergleich der „AKF-Methode“ mit der „Subtraktionstechnik“	63
2.3.3	Absorberoberfläche mit lateral variierender Wandimpedanz	37	5.3.1	Analytische Untersuchung	63
3	In situ-Versuch zur Wasserdurchlässigkeit	38	5.3.2	Monte Carlo Analyse	64
3.1	Zielstellung	38	5.4	Berechnung eines Einzahlwertes für den Absorptionsgrad	68
3.2	Stand der Technik	38	5.5	Zusammenfassung	69
3.3	Versuchsreihe – Untersuchung von Einfluss- und Störgrößen	39	6	In situ-Schätzverfahren zur Bestimmung der Strömungsresistenz offenerporiger Fahrbahnbeläge	69
3.3.1	Versuchsaufbau	39	6.1	Zielstellung	69
3.3.2	Versuchsdurchführung	40	6.2	Entwicklung des Verfahrens	70
3.3.3	Versuchsergebnisse	40	6.2.1	Das Verfahren zur Parameteridentifikation	70
3.4	Versuchsreihe 2 – Optimierung der Messdurchführung	41	6.2.2	Einfügungsdämpfung durch Absorption	72
3.4.1	Versuchsaufbau	41	6.3	Fehlerbetrachtung	72
3.4.2	Versuchsdurchführung	42	6.4	Zusammenfassung	74
3.4.3	Versuchsergebnisse	42	7	Korrelation der Messergebnisse von Strömungswiderstand und Absorptionsgrad mit den nach dem Verfahren der statistischen Vorbeifahrt ermittelten Fahrzeuggeräuschpegeln	75
3.5	Zusammenfassung	46	7.1	Einführung	75
			7.2	Versuchsdurchführung	76

7.3	Abschätzung zum Einfluss der Lärminderungsmechanismen	76
7.4	Korrelation der Ergebnisse	79
7.5	Zusammenfassung	89
8	Abschließende Betrachtungen	91
8.1	Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse	91
8.2	Ausblick	97
	Literatur	98

Verwendete Symbole und Abkürzungen

Lateinische Buchstaben

A	Amplitude der Oberflächenwelle	N/m^2
A	Fläche	m^2
A_s	Konstante $A_s = 3$	
\underline{A}_0	Quellstärke	N/m
c_0	Ausbreitungsgeschwindigkeit im verlustfreien Medium, hier näherungs- weise Luft	m/s
C	Integrationspfad, Integrations- konstante	
d	Dicke einer Absorberschicht	m
d_{min}	Mindestdicke, oberhalb der ein rückseitig schallhart abgeschlos- sener Absorber als homogen und halbunendlich aufgefasst werden kann	m
D	charakteristisches Maß des porösen Mediums, z. B. der mittlerer Korn- durchmesser \bar{D} der Kiesel	m
D_α	Fehlereinzahlangabe für die Bestimmung des Schallabsorptions- grades in situ	
D_{e_α}	Einfügungsdämpfung eines offen- porigen Asphalts	
$\vec{D}_{p,max}$	maximaler Durchmesser einer Korn- größenklasse	m
\vec{e}_r, \vec{e}_z	Einheitsvektoren in Richtung der Koordinaten	
E	Absorberzahl	
f	Frequenz	Hz
f_A	Abtastfrequenz	Hz
f_t	Terzmittenfrequenz	Hz
$f_{krit.}$	Frequenzgrenze oberhalb der „Bodenwellen“ auftreten	Hz
f_{oG}	obere Frequenzgrenze	Hz
f_{uG}	untere Frequenzgrenze	Hz
f_μ	Funktion zur Berücksichtigung viskoser Zusammenhänge	
f_ϑ	Funktion zur Berücksichtigung thermischer Zusammenhänge	
\underline{E}	„Bodenwellenfunktion“	

$F(\xi)$	Faktor im Integranden des Sattelpunkt-Integrals		$p_{B0} \dots p_{B3}$	Gleichdrücke auf den Flächen B 1 ... B3	N/m ²
\vec{g}	Erdbeschleunigung	m/s ²	p_A	Schalldruck im Schallfeld der Kugelwelle über absorbierender Oberfläche	N/m ²
h_e	Höhe des Empfängers E	m	p_d	Schalldruck im Direktfeld	N/m ²
$h_{L1} \dots h_{L4}$	Höhe der Messpunkte bei der Bestimmung des L_{veh}		p_k	Schalldruck im freien Schallfeld einer Punktquelle	N/m ²
$h(t)$	Impulsantwort		p_r	Schalldruck einer von der Grenzfläche S reflektierten ebenen Welle	N/m ²
h_q	Höhe der Quelle Q	m	p_s	Schalldruck im Schallfeld einer Kugelwelle über einer schallhart reflektierenden Ebene	N/m ²
H_{Ak}	Übertragungsfunktion $\underline{p}_A/\underline{p}_k$		p_t	Schalldruck einer durch die Grenzfläche S transmittierten ebenen Welle	
H_{As}	Übertragungsfunktion $\underline{p}_A/\underline{p}_s$		Pr	Prandtl-Zahl, für Luft $Pr \approx 0,7$	
I	Sattelpunkt-Integral		q	Schallfluss	m ³ /s
k	Wellenzahl	1/m	\vec{q}	konstanter Volumenfluss	m ³ /s
k_A	Wellenzahl im Absorber	1/m	$\vec{q}_{-B1} \dots \vec{q}_{-B2}$	konstante makroskopische Volumenflüsse durch die Flächen B1 ... B2	m ³ /s
k, i, n	ganze Zahlen als Zählindizes		\vec{q}_s	konstanter makroskopischer Volumenfluss im Messzylinder	m ³ /s
k_x, k_y, k_z	Komponenten des Wellenzahlvektors	1/m	$\underline{Q}_1, \underline{Q}_2$	Kugelwellenreflexionsfaktor	
k_0	Wellenzahl im verlustfreien Fluid (hier näherungsweise Luft)	1/m	r	Polakoordinate	m
\vec{k}	Wellenzahlvektor ($\vec{k}^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$)	1/m	r	Abstand von der Punktschallquelle	m
K	Permeabilität	m ²	r_0	Abstand zwischen Quelle Q und Empfänger E	m
K_A	dynamische Kompressibilität		r_1	Abstand zwischen Spiegelquelle Q_s und Empfänger E	m
l_{min}	Länge des geraden Kanals ohne Windungen	m	r_{B2}, r_{B3}	Radien der Zylindermantelflächen am Messzylinder	m
l_w	effektive Länge eines gewundenen Porenkanals	m	$r_{r1}, r_{r2}, r_{r3}, r_{r4}$	Schallausbreitungswege	m
L	charakteristische Länge	m	R	Strömungswiderstand	Ns/m ⁵
L_p	Schalldruckpegel	dB	\underline{R}_p	Reflexionsfaktor	Ns/m ³
L_{pAF}	Vorbeirollpegel	dB	R_s	spezifischer Strömungswiderstand	Ns/m ³
L_{veh}	Fahrzeuggeräuschpegel	dB			
m	Konstante $m = 1.6$				
m	Masse	kg			
M	Mach-Zahl				
n	Brechungsindex				
\vec{n}	Einheitsvektor				
\vec{n}	Normalenvektor				
N	Korngrößenklasse				
p	Schalldruck	N/m ²			
p_-	Gleichdruck	N/m ²			

R'_s	effektiver spezifischer Strömungswiderstand	Ns/m ³
Re	Reynolds-Zahl	
S	Begrenzungsfläche	m ²
t	Zeit	s
t_c	Quefrenz	s
T	Temperatur	K
T_W	Zeitfensterlänge	s
\vec{u}	Strömungsgeschwindigkeit	m/s
$\vec{u}_{B0} \dots \vec{u}_{B2}$	Geschwindigkeit der makroskopische Gleichströmung durch die Flächen B1 ... B2	m/s
u_H	Argument der Hankelfunktion $u_H = k_0 x_0 \sin \vartheta$	
\vec{u}_r, \vec{u}_z	Strömungsgeschwindigkeit in Richtung der Koordinaten r bzw. z	m/s
\vec{v}	Schallschnelle	m/s
V	Volumen	m ³
V_g	Gesamtvolumen	m ³
V_p	zugängliches Porenvolumen	m ³
\underline{w}	numerische Distanz	
x, y, z	kartesische Koordinaten	m
x_0	Abstand zwischen Quelle Q und Empfänger E projiziert auf die Fläche S	
yi	Massenprozent	%
\underline{Z}	Kennimpedanz oder auch Wellenwiderstand der Schallwelle im verlustbehafteten Medium	Ns/m ³
\underline{Z}_A	Kennimpedanz oder auch Wellenwiderstand des Absorbers	Ns/m ³
Z_0	Kennimpedanz oder auch Wellenwiderstand der Schallwelle im verlustfreien Medium, hier näherungsweise Luft	Ns/m ³
\underline{Z}_w	Wandimpedanz	Ns/m ³

Griechische Buchstaben

α	Schallabsorptionsgrad	
Δ	Abweichung/Differenz	s
η	dynamische Viskosität eines Fluids	kg/(m s)
Γ_1	Integrationspfad	
λ	Wellenlänge	m
μ/C	Konstante $\mu/C = 0.028$	Ns/m ²
ν	kinematische Viskosität	m ² /s
Ξ	Strömungsresistenz	Ns/m ⁴
$\underline{\xi}$	Integrationskonstante	
ω	Kreisfrequenz ($\omega = 2\pi f$)	1/s
π	Konstante	
$\rho f(\underline{\xi})$	Exponent des Integranden des Sattelpunkt-Integrals	
$\rho \vec{f}_g$	Volumenkraft	N/m ³
ρ	mittlere Dichte des Fluids	kg/m ³
ρ_{xy}	Korrelationskoeffizient zwischen den Größen x und y	
ρ_0	mittlere Dichte des verlustfreien Medium, hier näherungsweise Luft	kg/m ³
$\underline{\rho}_A$	dynamische Dichte	kg/m ³
σ	relative Standardabweichung	%
σ_{xy}	Kovarianz zwischen den Größen x und y	
σ	offene Porosität der Absorberstruktur	
σ'	modifizierte Porosität	
σ_p	Durchströmungsschwelle $\sigma_p = 0.06$	
τ	Zeitkonstante	s
τ_A	Gruppenlaufzeit	s
τ	hydraulische Tortuosität	
ϑ, φ	Polarkoordinaten	rad, rad
$\underline{\vartheta}_p$	Polstelle	
ϑ	Integrationsvariable	rad
ϑ_0	Schalleinfallswinkel (Winkel zur Flächennormalen)	rad

Φ	Geschwindigkeitspotenzial	m^2/s
Φ_m	Geschwindigkeitspotenzial im makroskopischen Geschwindigkeitsfeld	m^2/s

Abkürzungen und Bezeichnungen

A, B, C	Wege der Strömung am Messzylinder	
AKF	„AKF-Methode“	
B1...B4	am Messzylinder durchströmte Flächen	
BAB	Bundesautobahn	
DFT	diskrete Fouriertransformation	
E	Empfänger	
M2.3	Messpunkt, hier mit der Nummer 2.3	
MLS	Maximal Length Sequences	
Q	Schallquelle	
Q_s	Spiegelschallquelle	
SMA	Splitt-Mastix-Asphalt	
SNR	Signal-Rauschabstand	
Sub	„Subtraktionstechnik“	dB
u. a.	unter anderem	

$h^c(t_c)$	reelles Cepstrum als Funktion der Queffrenz t_c
$h_{xy}(t)$	Korrelationsfunktion zwischen den Zeitfunktionen $h_x(t)$ und $h_y(t)$
$H_0^{(2)}$	Hankelfunktion 2. Art
j	Imaginäre Einheit ($j^2=-1$)
$\vec{a} \times \vec{b}$	Vektorprodukt
z^*	die zu z konjugiert komplexe Zahl
Δ	Laplace-Operator
\bar{a}	Mittelwert
∇	Nabla- Operator $\nabla \vec{v} = \text{grad } \vec{v}$
$\text{Re}\{z\}$	Realteil der Zahl z
$\text{Im}\{z\}$	Imaginärteil der Zahl z
rot	Rotation eines Vektorfeldes
\vec{v}	Vektor

Operatoren und Schreibweisen

$\text{Arg}\{x\}$	Phase von x	rad
Δ	Differenz oder Zuwachs	
$\delta(x)$	Dirac-Funktion	
$\partial^n x / \partial^n t$	Bildung der n-ten partiellen Ableitung	
div	Divergenz eines Vektorfeldes	
erfc	komplementäre Fehlerfunktion	
erf	Fehlerfunktion	
$E\{x\}$	Erwartungswert	
*	Faltung	
$\mathcal{F}\{x\}$	Fouriertransformierte von x	
$\mathcal{F}^{-1}\{X\}$	Fourier-Rücktransformierte von X	

1 Zielstellung der Arbeit

Die Arbeit hat die Entwicklung eines Verfahrens zur Charakterisierung der akustischen Eigenschaften offenporiger Straßenbeläge in situ zum Ziel. Das Verfahren soll auf indirektem Wege quantitative Aussagen über den zu erwartenden Fahrzeuggeräuschpegel L_{Veh} nach der Methode der „Statistischen Vorbeifahrt“ [DIN-EN-ISO-11819-1 2001] liefern, sich unproblematisch durchführen lassen und tolerant gegenüber Störeinflüssen aus der Umgebung sein.

Die Ergebnisse des Vorhabens bilden die Grundlage, um auf effektive Weise den Zustand von offenporigen Straßenbelägen hinsichtlich der lärmindernden Wirkung zu beurteilen. Eine solche Beurteilung ist vor allem für den Nachweis der Dauerhaftigkeit der lärmindernden Wirkung und für vergleichende Einschätzungen von großer Bedeutung.

In der Arbeit sollen daher Messverfahren Anwendung finden, bei denen davon auszugehen ist, dass sie Aussagen zum Einfluss der beiden Hauptmechanismen der lärmindernden Wirkung offenporiger Asphalte, der Reduzierung des „Airpumping-Effekts“ und der Schallabsorption im Nah- und Fernfeld vom Reifen, erlauben:

- Bestimmung der Permeabilität durch Messung der Wasserdurchlässigkeit: Ein Plexiglaszylinder wird abgedichtet auf die Fahrbahn aufgesetzt und mit Wasser gefüllt. Aus der gemessenen Ausflussgeschwindigkeit wird die Wasserdurchlässigkeit bestimmt.
- Bestimmung der Permeabilität durch Messung des Strömungswiderstandes: Bei einem transportablen Messgerät für die Messung des längenbezogenen Strömungswiderstandes nach [DINEN- 29053 1993] wird die Probenhalterung gegen eine Manschette ausgetauscht, die abgedichtet auf die Fahrbahn gesetzt wird. Der effektive Strömungswiderstand wird bestimmt.
- Messung des Schallabsorptionsgrades in situ: Nach der Norm [DIN-ISO-13472-1, 2004] oder in Anlehnung daran wird mit Hilfe des Impuls-Echo-Verfahrens der Absorptionsgrad (in Terzbändern) der Fahrbahnoberfläche gemessen.
- Messung der Schallausbreitung: Über der Fahrbahnoberfläche wird eine Punktschallquelle positioniert. An zwei Orten in unterschiedlichen Höhen wird das Schalldruck-Frequenzspektrum mit einem Mikrofon gemessen und aus der Dif-

ferenz auf indirektem Weg die Porosität, der längenbezogene Strömungswiderstand und die Tortuosität der offenporigen Deckschicht bestimmt.

Da von keinem der Verfahren bekannt ist, welche Qualität die Korrelation mit dem Fahrzeuggeräuschpegel L_{Veh} hat, ist es sinnvoll, sie gleichzeitig zu prüfen.

Jedes dieser Verfahren soll an mehreren Messstellen angewendet werden. Anschließend werden die einzelnen Ergebnisse den jeweiligen Resultaten für den maximalen Vorbeifahrtpegel gegenübergestellt. Dabei kann das Verfahren mit der besten Korrelation der Ergebnisse ausgewählt werden.

Die vorliegende Arbeit untergliedert sich im Wesentlichen in drei Teile: Während im ersten Teil der Arbeit (Kapitel 2) die theoretischen Grundlagen bereitgestellt und gegebenenfalls auf ihre Gültigkeit für die hier vorliegende Problemstellung untersucht werden, wird im zweiten Teil, in den Kapiteln 4 bis 6, die Entwicklung der erforderlichen Messverfahren behandelt. Der dritte Teil der Arbeit, das Kapitel 7, dient anschließend einer Diskussion der Korrelation des Fahrzeuggeräuschpegels L_{Veh} mit den anhand der Messverfahren bestimmten Werten.

Die eingangs formulierte These, wonach die Verbesserung der lärmindernden Wirkung offenporiger gegenüber dichter Fahrbahnen vorrangig auf die Minderung des „Airpumping-Effekts“ und die Absorption der Fahrbahnoberfläche im Nah- und Fernfeld des Reifens zurückzuführen ist, bildet die Grundlage der Überlegungen innerhalb des Kapitels 7. Der dritte Teil dieses Kapitels befasst sich daher mit der Abschätzung des quantitativen Einflusses der beiden Wirkmechanismen. Dies soll anhand eines Vergleichs von Messergebnissen mit Resultaten theoretischer Berechnungen erfolgen.

Dazu werden innerhalb des Kapitels 2 „Untersuchungen zum theoretischen Hintergrund“ Modelle der Ausbreitung von Kugelschallwellen über homogenen Absorbern auf ihre Brauchbarkeit zur Beschreibung des Schallfeldes über der absorbierenden Fahrbahn untersucht.

Neben exakten Lösungen zur Beschreibung der Ausbreitung von Kugelwellen über homogenen Absorbern waren in den letzten Jahrzehnten eine Vielzahl von Arbeiten der Herleitung von Näherungslösungen gewidmet. In den meisten der Veröffentlichungen zu diesem Thema wird zur Vereinfachung der exakten Integralbeschreibung des Schallfeldes

die „Sattelpunkt-Methode“ angewandt. Eine zum heutigen Zeitpunkt weit verbreitete und etablierte Näherung stellt dabei die „WEYL-von der POL“-Lösung dar. Eine Grundvoraussetzung dieser Lösung ist die Existenz eines lokal reagierenden Absorbers. Die bei der Ausbreitung von Rollgeräuschen dominanten, sehr flachen Schalleinfallswinkel erfordern jedoch die Beschreibung des Absorbers Straße als lateral reagierend.

Eine Lösung zur Beschreibung von Kugelwellen über lateral reagierenden Absorbern stellt LI 1998 vor. In seinem Artikel [LI et al., 1998] wird die Modellierung der lateralen Reaktion eines Absorbers im Zusammenhang mit dem „WEYL-von de POL“-Modell anhand der Einführung einer „effektiven Impedanz“ vorgeschlagen. Zu dieser Modellvorstellung wurde jedoch kein Gültigkeitsbereich bezüglich des Schalleinfallswinkels ϑ_0 , des Brechungsindex n und des Verhältnisses von Absorberdicke zu Luftschallwellenlänge d/λ angegeben.

Aus diesem Grund soll mit Hilfe einer exakten Beschreibung basierend auf der „Sattelpunkt-Methode“ von BREKOVSKIKH [1980] die Anwendbarkeit der Näherungslösung nach LI auf die Beschreibung der Ausbreitung von Rollgeräuschen über der offenen Fahrbahn untersucht werden. Hierbei muss u. a. geklärt werden, welche Wellentypen, z. B. Boden-, Kopf- oder Oberflächenwellen, im Schallfeld über dem Absorber anzutreffen sind.

Das Aufeinanderfallen von Polstellen im Integranden mit dem „Sattelpunkt-Integrationspfad“ deuten BREKHOVSKIKH [1980] und RASPET in [RASPET und BAIRD, 1989] physikalisch als die Entstehung von Oberflächenwellen. MECHEL diskutiert in seiner Abhandlung [MECHEL, 1989] das Auftreten von Polstellen entlang des „Sattelpunkt-Integrationspfades“ in Abhängigkeit von der Absorberzahl E für einen semi infiniten homogenen Absorber. Für eine Abschätzung zur Existenz von Oberflächenwellen ist daher diese Arbeit auf die Beschreibung offener Asphaltte mit einer Schichtdicke d zu erweitern.

Die auf der Basis der Arbeit von MECHEL für eine offene porige Fahrbahn durchzuführenden Untersuchungen erfordern die Modellierung des Asphalts als porösen Absorber. Für offene porige Asphaltte wurde in den letzten Jahren von verschiedenen Autoren das „Phänomenologische-Modell“ nach HAMET [HAMET und BERENGIER, 1993] sehr erfolgreich eingesetzt. Das Absorbermodell benötigt zu seiner Berechnung drei Absorberparameter, die

Strömungsresistenz Ξ , die Porosität S und die Tortuosität τ . Jeder Parameter kann durch Messung bestimmt werden. Innerhalb eines von der „Deutschen Forschungsgemeinschaft“ geförderten Projekts [HÜBELT et al., 2003] wurden dazu an ca. 250 „Marshall-Probekörpern“ Messungen durchgeführt. Mit Hilfe dieser Kampagne lassen sich für die angestrebten Untersuchungen Grenzen für technologisch mögliche Absorberparameterkombinationen angeben.

Von SARRADJ sind darüber hinaus in [SARRADJ et al, 2003] auf der Basis des Probenpools Zusammenhänge zwischen den Absorberparametern anhand der technologischen Parameter, wie Korngrößenklassen, ermittelt worden. Somit lassen sich Tortuosität τ und Porosität S als Abhängige der Strömungsresistenz Ξ darstellen. Unter Verwendung dieser Theorie wird in Kapitel 2 das Auftreten von Polstellen im „Sattelpunkt-Integrationspfad“ in Abhängigkeit von der Strömungsresistenz Ξ und der Schichtdicke d des porösen Asphalts erörtert.

Im vierten Abschnitt des Kapitels 7 „Korrelation der Messergebnisse mit Fahrzeuggeräuschpegeln“ soll die Anwendung der behandelten Messverfahren kurz beschrieben werden. Diese Messungen sind an sechs verschiedenen Orten auf den Bundesautobahnen BAB 2 und BAB 1 durchgeführt worden. Durch die Bundesanstalt für Straßenwesen erfolgte dazu nahezu zeitgleich die Bestimmung der Fahrzeuggeräuschpegel L_{Veh} für die Fahrzeugkategorie Pkw nach dem Verfahren der „Statistischen Vorbeifahrt“ [DIN-EN-ISO-11819-1 2001].

Die Ergebnisse der Korrelation für die Wasserdurchlässigkeit, den Strömungswiderstand, die Einfügungsdämpfung und den Schallabsorptionsgrad mit dem Fahrzeuggeräuschpegel L_{Veh} werden am Ende des Abschnitts vorgestellt. Überdies sollen Angaben über günstige Höhen zur Messung des Fahrzeuggeräuschpegels L_{Veh} und zur optimalen Lage der Messpunkte zur Bestimmung der Größen Wasserdurchlässigkeit, Strömungswiderstand, Einfügungsdämpfung und Schallabsorptionsgrad bezüglich des Fahrbahnquerschnitts gemacht werden.

Abschließend erfolgt eine Einschätzung zur Eignung der Messverfahren zur indirekten Bestimmung der lärmindernden Wirkung der offenen Fahrbahn.

2 Untersuchungen zum theoretischen Hintergrund

2.1 Die innere Struktur offenporiger Fahrbahnbeläge

2.1.1 Potenzialströmung

Kontinuitätsgleichung:

Für das relativ zu einer Strömung ruhende Volumen V beliebigen Ausmaßes lässt sich die Bilanzgleichung:

$$\frac{\partial}{\partial t} \iiint_V \rho dV = - \iint_S \rho \vec{u} \cdot \vec{n} dS \quad (2.1)$$

aufstellen. Die linke Seite der Gleichung beschreibt die zeitliche Änderung der Masse $m = \rho \cdot V$ innerhalb des betrachteten Volumens. Durch die rechte Seite wird der durch die Begrenzungsfläche S des Volumens tretende Massenfluss $\rho \vec{u} \cdot \vec{n} \cdot dS$ ausgedrückt. \vec{n} ist dabei der Normalenvektor der Fläche S . Eine Umformung von Gleichung (2.1) unter Anwendung des „GAUßschen Intergralsatzes“ (z. B. HUTTER, 1995) und die Betrachtung infinitesimal kleiner Volumina V führt zur Kontinuitätsgleichung:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \rho \vec{u} = 0. \quad (2.2)$$

Für eine stationäre Strömung eines inkompressiblen Mediums gilt mit $\rho = \text{const.}$

$$\operatorname{div} \vec{u} = 0. \quad (2.3)$$

In den meisten Fällen kann (2.3) bei Erfüllung der Ungleichung

$$M \ll 1 \quad (2.4)$$

als gültig angesehen werden. Dabei ist M die Machzahl, ausgedrückt durch den Quotienten aus Strömungsgeschwindigkeit \vec{u} und Schallgeschwindigkeit \vec{c}_0 des Mediums: $M = |\vec{u}|/|\vec{c}_0|$.

Mit 2.3 kann für 2.2 auch

$$\vec{u} \cdot S = \text{const} \quad (2.5)$$

geschrieben werden.

Bewegungsgleichung:

Die Herleitung der Bewegungsgleichung für ein „Newtonsches Fluid“ unter Berücksichtigung der Bedingung (2.3) führt zur „Navier-Stokes-Gleichung“, z. B. [PRANDTL, 1957],

$$\rho \frac{d\vec{u}}{dt} = \rho \vec{f}_g - \nabla p + \eta \Delta \vec{u}. \quad (2.6)$$

Die linke Seite der Gleichung beschreibt das Produkt aus der Masse eines materiellen Teilchens pro Volumenelement und dessen Beschleunigung. Auf der rechten Seite wird die Summe aus Volumenkraft $\rho \vec{f}_g$, der Druckdifferenz ∇p auf das Volumenelement und Nettoreibungskraft $\eta \Delta \vec{u}$ gebildet. Der letzte Term dieser Summe kann auch als charakteristisches Zähigkeitsglied bezeichnet werden. Er hat die Größenordnung $\eta |\vec{u}|/L^2$. Die linke Seite der obigen Gleichung beinhaltet das typische Trägheitsglied der Größenordnung $\rho \vec{u}^2/L$. Zur Beurteilung des Einflusses der Zähigkeitseffekte wird das Verhältnis der beiden Glieder, die „Reynoldszahl“

$$\operatorname{Re} = \frac{\rho \vec{u}^2/L}{\eta |\vec{u}|/L^2} = \frac{\rho |\vec{u}|L}{\eta}, \quad (2.7)$$

herangezogen. Darin sind L eine charakteristische Länge und η die dynamische Viskosität des Fluids.

Ein Spezialfall der Gleichung (2.6) ist die „Euler Gleichung“ für ideale Fluide

mit

$$\operatorname{Re} \rightarrow \infty. \quad (2.8)$$

Sie lautet:

$$\rho \frac{d\vec{u}}{dt} = \rho \vec{f}_g - \nabla p. \quad (2.9)$$

Wird die Beschleunigung des Fluids bezüglich eines Inertialsystems beschrieben, gilt für die linke Seite dieser Gleichung [HUTTER, 1995], S. 73:

$$\rho \frac{d\vec{u}}{dt} = \rho \left\{ \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \nabla \left(\frac{\vec{u}^2}{2} \right) - \vec{u} \times \operatorname{rot} \vec{u} \right\}. \quad (2.10)$$

Der erste Term auf der rechten Seite repräsentiert die Beschleunigung eines Fluidteilchens, welche auf eine Änderung der Geschwindigkeit bezüglich des Inertialsystems zurückzuführen ist. Der zweite Term berücksichtigt die Änderung der Geschwindigkeit des Fluidteilchens relativ zum Geschwindigkeitsfeld und der dritte die Drehung des Geschwindigkeitsfeldes.

Unter Berücksichtigung der Bedingung (2.3) sowie der Forderung, dass entlang eines Stromfadens

$$\operatorname{rot} \vec{u} = 0 \quad (2.11)$$

sei, wird Gleichung (2.9) zu

$$\rho \nabla \left(\frac{\vec{u}^2}{2} \right) = \rho \vec{f}_g - \nabla p \quad (2.12)$$

vereinfacht. Das Potenzial der Schwerkraft \vec{f}_g kann bei geringer Dichte des strömenden Fluids vernachlässigt werden. Somit führt die Integration der Gleichung entlang des Stromfadens C zu

$$\rho \int_C \nabla \left(\frac{\vec{u}^2}{2} \right) = - \int_C \nabla p \quad (2.13)$$

„Bernoulli-Gleichung“ der Form:

$$\rho \frac{\vec{u}^2}{2} + p = C \quad \text{mit} \quad C = \text{const.} \quad (2.14)$$

Die „Bernoulli-Gleichung“ und die „Kontinuitätsgleichung“ bilden die Grundgleichungen zur Theorie der Potenzialströmungen. Dazu ist die Gültigkeit der Bedingung (2.11) auf das gesamte durchströmte Volumen V zu erweitern. Für eine Strömung dieser Art lässt sich ein Geschwindigkeitspotenzial Φ definieren, aus dem das Geschwindigkeitsfeld $\vec{u}(x, y, z)$ ableitbar ist:

$$\vec{u} = -\nabla \Phi. \quad (2.15)$$

Die Kurvenscharen $\nabla \Phi = 0$ sind Isobaren.

Aus (2.15) folgt mit (2.3)

$$\text{div } \vec{u} = \nabla \cdot \vec{u} = 0 \quad (2.16)$$

die lineare Potenzialgleichung mit dem Laplace-Operator

$$\Delta \Phi = 0. \quad (2.17)$$

2.1.2 Strömungsverluste im porösen Medium

Für poröse Medien ist die Druckverteilung mit Hilfe der Verallgemeinerung des Gesetzes nach DARCY beschreibbar [SCHEIDEGGER, 1974]:

$$\vec{u}_s = - \left(\nabla \frac{K}{\eta} p - \frac{K}{\eta} \rho \vec{g} \right). \quad (2.18)$$

Darin ist k die Permeabilität der durchströmten Struktur.

$$K = \text{const} \quad \text{und} \quad \eta = \text{const}, \quad (2.19)$$

so ist

$$\text{rot } \vec{u}_s = 0 \quad (2.20)$$

und

$$\vec{u}_s = -\frac{K}{\eta} (\nabla p - \rho \vec{g}). \quad (2.21)$$

Dies bedeutet, es ist ein Geschwindigkeitspotenzial Φ mit

$$\Phi = \frac{K}{\eta} p + \int_{z_0}^z \frac{K}{\eta} \rho \vec{g} \partial z \quad (2.22)$$

definierbar, welches die Berechnung der Strömungsgeschwindigkeit \vec{u}_s mit

$$\vec{u}_s = -\nabla \Phi. \quad (2.23)$$

erlaubt. \vec{z} ist dabei die Raumcoordinate in Richtung der Erdbeschleunigung \vec{g} .

Kann darüber hinaus das strömende Fluid als inkompressibel aufgefasst werden, so gilt für das Geschwindigkeitsfeld Gleichung (2.3). Daraus folgt, die Strömung durch eine poröse Struktur kann als Strömung eines idealen Fluids mit Gleichung (2.17) betrachtet werden. Die Theorie der Potenzialströmungen ist anwendbar.

Bei Fluiden mit geringer Dichte r kann der Term $\rho \vec{g}$ in Gleichung (2.22) vernachlässigt werden. Diese Gleichung vereinfacht sich somit zu:

$$\Phi = \frac{K}{\eta} p. \quad (2.24)$$

Grundvoraussetzung dieser Modellvorstellung ist die Betrachtung der im englischen Sprachraum als „seepage velocity“ bezeichneten Strömungsgeschwindigkeit \vec{u}_s als makroskopisches Geschwindigkeitsfeld. \vec{u}_s stellt somit einen Mittelwert, definiert über ein gegenüber der Größe der Poren großes Volumen, dar. Die lokale Geschwindigkeit $|\vec{u}_p|$ innerhalb einer Pore des porösen Mediums im mikroskopischen Geschwindigkeitsfeld kann dabei Werte annehmen, die weitaus größer als $|\vec{u}_s|$ sind. Der Quotient η/K in Gleichung (2.26) ist in die Strömungsresistenz Ξ mit

$$\Xi = \frac{\eta}{K} \quad (2.25)$$

umrechenbar.

Zur Festlegung des Gültigkeitsbereichs von Gleichung (2.18) im Zusammenhang mit Gleichung (2.17) fasst SCHEIDEGGER in [SCHEIDEGGER, 1974] die Ergebnisse unterschiedlicher empirischer Untersuchungen mit

$$Re = \frac{|\vec{u}_s| \rho D}{\eta} = \frac{|\vec{u}_s| D}{\nu} < 1 \sim 10 \quad (2.26)$$

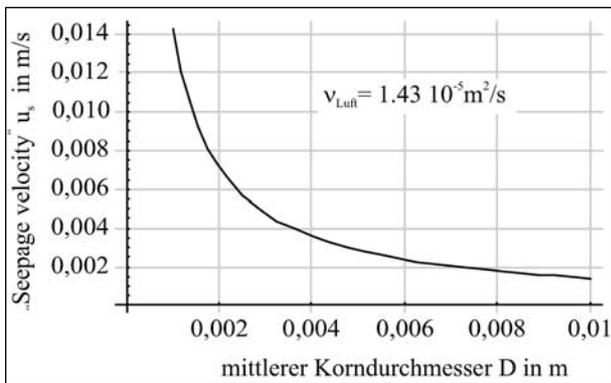


Bild 2.1: Grenze der Strömungsgeschwindigkeit \vec{u}_s unterhalb der die Theorie der Potenzialströmung im Zusammenhang mit dem Gesetz nach DARCY Gleichung (2.18) anwendbar ist

zusammen. ν ist dabei die kinematische Viskosität. D steht für ein charakteristisches Maß des porösen Mediums. Bei einer Schüttung aus Kieselsteinen ist dies z. B. der mittlere Korndurchmesser der Kiesel.

Nach Gleichung (2.26) kann die Theorie der Potenzialströmungen auf einen mit Luft durchströmten offenporigen Asphalt mit einem mittleren Korndurchmesser von 8mm bis zu einer Strömungsgeschwindigkeit $|\vec{u}_s|$ von ca. 2 mm/s angewandt werden (Bild 2.1).

2.2 Der offenporige Fahrbahnbelag als poröser homogener Absorber

2.2.1 Verlustbehaftetes Fluid

Das Schallfeld der ebenen Welle im verlustbehafteten Fluid lässt sich eindeutig mit Hilfe eines Kennwertpaares komplexwertiger Größen beschreiben. Für die Definition dieses Paares werden in der Literatur unterschiedliche Größen verwendet. In dieser Arbeit soll zur Definition des Kennwertpaares die Kennimpedanz \underline{Z} und die Wellenzahl k der Schallwelle herangezogen werden. Dabei ist anzumerken, dass diese Größen anhand der Eigenschaften des Fluids berechenbar sind.

Unter einem verlustbehafteten Fluid soll in den folgenden Betrachtungen ein homogenes schallführendes Medium verstanden werden, welches einzig die Ausbreitung von Longitudinalwellen zulässt und in dem ein dissipativer Energieumsatz von Schall- in Wärmeenergie erfolgt.

Die meisten Modelle zur Beschreibung poröser Absorber basieren auf der Verwendung von makroskopischen Eingangsparametern. Somit werden die lokalen Größen des mikroskopischen Schallfeld-

des innerhalb der im Vergleich zur betrachteten Schallwellenlänge sehr kleinen Hohlräume der porösen Struktur, z. B. Kanäle, nicht explizit erfasst. Das makroskopische Schallfeld im porösen Absorber wird folglich anhand von Mittelwerten beschrieben. Diese modellhafte Homogenisierung und die im Absorber bei der Schallausbreitung auftretenden Verluste erlauben die Auffassung der porösen Struktur als verlustbehaftetes Fluid.

Darüber hinaus lässt sich auch Luft, insbesondere bei hohen Frequenzen, als verlustbehaftetes Fluid beschreiben. Im Bereich tiefer bis mittlerer Frequenzen sowie bei kurzen Abständen zwischen Schallquelle und -empfänger sind die bei der Schallausbreitung in Luft zu beobachtenden Verluste jedoch gering. Aus diesem Grund wird innerhalb dieser Arbeit die Luft näherungsweise als verlustloses Fluid betrachtet.

Für den Schalldruck der ebenen Welle im unendlich ausgedehnten, verlustbehafteten Fluid gilt:

$$\frac{p}{A_0} = e^{+j(\omega t - kr)}, \quad (2.27)$$

wobei A_0 eine der Quellstärke äquivalente komplexwertige Größe, ω die Kreisfrequenz und r den Abstand des betrachteten Feldpunktes zum Quellpunkt darstellen. Wichtig ist die Definition der Zeitabhängigkeit. Sie sei an dieser Stelle mit $+j\omega t$ festgelegt und soll zum Erzielen einer besseren Übersichtlichkeit im Folgenden vorausgesetzt jedoch nicht gezeigt werden. Für die Kreisfrequenz gilt $\omega = 2\pi f$.

Das Schallfeld der homogenen ebenen Welle ist nicht durch geometrische Divergenz gekennzeichnet. Eine Abhängigkeit der Amplitude vom Abstand kann nur im verlustbehafteten Fluid beobachtet werden. Zur Beschreibung der Schallausbreitung einer homogenen ebenen Welle in einem verlustbehafteten Fluid, dargestellt in Gleichung (2.27), ist die Wellenzahl k daher komplexwertig zu wählen:

$$\underline{k} = \mathbf{Re}\{k\} + j\mathbf{Im}\{k\} = \omega \left(\frac{1}{\mathbf{Re}\{c\}} + j \frac{1}{\mathbf{Im}\{c\}} \right). \quad (2.28)$$

Dabei ist $\mathbf{Re}\{c\}$ die Ausbreitungsgeschwindigkeit im verlustbehafteten Fluid.

Diese Beschreibung gilt für eine sich von der Quelle ausbreitende Welle, deren Amplitude proportional zum Abstand r abnimmt. Mit Gleichung (2.27)

und unter Berücksichtigung der festgelegten Zeitabhängigkeit ist somit

$$\operatorname{Re}\{k\} > 0 \quad \operatorname{Im}\{k\} < 0. \quad (2.29)$$

Einen Sonderfall stellt das verlustlose Fluid dar. Hier wird die Wellenzahl reellwertig gewählt. Die Amplitude der ebenen Welle in Gleichung (2.27) ist somit unabhängig vom Abstand r , mit

$$k_0 = \frac{\omega}{c_0} \quad (2.30)$$

festgelegt. Diese Betrachtungsweise lässt sich, wie eingangs erwähnt, sehr gut auf die Ausbreitung ebener Wellen in Luft anwenden. In erster Näherung, besonders bei tiefen Frequenzen und kurzen Abständen r , kann die Luft als verlustloses Fluid modelliert werden. Die Wellenzahl wird dabei mit k_0 bezeichnet.

Die Kennimpedanz der Schallwelle \underline{Z} ist als Verhältnis zwischen den komplexwertigen Größen Schalldruck \underline{p} und Schallschnelle \underline{v} definiert

$$\underline{Z} = \frac{\underline{p}}{\underline{v}}. \quad (2.31)$$

Da es sich bei der Schallschnelle um eine vektorielle Größe handelt, welche im Nenner auftritt, ist die Kennimpedanz im mathematischen Sinne nicht definiert. Zur Berechnung der Kennimpedanz wird daher der Schalldruck auf die Schallschnelle \underline{v}_\perp in Ausbreitungsrichtung bezogen.

Für verlustbehaftete Fluide ist die Kennimpedanz komplex und für verlustlose reellwertig. Somit gilt für Luft im Bereich tiefer bis mittlerer Frequenzen:

$$Z_0 = \rho_0 c_0.$$

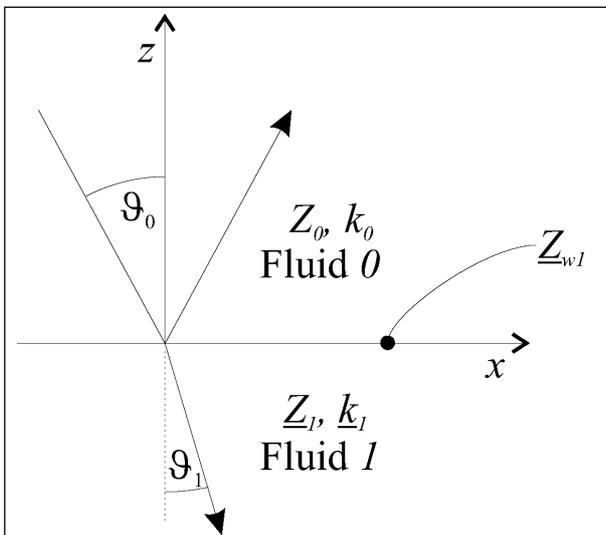


Bild 2.2: Ebene Wellen an der Grenzfläche zweier Fluide

Semiinfinite verlustbehaftetes Fluid

Semiinfinite Fluide sind in ihrem Ausmaß in einer Raumdimension begrenzt. Es ist daher davon auszugehen, dass am Rande eines solchen Fluids eine Grenzfläche S existieren kann, die nicht senkrecht zur Schallausbreitungsrichtung angeordnet ist.

Zur Beschreibung der Wellenzahl \underline{k} werden daher die Komponenten $\underline{k}_x, \underline{k}_y$ und \underline{k}_z des Wellenzahlvektors \vec{k} eingeführt

$$\vec{k} = \{\underline{k}_x, \underline{k}_y, \underline{k}_z\}.$$

Unter Annahme eines homogenen verlustbehafteten Fluids gilt mit Verwendung des Einheitsvektors $\vec{n} = \{\underline{n}_x, \underline{n}_y, \underline{n}_z\}$ für den Wellenzahlvektor:

$$\vec{k}^2 = \underline{k}_x^2 + \underline{k}_y^2 + \underline{k}_z^2 = \vec{k}^2 (n_x^2 + n_y^2 + n_z^2). \quad (2.32)$$

Die Lage des Koordinatensystems kann nun derart gewählt werden, dass eine Komponente des Einheitsvektors \vec{n} verschwindet. In Bild 2.2 ist:

$$\underline{k}_x = \underline{k} \sin \vartheta_0, \quad \underline{k}_y = 0, \quad \underline{k}_z = \underline{k} (1 - \sin^2 \vartheta_0)^{1/2} = \underline{k} \cos \vartheta_0.$$

Der Schalldruck einer auf die Grenzfläche S einfallenden ebenen Welle lässt sich somit durch

$$\frac{\underline{p}}{\underline{A}_0} = e^{-jk_0(x \sin \vartheta_0 - z \cos \vartheta_0)}$$

beschreiben, wobei das Fluid 0 in Bild 2.2 als verlustlos mit der Wellenzahl k_0 angenommen wurde. Das Schallfeld der von der Grenzfläche S reflektierten ebenen Welle \underline{p}_r und das der in Fluid 1 transmittierten ebenen Welle berechnen sich auf gleiche Weise mit:

$$\underline{p}_r = \underline{R}_p e^{-jk_0(x \sin \vartheta_0 + z \cos \vartheta_0)} \quad (2.33)$$

und

$$\underline{p}_t = (1 - \underline{R}_p) e^{-jk_1(x \sin \vartheta_1 - z \cos \vartheta_1)}. \quad (2.34)$$

Fluid 1 wurde dabei als verlustbehaftet vorausgesetzt. Der Faktor \underline{R}_p ist der Reflexionsfaktor für ebene Wellen. Dieser berechnet sich aus den komplexwertigen Größen Wandimpedanz \underline{Z}_w der Grenzfläche S und der Kennimpedanz \underline{Z} in Fluid 1 nach:

$$\underline{R}_p = \frac{\underline{Z}_w - Z_0 / \cos(\vartheta_0)}{\underline{Z}_w + Z_0 / \cos(\vartheta_0)}. \quad (2.35)$$

Dabei ist die Wandimpedanz an der Stelle $z = 0$ als

$$\underline{Z}_w = -\frac{P}{\underline{v}_\perp} \quad (2.36)$$

mit der Schnelle \underline{v}_\perp in Richtung der Flächennormalen definiert. Das Vorzeichen der Wandimpedanz richtet sich nach der Definition des Richtungssinn der z-Achse.

Für einen homogenen halbumendlichen Absorber, dargestellt in Bild 2.2, gilt:

$$\underline{Z}_w = f(\vartheta_1) = \underline{Z}_1 / \cos \vartheta_1. \quad (2.37)$$

Somit wird

$$\underline{R}_p = \frac{\underline{Z}_1 / \cos(\vartheta_1) - Z_0 / \cos(\vartheta_0)}{\underline{Z}_1 / \cos(\vartheta_1) + Z_0 / \cos(\vartheta_0)}. \quad (2.38)$$

Mit dem „Snelliusschen Brechungsgesetz“, der Definition des Brechungsindex \underline{n}

$$\frac{\sin \vartheta_0}{\sin \vartheta_1} = \frac{k_1}{k_0} = \frac{c_0}{c_1} \equiv \underline{n}_1 \quad (2.39)$$

und ($\sin^2_x + \cos^2_x = 1$) kann der Reflexionsfaktor für einen halbumendlichen homogenen Absorber gänzlich durch den Schalleinfallswinkel ϑ_0 ausgedrückt werden:

$$\begin{aligned} \underline{R}_p(\vartheta_0) &= \frac{\underline{Z}_1 \cos(\vartheta_0) - Z_0 \cos(\vartheta_1)}{\underline{Z}_1 \cos(\vartheta_0) + Z_0 \cos(\vartheta_1)} = \\ &= \frac{\underline{Z}_1 / Z_0 \underline{n}_1 \cos(\vartheta_0) - \sqrt{\underline{n}_1^2 - \sin^2 \vartheta_0}}{\underline{Z}_1 / Z_0 \underline{n}_1 \cos(\vartheta_0) + \sqrt{\underline{n}_1^2 - \sin^2 \vartheta_0}}. \end{aligned} \quad (2.40)$$

Hierbei ist mit $z \rightarrow \infty$ in Gleichung (2.34) und unter Voraussetzung eines verlustlosen Fluids

$$\operatorname{Im}\{\sqrt{\underline{n}^2 - \sin^2 \vartheta_0}\} < 0. \quad (2.41)$$

Wird eine lokale Reaktion des Fluids 1 unterstellt, d. h. die in Fluid 0 auf die Grenzfläche S auftretenden ebenen Wellen werden in Fluid 1 zur Flächennormalen von S gebrochen und verlaufen parallel oder zumindest nahezu parallel zu dieser, gilt nach Gleichung (2.39):

$$|\underline{n}| \gg 1 \quad \cos(|\vartheta_1|) \approx 1 \quad (2.42)$$

und

$$\underline{R}_p(\vartheta_0) = \frac{\underline{Z}_1 - Z_0 / \cos \vartheta_0}{\underline{Z}_1 + Z_0 / \cos \vartheta_0}. \quad (2.43)$$

Die Wandimpedanz ist in diesem Fall $\underline{Z}_w \neq f(\vartheta_0)$.

Geschichtetes homogenes Fluid

Gegenstand der folgenden Ausführungen soll die Schallausbreitung ebener Wellen in einem geschichteten schall führenden Fluid sein. Dabei wird unterstellt, dass die einzelnen Schichten als homogen aufgefasst werden können. Die Betrachtungen gelten darüber hinaus sowohl für verlustlose als auch für verlustbehaftete Fluide. Somit kann die gewählte Modellbeschreibung sehr gut für eine Schichtung homogener Absorber mit darüber liegender semiinfiniter Luftschicht angewendet werden. In Bild 2.3 ist zum näheren Verständnis die gewählte Bezeichnungsweise dargestellt.

Für die Wandimpedanz \underline{Z}_{w_i} einer beliebigen Schicht i gilt [BREKHOVSKIKH, 1980]:

$$\underline{Z}_{w_i} = \underline{Z}_i \frac{\underline{Z}_{w_{i+1}} + j \frac{\underline{Z}_i}{\cos \vartheta_i} \tan \vartheta_i}{\frac{\underline{Z}_i}{\cos \vartheta_i} + j \underline{Z}_{w_{i+1}} \tan \vartheta_i}. \quad (2.44)$$

Wobei $\underline{Z}_{w_{i+1}}$ die Wandimpedanz der $(i + 1)$ -ten Schicht ist und ϑ_i mit

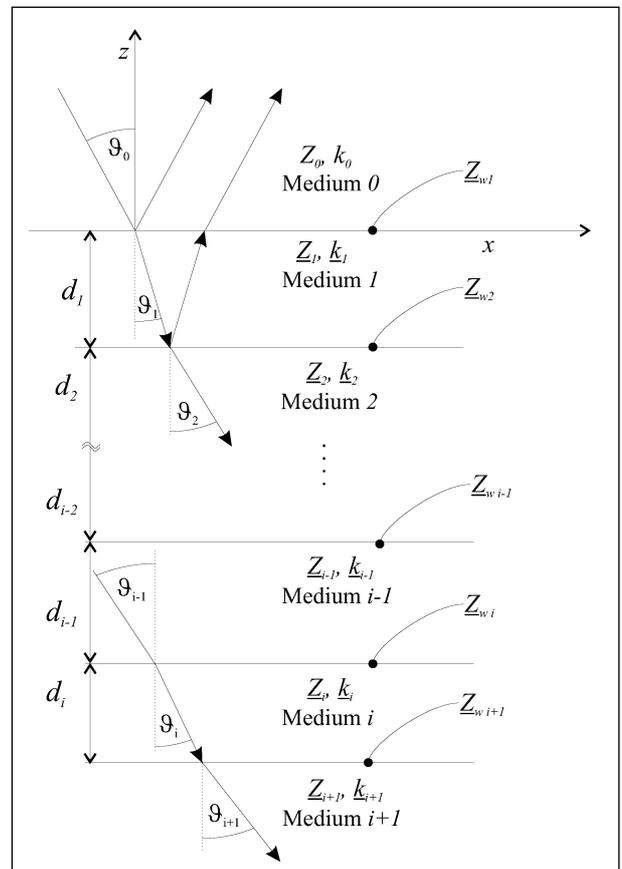


Bild 2.3: Schalleinfall ebener Wellen auf geschichtete homogene Absorbermedien

$$\vartheta_i = k_i d_i \cos \underline{\vartheta}_i \quad (2.45)$$

eingeht. Diese Rekursionsformel ermöglicht die Darstellung einer Wandimpedanz \underline{Z}_{w_i} durch die Wandimpedanz der in Schallausbreitungsrichtung folgenden Grenzfläche $\underline{Z}_{w_{i+1}}$. Die Wandimpedanz \underline{Z}_{w_i} der in Bild 2.3 gezeigten Grenzfläche zwischen Luft und geschichtetem Absorber lässt sich folglich als Funktion von Wandimpedanzen \underline{Z}_{w_j} der nachfolgenden Grenzflächen berechnen.

Durch Anwendung der Gleichung (2.44) und Berücksichtigung von (2.39)

$$\underline{n}_i = \frac{k_i}{k_{i-1}} \quad (2.46)$$

lässt sich die Wandimpedanz \underline{Z}_{w_i} in Abhängigkeit vom Schalleinfallswinkel $\underline{\vartheta}_{i-1}$ und vom Brechungsindex \underline{n}_i mit Gleichung (2.47) darstellen.

Für die Wandimpedanz \underline{Z}_{w_s} einer als nahezu schallhart angenommenen Grenzfläche zweier Medien an der Stelle $z = d_s$ gilt unter Berücksichtigung der Definitisgleichung (2.3 6) und der Randbedingung $\underline{v}_\perp|_{z=d_s} \approx 0$

$$\underline{Z}_{w_s} \approx \infty. \quad (2.48)$$

Zur Beschreibung der Wandimpedanz \underline{Z}_{w_i} einer Absorberschicht i vor einer als nahezu schallhart angenommenen Grenzfläche zwischen den Schichten i und $i + 1$ geht somit Gleichung (2.47) in

$$\lim_{(\underline{Z}_{w_{i+1}} \rightarrow \infty)} \underline{Z}_{w_i} = -j \underline{Z}_i \cot \left(k_{i-1} d_i \sqrt{n_i^2 - \sin^2 \underline{\vartheta}_{i-1}} \right) \quad (2.49)$$

über.

Können die einzelnen Absorberschichten als lokal reagierend aufgefasst werden, gilt Bedingung (2.42) und Gleichung (2.49) vereinfacht sich unter Beachtung von (2.46) zu:

$$\underline{Z}_{w_i} = -j \underline{Z}_i \cot(k_i d_i) \quad (2.50)$$

$$\underline{Z}_{w_i} = \underline{Z}_i \frac{\underline{Z}_{w_{i+1}} \sqrt{n_i^2 - \sin^2 \underline{\vartheta}_{i-1}} + j \underline{Z}_i \underline{n}_i \tan \left(k_{i-1} d_i \sqrt{n_i^2 - \sin^2 \underline{\vartheta}_{i-1}} \right)}{\underline{Z}_i \underline{n}_i + j \underline{Z}_{w_{i+1}} \sqrt{n_i^2 - \sin^2 \underline{\vartheta}_{i-1}} \tan \left(k_{i-1} d_i \sqrt{n_i^2 - \sin^2 \underline{\vartheta}_{i-1}} \right)} \quad (2.47)$$

$$\underline{R}_p(\vartheta_0) = \frac{\underline{Z}_1 / Z_0 \underline{n}_1 \cos(\vartheta_0) - j \sqrt{n_1^2 - \sin^2 \vartheta_0} \cdot \tan(k_0 d_1 \sqrt{n_1^2 - \sin^2 \vartheta_0})}{\underline{Z}_1 / Z_0 \underline{n}_1 \cos(\vartheta_0) + j \sqrt{n_1^2 - \sin^2 \vartheta_0} \cdot \tan(k_0 d_1 \sqrt{n_1^2 - \sin^2 \vartheta_0})} \quad (2.51)$$

Der Reflexionsfaktor eines homogenen Fluids 1 mit der Dicke d_1 vor einer schallharten Wand wird mit Gleichung (2.3 5) und Gleichung (2.47) berechnet und ergibt sich aus Gleichung (2.51).

2.2.2 Absorbertheorie

Absorbermodell

Die Nachbildung der inhomogenen mikroskopischen Struktur eines porösen Absorbers gestaltet sich sehr aufwendig. Da jedoch die Strukturgrößen der Absorber, z. B. die Korngrößen im offenporigen Asphalt, sehr klein gegenüber den im betrachteten Frequenzbereich zu beobachtenden Schallwellenlängen sind, besteht die Möglichkeit, den porösen Absorber als homogenes verlustbehaftetes Medium aufzufassen. Das akustische Verhalten eines offenporigen Materials lässt sich daher vollständig mit dem in Kapitel 2.2.1 eingeführten Kennwertpaar, \underline{Z}_A und \underline{k}_A , beschreiben. An dieser Stelle ist für die zu betrachtende Absorberschicht der Index A eingeführt worden.

Zur Vorhersage der Kennwerte aus den Parametern der Absorberstruktur existieren unterschiedliche Theorien. Eine Gruppe dieser Theorien wird unter dem Begriff Struktur-Theorien zusammengefasst. Grundlage der Modelle dieser Art ist die Auffassung eines porösen Absorbers als regelmäßige Struktur, z. B. eine Anordnung parallel verlaufender Kapillaren.

Den Angaben von [BERENGIER et al. 2000] folgend, erweist sich ein Modell dieser Gruppe, das „Mikrostrukturmodell“ nach [CHAMPOUX und STINSON 1992], zur Modellierung von offenporigen Fahrbahnbelägen als besonders geeignet. Mit Hilfe dieses Modells lassen sich die starken Änderungen der Porengröße des Asphalts durch die Variation des Kapillardurchmessers in Schallausbreitungsrichtung in Form von zwei separaten „Formfaktoren“ berücksichtigen. Diese Faktoren tragen viskosen Effekten durch Veränderung der Querschnittsform und thermischen Effekten durch Veränderung des Querschnitts Rechnung und werden

als viskoser und thermischer Formfaktor bezeichnet. Das „Mikrostrukturmodell“ verlangt zu seiner Berechnung die Eingabe von fünf Parametern. Ein wesentlicher Nachteil ist hierbei jedoch, dass die beiden Formfaktoren nur durch indirekte Messung oder durch Abgleich von Berechnungs- mit Messergebnissen gewonnen werden können.

Weiterhin werden in [BERENGIER et al. 2000] die Ergebnisse der Vorhersagen des „Mikrostrukturmodells“ den Berechnungsergebnissen eines von HAMET [HAMET 1992, HAMET und BERENGIER 1993] auf phänomenologischer Basis entwickelten Modells gegenübergestellt. BERENGIER kommt dabei zu dem Schluss, dass die Anwendung der beiden Theorien zur Beschreibung des akustischen Verhaltens von offenporigen Asphalten zu gleichwertigen Ergebnissen führt. Das „Phänomenologische Modell“ von HAMET benötigt zur Berechnung nur drei Eingabeparameter. Dies ist besonders vorteilhaft, da die hier verwendeten Parameter alle durch direkte Messung an der Struktur gewonnen werden können. Zur Vorhersage der akustischen Eigenschaften von offenporigen Fahrbahnbelägen ist aus diesen Gründen der Einsatz des „Phänomenologischen Modells“ vorteilhaft.

Das „Phänomenologische Modell“ wurde von HAMET zur Beschreibung von offenporigen Asphalten entwickelt. Zur Berücksichtigung der viskosen und thermischen Zusammenhänge führt er die Funktionen

$$f_{\mu} = \frac{\sigma \Xi}{\omega \rho_0 \tau^2} \quad (2.52)$$

bzw.

$$f_{\vartheta} = \frac{\Xi}{\omega \rho_0 \text{Pr}} \quad (2.53)$$

ein. In diesen Funktionen sind die drei Eingangsparameter des Modells, die Absorberparameter, enthalten: Die offene Porosität σ , die Strömungsresistenz Ξ und die Tortuosität τ . Mit Pr wird die „Prandtl-Zahl“, mit ω die Kreisfrequenz und mit ρ_0 die Dichte des schallführenden Fluids bei Normaldruck ρ_0 bezeichnet. Unter Verwendung der Zusammenhänge

$$\underline{\rho}_A(\omega) = \rho_0 \tau^2 (1 - j f_{\mu}) \quad (2.54)$$

und

$$\underline{K}_A(\omega) = \kappa \rho_0 \left(\frac{1 - j f_{\vartheta}}{1 - j f_{\vartheta} \kappa} \right) \quad (2.55)$$

lässt sich somit nach HAMET die komplexe dynamische Dichte $\underline{\rho}_A$ und die komplexe dynamische Kompressibilität \underline{K}_A berechnen.

Für den Zusammenhang zwischen dem in dieser Arbeit gewählten Absorberkennwertpaar $(\underline{k}_A, \underline{Z}_A)$ und dem von HAMET verwendeten $(\underline{\rho}_A, \underline{K}_A)$ gilt nach [MECHEL, 1995]:

$$\underline{k}_A = \omega \sqrt{\frac{\underline{\rho}_A(\omega)}{\underline{K}_A(\omega)}}, \quad (2.56)$$

$$\underline{Z}_A = \frac{1}{\sigma} \sqrt{\underline{\rho}_A(\omega) \underline{K}_A(\omega)}. \quad (2.57)$$

Absorberparameter

Die Porosität σ ist als Verhältnis aus zugänglichem Porenvolumen V_p und dem Gesamtvolumen V_g

$$\sigma = \frac{V_p}{V_g} \quad (2.58)$$

definiert. Eine Bestimmung dieses Parameters kann aus dem Verhältnis der Raumdichte einer Absorberprobe und deren Skelettdichte erfolgen. Diese Berechnung setzt voraus, dass der überwiegende Teil der Porosität von außen zugänglich ist.

Der Absorberparameter Strömungsresistenz ist nach Gleichung (4.2) zu berechnen. Ein Verfahren zur Messung dieses Parameters wird in Kapitel 4 diskutiert.

Nach CARMAN [1937] gilt für die hydraulische Tortuosität

$$\tau = \frac{l_w}{l_{min}}. \quad (2.59)$$

Anhand dieses Parameters wird die „Impuls-Dissipation“ der Schallwelle infolge der ständigen Richtungswechsel der schwingenden Luftteilchen berücksichtigt. Diese Richtungswechsel werden durch Bestandteile des Absorberskeletts erzwungen, die sich als Hindernis in Ausbreitungsrichtung der Luftteilchen befinden. Die Änderung des Weges der Teilchen kann auch als „Windung“ der Porenkanäle innerhalb einer porösen Struktur interpretiert werden. Für Faserabsorber ist diese Windung aufgrund der kleinen Faserdurchmesser nur sehr gering. Bei Strukturen mit größeren Skelettbestandteilen, wie z. B. bei offenporigen Asphalten (Korngrößen 5-8 mm), ist die Richtungsänderung jedoch zu berücksichtigen. Die effektive Länge

eines gewundenen Porenkanals wird mit l_w und die Länge des geraden Kanals ohne Windungen mit l_{min} bezeichnet.

Die Tortuosität kann bei einem Absorber mit einem Skelett, welches einen hohen spezifischen elektrischen Widerstand aufweist, anhand einer Analogie zur elektrischen Tortuosität bestimmt werden. Untersuchungen zur Genauigkeit dieses Verfahrens wurden durchgeführt und können [LERCH et al., 2001] entnommen werden.

Absorberparameter und Struktur

Innerhalb der Arbeiten eines Forschungsprojekts zu offenporigen Asphalten wurden Untersuchungen an 250 Marshall-Probekörpern durchgeführt [HÜBELT et al. 2003]. Dabei konnten anhand der vollständigen Bestimmung der Absorberparameter und statistischen Betrachtungen Zusammenhänge zwischen den Parametern der Struktur, z. B. Sieblinie, und den Absorberparametern gefunden werden [SARRADJ et al. 2003, HÜBELT et al. 2001]. Den Ergebnissen der Untersuchungen von SARRADJ folgend, gilt für den Zusammenhang zwischen Strömungsresistenz und Porosität:

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\mu}{C} \frac{1}{(\sigma')_s^A} \frac{1}{\bar{D}^2}. \quad (2.60)$$

Das Verhältnis aus μ und C wird mit $\mu/C = 0.028$ Pa·s und der Exponent A_s mit $A_s = 3$ als konstant angenommen. Die Untersuchungen basieren auf der Arbeit von GERETSEN [1997]. Im Gegensatz zu GERETSEN berücksichtigt SARRADJ zur Modellierung der Strömungsresistenz eine Durchströmungsschwelle σ_p nach MAVKOV [MAVKOV und NUR 1997]. Unterhalb dieser Durchströmungsschwelle kommt es zum Verschluss der Porenkanäle. Es existiert somit kein zugänglicher Hohlraumgehalt. Eine Durchströmung des porösen Materials ist unmöglich. Die auf diese Weise modifizierte Porosität σ' berechnet sich nach

$$\sigma' = \frac{\sigma - \sigma_p}{1 - \sigma_p}. \quad (2.61)$$

Der mittlere Durchmesser \bar{D} ist aus der Sieblinie zu ermitteln. Er stellt einen mit den Massenprozenten y_i gewichteten Mittelwert der maximalen Durchmesser $D_{max,i}$ einer Korngrößenklasse N dar

$$\bar{D} = \frac{1}{N} \sum_i^N y_i \cdot D_{max,i}. \quad (2.62)$$

SARRADJ verwendet zur Berechnung der Tortuosität τ wiederum die Durchströmungsschwelle σ_p . Für die Tortuosität gilt:

$$\tau = \sigma \cdot (\sigma')^m. \quad (2.63)$$

Nach Ergebnissen dieser Untersuchungen ergibt sich für den Exponent m die Konstante $m = 1,6$. Die Durchströmungsschwelle kann mit $\sigma_p = 0,06$ angenommen werden.

2.3 Das Luftschallfeld über offenporigen Fahrbahnbelägen

2.3.1 Das Kugelwellenschallfeld über homogenem Absorber, exakte Beschreibung, Diskussion der Wellentypen

Das Schallfeld einer Punktschallquelle Q über einer ebenen Begrenzungsfläche S zweier homogener schallführender Medien wird oft mit dem Spiegelquellenmodell nach dem „Schwarzschen Spiegelungsprinzip“ [BRONSTEIN et al. 2001] beschrieben (Bild 2.4).

Dieses sehr einfache Modell basiert auf der phasenrichtigen Überlagerung des Punktschallquellfeldes mit dem durch den Reflexionsfaktor R_p der Begrenzungsfläche bewerteten Schallfeldes der Spiegelpunktschallquelle Q_s . Die Quellstärken der beiden Schallquellen werden dabei als kohärent angenommen.

Grundvoraussetzung für die Gültigkeit des Modells ist die Existenz ebener Schallwellen an der Begrenzungsfläche S beider Medien. Zur Modellierung des Kugelwellenfeldes, dem Schallfeld der Punktschallquelle, werden daher die auf die Begren-

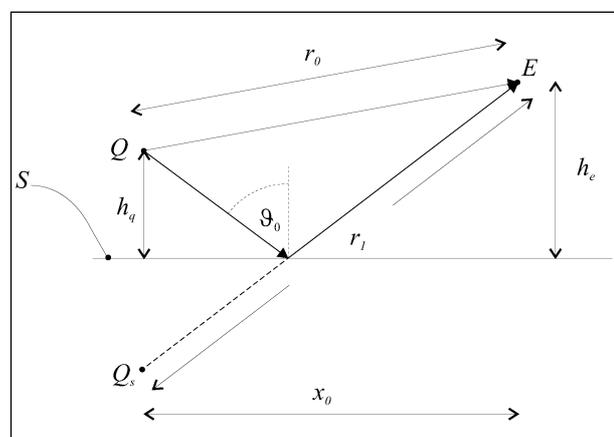


Bild 2.4: Geometrie zum Spiegelquellenmodell, Schallquelle Q , Empfänger E , Spiegelschallquelle Q_s , Begrenzungsfläche S

zungsfäche auftreffenden Wellenfronten als nahezu eben angenommen. Diese Annahme gilt unter der Voraussetzung, dass der Abstand h_q zwischen Quelle und Begrenzungsfläche groß im Vergleich zur Wellenlänge und das charakteristische Maß (in Bild 2.5 ist dies die Ausdehnung der Fläche S in x -Richtung) des an der Reflexion beteiligten Anteils der Fläche klein verglichen zum Kugelradius bleibt.

Bei vielen Modellen zur Lärmausbreitung, insbesondere bei der Beschreibung der Schallausbreitung über der Fahrbahn, muss jedoch davon ausgegangen werden, dass einerseits der Abstand h_q

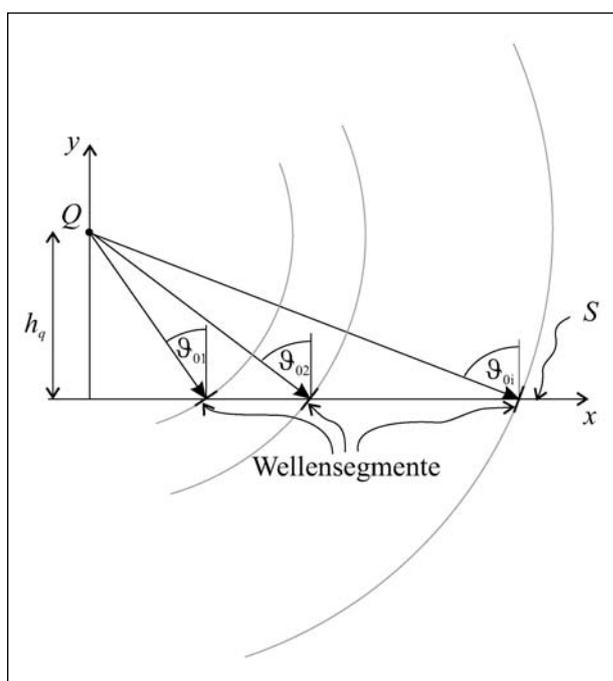


Bild 2.5: Zerlegung des Schallfeldes der Kugelwelle in Segmente S_e ebener Wellen. Darstellung der Einfallswinkel ϑ_{01} bis ϑ_{0i} der Wellensegmente in Abhängigkeit vom Abstand zwischen Quelle Q und Absorberebene S nach [MECHEL, 1989]

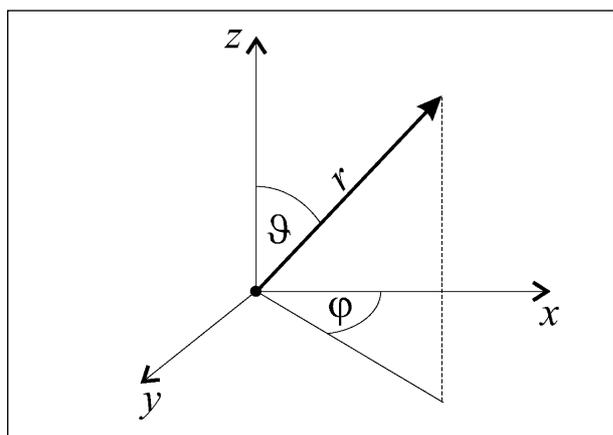


Bild 2.6: Koordinatensystem

gegenüber der Wellenlänge nicht vernachlässigbar und andererseits das charakteristische Abmaß der an der Reflexion beteiligten Fläche S nicht klein gegenüber dem Kugelradius ist. In diesen Fällen werden die Kugelwellenfronten zur Modellierung der reflektierten Schallwellen in infinitesimal kleine Segmente S_e (Bild 2.5) unterteilt [BREKHOVSKIKH, 1980]. Diese Segmente stellen ebene Wellenfronten dar, sodass an der Begrenzungsfläche S von den Gesetzmäßigkeiten der Reflexion ebener Wellen ausgegangen werden kann. Der Modellvorstellung folgend, trifft jedes Segment S_e in Abhängigkeit vom Abstand zwischen Quelle Q und Begrenzungsfläche S in einem anderen Winkel ϑ_{0i} auf die Begrenzungsfläche S auf.

Ist darüber hinaus der Reflexionsfaktor an der Begrenzungsfläche S winkelabhängig $R_p = f(\vartheta)$, kann das Feld der reflektierten Welle nicht dem Konstruktionsprinzip der Huygen'schen Elementarwellen folgend, durch eine einzelne Monopol-Spiegelquelle abgebildet werden. Der winkelabhängigen Bewertung der Wellensegmente muss durch zusätzliche Multipolwellen Rechnung getragen werden [MECHEL, 1989]. Die Begrenzungsfläche S wird in diesem Fall als Absorberebene aufgefasst.

Zerlegung des Kugelwellenfeldes in ein Feld ebener Wellen

Die Gesetzmäßigkeiten der Beugung und Brechung ebener Wellen an einer Grenzfläche zweier Medien sind eindeutig beschreibbar. Daher erscheint es sinnvoll, das Kugelwellenfeld auf ein Feld ebener Wellen zurückzuführen. Grundidee ist dabei die Zerlegung der Kugelwellenfronten in infinitesimal kleine Abschnitte ebener Wellenfronten.

Das Kugelwellenschallfeld lässt sich unter Festlegung der Koordinaten in Bild 2.6 und mit der Normierung auf die Amplitude $\underline{A}_0 = j\omega\rho_0 q / (4\pi)$ wie folgt beschreiben:

$$\frac{\underline{p}}{\underline{A}_0} = \frac{e^{j(\omega t - k_0 r)}}{r}. \quad (2.64)$$

In Gleichung (2.64) wird der Zeitfaktor des rotierenden komplexen Zeigers mit $+j\omega t$ festgelegt. Obwohl in den meisten internationalen Veröffentlichungen zum Thema „Schallausbreitung“ mit der Konvention $-j\omega t$ gearbeitet wird, soll an dieser Stelle die Festlegung konform zum Kapitel 2.2 und zum Fachgebiet Elektrotechnik gewählt werden. Im Folgenden werden ruhende Zeiger verwendet, d. h.

der Anteil $+j\omega t$ im Exponenten von Gleichung (2.64) wird vorausgesetzt, jedoch nicht dargestellt.

BREKHOVSKIKH benutzt in [BREKHOVSKIKH, 1980] die 2-dimensionale Fouriertransformation zur Umwandlung des sphärischen Wellenfeldes in ein ebenes. Er erhält dadurch ein Wellenzahl-Fourier-Integral, dessen Integrationspfade sich über k_x und k_y erstrecken (s. Gleichung (2.65)).

Dabei definiert er die Wellenzahl-Komponente k_z unter Zuhilfenahme von Gleichung (2.32) folgendermaßen:

$$k_z = \sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_y^2}. \quad (2.66)$$

Die Quelle befindet sich im Koordinatenursprung (siehe Bild 2.6). Das Wellenzahl-Fourier-Integral für den Bereich oberhalb der Grenzschicht ($z \geq 0$) unterscheidet sich von dem unterhalb ($z \leq 0$) durch das Vorzeichen der Komponente k_z im Exponenten des Integrationsterms. Der Bereich ($z \leq 0$) kann durch Einführung einer komplexen Wellenzahl \underline{k} auch als verlustbehaftet modelliert werden.

Werden nun für x, y, z des auf der rechten Seite von Gleichung (2.65) verwendeten kartesischen Koordinatensystems die Polarkoordinaten r, ϑ, φ eingeführt

$$x = r \sin \vartheta \cos \varphi, \quad y = r \sin \vartheta \sin \varphi, \quad z = r \cos \vartheta, \quad (2.67)$$

besitzt das Wellenzahl-Fourier-Integral die Form wie in Gleichung (2.68) dargestellt.

Diese Form der Darstellung lässt sich sehr anschaulich als die Synthese einer Kugelwelle aus der Überlagerung infinitesimaler kleiner, ebener Wellenfrontsektoren, welche sich in den Richtungen der Winkel ϑ und φ ausbreiten, interpretieren. Die Vorzeichen des letzten Terms im Exponenten des Integranden von Gleichung (2.68) gehören zu den Bereichen ($z \geq 0$) beziehungsweise ($z \leq 0$). Die Wellenzahlkomponenten lassen sich wie in Gleichung (2.69) dargestellt berechnen.

$$\begin{aligned} k_x &= k_0 \sin \vartheta \cos \varphi, & k_y &= k_0 \sin \vartheta \sin \varphi, \\ k_z &= k_0 \cos \vartheta. \end{aligned} \quad (2.69)$$

Werden die Integrationsgrenzen des inneren Integrals von Gleichung (2.68) derart gewählt, dass der Winkel φ reelle Werte zwischen 0 bis 2π annimmt und soll gemäß Gleichung (2.65) die Integration den gesamten Bereich der Wellenzahl-Komponenten k_x und k_y von $-\infty$ bis ∞ überstreichen, muss, den Definitionen (2.66) und (2.69) folgend, der Integrationspfad des Winkels ϑ neben reellen auch komplexe Werte annehmen [BREKHOVSKIKH 1980]. Die Integration erfolgt dann auf dem Pfad Γ_1 (Bild 2.7).

BREKHOVSKIKH führt zur Interpretation der komplexwertigen Winkel das Konzept der inhomogenen ebenen Wellen ein. Ausgangspunkt ist ein als verlustlos angenommenes schalleitendes Medium. Während sich die homogenen ebenen Wellen in der durch das Medium vorgegebenen Schallgeschwindigkeit ausbreiten und ihre Amplitude auch nach Gleichung (2.68) in sehr großem Abstand von der Quelle ($\lim_{r \rightarrow \infty} (p/p_0) \neq 0$) nicht verschwindet, können bei der inhomogenen Welle das exponentielle Abklingen der Amplitude in einer bestimmten Raumrichtung und eine von der Schallgeschwindigkeit der homogenen Welle abweichende Ausbreitungsgeschwindigkeit beobachtet werden.

Diese Eigenschaften der inhomogenen ebenen Welle werden ausgenutzt, um das unendliche Anwachsen des Feldes im Quellpunkt ($r = 0$) zu beschreiben. Eine Beschränkung des Integrationspfades Γ_1 in Gleichung (2.68) auf reelle Werte ($\text{Im}\{\vartheta\} = 0$) und somit eine Integration über die „endlichen“ Amplituden homogener ebener Wellen im Koordinatenursprung ($r = 0$) führt lediglich zu einer endlichen Amplitude im Quellpunkt. Erst die Erweiterung des Integrationspfades auf komplexe Winkel führt zum unendlichen Anwachsen des Feldes im Quellpunkt, da in diesem Fall die Überlagerung einer unbeschränkten Anzahl inhomogener Wellen endlicher Amplitude erfolgt. Gemäß den eingangs beschriebenen Eigenschaften inhomogener Wellen

$$\begin{aligned} z \geq 0; & \quad \frac{e^{-jk_0 r}}{r} = \frac{-j}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-j(k_x x + k_y y + k_z z)} \frac{dk_x dk_y}{k_z} \\ z \leq 0; & \quad \frac{e^{-jk_0 r}}{r} = \frac{-j}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-j(k_x x + k_y y - k_z z)} \frac{dk_x dk_y}{k_z} \end{aligned} \quad (2.65)$$

$$\frac{e^{-jkr}}{r} = \frac{-jk_0}{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2} + j\infty} \int_0^{2\pi} e^{-j(k_x x + k_y y \pm k_z z)} \sin(\vartheta) d\varphi d\vartheta \quad (2.68)$$

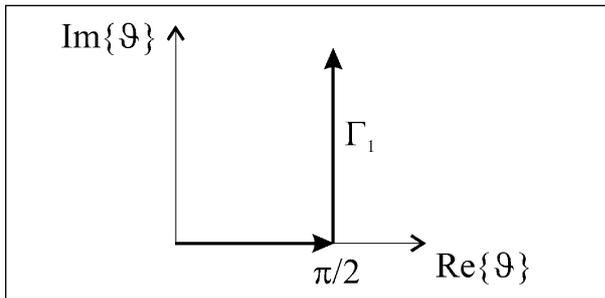


Bild 2.7: Integrationspfad

klings das Feld der inhomogenen Wellen außerhalb des Koordinatenursprungs in vertikaler Richtung (z -Richtung) stark ab. In der z -Ebene löschen sich die beiden inhomogenen Wellen, einmal beschrieben für den Bereich ($z \geq 0$) und einmal beschrieben für den Bereich ($z \leq 0$) in Gleichung (2.68), außerhalb des Koordinatenursprungs durch destruktive Interferenz aus.

Das Feld der reflektierten Welle, dargestellt durch die Überlagerung ebener Wellen

Für die folgenden Betrachtungen soll sich der Quellpunkt an der Stelle $Q(x, y, z) = (0, 0, h_q)$ befinden. Darüber hinaus wird davon ausgegangen, dass in der Ebene $z = 0$ eine Fläche S angeordnet ist, die als Grenze zweier unterschiedlicher schallführender Medien aufgefasst werden kann (Bild 2.4). Das Schallfeld oberhalb von S im Bereich $z \geq 0$ lässt sich durch die Überlagerung des Kugelwellenfeldes, im folgenden Direktfeld genannt, $\underline{p}_d/\underline{A}_0$ und des reflektierten Wellenfeldes $\underline{p}_{refl}/\underline{A}_0$ beschreiben

$$\frac{\underline{p}}{\underline{A}_0} = \frac{\underline{p}_d + \underline{p}_{refl}}{\underline{A}_0} = \frac{e^{-j(k_0 r_0)}}{r_0} + \frac{\underline{p}_{refl}}{\underline{A}_0}. \quad (2.70)$$

Der Ausgangsidee folgend, wird zur Berechnung des reflektierten Wellenfeldes $\underline{p}_{refl}/\underline{A}_0$ die kugelförmige Wellenfront des Direktfeldes $\underline{p}_d/\underline{A}_0$ gemäß Gleichung (2.68) in ebene Partialwellen zerlegt. Wird nun jede im Winkel ϑ auf die Grenzfläche S treffende Partialwelle mit dem zugehörigen Reflexionsfaktor $\underline{R}_p(\vartheta)$ multipliziert und eine dem Ausbreitungsweg r_1 entsprechende Phasenkorrektur berücksichtigt (s. Gleichung (2.71)) lässt sich das

$$\underline{R}_p(\vartheta) e^{-j[k_x x + k_y y + k_z(z+h_q)]} = \underline{R}_p(\vartheta) e^{-jk_0(x \sin \vartheta \cos \varphi + y \sin \vartheta \sin \varphi + (z+h_q) \cos \vartheta)}, \quad (2.71)$$

$$\frac{\underline{p}_{refl}}{\underline{A}_0} = \frac{-jk_0}{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2} + j\infty} \int_0^{2\pi} \underline{R}_p(\vartheta) \sin(\vartheta) e^{-jk_0(x \sin \vartheta \cos \varphi + y \sin \vartheta \sin \varphi + (z+h_q) \cos \vartheta)} d\varphi d\vartheta \quad (2.72)$$

$$\frac{\underline{p}_{refl}}{\underline{A}_0} = \frac{-jk_0}{2\pi} \int_{-\frac{\pi}{2} - j\infty}^{+\frac{\pi}{2} + j\infty} H_0^{(2)}(u_H) \underline{R}_p(\vartheta) \sin(\vartheta) e^{-jk_0(h_e+h_q) \cos \vartheta} d\vartheta \quad (2.73)$$

gesamte reflektierte Wellenfeld durch Integration über alle ebenen Partialwellen – wie in Gleichung (2.72) dargestellt – beschreiben.

BREKHOVSKIKH verwendet in [BREKHOVSKIKH 1980] zur Darstellung von Gleichung (2.72) die Konvention für den Zeitfaktor $e^{-j\omega t}$. Er reduziert in dieser Gleichung das Doppelintegral auf ein Einfachintegral durch geschlossene Integration über φ . Mittels anschließender mathematischer Umformung gelingt ihm die Darstellung der Lösung dieses inneren Integrals als Hankelfunktion 1. Art. Die Übertragung des so vorgegebenen Lösungsweges auf die eingangs festgelegte Konvention mit dem Zeitfaktor $e^{+j\omega t}$ führt zur Hankelfunktion 2. Art als Lösung des inneren Integrals (s. Gleichung (2.73)).

Der Integrationspfad erstreckt sich dabei über das Intervall

$$[-\pi/2 - j\infty, -\pi/2, 0, \pi/2, \pi/2 + j\infty]. \quad (2.74)$$

Das Argument der Hankelfunktion lautet $u_H = k_0 x_0 \sin \vartheta$ (Bild 2.4).

Die Darstellung des reflektierten Schallfeldes ist nunmehr unabhängig vom Winkel φ . Dies kann als Zylindersymmetrie des Schallfeldes gedeutet werden. Die Achse des Zylinders befindet sich dabei auf der z -Achse.

Darüber hinaus scheint es erwähnenswert, dass Gleichung (2.73) nicht nur für die Beschreibung der Reflexion von Kugelwellen an der Grenze zweier unterschiedlicher Fluide Gültigkeit besitzt. Sie kann aufgrund der Superposition ebener Wellen auch zur Berechnung eines sphärischen Schallfeldes über geschichteten Fluiden herangezogen werden [MECHEL, 2002] S. 110. Dazu ist einzig der Ersatz des bisher verwendeten Reflexionsfaktors $R(\vartheta)$ durch den für geschichteten Aufbau relevanten Reflexionsfaktor, z. B. Gleichung (2.51), notwendig.

Sattelpunkt-Methode

Zu Vergleichszwecken soll das Integral in Gleichung (2.73) auf numerischem Weg gelöst werden. Der in Abhängigkeit von der Integrationskonstanten stark oszillierende Term innerhalb des Integrals

erfordert zur Berechnung sehr kleine Elementarintervalle. Die geringe Größe dieser Intervalle sowie die Unbeschränktheit des Integrationspfades führen jedoch zu einem sehr hohen Rechenaufwand. Ferner weist der Integrand an der Stelle $u_H = 0$ einen singulären Punkt auf, das Integral müsste daher zur Berechnung in Teilintervalle zerlegt werden.

Aus diesem Grund wäre es wünschenswert, durch geeignete Umformung des Integrationspfades das Integral derart zu gestalten, dass die Elementarintervalle eine akzeptable Größe annehmen, der Integrationspfad keinen singulären Punkt durchläuft und begrenzt werden kann.

Diese Forderung kann mit Hilfe der Sattelpunkt-Methode umgesetzt werden. Zur Darstellung des Gültigkeitsbereiches der so herleitbaren Integralform soll hier die Grundidee der Methode kurz erläutert werden. Für eine eingehendere Beschäftigung mit der Sattelpunkt-Integration sei an der Stelle auf [ACHENBACH, 1990; BREKHOVSKIKH, 1980; MECHEL, 1989] verwiesen.

Grundvoraussetzung für die Anwendung der Sattelpunkt-Methode ist die Darstellbarkeit des zu betrachtenden Integrals in der Form

$$I = \int_C e^{\rho f(\underline{\xi})} F(\underline{\xi}) d\underline{\xi}, \quad (2.75)$$

mit folgenden Forderungen:

1. Die Funktionen $F(\underline{\xi})$ und $f(\underline{\xi})$ mit dem komplexwertigen Argument $\underline{\xi}$ müssen innerhalb eines Bereichs der komplexen Zahlenebene K analytisch sein, d. h. sie sind in alle Richtungen differenzierbar und genügen somit den CAUCHY-RIEMANNschen Differentialgleichungen [BRONSTEIN et al. 2001]. In diesem Fall ist der Wert des Integrals unabhängig vom gewählten Integrationsweg C . Darüber hinaus ist es auch möglich, die Forderung nach analytischen Funktionen allein auf den Pfad C_s zu beschränken. Wenn dieser Pfad C_s dennoch singuläre Punkte enthält, dann ist der Wert des Integrals mit Hilfe des Residuensatzes zu berechnen.
2. Die reelle Zahl ρ im Exponenten soll sehr große Werte annehmen

$$\rho \rightarrow \infty. \quad (2.76)$$

Das bedeutet einerseits, dass der Teil des Exponentialfaktors $e^{\rho \operatorname{Im}\{f(\underline{\xi})\}}$ die Oszillationen des

Integranden und andererseits der Teil $e^{\rho \operatorname{Re}\{f(\underline{\xi})\}}$ den Anstieg des Integranden in einem Bereich ΔC bestimmt.

Unter diesen Voraussetzungen soll, der Grundidee der Sattelpunktmethode folgend, der Integrationsweg C derart deformiert werden, dass zum einen der Hauptbeitrag des Integranden in einem kleinen Bereich ΔC des Integrationspfades C zu finden ist:

$$I \approx \int_{\Delta C} e^{\rho f(\underline{\xi})} F(\underline{\xi}) d\underline{\xi} \quad \text{mit } \Delta C \rightarrow 0 \quad (2.77)$$

und zum anderen der Integrand in diesem Bereich ΔC nur durch geringe Oszillationen gekennzeichnet ist.

Für die Integration sind daher die Konturen mit konstanter Phase

$$\operatorname{Im}\{\rho \cdot f(\underline{\xi})\} = \text{const} \quad (2.78)$$

relevant. Als Integrationspfad ist nun genau die Kontur zu wählen, die über eine Stelle $\underline{\xi}$ mit einem großen Betrag des Exponentialfaktors $e^{\rho \operatorname{Re}\{f(\underline{\xi})\}}$ hinweg führt. Aufgrund der Lage der Konturen mit konstanter Phase verläuft der Integrationsweg jedoch nicht durch ein lokales Maximum des Exponentialfaktors, sondern über einen Sattel dieser Funktion. Die Stelle $\underline{\xi}_s$ wird daher als Sattelpunkt und der Integrationsweg C_s als Sattelpfad bezeichnet. Mit Einbeziehung von Forderung (2.76) kann dabei ein Weg gefunden werden, bei dem $e^{\rho \operatorname{Re}\{f(\underline{\xi})\}}$ zu beiden Seiten von $\underline{\xi}_s$ stark abfällt. Der Sattelpunkt $\underline{\xi}_s$ ist daher mit der Bedingung (2.78) unter Verwendung der Gleichung

$$\frac{df(\underline{\xi})}{d\operatorname{Re}\{\underline{\xi}\}} = \frac{df(\underline{\xi})}{d\operatorname{Im}\{\underline{\xi}\}} = 0 \quad (2.79)$$

auffindbar. Für den Sattelpfad C_s ergibt sich bei Kenntnis des Sattelpunktes $\underline{\xi}$ und unter Berücksichtigung von Bedingung (2.78) folgende Beschreibung:

$$\operatorname{Im}\{f(\underline{\xi})\} = \operatorname{Im}\{f(\underline{\xi}_s)\}. \quad (2.80)$$

Wie in den meisten Veröffentlichungen zur Anwendung der Sattelpunkt-Integration auf die Beschreibung der Schallausbreitung über eine Absorberhalbebene, verwendet BREKHOVSKIKH in [BREKHOVSKIKH, 1980] zur Lösung des Integrals das eingangs skizzierte Lösungsschema. Er stellt dabei den Integranden $F(\underline{\xi})$ in Gleichung (2.75) in Form einer Reihe dar und ist somit in der Lage, eine Näherungslösung herzuleiten.

Für die Durchführung der numerischen Integration soll, im Gegensatz zu BREKHOVSKIKH, auf die Näherung des Integranden durch Reihenentwicklung verzichtet werden. Die Entwicklung der im Integranden von Gleichung (2.73) enthaltenen Hankelfunktion in eine Reihe

$$H_0^{(2)}(u_H) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi u_H}} e^{-j(u_H - \pi/4)} \left(1 + \frac{j}{8u_H} - \frac{9}{128u_H^2} - \frac{75j}{1024u_H^3} \dots\right) \quad (2.81)$$

zeigt jedoch, dass in der Funktion ein von der Integrationskonstanten ϑ abhängiger Exponentialfaktor $e^{-u_H} = e^{-k_0 x_0 \sin(\vartheta)}$ enthalten ist. Der Ausgangsidee der Sattelpunkt-Methode folgend, muss dieser jedoch der Funktion $f(\xi)$ der Gleichung (2.75) zugeordnet werden.

Mit dem auf dieser Überlegung auf bauenden Ansatz

$$\rho \cdot f(\xi) \rightarrow \rho \cdot f(\vartheta) = -jk_0((h_e + h_q) \cos(\vartheta) + x_0 \sin(\vartheta)) \quad (2.82)$$

und der Tatsache, dass

$$h_e + h_q = r_1 \cos(\vartheta) \quad \text{und} \quad x_0 = r_1 \sin(\vartheta), \quad (2.83)$$

wird unter Anwendung eines Additionstheorems

$$\rho = k_0 \cdot r_1 \quad \text{und} \quad f(\vartheta) = -j \cos(\vartheta - \vartheta_s). \quad (2.84)$$

Mit Hilfe von Gleichung (2.79) ergibt sich nun der Sattelpunkt zu:

$$\xi_s \rightarrow \vartheta_s = \vartheta_0. \quad (2.85)$$

Unter Verwendung von Gleichung (2.80) lässt sich dann der Sattelpfad in der komplexen Ebene ϑ mit

$$\mathbf{Im}\{-j \cos(\mathbf{Re}\{\vartheta\}) + j \mathbf{Im}\{\vartheta\} - \vartheta_0\} = -1 \quad (2.86)$$

angeben. Der Imaginärteil der linken Seite von Gleichung (2.86) kann durch Anwendung des folgenden Zusammenhangs berechnet werden:

$$\cos(\vartheta) = \cos(\mathbf{Re}\{\vartheta\}) \cosh(\mathbf{Im}\{\vartheta\}) - j \sin(\mathbf{Re}\{\vartheta\}) \sinh(\mathbf{Im}\{\vartheta\}). \quad (2.87)$$

Der Sattelpfad entspricht somit dem von BREKHOVSKIKH hergeleiteten und lautet:

$$\cos(\mathbf{Re}\{\vartheta\} - \vartheta_0) \cosh(\mathbf{Im}\{\vartheta\}) = 1. \quad (2.88)$$

Das Zusammenfassen des Exponentialfaktors der Hankelfunktion im Integranden von Gleichung (2.73) mit dem Exponentialfaktor des Integranden aus dieser Gleichung und die Einführung der Zusammenhänge (2.83) können als Verschiebung des Integranden um den Sattelpunkt ϑ_0 gedeutet werden. Es findet eine Variablentransformation statt. Folgerichtig ergibt sich bei der Berechnung des Sattelpfades in Gleichung (2.88) auch eine Verschiebung der Integrationsgrenzen um den Sattelpunkt ϑ_0 . Der Integrationsweg erstreckt sich somit von $-\pi/2 + \vartheta_0 - i\infty$ bis $\pi/2 + \vartheta_0 + i\infty$.

Durch die Variablentransformation bleiben Anfangs- und Endpunkt des Integrationspfades bezüglich des Integranden unverändert. Der Wert des Integrals in Gleichung (2.73) wird somit von der Deformation des Integrationspfades nicht beeinflusst. Aufgrund dieser Tatsachen kann Gleichung (2.73) mit dem Sattelpfad (2.88) im Gegensatz zur Näherungsform von BREKHOVSKIKH als exakte Lösung angesehen werden.

Die eingangs geforderte Beschränkung der wesentlichen Anteile des Integranden am Integral auf einen Bereich ΔC des Integrationspfades sowie die Verringerung der Oszillationen des Integranden wird mit Hilfe dieser Form der Lösung erreicht. Dies wird beispielhaft für die Schallausbreitung über einer Absorberhalbene für eine Absorberzahl $E = \rho_0 f / \Xi = 0,3$ in Bild 2.8 gezeigt. Während auf dem unverformten Integrationspfad, beschrieben durch Gleichung (2.74), über einen großen Bereich des Integrationsweges starke Oszillationen sowohl des Realteils als auch des Imaginärteils vom Integranden erkennbar sind, ist der Hauptbeitrag des Integranden auf dem Sattelpfad ohne Oszillation auf einen kleinen Bereich ΔC bei $\vartheta_s = \vartheta_0$ beschränkt. Darüber hinaus ist eine Verschiebung des Sattelpfades um ϑ_0 erkennbar.

Der Wert der reellen Variablen ρ der Bestimmungsgleichung (2.75) entspricht gemäß Gleichung (2.84) dem Produkt aus Wellenzahl k_0 und dem Abstand r_1 der Spiegelquelle Q_s vom Aufpunkt E . Da der Bereich ΔC immer den Sattelpunkt ϑ_0 einschließt und obendrein der Hauptbeitrag des Integranden zum Integral innerhalb von ΔC erbracht wird, kann unter Berücksichtigung von Gleichung (2.78) das reflektierte Schallfeld als Bündel in Phase liegender ebener Wellen, angeordnet um den Winkel ϑ_0 (siehe Bild 2.4), interpretiert werden.

Nach [ACHENBACH, 1990] beeinflusst die Variable ρ die Breite des Bereiches ΔC . Wenn somit für sehr

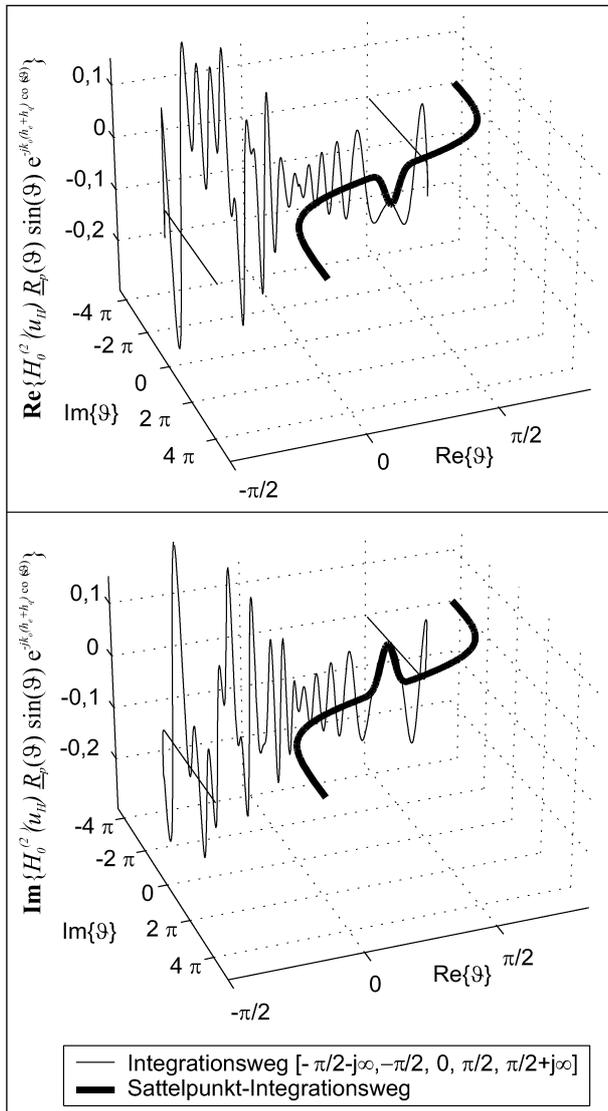


Bild 2.8: Imaginär- und Realteil des Integranden in Gleichung (2.73) als Funktion der Integrationspfade: nicht deformierter Pfad nach Gleichung (2.74), Sattelpfad nach Gleichung (2.86)
 Geometrie: $h_q = 0,001$ m, $h_e = 1,2$ m, $r_0 = 2,5$ m, Dicke der Absorberschicht $d = 0,04$ m, Absorberzahl: $E = 0,3$ (siehe Bild 2.4)

große Werte der Variablen ($\rho \rightarrow \infty$) der Bereich ΔC nur eine infinitesimal kleine Ausdehnung aufweist, kann von der Gültigkeit des Spiegelquellen-Modells der geometrischen Optik ausgegangen werden. Das Integral in Gleichung (2.75) und somit das reflektierte Schallfeld wird in diesem Fall nur durch die ebene Welle, die im Winkel ϑ_0 auf die Absorber-ebene trifft, bestimmt.

In Bild 2.9 ist die Ausbildung des Bereiches ΔC bei der Berechnung des Schallfeldes über einer Absorberhalbene für verschiedene Werte der Variablen ρ dargestellt. Für größere Werte von ρ ist eine Verringerung von ΔC deutlich sichtbar. Die maximale

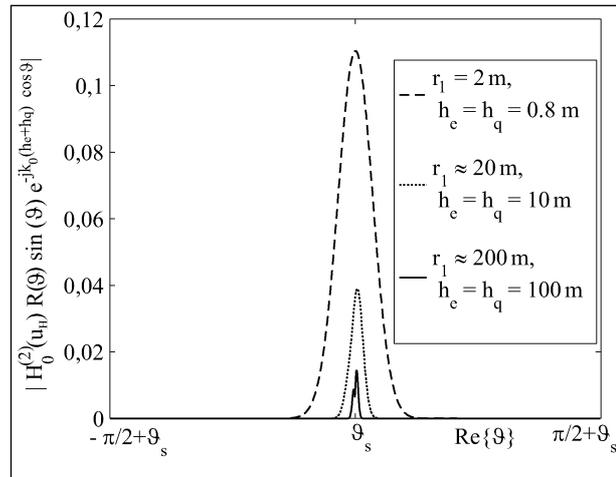


Bild 2.9: Betrag des Integranden in Gleichung (2.73) als Funktion des Realteils des Sattelpfades nach Gleichung (2.88), Absorberzahl $E = 0,3$

Amplitude des Integranden in ΔC verringert sich jedoch mit zunehmenden Werten von ρ , da gemäß der Sommerfeldschen Randbedingung die Amplitude des Schallfeldes für sehr große Abstände r_1 verschwinden soll.

Weil für die numerische Integration lediglich eine Begrenzung des Hauptbeitrags vom Integranden auf einen Teilbereich ΔC des Integrationsintervalls gefordert wird, kann die Bedingung (2.76) durch

$$\rho = k_0 r_1 \gg 1 \tag{2.89}$$

ersetzt werden. Diese Forderung beschränkt die Gültigkeit der hergeleiteten Lösung bei einer unteren Frequenzgrenze von $f = 500$ Hz auf Abstände $r_1 \geq 0,1$ m.

Diskussion der Randbedingungen der Sattelpunkt-Integration

Eine erfolgreiche Durchführung der numerischen Integration von Gleichung (2.73) setzt voraus, dass bei der Transformation des Integrationspfades von Gleichung (2.74) zu Gleichung (2.88) keine Singularitäten überstrichen werden.

Polstellen: Von besonderem Interesse sind dabei die Polstellen ϑ_p des Nenners im Reflexionsfaktor für einen halbumendlichen homogenen Absorber, beschrieben in Gleichung (2.40). Bei der rechnerischen Bestimmung der Polstellen ergeben sich 4 Lösungen:

$$\cos(\pm \vartheta_p) = \pm \sqrt{\frac{n^2 - 1}{(nZ)^2 - 1}} \tag{2.90}$$

Entsprechend den Überlegungen von MECHEL in [MECHEL 1989] S. 605 können anhand der Definition (2.4 1) die zwei Lösungen ausgewählt werden, die zum Verschwinden des Nenners in Gleichung (2.40) führen.

In Bild 2.10 ist die Lage der Polstellen ϑ_p als Funktion der Absorberzahl $E = \rho_0 f / f \Xi$ für unterschiedliche Absorber sowie der Verlauf des Sattelpunkt-Integrationspfades für verschiedene Schalleinfallswinkel ϑ_0 dargestellt. Ebenso wie in der Arbeit von MECHEL kann für einen halbusendlichen Absorber, bestehend aus Mineralfasern ($\sigma \approx 99\%$, $\tau \approx 1$), ein Aufeinanderfallen der Polstellen mit dem Sattelpunkt-Integrationspfad bei einem Schalleinfallswinkel $\vartheta_0 = \pi/2$ beobachtet werden. Der Pfeil auf der Kurve $\vartheta_p(E)$ zeigt in Richtung zunehmender Werte des Parameters E , d. h. für niedrige Frequenzen und/oder hohe Strömungsresistenzen Ξ überstreicht der Integrationspfad ϑ_0 die Polstellen-Funktion. Die Darstellung der Polstellen-Funktion ist dabei auf einen Bereich $10^{-4} \leq E \leq 10^8$ beschränkt. Den Berechnungen liegt das phänomenologische Absorbermodell zugrunde.

Gemäß den Ausführungen in Kapitel 2.2 werden bei offenporigen Asphalten im Vergleich zu Mineralfaser-Absorbieren geringere Werte für die Porosität und höhere Werte für die Tortuosität τ erwartet. Die Kurve mit den Parametern $\sigma = 50\%$ und $\tau = 1$ zeigt, dass sich bei Verringerung der Porosität der von der $\vartheta_p(E)$ -Kurve durchlaufene Gesamtbereich zwar verringert, jedoch ein Zusammenfallen der Polstellen-Funktion mit dem Integrationspfad ϑ_0 nicht verhindert werden kann.

Für eine der Praxis nähere Darstellung wird in den übrigen in Bild 2.10 gezeigten Polstellen-Funktionen der Parameter Tortuosität τ als Funktion der Porosität σ nach Gleichung (2.63) dargestellt. Auch hier ist ein Überschneiden der Polstellen mit dem Integrationspfad ϑ_0 zu beobachten.

Da offenporige Asphalte in den meisten Fällen als Absorber endlicher Dicke d nach Gleichung (2.51) modelliert werden müssen, soll in der nachfolgenden Diskussion die Lage der Polstellen für diesen Fall untersucht werden. Zur Berechnung der Polstellen in Gleichung (2.51) wurde das „Newton-Verfahren“ angewandt [ENGELN-MÜLLGES und REUTER 1996].

Ein Vergleich der Polstellenfunktion $\vartheta_p(E)$ in Bild 2.11 für eine Absorberschichtdicke $d = 1.000$ m und einer Porosität $\sigma = 20\%$ mit der in Bild 2.10

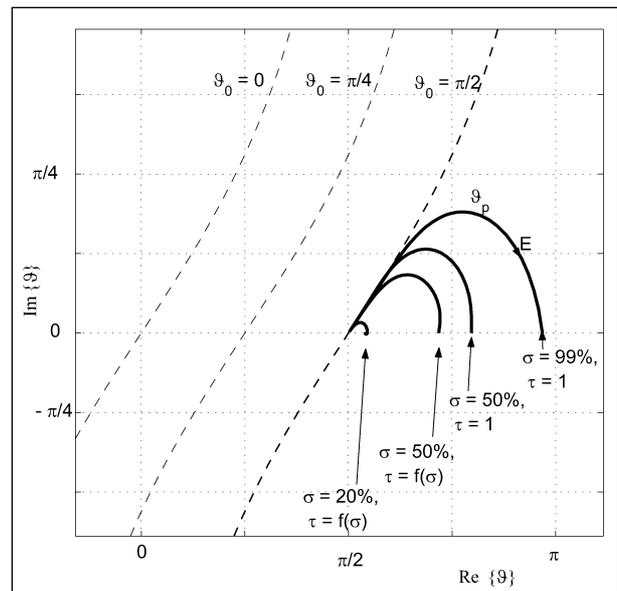


Bild 2.10: Verlauf der Integrationspfade ϑ_0 und der Polstellen ϑ_p als Funktion der Absorberzahl $E = \rho_0 f / \Xi$ für einen halbusendlichen Absorber, Parameterbereich: $10^{-4} \leq E \leq 10^8$, Berechnung der Tortuosität als Funktion der Porosität nach Gleichung (2.63)

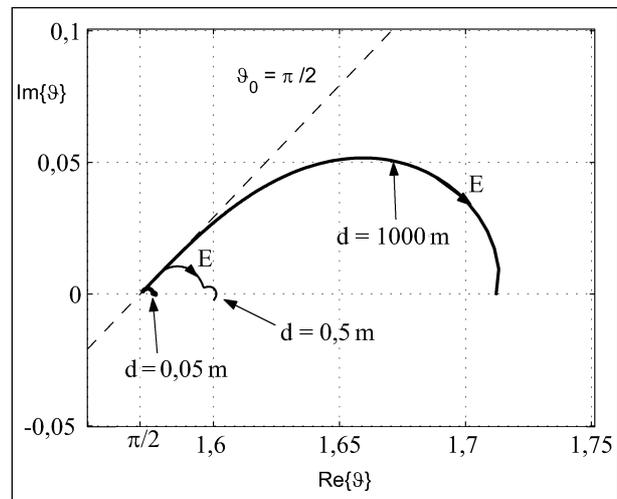


Bild 2.11: Verlauf des Integrationspfades $\vartheta_0 = \pi/2$ und der Polstellen ϑ_p als Funktion der Absorberzahl $E = \rho_0 f / \Xi$ für Absorberschichten der Dicke d , Parameterbereich: $10^{-6} \leq E \leq 10^{10}$, Berechnung der Tortuosität als Funktion der Porosität nach Gleichung (2.63)

gezeigten Funktion $\vartheta_p(E)$ für eine Porosität $\sigma = 20\%$ bestätigt zunächst die Ergebnisse der Berechnung, da aufgrund seiner hohen Schichtdicke d der Absorber als halb-unendlich aufgefasst werden kann.

Für geringe Schichtdicken d wandern die Grenzen des von der Kurve durchlaufene Bereichs jedoch in Richtung des Sattelpunkt-Integrationspfades $\vartheta_0 = \pi/2$. Somit liegt für Schichtdicken $d \rightarrow 0$ m die Polstellenfunktion sehr nahe zum Integrationspfad.

Zur Abschätzung der Möglichkeit des Zusammenfallens der Polstellen mit dem Integrationspfad $C\vartheta_0$ soll zunächst der Frequenzbereich auf $f = 100\text{--}6.000$ Hz eingeschränkt werden. Anhand der in Anhang J angegebenen Messwerte zu Absorberparametern kann der Bereich der Absorberzahl E auf

$$0,01 \leq E \leq 10 \tag{2.91}$$

festgelegt werden. In Bild 2.11 wird der Verlauf der Polstellen ϑ_p für Absorberzahlen E von 10^{-6} bis 10^{10} dargestellt. Eine starke Annäherung der Polstellenfunktion an den Integrationspfad wird dabei erst bei Absorberzahlen $E \leq 10^{-3}$ beobachtet. Ein Aufeinanderfallen der Polstellen mit dem Integrationspfad ist daher für poröse Asphalte mit Absorberzahlen nach Bedingung (2.9 1) nicht zu erwarten.

Verzweigungsschnitte: Neben den Polstellen bedürfen auch Verzweigungsschnitte, hervorgerufen durch die mehrdeutige Funktion

$$\sqrt{n^2 - \sin^2(\vartheta_0)} \tag{2.92}$$

in Gleichung (2.40), einer näheren Diskussion. Ist eine Funktion mehrdeutig, so erfolgt zur Behebung der Mehrdeutigkeit ihre Abbildung auf mehreren Blättern, den Riemannschen Blättern. Die Verbindungen dieser Blätter stellen die Verzweigungspunkte oder bei mehrdimensionalen Funktionen die Verzweigungsschnitte dar. Den Verzweigungsschnitt der Funktion (2.92) berechnet MECHEL in [MECHEL 1989] auf S.604 unter Berücksichtigung der Vorzeichendefinition (2.4 1) in Parameterform:

$$n^2 - \sin^2(\vartheta_0) = t^2 \quad t \in \mathbf{R} \quad 0 \leq t^2 < \infty. \tag{2.93}$$

In der Darstellung auf S. 607 seiner Arbeit ist zu erkennen, dass die Integrationspfade ϑ_0 insbesondere bei einer großen Absorberzahl E die Verzweigungsschnitte jeweils zweimal kreuzen. Dies bedeutet, Anfangs- und Endpunkt des Sattelpunkt-Integrationspfades liegen auf dem selben Riemannschen Blatt. Die Überquerung dieser Schnitte muss daher rechnerisch nicht extra berücksichtigt werden.

Darüber hinaus bedarf der Verzweigungsschnitt der Funktion $\sqrt{\sin(\vartheta)}$, welcher durch die Reihenentwicklung der Hankelfunktion Gleichung (2.8 1) entsteht, keiner Berücksichtigung, da sein Auftreten außerhalb der Sattelpunkt-Integrationspfade $0 \leq \vartheta_0 \sim \pi/2$ liegt.

Physikalische Interpretation der Modellierung anhand der Wellentypen

Oberflächenwelle: Das Aufeinanderfallen der Polstellen mit dem Integrationspfad deuten BREKHOVSKIKH in [BREKHOVSKIKH 1980] und RASPET in [RASPET und BAIRD 1989] physikalisch als die Entstehung von Oberflächenwellen. Nach ATTENBOROUGH [1988] ist die Entstehung der Welle mit einer elliptischen Bewegung der „Schallteilchen“ verbunden (Bild 2.12). Diese entsteht nach ATTENBOROUGH durch die Überlagerung einer horizontalen Bewegungskomponente in Ausbreitungsrichtung und einer vertikaler Komponente in Richtung der Poren des als lokal reagierend angenommenen Absorbermediums.

Bereits durch die Untersuchungen von PARKIN und SCHOLLES [1964] wurde die Existenz der Wellen bestätigt. Die beiden Autoren bestimmten Schalldruckpegel-Frequenz-Spektren in großen Distanzen zur Quelle ($r_0 = 615$ m) und beobachteten im Bereich tiefer Frequenzen ($f = 60\text{--}250$ Hz) Anteile von Oberflächenwellen. Diese Interpretation der Messergebnisse bestätigt die Bedingungen für das Auftreten der Oberflächenwelle. Der große Abstand von der Quelle bedingt einen sehr flachen Schalleinfallswinkel ϑ_0 , die tiefen Frequenzen führen zu kleinen Werten der Zahl E . Weitere messtechnische Beweise zur Existenz der Oberflächenwelle lieferten im Frequenzbereich [PIERCY et al., 1977] und im Zeitbereich für konvex gekrümmte impedanzbelegte Flächen [WANG und LI, 1999].

Oberflächenwellen entstehen stets an einer Trennfläche zweier Medien in Abhängigkeit von den Ei-

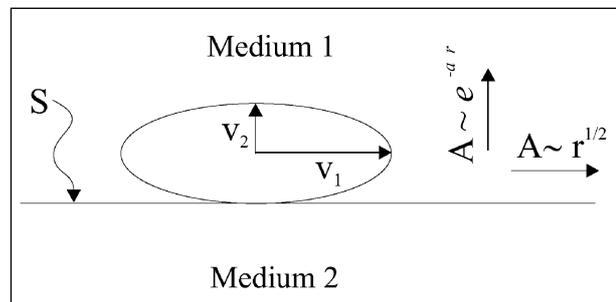


Bild 2.12: Darstellung der ellipsenförmigen Bewegung der schwingenden Schallteilchen in der Oberflächenwelle. Diese Bewegung wird durch die Überlagerung der horizontalen Schallfeldkomponente v_1 im Medium 1 mit der vertikalen Schallfeldkomponente v_2 des lokal reagierenden Medium 2 in der Nähe der Absorberebene S erzwungen. Die Schallwelle klingt in vertikaler Richtung exponentiell ($e^{-\alpha r}$) und in horizontaler Richtung mit \sqrt{r} ab und gehört zur Gruppe der inhomogenen Wellen

genschaften dieser Fläche. Diese Gegebenheit verwendet DONATO in [DONATO 1978] zur Definition eines vom Schalleinfallswinkel ϑ_0 und von der Wandimpedanz Z_w abhängigen Kriterium für die Existenz der Oberflächenwelle:

$$\cos \vartheta_0 < \frac{-\operatorname{Im}\{Z_w/Z_0\} - \operatorname{Re}\{Z_w/Z_0\}}{|Z_w/Z_0|^2}. \quad (2.94)$$

Da die Oberflächenwelle besonders bei sehr flachen Schalleinfallswinkeln ϑ_0 entsteht, ist es sinnvoll, die Existenz dieser Welle für streifenden Schalleinfall zu untersuchen. Für die Entstehung einer Oberflächenwelle geben die Autoren ATTENBOROUGH in [ATTENBOROUGH 1982] und SUTHERLAND in [SUTHERLAND und DAIGLE 1997] daher ausgehend von Gleichung (2.94)

$$-\operatorname{Im}\{Z_w/Z_0\} > \operatorname{Re}\{Z_w/Z_0\} \quad (2.95)$$

an.

Hierbei wird klar, dass Gleichung (2.94) durch die Berechnung der Polstellen von Gleichung (2.43) hergeleitet worden ist. Diese Gleichung beschreibt den Reflexionsfaktor eines lokal reagierenden halbunendlichen Absorbermediums. Die Bedingung (2.95) ist daher ein Indikator für das Auftreten von Oberflächenwellen über lokal reagierenden halbunendlichen Absorbermedien. Durch RASPET in [RASPET und BAIRD 1989] wurde diese Bedingung auf homogene Absorber erweitert.

Unter Verwendung von Gleichung (2.95) berechnet ATTENBOROUGH in [ATTENBOROUGH 1982] für Schallfelder über verschiedenen Böden kritische Frequenzen, bei denen Oberflächenwellen auftreten können. Dabei stellt sich heraus, dass besonders bei Schallfeldern über Grasböden Oberflächenwellen im Rollgeräusch-Frequenzbereich (ca. 400-2.500 Hz), ablesbar in [DIN-EN-1793-3 1997], zu erwarten sind.

Nach einem Beweis von RASPET in [RASPET und BAIRD 1989] hängt die Existenz von Oberflächenwellen nicht von der Form des Schallfeldes ab. Diese Wellen gehören zur Gruppe der inhomogenen Wellen. Eine bereits diskutierte Eigenschaft inhomogener Wellen ist, dass sie in unterschiedlichen Ausbreitungsrichtungen ein unterschiedliches Abklingverhalten aufweisen. Nach DONATO [1978] klingt die Oberflächenwelle in Richtung der Flächennormalen der Trennfläche exponentiell ab, in paralleler Richtung verhält sich die Amplitude A durch geometrische Divergenz in Zylindersymmetrie mit

$$A \sim \frac{1}{\sqrt{r_0}}. \quad (2.96)$$

„Bodenwelle“ (engl. ground wave): Der Begriff „Bodenwelle“ basiert auf einer Modellvorstellung. Genau genommen sollte dieses Phänomen eher als „Boden-Kugelwellen-Schallfeldanteil“ bezeichnet werden. Da jedoch in der Literatur oft der Begriff „Bodenwelle“ Verwendung findet, wird dieser Begriff im Folgenden verwandt.

Vorausgesetzt, dass keine Oberflächenwelle zu berücksichtigen ist, umfasst die „Bodenwelle“ den Anteil des Schallfeldes, der nicht durch das Spiegelquellenmodell der geometrischen Akustik beschrieben wird. Die „Bodenwelle“ setzt sich also aus den Schallwellen der Punktquellen im Spiegelpunkt $P_{Q_{s1...n}}$, welche modellhaft zur Beschreibung des Kugelwellenschallfeldes über einer absorbierenden Oberfläche herangezogen werden, zusammen (Bild 2.13). Diese Punktquellen weisen aufgrund des winkelabhängigen Reflexionsfaktors $R_p(\vartheta_0)$ unterschiedliche Spiegelquellstärken $A_0(\vartheta_0)$ auf. Die Quellstärke erhöht sich für größere Schalleinfallswinkel ϑ_0 .

Im Gegensatz zur Oberflächenwelle ist die Existenz der „Bodenwelle“ eng an die Form des Schallfeldes geknüpft. Das Entstehen der „Bodenwelle“ hängt jedoch, wie auch bei der Oberflächenwelle beobachtet, von den Eigenschaften der Trennfläche zwischen den schalleitenden Medien ab.

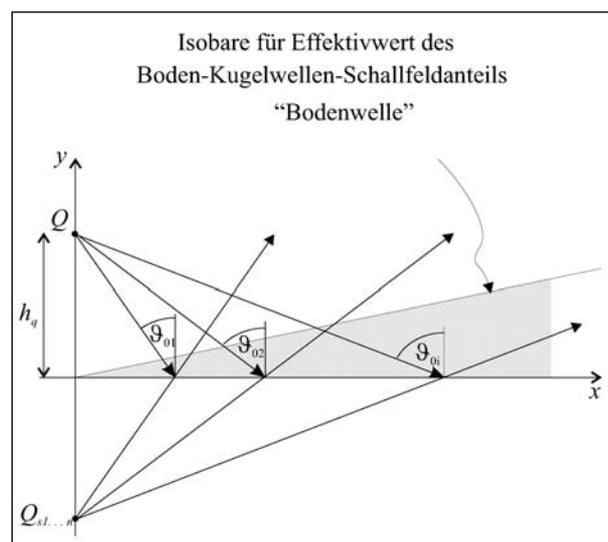


Bild 2.13: Darstellung des „Boden-Kugelwellen-Schallfeldanteils“ (in der Literatur oft auch als „Bodenwelle“ bezeichnet), der bei der Modellierung des Schallfeldes von Kugelwellen über absorbierenden Flächen zusätzlich zum Spiegelquellenmodell der geometrischen Akustik entsteht. Q_s Punkt-schallquelle, $Q_{s1...n}$ Multi-polquelle bestehend aus n Punkt-schallquellen

Wie bereits erwähnt, entspricht der Anteil des Integranden von Gleichung (2.73) an der Stelle ϑ_0 des Integrationspfades dem durch das Spiegelquellenmodell vorhergesagten Wert. Der Bereich ΔC mit dem wesentlichen Beitrag zum Integral in Gleichung (2.73) umfasst den Anteil der „Bodenwelle“. Dies bedeutet, je größer der Bereich ΔC , desto größer ist auch der Anteil der „Bodenwelle“ im Schallfeld. Dieser Anteil wird besonders hoch, wenn der Schalleinfallswinkel ϑ_0 kleine Werte aufweist. Das heißt, „Bodenwelle“ treten vorzugsweise bei geringen Quell- und Empfängerhöhen und großen Schallausbreitungswegen x_0 auf (Bild 2.4).

Physikalisch ist dieser Sachverhalt bereits eingangs gedeutet worden. Die Schallstrahlen der Punktschallquelle treffen in unterschiedlichen Winkeln ϑ_{0i} auf die Fahrbahnoberfläche (Bild 2.5). Nach Gleichung (2.40) ist der Wert des Reflexionsfaktors R_p winkelabhängig. Dadurch entstehen zusätzlich zum Hauptschalleinfallswinkel ϑ_0 (Spiegelquellenmodell der geometrischen Akustik) Anteile des Schallfeldes, die der „Bodenwelle“ zuzuordnen sind.

EMBLETON leitet in [EMBLETON et al. 1976] eine Bedingung für die Existenz von „Bodenwellen“ über einem halbunendlichen lokal reagierenden Absorber her. Er legt für streifenden Schalleinfall eine „cut-off“ Frequenz

$$f_{krit.} = \frac{2c_0}{\pi r_1} |Z_A/Z_0|^2 \quad (2.97)$$

fest. Für Frequenzen $f < f_{krit.}$ sind „Bodenwellen“ zu berücksichtigen.

In Bild 2.14 ist die Frequenzgrenze $f_{krit.}$ für eine ausgewählte Anzahl von Proben offener Asphalt dargestellt. Bei der Auswahl der Probe wurde einer repräsentativen Breite des Parameterbereichs und der Praxisrelevanz der ausgewählten Proben besondere Aufmerksamkeit geschenkt. Den Tabellen J. 1 bis J. 10 können die Absorberparameter der Proben entnommen werden. Die Berechnung der Frequenz $f_{krit.}$ erfolgte nach Gleichung (2.97) und unter Verwendung des „Phänomenologischen Modells“ nach den Gleichungen (2.52) bis (2.55). Aus der Darstellung geht sehr eindeutig hervor, dass bei der Berechnung eines kugelförmigen Schallfeldes über den hier gezeigten Absorberproben „Bodenwellen“ zu berücksichtigen sind.

Kritisch muss jedoch die von EMBLETON bei der Herleitung von Bedingung (2.97) gewählte Voraussetzung des streifenden Schalleinfalls $\vartheta_0 \approx 90^\circ$ be-

trachtet werden. Der Herleitung dieses Autors folgend, muss nämlich die Winkelabhängigkeit der Frequenzgrenze $f_{krit.}$ mit

$$f_{krit.} = \frac{2c_0}{\pi r_1} \left| \frac{Z_A}{Z_0 + Z_A \cos \vartheta_0} \right|^2 \quad (2.98)$$

berücksichtigt werden. Demnach verringert sich für Schalleinfallswinkel, die nicht als streifend angesehen werden können ($\vartheta_0 < 90^\circ$), der Wert der Frequenzgrenze $f_{krit.}$. Da jedoch bei der Ausbreitung von Rollgeräuschen (Frequenzbereich 400-2.500 Hz) über offenporigen Fahrbahnbelägen einerseits mit sehr kleinen Quellhöhen und andererseits mit großen Ausbreitungswegen zu rechnen ist, muss der Darstellung in Bild 2.14 folgend, die „Bodenwelle“ bei der Modellierung dringend Berücksichtigung finden.

An dieser Stelle soll angemerkt werden, dass ideal schallhart ($Z_w = \infty$) und ideal schallweich ($Z_w = 0$) reflektierende Begrenzungsflächen einen Sonderfall darstellen. Weil sie nach Gleichung (2.40) einen vom Schalleinfallswinkel ϑ unabhängigen Reflexionsfaktor aufweisen, treten über Oberflächen dieser Art keine „Bodenwellen“ auf.

Kopfwelle: Überschneidet der Sattelpunkt-Integrationspfad einen Verzweigungsschnitt nur einmal, liegen die Endpunkte der Integration in verschiedenen Riemanschen Blättern. In diesem Fall muss der Integrationspfad mit Hilfe einer Schleife um den Verzweigungsschnitt wieder auf das Ausgangsblatt zurückgeführt werden. Eine sehr anschauliche Lösung liefert dazu PAUL [1957]. MECHEL [1989] deutet den Beitrag der Schleife zum Integral als Berücksichtigung von Kopfwellen. Diese entstehen

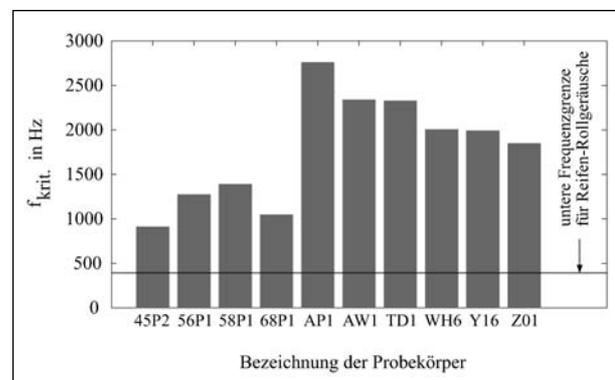


Bild 2.14: Kritische Frequenz $f_{krit.}$ nach Gleichung (2.97) unterhalb der das Auftreten von „Bodenwellen“ zu erwarten ist. Die Darstellung erstreckt sich über eine Auswahl von offenporigen Asphaltproben. Z_A berechnet mit Hilfe des „Phänomenologischen Modells“, Gleichung (2.52) bis Gleichung (2.55), $x_0 = 7,5$ m (Bild 2.4)

immer dann, wenn die Gruppengeschwindigkeit in dem Medium, welches die Quelle enthält, geringer ist als die im angrenzenden Fluid.

Die Entstehung dieser Welle soll mit der Darstellung in Bild 2.15 näher erläutert werden: Der Überlegung liegt eine impulsförmige Anregung des Schallfeldes zugrunde. Die einzelnen Wellenfronten p sind für einen Zeitpunkt t gezeigt. Hierbei ist zu erkennen, dass zu diesem Zeitpunkt t die sich direkt ausbreitende

Wellenfront p_0 einen Abstand r_0 zur Schallquelle Q aufweist. Der Betrag des Abstandes der von der Oberfläche S reflektierten Wellenfront p_r zur Spiegelquelle Q_s entspricht diesem Abstand. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Schallwellen im Medium 2 ist höher als die im Medium 1. Daher hat die sich im Medium 2 ausbreitende Welle p_t einen größeren Abstand zur Quelle Q als die sich direkt ausbreitende Welle p_0 ($rt > r_0$). Durch die sich im Medium 2 schneller ausbreitende Welle p_t entsteht nunmehr durch Transmission durch die Oberfläche S im Medium 1 die Kopfwelle p_k .

Basierend auf den Überlegungen aus Kapitel 2.2 kann davon ausgegangen werden, dass bei den hier behandelten Absorbermedien die Gruppengeschwindigkeit immer kleiner ist als die Schallgeschwindigkeit in Luft. Kopfwellen in der Luft und somit das einmalige Überschreiten eines Verzwei-

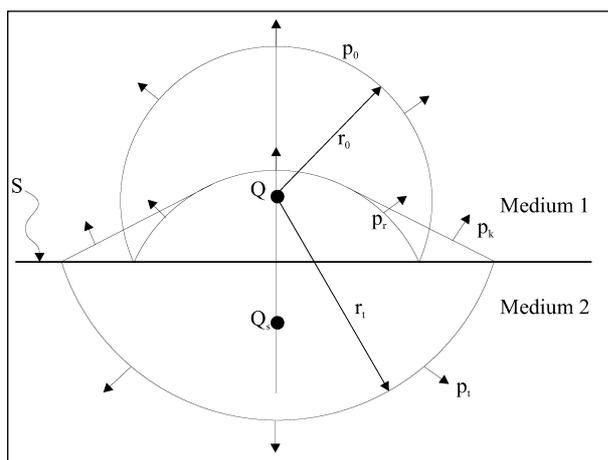


Bild 2.15: Darstellung des Schallfeldes eines Punktstrahlers zum Zeitpunkt t für impulsförmige Anregung. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Schallwellen im Medium 2 ist größer als die im Medium 1. p_0 Front der direkten Schallwelle, p_r Front der reflektierten Schallwelle, p_t Front der transmittierten Schallwelle, p_k Front der Kopfwelle, r_0 Abstand der Front der direkten Schallwelle zur Quelle Q , r_t Abstand der Front der transmittierten Schallwelle zur Quelle Q , S Trennfläche zwischen Medium 1 und Medium 2 (aus [MECHEL, 1989])

gungsschnittes durch den Sattelpunkt-Integrationspfad können daher für die in dieser Arbeit behandelten Absorber ausgeschlossen werden [HÜBELT, 2003].

Fazit

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass aufgrund der in diesem Abschnitt getroffenen Festlegungen die Gleichung (2.73) als exakte Beschreibung des Kugelwellenschallfeldes über einer Absorberschicht aufzufassen ist. Sie kann somit als Referenz herangezogen werden.

2.3.2 Näherungslösung für das Kugelwellenschallfeld über homogenem Absorber

Neben exakten Lösungen zur Beschreibung der Schallausbreitung von Kugelwellen über homogenen oder lokal reagierenden Absorberebenen waren in den letzten Jahrzehnten eine Vielzahl von Arbeiten der Herleitung von Näherungslösungen gewidmet. Der Zeitaufwand zur Durchführung von Berechnungen auf der Basis dieser Vereinfachungen ist um ein Vielfaches geringer als bei Berechnungen unter Verwendung der exakten Beschreibung nach Gleichung (2.73). Diese drastische Verkürzung der Berechnungszeit ist zumindest zum heutigen Zeitpunkt die Voraussetzung für eine Vorhersage des Kugelwellenschallfeldes über einer absorbierenden Ebene als Funktion der Frequenz unter Variation der Parameter in einem breiten Bereich.

Eine Übersicht dazu kann [MECHEL, 1989] entnommen werden. In den meisten der Veröffentlichungen zu diesem Thema wird zur Vereinfachung der exakten Integralbeschreibung des Schallfeldes die Sattelpunkt-Methode angewandt. Eine zum heutigen Zeitpunkt weit verbreitete und etablierte Näherung für lokal reagierende Absorber stellt dabei die „WEYL-von der POL“-Lösung dar. Dieses Modell wurde von einer sehr großen Anzahl von Autoren besonders auch in der heutigen Zeit verwendet. Beispielhaft seien hier nur [LI et al. 1998, ATTENBOROUGH 2002, BERENGIER et al. 1997, PLOVSING 1998] genannt.

Aus der Sichtung der Literatur geht jedoch hervor, dass den Herleitungen der „WEYL-von der POL“-Lösung sehr strikte Randbedingungen zugrunde liegen. Diese beschränken die Anwendbarkeit der Lösung auf sehr flache Schalleinfallswinkel. In den Folgearbeiten haben daher verschiedene Autoren anhand von Referenzrechnungen den Gültigkeitsbereich der Näherungslösung untersucht und fest-

gestellt, dass die Näherungslösung auch außerhalb des von den Randbedingungen festgelegten Bereichs befriedigende Ergebnisse liefert. Leider wurden aus diesen Untersuchungen keine allgemein gültigen Schlüsse gezogen.

Weiterhin existiert eine Vielzahl von Näherungslösungen zur Beschreibung der Schallausbreitung über homogenen Absorbieren. Diese gestalten sich jedoch in vielen Fällen als sehr komplex. Oftmals ist auch der Gewinn an Genauigkeit im Verhältnis zur Komplexität unzureichend, z. B. [ATTENBOROUGH 2002]. In einer Veröffentlichung aus dem Jahr 1998 schlägt LI eine sehr einfache auf der „WEYL-von der POL“-Lösung aufbauende Näherung zur Beschreibung der Schallausbreitung über homogenen Absorberebenen vor. Die Genauigkeit der Vorhersagen mit Hilfe dieses Modells nehmen jedoch mit Verringerung der Strömungsresistenz ab.

Näherungslösung für lokal reagierende Absorber

Grundlage der in diesem Abschnitt vorgestellten Näherungslösung ist die Annahme eines lokal reagierenden Absorbermediums. Es gilt die Bedingung (2.42). Die Wandimpedanz \underline{Z}_w ist somit unabhängig vom Schalleinfallswinkel ϑ_0 , für den Reflexionsfaktor gilt Gleichung (2.43).

Der historische Ausgangspunkt der Entwicklung von Näherungslösungen zur Beschreibung der Wellenausbreitung liegt auf dem Fachgebiet der Elektrotechnik. RUDNICK und LAWHEAD übertragen in [RUDNICK, 1947; LAWHEAD und RUDNICK, 1951] die Modellbeschreibung der Ausbreitung von elektromagnetischen Wellen über einer absorbierenden Oberfläche auf das Fachgebiet der Akustik. Sie leiteten aufbauend auf den Arbeiten von [SOMMERFELD, 1909; WEYL 1919, van der POL, 1935 und NORTON 1936 und 1937] eine Näherungslösung, die so genannte F-Term-Formulierung, zur Beschreibung von Kugelwellen über einer lokal reagierenden Absorberebene her. Diese Formulierung ist in die Literatur als „WEYL-von der POL“-Lösung eingegangen (Bild 2.4):

$$\frac{\underline{p}}{\underline{A}_0} = \frac{e^{-jkr_0}}{r_0} + [\underline{R}_p + (1 - \underline{R}_p)\underline{F}] \frac{e^{-jkr_1}}{r_1}. \quad (2.99)$$

Der Faktor \underline{F} wird im deutschen Sprachraum oft mit Bodenwellenfunktion bezeichnet:

$$\underline{F} \approx 1 - i\sqrt{\pi} \underline{w} e^{-\underline{w}^2} \operatorname{erfc}(j\underline{w}). \quad (2.100)$$

Darin sind \underline{w} die numerische Distanz

$$\underline{w} = \sqrt{-j \frac{kr_1}{2}} \left[\cos(\vartheta_0) + \frac{Z_0}{\underline{Z}_w} \right] \quad (2.101)$$

und erfc die komplementäre Fehlerfunktion

$$\operatorname{erfc} = 1 - \operatorname{erf}(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_z^\infty e^{-t^2} dt. \quad (2.102)$$

Vielen Autoren gelingt es, ihre Näherung auf diese Form der Beschreibung zurückzuführen. Oftmals besteht jedoch Uneinigkeit bei der Festlegung der Randbedingungen.

Randbedingungen: Eine große Anzahl der Arbeiten aus der jüngsten Zeit, z. B. [ALBERT und ORCUTT, 1990; STINSON, 1995; TANG und LI, 2001], greifen bei der Definition der für die Gültigkeit der Näherung (2.99) notwendigen Randbedingungen auf die Arbeit von [CHIEN und SOROKA, 1975] zurück:

$$k_0 r_1 \gg 1, \quad (2.103)$$

$$|\underline{Z}_w / Z_0|^2 \gg 1, \quad (2.104)$$

$$(h_q + h_e) / x_0 \ll 1 \quad (2.105)$$

und

$$k_0 (h_q + h_e)^2 / x_0 \ll 1. \quad (2.106)$$

Im Folgenden soll die Näherung (2.99) hinsichtlich ihrer Anwendbarkeit zur Beschreibung der Ausbreitung von Rollgeräuschen über offenporigen Fahrbahnbelägen unter Berücksichtigung der angegebenen Randbedingungen diskutiert werden:

$k_0 r_1 \gg 1$: Die Bedingung (2.103) ist eine notwendige Voraussetzung zur Anwendung der Sattelpunkt-Integration. Die Autoren CHIEN und SOROKA legen ihrer Näherung die Beschreibung der Kugelwelle über einem Absorber von WENZEL [WENZEL, 1974] zugrunde (Bild 2.4)

$$\frac{\underline{p}}{\underline{A}_0} = \frac{e^{-jkr_0}}{r_0} + \frac{e^{-jkr_1}}{r_1} + \frac{\underline{p}_k}{\underline{A}_0}. \quad (2.107)$$

Die ersten beiden Terme in Gleichung (2.107) repräsentieren das Spiegelquellenmodell der Geometrischen Akustik. Der letzte Term beinhaltet ein Integral der Form (2.75). Dies erlaubt die Anwendung der Sattelpunktmethode mit $\rho \rightarrow k_0 r_1 \gg 1$. Die Näherung gilt demnach im Fernfeld der Quelle. Zur Beschreibung der Ausbreitung von Rollgeräuschen stellt diese Bedingung daher keine Einschränkung dar.

$|\underline{Z}_w / Z_0|^2 \gg 1$: Die Autoren entwickeln den Sattelpunkt-Integranden in Form einer TAYLOR-Reihe

und integrieren diese gliedweise. Sie berücksichtigen das Auftreten von Polstellen und erhalten somit eine Lösung, die sowohl das Auftreten der Boden- als auch der Oberflächenwelle berücksichtigt. Anhand der Einbeziehung der Bedingung (2.104) gelingt es ihnen, die Anzahl der Reihenglieder auf ein sinnvolles Maß einzuschränken. Da, den Ausführungen des Kapitels 2.2 folgend, die Wandimpedanz des offenporigen Asphalts im Bereich hoher Absorption den Wert von Z_0 annimmt, wird die Bedingung (2.104) verletzt.

$(h_q + h_e)/x_0 \ll 1$, $k_0(h_q + h_e)^2/x_0 \ll 1$: Durch die Bedingungen (2.105) und (2.106) wird der Bereich der Gültigkeit der Näherungslösung (2.99) auf sehr kleine Quellhöhen und äußerst große Abstände r_0 zwischen Quelle und Empfänger beschränkt. Dies würde jedoch die hergeleitete Lösung für viele Probleme der Schallausbreitung unbrauchbar machen. Im letzten Kapitel ihrer Arbeit untersuchen die Autoren daher die Möglichkeit der breiteren Anwendbarkeit der Vereinfachungen. Sie stellen fest, dass bei logarithmischer Darstellung des unter Verwendung der Näherungslösung (2.99) berechneten Schalldrucks eine genügend hohe Genauigkeit allein durch die Berücksichtigung der Bedingungen $|\underline{Z}_w/Z_0|^2 \gg 1$, Gleichung (2.104), und $k_0 r_1 \gg 1$, Gleichung (2.103), gewährleistet ist.

In einer ergänzenden und korrigierenden Arbeit [CHIEN und SOROKA 1980] vergleichen die Autoren die Berechnungsergebnisse der Näherung (2.99) mit den durch numerische Integration der exakten Beschreibung des Problems [THOMASSON 1976] erhaltenen Ergebnisse. Dabei stellen sie für den Bereich

$$0,0018 \leq k_0(h_q + h_e)^2/r_0 \leq 0,18 \quad (2.108)$$

eine sehr gute Übereinstimmung der beiden Ergebnisse fest. Für größere Werte von $k_0 (h_q + h_e)^2/x_0$ bleiben sie allerdings Angaben schuldig.

Erweiterung der Näherungslösung auf lateral reagierende Absorber

Eine Grundvoraussetzung der Näherungslösung (2.99) ist die Existenz eines lokal reagierenden Absorbers. Die bei der Ausbreitung von Rollgeräuschen dominanten, sehr flachen Schalleinfallswinkel

$$\vartheta_0 \rightarrow 90^\circ$$

und die Eigenschaften des offenporigen Asphalts

$$\operatorname{Re}\{\underline{k}_A\} > k_0, \quad \operatorname{Im}\{\underline{k}_A\} < \operatorname{Im}\{k_0\}$$

erfordern jedoch die Beschreibung des Absorbers Straße als „lateral reagierend“. Abhilfe könnte hier z. B. der Lösungsvorschlag von ATTENBOROUGH [ATTENBOROUGH et al. 1980], bieten. Dieser Autor berücksichtigt in seiner Lösung für Schallausbreitung von Kugelwellen bei flachen Schalleinfallswinkeln den Absorber als lateral reagierend. Diese Näherungslösung vergleicht ATTENBOROUGH in der gleichen Arbeit mit den Formulierungen anderer Autoren, z. B. [THOMASSON, 1977]. Unter der Berücksichtigung spezieller Randbedingungen konnte dabei Übereinstimmung zwischen den einzelnen Modellansätzen gefunden werden. Die Umsetzung seines Modells erweist sich jedoch als sehr komplex und der Gewinn an Genauigkeit bleibt gering. MECHEL bemerkt dazu in seinem Werk [MECHEL 1989, Seite 527] „Eine Rekonstruktion und Programmierung der Ergebnisse zeigt, dass die mit großem Aufwand vorgenommene Subtraktion der Polstelle gegenüber der einfacheren Lösung keine Vorteile bringt“.

Eine weitaus einfachere Lösung stellt LI 1998 vor. In seinem Artikel [LI et al. 1998] wird die Modellierung der lateralen Reaktion eines Absorbers im Zusammenhang mit dem „WEYL-von de POL“-Modell nach Gleichung (2.99) anhand der Einführung einer „effektiven Impedanz“ vorgeschlagen. Dieses Modell wurde auf empirischem Wege entwickelt. Die „effektive Impedanz“ ist dabei mit Hilfe von Gleichung (2.47) zu berechnen. Zu dieser Modellvorstellung wurde jedoch kein Gültigkeitsbereich bezüglich des Schalleinfallswinkels ϑ_0 , des Brechungsindex \underline{n} und des Verhältnisses von Absorberdicke zur Luftschallwellenlänge d/λ angegeben. Der Ansatz fand bereits einige Jahre früher in einer Arbeit von NICOLAS [NICOLAS und BERRY 1985] Anwendung. Die von NICOLAS berechneten Werte wurden sehr ausführlich mit Resultaten von Modellmessungen und Messungen zur Schallausbreitung über Schnee verglichen. Kritisch ist hierbei jedoch anzumerken, dass zur vergleichenden Berechnung Absorbermodelle berücksichtigt wurden, deren Eingangparameter, z. B. Strömungsresistanz, nur geschätzt werden konnten.

Untersuchungen zur Genauigkeit der Näherungslösung in Verbindung mit dem „Konzept der effektiven Impedanz“ nach LI

Zur Untersuchung der Genauigkeit der von LI angegebenen Näherungslösung soll im Folgenden ein Vergleich der Berechnungsergebnisse mit der exakten Berechnung nach BREKHOVSKIKH unter

Verwendung von Gleichung (2.73) durchgeführt werden. Ein Vergleich der durch die Näherungslösung (2.99) in Verbindung mit Gleichung (2.47) und (2.35) berechneten Ergebnisse mit den Resultaten der Berechnungen von NOCKE [2000b] bestätigt die Richtigkeit der Umsetzung des Modells. NOCKE verwendet für seine Berechnungen ebenfalls Gleichung (2.99). Für alle gewählten Konfigurationen konnte eine exakte Übereinstimmung der Berechnungsergebnisse festgestellt werden. Dies ist für eine ausgewählte Konfiguration im Anhang in Bild F.7 gezeigt.

LI vergleicht in [LI et al. 1998] die Ergebnisse seiner Modellbeschreibung mit den Ergebnissen von numerischen Berechnungen. Hier stellt er insbesondere bei kurzen Abständen r_0 zwischen Quelle und Empfänger, geringer Höhe h_e des Empfängers und h_q der Quelle sowie geringen Strömungsresistenzen Ξ Abweichungen zwischen den Mess- und Berechnungsergebnissen fest. Dem Diagramm in [LI et al. 1998, Bild 3] ist zu entnehmen, dass bei einer Strömungsresistenz des Absorbermediums von $\Xi = 1.000 \text{ Ns/m}^4$, bei einer Quell- und Empfängerhöhe von $h_q = h_e = 0,01 \text{ m}$ und bei einer Dicke der Absorberschicht von $d = 0,015 \text{ m}$ die Abweichungen zwischen der Näherungslösung und der numerischen Berechnung für Abstände zwischen Quelle und Empfänger $r_0 > 7 \text{ m}$ kleiner als 1 dB sind. Weiterhin nimmt, der Darstellung in [LI et al. 1998, Bild 4] zufolge, die Genauigkeit der Vorhersage mit steigender Frequenz zu.

Diese Beobachtungen stimmen mit der Bedingung für die Gültigkeit der Näherungslösung nach „WEYL-von de POL“ (2.103) überein. Hiernach wird eine ausreichende Genauigkeit erst für Abstände, die groß im Verhältnis zur Schallwellenlänge sind, erreicht. Die von LI beobachtete Verschlechterung der Genauigkeit für sehr geringe Quell- und Empfängerhöhen widerspricht jedoch den Bedingungen (2.105) und (2.106) der Näherungslösung, da hierin gerade geringe Quell- und Empfängerhöhen gefordert werden.

LI führt seine Versuche bei einer Frequenz von $f = 1.000 \text{ Hz}$ mit einem Absorber der Dicke $d = 0,015 \text{ m}$ durch. Der geringe Wert des Quotienten aus Absorberdicke d und Luftschallwellenlänge λ bewirkt dabei eine starke laterale Reaktion des Absorbers,

besonders bei sehr flachen Schalleinfallswinkeln ϑ_0 . Dies ist insbesondere auf die Reflexion der Schallwellen an der Absorberrückseite zurückzuführen. Die von LI verwendete „effektive Impedanz“ nach Gleichung (2.47) und (2.35) wurde ursprünglich für die Modellierung des Schallfeldes der ebenen Welle über einem lateral reagierenden rückseitig schallhart abgeschlossenen Absorber entwickelt. Somit kann die Beschreibung des Kugelschallfeldes über diesem Absorber anhand des Konzeptes nur für Kugelwellen mit großem Krümmungsradius befriedigende Ergebnisse liefern. Der Krümmungsradius nimmt jedoch für geringe Quell- und Empfängerhöhen ab. Dies erklärt die Ungenauigkeit der Modellierung bei geringen Quell- und Empfängerhöhen.

In den folgenden Überlegungen soll nunmehr untersucht werden, unterhalb welcher Relation d/λ aus Absorberdicke d und Luftschallwellenlänge λ die Reflexionen an der schallhart abgeschlossenen Absorberrückseite zur Modellierung des Kugelschallfeldes vernachlässigt werden können.

Der für die ebene Welle definierte Reflexionsfaktor einer rückseitig schallhart abgeschlossenen homogenen Absorberschicht berechnet sich nach Gleichung (2.51). LI ermittelt in [LI et al. 1998] den Wert der Dicke $d_1 = d_{\min}$, oberhalb dieser gilt

$$\tan(k_0 d_1 \sqrt{n_1^2 - \sin^2 \vartheta_0}) \approx 1.$$

In diesem Fall geht Gleichung (2.51) in Gleichung (2.40) über. Der Absorber kann somit als homogen und halbumendlich aufgefasst werden und die Näherungslösung nach „WEYL von de POL“ in Verbindung mit dem „Impedanzkonzept“ nach LI liefert genaue Ergebnisse. Unter Verwendung von

$$\tan x = -j \tanh jx \quad \text{und} \quad \tanh x = \frac{\sinh x}{\cosh x}$$

sowie mit der Näherung

$$\sinh x \approx \cosh x \quad \text{für} \quad x \geq 6$$

gilt für die Mindestdicke d_{\min} bei $\vartheta_0 = 90^\circ$ Gleichung (2.109).

In Bild 2.16 ist die Mindestdicke, oberhalb der ein offenporiger Asphalt mit schallharter Rückseite als homogen und halbumendlich nach Gleichung (2.40)

$$d_{\min} > 6 \frac{1}{\sqrt{\sqrt{\frac{(\text{Re}\{k_A\}^2 - \text{Im}\{k_A\}^2 - 1)^2}{4} + (\text{Re}\{k_A\} \text{Im}\{k_A\})^2} - \frac{(\text{Re}\{k_A\}^2 - \text{Im}\{k_A\}^2 - 1)}{2}}} \quad (2.109)$$

aufgefasst werden kann, dargestellt. Die Absorberparameter wurden dabei derart gewählt, dass der Realteil des Brechungsindex $\text{Re}\{\underline{n}\}$, definiert in Gleichung (2.3 9), einen für offenporige Asphalte minimalen Wert annimmt ($\text{Re}\{\underline{n}\} \approx 2$, siehe Bild F.6). In diesem Fall wird auch der Brechungswinkel ϑ_1 maximal und eine starke laterale Schallfeldkomponente entsteht.

Verallgemeinernd kann anhand des in Bild 2.16 gezeigten Zusammenhangs eine Grenze festgelegt werden: Die Reflexion an der Absorberrückseite ist für die hier gewählten Absorberparameter unterhalb der Grenze

$$\frac{d}{\lambda} = 0,5 \quad (2.110)$$

in die Modellierung einzubeziehen.

Das Rollgeräuschspektrum erstreckt sich über den Frequenzbereich von $f = 400\text{-}2.500$ Hz. Die in praxi üblichen Asphaltmicken betragen ca. 4-10 cm. Somit kann festgehalten werden, dass bei der Beschreibung der Ausbreitung von Rollgeräuschen über offenporigen Asphaltmicken die Reflexion an der Absorberrückseite zu berücksichtigen ist. Dies führt zu Fehlern bei der Anwendung der Näherungslösung in Verbindung mit dem „effektiven Impedanzkonzept“.

Die Höhe der Abweichung soll nachfolgend anhand des Vergleichs der Ergebnisse der Näherungslösung mit den Resultaten der exakten Berechnung nach BREKHOVSKIKH gemäß Gleichung (2.73)

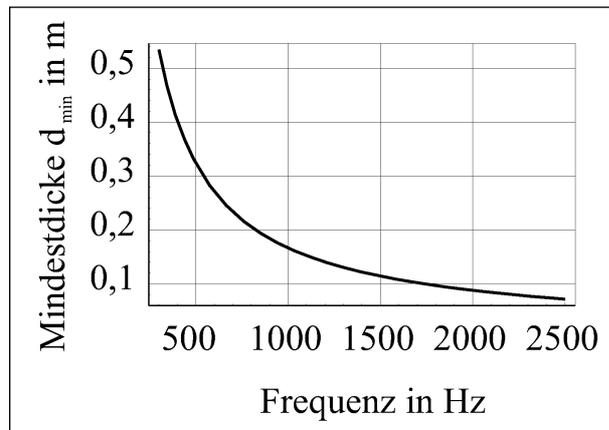


Bild 2.16: Berechnung der Mindestdicke nach Gleichung (2.109), oberhalb der ein offenporiger Asphalt mit schallharter Rückseite als homogen und halbnendlich nach Gleichung (2.40) aufgefasst werden kann. Vorhersage nach dem Phänomenologischen Modell von HAMET - Gleichung (2.52) bis Gleichung (2.55). Absorberparameter: Strömungsresistenz $\Xi = 1.000$ Ns/m⁴, Porosität $\sigma = 0,29$, Tortuosität $\tau = 4$

diskutiert werden. In den Bildern 2.17 und 2.18 ist dazu die Funktion

$$\underline{H}_{Ak} = \underline{p}_A / \underline{p}_k \quad (2.111)$$

dargestellt. \underline{p}_A beschreibt in \underline{H}_{Ak} das Schallfeld der Kugelwelle über einer absorbierenden Oberfläche und \underline{p}_k das Schallfeld einer Punktquelle im Freifeld. Die Berechnungen wurden für die Näherungslösung gemäß LI nach Gleichung (2.99)-(Linien) und die exakte Lösung gemäß BREKHOVSKIKH nach Gleichung (2.73)-(Punkte) durchgeführt. In den Darstellungen ist die Funktion \underline{H}_{Ak} in Abhängigkeit vom Abstand r_0 zwischen Quelle und Empfänger unter Variation der Absorberdicke d und der Frequenz f dargestellt. Der verwendete Satz der Absorberparameter kann den Bildunterschriften entnommen werden. Es sei darauf hingewiesen, dass die Berechnungen für sehr flache Schalleinfallswinkel durchgeführt wurden.

Der Verlauf der in den Bildern dargestellten Graphen zeigt besonders starke Abweichungen der Näherungslösung nach LI von der exakten Berechnung für Absorberrückseiten mit geringer Dicke d . Diese Abweichungen werden auch bei Abständen r_0 zwischen Quelle und Empfänger, die klein zur Schallwellenlänge λ sind, beobachtet.

Während z. B. bei der Absorberdicke $d = 0,1$ m schon in einem Abstand von $r_0 = 1$ m und einer Frequenz von $f = 500$ Hz sehr genaue Ergebnisse er-

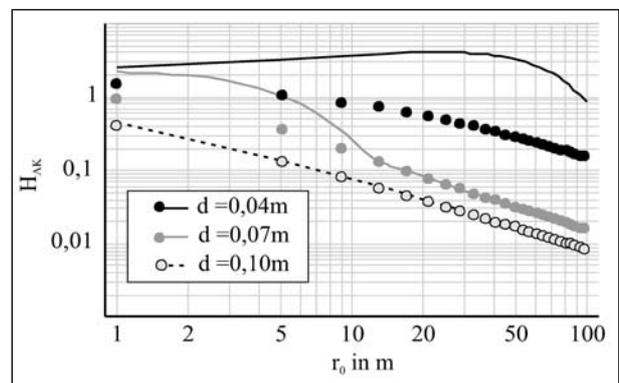


Bild 2.17: Berechnung der Übertragungsfunktion \underline{H}_{Ak} : Kugelwellenfronten über lateral reagierendem Absorber bezogen auf das freie Schallfeld einer Punktquelle, Gleichung (2.64). Parameter: Absorberdicke d Absorberparameter: Strömungsresistenz $\Xi = 2.000$ Ns/m⁴, Porosität $\sigma = 0,24$, Tortuosität $\tau = 4$, Quellhöhe: $h_q = 0,01$ m, Frequenz $f = 500$ Hz, Empfängerhöhe $h_e = 0,01$ m,
- Linien: Näherungslösung, Berechnung nach Gleichung (2.99),
- Punkte: exakte Lösung, Berechnung nach Gleichung (2.73)

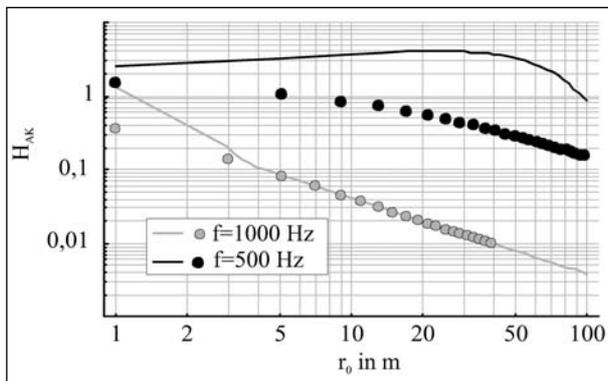


Bild 2.18: Berechnung der Übertragungsfunktion HH_{AK} : Kugelwellenfronten über lateral reagierendem Absorber bezogen auf das freie Schallfeld einer Punktschallquelle, Gleichung (2.64)
 Parameter: Frequenz f
 Absorberparameter: Strömungsresistenz $\Xi = 2000$ Ns/m^4 , Porosität $\sigma = 0,24$, Tortuosität $\tau = 4$, Absorberdicke $d = 0,04$ m, Quellhöhe: $h_q = 0,01$ m, Empfängerhöhe $h_e = 0,01$ m,
 - Linien: Näherungslösung, Berechnung nach Gleichung (2.99),
 - Punkte: exakte Lösung, Berechnung nach Gleichung (2.73)

zielt werden, wird bei der Verringerung der Absorberdicke auf $d = 0,04$ m unter Beibehaltung der Frequenz eine starke Abweichung der Näherungslösung von der exakten Berechnung registriert (Bild 2.17). Weiterhin kann bei einer Absorberschicht der Dicke $d = 0,04$ m und einer Frequenz von $f = 1.000$ Hz erst für Abstände $r_0 > 5$ m eine Übereinstimmung zwischen Näherungslösung und exakter Berechnung festgestellt werden (Bild 2.18).

Eine Quellhöhe h_q , welche in etwa der Position des Reifenrollgeräuschs entspricht, wurde für die Berechnungen in Bild 2.19 gewählt ($h_q = 0,001$ m). Diese Darstellung zeigt bei einer Empfängerhöhe $h_e = 1$ m im Frequenzbereich von $f = 250$ -1.000 Hz eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Näherungslösung und exakter Berechnung für Abstände zwischen Quelle und Empfänger von $r_0 \geq 1$ m.

Der Graph in Bild 2.20 zeigt einen Vergleich zwischen der Berechnung anhand der Näherungslösung nach LI und Messungen zur Schallausbreitung über Fahrbahnbelägen in situ. Die Übertragungsfunktion

$$H_{As} = \frac{p_A}{p_s} \quad (2.112)$$

ist definiert als Quotient zwischen dem Schalldruck p_A im Feld einer Kugelwelle über der absorbierenden Fahrbahn und dem Schalldruck p_s des Kugelwellenfeldes über einer schallharten Fahrbahn. Diese Übertragungsfunktion ist in Bild 2.20 als

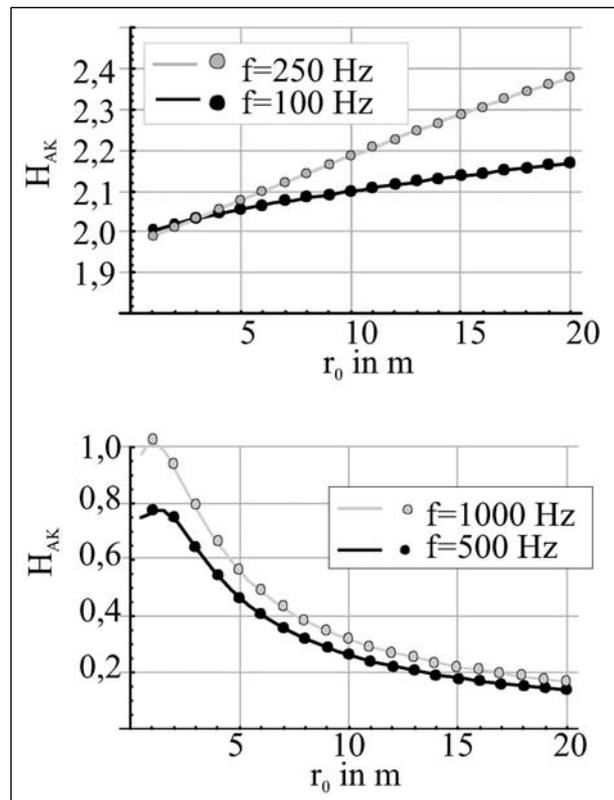


Bild 2.19: Berechnung der Übertragungsfunktion H_{AK} : Kugelwellenfronten über lateral reagierendem Absorber bezogen auf das freie Schallfeld einer Punktschallquelle, Gleichung (2.64)
 Absorberparameter: Strömungsresistenz $\Xi = 2.000$ Ns/m^4 , Porosität $\sigma = 0,24$, Tortuosität $\tau = 4$, Absorberdicke $d = 0,04$ m, Quellhöhe: $h_q = 0,01$ m, Empfängerhöhe $h_e = 1$ m,
 - Linien: Näherungslösung, Berechnung nach Gleichung (2.99),
 - Punkte: exakte Lösung, Berechnung nach Gleichung (2.73)

Funktion von Terzmittenfrequenzen aufgetragen. In der Darstellung sind Abweichungen zwischen Mess- und Berechnungsergebnissen besonders im Minimum und Maximum der Funktion zu erkennen.

Zur Bestimmung der Absorberparameter wurden von dem vermessenen Teil der Fahrbahn Bohrkern gezogen. Dabei kann davon ausgegangen werden, dass der während des Bohrvorgangs entstehende Bohrstaub in Verbindung mit dem eingeleiteten Wasser die Absorberparameter des Asphalts verändert hat. Dies konnte indirekt durch den Vergleich der in situ gewonnenen Ergebnisse des Schallabsorptionsgrades mit den Ergebnissen der Messung des Schallabsorptionsgrades am Bohrkern im „Kundtschen Rohr“ nachgewiesen werden.

Darüber hinaus ist als schallharter Referenzbelag eine nicht vollständig schallhart reflektierende Splitt-Mastix Fahrbahnoberfläche SMA 0/8 heran-

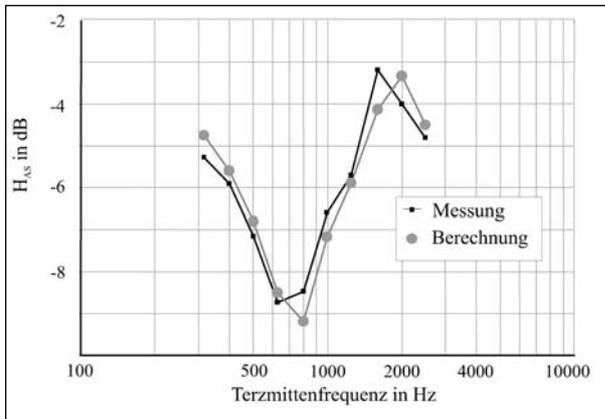


Bild 2.20: Darstellung der Übertragungsfunktion H_{AS} : Quotient des Schalldrucks p_A im Kugelwellenfeld über einer schallabsorbierenden Fahrbahn und des Schalldrucks p_S im Kugelwellenfeld über einem schallharten Referenzbelag.

- Berechnung anhand der Näherungslösung nach LI; Gleichung (2.99) und Gleichung (2.47),
- Messung über einer schallabsorbierenden und einer schallhart reflektierenden Fahrbahn,

Mittelwert der anhand einer Bohrkernentnahme gemessenen Absorberparameter: Strömungsresistenz $\Xi = 4.100 \text{ Ns/m}^4$, Porosität $\sigma = 0,24$, Tortuosität $\tau = 4$, Absorberdicke: $d = 0,04 \text{ m}$, Geometrie $r_0 = 7,5 \text{ m}$, $h_q = 0,02 \text{ m}$, $h_e = 1,2 \text{ m}$

gezogen worden. Hier konnte eine geringfügige Absorption, besonders im Bereich höherer Frequenzen $f \approx 2.000 \text{ Hz}$, durch in situ-Messung des Absorptionsgrades nachgewiesen werden. Zur Berechnung der Funktion H_{AS} wurde jedoch eine ideal schallharte Reflexion des theoretischen Referenzbelags zugrunde gelegt.

Die Veränderungen der Absorberparameter sowie der nicht vollständig schallhart reflektierende Referenzbelag erklären daher die in Bild 2.20 gezeigten Abweichungen der Berechnungsergebnisse nach LI von den gemessenen Werten.

Zusammenfassend soll an dieser Stelle festgehalten werden, dass die hier durchgeführten Berechnungen die Beobachtungen von LI bestätigen. Die Näherungslösung in Verbindung mit dem Konzept der „effektiven Impedanz“ liefert zwar bei geringen Quell- und Empfängerhöhen $h_q = 0,01 \text{ m}$ bzw. $h_e = 0,01 \text{ m}$ und geringen Absorberdicken $d = 0,04\text{--}0,1 \text{ m}$ nur unzureichende Ergebnisse. Je-

doch kann oberhalb der Frequenz $f = 250 \text{ Hz}$ bereits bei einer Quellhöhe $h_q = 0,001 \text{ m}$ und einer Empfängerhöhe von $h_e = 1 \text{ m}$ im Abstand von $r_0 = 1 \text{ m}$ eine sehr gute Übereinstimmung zwischen exakter und angenäherter Berechnung verzeichnet werden.

Für die hier berechneten Beispiele wurden Absorberparameter gewählt, die einen für offenporige Asphalte minimalen Realteil des Brechungsindex $\text{Re}\{n\}$ bedingen. Dies hat, wie eingangs erläutert, eine starke laterale Schallfeldkomponente im Absorber zufolge. Für Berechnungen anhand der Näherung nach LI führt dies zu besonders großen Fehlern. Bei Fahrbahnbelägen, die durch ihre Absorberparameter höhere Werte im Realteil des Brechungsindex $\text{Re}\{n\}$ aufweisen, behalten die oben angegebenen unteren Grenzen für Frequenz ($f \geq 250 \text{ Hz}$) und Geometrie ($h_q \geq 0,001 \text{ m}$, $h_e = r_0 \geq 1 \text{ m}$) daher ihre Gültigkeit.

2.3.3 Absorberoberfläche mit lateral variierender Wandimpedanz

In [RASMUSSEN 1982] gibt RASMUSSEN eine Lösung zur Beschreibung der Schallausbreitung von Kugelwellen über einer absorbierenden Ebene mit einer Impedanz-Diskontinuität an (s. Gleichung (2.113)).

Diese Lösung basiert auf der Näherungslösung gemäß Gleichung (2.99), wobei der Kugelwellenreflexionsfaktor \underline{Q} dem zweiten Term dieser Gleichung entspricht:

$$\underline{Q} = \underline{R}_p + (1 - \underline{R}_p)\underline{E}. \quad (2.114)$$

Der Integrationspfad erstreckt sich entlang der z-Achse über den Bereich $[0, \infty]$ (Bild 2.21).

Das Modell wurde ursprünglich zur Beschreibung der Schallausbreitung über einem Schallschirm der Höhe h_{schirm} entwickelt. In diesem Fall ist der Integrationsbereich mit $[h_{\text{schirm}}, \infty]$ angebar. DAIGLE untersucht in seiner Veröffentlichung [DAIGLE et al. 1985] die Konvergenz des Integrals. Als Ergebnis seiner Untersuchung gibt er für einen Abstand $r_0 = 10 \text{ m}$ zwischen Quelle und Empfänger und für Frequenzen $f \leq 2.000 \text{ Hz}$ eine obere Integrations-

$$\begin{aligned} \underline{p}_r = & \sqrt{8\pi k_0} d_2 \frac{e^{j\pi/4}}{16\pi^2} \int_0^\infty \left(\frac{e^{-jk_0(r_{r1}+r_{r3})}}{\sqrt{(r_{r3})^3 r_{r1}(r_{r1}+r_{r3})}} + \underline{Q}_2 \frac{e^{-jk_0(r_{r1}+r_{r4})}}{\sqrt{(r_{r4})^3 r_{r1}(r_{r1}+r_{r4})}} \right. \\ & \left. + \underline{Q}_1 \frac{e^{-jk_0(r_{r2}+r_{r3})}}{\sqrt{(r_{r3})^3 r_{r2}(r_{r2}+r_{r3})}} + \underline{Q}_1 \underline{Q}_2 \frac{e^{-jk_0(r_{r2}+r_{r4})}}{\sqrt{(r_{r4})^3 r_{r2}(r_{r2}+r_{r4})}} \right) dz \end{aligned} \quad (2.113)$$

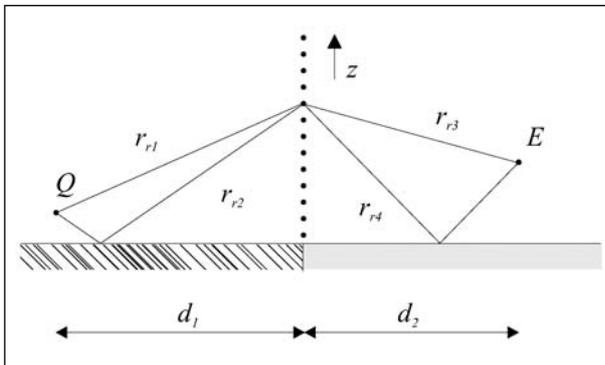


Bild 2.21: Geometrie

grenze $z_{max} = 20\lambda_0$ und äquidistante Integrationsstützstellen mit $\Delta z = 0,2\lambda_0$ an.

Die korrekte Umsetzung des Modells wurde anhand des Vergleichs mit den Berechnungsergebnissen für eine unendlich ausgedehnte Absorberebene nach Gleichung (2.99) untersucht. Dazu sind bei der Berechnung mit Impedanzdiskontinuität nach Gleichung (2.113) die Wandimpedanzen Z_w der beiden Absorberebenen als gleich angenommen worden. Für die Größen x_0 (Bild 2.4) sowie d_1 und d_2 (Bild 2.21) gilt:

$$x_0 = d_1 + d_2.$$

Quelle Q und Empfänger E befanden sich bei beiden Berechnungen in unveränderter Position. Die Ergebnisse dieser Berechnungen stimmen für verschiedene Konfigurationen aus Wandimpedanz Z_w und Geometrie (h_q, h_e, x_0) sehr gut überein. Beispielhaft ist dies für eine ausgewählte Konfiguration in Bild I.1 gezeigt.

3 In situ-Versuch zur Wasserdurchlässigkeit

3.1 Zielstellung

Die Erfassung der Dauerhaftigkeit der lärmindernden Wirkung offenporiger Asphaltbeläge erfolgte bisher über die Messung des Schallpegels bei statistischer Vorbeifahrt [e.V., 2002]. Ziel dieser Arbeit ist die Entwicklung eines indirekten Messverfahrens, das den Nachweis der Dauerhaftigkeit der lärmindernden Wirkung offenporiger Asphalte über die Korrelation zu den Ergebnissen des Statistischen Vorbeifahrtverfahrens herstellt. Die Bestimmung der Wasserdurchlässigkeit in-situ, d. h. ohne Entnahme eines Bohrkernes, stellt solch ein indirektes Verfahren dar. Im Rahmen von Vor-

versuchen werden zum einen der Versuchsaufbau und der Messablauf optimiert (Versuchsreihe 2) und zum anderen Einfluss- und Störgrößen auf die Ergebnisse aus den Versuchen zur Ermittlung der Wasserdurchlässigkeit untersucht (Versuchsreihe 1). Im Hinblick auf die Optimierung von Versuchsaufbau und Messdurchführung wurden folgende Leitziele verfolgt:

- schnelle und einfache Durchführbarkeit des Versuches;
- Ausschluss von Störeinflüssen der Umgebung, insbesondere Betrachtung des Feuchtezustandes der Fahrbahn infolge von Regenereignissen;
- Entwicklung eines präzisen und wiederholbaren Messaufbaus;
- Ableitung einer Handlungsanweisung zur Anwendung des Verfahrens;
- Abschätzung der erzielbaren Genauigkeit der Ergebnisse.

3.2 Stand der Technik

Neben den akustischen Eigenschaften der offenporigen Asphaltbeläge stellt die Wasserdurchlässigkeit der Deckschicht eine wichtige straßenbautechnische Eigenschaft dar. Die Mischgutzusammensetzung offenporiger Asphalte ist durch die Verwendung von Edelsplitten mit vollständig gebrochener Oberfläche sowie einen hohen Hohlraumgehalt von 22–28 Vol.-% gekennzeichnet [e.V., 1998]. Neben der Verminderung des Verkehrslärms bilden die korrespondierenden Hohlräume die Voraussetzung für eine zügige Ableitung des Oberflächenwassers in die nach unten abgedichtete Deckschicht und ermöglichen so die Verringerung der Sprühfahnenbildung und des Aquaplanings. Die Entwässerung erfolgt über das Quergefälle in der Deckschicht. LERCH [2000] gelang es, einen Zusammenhang zwischen längenbezogenem Strömungswiderstand als Kenngröße des Absorptionsvermögens und der Wasserdurchlässigkeit im Laborversuch an Probekörpern herzustellen. In einer von BENDTSEN et al. [2002] durchgeführten Studie wurde der Prozess der Zusetzung des Porenraumes anhand des Statistischen Vorbeifahrtverfahrens sowie der Bestimmung der Wasserdurchlässigkeit mit dem Beckerschen Zylinder („Becker’s Tube“) analysiert. BENDTSEN et al. [2002] stellten fest, dass der Zeitpunkt der begin-

nenden Porenzusatzung mit der Schallpegelmessung bei statistischer Vorbeifahrt ermittelt werden kann, nicht jedoch im Ergebnis der Wasserdurchlässigkeitsversuche. BENDTSEN et al. [2002] erklärten, dass die Ergebnisse aus der Messung der Wasserdurchlässigkeit lediglich einen Hinweis auf die schwache Lärminderungswirkung bereits zu gesetzter offenerporiger Asphaltbeläge liefern.

Für die zerstörungsfreie Feldprüfung der Wasserdurchlässigkeit werden i.d.R. Ringe oder Zylinder auf die Oberfläche aufgesetzt, gegen lateralen Abfluss abgedichtet und mit Wasser befüllt. Gemessen wird die Ausflusszeit für eine definierte Wassermenge e.V. [1996], die Geschwindigkeit einer Wasserspiegelabsenkung um ein vorgegebenes Maß CEN [2003] oder die infiltrierende Wassermenge bei konstanter Wasserspiegellhöhe über die Versuchsdauer WOLF [2000]. Man erhält je nach Auswertungsverfahren die Ausflusszeit t in sec e.V. [1996], die temperaturkorrigierte Wasserinfiltrationsmenge I_A in mm/h CEN [2003] oder einen Wasserschluckwert $k \cdot 10$ in m/s WOLF [2000].

3.3 Versuchsreihe – Untersuchung von Einfluss- und Störgrößen

3.3.1 Versuchsaufbau

Im Rahmen der Vorversuchsreihe 1 wurden die Einflüsse aus:

- der Schwerkraft infolge unterschiedlicher Fahrbahnneigung sowie
- dem Sättigungszustand der Fahrbahn im Hinblick auf die witterungsbedingten Unterschiede des Feuchtzustandes der Fahrbahn,

auf die Wasserdurchlässigkeit untersucht. Im Hinblick auf die Auswahl eines geeigneten Prüf- und Auswertungsverfahrens wurden zunächst Vorversuche mit einem einfachen Ausflussmesser durchgeführt (s. a. Bild 3.5 in Kapitel 3.4.1). Dieser besteht aus einem durchsichtigen Plexiglas-Rohr, das über Schrauben an einem ebenfalls röhrenförmigen Aufsatz aus Kunststoff befestigt ist. Die Abmessungen des aus Kunststoff bestehenden unteren Teiles der Zylinder-Konstruktion wurden mit einem Durchmesser $d_j = 10,4$ cm so gewählt, dass die mit Wasser in Berührung kommende Prüffläche von $A = 85$ cm² auch für Fahrbahndecken mit hoher Wasserdurchlässigkeit noch eine effiziente Lösung für die Versuchsdurchführung darstellt. Die Gesamthöhe der zweiteiligen Zylinder-Konstruktion

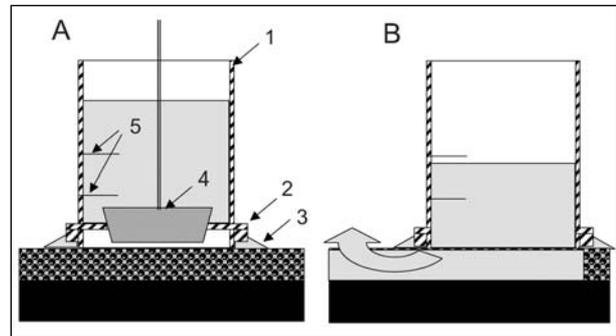


Bild 3.1: Prinzip des Ausflussmessers: A-Befüllungszustand, B-Messzustand, 1-Plexiglaszylinder, 2-Kunststoffaufsatz, 3-Dichtstoff, 4-Stopfen zum Befüllen des Zylinders, 5-Messmarken

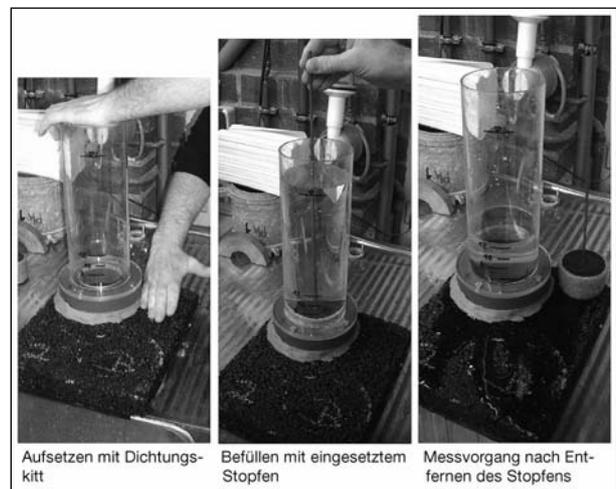


Bild 3.2: Darstellung des Messprinzips

beträgt 35 cm. Das Messprinzip ist in den Bildern 3.1 und 3.2 dargestellt.

Der durchsichtige Plexiglas-Zylinder (1) wird über einen am Kunststoffaufsatz aufgebrachten Dichtstoff (2) (hier: Dichtungskitt) an der Fahrbahnoberfläche bzw. in diesem Fall an der Oberfläche der OPA-Probepalte befestigt. An der Unterseite wird der Zylinder mit einem Stopfen (3) abgedichtet und mit Wasser bis etwa zur Oberkante befüllt. Der Stopfen wird herausgezogen, sodass Wasser aus dem Zylinder in die Prüffläche abfließen kann. Mit einer Stoppuhr wird die Zeit ermittelt, in welcher der Wasserspiegel von der ersten auf die zweite Messmarke (4) abfällt. Die Messmarken wurden möglichst nah an der Prüffläche angeordnet, um eine niedrige Druckhöhe zu erreichen. Der Abstand zwischen den Messmarken beträgt 4 cm (und entspricht einer Wassermenge von $V = 0,34$ l), sodass der Einfluss der fallenden Druckhöhe über die Versuchsdauer noch gering ist und gleichzeitig aber für die Zeitmessung ausreichend lange Versuchszeiten realisierbar sind.

3.3.2 Versuchsdurchführung

Die Randbedingungen Schwerkraft (als Folge unterschiedlicher Schrägneigungen der offenporigen Asphaltunterlage) und Sättigungszustand (witterungsbedingte Unterschiede im Feuchtzustand der OPA-Schicht) könnten bei der Prüfung mit Wasser wesentlichen Einfluss auf das Messergebnis haben. Deshalb wurden im Rahmen der ersten Versuchsreihe beide Einflussgrößen im Labor an Probeplatten untersucht. Dazu wurden an 4 OPA-Probeplatten mit abgedichteter Unterseite und einer Plattendicke von 4 cm sowie einer Fläche von 40 mal 40 cm Ausflussversuche mit Variation der Plattenneigung einerseits und des Sättigungszustandes andererseits durchgeführt. Von Interesse war dabei nicht die Ermittlung oder Beschreibung von Kenngrößen der Probeplatten, sondern die Auswirkung der o. g. Variationen. Es wird deshalb auf die Beschreibung der Zusammensetzung der Asphalte verzichtet.

Zur Ermittlung des Einflusses des Sättigungszustandes wurden die Probeplatten ausgehend vom trockenen Zustand (1. Durchgang – „Probe trocken“) weiteren drei Ausflussprüfungen unterzogen, wobei unmittelbar nach dem ersten Versuch der 2. und 3. Versuchsdurchgang durchgeführt wurden. Es kann vorausgesetzt werden, dass Restwasser in den Poren enthalten war („Probe nass“). Der Versuchsdurchgang 4 wurde nach einer Wartezeit von 10 Minuten nach dem dritten Durchgang durchgeführt („Probe feucht“).

Zur Ermittlung des Einflusses der Schwerkraft wurden die an der Unterseite abgedichteten Probeplatten jeweils bei einer Plattenneigung von 0,5 % und 2,5 % mit der Ausflussmessung geprüft. Während aller Versuche wurden Wasser- und Plattentemperatur sowie die geometrischen Größen Überstauhöhe, Messmarkenabstand und Ausfluss-

Fall	Beschreibung					
Versuch Nr.	Zylinder 1 oder 2	Δh [cm]	Durchläufe [-]	Stopfen ja/nein	Unterlage Sil/Sy	Auflast [kg]
1	2	20	15	n	Sil	60
2	2	10	15	n	Sil	60
3	2	10	15	n	Sy/ge	40
4	2	10	15	n	Sy/gr	40
5	1	10	15	j	Sil	60
6	1	10	15	j	Sy/ge	60
7	1	10	15	j	Sy/gr	60
8	1	10	15	n	Sy/ge	40
9	1	10	15	n	Sil	60
10	1	10	20	j	Gummi	0

Tab. 1: Übersicht zu den durchgeführten Versuchen

fläche konstant gehalten. Es kann deshalb als Bewertungskriterium die Ausflusszeit verwendet werden.

3.3.3 Versuchsergebnisse

Einfluss des Sättigungszustandes Die Ergebnisse der Ausflussmessungen sind in Bild 3.3 enthalten. Es wird deutlich, dass keine systematische Abnahme oder Zunahme der Ausflusszeiten feststellbar ist. Die Abweichungen der Ausflusszeiten sind als geringfügig einzustufen und auf subjektive Fehler zurückzuführen (Beobachtung der Messmarke, Reaktionszeit beim Drücken der Stoppuhr). Im Ergebnis kann davon ausgegangen werden, dass die auf Fahrbahnen üblichen Neigungsunterschiede keinen signifikanten Einfluss auf die Ausflusszeit haben. Es wird aber auch deutlich, dass zur Eliminierung dieser subjektiven Einflüsse wenigstens 3 Versuche je Messstelle durchgeführt werden sollten, aus denen der Mittelwert zu bilden ist.

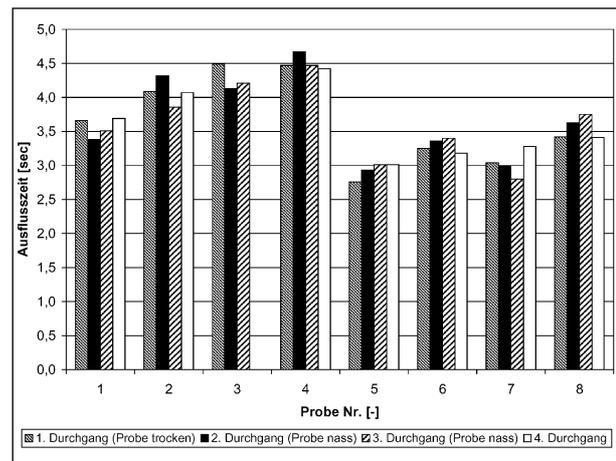


Bild 3.3: Einfluss des Sättigungszustandes der Fahrbahn auf den Wasserausflusswert als Ergebnis von Laborprüfungen

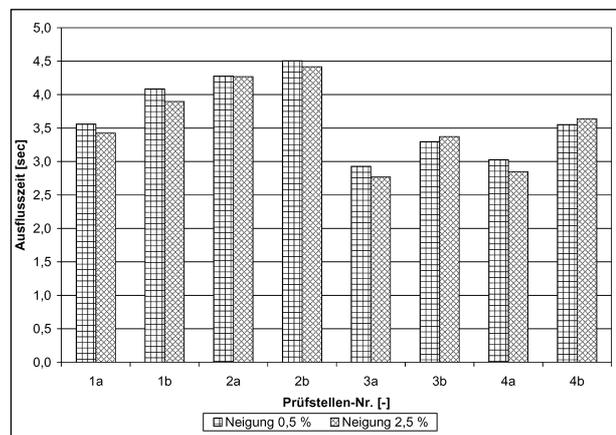


Bild 3.4: Einfluss der Fahrbahnneigung auf den Wasserausflusswert

Einfluss der Schwerkraft bzw. Fahrbahnneigung Bild 3.4 enthält die Ergebnisse der Ausflussmessungen bei Variation der Schrägneigung. Aufgetragen sind die Mittelwerte von je 3 Ausflussmessungen bei Plattenneigungen von 0,5 % und 2,5 %. Es wird deutlich, dass keine systematischen Unterschiede der Ausflusszeiten bei unterschiedlichen Plattenneigungen feststellbar sind.

3.4 Versuchsreihe 2 – Optimierung der Messdurchführung

3.4.1 Versuchsaufbau

Im Rahmen der Vorversuchsreihe 2 wurden die Zylinderkonstruktionen

- Messzylinder mit Stopfen (Bild 3.5, Zylinder 1) und
- Messzylinder ohne Stopfen (Bild 3.5, Zylinder 2)

gegenübergestellt. Die Konstruktion und das Messprinzip von Zylinder 1 wurden bereits in Kapitel 3.3.1 beschrieben. Messzylinder 2 ist aus einem durchsichtigen Plexiglasrohr und einem im unteren Bereich des Rohres angeschraubten Edelstahl gefertigt. Aus dem Zylinderdurchmesser von $d_i = 10$ cm ergibt sich die mit der Fahrbahnoberfläche in Berührung kommende Prüffläche von $A = 78,5$ cm². Die Gesamthöhe von Zylinder 2 beträgt 35 cm.

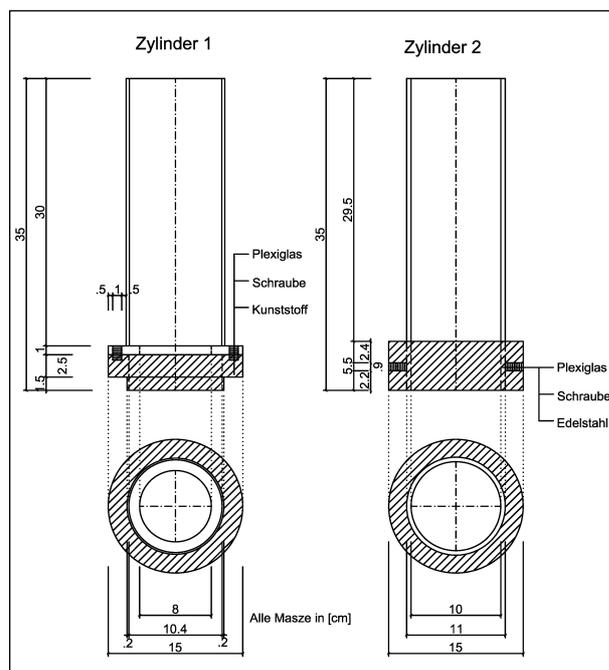


Bild 3.5: Messzylinder 1: Versuchsdurchführung mit Stopfen, Messzylinder 2: Versuchsdurchführung ohne Stopfen

Aus den zwei die Lärmpegelminderung verursachenden physikalischen Mechanismen:

1. Einpressen der vom rollenden Reifen verdrängten Luft in das offene Porenvolumen
2. teilweise Schallaufnahme der Schallenergie über die als poröser Schallabsorber wirkende offenporige Asphaltdeckschicht

werden zwei unterschiedliche Versuchsanordnungen abgeleitet:

- Betrachtung des offenen Porenvolumens der Deckschicht im Bereich der Prüffläche durch
 - Aufkleben eines Silikonringes mit den im Folgenden genannten Abmessungen auf die Fahrbahnoberfläche: Innendurchmesser $d_i = 10$ cm, Außendurchmesser $d_a = 25$ cm, Dicke $h = 5$ mm;
 - Befestigung des Messzylinders auf dem Silikonring über einen Dichtstoff (hier: Dichtungskitt).
- Betrachtung des offenporigen Asphaltes in seiner Wirkung als poröser Schallabsorber durch Berücksichtigung bzw. Untersuchung des Einflusses der Textur der Fahrbahnoberfläche:
 - Auflegen eines Sylomerringes mit den im folgenden genannten Abmessungen auf die Oberfläche der Deckschicht: Innendurchmesser $d_i = 10$ cm, Außendurchmesser $d_a = 22$ cm, Dicke $h = 25$ mm;
 - Auflegen des Zylinders auf den Sylomerring (ohne Dichtstoff).

Für den Zylinder 2 ist das Messprinzip in Bild 3.6 dargestellt. Der Plexiglaszylinder (1) ist über den Dichtstoff (3) am Silikonring (4) befestigt. Das Gesamtgewicht aus dem Edelstahluntersatz (2) und zusätzlich aufgelegten Gewichten (mit einer Auflast

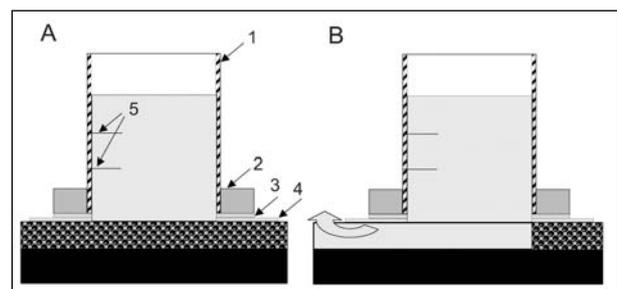


Bild 3.6: Prinzip des Ausflussmessers (Zylinder 2): A-Befüllungszustand, B-Messzustand, 1-Plexiglaszylinder, 2-Edelstahluntersatz, 3-Dichtstoff, 4-Silikonring, 5-Messmarken

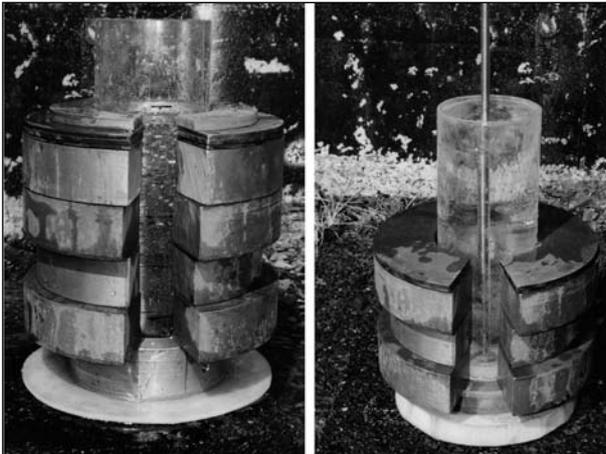


Bild 3.7: Zylinder 2 auf Silikonunterlage und Zylinder 1 auf Sylomerunterlage

von $G_z = 60 \text{ kg}$) unterstützt die Wirkung des Dichtstoffes durch Anpressen des Messzylinders an die Silikonunterlage. Der Messzylinder wird bis zur Oberkante mit Wasser gefüllt. Anschließend wird die Zeitdifferenz ermittelt, in welcher der Wasserspiegel von der ersten, oberen Messmarke auf die zweite, untere Messmarke (5) abfällt. Bei Einsatz des Sylomers wird der Zylinder lediglich aufgelegt und durch das Gewicht des Edelstahluntersatzes und der zusätzlichen Auflagegewichte eine ausreichende Abdichtung zwischen Sylomerunterlage und Zylinderkonstruktion erzielt.

Für den Zylinder 1 gilt ein analoger Versuchsaufbau mit Silikonring und Sylomerring als Unterlage. In Bild 3.7 sind die unterschiedlichen Versuchsanordnungen, d. h. die Silikon- und die Sylomerunterlage dargestellt.

3.4.2 Versuchsdurchführung

Bei der Auswahl des für die weiteren Versuche am besten geeigneten Messzylinders wurden v. a. die Aspekte der Messgenauigkeit und einfachen Durchführbarkeit der Versuche sowie der Wirtschaftlichkeit in Betracht gezogen. Die Versuche wurden an den in Kapitel beschriebenen OPA-Platten im Freiluftversuchsstand realisiert. Pro Messzylinder wurden 3 Versuche durchgeführt, in denen jeweils eine andere Unterlage (ein Silikonring, zwei unterschiedliche Sylomerringe) verwendet wurde. Im Rahmen eines zu einem früheren Zeitpunkt durchgeführten weiteren Vorversuches wurde Zylinder 1 an einem Querschnitt auf der BAB 17 getestet. Der Zylinder wurde in diesem Fall mit einem Dichtstoff auf einen auf die offenporige Deckschicht geklebten Gummiring aufgesetzt.

Vor jedem Versuch wurde die OPA-Platte angeätzt, indem der Messzylinder 4-mal befüllt wurde. Anschließend wurde in 15 Messungen pro Versuch die Ausflusszeit für einen Messmarkenabstand von 10 cm ermittelt. Von Interesse im Hinblick auf die Auswertung der Versuche war nicht die Berechnung von Durchflusswerten, sondern vielmehr die vergleichende Betrachtung der Messwertschwankungen beider Messzylinder und die Untersuchung von Fehlerquellen. Aufgrund der konstanten Temperatur des in einem Fass gelagerten Wassers, war auch die Viskosität des Wassers für alle Versuche konstant und wurde nicht in die Ergebnisbetrachtung einbezogen.

3.4.3 Versuchsergebnisse

Bild 3.8 zeigt die Ergebnisse der mit Zylinder 1 durchgeführten Versuche. Es wird deutlich, dass große Schwankungen der Ausflusszeit auftreten. Die Ungenauigkeit im Messergebnis kann auf mehrere Ursachen zurückgeführt werden. So schwankt der Wert der Ausflusszeit um den Betrag der Reaktionszeit, die aus der Zeitmessung mit der Stoppuhr durch den Bearbeiter resultiert. Durch Ziehen des Stopfens entstehen zudem große Wasserspiegelschwankungen, welche die Zeitaufnahme per Stoppuhr erschweren. Insgesamt ist ein leichter Anstieg der Funktionen der Ausflusszeit für alle drei Unterlagen (Silikon, gelbes und grünes Sylomer) zu beobachten. Dies könnte darauf zurückzuführen sein, dass trotz vorangegangener Anätzung noch keine vollständige Wassersättigung der Poren vorliegt. In MALLICK et al. [2000] wird als mögliche Ursache der zunehmenden Ausflusszeit die unvollständige Verbindung der Hohlräume untereinander vermutet. Werden jene Hohlräume mit Wasser gefüllt, die nicht mit anderen verbunden sind, so kann das Wasser in einem nachfolgenden Versuch nicht durch diese Hohlräume hindurchfließen, und die Wasserdurchlässigkeit nimmt ab.

Zur Unterscheidung der in ihren Eigenschaften verschiedenen Sylomere werden diese bei der Herstellung mit unterschiedlichen Farben versehen. Die Durchführung der Versuche mit einer Sylomerunterlage stellt sich besonders für das gelbe, sehr weiche Sylomer als problematisch dar. Durch Vollsaugen des zelligen PUR-Elastomers wird das Ergebnis für die Ausflusszeit um einen unbekanntem Faktor verzerrt. Für Zylinder 1 ergeben sich somit Werte für die Ausflusszeit, die größer sind als jene aus dem Versuch mit Silikonunterlage bzw. bei vollständiger Abdichtung der an den Zylinder angren-

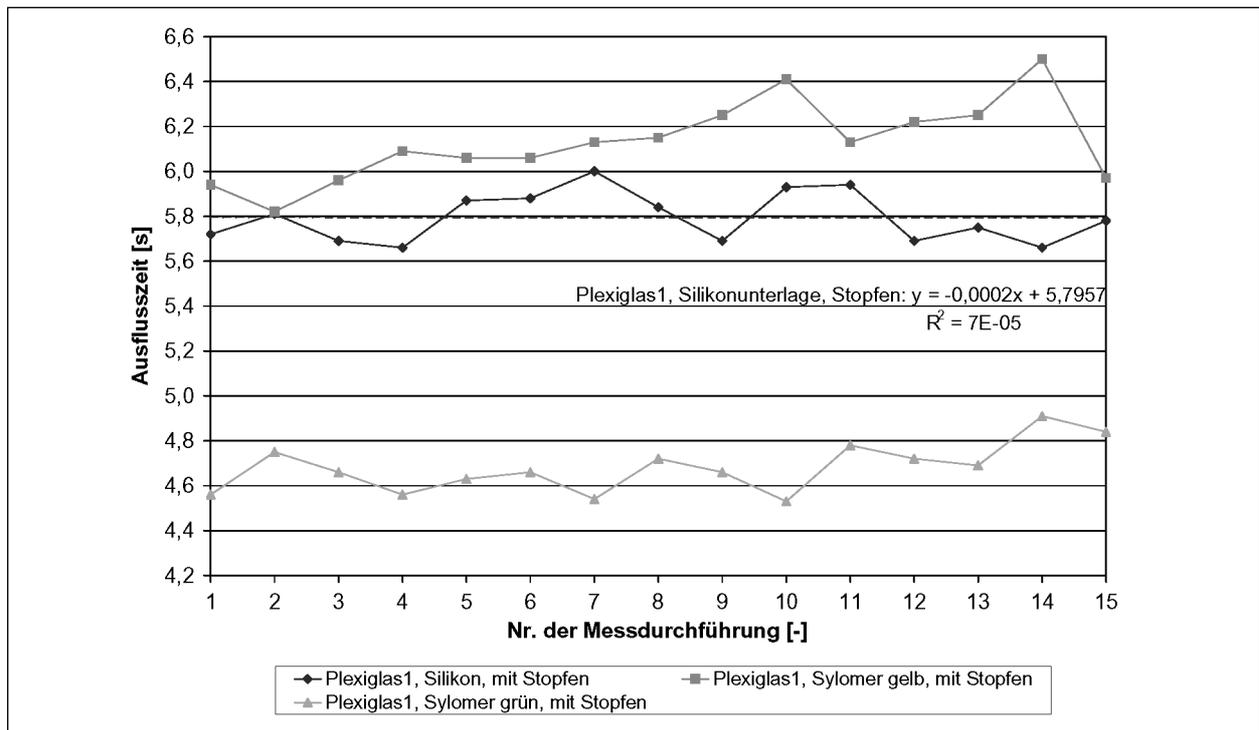


Bild 3.8: Vergleich der Ausflusszeiten für unterschiedliche Unterlagen (Silikon, gelbes und grünes Sylomer)

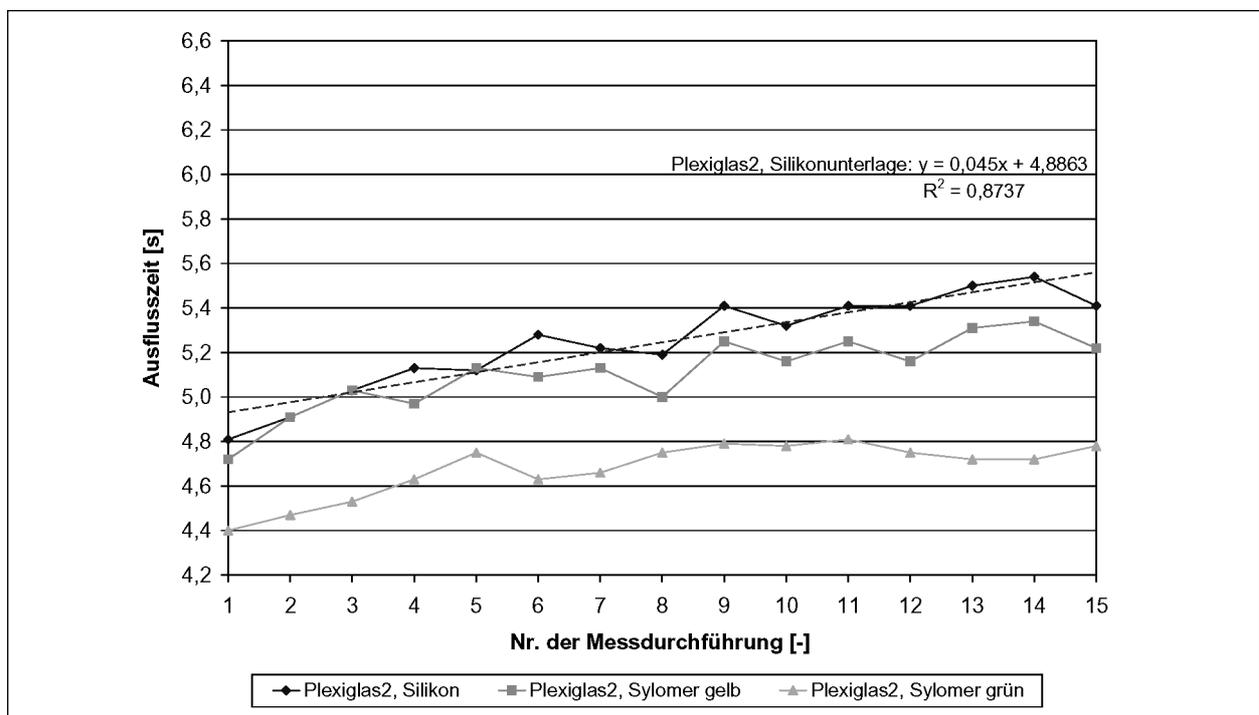


Bild 3.9: Zylinder 2: Vergleich der Ausflusszeiten für unterschiedliche Unterlagen (Silikon, gelbes und grünes Sylomer)

zenden Kreisfläche. Für die Versuchsdurchführung mit Messzylinder 2 wurde das bereits vollgesaugte gelbe Sylomer als Unterlage eingesetzt, und es zeigen sich im Ergebnis im Vergleich zum Versuch mit Silikonunterlage deutlich geringere Ausflusszeiten (Bild 3.9). Das grüne Sylomer nimmt während des

Versuches nur geringfügig Wasser auf, hat aber aufgrund seiner Zellstruktur und daraus resultierenden größeren Materialhärte den Nachteil, sich nicht ausreichend an die Oberflächentextur der Fahrbahn anzupassen. Für die weiteren Versuche wird daher ein so genanntes blaues Sylomer gewählt,

dass im Hinblick auf die vorhandene Zellstruktur und Materialhärte zwischen dem gelben und grünen Sylomer eingeordnet werden kann. Das blaue Sylomer neigt somit einerseits in geringerem Maße

zur Wasseraufnahme als das bereits betrachtete gelbe Sylomer, erzielt aber andererseits eine bessere Anpassung an die Fahrbahntextur als das beschriebene grüne Sylomer.

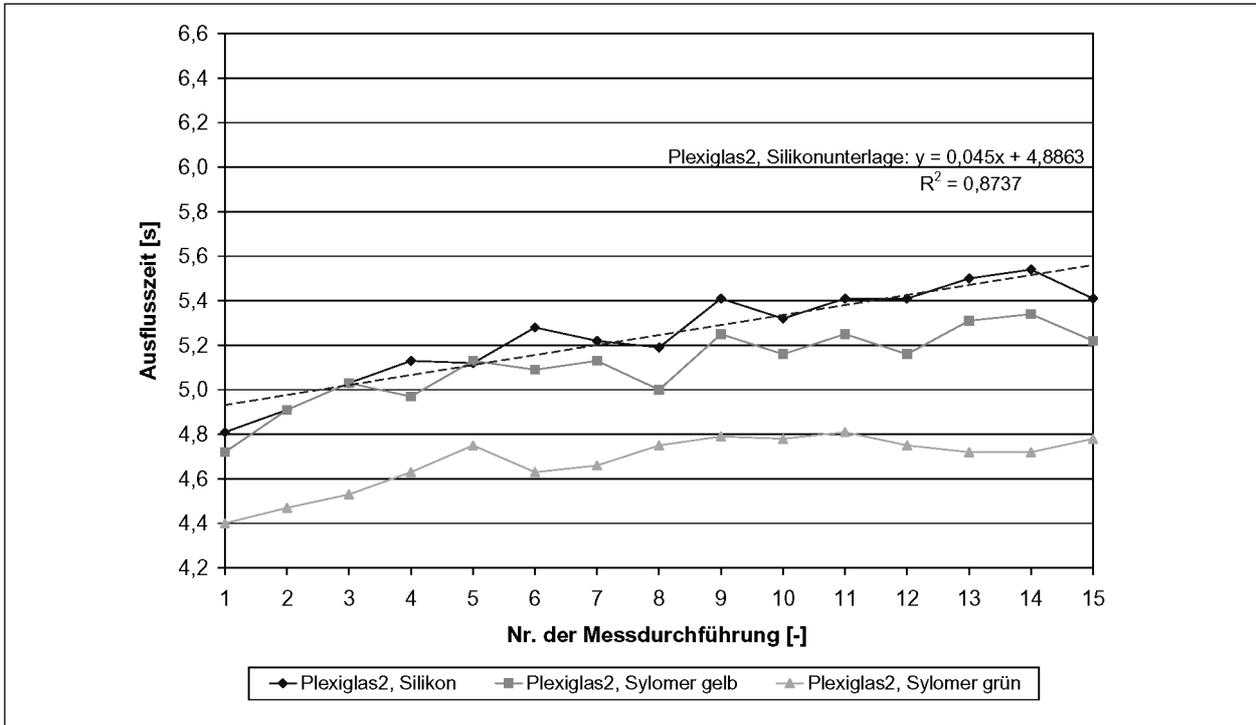


Bild 3.10: Zylinder 2: Regressionskurven der Ausflusszeit bei Betrachtung unterschiedlicher Messhöhen ($\Delta h = 10$ cm und $\Delta h = 20$ cm)

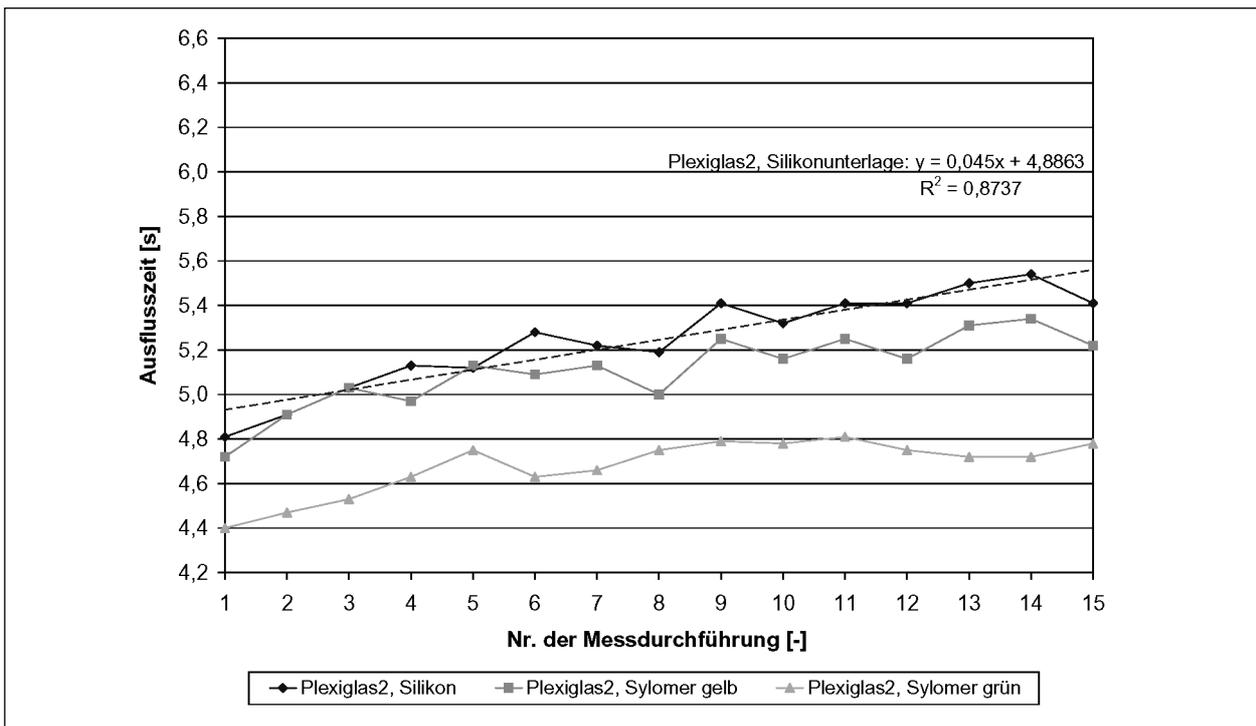


Bild 3.11: Zylinder 1: Regressionskurven der Ausflusszeit bei Versuchen auf der BAB 17 (offenporige Asphaltdeckschicht) und im Versuchsstand (OPA-Platten)

Im Hinblick auf die Reaktionszeit und eine möglicherweise noch unvollständige Wassersättigung wurde untersucht, ob sich die Funktionskurve der Ausflusszeit zu einem bestimmten Zeitpunkt auf einen stetigen Verlauf einpendelte. Für Zylinder 1 schwanken die Messergebnisse während des gesamten Versuchszeitraumes von 15 Messdurchläufen pro Versuch in gleichem Maße stark. Die erheblichen Schwankungen der Messwerte bzw. der Ausflusszeit können für Zylinder 1 sowohl in-situ auf der offenporigen Asphaltdeckschicht der BAB 17 als auch an den OPA-Platten im Versuchsstand beobachtet werden (Bild 3.11). Die unter Verwendung von Zylinder 2 durchgeführten Messungen weisen geringere Schwankungen der Messergebnisse auf und resultieren somit in insgesamt stetigeren Verläufen der linearen Regressionskurven (Bild 3.10). Die Funktionskurven weisen keine signifikanten Punkte auf.

Anhand der χ^2 -Verteilung wurde der Mindest-Stichprobenumfang in Bezug auf die Anzahl der durchzuführenden Messungen pro Versuch unter

Voraussetzung eines Konfidenzniveaus von $\varepsilon = 0,95$ (Tabelle 3.2) und $\varepsilon = 0,90$ (Tabelle 3.3) abgeschätzt. Eine Übersicht aller mit Zylinder 1 und Zylinder 2 durchgeführten Versuche ist in Tabelle 3.1 dargestellt. Bei einer Irrtumswahrscheinlichkeit $\alpha = 0,05$ ($\varepsilon = 0,95$) streuen die Ergebnisse für die Anzahl der Messungen pro Versuch im Bereich zwischen 16 und 107 Versuchen. Die Verzerrung der Messergebnisse unter Verwendung des gelben Sylomers im Versuch spiegelt sich auch im Ergebnis der χ^2 -Verteilung bzw. im ermittelten Mindest-Stichprobenumfang der Versuche 3, 6 und 8 durch hohe Ergebniswerte wieder. Für den zuerst an den OPA-Platten durchgeführten Versuch (Versuch Nr. 2 in Tabelle 3.1) weicht der Wert für die Anzahl der Messungen pro Versuch mit 107 stark von den restlichen Ergebnissen ab. Da während dieser Versuchsdurchführung noch keine Messroutine vorlag, wird der Wert als Ausreißer gewertet. Unter Berücksichtigung der Ergebnisse aus der χ^2 -Verteilung werden 15 Messungen pro Versuch als günstig erachtet.

Versuch Nr.	s^2 [-]	α [-]	$X_{n-1; 1-\alpha/2}$ $X_{14; 0,975}$	$X_{n-1; 1-\alpha/2}$ $X_{14; 0,025}$	σ^2_{\min} [-]	σ^2_{\max} [-]	σ^2_{mittel} [-]	$z_{1-\alpha/2}$ [-]	d [-]	n_{\min} [-]
1	0,0095	0,05	26,12	5,63	0,005	0,024	0,014	1,96	0,05	22
2	0,0463	0,05			0,025	0,115	0,070	1,96	0,05	107
3	0,0272	0,05			0,015	0,068	0,041	1,96	0,05	63
4	0,0155	0,05			0,008	0,039	0,023	1,96	0,05	36
5	0,0124	0,05			0,007	0,031	0,019	1,96	0,05	29
6	0,0322	0,05			0,017	0,082	0,049	1,96	0,05	75
7	0,0122	0,05			0,007	0,030	0,018	1,96	0,05	28
8	0,0287	0,05			0,015	0,071	0,043	1,96	0,05	67
9	0,0067	0,05			0,004	0,017	0,010	1,96	0,05	16
10	0,0096	0,05			0,005	0,024	0,015	1,96	0,05	22

Tab. 3.2: Anzahl der Messdurchläufe für das Konfidenzintervall $\varepsilon = 0,95$ %

Versuch Nr.	s^2 [-]	α [-]	$X_{n-1; 1-\alpha/2}$ $X_{14; 0,95}$	$X_{n-1; 1-\alpha/2}$ $X_{14; 0,05}$	σ^2_{\min} [-]	σ^2_{\max} [-]	σ^2_{mittel} [-]	$z_{1-\alpha/2}$ [-]	d [-]	n_{\min} [-]
1	0,0095	0,05	23,68	6,57	0,006	0,020	0,013	1,64	0,05	5
2	0,0463	0,05			0,027	0,099	0,063	1,64	0,05	24
3	0,0272	0,05			0,016	0,058	0,037	1,64	0,05	14
4	0,0155	0,05			0,009	0,033	0,021	1,64	0,05	8
5	0,0124	0,05			0,007	0,026	0,017	1,64	0,05	6
6	0,0322	0,05			0,019	0,069	0,044	1,64	0,05	17
7	0,0122	0,05			0,017	0,026	0,017	1,64	0,05	6
8	0,0287	0,05			0,015	0,061	0,039	1,64	0,05	15
9	0,0067	0,05			0,004	0,014	0,009	1,64	0,05	4
10	0,0096	0,05			0,006	0,020	0,013	1,64	0,05	5

Tab. 3.3: Anzahl der Messdurchläufe für das Konfidenzintervall $\varepsilon = 0,95$ %

Vergleicht man die für die Messzylinder während der Versuchsdurchführung benötigte Wassermenge, so erweist sich der Einsatz von Messzylinder 1 mit einem Volumen von $V = 2,6$ Liter/Messung als günstiger gegenüber Messzylinder 2 mit ca. $V = 4,5$ Liter/Messung (für den Fall der OPA-Platten). Befüllt man den Messzylinder 2 sofort nach Ablesen des Messwertes erneut, sodass nur das halbe Zylindervolumen an Wasser hinzugegeben werden muss, sinkt einerseits der Wasserverbrauch für die Versuchsdurchführung auf einen mit Messzylinder 1 vergleichbaren Wert und nimmt andererseits die Versuchsdauer deutlich ab.

Für Zylinder 2 wurden zwei unterschiedliche Messhöhen ($\Delta h = 10$ cm und $\Delta h = 20$ cm) untersucht (Bild 3.10). Es wurde festgestellt, dass aus dem Messmarkenabstand zwischen $h_1 = 27,5$ cm und $h_2 = 7,5$ cm ($\Delta h = 20$ cm) eine geringere Messgenauigkeit resultiert als aus der Höhendifferenz $h_1 = 22,5$ cm und $h_2 = 12,5$ cm ($\Delta h = 10$ cm). Dabei hat nicht der Wert der Höhendifferenz einen Einfluss auf die Messgenauigkeit, sondern vielmehr die Ausgangshöhe bzw. erste Messmarke im Zylinder. Ursache dafür ist die beim Befüllen des Messzylinders verursachte Bewegung des Wasserspiegels, die mit abnehmender Wassersäule im Zylinder wieder geringer wird.

Im Hinblick auf die erreichbare Messgenauigkeit erweist sich Messzylinder 2 als geeigneter und wird daher für die geplanten Messungen auf den BAB 1 und 2 eingesetzt. Nach Auswertung der untersuchten Konfidenzniveaus mit der χ^2 -Verteilung und unter Berücksichtigung des Aspekts der Wirtschaftlichkeit hinsichtlich der mitzuführenden Wassermenge wurde folgender Versuchsablauf gewählt: Annässen der offenporigen Asphaltdeckschicht durch viermaliges Befüllen des Zylinders; 15 Messungen pro Versuch; Messmarkenabstand $\Delta h = 5$ cm mit der oberen Messmarke bei $h_1 = 22,5$ cm; kontinuierliches Befüllen des Zylinders mit Wasser während des Versuches.

3.5 Zusammenfassung

Zusammenfassend lassen sich aus der ersten Versuchsreihe folgende Schlussfolgerungen ziehen:

- Die Ermittlung der Wasserdurchlässigkeit kann unabhängig vom Sättigungszustand der OPA-Schicht erfolgen.

zum Versuchszeitpunkt (mit Ausnahme von Temperaturen < 0 °C) und unabhängig von der Witterung vor der Versuchsdurchführung anwendbar.

- Die üblichen Schwankungen der Fahrbahneigung und der damit verbundenen Neigung der Unterlage hat in den bei Fahrbahnen üblichen Neigungsbereichen keinen signifikanten Einfluss auf die Ausflussmessung.
- Bei den Vorversuchen sind geringe Ausflusszeiten festgestellt worden. Es ist zu prüfen, ob anhand von 5 Messungen pro Durchlauf eine ausreichende Genauigkeit der Versuchsergebnisse im Hinblick auf die Zielstellung erreicht werden kann. Dabei spielt auch die Effizienz der Versuche im Hinblick auf die benötigte Wassermenge eine Rolle.

Zusammenfassend lassen sich aus der zweiten Versuchsreihe folgende Schlussfolgerungen ziehen:

- Der Versuchsablauf unter Verwendung von Messzylinder 2 gestaltet sich wie folgt:
 - viermaliges Befüllen des Zylinders zum Annässen der offenporigen Asphaltdeckschicht (Wasser vollständig durchlaufen lassen);
 - 15 Messungen pro Versuch;
 - Stoppen der Ausflusszeit für die Messmarken $h_1 = 22,5$ cm und $h_2 = 17,5$ cm ($\Delta h = 5$ cm);
 - kontinuierliches Nachfüllen mit Wasser, nachdem der Wasserspiegel die untere Messmarke passiert hat.
- Für die Versuchsdurchführung kommen zwei Arbeitskräfte zum Einsatz - eine Person, die den Zylinder kontinuierlich mit Wasser befüllt, sowie eine zweite Person, die mit einer Stoppuhr die Ausflusszeit ermittelt und die Messwerte notiert.
- Der Einfluss des offenen Porenvolumens der Deckschicht auf die Lärminderung wird anhand einer Silikon-Unterlage untersucht.
- Für die Versuchsdurchführung wird eine große Wassermenge benötigt, die während der Messungen in-situ mitgeführt werden muss.
- Es wird ein Wasserverbrauch von 40 Liter Wasser pro Versuch geschätzt (ca. 12 Liter Wasser zum Annässen und 28 Liter für 15 Messdurchläufe).

- Die Ausflussmessung ist abgesehen von der mitzuführenden Wassermenge mit geringem Aufwand und in kurzer Zeit durchführbar.
- Dies gewährleistet eine große Anzahl von Versuchsergebnissen bei kurzen Sperrzeiten.

4 In situ-Messung des effektiven spezifischen Strömungswiderstands offenporiger Fahrbahnbeläge

4.1 Einführung

Der durch eine Probe porösen Materials geleitete Volumenfluss q_- erzeugt einen Differenzdruck Δp_- zwischen Vorder- und Rückseite dieser Probe. Das reziproke Verhältnis dieser beiden Größen wird als Strömungswiderstand der Probe bezeichnet:

$$R = \frac{\Delta p_-}{q_-}. \quad (4.1)$$

Der Strömungswiderstand ist von der Dicke d und von der durchströmten Fläche A der Probe abhängig.

Eine allein werkstoffspezifische Größe stellt dagegen die Strömungsresistenz (längenbezogener Strömungswiderstand) Ξ dar:

$$\Xi = R \cdot \frac{A}{d}. \quad (4.2)$$

Weiterhin wird in der Norm [DIN-EN-29053 1993] der spezifische Strömungswiderstand R_s definiert. Dieser ist von der Dicke d der durchströmten Probe abhängig:

$$R_s = R \cdot A. \quad (4.3)$$

Zur Bestimmung des Strömungswiderstands und der in Gleichung (4.2) und (4.3) genannten äquivalenten Größen existieren eine Reihe unterschiedlicher Verfahren. Die wichtigsten sollen an dieser Stelle Erwähnung finden:

In [BROWN und BOLT, 1942] und [REICHARDT, 1955] werden Verfahren vorgestellt, die auf der Durchströmung des porösen Prüflings mit einem sehr geringen, konstanten Volumenfluss beruhen. Die Messung der durch diese Strömung induzierten Druckdifferenz über der Probe erlaubt anschließend die Berechnung des Strömungswiderstands.

Eine weitere Verfahrensbeschreibung [LEONARD, 1946] fordert einen konstanten Druck über dem Prüfling. Dieser wird mit Hilfe eines Kolbens und einer Balkenwaage erzeugt. Durch die Messung des Volumenstromes kann auch hier der Strömungswiderstand berechnet werden. Beide Methoden werden in der Literatur in die Gruppe der „Luftgleichstromverfahren“ eingeordnet.

In [DIN-EN-29053 1993] wird das „Luftwechselstromverfahren“ beschrieben. Bei dieser Methode wird mit Hilfe eines Pistonfons ein Wechselfluss in der Probe bei einer Frequenz von 2 Hz erzeugt. Der Strömungswiderstand lässt sich dabei aus dem Wert des gemessenen Schalldrucks und aus der Höhe der Auslenkung des Pistonfonkolbens berechnen.

Die erwähnten Verfahren und ihre Varianten stellen aufgrund der sehr geringen Strömungsgeschwindigkeiten und Gleichdrücke hohe Anforderungen an die Genauigkeit der Messaufnehmer und -geber. Während sich die Bestimmung der Gleich- und Wechselflussgrößen recht gut automatisieren lässt, erfordert die Implementierung eines automatisierten Verfahrens zur genauen Messung des Volumenflusses ein hohes Aufwand.

In [STINSON und DAIGLE, 1988] wird daher eine Variante des Luftgleichstromverfahrens, das „Vergleichsverfahren“, vorgestellt, bei dem die Bestimmung des Volumenflusses mittels der Messung des Differenzdruckes Δp_{-R} über einer Referenzprobe (Bild 4.1) erfolgt. Der Strömungswiderstand R_R der Referenzprobe ist bekannt. Sind Prüfling und Referenzprobe hintereinander an einer Leitung angeschlossen, gilt für die Berechnung des Strömungswiderstandes R_x des Prüflings

$$R_x = R_R \frac{\Delta p_{-x}}{\Delta p_{-R}}. \quad (4.4)$$

Dabei ist Δp_{-x} der Differenzdruck, gemessen über dem Prüfling.

Da das „Vergleichsverfahren“ nur geringe Anforderungen an die Genauigkeit des einzustellenden Vo-

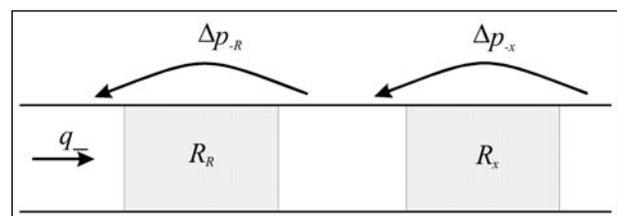


Bild 4.1: Anordnung der Referenzprobe und des Prüflings bei dem „Vergleichsverfahren“ (Prinzipskizze)

lumenflusses stellt, kann ein vom PC gesteuerter Volumenflussregler Verwendung finden. Dies gestattet neben der präzisen Messung des Strömungswiderstandes R_x auch eine einfache Automatisierung des Verfahrens.

Der Messplatz wurde in [MEYER 2000] nach [DIN-EN-29053 1993] ausgelegt. Die zur Messung des spezifischen Strömungswiderstandes R_s entwickelte Software beruht auf der Bestimmung des Verhältnisses von Druck p_- im Messzylinder und des Volumenflusses q_- durch diesen Zylinder bei k unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeiten \vec{u}_k nach Gleichung (4.4). Dabei wird bei jeder Strömungsgeschwindigkeit \vec{u}_k ein Mittelwert des Strömungswiderstands $\bar{R}_{s\vec{u}_k}$ nach

$$\bar{R}_{s\vec{u}_k} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{p_{-i}}{q_{-i}} \quad \text{mit } N = 8000 \quad (4.5)$$

berechnet. Aus den auf diese Weise aufgenommenen Wertepaaren $\bar{R}_{s\vec{u}_k} = f(\vec{u}_k)$ mit $k = 1 \dots 10$ wird mit Hilfe der „Methode der kleinsten Fehlerquadrate“ [BRONSTEIN et al. 2001, Gleichung (19.177)] der effektive spezifische Strömungswiderstand R'_s bei einer Strömungsgeschwindigkeit von $\vec{u} = 0,5$ mm/s durch Interpolation oder Extrapolation bestimmt. Dabei konnte festgestellt werden, dass mit der Messanordnung die Bestimmung des Strömungswiderstandes mit einem maximalen relativen Fehler von 1% möglich ist.

4.2 Vorbetrachtungen zu Messfehlern

Zur in situ-Bestimmung des Strömungswiderstandes eines offenporigen Fahrbahnbelags wurde der in Bild 4.2 skizzierte Messaufsatz angefertigt. Dieser besteht aus einem Zylinder und einem Kreisring. Der Innenradius des Zylinders r_A beträgt 50 mm. Der Radius des Kreisrings r_{B2} ist im Bereich von 60-340 mm in Stufen variierbar. Die zur Erzeugung des Volumenstroms notwendige Flussquelle besteht aus einem Kompressor mit Luftakkumulator, einem nachgeschalteten Druckregler sowie aus einem PC-gesteuerten Flussregler. Der auf diese Weise generierte stationäre Volumenfluss wird nacheinander durch ein „Laminar Flow Element“ und den

Zylinder des Messaufsatzes geleitet. Die Berechnung des Strömungswiderstands erfolgt nach Gleichung (4.4). Eine Abbildung des Messaufsatzes kann im Anhang Bild E.1 entnommen werden.

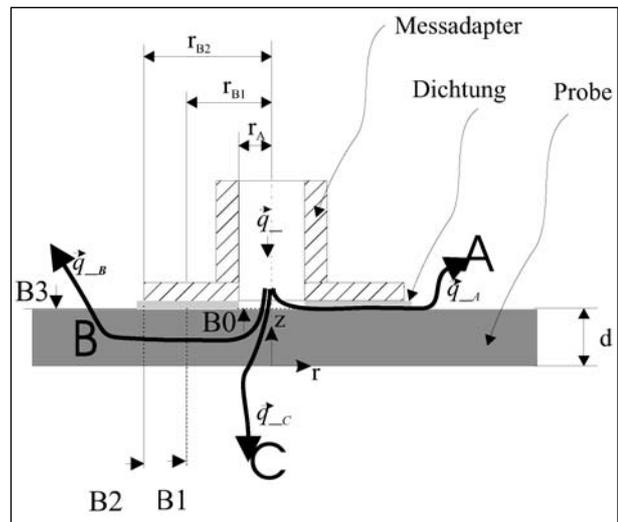


Bild 4.2: Ausbreitungswege des strömenden Mediums bei aufgesetztem Adapter

In vielen Fällen ist die Dicke d des Straßenbelags nicht exakt bekannt. Zur Beschreibung des Strömungswiderstandes einer Probe mit unbekannter Dicke d ist die Verwendung des spezifischen Strömungswiderstandes R_s nach Gleichung (4.3) sinnvoll. Da jedoch darüber hinaus die durchströmte Fläche A nur für den Querschnitt des Adapters angegeben werden kann (Bild 4.2), soll an dieser Stelle der Begriff des effektiven spezifischen Strömungswiderstandes R'_s eingeführt werden.

Der bei Labormessverfahren verwendete Wert des spezifischen Strömungswiderstandes R_s hängt einzig von den Stromlinien des Weges C, dargestellt in Bild 4.2, ab. Die Größe des in situ bestimmten effektiven spezifischen Strömungswiderstandes R'_s wird dagegen durch weitere Stromlinien der Wege A und B bestimmt. Bei einem Fahrbahnaufbau aus offenporigem Asphalt und nahezu dichtem Unterbau gemäß [FGSV 1998] breitet sich eine mit dem Messaufsatz eingeleitete Strömung entlang der Wege A und B aus (Bild 4.2). In Analogie zur Elektrotechnik können die Strömungswiderstände dieser Pfade als parallel geschaltet angesehen werden. Nehmen in dieser Schaltung die Widerstände unterschiedliche Werte an, so bestimmt die Größe des kleinsten Widerstands den Gesamtwiderstand der Schaltung.

Weg A – Einfluss der Textur

Durch Experimente an Asphaltplatten sollte zunächst der Einfluss der Stromlinien des Weges A auf die Messergebnisse untersucht werden. Dazu wurde der Asphaltkörper auf eine mit Sylomer L25 belegte Tischplatte aufgelegt. Der Wert des effekti-

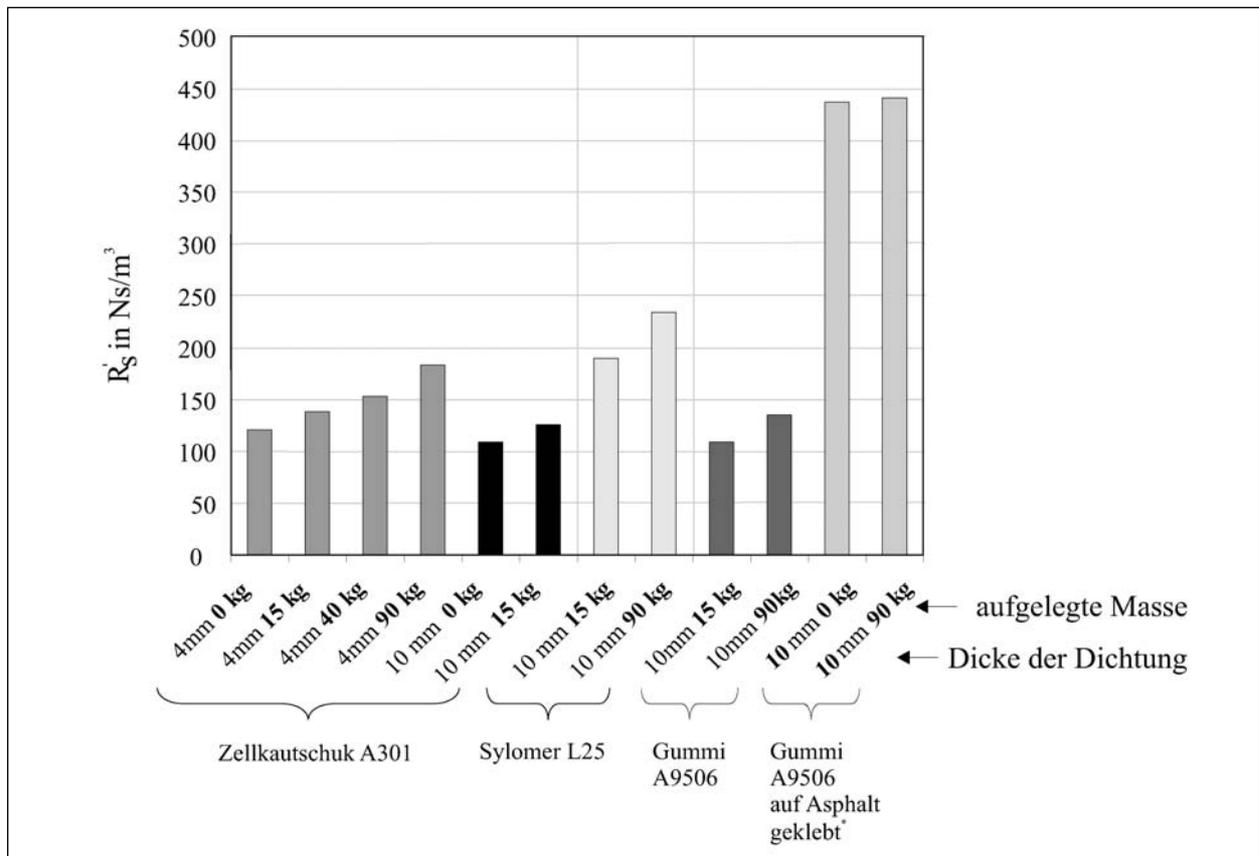


Bild 4.3: Effektiver spezifischer Strömungswiderstand R'_s einer Asphaltplatte für unterschiedliche Dichtungsmaterialien zwischen Adapter und Fahrbahn in Abhängigkeit von der aufgelegten Masse, *Klebstoff : Kit

ven spezifischen Strömungswiderstands R'_s ist dadurch nicht durch eine Strömung unterhalb der Probe beeinflusst worden.

Bild 4.3 zeigt Werte des Widerstandes R'_s für unterschiedliche Dichtungsmaterialien zwischen Adapter und Fahrbahn in Abhängigkeit vom aufgelegten Gewicht. Deutlich erkennbar ist, dass bei Erhöhung der aufgelegten Masse der effektive spezifische Strömungswiderstand R'_s zunimmt. Weiterhin ist eine Vergrößerung des Widerstands bei Materialien mit geringerem statischem Elastizitätsmodul zu beobachten.

Folglich kann bei einer Messung ohne Abdichtung des Messaufsatzes mit Klebstoff davon ausgegangen werden, dass der effektive spezifische Strömungswiderstand R'_s vorrangig durch die Ausbildung der Röhren zwischen Aufsatz und Textur der Fahrbahn bestimmt wird. Zur Messung eines zur Strömungsresistenz Ξ des Materials proportionalen Wertes kann dieser Messaufbau daher nicht herangezogen werden. Die in Tabelle 4.1 gezeigten Werte bescheinigen diesem Versuchsaufbau eine schlechte Reproduzierbarkeit. Einzig bei Materialien mit geringem Elastizitätsmodul, z. B. Sylomer

Zeile	Material	Elastizitätsmodul in N/mm²	m in kg	σ in %	Anzahl der Messungen
1	Zellkautschuk	3	0	24,4	10
2			15	24,4	10
3			40	21,3	10
4			90	16,1	10
5	Sylomer L25	0.5	15	8,3	10
6			60	12,5	10
7	Gummi 10 mm	10	15	4,2	10
8			90	19,4	10
9	Gummi 10 mm mit Silikonkautschuk* auf Asphalt geklebt		0	12,2	10
10			15	2,4	10
11			90	1,3	10
12	Gummi 10 mm mit Kit auf Asphalt geklebt		0	1,2	10
13			15	4,2	10
14			90	2,6	10

* Silikonkautschuk transparent, Hersteller: AYRTON S.A., Frankreich

Tab.: 4.1: Reproduzierbarkeit: relative Standardabweichung σ der gewonnenen Messergebnisse in Abhängigkeit von den verwendeten Dichtungsmaterialien und -klebstoffen

L25, kann eine ausreichende Reproduzierbarkeit verzeichnet werden. Die Standardabweichung beträgt hier ca. 4 % bei einem Auflagegewicht von 60 kg.

Soll eine Abschätzung des Einflusses der Textur getroffen werden, ist es daher sinnvoll, eine Messung nach Zeile 6 in Tabelle 4.1 durchzuführen. Dabei ist der Weg A derart zu berücksichtigen, dass die Strömungsvorgänge unter einem rollenden Reifen möglichst gut nachgebildet werden. Die komplexen dynamischen Belastungsvorgänge am rollenden Reifen sowie die unterschiedliche Ausbildung der Reifenprofile erschweren die Wahl des Dichtungsmaterials jedoch enorm. Zur Abschätzung wurde daher ein Vergleich der Größe der Kontaktfläche zwischen Reifen und Asphalt mit der Größe der Kontaktflächen zwischen Dichtungsmaterial und Asphalt herangezogen.

Weg B – Strömungswiderstand des offenen Asphalts

Eine Abdichtung zwischen Asphalt und Messaufsatz durch Kit führt zu einem drastischen Anstieg des spezifischen Strömungswiderstandes (Bild 4.3). In diesem Fall werden die gewonnenen Messergebnisse nicht so stark vom Wert der aufgelegten Masse beeinflusst. Weiterhin zeigen die Ergebnisse dieses Messaufbaus eine bessere Reproduzierbarkeit (vergleiche Tabelle 4.1, Zeilen 12 bis 14). Hier wird eine Standardabweichung von 1 bis 4 % beobachtet. Eine weitere Verbesserung der Reproduzierbarkeit wird mit dem Klebstoff Silikonkautschuk (transparent, Hersteller: AYRTON S.A., Frankreich) erreicht. Dies zeigen die Resultate, dargestellt in den Zeilen 9 bis 11 der Tabelle 4.1. Die hier beobachtete Standardabweichung liegt im Bereich zwischen 1-2 %. Dabei sei angemerkt, dass erst nach einer Aushärtezeit des Klebstoffs von 1/2 h zeitlich stationäre Messwerte verzeichnet werden konnten.

Fazit

Die hier beschriebenen Ergebnisse erlauben den Schluss, dass zur Bestimmung eines zur Strömungsresistenz des Materials proportionalen effektiven Strömungswiderstands eine Abdichtung des Messaufsatzes mit Silikon vorgenommen werden muss. Dabei ist ein Auflagegewicht von mindestens 15 kg zu verwenden (vergleiche Tabelle 4.1, Zeile 10).

4.3 Entwicklung des Verfahrens

4.3.1 Anpassung des Verfahrens

Im Folgenden sollen die Strömungsvorgänge innerhalb der Probe entlang des Weges B, dargestellt in Bild 4.2, anhand der Theorie der Potenzialströmungen näherungsweise untersucht werden. Dazu seien zusätzlich folgende Vereinfachungen getroffen:

- An der Oberfläche des Fahrbahnbelags der Dicke d , am Ort $P\{r, z\} = P\{0, d\}$ (siehe Bild 4.2), gelte für die Geschwindigkeitskomponenten

$$\vec{u}_r \Big|_{\{0,d\}} = 0 \quad \text{und} \quad \vec{u}_z \Big|_{\{0,d\}} = -\vec{u}_s. \quad (4.6)$$

Darin stellt \vec{u}_s die im Zylinder des Messaufsatzes vorherrschende makroskopische Strömungsgeschwindigkeit dar (Bild 4.2). Für $|\vec{u}_s|$ gelte die Bedingung (2.26).

- Auf der Zylindermantelfläche B1, $P\{r, z, \vartheta\} = P\{r_{B1}, 0 \leq z \leq d, 0 \leq \vartheta \leq 2\pi\}$, ist

$$\left| \frac{\partial \Phi_m}{\partial r} \right| \gg \left| \frac{\partial \Phi_m}{\partial z} \right|. \quad (4.7)$$

- Mit Gleichung (2.3) und $\vec{q}_{-C} = \vec{q}_{-A} = 0$, gelte

$$|\vec{q}_{-B0}| = |\vec{q}_{-B1}| = |\vec{q}_{-B2}| = |\vec{q}_{-s}| = |\vec{u}_s \pi r_A^2|, \quad (4.8)$$

wobei r_α der innere Radius des Messaufsatzes ist.

- Auf der Zylindermantelfläche B2, $P\{r, z, \vartheta\} = P\{r_{B2}, 0 \leq z \leq d, 0 \leq \vartheta \leq 2\pi\}$ ist mit

$$d < r_{B2} \quad (4.9)$$

$$\left| \frac{\partial \Phi_m}{\partial r} \right| \gg \left| \frac{\partial \Phi_m}{\partial z} \right|. \quad (4.10)$$

- Außerhalb des Messzylinders und des offenen Asphalts herrsche Normaldruck p_0

$$p = p_0. \quad (4.11)$$

- Auf der Fläche B3 $P\{r, z, \vartheta\} = P\{r > r_{B2}, d, 0 \leq \vartheta \leq 2\pi\}$ ist

$$\left| \frac{\partial \Phi_m}{\partial r} \right| \ll \left| \frac{\partial \Phi_m}{\partial z} \right|. \quad (4.12)$$

Bereich B0 - B1

Der Verlauf der Strömung im Bereich B0 - B1 (Bild 4.2) kann näherungsweise durch das makroskopi-

sche Potenzialfeld einer rotationssymmetrischen Staupunktströmung modelliert werden. Dieses Potenzialfeld bildet dabei eine 2-dimensionale Strömung der Koordinaten (r, z) mit den Geschwindigkeitskomponenten \vec{u}_r , \vec{u}_z und $\vec{u}_\varphi = 0$ ab. Für das Feld gilt die „Laplace Gleichung“ (2.17):

$$\Delta\Phi = \frac{\partial^2\Phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial\Phi}{\partial r} + \frac{\partial^2\Phi}{\partial z^2} = 0. \quad (4.13)$$

Die Geschwindigkeitskomponenten ergeben sich nach (2.15) und unter Einführung der Einheitsvektoren \vec{e}_r und \vec{e}_z zu

$$\vec{u}_r = -\frac{\partial\Phi}{\partial r} \vec{e}_r \quad \text{und} \quad \vec{u}_z = -\frac{\partial\Phi}{\partial z} \vec{e}_z. \quad (4.14)$$

Nach z. B. [PRANDTL 1957] wird für das makroskopische Geschwindigkeitspotenzial Φ_m der rotationssymmetrische Lösungsansatz

$$\Phi_m(r, z) = -\frac{a}{2} (r^2 - 2z^2) \quad (4.15)$$

gewählt. Mit (4.14) gilt für die Geschwindigkeitskomponenten

$$\vec{u}_r = ar \vec{e}_r \quad \text{und} \quad \vec{u}_z = -2az \vec{e}_z. \quad (4.16)$$

(4.16) Dadurch ist nach Gleichung (4.16) und Bedingung (4.6)

$$a \vec{e}_z = \frac{\vec{u}_s}{2d}. \quad (4.17)$$

Unter Verwendung von Gleichung (4.8) und (4.17) für das makroskopische Geschwindigkeitspotenzial Φ_m sowie Gleichung (2.24) und (2.25) lässt sich der Druckabfall entlang des Weges B der Strömung zwischen den Flächen $B0$ und $B1$ mit

$$p_{B0} - p_{B1} = \Xi \frac{|\vec{q}_{-s}|}{4\pi d r_A^2} \left(\frac{d^2}{2} + r_{B1}^2 \right) \quad (4.18)$$

berechnen.

Bereich B1- B2

Der Bereich $B1 - B2$ des Weges B in Bild 4.2 soll näherungsweise mit Hilfe einer rotations-symmetrischen Quellströmung, dem Feld einer Linienquelle, beschrieben werden. Die Betrachtung der Strömung als Potenzialströmung erfordert wiederum die Gültigkeit der „Laplace Gleichung“

$$\Delta\Phi = \frac{\partial^2\Phi}{\partial r^2} + \frac{\partial^2\Phi}{\partial z^2} = 0. \quad (4.19)$$

Für das makroskopische Geschwindigkeitspotenzial Φ_m dieser Quelle mit der Quellstärke \vec{A}_Q angeordnet im Koordinatenursprung wird der Ansatz

$$\Phi_m = -\frac{\vec{A}_Q}{2\pi} \ln \frac{r}{r_0} \vec{e}_r \quad (4.20)$$

gewählt. Die Geschwindigkeitsfunktion \vec{u}_r in radialer Richtung ist unter Anwendung von (4.14)

$$\vec{u}_r = \frac{\vec{A}_Q}{2\pi} \frac{1}{r}. \quad (4.21)$$

Somit bilden die Äquipotenziallinien $\nabla\Phi = 0$ konzentrische Kreise des Radiuses r um den Koordinatenursprung. Diese Beschreibung gilt für einen in z -Richtung unendlich ausgedehnten Zylinder. Der Volumenfluss \vec{q}_{-B1} durch den Zylindermantel, aufgespannt durch den Radius r_{B1} und die Dicke d des Asphalts, ist jedoch

$$\vec{q}_{-B1} = 2\pi r_{B1} d \vec{u}_r. \quad (4.22)$$

Daher gilt auf dem Zylindermantel $B1$ mit Gleichung (4.8) und Gleichung (4.20) sowie unter Berücksichtigung der Gleichungen (2.24) und (2.25)

$$p_{B2} - p_{B1} = \Xi \frac{|\vec{q}_{-s}|}{2\pi d} \ln \frac{r_{B2}}{r_{B1}}. \quad (4.23)$$

Bereich B2 - B3

Zur näherungsweise Beschreibung der Strömung entlang des Weges B im Bereich $B2 - B3$ (Bild 4.2) wird das Feld der ebenen Staupunktströmung mit dem Geschwindigkeitspotenzial

$$\Phi_m = -\frac{a}{2} ((r + r_{B3})^2 - z^2) \quad (4.24)$$

verwendet. Dieses makroskopische Geschwindigkeitspotenzial stellt eine Lösung der „Laplace-Gleichung“ (4.19) für den ebenen Fall dar. Für die Geschwindigkeitskomponente in r -Richtung gilt mit der Gleichung (4.14)

$$\vec{u}_r = a(r + r_{B3}) \vec{e}_r. \quad (4.25)$$

Durch die Berücksichtigung der Bedingung (4.8) ist die Strömungsgeschwindigkeit \vec{u}_{B2} durch die Zylindermantelfläche $B2$ mit

$$\vec{u}_{B2} = \frac{|\vec{q}_{-s}| \vec{e}_r}{2\pi r_{B2} d} \quad (4.26)$$

beschreibbar. Dazu sei angemerkt, dass zur Modellierung der Strömung entlang des Weges B im Bereich $B2-B3$ (Bild 4.2) die Strömungsgeschwin-

digkeit \vec{u}_r im Feld der ebenen Staupunktströmung mit

$$\vec{u}_r = -\vec{u}_{B2}$$

anzugeben ist. Somit kann mit Hilfe der Gleichungen (4.11), (4.24), (4.25) und (4.26) sowie mit den Gleichungen (2.24) und (2.25) für den Druck auf der Fläche $B2$ $P\{r,z,\vartheta\} = P\{r > r_{B2}, d, 0 \leq \vartheta \leq 2\pi\}$:

$$p_{B2} - p_0 = \Xi \frac{\vec{q}_{-s}}{4\pi r_{B2} d (r_{B3} - r_{B2})} \left((r_{B3} - r_{B2})^2 - \frac{d^2}{4} \right) \quad (4.27)$$

geschrieben werden.

Nunmehr ist die gesamte Druckverteilung entlang des Strömungsweges mit Hilfe der Gleichungen (4.18), (4.23) und (4.27) angebar:

$$p_{B0} - p_0 = |\vec{q}_{-s}| \frac{\Xi}{4\pi d} \left(\frac{\frac{d^2}{2} + r_{B1}^2}{r_A^2} + 2 \ln \frac{r_{B2}}{r_{B1}} + \frac{(r_{B3} - r_{B2})^2 - \frac{d^2}{4}}{r_{B2}(r_{B3} - r_{B2})} \right). \quad (4.28)$$

Der effektive spezifische Strömungswiderstand R'_s an der Stelle $B0$ kann folglich unter der Berücksichtigung von

$$r_{B1} = r_A, \quad (4.29)$$

$$r_{B3} = r_{B2} + \Delta r_{B3} \quad (4.30)$$

und

$$\Delta r_{B3} \ll r_{B2} \quad (4.31)$$

mit

$$\begin{aligned} R'_s &= \frac{p_{B0} - p_0}{|\vec{q}_{-s}|} \pi r_A^2 \\ &= \Xi \frac{r_A^2}{4d} \left(1 + 2 \ln \frac{r_{B2}}{r_A} + d^2 \left[\frac{1}{2r_A^2} - \frac{1}{4r_{B2}\Delta r_{B3}} \right] \right) \end{aligned} \quad (4.32)$$

angegeben werden.

Durch die in (4.6) bis (4.12) und (4.31) getroffenen Vereinfachungen sowie die gewählten Beschreibungen der Potenzialfelder stellt Gleichung (4.32) lediglich eine Näherungslösung dar. Sie ermöglicht jedoch eine Abschätzung des Einflusses der Parameter des Messaufbaus auf den effektiven spezifischen Strömungswiderstand.

So führt beispielsweise die Erhöhung der Strömungsresistenz Ξ oder die Verlängerung des Schenkels r_{B2} vom Messaufsatz (vergl. Bilder

4.4 und 4.5) zur Vergrößerung des effektiven spezifischen Strömungswiderstands R'_s . Anhand der Gleichung (4.3 2) lassen sich die in situ gemessenen Werte des effektiven spezifischen Strömungswiderstands R'_s in die Strömungsresistenz Ξ einzig auf der Basis der Geometriedaten umrechnen.

Darüber hinaus muss davon ausgegangen werden, dass der effektive spezifische Strömungswiderstand R'_s eine Abhängigkeit vom eingeleiteten Volumenfluss \vec{q}_{-s} aufweist. Damit Rückschlüsse auf die Strömungsresistenz Ξ des Materials gezogen und somit Aussagen zur Dauerhaftigkeit der Wirkung des Asphalts getroffen werden können, sollten daher gemäß der Bedingung (2.26) sehr geringe Werte für die Strömungsgeschwindigkeit \vec{u}_s verwendet werden. Dies steht in Einklang mit der Forderung in [DIN-EN-29053 1993]. Hier wird zur Messung des Strömungswiderstands eine Strömungsgeschwindigkeit $|\vec{u}_s| = 0,5$ mm/s verlangt.

Die Bilder 4.4 und 4.5 zeigen den effektiven spezifischen Strömungswiderstand R'_s in Abhängigkeit vom Radius r_{B2} des Messaufsatzes. Die hier dargestellten Messwerte wurden an einer Platte offenzelligen Schaumstoffs und an einer Platte offenzelligen Asphalts im Labor gewonnen.

Zur abschätzenden Berechnung der Ergebnisse der Bilder 4.4 und 4.5 ist die Bedingung (4.29) herangezogen worden. Die Differenz zwischen den Radien r_{B3} und r_{B2} beträgt dabei

$$\Delta r_{B3} = 0,02 \text{ m.}$$

In diesem Fall stimmen die Ergebnisse der Berechnung gut mit den Messergebnissen überein. Dagegen werden durch die Berechnung im Vergleich zur Messung für Radien $r_{B1} > r_A$ zu große Werte vorhergesagt. Die gleiche Aussage kann für Radien $\Delta r_{B3} > 0,02$ m getroffen werden. Dies ist durchaus plausibel, da mit dem für den Bereich $B2 - B3$ des Strömungsweges B gewählten ebenen Potenzialfeld ein im Vergleich zur Realität zu hoher Druckverlust p_{B2} berechnet wird.

Bei der Auslegung des Messaufsatzes wurde eine Schenkellänge von 0,12 m vorgesehen. Dadurch entspricht die aufliegende Fläche des Messzylinders der Auflagefläche eines realen Pkw-Reifens. Mit Hilfe von Gleichung (4.28) lässt sich darüber hinaus der Messbereich der zu verwendenden Druckaufnehmer abschätzen.

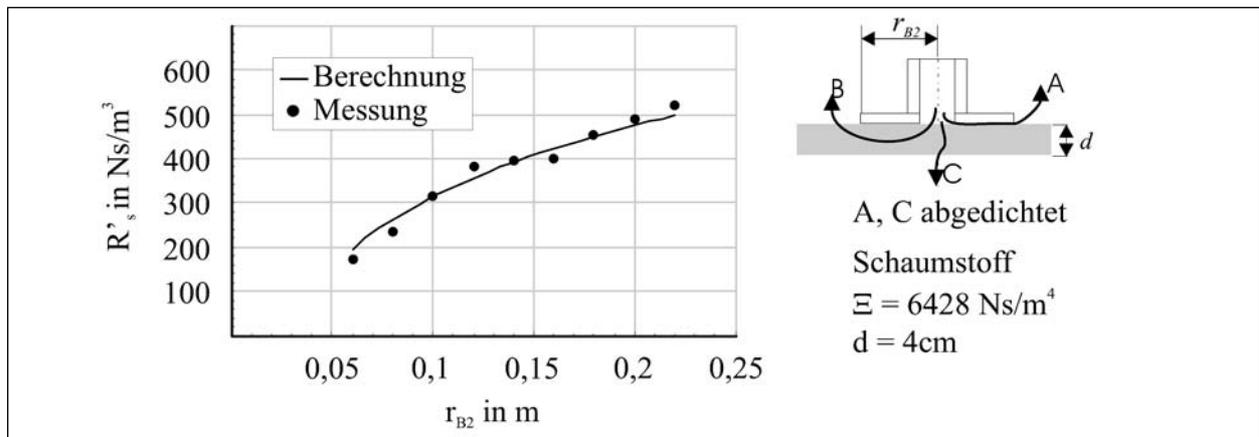


Bild 4.4: Effektiver spezifischer Strömungswiderstand R'_s eines offenzelligen Schaumstoffs in Abhängigkeit vom Radius r_{B2} des Messaufsatzes, Parameter: $r_{B3} = r_{B2} + 0,02 \text{ m}$, $r_{B1} = r_A$, $r_A = 0,05 \text{ m}$, $\Xi = 6.428 \text{ Ns}/\text{m}^4$, $\vec{u}_s = 0,0005 \text{ m}/\text{s}$, $d = 0,04 \text{ m}$

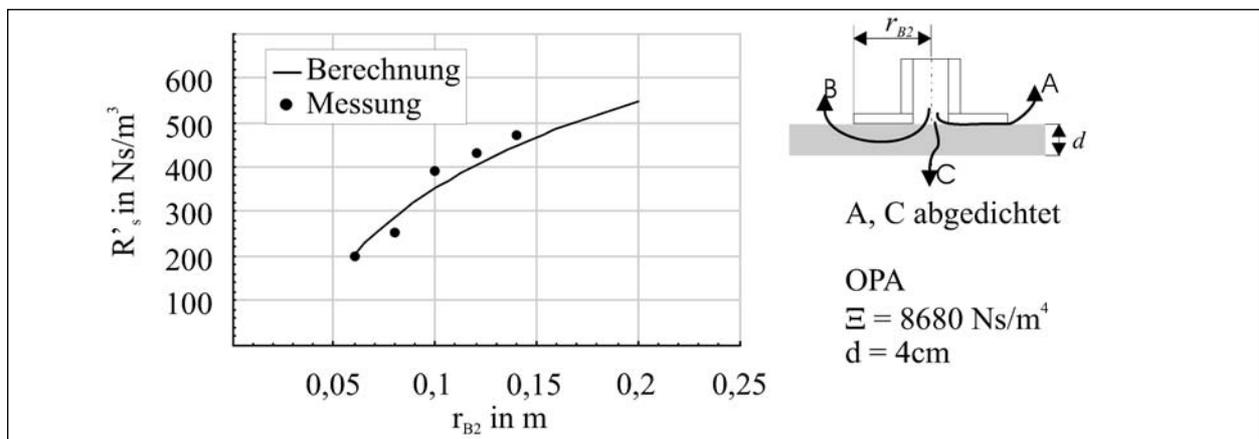


Bild 4.5: Effektiver spezifischer Strömungswiderstand R'_s einer offenporigen Asphaltplatte in Abhängigkeit vom Radius r_{B2} des Messaufsatzes, Parameter: $r_{B3} = r_{B2} + 0,02 \text{ m}$, $r_{B1} = r_A$, $r_A = 0,05 \text{ m}$, $\Xi = 8.680 \text{ Ns}/\text{m}^4$, $\vec{u}_s = 0,0005 \text{ m}/\text{s}$, $d = 0,04 \text{ m}$

4.3.2 Fehlerbetrachtungen

Zufällige Fehler – Vergleich zwischen der Labormessung und Messung in situ

Messung mit aufgeklebter Dichtung

Die Messung erfolgte mit dem in Bild 4.2 skizzierten Aufsatz. Der Darstellung in Bild E.2 im Anhang kann dessen Anordnung auf der Straßenoberfläche entnommen werden. Bedingt durch die Ergebnisse der Vorversuche (Tabelle 4.1) war es notwendig, die verwendeten Gummidichtungen auf die Fahrbahnoberfläche zu kleben. Als Klebstoff wurde dabei Silikonkautschuk verwendet.

Die Messungen wurden an den in Tabelle 4.2 genannten Messorten und -punkten jeweils 10-mal wiederholt. Die Reproduzierbarkeit ist dabei anhand der Standardabweichung, definiert nach [BRONSTEIN et al., 2001, Gleichung (16.203)], der Mess-Serien abgeschätzt worden.

Zeile	Messort*	Messpunkt* #	$\frac{\Delta R'_{s,max}}{E\{R'_s\}}$ in %	σ in %	Anzahl der Messungen
1	M1	3	6,7	3,2	10
2	M2.1	2	4,5	1,4	10
3	M2.2	5	3,4	2,7	10
4	M2.3	8	3,6	1,9	10
5	M3.1	6	4,2	4,3	10
6	M3.2	2	3,6	2,1	10
7	M3.3	9	3,3	2,3	10
8	M3.4	4	3,5	2,0	10
Mittelwert:				2,5	

* Die genaue Bezeichnung der Messorte und -punkte ist Tabelle A. 1 im Anhang zu entnehmen

Tab. 4.2: Messung des effektiven spezifischen Strömungswiderstands R'_s . Adapter abgedichtet durch aufgeklebten Gumming; Klebstoff Silikonkautschuk.

Maximaler relativer Fehler $\frac{\Delta R'_{s,max}}{E\{R'_s\}}$ und Standardabweichung σ [BRONSTEIN et al. 2001, Gleichung (16.203)] der gewonnenen Messergebnisse

Ein Vergleich der Ergebnisse der Vorversuche im Labor (Tabelle 4.1, Zeile 10) mit den hier gewonnenen

nen Werten (Tabelle 4.2) zeigt eine Verschlechterung der Reproduzierbarkeit. Während die im Labor gewonnenen Messwerte eine Standardabweichung σ von ca. 1 % aufweisen, wird bei der Messung vor Ort eine mittlere Standardabweichung von ca. 3 % beobachtet. Der relative maximale Fehler $\frac{\Delta R_s^{max}}{E\{R_s\}}$ beträgt hier ca. 7 %.

Messung mit Sylomer-Dichtung

Gemäß den Ergebnissen der Vorversuche, dargestellt in Tabelle 4.1, Zeilen 1-8, wurde zur Abschätzung des Einflusses der Fahrbahntextur auf das Messergebnis eine Abdichtung des Messaufsatzes auf der Straße mit Sylomer L25 vorgesehen. Der Messaufsatz ist dabei mit einer Masse von 60 kg belastet worden. Diese Dichtung wurde nicht auf die Straße geklebt.

Wie bereits bei der Messung mit geklebter Gummidichtung festgestellt, führt der in situ-Einsatz der Messvorrichtung mit aufgelegter Sylomer-Dichtung zur Verschlechterung der Genauigkeit der Messergebnisse (Tabelle 4.1). Bei den in situ gewonnenen Werten wurde eine mittlere Standardabweichung σ von ca. 6 % beobachtet. Die im Labor ermittelten Messserien wiesen dagegen eine Standardabweichung von nur ca. 4 % auf (Tabelle 4.1, Zeile 6). Der relative maximale Fehler $\frac{\Delta R_s^{max}}{E\{R_s\}}$ beträgt beim in situ-Einsatz ca. 14 %.

Systematische Fehler

Messbereich der Druckaufnehmer

Die erste Erprobung des Messsystems zeigte, dass die gewonnenen Messwerte viel stärker durch den bei der Messung auftretenden systematischen Fehler verfälscht werden können. Die Höhe dieses Fehlers kann jedoch durch die Wahl des optimalen Messbereiches der Druckmesser minimiert werden. Dazu sollte zunächst vor jeder Messung eine Kurzmessung durchgeführt werden. Anhand der hierbei gemessenen Druckwerte ist dann der entsprechende Bereich der Strömungsgeschwindigkeiten $\vec{u}_{s,k}$ auszuwählen.

Feuchtigkeit des Fahrbahnbeläges

Während der Vorversuche im Labor wurde der Einfluss der Feuchtigkeit innerhalb der Asphaltproben auf das Messergebnis experimentell untersucht. Dazu ist eine Asphaltprobe gleichmäßig mit einer Wassermenge von 100 ml/dm² benetzt worden.

Zeile	Messort*	Messpunkt* #	$\frac{\Delta R_s^{max}}{E\{R_s\}}$ in %	σ in %	Anzahl der Messungen
1	M1	3	8,9	5,3	10
2	M2.1	2	10,6	6,4	10
3	M2.2	5	7,8	4,5	10
4	M2.3	8	12,6	7,6	10
5	M3.1	6	12,4	8,3	10
6	M3.2	2	8,9	5,8	10
7	M3.3	9	8,2	5,7	10
8	M3.4	4	13,6	7,4	10
Mittelwert:				6,4	
* Die genaue Bezeichnung der Messorte und -punkte ist Tabelle A. 1 im Anhang zu entnehmen					

Tab. 4.3: Messung des effektiven spezifischen Strömungswiderstands R_s' . Adapter abgedichtet mit Sylomer L25-Ring, Auflagegewicht mit einer Masse von 60 kg, (Diese Dichtung wurde nicht auf die Straße geklebt), Maximaler relativer Fehler $\frac{\Delta R_s^{max}}{E\{R_s\}}$ und Standardabweichung σ (Gleichung (16.203) in [BRONSTEIN et al. 2001]) der gewonnenen Messergebnisse

Die Darstellung des effektiven spezifischen Strömungswiderstandes R_s' über einen Zeitraum von ca. 2 Tagen in Bild 4.6 zeigt zunächst nach dem Zeitpunkt der Benetzung einen Anstieg des Strömungswiderstands um ca. 80 %. Danach kann im Zeitraum der nächsten 6 Stunden eine starke Verringerung des Strömungswiderstands beobachtet werden. Innerhalb der darauf folgenden 40 Stunden verkleinert sich der Strömungswiderstand jedoch nur noch geringfügig. Noch 50 Stunden nach der Benetzung ist ein gegenüber dem trockenen Ausgangszustand um ca. 20 % höherer Strömungswiderstand messbar.

Die Versuche sind an weiteren Asphaltproben wiederholt worden. Dabei wurde besonderes Augenmerk auf die Nachweisbarkeit der Benetzung gelegt. Nach der Norm [DIN-ISO-13472-1 1999] soll die Prüfung des Feuchtigkeitsgehaltes der Straße anhand eines Druckluftgerätes durchgeführt werden. Dazu ist ein kurzer Druckstoß aus einer senkrecht auf die Straßenoberfläche gerichteten Druckluftpistole an fünf Stellen in den Asphalt einzubringen. Wird dadurch eine Sprühfahne erzeugt, ist die Durchführung der in [DIN-ISO-13472-1 1999] beschriebenen Messung nicht erlaubt. In der 04/2004 herausgegebenen Novellierung dieser Norm ist dieser Hinweis nicht mehr enthalten. Daher soll an dieser Stelle die Festlegung der Messbedingungen kurz erörtert werden:

Im Labor konnte festgestellt werden, dass nach der Benetzung der Asphaltproben über einen Zeitraum von etwa 6-7 Stunden eine sichtbare Sprühfahne

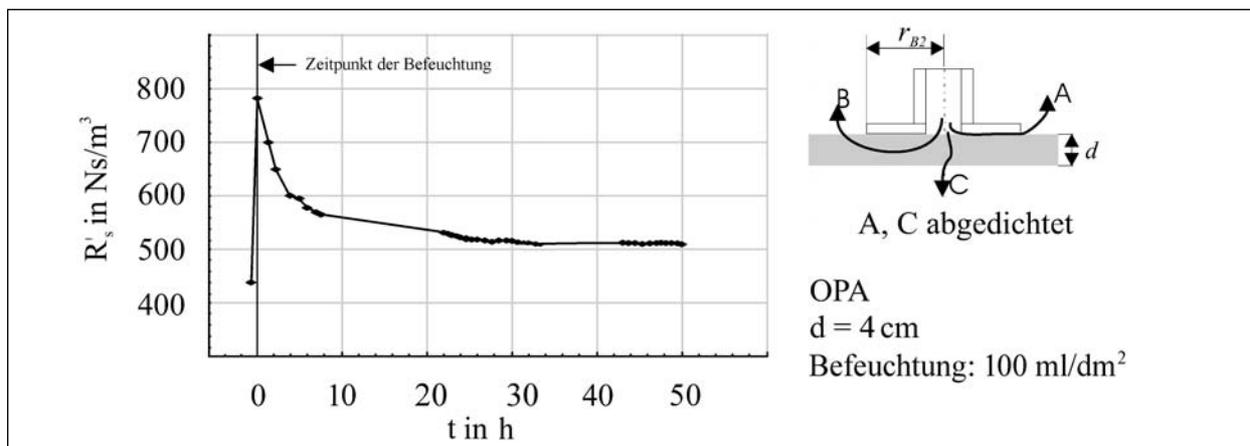


Bild 4.6: Änderung des effektiven spezifischen Strömungswiderstands R'_s nach Befeuchtung des Fahrbelags als Funktion der Zeit t ,
Parameter: $\Xi = 8.680 \text{ Ns/m}^4$ gemessen im trockenen Zustand, $\vec{u}_s = 0,0005 \text{ m/s}$, $d = 0,04 \text{ m}$

nachgewiesen werden kann. Über diesen Zeitpunkt hinaus war jedoch keine Sprühfahne mehr beobachtbar.

Bei den gleichen Versuchen auf der realen Fahrbahn am Messpunkt M2.1 konnte bereits eine halbe Stunde nach Benetzung keine Sprühfahne mehr nachgewiesen werden. Zur Durchführung dieser Versuche wurde die gleiche Wassermenge pro Quadratmeter wie im Labor auf eine Fläche von ca. 10 m^2 über den Asphalt verteilt.

Diese unterschiedlichen Messergebnisse können auf die zwischen Labor und realer Fahrbahn differierenden Versuchsbedingungen zurückgeführt werden. So ist zum einen davon auszugehen, dass vor Ort ein schnelleres Austrocknen des Asphalts durch Sonneneinstrahlung und Wind zu erwarten ist. Zum Anderen kann auf der realen Fahrbahn die seitliche Ableitung des Wassers durch das Gefälle der Sperrschicht ebenfalls zu einem erheblich schnelleren Abtrocknen des Asphalts führen. Bei den Versuchen im Labor dagegen wurde weder die Trocknung mittels Wärmestrahlung oder -strömung beschleunigt, noch das Wasser seitlich abgeleitet.

Die infolge der Benetzung der Asphaltproben hervorgerufene Veränderung des Strömungswiderstands ist eindeutig auf das eingebrachte Wasser zurückzuführen. Dies stützt sich auf die Tatsache, dass zum Zeitpunkt der Benetzung innerhalb der Proben keine wasserlöslichen Stoffe enthalten waren, deren Zersetzung oder Ausspülung eine Veränderung der Struktur bewirkt hätte. Es kann daher davon ausgegangen werden, dass über die 50-stündige Beobachtungszeit hinaus eine Restfeuchtigkeit im Asphalt vorhanden sein wird.

Basierend auf diesen Beobachtungen und anhand der in Deutschland vorherrschenden meteorologischen Bedingungen soll die Annahme getroffen werden, dass an der realen Fahrbahn ebenfalls eine permanente Restfeuchtigkeit vorhanden ist. Dieser Annahme folgend, muss die permanente Feuchtigkeit der Fahrbahn als Eigenschaft der Straße berücksichtigt werden.

Der Grad der Restfeuchtigkeit im Asphalt ist, den eingangs durchgeführten Erörterungen zufolge, mit Hilfe des in [DIN-ISO-13472-1 1999] beschriebenen Tests nicht nachweisbar. Weiterhin trocknet die reale Fahrbahn zumindest unmittelbar nach dem Befeuchten schneller ab als eine Asphaltprobe im Labor. Im Labor wird nach ca. 6 Stunden Austrocknung der Proben nur noch eine geringe Änderung des spezifischen effektiven Strömungswiderstands beobachtet. In etwa nach dieser Zeit, d. h. 6-7 Stunden, ist darüber hinaus im Labor keine Sprühfahne mehr nachweisbar. Auf der realen Fahrbahn liegt dieser Zeitpunkt bei 4 Stunden. Daher soll als Kriterium zur Durchführbarkeit einer Messung festgelegt werden, dass 4 Stunden nachdem keine Sprühfahne mehr nachweisbar ist, die Messung durchgeführt werden kann.

4.4 Zusammenfassung

Zur Bestimmung des effektiven spezifischen Strömungswiderstands R'_s wird die „Vergleichsmethode“ nach STINSON [STINSON und DAIGLE, 1988], eine Variante des Luftgleichstromverfahrens, verwendet. Mit Hilfe dieses Verfahrens ist die Bestimmung der Strömungsresistenz Ξ einer Probe im Probenhalter mit einem maximalen relativen Fehler von 1 % möglich.

Die Messung des effektiven spezifischen Strömungswiderstands R'_s erfolgt anhand eines zylinderförmigen Adapters mit Krempe, welcher direkt auf die Straße aufgesetzt wird. Der Radius der Krempe wurde anhand der zu erwartenden Asphaltmengen und Strömungswiderstände ausgelegt und beträgt 12 cm.

Für Untersuchungen zur Nachhaltigkeit der akustischen Wirkung der inneren Struktur des Asphalts muss der Messaufsatz mit einem mittels Silikonkautschuk aufgeklebten Gummiring abgedichtet werden. Der relative maximale Fehler beträgt hier ca. 7 %. Die über die durchgeführten Testserien gemittelte relative Standardabweichung σ ist mit ca. 3 % angebar.

Soll mit der Messanordnung zusätzlich der Einfluss der Straßentextur auf den Strömungswiderstand Berücksichtigung finden, ist der Messaufsatz auf der Fahrbahn mit Sylomer L25 abzudichten. Die auf den Adapter aufgelegte Masse beträgt dabei 60 kg. Diese Art der Abdichtung hat eine Verschlechterung der Messgenauigkeit zufolge. Der maximale relative Fehler dieser Messanordnung beträgt nunmehr ca. 14 %. Die über die durchgeführten Testserien gemittelte relative Standardabweichung muss mit ca. 6 % angenommen werden.

Einen großen Einfluss auf das Messergebnis hat die innere Feuchtigkeit des Asphalts. Den hier durchgeführten Untersuchungen zufolge muss davon ausgegangen werden, dass zu jeder Zeit innerhalb des Asphalts eine Restfeuchtigkeit vorhanden sein wird. Diese Feuchtigkeit ist daher als Eigenschaft der Straße zu berücksichtigen.

Als Kriterium zur Durchführbarkeit der Messungen wurde eine in [DIN-ISO-13472-1 1999] enthaltene Bedingung herangezogen. Hier wird die Feuchtigkeit anhand eines Sprühstoßes aus einer Druckluftpistole mit der auf diese Weise entstehenden Sprühfahne nachgewiesen. Dieser Test wurde für die hier durchgeführten Messungen erweitert. Erst nach einem Zeitraum von 4 Stunden nachdem mit dem Verfahren nach [DIN-ISO-13472-1 1999] keine Sprühfahne mehr nachweisbar ist, soll eine Messung als gültig angesehen werden.

5 In situ-Messung des Schallabsorptionsgrades bei starkem Temperaturgradienten über der Fahrbahn

5.1 Einführung

In vielen Situationen ist es notwendig, die Absorptionseigenschaften einer Probe vor Ort zu bestimmen. In den vergangenen Jahren wurden zu diesem Themenkreis die verschiedensten Methoden vorgestellt. Als Referenz seien an dieser Stelle die Übersichtsarbeiten von NOCKE und EMBLETON [NOCKE, 2000b; EMBLETON, 1996] erwähnt.

Eines der in der jüngsten Zeit wieder häufig diskutierten Verfahren ist die „Impuls-Echo-Methode“, [MORGAN und WATTS, 2003]. Oftmals wird diese Methode im Zusammenhang mit der „Subtraktionstechnik“ [MOMMERTZ, 1995], einer Technik der Signalanalyse, angewandt. Dieses Verfahren zeichnet sich besonders durch eine hohe mechanische Robustheit der experimentellen Anordnung und einem geringen experimentellen Aufwand aus.

De GEETERE untersucht [De GEETERE et al., 2000] neben dem hier beschriebenen Verfahren die Methode nach WILMS [WILMS und HEINZ 1991] zur „Schärfung“ des Impulsverlaufs und das „Zwei-Mikrofon“-Verfahren nach ALLARD [ALLARD und CHAMPOUX, 1989]. Zusammenfassend kann dieser vergleichenden Arbeit entnommen werden, dass keine der untersuchten Methoden eine signifikant höhere Genauigkeit bei der Bestimmung der Absorptionsgrades aufweist. Dies kann durch einen Vergleich der Resultate von Arbeiten zur „Impuls-Echo-Methode“, z. B. [GARAI, 1993; MOMMERTZ, 1998; MORGAN und WATTS, 2001; HÜBELT, 2001], mit den Arbeiten zu „Zwei-Mikrofon“- oder auch „Übertragungsfunktion“-Verfahren, z. B. [ALLARD und SIEBEN, 1985; JANSSENS et al., 2000; DUTILLEUX et al., 2001], bestätigt werden.

Durch ein internationales Expertenteam [GARAI et al., 1998] wurde die „Impuls-Echo-Methode“ zur Bestimmung der Absorptionseigenschaften von Fahrbahnoberflächen genormt ISO 13472-1 [1998]. Aufgrund der erzielbaren Genauigkeit sowie des geringen experimentellen Aufwands soll daher innerhalb der hier vorliegenden Arbeit auf diese Methode zurückgegriffen werden.

Die Bezeichnung des Verfahrens als „Impuls-Echo-Methode“ suggeriert die Verwendung von

Einzelimpulsen zur Anregung des Schallfeldes. Einzelimpulse weisen jedoch einen hohen Spitzenwert im Vergleich zu ihrem Effektivwert, dem „Crest-Faktor“, auf. Zum Erzielen günstigerer Bedingungen für die Aussteuerung eines zu verwendenden Verstärker/Lautsprecher-Systems und des Signal-Rauschabstandes wird daher die Korrelationsmesstechnik im Zusammenhang mit „Maximalfolgen“ (MLS) herangezogen. Diese Anregungssignale besitzen bei gleichem Betragsspektrum einen bedeutend geringeren Crest-Faktor, z. B. [VORLÄNDER, 1995]. Hinweise zur Genauigkeit einer Schallausbreitungsmessung über absorbierenden Böden unter Verwendung von MLS können HEUTSCHI und ROSENHECK [1997] entnommen werden.

Zum Einsatz der digitalen Korrelationsmesstechnik werden die Signale im Zeitbereich als Folge diskreter Amplitudenwerte abgelegt. Die Anwendung der diskreten Fouriertransformation (DFT) auf diese abgetasteten zeitbegrenzten Signale führt im Frequenzbereich zu einem periodischen Linienspektrum. Für eine übersichtliche Erläuterung der wesentlichen Eigenschaften der „Impuls-Echo-Methode“ soll jedoch auf die periodische und diskrete Darstellung der Signale im Frequenzbereich verzichtet werden. Die Signale werden daher als Funktion einer kontinuierlichen Frequenz f gezeigt und sind als Hüllkurve der ersten Periode des periodischen Linienspektrum aufzufassen.

Im einfachsten Fall liegt der „Impuls-Echo-Methode“ in Verbindung mit der „Subtraktionstechnik“ das Spiegelquellen-Modell zur Beschreibung des Schallfeldes mit $\underline{A}_0 = j\omega\rho q/(4\pi)$

$$\underline{p}_1 = \frac{\underline{A}_0}{r_0} \cdot e^{-jk_0 r_0} \cdot \left(1 + \frac{r_0}{r_1} \cdot \underline{R}_p \cdot e^{-jk_0(r_1-r_0)}\right) \quad (5.1)$$

zugrunde. Für die sich in Luft ausbreitende Longitudinalwelle soll innerhalb des betrachteten Frequenzbereichs die Dispersion vernachlässigbar sein. Die Lage der Strecken r_0 und r_1 kann Bild 2.4 entnommen werden. Gleichung (5.1) beinhaltet bei einer vorgegebenen Geometrie des Messaufbaus und bei bekannter Umgebungstemperatur zwei Unbekannte, die Quellstärke \underline{A}_0 und den Reflexionsfaktor \underline{R}_p der zu untersuchenden Probe. Zur Bestimmung des Reflexionsfaktors ist daher die Durchführung einer zweiten Messung, des Schalldrucks \underline{p}_2 im Freifeld der Quelle (Kompensationsmessung) bei unveränderter Quellstärke \underline{A}_0 erforderlich

$$\underline{p}_2 = \frac{\underline{A}_0}{r_0} \cdot e^{-jk_0 r_0}. \quad (5.2)$$

Die Extraktion des reflektierten Signals erfolgt durch Subtraktion

$$\underline{p}_1 - \underline{p}_2 = \frac{\underline{A}_0 \cdot \underline{R}_p}{r_1} \cdot e^{-jk_0 r_1}. \quad (5.3)$$

Für den Reflexionsfaktor gilt dann:

$$\underline{R}_p = \left(\frac{\underline{p}_1 - \underline{p}_2}{\underline{p}_2}\right) \frac{r_1}{r_0} \cdot e^{jk_0(r_1-r_0)}. \quad (5.4)$$

Problem

Parasitäre Reflexionen

Nach Gleichung (5.4) ist zur Bestimmung des Reflexionsfaktors \underline{R}_p die Messung von zwei Schalldruck-Frequenz-Spektren notwendig. Für die Beschreibung des Schallfeldes der ersten Messung gilt Gleichung (5.1). Für die zweite Messung, die Kompensationsmessung, soll Gleichung (5.2) herangezogen werden.

Die Transformation der Übertragungsfunktion $\underline{p}_1/\underline{A}_0$ nach Gleichung (5.1) in den Zeitbereich ergibt die Impulsantwort $h_1(t)$

$$\mathcal{F}^{-1} \left\{ \frac{\underline{p}_1(\omega)}{\underline{A}_0(\omega)} \right\} \equiv h_1(t).$$

Diese besteht aus der Impulsantwort $h_{r_0}(t)$ der Schallwelle, die sich entlang des direkten Weges r_0 ausbreitet und einem weiteren Impuls $h_1(t)$, dessen Ausbreitungsweg r_1 sich über die reflektierende Probe erstreckt (Bild 5.1)

$$h_1(t) = \underbrace{\frac{1}{r_0} \cdot \delta(t - \tau_{r_0})}_{h_{r_0}(t)} + \underbrace{h_{R_p}(t) * \frac{1}{r_1} \cdot \delta(t - \tau_{r_1})}_{h_{r_1}(t)}$$

$$* \triangleq \text{Faltung}. \quad (5.5)$$

Da der Reflexionsfaktor im Zeitbereich nicht definiert ist, wird seine Fourierrücktransformierte als

$$\mathcal{F}^{-1} \{ \underline{R}_p(\omega) \} \equiv h_{R_p}(t) \quad (5.6)$$

dargestellt.

In der Realität ist jedoch mit zusätzlichen Reflexionen an Hindernissen im Umkreis der zu untersuchenden Probe zu rechnen. Dies kann bei der Messung an offenen Straßenbelägen z. B. durch

Reflexionen an Schallschirmen eintreten. Somit sind zusätzliche Impulsantworten, im Folgenden als parasitäre Reflexionen $h_{rn}(t)$ mit $n > 1$ bezeichnet, zu berücksichtigen:

$$h_1(t) = \frac{1}{r_0} \cdot \delta(t - \tau_{r_0}) + \sum_{n=1}^k h_{R_{pn}}(t) * \frac{1}{r_n} \cdot \delta(t - \tau_{r_n}). \quad (5.7)$$

Gleichung (5.7) kann für $k = 1$ durch Fouriertransformation in Gleichung (5.1) überführt werden. Im Fall $k > 1$ ist indes eine Überführung nur durch Zeitfensterung möglich. Dabei wird die Länge T_W des Zeitfensters $h_W(t)$ durch die untere Grenze f_{UG} des zu untersuchenden Frequenzbereichs bestimmt

$$T_W \geq \tau_{r_1} + 1/f_{UG} - \tau_r. \quad (5.8)$$

Der Startpunkt des Fensters sei mit

$$t_s \approx \tau_r \quad (5.9)$$

festgelegt.

Zur exakten Beschreibung der „Subtraktionstechnik“ gilt:

$$\underline{R}_p = \left(\frac{p_1 * \underline{H}_w - p_2 * \underline{H}_w}{p_2 * \underline{H}_w} \right) \frac{r_1}{r} \cdot e^{jk_0(r_1 - r_0)}. \quad (5.10)$$

Für eine zunächst idealisierte Betrachtung soll die Fouriertransformierte des Zeitfensters $\underline{H}_W(\omega)$ als

$$\mathcal{F}\{h_W(t)\} \equiv \underline{H}_W(\omega) = \begin{cases} 1 & \rightarrow f = 0 \\ 0 & \rightarrow f \neq 0 \end{cases} \quad (5.11)$$

eingehen. Diese Definition erfordert im Widerspruch zu (5.8) eine Länge des Zeitfensters von

$$T_W \rightarrow \infty.$$

Da jedoch die Amplituden des Zeitvektors $h_1(t)$ außerhalb der Impulse h_{rn} verschwinden, kann die Berechnung des Reflexionsfaktors \underline{R}_p mit ausreichender Genauigkeit unter Berücksichtigung der Näherung (5.11) erfolgen. Als besonders günstig erweist sich dabei die Anwendung von „Halbfenstern“, z. B. das „Halfhamming-Fenster“. Die Auswirkung einer realen Zeitfensterung auf das Messergebnis wird anschließend durch Anwendung einer „Monte Carlo“ Simulation näher untersucht.

In Bild 5.1 a) liegt für den Fall $k > 1$ eine parasitäre Reflexion $h_{r_2}(t)$ innerhalb des Zeitfensters h_W . Gleichung (5.7) kann für $k > 1$ nur dann in Gleichung (5.1) überführt werden, wenn die Vereinfachung (5.11) und

$$\tau_{r_n} - \tau_{r_0} > T_W \text{ für } n > 1 \quad (5.12)$$

(5.12) gilt. Dies erfordert für den Messaufbau:

$$r_0 \approx r_1 \quad (5.13)$$

und

$$r \ll r_n. \quad (5.14)$$

Die Forderung (5.13) bedingt kleine Abstände r_M des Mikrofons zur Probenoberfläche. In Bild 5.1b ist aus diesem Grund das Mikrofon sehr nahe der Probe angeordnet. Des weiteren steht die Bedingung (5.13) in Übereinstimmung mit der Forderung nach möglichst kleinen „aktiven“ Flächen nach dem Fresnel-Zonen-Ansatz z. B. [BOULANGER et al., 1997]. Kleine charakteristische Dimensionen der Proben sowie eine niedrige untere Grenze f_{UG} bedingen sehr kurze Abstände r_M zwischen dem Mikrofon und der Probenoberfläche. Auch bei Fahrbahnoberflächen kann eine Forderung nach geringen „aktiven“ Flächen bestehen, da die Änderung der akustischen Eigenschaften zwischen der Reifenfahrspur und der restlichen Fläche der Fahrbahn für Untersuchungen von großem Interesse ist.

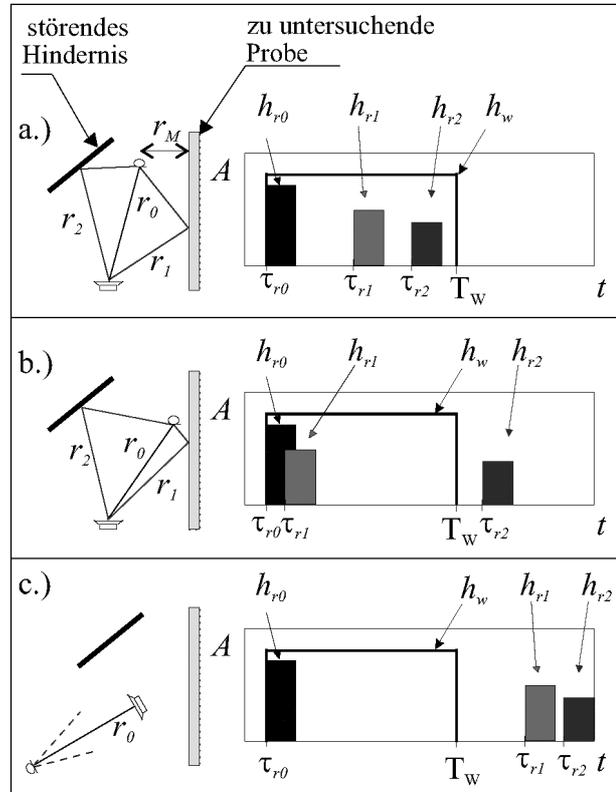


Bild 5.1 Impulsantworten des Systems (Prinzipische Skizze), t Zeit, A Amplitude,
 - Impulsantwort h_{r_0} : Schallausbreitung auf direktem Weg r_0 ,
 - Impulsantwort h_{r_1} : Schallausbreitung entlang Weg r_1 ,
 - Impulsantwort h_{r_2} : Schallausbreitung entlang Weg r_2

Zur Durchführung der Kompensationsmessung nach Gleichung (5.2) wird das Mikrofon unter Beibehaltung des Abstands r_0 zum Lautsprecher in eine größere Distanz zur Probe r_M gebracht. Dies kann z. B., wie in Bild 5.1 C gezeigt, durch Drehung der Lautsprecher/Mikrofonanordnung erfolgen. Mit Hilfe der Zeitfensterung der Länge T_W wird anschließend die Impulsantwort $h_2(t)$ extrahiert. Somit ergibt die Fouriertransformierte von $h_2(t)$ unter Berücksichtigung der Forderungen (5.11) und (5.13) die Übertragungsfunktion, beschrieben in Gleichung (5.2)

$$\mathcal{F}^{-1} \left\{ \frac{\underline{p}_2(\omega)}{\underline{A}_0(\omega)} \right\} \equiv h_2(t).$$

Temperatur

Grundsätzlich wird während des Zeitraums, in dem die Messung der Übertragungsfunktionen $\underline{p}_1/\underline{A}_0$ und $\underline{p}_2/\underline{A}_0$ stattfinden, die zeitliche Invarianz der Randbedingungen, z. B. Temperatur T und Abstand r_0 zwischen Quelle und Mikrofon, vorausgesetzt. Besonders über Fahrbahnoberflächen werden jedoch bei starker Sonneneinstrahlung beträchtliche Temperaturgradienten beobachtet. Da zur Durchführung der Referenzmessung $\underline{p}_2/\underline{A}_0$ die Lage der Messanordnung im Bezug zur Fahrbahnoberfläche verändert werden muss, tritt aufgrund des Temperaturgradienten über der Fahrbahn eine Abweichung $\Delta\tau_A$ in den Gruppenlaufzeiten zwischen den Messungen $\underline{p}_1/\underline{A}_0$ und $\underline{p}_2/\underline{A}_0$ auf. Diese Abweichung $\Delta\tau_A$ führt zu einem signifikanten Messfehler, insbesondere bei hohen Frequenzen.

Unter der Voraussetzung einer ideal absorbierenden Fläche kann der absolute systematische Fehler $\Delta|R|$ in Abhängigkeit von $\Delta\tau_A$ unter Berücksichtigung von (5.10) durch

$$\Delta|R_p| = |e^{j\omega\Delta\tau_A} - 1| = \sqrt{2} \{1 - \cos(\omega\Delta\tau_A)\}^{1/2} \quad (5.15)$$

ausgedrückt werden. In Übereinstimmung mit MOMMERTZ [1995] gilt somit für $\omega\Delta\tau_A \ll 1$

$$\Delta|R_p| \approx \omega\Delta\tau_A. \quad (5.16)$$

Mit den Näherungen [PIERCY et al., 1977]

$$c_0 \approx \left[331 + 0,6(T - 273K) \frac{1}{K} \right] \frac{m}{s} \quad (5.17)$$

und MOMMERTZ [1995]

$$\Delta\tau_A \approx r \frac{\Delta c_0}{c_0^2} \quad (5.18)$$

lässt sich der absolute systematische Fehler $\Delta|R|$ bei einem Temperaturunterschied zwischen den Messungen von 2 C und einer Frequenz von 3.000 Hz für eine ideal absorbierende Probe mit

angeben.

$$\Delta|R_p| = 0,25$$

Die Differenz in der Gruppenlaufzeit $\Delta\tau_A$ kann mit Hilfe einer zeitlichen Verschiebung der aufgenommenen Impulsantworten kompensiert werden. Soll diese Verschiebung in diskreten Zeitschritten durchgeführt werden, ist die Wahl einer Abtastfrequenz f_A , die weit über der durch das Abtasttheorem geforderten Nyquist-Frequenz f_{Ny} liegt günstig,

$$\text{Bei Messsystemen, die mit ihrer Abtastfrequenz } f_A \gg 2f_{oG}. \quad (5.19)$$

der Forderung (5.19) nicht genügen, kann eine Verschiebung der Signale um einen Zeitschritt Δt

$$\Delta t \ll \frac{1}{f_A}. \quad (5.20)$$

des Kurvenverlaufs erfolgen [ZEIBIG, 2000]. Dazu muss jedoch ein Kriterium, z. B. die Minimierung des Energieanteils in der Impulsantwort $h_1(t) - h_2(t)$ zum Zeitpunkt $\tau = r/c_0$, zur Berechnung der tatsächlichen Differenz zwischen den Gruppenlaufzeiten der beiden Zeitfunktionen eingeführt werden.

Lautsprecher-Impulsantwort

Zur Anregung des Schallfeldes wird in der Realität ein Lautsprecher mit der Impulsantwort $h_L(t)$ verwendet. Der Lautsprecher muss als bandbegrenztes System beschrieben werden, seine Impulsantwort weist eine Länge $\Delta\tau_L$ auf. Für Gleichung (5.7) gilt daher

$$h_1(t) = \underbrace{h_L(t) * \frac{1}{r_0} \cdot \delta(t - \tau_{r_0})}_{h_{r_0}} + \sum_{n=1}^k \underbrace{h_L(t) * h_{R_{pn}}(t) * \frac{1}{r_n} \cdot \delta(t - \tau_{r_n})}_{h_{r_n}}. \quad (5.21)$$

$$\delta(x) = \begin{cases} 1 & x=0 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}$$

Die Länge des Impulses hr_0 , beschrieben durch den ersten Term in Gleichung (5.21), wird somit

maßgeblich durch die Länge der Lautsprecher-Impulsantwort $\Delta\tau_L$ bestimmt. Daher führt eine Lautsprecher-Impulsantwort der Länge $\Delta\tau_L = 0,5$ ms (Bild F. 1) und eine Wegdifferenz nach Forderung (5.13) von $r_0 - r_1 = 0,02$ m bei einer Gruppengeschwindigkeit von $c_0 = 343$ m/s zu

$$\Delta\tau_L \gg \tau_{r_1} - \tau_{r_0}. \quad (5.22)$$

Die dadurch eintretende Überlagerung zwischen direktem h_r und indirektem Impuls h_{r_1} erschwert die exakte Berechnung der Gruppenlaufzeitdifferenz $\Delta\tau_A$ zwischen den Messungen $h_1(t)$ und $h_2(t)$ erheblich. Eine signifikante Minimierung des Messfehlers, hervorgerufen durch diese Differenz in Kombination mit Forderung (5.13), ist daher unmöglich. Die nachfolgenden Überlegungen beschäftigen sich daher mit der Entwicklung eines vom Fehler durch Gruppenlaufzeitdifferenz $\Delta\tau_A$ unabhängigen Verfahrens.

5.2 Entwicklung des Verfahrens

BOLTON'sches Verfahren

In einer Arbeit von BOLTON [BOLTON und GOLD, 1984] wird die Extraktion des Reflexionsfaktors mit Hilfe des reellen Cepstrums [HOFFMAN, 1998]

$$h^c(t_c) = \mathcal{F}^{-1} \{ \ln | \underline{H}(\omega) |^2 \} \quad (5.23)$$

beschrieben und experimentell erprobt. Im Folgenden soll kurz die Grundidee dieses Verfahrens skizziert werden:

Mit

$$| \underline{X} |^2 = \underline{X} \cdot \underline{X}^* \quad * \text{ konjugiert komplex} \quad (5.24)$$

und Anwendung des natürlichen Logarithmus auf Gleichung (5.1) ergibt sich

$$\ln \left| \frac{p_1}{A_0} \right|^2 = 2 \ln \frac{1}{r_0} + \ln \left(1 + \frac{r_0}{r_1} \cdot \underline{R}_p \cdot e^{-j\omega\Delta\tau} \right) + \ln \left(1 + \frac{r_0}{r_1} \cdot \underline{R}_p^* \cdot e^{+j\omega\Delta\tau} \right). \quad (5.25)$$

Darin ist $\Delta\tau = (r_0 - r_1)/c_0$. Die Entwicklung des zweiten und dritten Terms der rechten Seite von Gleichung (5.25) in die Potenzreihe

$$\ln(1+z) = z - \frac{z^2}{2} + \frac{z^3}{3} - \dots \quad -1 < z \leq 1 \quad (5.26)$$

führt zu

$$\begin{aligned} \ln \left| \frac{p_1}{A_0} \right|^2 &= 2 \ln \frac{1}{r_0} \\ &+ \frac{r_0}{r_1} \cdot \underline{R}_p \cdot e^{-j\omega\Delta\tau} - \frac{1}{2} \left(\frac{r_0}{r_1} \underline{R}_p \right)^2 \cdot e^{-j2\omega\Delta\tau} \dots \\ &+ \frac{r_0}{r_1} \cdot \underline{R}_p^* \cdot e^{+j\omega\Delta\tau} - \frac{1}{2} \left(\frac{r_0}{r_1} \underline{R}_p^* \right)^2 \cdot e^{+j2\omega\Delta\tau} \dots \end{aligned} \quad (5.27)$$

Somit entsteht für das reelle Cepstrum der Übertragungsfunktion $\underline{p}_1/\underline{A}$ nach Gleichung (5.1)

$$h_1^c(t_c) \equiv \mathcal{F}^{-1} \left\{ \ln \left| \frac{p_1(\omega)}{A_0(\omega)} \right|^2 \right\}. \quad (5.28)$$

die Impulsfolge h_1^c als Funktion der Queffrenz t_c

$$\begin{aligned} h_1^c(t_c) &= 2 \ln \frac{1}{r_0} \\ &+ \frac{r_0}{r_1} \cdot h_{\underline{R}_p}(t_c) * \delta(t_c - \Delta\tau) \\ &- \frac{1}{2} \left(\frac{r_0}{r_1} \right)^2 \cdot h_{\underline{R}_p}(t_c) * h_{\underline{R}_p}(t_c) * \delta(t_c - \Delta\tau) * \delta(t_c - \Delta\tau) + \dots \\ &+ \frac{r_0}{r_1} \cdot h_{\underline{R}_p^*}(t_c) * \delta(t_c + \Delta\tau) \\ &- \frac{1}{2} \left(\frac{r_0}{r_1} \right)^2 \cdot h_{\underline{R}_p^*}(t_c) * h_{\underline{R}_p^*}(t_c) * \delta(t_c + \Delta\tau) * \delta(t_c + \Delta\tau) + \dots \end{aligned} \quad (5.29)$$

mit

$$\mathcal{F}^{-1} \{ \underline{R}_p^*(\omega) \} \equiv h_{\underline{R}_p^*}(t_c). \quad (5.30)$$

Die in Gleichung (5.29) beschriebene Impulsfolge, in der Literatur auch als „Impuls-Train“ bezeichnet, ist zur Illustration in Bild 5.2 unter der Voraussetzung einer idealen Lautsprecher-Impulsantwort und unter Berücksichtigung eines Reflexionsfaktors $\underline{R}_p = 1$ dargestellt. Aufgrund der steigenden Potenz der Terme in Reihe (5.26) verringert sich die

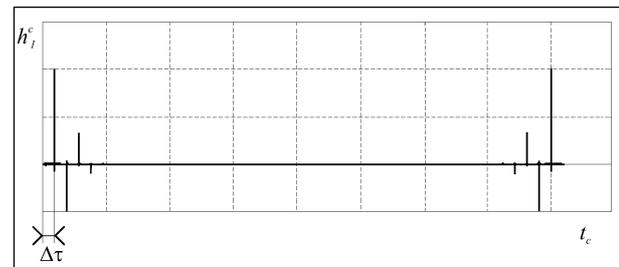


Bild 5.2: „Impuls-Train“ h_1^c nach Gleichung (5.29) [BOLTON und GOLD, 1984] dargestellt für eine ideale Lautsprecher-Übertragungsfunktion $H_L(f) = \text{const.}$, $r \approx r_1 = 1$ m und $\underline{R}_p = 1$, t_c Queffrenz, (Der Anteil des ersten Terms $2 \ln(1/r_0)$ in Gleichung (5.29) an der Stelle $t_c = 0$ ist hier nicht erkennbar, da $2 \ln 1/r_0 = 0$ mit $r_0 = 1$ m)

Amplitude der Einzelimpulse mit wachsender Queffrenz t_c . Die Impulse sind darüber hinaus vorzeichenbehaftet. Ihr Abstand auf der Queffrenz-Achse beträgt $\Delta\tau$.

In Gleichung (5.29) ist erkennbar, dass die Fourierrücktransformierte des Reflexionsfaktors $h_{R_{p_1}}$ direkt aus der Impulsfolge extrahierbar ist. Der Reflexionsfaktor R_p kann demzufolge durch Fouriertransformation ohne weitere mathematische Operation berechnet werden. Zu beachten ist lediglich die zeitliche Verschiebung des Reflexionsfaktors um $\Delta\tau$.

Für die Darstellung von Bild 5.2 wurde ein Abstand $r_0 = 1$ m gewählt und eine ideale Lautsprecher-Impulsantwort $h_L = \delta(t)$ vorausgesetzt. Somit verschwindet der erste Term von Gleichung (5.29).

In der Realität ist jedoch eine bandbegrenzte Lautsprecher-Impulsantwort $h_L \neq \delta(t)$ zu berücksichtigen. Unter Berücksichtigung von $h_L \neq \delta(t)$ wird Gleichung (5.29) zu

$$\begin{aligned} h_1^c(t_c) &= 2 \ln \frac{h_L(t_c)}{r_0} \\ &+ \frac{r_0}{r_1} \cdot h_{R_{p_1}}(t_c) * \delta(t_c - \Delta\tau) \\ &- \frac{1}{2} \left(\frac{r_0}{r_1} \right)^2 \cdot h_{R_{p_1}}(t_c) * h_{R_{p_1}}(t_c) * \delta(t_c - \Delta\tau) * \delta(t_c - \Delta\tau) + \dots \\ &+ \frac{r_0}{r_1} \cdot h_{R_{p_1}}^*(t_c) * \delta(t_c + \Delta\tau) \\ &- \frac{1}{2} \left(\frac{r_0}{r_1} \right)^2 \cdot h_{R_{p_1}}^*(t_c) * h_{R_{p_1}}^*(t_c) * \delta(t_c + \Delta\tau) * \delta(t_c + \Delta\tau) + \dots \end{aligned} \quad (5.31)$$

Die mit dem natürlichen Logarithmus bewertete Lautsprecher-Impulsantwort tritt folglich nur an der Stelle $t_c = 0$ auf.

Der Betrag der Übertragungsfunktion H_L des Lautsprechers als Funktion der Frequenz ist aufgrund des mechanischen Aufbaus eines Lautsprechers nicht konstant. Die Funktion $H_L(\omega)$ weist somit Maxima und Minima auf, deren Verlauf als Welligkeit bezeichnet werden kann. Die Periodenlänge dieser Welligkeit ist groß. Im Bereich der Queffrenz t_c treten dadurch Impulse besonders bei kleinen Queffrenzen auf. Eine langwellige Lautsprecher-Übertragungsfunktion H_L bedingt folglich ein langsames Abklingen des Terms $2 \ln h_L(t_c)/r_0$ in Gleichung (5.31). Dadurch tritt in praxi die Überlagerung der Impulse, beschrieben durch den ersten und zweiten Term in Gleichung (5.31), ein.

BOLTON schlägt daher zur exakten Extraktion von $h_{R_{p_1}}$ die Durchführung einer Kompensationsmessung $h_2(t)$ vor, welche in dieser Form auch bei der Realisierung der „Subtraktionstechnik“ in Gleichung (5.2) Verwendung findet. Durch Subtraktion

$$h_1^c(t_c) - h_2^c(t_c) \quad (5.32)$$

mit

$$h_2^c(t_c) = 2 \ln \frac{h_L(t_c)}{r_0} \quad (5.33)$$

verschwindet der erste Term in Gleichung (5.31) und $h_{R_{p_1}}$ kann extrahiert werden.

An dieser Stelle zeigt sich der Vorteil der BOLTON'schen Methode im Vergleich zur „Subtraktionstechnik“: Die Genauigkeit des BOLTON'schen Verfahrens ist unabhängig von der Gruppenlaufzeitdifferenz zwischen Messung $h_1(t)$ und der Kompensationsmessung $h_2(t)$, da verfahrensbedingt sowohl der zu kompensierende erste Term in Gleichung (5.31) als auch der für die Kompensation herangezogene Term in Gleichung (5.33) exakt an der Stelle $t_c = 0$ auftritt.

Nachteil des Verfahrens nach BOLTON

Die Forderung (5.13) bedingt

$$\lim_{r_1 \rightarrow r_0} \Delta\tau = 0 \quad (5.34)$$

Da die Länge T_W eines zur Extraktion von $h_{R_{p_1}}$ notwendigen Zeitfensters $h_W(t)$ durch die zu betrachtende untere Frequenzgrenze f_{uG} mit

$$T_W \geq \frac{1}{f_{uG}} \quad (5.35)$$

festgelegt mit)

$$T_W \gg \Delta\tau. \quad (5.36)$$

Für $f_{uG} = 680$ Hz und $r_1 - r_2 = 0,05$ m ist

$$T_W > 10 \cdot \Delta\tau. \quad (5.37)$$

Das bedeutet, durch das Fenster $h_W(t)$ werden in diesem Fall mindestens 9 weitere Terme der Impulsfolge, beschrieben in Gleichung (5.31), eingeschlossen. Dies führt zu einem signifikanten Fehler bei der Bestimmung des Reflexionsfaktors.

Anpassung des Verfahrens von BOLTON mittels AKF

Die Anwendung des Auto-Leistungsdichte-Spektrums auf Gleichung (5.1) ergibt

$$\left| \frac{p_1}{A_0} \right|^2 = \frac{1}{r_0^2} \left(1 + \frac{r_0^2}{r_1^2} |R_p|^2 + \frac{r_0}{r_1} R_p e^{-j\omega\Delta\tau} + \frac{r_0}{r_1} R_p e^{+j\omega\Delta\tau} \right). \quad (5.38)$$

$$h_{11}(t) \equiv \mathcal{F}^{-1} \left\{ \left| \frac{p_1(\omega)}{A_0(\omega)} \right|^2 \right\} \quad (5.39)$$

die Autokorrelationsfunktion (AKF) der Impulsfolge h_1 , beschrieben in Gleichung (5.5)

$$h_{11}(t) = \frac{1}{r_0^2} \left(1 + \frac{r_0^2}{r_1^2} h_{R_{p_1} R_{p_1}}(t) + \frac{r_0}{r_1} \cdot h_{R_{p_1}}(t) * \delta(t - \Delta\tau) + \frac{r_0}{r_1} \cdot h_{R_{p_1}}(t) * \delta(t + \Delta\tau) \right) \quad (5.40)$$

mit

$$h_{R_{p_1} R_{p_1}}(t) \equiv \mathcal{F}^{-1} \left\{ |R_p(\omega)|^2 \right\}. \quad (5.41)$$

Der Zeitvektor $h_{11}(t)$ besteht folglich aus der Überlagerung von zwei Impulsen an der Stelle $t = 0$ und aus zwei weiteren Impulsen an den Stellen $\pm\Delta\tau$ (Bild 5.3).

Durch Berücksichtigung der Lautsprecher-Impulsantwort h_L geht Gleichung (5.40) nunmehr in

$$h_{11}(t) = \frac{h_{LL}}{r_0^2} * \left(1 + \frac{r_0^2}{r_1^2} h_{R_{p_1} R_{p_1}}(t) + \frac{r_0}{r_1} \cdot h_{R_{p_1}}(t) * \delta(t - \Delta\tau) + \frac{r_0}{r_1} \cdot h_{R_{p_1}}(t) * \delta(t + \Delta\tau) \right) \quad (5.42)$$

über. Darin ist

$$h_{LL}(t) \equiv \mathcal{F}^{-1} \left\{ |H_L(\omega)|^2 \right\}. \quad (5.43)$$

Eine exakte Extraktion des Impulses $h_{R_{p_1}}(t)$ ist daher unter der Voraussetzung

$$\mathcal{F}^{-1} \left\{ \left| \frac{p_2(\omega)}{A_0(\omega)} \right|^2 \right\} = \frac{h_{LL}}{r_0^2} \quad (5.44)$$

durch die Anwendung der Rechenoperation

$$\begin{aligned} \mathcal{F}^{-1} \left\{ \left| \frac{p_1(\omega)}{A_0(\omega)} \right|^2 \cdot \left| \frac{A_0(\omega)}{p_2(\omega)} \right|^2 \right\} &= 1 + \frac{r_0^2}{r_1^2} h_{R_{p_1} R_{p_1}}(t) \\ &+ \frac{r_0}{r_1} \cdot h_{R_{p_1}}(t) * \delta(t - \Delta\tau) \\ &+ \frac{r_0}{r_1} \cdot h_{R_{p_1}}(t) * \delta(t + \Delta\tau) \end{aligned} \quad (5.45)$$

möglich. Für das Verfahren zur Berechnung des Reflexionsfaktors unter Anwendung der AKF gilt somit

$$R_p = \frac{|p_1 * H_w|^2}{|p_2 * H_w|^2} * H_{WAKF} \cdot \frac{r_1}{r_0} \cdot e^{j\omega\tau}. \quad (5.46)$$

Die Länge T_W und der Startpunkt t_s des Zeitfensters $h_W(t)$ sind mit den Forderungen (5.8) bzw. (5.9) festgelegt. Der Startpunkt t_s des Zeitfensters

$$h_{WAKF}(t) \equiv \mathcal{F}^{-1} \{ H_{WAKF}(\omega) \} \quad (5.47)$$

innerhalb von h_W muss der Bedingung

$$\tau_{h_{R_{p_1} R_{p_1}}} < t_s \leq \tau_{h_{R_{p_1}}} \quad (5.48)$$

genügen. Hierbei ist $\tau_{h_{R_{p_1} R_{p_1}}}$ der Zeitpunkt, an dem der Impuls, beschrieben durch den zweiten Term in Gleichung (5.45), gerade ausgeklungen ist. Der Zeitpunkt $\tau_{h_{R_{p_1}}}$ dagegen entspricht dem Startpunkt des Impulses, beschrieben durch den dritten Term in Gleichung (5.45). Darüber hinaus gilt für die Länge des Zeitfensters h_{WAKF} Gleichung (5.36). Zur Beschreibung der Fouriertransformierten der Zeitfenster soll wiederum die Näherung (5.11) herangezogen werden.

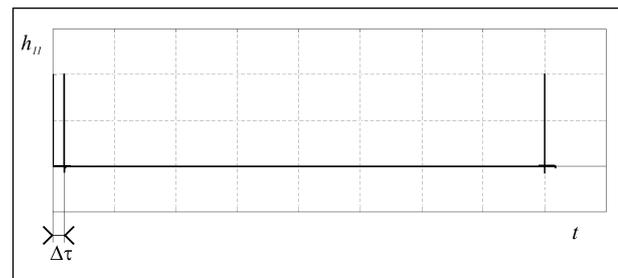


Bild 5.3: „Impuls-Train“ h_{11} nach Gleichung (5.42) dargestellt für eine ideale Lautsprecher-Übertragungsfunktion $H_L(f) = \text{const.}$, $r \approx r_1 = 1 \text{ m}$ und $R_p = 1$, t Zeit

5.3 Vergleich der „AKF-Methode“ mit der „Subtraktionstechnik“

5.3.1 Analytische Untersuchung

Ein Vergleich der Gleichungen (5.45) und (5.31) zeigt den Vorteil der oben entwickelten „AKF-Methode“ (5.46) gegenüber dem „BOLTON'schen“ Verfahren: Unter Berücksichtigung der eingangs geforderten Bedingungen (5.13) und (5.3 6) führt die Anwendung des Verfahrens nach BOLTON durch das Auftreten des „Impulstrain“ zur Verfälschung des Extraktionsergebnisses. Verfahrensbedingt tritt dieser Fehler bei der „AKF-Methode“ nicht auf. Werden daher geringe aktive Absorberflächen und somit kleine Abstände zwischen Absorberprobe und Mikrofon gefordert, erweist sich die hier entwickelte „AKF-Methode“ hinsichtlich ihrer Genauigkeit dem „Bolton 'schen“ Verfahren klar überlegen.

Systematischer Fehler – Gruppenlaufzeitabweichung $\Delta\tau_A$

Mit Hilfe der Anwendung des Fehlerfortpflanzungsgesetzes

$$\Delta y = \sum_{i=1}^n \frac{\partial f}{\partial x_i} \cdot \Delta x_i \quad (5.49)$$

auf Gleichung (5.46) kann der Einfluss der Gruppenlaufzeitabweichung $\Delta\tau_A$ als systematischer Fehler ausgedrückt werden. Unter der Voraussetzung dass:

$$\Delta r_1 = \Delta r_0 = \Delta |p_1| = \Delta |p_2| = \Delta \omega = 0 \quad (5.50)$$

und mit der Unterstellung von idealen Zeitfenstern nach Gleichung (5.11), ist bei der „AKF-Methode“

$$R \neq f(\tau_A). \quad (5.51)$$

Eine Gruppenlaufzeitabweichung $\Delta\tau_A$ wirkt sich daher im Gegensatz zur „Subtraktionstechnik“ (5.16) nicht negativ auf die Genauigkeit der „AKF-Methode“ aus.

Zufälliger Fehler

Zur Berechnung des Reflexionsfaktors nach der „AKF-Methode“ werden die Amplituden der komplexen Übertragungsfunktionen p_1/\underline{A}_0 und p_2/\underline{A}_0 in der zweiten Potenz berücksichtigt. Es ist daher denkbar, dass sich im Vergleich zur „Subtraktionstechnik“ Fehler bei der Bestimmung der Amplituden stärker auf das Messergebnis auswirken. Dieser Einfluss soll im folgenden anhand des statistischen Momentes 2. Ordnung, der Standardabweichung, der Zufallsveränderlichen p_1/\underline{A}_0 und p_2/\underline{A}_0 demonstriert werden.

BENDAT gibt in [BENDAT, 1978] zur Schätzung der Standardabweichung des Betrags einer Übertragungsfunktion $|H_{xy}|$ anhand der gemessenen Kohärenzfunktion γ_{xy} folgenden Zusammenhang an:

$$\sigma_{|H_{xy}|}(\omega) \approx \sqrt{\frac{1 - [\gamma_{xy}(\omega)]^2}{[\gamma_{xy}(\omega)]^2} \frac{1}{n_d}}. \quad (5.52)$$

Grundlage für die Gültigkeit dieser Abschätzung ist die Auffassung der gemessenen komplexen Schalldrücke p_1/\underline{A}_0 und p_2/\underline{A}_0 als Übertragungsfunktionen der Form H_{xy} . Die Anzahl n_d der gemittelten Übertragungsfunktionen verringert dabei die Standardabweichung $\sigma_{|H_{xy}|}$.

Durch die Anwendung des Fehlerfortpflanzungsgesetzes

$$\sigma_y = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial f}{\partial x_i}\right)^2 \cdot \sigma_{x_i}^2} \quad (5.53)$$

soll der Einfluss der Standardabweichungen $\sigma_{|H_{p1A0}|}$ und $\sigma_{|H_{p2A0}|}$ auf die Standardabweichung des Messergebnisses σ_R abgeschätzt werden. Dazu wird wiederum der Fehlereinfluss durch Zeitfensterung ausgeschlossen. Weiterhin gelte folgende Festlegung:

$$\sigma_{r_0} = \sigma_{r_1} = \sigma_{k_0} = 0. \quad (5.54)$$

Somit kann die Standardabweichung für den mit der „Subtraktionstechnik“ bestimmten Betrag des Reflexionsfaktors mit – wie in Gleichung (5.55) dargestellt – angegeben werden.

Für die „AKF-Methode“ gilt Gleichung (5.56).

$$\sigma_{|R_{Sub}|} = \frac{|\underline{H}_{p1A0}| r_1}{|\underline{H}_{p2A0}| r_0} \cdot \sqrt{\frac{1}{|\underline{H}_{p1A0}|^2} \sigma_{|\underline{H}_{p1A0}|}^2 + \left(\frac{1}{|\underline{H}_{p2A0}|^2} + \frac{1}{|\underline{H}_{p1A0}|^2} - \frac{2 \cos\{k_0(r_1 - r)\}}{|\underline{H}_{p1A0}| |\underline{H}_{p2A0}|} \right) \sigma_{|\underline{H}_{p2A0}|}^2} \quad (5.55)$$

$$\sigma_{|R_{AKF}|} = 2 \frac{|\underline{H}_{p_1A_0}|}{|\underline{H}_{p_2A_0}|} \frac{r_1}{r_0} \sqrt{\frac{1}{|\underline{H}_{p_2A_0}|^2} \sigma_{|\underline{H}_{p_1A_0}|}^2 + \frac{|\underline{H}_{p_1A_0}|^2}{|\underline{H}_{p_2A_0}|^4} \sigma_{|\underline{H}_{p_2A_0}|}^2}. \quad (5.56)$$

Unter Berücksichtigung der Forderung (5.13) werden nun zum abschätzenden Vergleich der Methoden folgende Fälle unterschieden:

Fall 1: $\underline{R}_p = 1$

Fall 2: $\underline{R}_p = 0$

Fall 3: $\underline{R}_p = -1$

Unter Berücksichtigung der Gleichungen (5.1) und (5.2) ergibt sich nun Folgendes:

Fall 1:

$$|\underline{H}_{p_1A_0}| = 2|\underline{H}_{p_2A_0}| \quad (5.57)$$

$$\sigma_{|R_{Sub}|} = 2 \sqrt{\left(\frac{\sigma_{|\underline{H}_{p_1A_0}|}}{|\underline{H}_{p_1A_0}|}\right)^2 + \frac{1}{4} \left(\frac{\sigma_{|\underline{H}_{p_2A_0}|}}{|\underline{H}_{p_2A_0}|}\right)^2} \quad (5.58)$$

$$\sigma_{|R_{AKF}|} = 8 \sqrt{\left(\frac{\sigma_{|\underline{H}_{p_1A_0}|}}{|\underline{H}_{p_1A_0}|}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{|\underline{H}_{p_2A_0}|}}{|\underline{H}_{p_2A_0}|}\right)^2} \quad (5.59)$$

Fall 2:

$$|\underline{H}_{p_1A_0}| = |\underline{H}_{p_2A_0}| \quad (5.60)$$

$$\sigma_{|R_{Sub}|} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{|\underline{H}_{p_1A_0}|}}{|\underline{H}_{p_1A_0}|}\right)^2} \quad (5.61)$$

$$\sigma_{|R_{AKF}|} = 2 \sqrt{\left(\frac{\sigma_{|\underline{H}_{p_1A_0}|}}{|\underline{H}_{p_1A_0}|}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{|\underline{H}_{p_2A_0}|}}{|\underline{H}_{p_2A_0}|}\right)^2} \quad (5.62)$$

Fall 3:

$$\sigma_{|R_{Sub}|} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{|\underline{H}_{p_1A_0}|}}{|\underline{H}_{p_1A_0}|}\right)^2} \quad (5.61)$$

$$\sigma_{|R_{AKF}|} = 2 \sqrt{\left(\frac{\sigma_{|\underline{H}_{p_1A_0}|}}{|\underline{H}_{p_1A_0}|}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{|\underline{H}_{p_2A_0}|}}{|\underline{H}_{p_2A_0}|}\right)^2} \quad (5.62)$$

Ein Vergleich der Standardabweichungen $\sigma_{|R_{Sub}|}$ und $\sigma_{|R_{AKF}|}$ für die Fälle 1-3 bestätigt, dass sich Fehler bei der Bestimmung der Amplitude der

Übertragungsfunktionen $|\underline{H}_{p_iA_0}|$ stärker auf den Gesamtfehler $\sigma_{|R_{AKF}|}$ der „AKF-Methode“ auswirken. Dies gilt besonders für schallhart reflektierende Flächen (5.59).

Die Gleichungen (5.58) und (5.61) zeigen darüber hinaus, dass sich die Forderung nach einem sehr geringen Abstand zwischen Mikrofon und Probe r_m (5.13) positiv auf die Genauigkeit der „Subtraktionstechnik“ auswirkt ($H \sim 1/r$).

5.3.2 Monte-Carlo-Analyse

Durch den Aufsatz eines stochastischen Verfahrens auf das entwickelte deterministische Modell können die theoretischen Fehlervorhersagen untersucht werden. Dabei soll das „Monte-Carlo-Verfahren“ Anwendung finden [BRONSTEIN et al., 2001]. Für einzelne Parameter werden Verteilungen mit einer Wahrscheinlichkeitsdichte f_0 angenommen und anhand dieser zufälligen Werte ξ_i als Realisierung der Größe X ausgewählt. Der auf diese Weise entstandene Parametersatz bildet die Eingangswerte des Modells. Die Ergebnisse einer derartigen Modellrechnung bilden die so genannten „Monte-Carlo-Shots“ $g(\xi_i)$. Durch einen nur gering korrelierten Zufallsgenerator werden n Realisierungen von $g(\xi_i)$ berechnet. Konvergiert der Mittelwert dieser Realisierungen, lassen sich aus der Verteilung der Modellergebnisse, Mittelwerte, Streuungen usw. ablesen. Für gleich verteilte Zufallsgrößen X mit

$$f_0 = \begin{cases} 1 & \text{für } 0 \leq x \leq 1 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (5.65)$$

gilt:

$$E\{g(X)\} = \int_{-\infty}^{\infty} g(x) f_0(x) dx \approx \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n g(\xi_i). \quad (5.66)$$

Diese Art der Berechnung wird als „gewöhnliche Monte-Carlo-Methode“ bezeichnet.

Einfluss des Signal-Rauschabstandes SNR

Auf der Basis von Gleichung (5.66) ist eine Abschätzung des Einflusses der unterschiedlichen Parameter und Zeitfenster möglich. Zur Untersuchung der Genauigkeit der Verfahren in Abhängigkeit vom Signal-Rauschabstand, im folgenden mit SNR bezeichnet, wurde die Lautsprecher-Impulsantwort h_L mit einer normal verteilten Zufallsgröße beaufschlagt. Bei der Durchführung der Simulation konnte sichergestellt werden, dass für alle Berechnungen der Mittelwert ab

$$n > 1024 \quad (5.67)$$

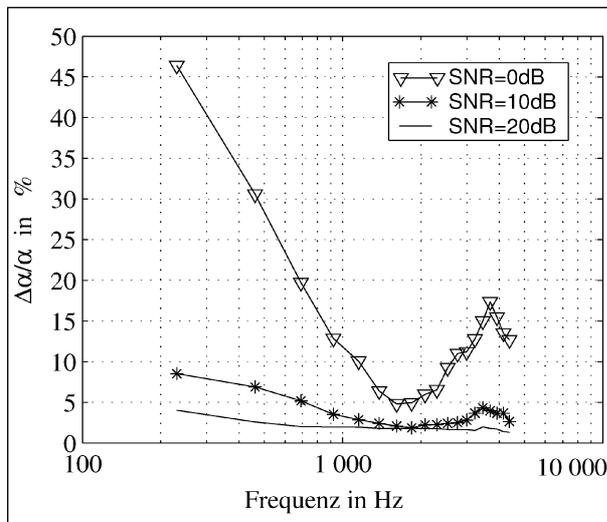


Bild 5.4: „Monte-Carlo-Simulation“ zur Abschätzung des Einflusses des Signal-Rausch-Abstandes der Signale $|\underline{H}_{p_1A_0}|$ und $|\underline{H}_{p_2A_0}|$ auf die Genauigkeit der „AKF-Methode“, Darstellung des relativen Fehlers des Absorptionsgrades $\Delta\alpha/\alpha$ in Abhängigkeit von der Frequenz f , Parameter: Schalleinfallswinkel $\vartheta = 0^\circ$, Absorptionsgrad $\alpha = 0,5$, Abstand Quelle/Empfänger $r = 1$ m, Weg des reflektierten Schallstrahls $r_1 = 1,5$ m, Gruppenlaufzeitfehler $\Delta\tau_A = 4\mu\text{s}$

gegen einen Wert $E(g(X))$ konvergiert. Der SNR ist dabei über einen Bereich von 20-40 dB variiert worden. In Bild F.8 ist der SNR der Übertragungsfunktionen $|\underline{H}_{p_1A_0}|$ und $|\underline{H}_{p_2A_0}|$ für 0 und 20 dB dargestellt. Außerdem standen der Simulation die Impulsantwort $h_L(t)$ (Bild F.1) und die Richtcharakteristik der Schallquelle nach Bild F.4 als Eingangsdaten zur Verfügung. Grundlage der Berechnungen bilden die Gleichungen (5.10) und (5.46).

Die Darstellung in Bild 5.4 zeigt die Ergebnisse der Berechnung. Hier ist die Abhängigkeit des Fehlers der „AKF-Methode“ vom SNR als Funktion der Frequenz aufgetragen. In diesem Diagramm ist deutlich eine Zunahme des Messfehlers mit Verringerung des SNR zu beobachten. Bei z. B. 500 Hz nimmt der relative Fehler bei der Änderung des SNR von 20 auf 0 dB um ca. 25 % zu. Diese Darstellung bestätigt die Ergebnisse der theoretischen Abschätzung, da in Gleichung (5.56) ein starker Anstieg des Fehlers in Abhängigkeit vom Amplitudenfehler $\sigma_{|\underline{H}_{p_1A_0}|}$ und $\sigma_{|\underline{H}_{p_2A_0}|}$ vorhergesagt wird.

Einfluss der Gruppenlaufzeitfehler $\Delta\tau_A$

In Bild 5.5 ist der Einfluss des Gruppenlaufzeitfehlers $\Delta\tau_A$ zwischen Messung $p_1(t)$ und Referenzmessung $p_2(t)$ dargestellt. Für eine Zeitverschiebung $\Delta\tau_A = 4,25 \mu\text{s}$ kann darin bei der „Subtrak-

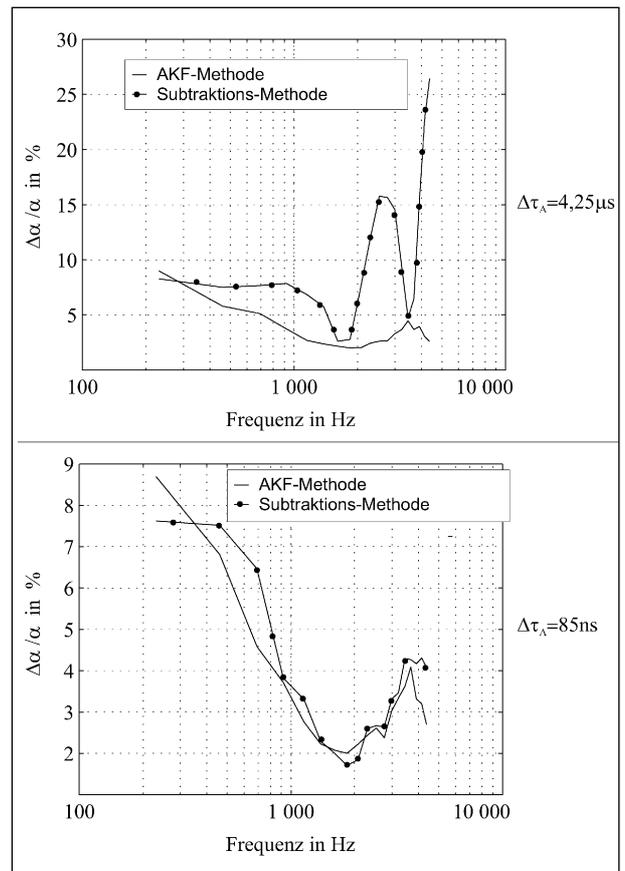


Bild 5.5: „Monte-Carlo-Simulation“ zur Abschätzung des Gruppenlaufzeitfehlers $\Delta\tau_A$ (Gruppenlaufzeitabweichung der Referenzmessung $|\underline{H}_{p_2A_0}|$ von der Messung $|\underline{H}_{p_1A_0}|$), Darstellung des relativen Fehlers des Absorptionsgrades $\Delta\alpha/\alpha$ in Abhängigkeit von der Frequenz f , Parameter: Schalleinfallswinkel $\vartheta = 0^\circ$, Absorptionsgrad $\alpha = 0,5$, Abstand Quelle/Empfänger $r_0 = 1$ m, Weg des reflektierten Schallstrahls $r_1 = 1,5$ m

tionstechnik“ im Frequenzbereich zwischen 2 und 3 kHz eine deutliche Erhöhung des Fehlers beobachtet werden. Der Gruppenlaufzeitfehler von $\Delta\tau_A = 4,25 \mu\text{s}$ entspricht hierbei einer Verschiebung von einem halben Sample bei einer Abtastfrequenz von etwa $f_A = 120$ kHz. Dieses Experiment bestätigt die Vorhersage nach Gleichung (5.16). Dort wird ein Anstieg des Fehlers mit steigender Frequenz vorhergesagt. Bei einer Verschiebung der Gruppenlaufzeit von $\Delta\tau_A = 85$ ns erreichen beide Methoden unter den hier gewählten Randbedingungen in etwa die gleiche Genauigkeit. Der Anstieg des Fehlers mit Verringerung der Frequenz wird maßgeblich durch die Länge T_W des Zeitfensters bestimmt. Bei einem Zeitfenster der Länge $T_W \rightarrow \infty$ wird dieser Zusammenhang nicht beobachtet. In der theoretischen Berechnung ist jedoch der Einfluss des Zeitfensters nicht berücksichtigt worden.

Fehler-Einzahlangaben mit und ohne Frequenzbewertung

In einer weiteren „Monte-Carlo-Simulation“ ist eine Gegenüberstellung der Genauigkeit der „Subtraktionstechnik“ mit der „AKF-Methode“ in Abhängigkeit des Gruppenlaufzeitfehlers $\Delta\tau_A$ und des SNR untersucht worden. Grundlage der Berechnung bildeten wiederum die Gleichungen (5.66), (5.46) und (5. 10). Bei den durchgeführten Berechnungen konvergierte der Wert $E(g(X))$ für eine Anzahl von

$$n > 2048 \tag{5.68}$$

„Monte-Carlo-Shots“.

Zur Impulsantwort h_L ist eine normal verteilte Zufallsfolge addiert worden. Ferner stand der Simulation wiederum die Richtcharakteristik der Schallquelle nach Bild F.4 als Eingangsdaten zur Verfügung. Zur Berechnung der „Monte-Carlo-Shots“ fanden nahezu unkorrelierte gleich verteilte Zufalls-

folgen Anwendung. Der dabei gewählte Parameterbereich kann Tabelle 5.1 entnommen werden.

Eine Gegenüberstellung der Genauigkeit der „Subtraktionstechnik“ mit der „AKF-Methode“ in Abhängigkeit des Gruppenlaufzeitfehlers $\Delta\tau_A$ und des SNR ist in Bild 5.6 dargestellt. Die Berechnung des darin gezeigten Parameters D_α erfolgte dabei anhand eines über den Frequenzbereich von 500 bis 3.150 Hz gemittelten Verhältnisses der absoluten Fehler nach

$$D_\alpha = 10 \lg \frac{\sum_{f_t=500}^{3150\text{Hz}} \Delta\alpha_{Sub}(f_t) 10^{L(f_t)/10}}{\sum_{f_t=500}^{3150\text{Hz}} \Delta\alpha_{AKF}(f_t) 10^{L(f_t)/10}} \tag{5.69}$$

Parameter	Bereich	
r [m]	1	1.4
$\Delta r = r_1 - r_0$ [m]	0,1	0,13
ϑ_0 [°]	0	30

Tab. 5.1: Eingangsparameter der „Monte Simulation“ für die Berechnungen dargestellt im Bild 5.6

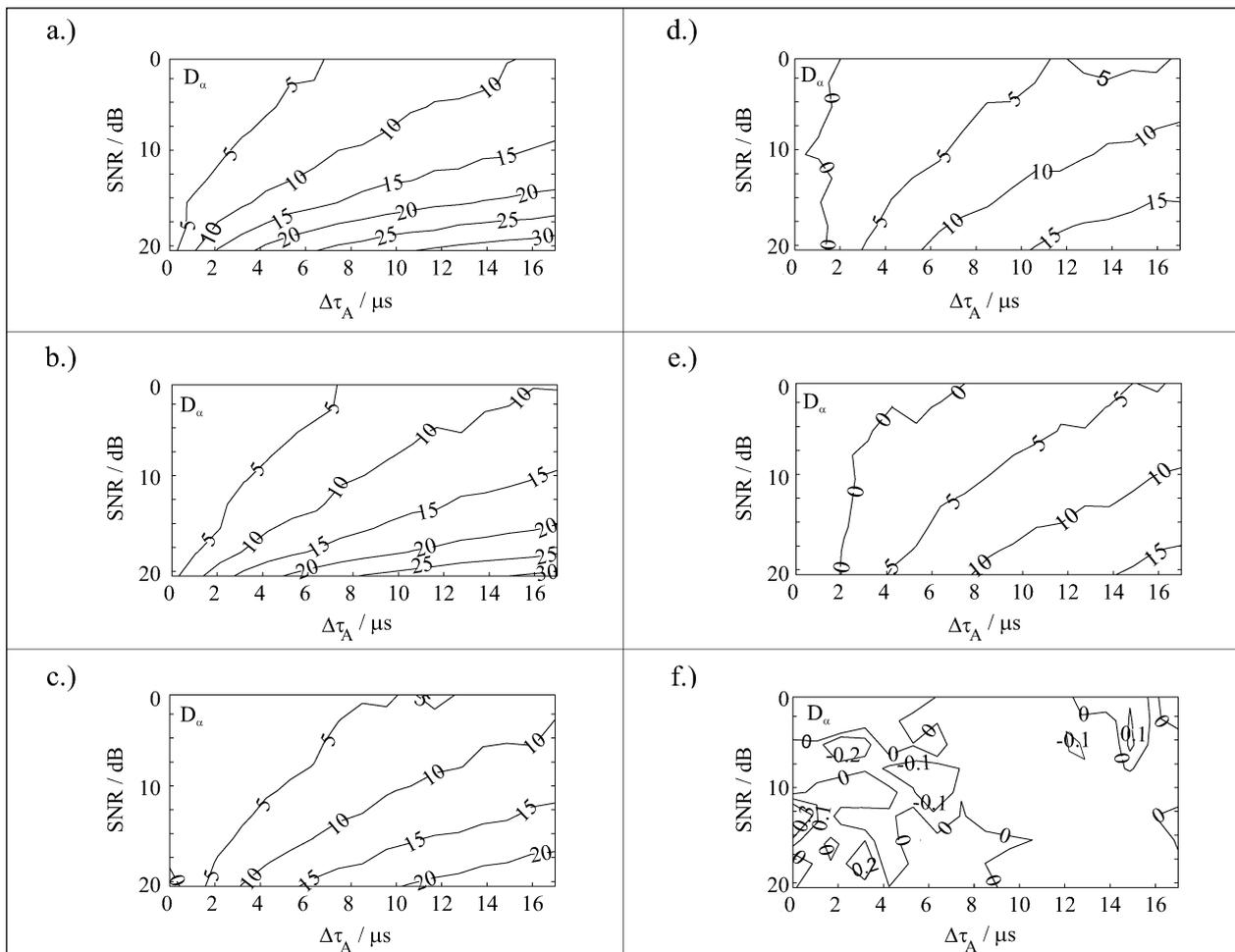


Bild 5.6: D_α in dB nach Gleichung (5.69) in Abhängigkeit des Laufzeitfehlers $\Delta\tau_A$ und des SNR, Gegenüberstellung der Genauigkeit der „Subtraktionstechnik“ mit der „AKF-Methode“.
 a.) $\alpha = 0,01, L(f_i) = 0$, b.) $\alpha = 0,25, L(f_i) = 0$. c.) $\alpha = 0,50, L(f_i) = 0$,
 d.) $\alpha = 0,75, L(f_i) = 0$, e.) $\alpha = 0,99, L(f_i) = 0$,
 f.) $\alpha = 0,01, L(f_i)$ – bewertet mit Verkehrslärmspektrum nach DIN-EN-1793-3 [1997]

Hierin bedeuten $\Delta\alpha_{Sub}(f_t)$ der absolute Fehler der „Subtraktionstechnik“, $\Delta\alpha_{AKF}(f_t)$ der absolute Fehler der „AKF-Methode“, $L(f_t)$ der Pegel zur frequenzabhängigen Bewertung der Absorptionsgrade und f_t die Terzmittenfrequenzen. In den Teilbildern 5.6 a bis e wurde keine Bewertung der Absorptionsgrade berücksichtigt, es gilt somit $L(f_t) = 0$. In Teilbild 5.6 f ist dagegen der Terzmittenschalldruckpegel $L(f_t)$ nach DIN-EN-1793-3 [1997] zur Bewertung herangezogen worden.

Die Ergebnisse, dargestellt in den Teilbildern 5.6 a bis e zeigen, dass für

$$\text{SNR} \geq 20 \text{ dB} \quad \text{und} \quad \Delta\tau_A > 2\mu\text{s}$$

(Bild 5.6 e) der Parameter $D\alpha$ positive Werte annimmt. Dies bedeutet, der linear über die Terzmittenfrequenzen f_t gemittelte Wert des absoluten Fehlers $\Delta\alpha_{AKF}(f_t)$ der „AKF-Methode“ ist geringer als der gemittelte Fehler $\Delta\alpha_{Sub}(f_t)$ der „Subtraktionstechnik“. Der Wert $D\alpha$ verringert sich dabei mit Verringerung des SNR und Verringerung des Gruppenlaufzeitfehlers τ_A . Dies steht wiederum in Übereinstimmung mit den durch die Gleichungen (5.15), (5.51), (5.55) und (5.56) vorhergesagten Zusammenhängen. Ein Vergleich der Teilbilder a bis e macht darüber hinaus deutlich, dass $D\alpha$ mit Erhöhung des Erwartungswertes, des wahren Wertes, des Absorptionsgrades α abnimmt.

Nach einer frequenzabhängigen Bewertung der absoluten Fehler des Absorptionsgrades durch den Terzpegelverlauf $L(f_t)$ nach DIN-EN-1793-3 [1997] lässt sich zwischen den beiden Verfahren nahezu kein Unterschied in der Genauigkeit feststellen (Bild 5.6 f). Dies ist vorrangig auf den Verlauf des Bewertungsspektrums zurückzuführen, da dieses Spektrum zur Dominanz mittlerer Frequenzen im Bereich zwischen 800 und 1.250 Hz führt und in diesem Bereich die Fehler der beiden Verfahren nahezu gleiche Werte annehmen.

Die hier durchgeführten Untersuchungsergebnisse beweisen, dass bei Anwendung der „Subtraktionstechnik“ eine Beschränkung der Gruppenlaufzeitdifferenz auf

$$\Delta\tau_A > 2\mu\text{s}$$

eingehalten werden sollte. In diesem Fall kann durch Anwendung der „AKF-Methode“ keine Verbesserung der Genauigkeit erzielt werden. Besonders nachteilig wirkt sich ein geringer SNR auf die „AKF-Methode“ aus. Durch Anwendung der Korrelationsmesstechnik ist aber in den meisten Fällen

trotz vorherrschenden Verkehrslärms ein genügend hoher SNR erzielbar.

Die praktischen Erfahrungen zeigen, dass bei einer Messung vor Ort durchaus Gruppenlaufzeitfehler von $\Delta\tau_A > 2\mu\text{s}$ auftreten können. Dies ist insbesondere auf Verschiebungen des Abstandes r_0 zwischen Lautsprecher und Mikrofon und auf Temperaturunterschiede ΔT zwischen Messung und Referenzmessung zurückzuführen.

Eine Verringerung der Gruppenlaufzeitdifferenz $\Delta\tau_A$ ist jedoch durch das Verstellen der Gruppenlaufzeit der Referenzmessung $h_2(t)$ möglich. Als Kriterium wird dabei die Minimierung des Energieanteils in der Impulsantwort $h_1(t) - h_2(t)$ zum Zeitpunkt $\tau = r/c_0$ verwendet.

Einfluss der Zeitfensterung

Unter Anwendung einer weiteren „Monte-Carlo-Simulation“ ist der Einfluss unterschiedlicher Zeitfenster auf die Genauigkeit der „Subtraktionstechnik“ untersucht worden. Grundlage der Berechnung bildeten auch hierbei die Gleichungen (5.66) und (5.10). Bei den durchgeführten Berechnungen konvergierte der Wert $E(g(X))$ für eine Anzahl von

$$n > 4096 \tag{5.70}$$

„Monte-Carlo-Shots“.

Wie bereits bei den eingangs beschriebenen Simulationen wurde zu der Impulsantwort $h_L(t)$ eine Zufallsfolge addiert und die Richtcharakteristik des Lautsprechers berücksichtigt. Der dabei gewählte Parameterbereich ist Tabelle 5.2 zu entnehmen.

Die Ergebnisse der Berechnung sind in Bild 5.7 als Funktion der Frequenz aufgetragen. Grundsätzlich kann aus dieser Darstellung abgeleitet werden, dass die hier verwendeten unterschiedlichen Zeitfenster bei Variation innerhalb des in Tabelle 5.1 angegebenen Parameterbereichs nur einen untergeordneten Einfluss auf die Genauigkeit der „Subtraktionstechnik“ haben.

Parameter	Bereich	
$r[\text{m}]$	1	1,4
$\Delta r = r_1 - r_0 [\text{m}]$	0,1	0,3
$\tau_A [\text{ns}]$	0	100
R_p	0	1
$\text{SNR}[H_{p,1,40}] [\text{dB}]$	20	40
$\text{SNR}[H_{p,2,40}] [\text{dB}]$	20	40
$\vartheta_0 [^\circ]$	0	30

Tab. 5.2: Eingangparameter der „Monte Simulation“ für die Berechnungen dargestellt im Bild 5.7

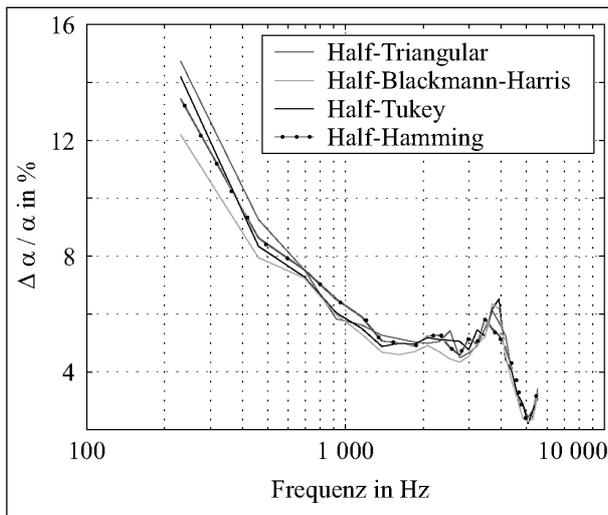


Bild 5.7: „Subtraktionstechnik“, Berechnung des Fehlers $\frac{\Delta\alpha}{\alpha}$ für unterschiedliche Zeitfenster, Darstellung als Funktion der Frequenz, Berechnung mit Hilfe der gewöhnlichen „Monte-Carlo-Simulation“, Parameterbereich: siehe Tabelle 5.2

Auf der Grundlage der hier durchgeführten Berechnungen stellte sich jedoch das Zeitfenster nach „Blackmann-Harris“ im Bereich tiefer Frequenzen als am geeignetsten heraus. Der Anstieg des Fehlers bei Verringerung der Frequenz ist eindeutig durch die Fensterlänge T_W bestimmt. Bei Messungen sollte daher die maximal mögliche Länge des Zeitfensters angestrebt werden.

5.4 Berechnung eines Einzahlwertes für den Absorptionsgrad

Der Fahrzeuggeräuschpegel L_{veh} nach der Methode der „Statistischen Vorbeifahrt“ DIN-EN-ISO-11819-1 [2001] wird als Einzahlwert angegeben. Für die Untersuchung zur Korrelation zwischen diesem Wert und dem in situ gemessenen Absorptionsgrad-Terzmittenfrequenz-Verlauf ist daher die Berechnung eines Einzahlwertes für den Absorptionsgrad sinnvoll.

Grundlage dieser Berechnung soll dabei das A-bewertete Rollgeräuschspektrum nach DIN-EN-1793-3 [1997] darstellen. In Gleichung (5.1) wird dazu für den Amplitudenwert $A_0(\omega)$ das frequenzabhängige Rollgeräuschspektrum gesetzt. Ferner befinden sich die das Rollgeräuschspektrum dominierenden Schallquellen in einer Höhe von etwa $h_q = (0.001 \text{ bis } 0.1) \text{ m}$ über der Fahrbahnoberfläche [KROPP et al., 2000; JONASSON, 1999; HEUTCHI, 2001; BERENGIER et al., 2000]. Bei größeren Entfernungen zwischen Quelle und Empfänger $r_0 \gg h_q$ gilt für die Schallausbreitungswege r_0 und r_1 daher:

$$r_0 \approx r_1. \quad (5.71)$$

Somit kann das Betragsquadrat von Gleichung (5.1) mit

$$|\underline{p}_1|^2 = \frac{|A_0|^2}{r_0^2} \cdot (1 + 2\text{Re}\{\underline{R}_p\} + |\underline{R}_p|^2) \quad (5.72)$$

angegeben werden.

Die Norm DIN-ISO-13472-1 [2004] fordert bei der Bestimmung der akustischen Eigenschaften der Fahrbahn einzig Angaben zum Reflexionsgrad $\rho = |R|^2$ und zum Absorptionsgrad α . Daher stehen bei der Auswertung einer Messung keine Informationen zur Phase des Reflexionsfaktors zur Verfügung. Mit

$$\alpha = 1 - |\underline{R}_p|^2 \quad (5.73)$$

und Entwicklung der Funktion $\sqrt{1-x}$ an der Stelle $x = 0$ gilt bei Abbruch der Reihe nach dem zweiten Glied für Gleichung (5.72) unter der Bedingung $\text{Im}\{\underline{R}_p\} = 0$

$$|\underline{p}_1|^2 \approx 2 \cdot \left[\frac{|A_0|^2}{r_0^2} \cdot (2 - \alpha) \right]. \quad (5.74)$$

Unter der Bedingung $|\text{Im}\{\underline{R}_p\} = 0 \text{ Re}\{\underline{R}_p\}| \gg$ vereinfacht sich Gleichung (5.72) dagegen zu

$$|\underline{p}_1|^2 \approx \frac{|A_0|^2}{r_0^2} \cdot (2 - \alpha). \quad (5.75)$$

Der Vergleich der Ergebnisse für die Extremwerte $\text{Im}\{\underline{R}_p\} = 0$ und $|\text{Im}\{\underline{R}_p\}| \text{ Re}\{\underline{R}_p\}$ zeigt, dass sich die Vereinfachungen nur durch einen Faktor unterscheiden. Bei der Darstellung der Vereinfachungen als Schalldruckpegel wird dieser Faktor als Summand berücksichtigt. Da zur Bildung der Korrelation der Wert des absoluten Schalldruckpegels nicht von Interesse ist, kann sowohl die eine als auch die andere Lösung herangezogen werden. Die Ergebnisse der bisherigen Messungen an offenen Fahrbahnen weisen jedoch einen sehr kleinen Imaginärteil des Reflexionsfaktors auf. Aus diesem Grund soll zur Bewertung des Absorptionsgrad-Terzmittenfrequenz-Verlaufs die Vereinfachung (5.74) herangezogen werden.

Zur Einordnung der Ergebnisse wird ein Referenzfahrbahnbelag eingeführt. Für dessen Reflexionsfaktor gelte $\underline{R}_p(f, \vartheta_0) = 1$. Somit ist bei Bezug der Messergebnisse auf diesen Belag die Schalldruckpegelminderung mit

$$\Delta L_{p\alpha} = 10 \lg \frac{\sum_{f_i} 10^{L_f(f_i)/10\text{dB}} \cdot (2 - \alpha(f_i))}{\sum_{f_i} 10^{L_f(f_i)/10\text{dB}}} \text{dB} - 3\text{dB} \quad (5.76)$$

anzugeben. Sowohl das genormte Rollgeräuschspektrum $L_f(ft)$ als auch der Absorptionsgrad $\alpha(ft)$ sind darin von der Terzmittenfrequenz ft abhängige Größen.

Den Darstellungen in Abschnitt 2.3.1 zufolge ist die Schallausbreitung bei sehr flachen Einfallswinkeln durch Kugelwellenfronten anhand von Gleichung (2.73) zu beschreiben. Da dem Messverfahren nach DIN-ISO-13472-1 [2004] zur Beschreibung der Schallausbreitung das Modell der ebenen Welle zu Grunde liegt, stellt die Näherungslösung (5.76) nur eine sehr grobe Abschätzung des Minderungseffekts dar. Darüber hinaus ist zur winkelabhängigen Umrechnung der gemessenen Werte nach Gleichung (2.51) die Kenntnis über die Absorberkennwerte k_A und Z_A der Absorberschicht notwendig.

Die Bestimmung des Absorptionsgrades wird daher in Richtung der Flächennormalen zur Fahrbahn für einen Winkel $\vartheta_0 = 0$ durchgeführt.

5.5 Zusammenfassung

Die Genauigkeit der mit Hilfe der „Subtraktionstechnik“ bestimmbaren Werte des Schallabsorptionsgrades wird sehr stark von der Übereinstimmung der Gruppenlaufzeiten zwischen Originalmessung $h_1(t)$ und Referenzmessung $h_2(t)$ beeinflusst. Über der Straßenoberfläche sind starke Temperaturgradienten zu erwarten. Diese führen zu signifikanten Abweichungen der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Schallwellen während der Messungen $h_1(t)$ und $h_2(t)$ und somit zu einem großen Gruppenlaufzeitfehler τ_A .

Auf der Basis der Autokorrelation wurde ein Verfahren entwickelt, dessen Genauigkeit sich unabhängig vom Gruppenlaufzeitfehler τ_A verhält. Die Ergebnisse dieses als „AKF-Methode“ bezeichneten Verfahrens wurden innerhalb der Untersuchungen mit den anhand der „Subtraktionstechnik“ erzielten Werten verglichen. Hierbei konnte festgestellt werden, dass mit Hilfe der „AKF-Methode“ bei einem Gruppenlaufzeitfehler von $\tau_A \geq 2\mu\text{s}$ und einem Signal-Rauschabstand von $\text{SNR} \geq 20$ dB im Vergleich zur „Subtraktionstechnik“ eine deutlich höhere Genauigkeit erzielt werden kann. Darüber hinaus wurde eine weitere Verbesserung dieses

Unterschieds mit Verringerung des Absolutwertes vom zu messenden Absorptionsgrad beobachtet.

Nach einer spektralen Bewertung der absoluten Fehler der beiden Verfahren mit einem genormten Rollgeräuschspektrum nach DIN-EN-1793-3 [1997] konnte zwischen den beiden Verfahren jedoch kein Unterschied in der Genauigkeit mehr festgestellt werden. Diese Beobachtung beruht darauf, dass innerhalb des während der Untersuchung gewählten Parameterbereichs die Fehler der beiden Verfahren im Frequenzbereich 900–1.200 kHz nahezu gleich groß sind.

Aufgrund der hier erläuterten Beobachtungen ist der Einsatz der „Subtraktionstechnik“ zur Bestimmung des Absorptionsgrades von Fahrbahnoberflächen gerechtfertigt. Die Messungen werden daher innerhalb dieser Arbeit nach DIN-ISO-13472-1 [2004] durchgeführt.

Zur Korrelation mit Vorbeifahrtspegeln ist die Ermittlung eines Einzahlwertes sinnvoll. Dieser wurde innerhalb der Arbeit mit Hilfe des Rollgeräuschspektrums nach DIN-EN-1793-3 [1997] ermittelt.

6 In situ-Schätzverfahren zur Bestimmung der Strömungsresistenz offenerporiger Fahrbahnbeläge

6.1 Zielstellung

In vielen Fachgebieten der Technik werden zur Systemanalyse statistische Schätzverfahren zur Identifikation von Parametern erfolgreich eingesetzt. In den meisten Fällen übersteigt bei der experimentellen Systemanalyse die Anzahl der Messwerte die Anzahl der gesuchten Parameter. Es ergibt sich daher bei der Schätzung ein überbestimmtes Gleichungssystem. Darüber hinaus sind die Messwerte fehlerbehaftet. Die Lösung eines solchen Gleichungssystems erfordert daher die Anwendung eines statistischen Parameterschätzverfahrens.

Zur Parameteridentifikation werden Fehlerkriterien eingeführt. Diese sollen eine möglichst einfache numerische Behandlung des aufzustellenden Gleichungssystems erlauben und günstige statistische Eigenschaften aufweisen. Hierbei lassen sich die Verfahren insbesondere durch die Betrachtung von Eingangs- oder Ausgangsfehlern unterscheiden. Bei den Eingangsverfahren werden die Abweichun-

gen zwischen den Eingangsparametern des zu analysierenden Systems und des zugehörigen Modells betrachtet. Die Ausgangsverfahren erfordern dagegen die Bestimmung der Abweichungen zwischen gemessenen Systemantworten und den Ausgangssignalen des Rechenmodells.

Für die Lösung der aufgestellten überbestimmten Gleichungssysteme existieren verschiedene Parameterschätzverfahren, z. B. die „Methode der kleinsten Fehlerquadrate“ [BRONSTEIN et al., 2001], die „Maximum-Likelihood-Methode“? sowie die „Hilfsvariablen-Methode“ [KOCH, 1987].

Die Eigenschaften eines Identifikationsverfahren bestimmen dabei, ob ein lineares oder nichtlineares Gleichungssystem zu behandeln ist. Anhand der linearen Ausgleichsrechnung können die Modellparameter direkt in einem Rechenschritt bestimmt werden. Die nichtlineare Ausgleichsrechnung wird dagegen schrittweise iterativ durchgeführt. Die letztere Methode erweist sich als erheblich aufwendiger als die erst genannte. Neben der Durchführung von mehreren Rechenschritten treten bei der Lösung nichtlinearer Gleichungssysteme Konvergenzprobleme bei der Approximation auf.

In dem Fall, dass ein nichtlineares Gleichungssystem eine Lösung besitzt, kann diese in der Regel nur numerisch anhand eines Iterationsverfahrens gefunden werden. Als Iterationsverfahren sollen an der Stelle beispielhaft das „Newton-Verfahren“, das „Gauß-Newton-Verfahren“ und das „Marquard-Verfahren“ genannt werden. Die hier aufgezählten Verfahren sind Verfahren zweiter Ordnung und zeichnen sich gegenüber den Verfahren nullter und erster Ordnung besonders durch schnelle Konvergenz und bessere numerischer Stabilität aus. Zu den Verfahren erster Ordnung gehört z. B. die „Methode des steilsten Anstiegs“. Den Verfahren nullter Ordnung werden z. B. spezielle Suchalgorithmen zugeordnet.

Zur indirekten Bestimmung von Absorberparametern, wie die Porosität σ oder die Strömungsresistenz Ξ , werden Kugelwellenmodelle zur Beschreibung der Schallausbreitung über einer absorbierenden Oberfläche in Verbindung mit Absorbermodellen eingesetzt. Oftmals werden hierbei Absorbermodelle mit nur einem oder zwei Eingangsparametern eingesetzt, z. B. [THOMASSON, 1977; ATTENBOROUGH, 1985; WEMPEN und MELLERT, 1990; DAIGLE und STINSON, 1987; EMBLETON et al., 1983]. Ein dabei oft angewandtes Modell zur

Modellierung der Schallausbreitung über Böden ist das Model nach DELANY-BAZLEY [DELANY und BAZLEY, 1970].

Den Anmerkungen ATTENBOROUGHs [1988] zufolge kann die Arbeit von SEWELL aus dem Jahre 1962 als einer der ersten Versuche zur Bestimmung der Porosität und der Strömungsresistenz gewertet werden. SEWELL berechnet in seiner Arbeit die Absorberparameter anhand der Lage des ersten Minimums der Übertragungsfunktion auf der Frequenzachse.

NOCKE verwendet [NOCKE, 2000a] zur Bestimmung der Wandimpedanz Z_w den „Downhill-Simplex -Algorithmus“. Dieses Verfahren erweist sich jedoch als außerordentlich rechenzeitaufwändig.

In der Arbeit von TAHEZADEH [Taherzadeh und ATTENBOROUGH, 1999] wird die Schätzung der Wandimpedanz Z_w anhand des „Newton-Verfahren“ durchgeführt.

Aus der somit ermittelten Wandimpedanz gelingt dem Autor die Schätzung der Strömungsresistenz mit Hilfe eines sehr einfachen Absorbermodells.

6.2 Entwicklung des Verfahrens

6.2.1 Das Verfahren zur Parameteridentifikation

Von verschiedenen Autoren, wie z. B. BERENGIER [BERENGIER et al., 1997], ist zur Schallausbreitungsmessung das „Level-Differenz-Verfahren“ angewandt worden. Bei diesem Verfahren werden zwei Mikrofone verwendet. Ein Empfänger ist dabei in den meisten Fällen direkt auf der Fahrbahn angeordnet. Das Signal an diesem Mikrofon soll nachfolgend mit $p_{ref}(\omega)$ bezeichnet werden. Der Schalldruck, welcher in einem Abstand h_e zur Straßenoberfläche gemessen wird, sei mit $p_{h_e}(\omega)$ bezeichnet.

Die Berechnung nach dem „Level-Differenz-Verfahren“ hat zum Vorteil, dass bei der Auswertung der Messung die Übertragungsfunktion der Sende/Empfangeinheit, z. B. Lautsprecher und Verstärker, nicht extra aus den Messergebnissen entfernt werden muss.

Für die „Level-Differenz“

$$\Delta L = 20 \log(p_{h_e}(\omega)/p_{ref}(\omega)) \text{dB}$$

ergibt sich mit der Verwendung von Gleichung (2.99) und (2.70) und unter der Annahme, dass:

$r_{he} \approx r_{ref}$ sowie $r_{1ref} \approx r_{ref}$

folgende Vereinfachung:

$$\Delta L = 20 \log \left(\frac{1 + \frac{r_{1he}}{r_{he}} \cdot \underline{Q}(\vartheta_{0he}) \cdot e^{-jk(r_{1he} - r_{he})}}{1 + \frac{r_{1ref}}{r_{ref}} \cdot \underline{Q}(\vartheta_{0ref})} \right) \text{ dB.} \quad (6.1)$$

Darin ist

$r_{he} \approx r_{ref}$ sowie $r_{1ref} \approx r_{ref}$

der Kugelwellen-Reflexionsfaktor nach Gleichung (2.99). Zusätzlich wird für die Berechnungen das „Phänomenologische Modell“ nach HAMET, Gleichungen (2.52) bis (2.55), herangezogen.

Zur Parameteridentifikation anhand eines statistischen Verfahrens ist es notwendig, ein Zielfunktional zu definieren. Im hier vorliegenden Fall können Abweichungen zwischen den Ausgängen der Modellrechnung und des realen Systems beobachtet werden. Daher ist es sinnvoll, für die beabsichtigte Schätzung der Parameter ein Ausgangsverfahren anzuwenden.

In [BRONSTEIN et al., 2001] werden die Vor- und Nachteile der verschiedenen Verfahren der Parameteridentifikation, z. B. die „Methode der kleinsten Fehlerquadrate“, die „Maximum-Likelihood-Methode“ sowie die „Hilfsvariablen-Methode“ diskutiert. Bezüglich der Genauigkeit einer Schätzung gibt der Autor keinem der Verfahren einen besonderen Vorzug. Aus praktischen Gesichtspunkten favorisiert er jedoch aufgrund der Einfachheit die „Methode der kleinsten Fehlerquadrate“. Diese Methode wird in der Technik zur Parameteridentifikation sehr häufig angewandt. Zur Schätzung der Wandimpedanz einer absorbierenden Oberfläche verwendet z. B. TAHERZADEH in [Taherzadeh und ATTENBOROUGH, 1999] zur Definition des Zielfunktional dieses auf GAUSS zurückgehende Verfahren.

Mit der Definition des Ausgangsfehlers

$$\varepsilon_{\omega} = \underline{p}_m(\omega) - \underline{p}_{th}(\omega) \quad (6.2)$$

und der Darstellung dieses Fehlers als Vektor für alle Frequenzen

$$v = \begin{pmatrix} \varepsilon_{\omega_1} \\ \varepsilon_{\omega_2} \\ \vdots \\ \varepsilon_{\omega_j} \end{pmatrix} \quad (6.3)$$

lässt sich ein Zielfunktional gemäß der „Methode der kleinsten Fehlerquadrate“ formulieren:

$$\min\{v^* v\} = \min \left\{ \sum_{k=1}^n \varepsilon_{\omega_k}^* \varepsilon_{\omega_k} \right\}. \quad (6.4)$$

Die komplexwertigen Größen $\underline{p}_m(\omega)$ und $\underline{p}_{th}(\omega)$ in Gleichung (6.2) stellen die gemessenen bzw. theoretisch berechneten Schalldruckpegelverhältnisse nach Gleichung (6.1) dar.

Zur Minimierung des Zielfunktional stehen die oben genannten unterschiedlichen iterativen Verfahren zur Verfügung. Ein hierbei häufig angewandtes Verfahren ist die „Newton-Methode“. Grundidee dieser Methode ist die Entwicklung des Zielfunktional als „Taylor-Reihe“ an der Stelle x_n . Anhand der Vernachlässigung der nichtlinearen Anteile ergibt sich die

$$x_{i+1} = x_i - \frac{f(x_i)}{f'(x_i)} := F(x_i) \quad \text{Iterationsgleichung} \quad (6.5)$$

der „Newton-Methode“ [BRONSTEIN et al., 2001].

Mit Einführung der „Jacobi-Matrix“

$$Jf(x) = \begin{pmatrix} \partial_1 f(x) \\ \partial_2 f(x) \\ \vdots \\ \partial_m f(x) \end{pmatrix} \quad (6.6)$$

und der „Hesse-Matrix“

$$Hf(x) = \begin{pmatrix} \partial_1 \partial_1 f(x) & \cdots & \partial_1 \partial_m f(x) \\ \vdots & & \vdots \\ \partial_m \partial_1 f(x) & \cdots & \partial_m \partial_m f(x) \end{pmatrix} \quad (6.7)$$

lässt sich die Iterationsgleichung nach Gleichung (6.5) auf m-Dimensionen, nämlich auf die Anzahl der zu schätzenden Parameter, erweitern:

$$X_{i+1} = X_i - Hf(x)^{-1} Jf(x). \quad (6.8)$$

Da die Invertierung einer Matrix numerisch Schwierigkeiten bereitet, wird Gleichung (6.8) zur Berechnung der Iterationsschritte wie folgt verwendet:

$$Hf(x)(X_{i+1} - X_i) = -Jf(x). \quad (6.9)$$

Anhand des auf diese Weise entstandenen linearen Gleichungssystems lässt sich der nächste Iterationsschritt $\Delta X = X_{i+1} - X_i$ berechnen.

Das „Newton-Verfahren“ ist nur lokal konvergent, d. h., es ist eine gute Ausgangsschätzung der Null-

stelle notwendig. Im Fall einfacher Nullstellen konvergiert die Methode quadratisch.

Darüber hinaus kann bei diesem Verfahren die Hesse-Matrix singular werden, was zu numerischen Problemen bei der Iteration führen würde. Um diese Probleme zu eliminieren, wurde von LEVENBERG und MARQUARDT ein verbessertes Verfahren entwickelt. Die Hesse-Matrix aus Gleichung 6.7 wird hier genähert über:

$$\mathbf{H}f(x) = 2\text{Re}\{\mathbf{J}^*f(x)\mathbf{J}f(x) + \lambda\mathbf{E}\} \quad (6.10)$$

Dem Parameter λ kommt dabei eine wichtige Bedeutung zu. Der Wert des Startparameters λ_0 kann beliebig festgelegt werden. Meist wird in der Literatur von $\lambda_0 = 0,01$ ausgegangen. Nach jedem Iterationsschritt wird der Funktionswert des Zielfunktionals an der Stelle X_{i+1} berechnet und mit dem Funktionswert des vorherigen Iterationsschritts verglichen. Dabei gilt:

ist $J(X_{i+1}) < J(X_i)$, dann verkleinere λ , ist $J(X_{i+1}) > J(X_i)$, dann vergrößere λ .

Der Parameter α soll laut MARQUARDT gleich 10 gesetzt werden.

Da sich dieses Verfahren in den Untersuchungen als numerisch am stabilsten herausstellte, wurde es für die durchzuführende Schätzung herangezogen.

6.2.2 Einfügungsdämpfung durch Absorption

Die bei der Messung der Schallausbreitung gewonnenen Daten können zusätzlich zur Berechnung der Einfügungsdämpfung D_e der offenporigen Fahrbahn herangezogen werden. Dabei soll hier unter Einfügungsdämpfung der Anteil des Minderungseffekts verstanden werden, welcher durch die Absorption der Fahrbahn hervorgerufen wird.

Die Einfügungsdämpfung berechnet sich mit:

$$D_e = 10 \lg \sum_{f_i} 10^{L_f(f_i)/10\text{dB}} \cdot H_{AS}^2(f_i) \text{dB}. \quad (6.11)$$

Darin sind $L_f(f_i)$ das Rollgeräuschspektrum nach DIN-EN-1793-3 [1997] und H_{AS} die Übertragungsfunktion definiert in Gleichung (2.112).

6.3 Fehlerbetrachtung

Anhand der „Monte-Carlo-Methode“ nach Gleichung (5.66) wurde die Genauigkeit der Parameteridentifikation nach dem Verfahren von LEVEN-

BERG und MARQUARDT abgeschätzt. Dazu ist zunächst mit Hilfe des Modells der Kugelwelle über einer absorbierenden Fläche gemäß Gleichung (2.99) ein Parametersatz der Messwerte des Schalldrucks \underline{p}_m erzeugt worden. Die Zusammenhänge

$$\Xi = f(\sigma) \quad \text{und} \quad \tau = f(\sigma)$$

fanden bei dieser Berechnung mit den Gleichungen (2.60) und (2.63) Berücksichtigung. Grundlage der Vorhersage der Absorberkennwerte bildete das „Phänomenologische Modell“ nach Gleichung (2.52) bis Gleichung (2.55). Zu den Berechnungsergebnissen p_m ist ein „weißes Rauschen“ addiert worden. Der Signal-Rauschabstand betrug dabei 20 dB. Der dieser Berechnung zugrunde liegende Parameterbereich ist in Tabelle 6.1 zusammengefasst.

Die Schätzung der Parameter Strömungsresistenz Ξ , Porosität σ und Tortuosität τ erfolgte anschließend anhand des Zielfunktionals nach Gleichung (6.4). Die Minimierung des auf diese Weise definierten Funktionals fand unter Verwendung des Verfahrens von LEVENBERG und MARQUARDT statt. Bei allen durchgeführten Berechnungen konvergierte der Wert $E(g(X))$ für eine Anzahl von

$$n > 256$$

„Monte-Carlo-Shots“. Die Anzahl der Iterationsschritte i für die Iterationsvorschrift nach Gleichung (6.9) wurde dabei auf 30 beschränkt.

Für die Durchführung der ersten Simulation wurden lediglich die Startwerte für die zu schätzenden Parameter mit

$$\Xi = 0 \text{ Ns/m}^4, \quad \sigma = 0,1, \quad \tau = 1$$

festgelegt. Die Ergebnisse dieser Berechnung sind in Bild 6.1 dargestellt. Hierin ist klar erkennbar, dass der mittlere relative Fehler bei der Schätzung der Strömungsresistenz nahezu 100 beträgt. Ähnlich hohe Abweichungen können auch bei den Schätzwerten der anderen Parameter beobachtet

Parameter	Bereich	
Strömungsresistenz Ξ Ns/m ⁴	1.000	6.000
Porosität σ [%]	0,1	0,3
Tortuosität τ	1	8

Tab. 6.1: Eingangsparameter der „Monte Simulation“ für die Berechnungen des Schallfeldes einer Kugelwelle über einem absorbierenden Fahrbahnbelag nach Gleichung (2.99), Absorbermodell: „Phänomenologisches Modell“ gemäß Gleichung (2.52) bis Gleichung (2.55)

werden. Der mittlere relative Fehler für die Parameter Porosität σ und Tortuosität τ beträgt in etwa 40.

Diese sehr hohen Fehler sind darauf zurückzuführen, dass das „LEVENBERG-MARQUARDT-Verfahren“ nur lokal konvergent ist. Wenn somit die Startwerte der Schätzung nicht sehr nahe des wahren Wertes gewählt werden, treten hohe Fehler bei der Identifikation der Parameter auf.

Da die auf diese Weise geschätzten Werte sich in ihrer Genauigkeit als unbefriedigend erwiesen, wurde der Versuch unternommen, die Genauigkeit der Schätzung zu steigern. Bei dieser Simulation ist dazu der Parameterbereich der Schätzung mit

$$0 \leq \Xi \leq 10000 \text{Ns/m}^4, \quad 0,15 \leq \sigma \leq 0,3 \quad \text{und} \quad 1 \leq \tau \leq 8$$

eingeschränkt worden. Als Startwerte gingen ein:

$$\Xi = 4000 \text{Ns/m}^4, \quad \sigma = 0,20 \quad \text{und} \quad \tau = 4.$$

Der Darstellung in Bild 6.2, Balken A kann entnommen werden, dass unter der Berücksichtigung der hier beschriebenen Randbedingungen eine deutliche Verringerung des mittleren relativen Fehlers bei der Schätzung der Strömungsresistenz zu erwarten ist. Der mittlere relative Fehler beträgt hier ca. 50 %.

Die Berücksichtigung der Zusammenhänge

$$\Xi = f(\sigma) \quad \text{und} \quad \tau = f(\sigma)$$

nach den Gleichungen (2.60) bzw. (2.63) führt zu einer weiteren Verbesserung der Genauigkeit (Bal-

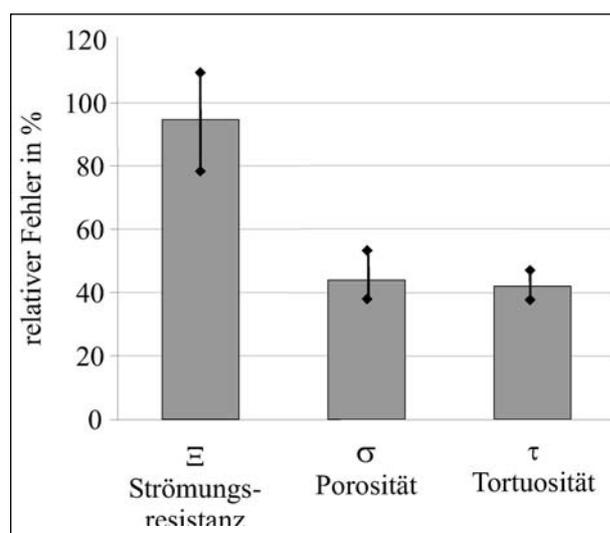


Bild 6.1: Parameteridentifikation anhand des Zielfunktional nach der „Methode der kleinsten Fehlerquadrate“ gemäß Gleichung (6.2), Minimierung des Funktional unter Verwendung des Verfahrens von LEVENBERG und MARQUARDT, Startwerte der Schätzung: $\Xi = 0 \text{Ns/m}^4$, $\sigma = 0,1 \%$, $\tau = 1$

ken B). Der dabei beobachtete mittlere relative Fehler der Schätzung beträgt nunmehr ca. 30 %.

Kritisch muss an dieser Stelle angemerkt werden, dass die Zusammenhänge $\Xi = f(\sigma)$ und $\tau = f(\sigma)$ bereits bei der Erzeugung der Schalldruckpegel p_m verwendet wurden. Diese Zusammenhänge sind in SARRADJ et al. [2003] (siehe Kapitel 2.2.2) anhand von statistischen Beobachtungen an einem ausgewählten Probenpool gefunden worden. Dies bedeutet, in der Praxis ist ein durchaus höherer Wert des mittleren Fehlers bei der Schätzung der Strömungsresistenz zu erwarten.

In der Norm ANSI-S 1.18 [2004] werden zur Schätzung der Wandimpedanz Z_w einer absorbierenden Oberfläche so genannte „Templates“ verwendet. Hierbei handelt es sich um die Darstellung der „Level-Differenz-Funktion“ nach Gleichung (6.1) für verschiedene Parameter. Eine derartige Darstellung wurde bei der Auswertung der Messung zum Auffinden günstiger Startwerte für Ξ verwendet. Dazu ist einzig die Lage des Minimums auf der Frequenzachse der „Level-Differenz-Funktion“ herangezogen worden.

In der Darstellung von Bild 6.3 konnte gezeigt werden, dass eine Verringerung der Quell- und Emp-

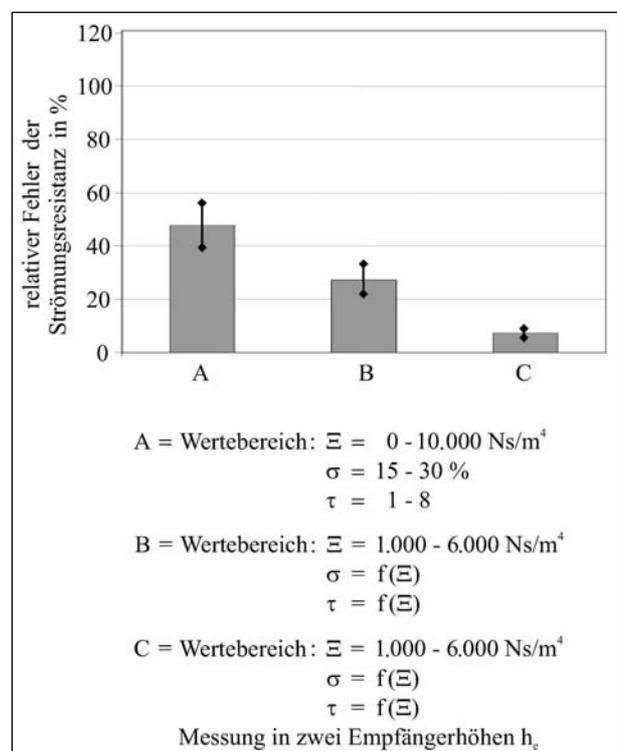


Bild 6.2: Parameteridentifikation anhand des Zielfunktional nach der „Methode der kleinsten Fehlerquadrate“ gemäß Gleichung (6.2), Minimierung des Funktional unter Verwendung des Verfahrens von LEVENBERG und MARQUARDT

fängerhöhe eine stärkere Verschiebung des Minimums der Funktion H_{AK} auf der Frequenzachse bei Variation der Strömungsresistenz zur Folge hat. Aus diesem Grund soll zur Schätzung der Absorberparameter die Konfiguration mit geringer Höhe der Quelle und des Empfängers ($h_q = h_e = 0,25$ m, $x_0 = 2,5$ m) Verwendung finden.

Wenn darüber hinaus, der Idee von TAHERZADEH [Taherzadeh und ATTENBOROUGH, 1999] folgend,

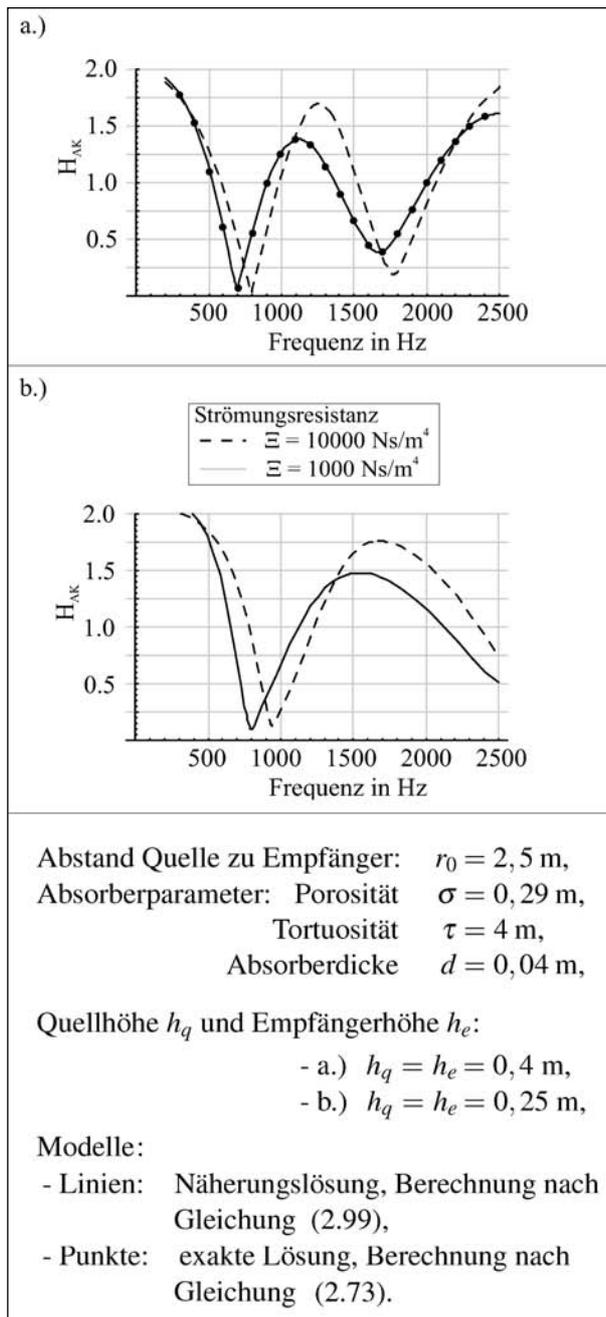


Bild 6.3: Berechnung der Übertragungsfunktion H_{AK} , Schallfeld der Kugelwelle über lateral reagierendem Absorber nach Gleichung (2.99), bezogen auf das freie Schallfeld einer Punktschallquelle Gleichung (2.64)

die Messung der Schalldruckpegel \underline{p}_{h_e} für zwei verschiedene Höhen h_e erfolgt, kann der Schätzwert entscheidend verbessert werden. Nach Balken C in Bild 6.2 wird dadurch ein mittlerer relativer Fehler der Schätzung von 10 % erreicht.

Zur Durchführung dieser Untersuchung wurde der Schalldruck \underline{p}_m für zwei Höhen, $h_e = 0,4$ m und $h_e = 0,25$ m, berechnet. Danach ist für beide Höhen die Schätzung der Strömungsresistenz Ξ erfolgt. Bei einer Abweichung der geschätzten Werte größer als 10 % ist davon ausgegangen worden, dass sich die Schätzwerte

in einem lokalen Minimum der Funktion befanden. Die Werte wurden somit verworfen und nicht zur Berechnung der Zahl $E(g(X))$ der „Monte-Carlo-Methode“, beschrieben in Gleichung (5.66), herangezogen.

In der Praxis müssten zur Schätzung daher immer zwei Höhen h_e vermessen werden. Erst wenn die Werte der geschätzten Strömungsresistenzen für beide Höhen übereinstimmen, kann von einem geringen Fehler der Schätzung ausgegangen werden.

Das zweite statistische Moment, die Standardabweichung, ist bei allen hier durchgeführten Schätzungen in einer plausiblen Größenordnung zum mittleren relativen Fehler. Die Untersuchungen können daher als zuverlässig angesehen werden.

Den hier diskutierten Ergebnissen folgend, soll zur Schätzung der Strömungsresistenz der Abstand zwischen Quelle und Empfänger $x_0 = 2,5$ m betragen. Die Quelle befindet sich dabei in einer Höhe $h_q = 0,25$ m. Die Messung der Schalldruckpegel findet an drei Positionen statt:

$$h_{ref} = 0 \text{ m}, \quad h_{e_1} = 0,25 \text{ m}, \quad \text{und} \quad h_{e_2} = 0,4 \text{ m}. \quad (6.12)$$

Das Auffinden günstiger Startwerte für die Schätzung soll in Anlehnung an das Verfahren nach ANSI-S 1.18 [2004] unter Verwendung von „Templates“ durchgeführt werden.

6.4 Zusammenfassung

Einen Teil des Modells zur Durchführung der statistischen Parameteridentifikation stellt die Beschreibung des Schallfeldes der Kugelwelle über einer absorbierenden Oberfläche dar. Hierzu existieren verschiedene Näherungslösungen. Ein in letzter Zeit häufig angewandtes Modell ist die Näherungslösung nach „WEYL von de Pool“ in Ver-

bindung mit dem Konzept der „effektiven Impedanz“ nach LI.

Anhand der exakten Berechnung nach BREKOVSKIKH konnte innerhalb dieser Arbeit der Bereich, in dem diese Näherung ihre Berechtigung besitzt, nachgewiesen werden. Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass für Frequenzen $f \geq 250$ Hz, für Quell- und Empfängerhöhenbereiche von $0,25 \leq h_q \leq 0,4$ m sowie für Abstände $r_0 \geq 2$ m die Näherungslösung nach LI sehr gute Ergebnisse liefert.

Zur Durchführung der Parameteridentifikation ist die Definition eines Zielfunktional notwendig. Innerhalb der Arbeit wurde zur Herleitung dieses Funktional die „Methode der kleinsten Fehlerquadrate“ verwendet. Zur Minimierung des Zielfunktional ist das Verfahren von LEVENBERG und MARQUARDT herangezogen worden.

Das „LEVENBERG-MARQUARDT-Verfahren“ ist nur lokal konvergent, d. h., es ist eine gute Ausgangsschätzung notwendig. Diese Abschätzung kann sehr erfolgreich anhand von „Templates“ in Anlehnung an ANSI-S1.18 [2004] durchgeführt werden.

Zur Schallausbreitungsmessung wurde das „Level-Differenz-Verfahren“ angewandt. Bei diesem Verfahren werden zwei Mikrofone verwendet. Ein Empfänger ist dabei direkt auf der Fahrbahn angeordnet. Die Berechnung nach dem „Level-Differenz-Verfahren“ hat den Vorteil, dass bei der Auswertung der Messung die Übertragungsfunktion der Sende/Empfangeinheit, z. B. Lautsprecher und Verstärker, nicht extra aus den Messergebnissen entfernt werden muss.

Für die Durchführung der Schätzung wurde das „Level-Differenz-Verfahren“ zweimalig verwendet. Neben dem Mikrofon am Boden sind dazu Mikrofone in zwei Höhen $h_{e1} = 0,25$ m und $h_{e2} = 0,4$ m angeordnet worden. Durch den Vergleich der Schätzergebnisse an den verschiedenen Empfängerhöhen h_{e1} und h_{e2} und unter Berücksichtigung der Zusammenhänge $\Xi = f(\sigma)$ und $\tau = f(\sigma)$ konnte die Genauigkeit des Schätzverfahrens entscheidend verbessert werden. Diese Ergebnisse sind anhand einer „Monte-Carlo-Simulation“ ermittelt worden. Der mittlere relative Fehler betrug hierbei 10 %. Der Simulation wurde ein Signal-Rauschabstand von 20 dB zugrunde gelegt.

Kritisch muss angemerkt werden, dass bei der „Monte-Carlo-Simulation“ die Zusammenhänge

$\Xi = f(\sigma)$ und $\tau = f(\sigma)$ bereits zur Erzeugung der Schalldruckpegel \underline{p}_m verwendet wurden. Diese Zusammenhänge sind in [SARRADJ et al. 2003] (siehe Kapitel 2.2.2) anhand von statistischen Beobachtungen an einem ausgewählten Probenpool gefunden worden. Dies bedeutet, in der Praxis ist ein durchaus höherer Wert des mittleren Fehlers bei der Schätzung der Strömungsresistenz zu erwarten.

Durch die Verwendung des kurzen Abstandes $x_0 = 2.5$ m zwischen Quelle und Empfänger wird trotz starkem Störgeräusch (Verkehrslärm) ein hoher Signal-Rauschabstand besonders im Bereich tieferer Frequenzen ermöglicht. Ein weiterer Vorteil der kurzen Distanz x_0 ist die Unempfindlichkeit der Messung auf Turbulenzen in der Atmosphäre [PLOSING und KRAGH, 1998; EMBLETON, 1996; ATTENBOROUGH, 1997]. Die Durchführung einer Messung soll dabei, wie in [DIN-ISO-13472-1 2004] festgelegt, nur für eine Windgeschwindigkeit von $v \geq 5$ m/s erlaubt sein.

Die bei den Schallausbreitungsmessungen gewonnenen Daten können zusätzlich zur Bestimmung der Einfügungsdämpfung der offenporigen Fahrbahn verwendet werden. Hierzu wurde eine einfache Berechnungsvorschrift auf der Basis des genormten Rollgeräuschspektrums nach DIN-EN-1793-3 [1997] entwickelt.

7 Korrelation der Messergebnisse von Strömungswiderstand und Absorptionsgrad mit den nach dem Verfahren der statistischen Vorbeifahrt ermittelten Fahrzeuggeräuschpegeln

7.1 Einführung

Die Funktionsweise der in den Kapiteln 4 und 5 behandelten Messverfahren soll nunmehr anhand von in situ-Messungen demonstriert werden. Dazu sind Messorte auf den Bundesautobahnen, der BAB 2 und der BAB 1, ausgewählt worden (siehe Tabelle A.1).

Ziel der Untersuchung innerhalb dieses Kapitels ist die Korrelation des in situ gemessenen Strömungswiderstands und des in situ gemessenen Schallabsorptionsgrades mit den Fahrzeuggeräuschpegeln L_{veh} .

7.2 Versuchsdurchführung

An jedem Messort wurden durch die Bundesanstalt für Straßenwesen (BASt) Messungen der Fahrzeuggeräuschpegel L_{veh} nach dem Verfahren der statistischen Vorbeifahrt gemäß DIN-EN-ISO-11819-1 [2001] durchgeführt. Die Pegel L_{veh} sind dabei für Fahrzeuge der Kategorie I: Pkw aufgenommen worden.

Für die Bestimmung des Strömungswiderstandes und des Schallabsorptionsgrades standen jeweils der Standstreifen und der daneben befindliche 1. Fahrstreifen auf den Bundesautobahnen BAB 1 und BAB 2 zur Verfügung. Die Messungen sollten grundsätzlich gemäß den in DIN-ISO-13472-1 [2004], § 8 festgelegten Bedingungen durchgeführt werden. Speziell die Überprüfung der Trockenheit der Poren ist vor Messbeginn am offenporigen Asphalt in Anlehnung an das in der Norm DIN-ISO-13472-1 [1999] vorgeschlagene Prüfverfahren erfolgt. Dabei wird an fünf Stellen mit einer Druckluftpistole ein kurzer Druckluftstoß von 0,5 kPa bis 0,8 kPa senkrecht in die Fahrbahnoberfläche geblasen. Bei Sichtbarkeit einer Sprühwolke kann die Messung nicht durchgeführt werden. Dieser Test wurde für die hier durchgeführten Messungen erweitert. Erst nach einem Zeitraum von 4 Stunden, nachdem mit dem Verfahren nach DIN-ISO-13472-1 [1999] keine Sprühfahne mehr nachweisbar war, wurde eine Messung als gültig angesehen (siehe Kapitel 4).

Effektiver spezifischer Strömungswiderstand

Zur Bestimmung des effektiven spezifischen Strömungswiderstandes R'_s fanden pro Messstandort vier Querschnitte Berücksichtigung. Als Querschnitt soll hierbei eine zur Fahrtrichtung orthogonale Linie verstanden werden (siehe Bild A.1). In jedem der Querschnitte 1 bis 3 ist dabei ein Messpunkt auf dem Standstreifen, ein weiterer in der Rollspur des 1. Fahrstreifens und ein dritter in der Mitte des 1. Fahrstreifens ausgewählt worden. Im Querschnitt 4 wurde dagegen nur die Rollspur betrachtet.

In den Querschnitten 1 bis 3 ist pro Messpunkt eine Manschette aus Silikon mit Hilfe von Silikonkautschuk (transparent, Hersteller Ayrton S. A.) auf die Fahrbahn geklebt worden. Durch diese Abdichtung zwischen Manschette und Textur konnte gemäß den Ausführungen in Kapitel 4, Gleichung (4.3 2) ein der Strömungsresistenz Ξ der Struktur propor-

tionaler effektiver spezifischer Strömungswiderstand R'_s ermittelt werden.

Zur Abschätzung des Einflusses der Fahrbahntextur auf den effektiven spezifischen Strömungswiderstand R'_s sind an allen Messorten am Messpunkt 8 in der Rollspur des 1. Fahrstreifens Manschetten aus Sylomer vom Typ G25, R25 und L25 aufgelegt worden. Diese wurden durch Stahlgewichte mit einer Gesamtmasse von 60 kg an die Fahrbahnoberfläche gepresst.

Bestimmung der Permeabilität durch Messung der Wasserdurchlässigkeit

Die Messung der Wasserdurchlässigkeit wurde pro Messstandort nur für einen Querschnitt durchgeführt. Dies ist insbesondere auf den zu erwartenden hohen Wasserverbrauch des Verfahrens zurückzuführen.

Schallabsorptionsgrad

Die Bestimmung des Schallabsorptionsgrades erfolgte gemäß den Forderungen der DIN-ISO-13472-1 [2004] und für senkrechten Schalleinfall. Zur Messung wurden die Punkte entlang des Querschnitts 2 in Bild A. 1 ausgewählt. Dadurch fand jeweils eine Messung auf dem Standstreifen, eine in der Rollspur des 1. Fahrstreifens und eine in der Mitte des 1. Fahrstreifens statt.

Messung der Schallausbreitung

Die Schätzung der Strömungsresistenz wurde mit Hilfe der Ausbreitungsmessung über der Rollspur und der Mitte des ersten Fahrstreifens durchgeführt. Da die Voruntersuchungen dem Schätzverfahren schlechte Ergebnisse bescheinigten, sollte zusätzlich die Korrelation der Einfügungsdämpfung des porösen Asphalts mit den Fahrzeuggeräuschpegeln untersucht werden.

7.3 Abschätzung zum Einfluss der Lärminderungsmechanismen

In den Untersuchungen zur Lärminderung von Fahrbahnoberflächen in BECKENBAUER [2002] wurde eine Vielzahl von unterschiedlichen Deckschichten berücksichtigt. Drei der in die durchgeführten Arbeiten einbezogenen Fahrbahnen waren offenporig. Für alle beteiligten Fahrbahnen sind die maximalen Vorbeirollpegel L_{pAF} bestimmt worden. Speziell der an den offenporigen Fahrbahnen ge-

gemessene Vorbeirollpegel lag in etwa 5-6 dB unter dem Mittelwert aller gemessenen Vorbeirollpegel.

An der in BECKENBAUER [2002] mit A1 bezeichneten offenporigen Fahrbahn wurden innerhalb der Arbeiten in [HÜBELT et al., 2003] Bohrkerne entnommen. Die an den Bohrkerne bestimmten Absorberparameter bilden die Grundlage für eine abschätzende Ausbreitungsrechnung anhand der Näherungslösung nach Gleichung (2.99) in Verbindung mit dem Konzept der „effektiven Impedanz“ nach LI gemäß Gleichung (2.47).

In Bild 7.1 wird in beiden Graphen die für den Asphalt A1 zu erwartende Minderung des A-bewerteten Gesamtschalldruckpegels als Funktion des Ortes $P\{x,y\}$ dargestellt. Grundlage der Berechnung bildet:

$$\Delta L_p = 10 \log \frac{\sum_{f_i} 10^{L_p(f_i)/10\text{dB}} \cdot |p_A(f_i)|^2}{\sum_{f_i} 10^{L_p(f_i)/10\text{dB}} \cdot |p_s(f_i)|^2} \quad (7.1)$$

Darin ist p_A der für das Schallfeld über einer impedanzbelegten Fläche nach Gleichung (2.99) und Gleichung (2.47) berechnete Schalldruckpegel und p_s der Schalldruckpegel innerhalb des Schallfeldes über einer als schallhart angenommenen Referenzoberfläche. Zur Berücksichtigung der spektralen Verteilung des Rollgeräusches wurde das A-bewertete Rollgeräuschspektrum $L_f(f_i)$ nach DIN-EN-1793-3 [1997] als Funktion der Terzmittenfrequenzen f_i herangezogen. Die Berechnung der Absorberkennwerte erfolgte mit Hilfe des „Phänomenologischen Modells“ anhand der Gleichungen (2.52) bis (2.55).

In dem oberen Graphen des Bildes 7.1 ist die Minderung des Gesamtschalldruckpegels für eine Punktschallquelle gezeigt. Der untere Graph wurde aus der Überlagerung der Schallfelder eines aus 3x3 Punktschallquellen bestehenden Arrays berechnet. Diese Anordnung soll einer Abschätzung der Wirkung von Reflexionen am Fahrzeugunterboden und der Berücksichtigung höher gelegener Quellen dienen.

Deutlich ist in beiden Graphen die Ausbildung eines keilförmigen Minderungsgebietes seitlich der Quellen erkennbar. Die Höhe des Keils wird dabei vorrangig durch die Höhe h_q der Schallquellen über der Fahrbahn bestimmt. Dies wird durch den Vergleich der beiden Graphen in Bild 7.1 und der Darstellung in Bild 7.2 klar.

In einem Abstand von $x_0 = 7,5$ m und in einer Empfängerhöhe $h_e = 1,2$ m wird für das Quellarray und

für die einzelne Punktquelle eine Minderung des A-bewerteten Gesamtschalldruckpegels durch das absorbierende Verhalten des Asphalts A1 von ca. 3-4 dB berechnet. Den Ergebnissen von BECKENBAUER [2002] zufolge ist in praxi durch diesen Asphalt jedoch eine Minderung des Vorbeirollpegels L_{pAF} von 5 dB erreichbar. Diese Minderung gilt in etwa im Vergleich zu einem schallharten Fahrbahnbelag SMA 0/8 sowie für eine Population von 15 % Lkw und 85 % Pkw. Die Lkw mit 10 Reifen sind dabei mit einer Geschwindigkeit von 85 km/h und die Pkw mit einer Geschwindigkeit von 110 km/h berücksichtigt worden.

Die in den Graphen des Bildes 7.1 gezeigten Berechnungsergebnisse basieren auf der Annahme einer in x- und y-Richtung unendlich ausgedehnten Absorberfläche. In der Realität waren die Versuchsstrecken jedoch seitlich mit einer nahezu schallharten Betonfläche begrenzt. Eine Verringerung der absorbierenden Fläche führt auch für sehr flache Schallausbreitungswinkel zur Verschlechterung der Gesamtschalldruckpegelminderung. Es kann somit davon ausgegangen werden, dass der in praxi aufgetretene Beitrag zur Minderung durch

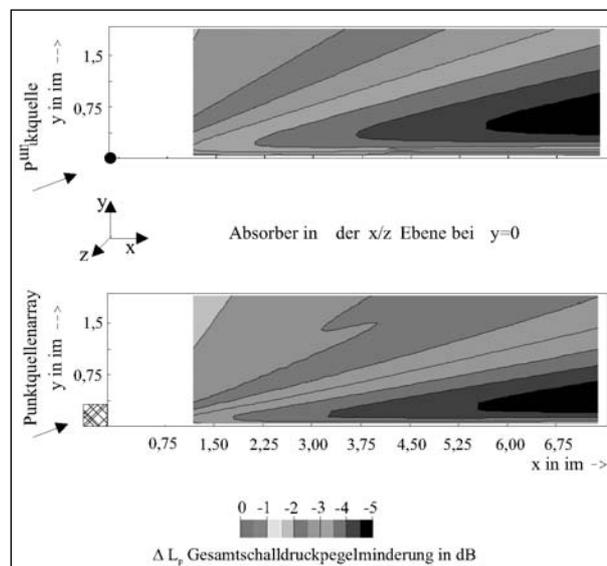


Bild 7.1: Lärmindernde Wirkung durch Absorption des offenporigen Asphalts A1 ausgelegt in BECKENBAUER [2002]. Die Berechnung wurde anhand des Vergleiches zu einer schallharten Oberfläche nach Gleichung (7.1) und Gleichung (2.99) durchgeführt. Es liegt das A-bewertete Rollgeräuschspektrum nach DIN-EN-1793-3 [1997] zugrunde
Absorberparameter: $\Xi = 4760 \text{ Ns/m}^4$, $\sigma = 0,33$, $\tau = 6$, Absorberdicke $d = 0,04$ m, Höhe der Punktschallquelle $h_q = 0,001$ m, Lage: $P\{x,y,z\} = \{0,0,0\}$, Quellarray bestehend aus 3×3 Punktquellen, Höhe des Arrays $0,3$ m, Breite des Arrays $0,3$ m, Abstand der Quellen $0,1$ m

Absorption durch den Asphaltbelag A1 während der Messung geringer war.

Dies verdeutlichen die in Bild 7.3 dargestellten Ergebnisse einer abschätzenden Berechnung. Hierzu wurde das Schallfeld einer Punktschallquelle über einer absorbierenden Ebene mit Impedanzdiskontinuität nach Gleichung (2.113) berechnet.

Am Boden des der Quelle zugewandten Teils d_1 vom Ausbreitungsweg befindet sich ein Absorber. Im Bereich d_2 nach dem Impedanzsprung bis zum Empfänger wurde eine schallhart reflektierende Fläche angenommen.

Die zur Berechnung des in Bild 7.3 gezeigten Graphen notwendigen Absorberparameter (Ξ , σ , τ) und die Dicke d entsprechen den am Bohrkern des Fahrbahnbelag A1 gemessenen Werten. In der Terz mit der Terzmittenfrequenz $f_t = 800$ Hz weist dieser Fahrbahnbelag im Absorptionsgrad-Frequenz-Verlauf ein Maximum auf. Die Lage dieses Maximums konnte durch in situ-Messung des Absorptionsgrades und durch Messung mit Hilfe des „Kundtschen Rohres“ [BECKENBAUER, 2002] nachgewiesen werden. Aufgrund des Verlaufs des Absorptionsgrades als Funktion der Frequenz kann in den in Bild 7.3 gezeigten Übertragungsfunktionen ein Minimum beobachtet werden. Für eine in x- und y-Richtung unendlich ausgedehnte Absorberfläche wird in der Terz $f_t = 800$ Hz eine Minderung von ca. -15 dB berechnet. Für Absorberflächen, die sich nur über einen Teil des Ausbreitungsweges er-

strecken, verschlechtert sich der Minderungseffekt. So kann z. B. bei einer Distanz $d_1 = 1$ m eine Minderung in der Terz $f_t = 800$ Hz von nur noch ca. -13 dB und bei einer Distanz $d_1 = 0,5$ m eine Minderung von nur noch ca. -9 dB berechnet werden.

Grundlage der in Bild 7.3 angegebenen Minderung des A-bewerteten Gesamtschalldruckpegels ΔL_p bildet das genormte Rollgeräuschspektrum nach DIN-EN-1793-3 [1997]. Für eine in x- und y-Richtung unendlich ausgedehnte Absorberfläche wird eine Minderung des A-bewerteten Gesamtschalldruckpegels ΔL_p nach Gleichung (7.1) von ca. -4 dB vorhergesagt. Das Verkleinern der Ausdehnung d_1 der Absorberfläche führt folgerichtig zur Verschlechterung des Minderungseffekts. Bei einer Distanz $d_1 = 1$ m wird hier eine Minderung des Gesamtschalldruckpegels ΔL_p von ca. -3 dB und bei einer Distanz $d_1 = 0.5$ m nur noch eine Minderung ΔL_p von ca. -2 dB berechnet.

Die Lage d_1 des Impedanzsprunges bei der Messung des maximalen Vorbeirollpegels L_{pAF} in BECKENBAUER [2002] ist nicht exakt berechenbar. Dies ist insbesondere dadurch begründet, dass das Maximum des Vorbeirollpegels bei der Vorbeifahrt des Pkw nicht exakt vor dem Messmikrofon zu erwarten ist [SANDBERG und EJSMONT, 2002, Bild 8.9]. Die Breite der Versuchsstrecken ist jedoch mit 3,5 m angegeben. Somit ist anzunehmen, dass sich die dem Empfänger zugewandte Rollspur in einem Abstand $d_1 \approx 0,75-1$ m von der Fahrbahnkante befunden hat. Daher kann den in Bild 7.3 dargestellten Ergebnissen zufolge die Min-

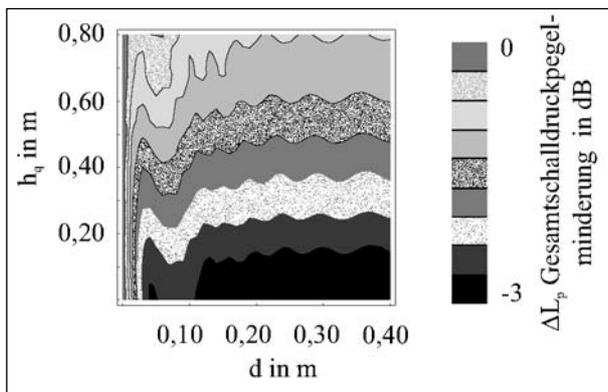


Bild 7.2: Lärmindernde Wirkung durch Absorption eines offenporigen Asphalts als Funktion der Dicke des Straßenbelags d und der Höhe h_q der Schallquelle über der Straßenoberfläche. Die Berechnung wurde anhand des Vergleiches zu einer schallharten Oberfläche nach Gleichung (7.1) und Gleichung (2.99) durchgeführt. Es liegt das A-bewertetete Rollgeräuschspektrum nach DIN-EN-1793-3 [1997] zugrunde. Immissionspunkt: $x_0 = 7,5$ m; $h_e = 1,2$ m (Bild 2.4); Absorberparameter: $\Xi = 6.000$ Ns/m⁴, $\sigma = 0,22$, $\tau = 5$

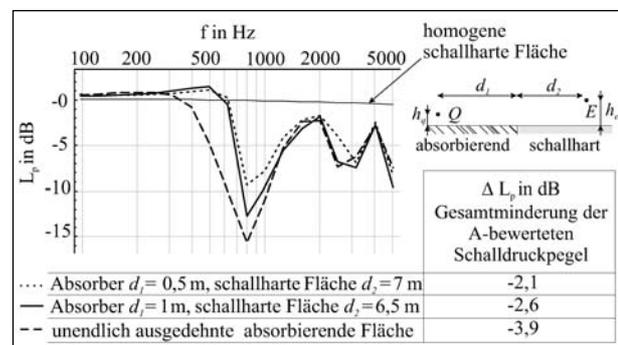


Bild 7.3: Minderung des Schalldruckpegels L_p durch Absorption des Fahrbahnbelags A1. Berechnung des Schallfeldes einer Punktschallquelle über einer absorbierenden Ebene mit Impedanzsprung nach Gleichung (2.113). Berechnung der A-bewerteten Gesamtschalldruckpegelminderung ΔL_p auf der Grundlage des Rollgeräuschspektrums nach DIN-EN-1793-3 [1997] unter Verwendung von Gleichung (7.1). Absorberparameter: $\Xi = 4.700$ Ns/m⁴, $\sigma = 0,33$, $\tau = 6$, Absorberdicke $d = 0,04$ m, Geometrie: $h_q = 0,001$ m, $h_e = 1,2$ m, $x_0 = 7,5$ m (Bild 2.4

derung des Vorbeirollpegels durch die Absorption des Fahrbahnbelags A1 mit 2-3 dB angegeben werden. Die für diesen Asphalt in den Untersuchungen von BECKENBAUER ermittelte Verringerung des maximalen Vorbeirollpegels L_{pAF} beträgt jedoch 5 dB. Folglich ist zur Abschätzung der Minderungswirkung ein weiterer Effekt zu berücksichtigen. Gemäß der eingangs formulierten These kann diese zusätzliche Minderungswirkung auf die Reduzierung des „Airpumping-Effekts“ durch die offene Porosität des Asphalts zurückgeführt werden. Diesem Effekt wird nach den hier durchgeführten abschätzenden Berechnungen eine Minderungswirkung von 2-3 dB zugeschrieben. Die beiden Effekte, die Minderung durch Absorption und die Minderung des „Airpumping-Effekts“, sind daher quantitativ als nahezu gleichwertig einzustufen.

7.4 Korrelation der Ergebnisse

Vorbetrachtungen

Gemäß der in Kapitel 5 angegebenen Gleichung (5.76) wird die Schalldruckpegelminderung durch Absorption $\Delta L_{p\alpha}$ anhand des in situ gemessenen Absorptionsgrades einer offenporigen Fahrbahn gegenüber einer als schallhart angenommenen Referenzfläche berechnet. Es wird nunmehr erwartet, dass sich dieser Minderungspegel proportional zum gemessenen Fahrzeuggeräuschpegel L_{Veh} verhält. Somit gelte:

$$\Delta L_{p\alpha} \sim L_{Veh}. \quad (7.2)$$

Eine ähnliche Überlegung soll zum Zusammenhang zwischen Strömungsresistenz Ξ und Fahrzeuggeräuschpegel L_{Veh} durchgeführt werden: Die Gleichung (2.99) enthält den Quellterm A_0 . Dieser ist als $\underline{A}_0 = j\omega\rho q/(4\pi)$ definiert. Als die zum Schalldruck $\underline{p}(\omega)$ am Immissionsort proportionale Wechselgröße geht hier der Schallfluss $\underline{p}(\omega)$ ein. Dieser Zusammenhang wurde z. B. in der Arbeit zum „Airpumping-Effekt“ von GAGEN [1999] bestätigt. Der Autor nimmt als Quelle bei der Beschreibung des „Airpumping-Effekts“ einen Punktstrahler mit der Quellstärke A_0 an. Die Stärke des „Airpumping-Effektes“ wird einerseits durch die Ausbildung der Textur und andererseits durch die Strömungsresistenz Ξ der überrollten porösen Fahrbahn beeinflusst. Nach Gleichung (2.18) und Gleichung (2.25) führt eine Verringerung der Strömungsresistenz Ξ zur Erhöhung des Volumenflusses durch die poröse Struktur der Fahrbahn. Dieser

Volumenflusses wird der Quellstärke des Punktstrahlers A_0 entzogen. Dadurch verringert sich die Stärke des „Airpumping-Effektes“. Über den Zusammenhang zwischen dem effektiven spezifischen Strömungswiderstand R'_s und dem Fahrzeuggeräuschpegel L_{Veh} sei unter Berücksichtigung von Gleichung (4.32) daher nunmehr folgende Annahme getroffen:

$$\lg R'_s \sim L_{Veh}. \quad (7.3)$$

Diese Relation müsste sich am Ort der Schallentstehung, d. h. in der Rollspur, besonders deutlich nachweisen lassen.

Der Zusammenhang zwischen Strömungsresistenz Ξ und Schalldruckpegelminderung $\Delta L_{p\alpha}$ durch Absorption ist in Bild 7.4 gezeigt. Diese Funktion weist in Abhängigkeit von der Dicke d des Fahrbahnbelags ein Minimum

$$\Delta L_{p\alpha}(\Xi_0) = \min \quad (7.4)$$

an der Stelle Ξ_0 auf. Für $\Xi > \Xi_0$ sind lokale Maxima und Minima der Funktion $\Delta L_{p\alpha}(\Xi)$ zu erkennen. Die Entstehung dieser lokalen Extremwerte kann auf den „kammartigen“ Verlauf des Schallabsorptionsgrades α als Funktion der Frequenz zurückgeführt werden (siehe Bild C.1).

Darüber hinaus verhält sich die Schalldruckpegelminderung $\Delta L_{p\alpha}$ für $\Xi > \Xi_0$ nahezu proportional zur Strömungsresistenz Ξ . Diese Aussage gilt für den hier dargestellten physikalisch sinnvollen Bereich der Strömungsresistenz. Mit den Thesen (7.2) und (7.3) sowie Gleichung (4.32) gilt somit Gleichung (7.5).

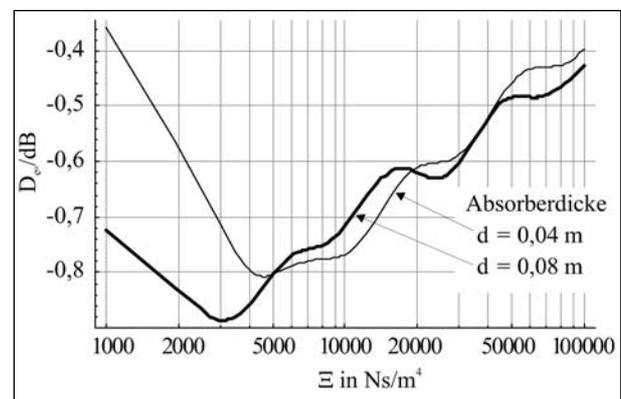


Bild 7.4: Schalldruckpegelminderung $\Delta L_{p\alpha}$ nach Gleichung (5.76) als Funktion der Strömungsresistenz Ξ . Berechnung des Schallabsorptionsgrades für eine rückseitig schallhart abgeschlossene homogene Absorberschicht der Dicke d nach Gleichung (2.51) und (5.73) mit $\vartheta_0 = 0^\circ$, Vorhersage der Porosität und der Tortuosität nach den Zusammenhängen in Gleichung (2.60) bzw. Gleichung (2.59)

$$\lg R'_s \sim \Delta L_{pa} \sim L_{Veh} \quad (7.5)$$

Nach der Darstellung in Bild 7.4 ist weiterhin folgender Zusammenhang erkennbar:

$$\Xi_0 \sim 1/d^k \quad \text{für} \quad k > 0, k \in \mathbb{R}.$$

Daraus folgt, dass bei höheren Absorberschichtdicken d der Zusammenhang (7.5) schon für geringere Werte der Strömungsresistenz Ξ gilt. Diese Beobachtung wird durch das Modell der schallhart abgeschlossenen Absorberschicht nach Gleichung (2.51) gestützt.

Im Bereich $\Xi < \Xi_0$ verhält sich die Schalldruckpegelminderung ΔL_{pa} indirekt proportional zum Fahrzeuggeräuschpegel L_{Veh} .

Auswertung

Fahrzeuggeräuschpegel

Die Bestimmung der Schalldruckpegel erfolgte bei der Messung nach der Methode der statistischen Vorbeifahrt in Ergänzung zur Norm in vier verschiedenen Höhen h_{L1} bis h_{L4} .

Für die auf diese Weise gemessenen Fahrzeuggeräuschpegel $L_{Veh,L1}$ bis $L_{Veh,L4}$ sind die Korrelationskoeffizienten ρ_{XY} nach

$$\rho_{XY} = \frac{\sigma_{XY}}{\sigma_X \sigma_Y} \quad (7.6)$$

gebildet und in Tabelle 7.1 zusammengestellt worden. In Gleichung 7.6 sind σ_X und σ_Y die Streuungen der Eingangsgrößen X bzw. Y sowie σ_{XY} die Kovarianz dieser Größen.

Die in der Tabelle dargestellten Ergebnisse machen klar, dass am niedrigsten Immissionsort L1 die schlechteste Korrelation zu den Immissionsorten L2, L3 und L4 beobachtet wird. Die Korrelation zwischen den Schalldruckpegeln an den Immissionsorten L2 bis L4 ist dagegen als völlig ausreichend einzustufen. Die schlechtere Korrelation in niedri-

	$L_{Veh,L1}$	$L_{Veh,L2}$	$L_{Veh,L3}$	$L_{Veh,L4}$
$L_{Veh,L1}$	-	0,93	0,96	0,97
$L_{Veh,L2}$	-	-	0,99	0,99
$L_{Veh,L3}$	-	-	-	1

Tab. 7.1: Korrelationskoeffizienten ρ_{L1L2} , ρ_{L1L3} , ρ_{L1L4} , ρ_{L2L3} , ρ_{L2L4} und ρ_{L3L4} der gemessenen Fahrzeuggeräuschpegel L_{Veh} Kategorie: Pkw.

Höhe der Messpunkte für den Fahrzeuggeräuschpegel L_{Veh} : $h_{L1} = 1,2 \text{ m}$, $h_{L2} = 2 \text{ m}$, $h_{L3} = 3 \text{ m}$, $h_{L4} = 4 \text{ m}$

gerer Empfängerhöhe h_{L1} ist maßgeblich auf Hindernisse, z. B. Leitplanken in diesem Bereich zurückzuführen.

Effektiver spezifischer Strömungswiderstand

Das Bild 7.5 zeigt ein Beispiel für die gemessenen effektiven spezifischen Strömungswiderstände R'_s . Hierin sind die Ergebnisse für den Messort M2.3-Lauenau dargestellt. In der unteren Zeile im Bild sind die für den Standstreifen ermittelten Werte ablesbar. Der Mittelwert des effektiven spezifischen Strömungswiderstandes R'_s beträgt in diesem Fahrbahnbereich ca. 3.350 Ns/m³.

Die für die rechte Rollspur auf dem 1. Fahrstreifen (mittlere Zeile) bestimmten Werte sind dagegen weitaus geringer. In der Rollspur beträgt der Mittelwert des effektiven spezifischen Strömungswiderstandes R'_s ca. 250 Ns/m³. Diese Beobachtung bestätigt die These, wonach durch den Druck- und Sogeffekt während der Überrollvorgänge durch den Reifen eine ständige Reinigung der offenporigen Fahrbahn erfolgt [SANDBERG und EJSMONT, 2002].

Der in der Spurmitte gemessene effektive spezifische Strömungswiderstand R'_s weist im Vergleich zur Rollspur höhere Werte auf. Hier beträgt der Mittelwert ca. 610 Ns/m³. Dieser Wert ist jedoch geringer als der auf dem Standstreifen gemessene. Das ist vorrangig auf zwei Ursachen zurückzuführen: Zum Einen wird durch die auf dem Fahrstreifen z. B. bei Spurwechseln stattfindenden Überrollvorgänge der Belag ständig gereinigt und zum Anderen wird bei Regen besonders der Standstreifen durch das seitliche Ableiten der eingetragenen Staubpartikel verschmutzt.

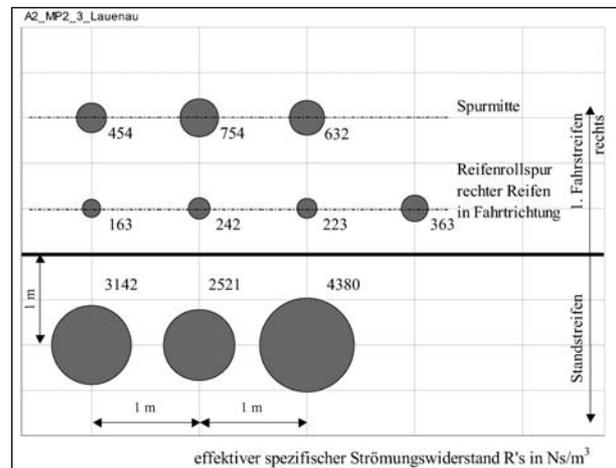


Bild 7.5: In situ gemessene Werte für den effektiven spezifischen Strömungswiderstand R'_s , am Messort M2.3 Lauenau (siehe Tabelle A.1)

In den Bildern B.1 bis B.3 sind die an den weiteren Messorten gewonnenen Ergebnisse dargestellt. Besonders an den Messorten M3.2 bis M3.4 ist auffällig, dass im Gegensatz zum Messort M2.3-Lauenau die Mittelwerte des effektiven spezifischen Strömungswiderstandes R'_s für den Standstreifen, die rechte Rollspur des 1. Fahrstreifens sowie die Mitte des 1. Fahrstreifens nahezu gleich große Werte annehmen. Am Messort M2.3-Lauenau wurden dagegen starke Abweichungen festgestellt. Die hierbei untersuchten Fahrbahnen sind im Jahr 2003 eingebaut worden. Der Einbau der Fahrbahn am Messort M2.3-Lauenau erfolgte dagegen schon im Jahr 1998. Die im Jahr 1997 eingebauten Beläge an den Messpunkten M2.1 und M2.2 zeigen ein ähnliches Verhalten wie der Belag am Messpunkt M2.3-Lauenau. Diese Beobachtung erlaubt den Schluss, dass sich die Änderung des Strömungswiderstandes in Querschnittsrichtung erst nach längerer Liegezeit der Fahrbahn ausbildet. Dies ist auf die fortlaufende Verschmutzung der offenporigen Beläge zurückzuführen.

Bestimmung der Permeabilität durch Messung der Wasserdurchlässigkeit

In den Bildern 7.6 und 7.7 ist die Durchflussmenge q in der Mitte des 1. Fahrstreifens bzw. in der Roll-

spur des 1. Fahrstreifens dargestellt. Diese Werte entsprechen der korrigierten Wasserinfiltrationsmenge nach EN 12616 D/E. Ein Vergleich der in der Rollspur gemessenen Werte mit den in der Mitte des 1. Fahrstreifens gewonnenen Messdaten zeigt, dass im Bereich der Rollspur eine deutlich höhere Permeabilität vorherrschte. Dies ist in Übereinstimmung mit den Beobachtungen während der Messungen des effektiven spezifischen Strömungswiderstandes R'_s .

Der dekadische Logarithmus der reziproken Durchflussmenge q als Funktion des dekadischen Logarithmus des effektiven spezifischen Strömungswiderstandes R'_s ist in Bild 7.8 aufgetragen. Hierbei stellte sich insbesondere in der Rollspur eine sehr gute Korrelation der beiden Messgrößen heraus. Die etwas schlechtere Korrelation der Messwerte im Bereich der Mitte des 1. Fahrstreifens und des Standstreifens ist maßgeblich auf Fehler bei der Messung von Fahrbahnoberflächen mit sehr geringer Permeabilität zurückzuführen.

Schallabsorptionsgrad

In den Graphen des Bildes 7.9 sind beispielhaft für ausgewählte Messorte die in situ ermittelten Schallabsorptionsgrade als Funktion der Terzmit-

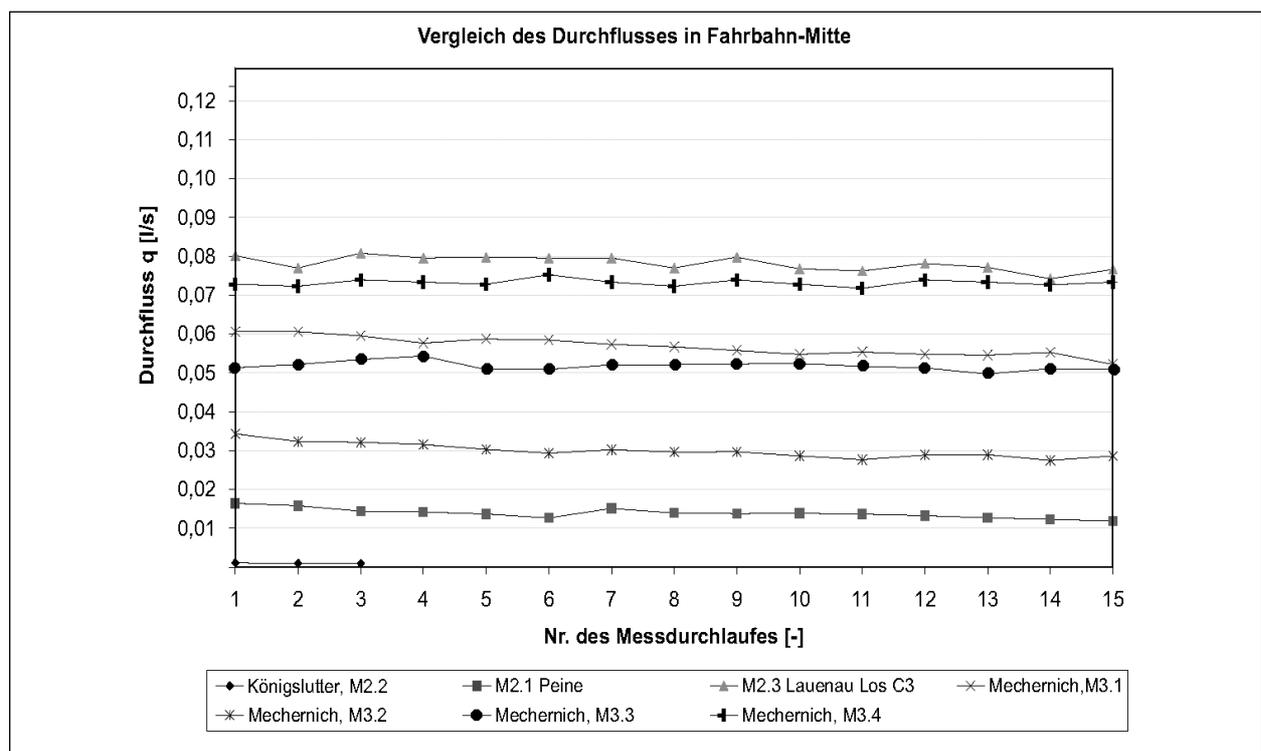


Bild 7.6: In situ gemessene Werte für den Durchfluss in der Mitte der 1. Fahrbahn (der Durchfluss entspricht der korrigierten Wasserinfiltrationsmenge nach EN 12616 D/E)

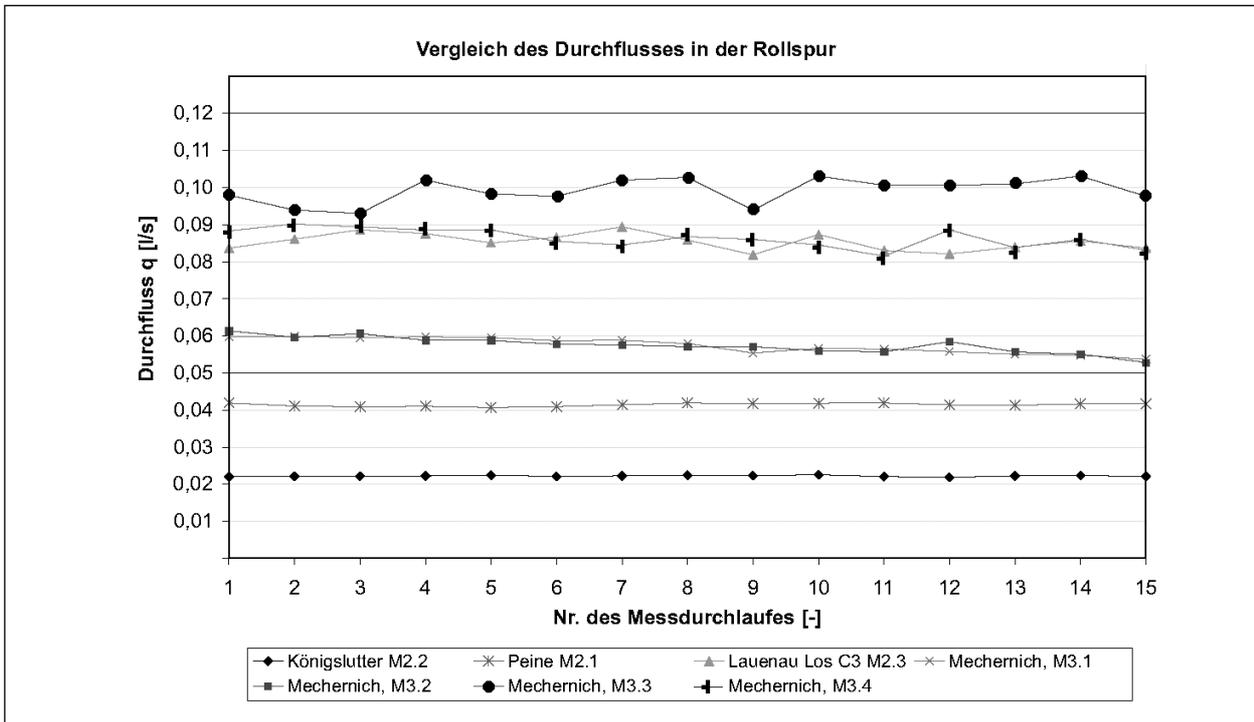


Bild 7.7: In situ gemessene Werte für den Durchfluss in der Rollspur rechts auf der 1. Fahrbahn (der Durchfluss entspricht der korrigierten Wasserinfiltrationsmenge nach EN 12616 D/E)

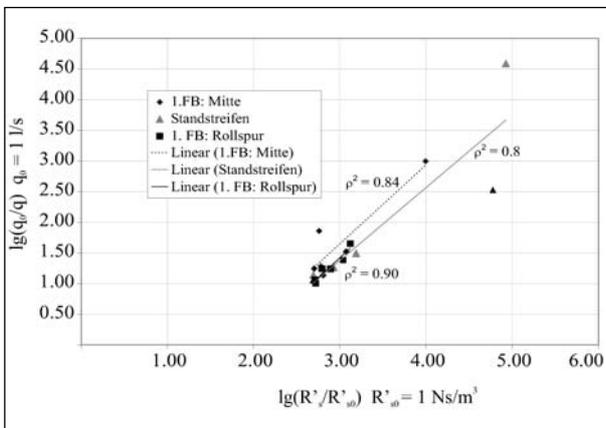


Bild 7.8: Korrelation der Werte des dekadischen Logarithmus der reziproken Durchflussmenge $1/q$ mit den Werten des dekadischen Logarithmus des effektiven spezifischen Strömungswiderstand R'_s (der Durchfluss entspricht der korrigierten Wasserinfiltrationsmenge nach EN 12616 D/E)

tenfrequenzen f_t aufgetragen. Der obere Graph zeigt die Ergebnisse für den Messort M2.3-Lauenau, der untere die für den Messort M3.3 ermittelten Werte.

Wie schon bei der Messung des effektiven spezifischen Strömungswiderstandes beobachtet, ist am Messort M2.3-Lauenau ein deutlicher Unterschied der Messgrößen in Richtung des Fahrbahnquerschnitts zu verzeichnen. Besonders innerhalb des

1. Fahrstreifens im Bereich der Rollspur ist die Ausbildung eines starken Maximums in der Schallabsorptionsgrad-Frequenz-Funktionen innerhalb der Terz $f_t = 1.250$ Hz zu beobachten. Auf dem Randstreifen und im Bereich der Mitte des 1. Fahrstreifens treten dagegen in der Amplitude geringere Maxima des Schallabsorptionsgrades außerhalb der Terz $f_t = 1.250$ Hz auf.

Am Messort M3.3 können nahezu gleiche Verläufe der Schallabsorptionsgrad-Frequenz-Funktionen für die unterschiedlichen Messpunkte in Richtung des Fahrbahnquerschnitts festgestellt werden. Die an den übrigen Messorten bestimmten Schallabsorptionsgrade sind den Bildern C.1 bis C.3 entnehmbar. Auch durch den Vergleich dieser Bilder kann festgestellt werden, dass sich für die Fahrbahnbeläge mit längerer Liegezeit größere Unterschiede im Verlauf der Schallabsorptionsgrad-Frequenz-Funktion in Querschnittsrichtung ergeben. Bei den jüngeren Belägen treten diese Unterschiede nicht in dieser Stärke auf.

Schallausbreitung

Zur Schätzung der Strömungsresistenz Ξ wurden zunächst die Übertragungsfunktionen nach dem „Level-Differenz-Verfahren“ gemäß Gleichung (6.1) aufgenommen. Anhand des in Kapitel 6 beschrie-

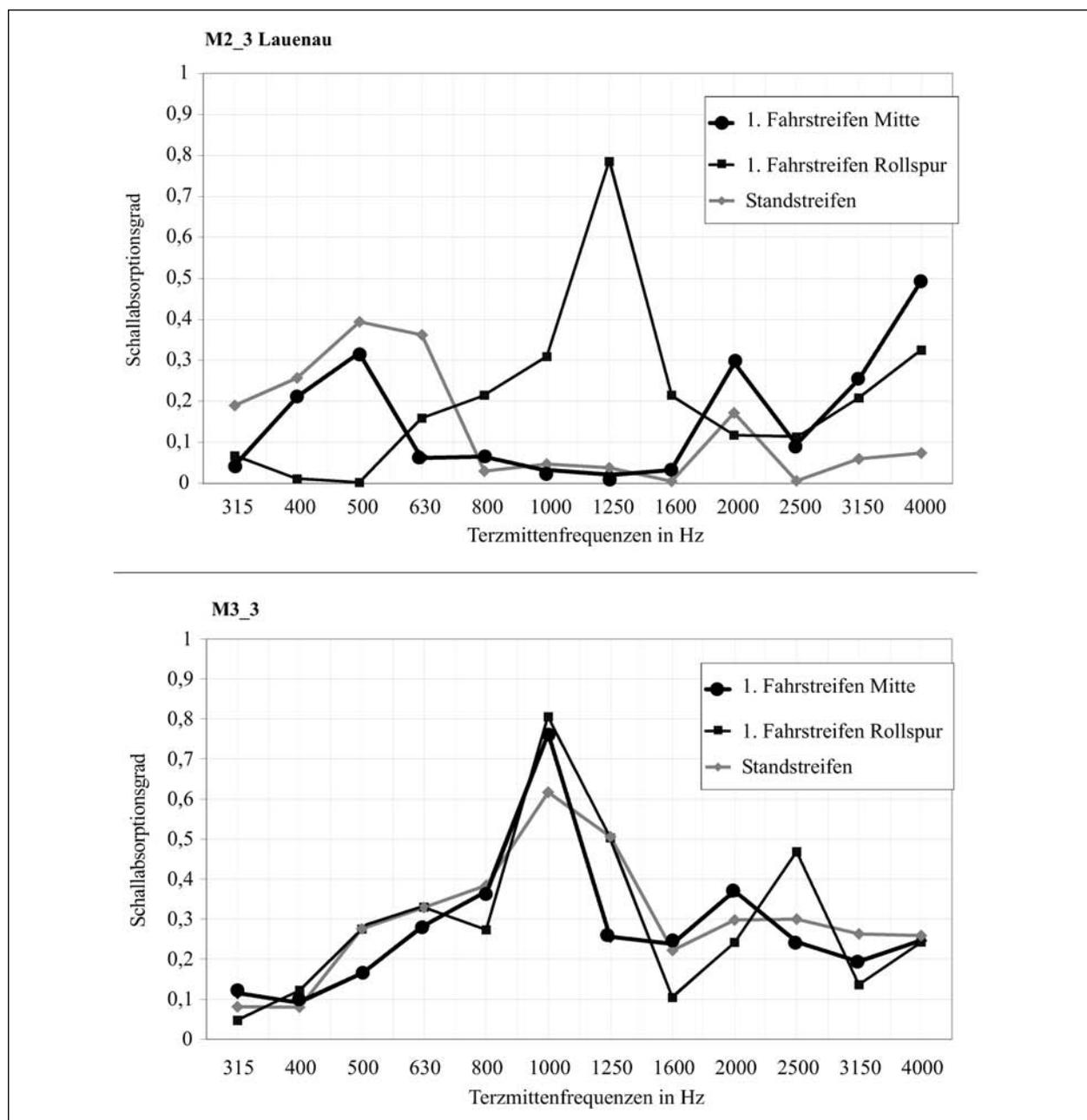


Bild 7.9: In situ gemessene Werte für den Schallabsorptionsgrad
oben: am Messort M2.3 Lauenau; unten: am Messort M3.3, (siehe Tabelle A.1)

benen Verfahrens zur Parameteridentifikation ist anschließend die Schätzung der Strömungsresistanz durchgeführt worden.

In Bild 7.10 sind die Ergebnisse dieser Schätzung den durch direkte Messung bestimmten Werten für den effektiven spezifischen Strömungswiderstand R'_s gegenübergestellt. Dabei wurde davon ausgegangen, dass nach dem in Kapitel 4 entwickelten Modell der Strömungsverhältnisse im Messzylinder der Zusammenhang

$$\Xi \sim R'_s$$

gilt.

Die in der Darstellung (Bild 7.10) angegebenen Werte für die Korrelation zwischen den Messwerten sind sehr gering. Der für den Standstreifen berechnete Korrelationskoeffizient ρ beträgt nur $\rho = 0,09$. Über der Rollspur und in der Mitte des 1. Fahrstreifens muss der Korrelationskoeffizient mit $\rho = -0,03$ bzw. mit $\rho = -0,21$ angegeben werden.

Den Ergebnissen der Voruntersuchungen zufolge hat sich das in Kapitel 4 entwickelte Verfahren zur Bestimmung des effektiven spezifischen Strö-

mungswiderstandes R'_s als ausreichend genau herausgestellt. Die in Bild 7.10 dargestellten Ergebnisse bescheinigen dem Schätzverfahren zur Bestimmung der Strömungsresistenz daher eine unzureichende Funktionsweise. Es wurde aus diesem Grund davon abgesehen, die durch Schätzung ermittelten Werte für die Strömungsresistenz Ξ den

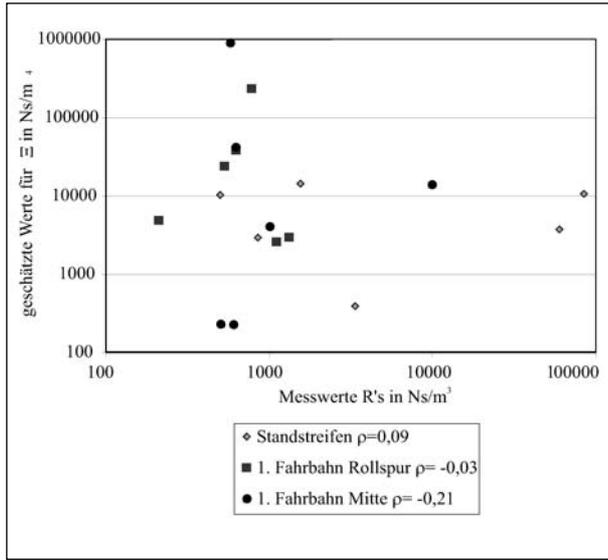


Bild 7.10: Darstellung der durch Schätzung ermittelten Werte für die Strömungsresistenz Ξ als Funktion der Messwerte des effektiven spezifischen Strömungswiderstandes R'_s mit Angaben zur Korrelation (Parameteridentifikationsverfahren nach Kapitel 6)

an den Fahrbahnen ermittelten Werten für die Fahrzeuggeräuschpegel L_{Veh} gegenüberzustellen.

Die während der Messungen der Schallausbreitung gewonnenen Daten können jedoch zusätzlich zur Bestimmung des Einflusses der Absorption des offenenporigen Asphalts herangezogen werden. In den Bildern 7.11 und D.1 sind die an den verschiedenen Messorten gewonnenen Übertragungsfunktionen H_{AK} dargestellt. Die Funktion H_{AK} ist darin das Schallfeld einer Punktschallquelle über der absorbierenden Fahrbahnoberfläche bezogen auf das Freifeld der Quelle. Deutlich sind Minima in der gezeigten Funktion H_{AK} zu erkennen (z. B. Messorte M3.2 und M3.4). Die Lage dieser Einbrüche bezüglich der Frequenz stimmen mit den an den Orten gemessenen Maxima im Absorptionsgrad-Frequenz-Verlauf überein.

Korrelation

Im Folgenden soll die Korrelation des Fahrzeuggeräuschpegels L_{Veh} mit den auf der Fahrbahn gemessenen Werten für den effektiven spezifischen Strömungswiderstand R'_s und den Schallabsorptionsgrad α ermittelt werden. Dabei soll ein Korrelationskoeffizient

$$p_{XY} > 0,9$$

als ausreichend angesehen werden.

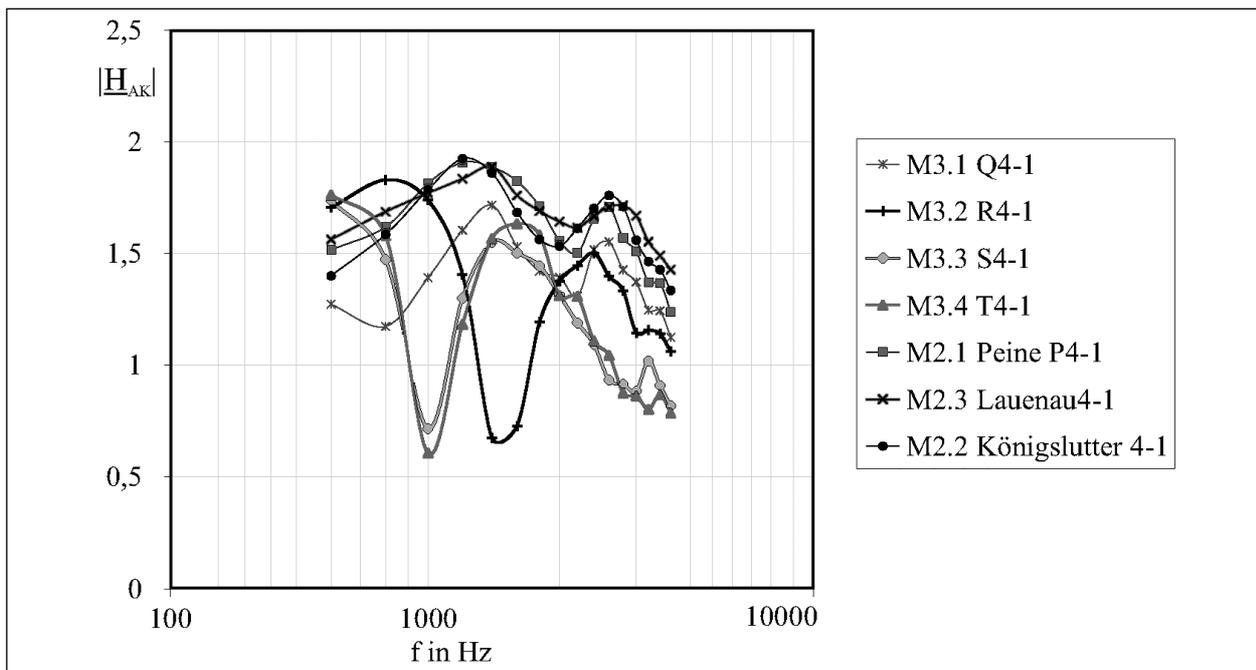


Bild 7.11: Messwerte des Betrags der Übertragungsfunktion $|H_{AK}|$ über der Mitte des 1. Fahrstreifens der offenporigen Fahrbahnen: Lautsprecher in der Höhe $h_q = 0,01$ m, Mikrofon in der Höhe $h_E = 0,25$ m, Distanz zwischen Lautsprecher und Mikrofon $r_0 = 2,5$ m; $|H_{AK}|$: Kugelwellen über lateral reagierendem Absorber bezogen auf das freie Schallfeld der Punktschallquelle, Gleichung (2.64)

Korrelation – effektiver spezifischer Strömungswiderstand R'_s – Fahrzeuggeräuschpegel L_{Veh}

Zur Bestimmung des Korrelationskoeffizienten $\rho R'_s L_{Veh}$ nach Gleichung (7.2) wurde gemäß der These (7.3) der dekadische Logarithmus des effektiven spezifischen Strömungswiderstandes R'_s gebildet. Der Darstellung der Korrelationsergebnisse in Bild 7.12 liegen alle in Tabelle A. 1, Zeile 1-7 angegebenen Messorte zugrunde.

Wie in Kapitel 4 erörtert, wurden die Messungen des effektiven spezifischen Strömungswiderstandes R'_s mit unterschiedlichen Dichtungen durchgeführt. Zum Einen sind Silikondichtungen auf die Straße geklebt und zum Anderen Dichtungsringe, bestehend aus Sylomer mit einem Auflagegewicht von 60 kg, auf die Fahrbahnoberfläche aufgelegt worden.

Sehr deutlich kann in Bild 7.12 zunächst zwischen den Korrelationskoeffizienten $\rho R'_s L_{Veh}$ für aufgeklebte Dichtungsringe und diesen für nur aufgelegte Dichtungsringe unterschieden werden. Die Korrelationskoeffizienten $\rho R'_s L_{Veh}$, welche sich für eine Messung des effektiven spezifischen Strömungswiderstandes R'_s mit nur aufgelegtem Dichtungsring ergeben, sind mit Werten im Bereich 0,02 bis 0,2 eindeutig geringer als die mit verklebter Dichtung bestimmten Resultate. Bei geklebter Dichtung können Korrelationskoeffizienten im Bereich zwischen 0,5 und 0,9 beobachtet werden.

Die Ursache für diesen Unterschied verdeutlicht das Diagramm in Bild 7.13. Bei allen dargestellten Ergebnissen zeigt sich zunächst, dass bei aufgelegter Dichtung im Vergleich zu verklebter Dichtung jeweils geringere effektive spezifische Strömungswiderstände R'_s gemessen werden. Dies ist vorrangig auf den Einfluss der Textur bei der Messung mit aufgelegter Dichtung zurückzuführen (Kapitel 4). Für Fahrbahnbeläge mit geringer Strömungsresistenz (M2.3, M3.1, M3.2) verhalten sich die Ergebnisse der Messungen mit aufgelegter Dichtung proportional zu denen mit verklebter Dichtung. Jedoch an Fahrbahnen, die eine sehr hohe Strömungsresistenz aufweisen, kann diese Proportionalität nicht festgestellt werden (M2.1 und M2.2). Die Messergebnisse mit verklebter Dichtung sind bei diesen Belägen in etwa 50 bis 80 % höher als die mit nur aufgelegter Dichtung. Bei geringeren Strömungsresistenzen sind die Abweichungen zwischen den Messarten viel kleiner. Hier betragen die Unterschiede zwischen geklebter und nur aufgelegter Dichtung nicht mehr als 10 %.

Da sich an den Fahrbahnen mit hoher Strömungsresistenz Ξ auch höhere Fahrzeuggeräuschpegel L_{Veh} ergeben haben, wird für die Messung mit verklebter Dichtung, deren Ergebnisse im effektiven spezifischen Strömungswiderstand R'_s nach Gleichung (4.32) proportional zur Strömungsresistenz Ξ verhalten, eine bessere Korrelation mit den Fahrzeuggeräuschpegeln L_{Veh} beobachtet. Durch die mit dem

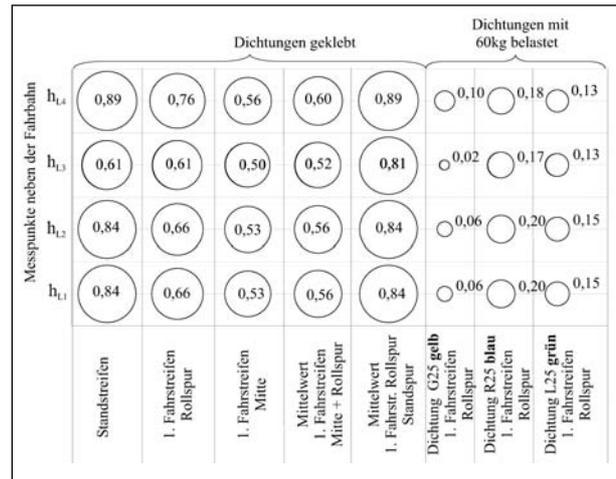


Bild 7.12: Korrelationskoeffizienten $\rho R'_s L_{Veh,1..4}$ berechnet aus den Werten des in situ gemessenen effektiven spezifischen Strömungswiderstandes R'_s und den nach dem Verfahren der statistischen Vorbeifahrt DIN-EN-ISO-11819-1 [2001] gemessenen Schalldruckpegeln L_{Veh} , Kategorie I: Pkw
 - Dichtung geklebt: Silikondichtung mit Silikon auf die Fahrbahnoberfläche geklebt,
 - Dichtung mit Auflagegewicht 60 kg: Sylomerdichtung G25, Sylomerdichtung R25, Sylomerdichtung L25
 Höhe der Messpunkte für den Fahrzeuggeräuschpegel L_{Veh} : $h_{L1} = 1,2$ m, $h_{L2} = 2$ m, $h_{L3} = 3$ m, $h_{L4} = 4$ m

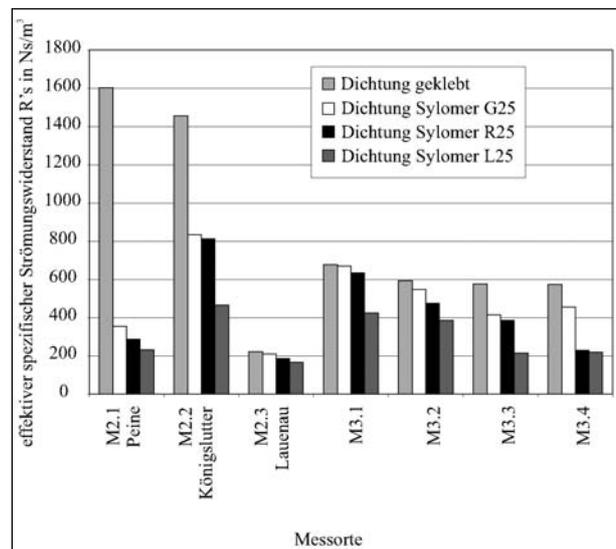


Bild 7.13: Effektiver spezifischer Strömungswiderstand R'_s in Abhängigkeit von der verwendeten Dichtungsart, Messpunkt im Querschnitt 4 (Bild A.1)

Auflagegewicht von 60 kg belasteten nur auf die Fahrbahn aufgelegten Dichtungen werden offensichtlich die Strömungsverhältnisse unterhalb des rollenden Pkw-Reifens nur unzureichend wiedergegeben.

Allgemein soll festgestellt werden, dass die Korrelation für höhere Messpunkte steigt. Bei aufgeklebter Dichtung werden die höchsten Korrelationskoeffizienten $\rho_{R'_s L_{veh}}$ bei der Messung des effektiven spezifischen Strömungswiderstandes R'_s auf dem Standstreifen beobachtet (Bild 7.12). Diese Ergebnisse können jedoch nicht zur Beurteilung des Lärminderungsvermögens der Fahrbahn herangezogen werden, da die an dieser Stelle bestimmten Werte bei älteren Belägen erheblich von den in der Rollspur gemessenen abweichen. Darüber hinaus ist über die Entwicklung der Verschmutzung in beiden Fahrbahnbereichen nur eine unzureichende Kenntnis vorhanden.

Die Korrelationskoeffizienten $\rho_{R'_s L_{veh}}$, die sich aus der Messung des effektiven spezifischen Strömungswiderstandes R'_s auf dem 1. Fahrstreifen ergeben, sind mit Werten zwischen 0,5 und 0,8 nur ungenügend. Auch eine Kombination der beiden Werte führt zu keiner Erhöhung des Korrelationskoeffizienten $\rho_{R'_s L_{veh}}$.

In der Darstellung im Bild B.4 ist der Zusammenhang zwischen dem Fahrzeuggeräuschpegel L_{veh} und dem dekadischen Logarithmus des effektiven spezifischen Strömungswiderstandes R'_s aufgetragen. Hierbei ist auffällig, dass die am Messpunkt M2.3-Lauenau bestimmten Werte des Strömungswiderstandes im Vergleich zu den an den weiteren Messpunkten ermittelten Werten sehr gering sind. Dies ist mit großer Wahrscheinlichkeit auf die Neigung der Fahrbahn in Richtung des Mittelstreifens der Autobahn zurückzuführen. Durch die Neigung nimmt die Verschmutzung der offenporigen Fahrbahn in Richtung des Mittelstreifens zu. Im Bereich des Randstreifens und des 1. Fahrstreifens werden dadurch im Vergleich zu den weiteren Fahrbahnbereichen zu geringe Werte des effektiven spezifischen Strömungswiderstandes R'_s gemessen.

Bild 7.14 zeigt nunmehr die Werte des Korrelationskoeffizienten $\rho_{R'_s L_{veh}, L1...4}$ ohne die am Messort M2.3-Lauenau gewonnenen Daten. Hierbei stellt sich eine deutliche Verbesserung der Korrelation, besonders im Bereich der Rollspur, heraus. Für den Messpunkt L2 beträgt der Korrelationskoeffizient $\rho_{R'_s L_{veh}} = 0,97$. Die auf diese Weise ermittelten Messergebnisse bestätigen vollauf die eingangs entwickelte These, wonach die beste Korrelation

Messpunkte neben der Fahrbahn	h_{L4}	0,92	0,96	0,58
	h_{L3}	0,92	0,96	0,57
	h_{L2}	0,95	0,97	0,56
	h_{L1}	0,90	0,92	0,57
		Standstreifen	1. Fahrstreifen Rollspur	1. Fahrstreifen Mitte

Bild 7.14: Korrelationskoeffizienten $\rho_{R'_s L_{veh}, L1...4}$ berechnet aus den Werten des in situ gemessenen effektiven spezifischen Strömungswiderstandes R'_s und den nach dem Verfahren der statistischen Vorbeifahrt DIN-EN-ISO-11819-1 [2001] gemessenen Schalldruckpegeln L_{veh} , Kategorie I: Pkw. Die am Messort M2.3-Lauenau gewonnenen Messwerte wurden nicht zur Berechnung herangezogen; Höhe der Messpunkte für den Fahrzeuggeräuschpegel L_{veh} : $h_{L1} = 1,2$ m, $h_{L2} = 2$ m, $h_{L3} = 3$ m, $h_{L4} = 4$ m

$\rho_{R'_s L_{veh}}$ zwischen Strömungswiderstand R'_s und Fahrzeuggeräuschpegel L_{veh} am Ort der Schallentstehung, in der Rollspur ermittelt wird.

Korrelation – Wasserdurchfluss q – Fahrzeuggeräuschpegel L_{veh}

Für die einzelnen in Bild 7.6 gezeigten Messreihen zum Wasserdurchfluss q wurden die Mittelwerte berechnet. Aus den auf diese Weise gewonnenen Daten zum Wasserdurchfluss q und den Werten der gemessenen Fahrzeuggeräuschpegel L_{veh} ist der Korrelationskoeffizient $\rho_{q, L_{veh}}$ gebildet worden (Bild 7.15). Wie bereits bei der Bestimmung des effektiven spezifischen Strömungswiderstands beobachtet, werden dabei die höchsten Korrelationskoeffizienten $\rho_{q, L_{veh}}$ in der Rollspur des 1. Fahrstreifens beobachtet. In der Messhöhe h_{L2} des Fahrzeuggeräuschpegels L_{veh} wird hierbei ein maximaler Korrelationskoeffizient $\rho_{q, L_{veh}} = 0,87$ erzielt. Dieser Wert ist jedoch geringer als der für die Korrelation zwischen dem effektiven spezifischen Strömungswiderstand R'_s und Fahrzeuggeräuschpegel L_{veh} bestimmte. Die geringe Stichprobenanzahl (sieben Messorte) innerhalb dieser Untersuchungen sowie die Messunsicherheit beider Verfahren erlaubt jedoch keine eindeutige qualitative Bewertung der beiden Methoden.

Höhe der Messpunkte über der Fahrbahn	$h_{L,4}$	0.79	0.83	0.83
	$h_{L,3}$	0.79	0.83	0.82
	$h_{L,2}$	0.81	0.87	0.82
	$h_{L,1}$	0.78	0.78	0.81
		Standstreifen	1. Fahrstreifen Rollspur	1. Fahrstreifen Mitte

Bild 7.15: Korrelationskoeffizienten $\rho_{qL_{veh,1...4}}$ berechnet aus den Werten des in situ gemessenen Wasserdurchflusses q und den nach dem Verfahren der statistischen Vorbeifahrt DIN-EN-ISO-11819-1 [2001] gemessenen Schalldruckpegeln L_{veh} , Kategorie I: Pkw. Die am Messort M2.3-Lauenau gewonnenen Messwerte wurden nicht zur Berechnung herangezogen; Höhe der Messpunkte für den Fahrzeuggeräuschpegel L_{veh} : $h_{L,1} = 1,2$ m, $h_{L,2} = 2$ m, $h_{L,3} = 3$ m, $h_{L,4} = 4$ m

Das Verfahren zur Bestimmung des effektiven spezifischen Strömungswiderstands R'_s ist sehr einfach durchführbar (zur Messung müssen keine großen Wasservorräte mitgeführt werden, sehr gute Automatisierbarkeit des „Vergleichs-Verfahren“). Darüber hinaus unterscheiden sich die kinematische Viskosität von Wasser und Luft in etwa um eine Zehnerpotenz ($v_{Luft} = 1,4 \cdot 10^{-5}$ m²/s, $v_{Wasser} = 1 \cdot 10^{-6}$ m²/s). Nach Gleichung (2.26) verlieren die für die Strömungsverhältnisse im porösen Asphalt hergeleiteten Zusammenhänge bei Wasser im Vergleich zur Luft schon bei geringen Strömungsgeschwindigkeiten ihre Gültigkeit. Die Ergebnisse des Verfahrens zur Bestimmung des effektiven spezifischen Strömungswiderstands R'_s sind abhängig von der inneren Feuchtigkeit der Fahrbahn. Diese Resultate widerspiegeln die vorherrschenden physikalischen Zusammenhänge, da bei einer feuchten Fahrbahn eine Änderung des „Airpumping-Effekts“ und des Absorptionsvermögens in Abhängigkeit vom Strömungswiderstand zu erwarten ist. Durch das Verfahren zur Messung der Wasserdurchlässigkeit kann eine derartige Abhängigkeit nicht nachgewiesen werden. Aufgrund der hier aufgezählten Zusammenhänge sollte zur Bestimmung der Permeabilität der offenporigen Fahrbahn das in Kapitel 4 entwickelte Verfahren zur Messung des effektiven spezifischen Strömungswiderstands R'_s herangezogen werden.

Korrelation – Schalldruckpegelminderung durch Absorption ΔL_{pa} – Fahrzeuggeräuschpegel L_{veh}

Die Darstellung in Bild C.4 zeigt die Schalldruckpegelminderung ΔL_{pa} als Funktion des Fahrzeug-

Messpunkte neben der Fahrbahn	vollständige Daten von allen Messorten				
	$h_{L,4}$	0,84	0,79	0,81	0,85
	$h_{L,3}$	0,85	0,79	0,82	0,85
	$h_{L,2}$	0,91	0,82	0,88	0,91
$h_{L,1}$	0,71	0,71	0,65	0,71	
Messpunkte neben der Fahrbahn	ohne Daten vom Messort M2.3 Lauenau				
	$h_{L,4}$	0.87	0.80	0.85	0.86
	$h_{L,3}$	0.87	0.80	0.85	0.86
	$h_{L,2}$	0.92	0.84	0.90	0.91
$h_{L,1}$	0.79	0.71	0.75	0.77	
		1. Fahrstreifen Mitte	1. Fahrstreifen Rollspur	Standstreifen	Mittelw. über den Fahrbahnquerschnitt

Bild 7.16: Korrelationskoeffizienten $\rho_{\Delta L_{pa}L_{veh,1...4}}$ berechnet aus den Werten des Schallabsorptionsgrades und den nach dem Verfahren der statistischen Vorbeifahrt DIN-EN-ISO-11819-1 [2001] gemessenen Schalldruckpegeln L_{veh} , Kategorie I: Pkw. Die am Messort M2.3-Lauenau gewonnenen Messwerte wurden nicht zur Berechnung herangezogen; Höhe der Messpunkte für den Fahrzeuggeräuschpegel L_{veh} : $h_{L,1} = 1,2$ m, $h_{L,2} = 2$ m, $h_{L,3} = 3$ m, $h_{L,4} = 4$ m

geräuschpegels L_{veh} DIN-EN-ISO-11819-1 [2001]. Dabei erfolgte die Berechnung von ΔL_{pa} nach Gleichung (5.76).

Im oberen Diagramm des Bildes 7.16 sind die auf der Basis der Messdaten aller Messorte berechneten Korrelationskoeffizienten $\rho_{\Delta L_{pa}L_{veh}}$ und im unteren die Korrelationskoeffizienten $\rho_{\Delta L_{pa}L_{veh}}$ berechnet ohne die fehlerbehafteten Daten vom Messort M2.3-Lauenau dargestellt. Durch den Ausschluss dieser Messdaten bei der Berechnung der Korrelation zwischen Absorption und Fahrzeuggeräuschpegel $\rho_{\Delta L_{pa}L_{veh}}$ konnte jedoch nur eine geringfügige Verbesserung erzielt werden. Dies machen die im unteren Graph gezeigten Ergebnisse deutlich.

Anhand der These (7.2) wird ein linearer Zusammenhang zwischen dem Fahrzeuggeräuschpegel L_{veh} und der Schalldruckpegelminderung ΔL_{pa} angenommen. Abweichungen von dieser Relation

sind in Bild C.4 besonders bei der niedrigsten Messhöhe h_{L1} zu erkennen. Dies zeigen auch die Ergebnisse der Berechnung des Korrelationskoeffizienten $\rho_{\Delta L_{pa} L_{Veh}, h_{L1}}$ in Bild 7.16. Hier sind für die Messhöhe h_{L1} die kleinsten Werte des Korrelationskoeffizienten ablesbar. Wie eingangs bemerkt, ist die schlechte Korrelation bei der Empfängerhöhe h_{L1} auf Störungen des Schallfeldes, z. B. durch Leitplanken, zurückzuführen.

Für die Messhöhe h_{L2} können die höchsten Korrelationskoeffizienten $\rho_{\Delta L_{pa} L_{Veh}}$ verzeichnet werden. Dies gilt insbesondere für die Mitte des 1. Fahrstreifens. Der hier erzielte Korrelationskoeffizient ist mit $\rho_{\Delta L_{pa} L_{Veh}} = 0,91-0,92$ angebar. Bei den Messhöhen h_{L3} und h_{L4} werden im Vergleich zur Messhöhe h_{L2} geringere Korrelationskoeffizienten $\rho_{\Delta L_{pa} L_{Veh}}$ beobachtet.

Die gute Korrelation zwischen der in der Mitte des ersten Fahrstreifens anhand des Schallabsorptionsgrades berechneten Schalldruckpegelminderung ΔL_{pa} und dem Fahrzeuggeräuschpegel L_{Veh} in der Höhe h_{L2} lässt sich anhand folgender Überlegung deuten:

Die Modellvorstellung zur Schallausbreitung von Rollgeräuschen basiert auf der Annahme einer unendlich ausgedehnten impedanzbelegten Ebene. An der Reflexion ist in der Realität nur ein Teil der Ebene beteiligt. Dieser Anteil besteht aus den „Fresnel-Zonen“ und wird als aktive Fläche bezeichnet. Die aktive Fläche bei der Ausbreitung von Rollgeräuschen unterscheidet sich in Größe und Form von der aktiven Fläche während der in situ-Messung des Schallabsorptionsgrades bei senkrechtem Schalleinfall. Bei der Ausbreitung des Rollgeräusches entsteht als aktive Fläche eine Ellipse. Der sich bei der in situ-Messung ausbildende aktive Flächenanteil ist dagegen kreisrund.

Die entstehenden aktiven Flächen lassen sich geometrisch auch als Schnittfläche einer Ebene durch ein gestrecktes Rotationsellipsoid deuten, wobei die mit c bezeichnete Rotationsachse des Ellipsoids mit dem Schallstrahl zwischen Spiegelquelle und Empfänger r_1 (Bild 2.4) übereinfällt. Die Spiegelquelle und der Empfänger sind somit in den Brennpunkten des Ellipsoids auf der Achse c angeordnet. Für die Halbachsen des gestreckten Rotationsellipsoid gilt:

$$a = b < c. \quad (7.7)$$

Bei senkrechtem Schalleinfall liegt die Achse c des Ellipsoids auf der Flächennormalen der Ebene.

Somit entsteht eine kreisrunde Fläche. Bei flachem Schalleinfall liegen die Spiegelquelle und der Empfänger nahezu direkt in der impedanzbelegten Ebene. Als aktive Fläche entsteht eine Ellipse. Aus der Bedingung (7.7) geht hervor, dass die Ausdehnung der Ellipse größer ist als die des Kreises.

Nach den Erfahrungen zur Messung des Strömungswiderstands muss bei Fahrbahnbelägen älterer Liegezeit im Bereich der Rollspur mit einer starken Änderung der Wandimpedanz Z_w in lateraler Richtung gerechnet werden. Somit ist davon auszugehen, dass bei der Schallausbreitung von Rollgeräuschen über der Fahrbahn eine über die Fläche gemittelte, effektive Wandimpedanz Z_w wirksam ist.

Der während der in situ-Messung auftretende Radius a der aktiven Fläche beträgt bei einer unteren Grenzfrequenz von $f_g = 220$ Hz etwa $a = 1,34$ m. Der Radius a nimmt mit steigender Frequenz ab. Bei der Messung des Absorptionsgrades in der Mitte des 1. Fahrstreifens kann folglich im Bereich höherer Frequenzen von einer über der Fläche konstanten Wandimpedanz ausgegangen werden.

Wie eingangs erwähnt, erstreckt sich die ellipsenförmige aktive Fläche bei der Ausbreitung des Rollgeräusches über einen großen Fahrbahnbereich. Ein bedeutender Anteil dieser Fläche wird dabei von Fahrbahnbereichen eingenommen, die dem Zustand der Mitte des 1. Fahrstreifens entspricht. Aus diesem Grund wird eine hohe Korrelation zwischen der auf der Basis des Absorptionsgrades der Mitte des 1. Fahrstreifens bestimmten Schalldruckpegelminderung ΔL_{pa} und Fahrzeuggeräuschpegel L_{Veh} festgestellt.

Korrelation – Einfügungsdämpfung D_e der offenporigen Fahrbahn – Fahrzeuggeräuschpegel L_{Veh}

Anhand der in den Bildern 7.11 und D. 1 aufgetragenen Übertragungsfunktionen H_{AK} wurde die nach Gleichung (6.11) definierte Einfügungsdämpfung D_e der offenporigen Fahrbahn berechnet. Das Bild 7.17 zeigt die Ergebnisse der Korrelation dieser Größe mit dem Fahrzeuggeräuschpegel L_{Veh} . In dieser Darstellung ist zu erkennen, dass in der Mitte des 1. Fahrstreifens die beste Korrelation der Einfügungsdämpfung D_e mit den Fahrzeuggeräuschpegeln L_{Veh} zu erwarten ist. Der größte Korrelationskoeffizient $\rho_{D_e L_{Veh}}$ wurde dabei wiederum für eine Messhöhe $h_{L2} = 2$ m gewonnen ($\rho_{D_e L_{Veh}} = 0,91$).

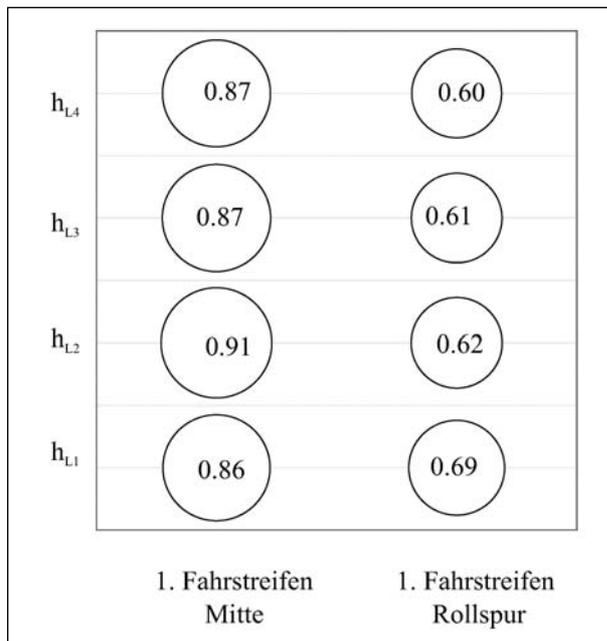


Bild 7.17: Korrelationskoeffizienten $\rho_{D_e L_{veh}}$ berechnet aus der nach Gleichung (6.11) definierten Einfügungsdämpfung D_e und den nach dem Verfahren der statistischen Vorbeifahrt DIN-EN-ISO-11819-1 [2001] gemessenen Fahrzeuggeräuschpegeln L_{veh} , Kategorie I: Pkw.

Höhe der Messpunkte für den Fahrzeuggeräuschpegel L_{veh} : $h_{L1} = 1,2$ m, $h_{L2} = 2$ m, $h_{L3} = 3$ m, $h_{L4} = 4$ m

An dieser Stelle soll angemerkt werden, dass die auf der Basis der Schallabsorptionsgrade berechnete Schalldruckpegelminderung $\Delta L_{p\alpha}$ eine geringfügig höhere Korrelation mit den Fahrzeuggeräuschpegeln L_{veh} als die Einfügungsdämpfung D_e aufweist. Wie schon bei den Verfahren zur Bestimmung der Permeabilität diskutiert, ist aufgrund der geringen Stichprobenanzahl innerhalb der hier durchgeführten Untersuchungen und der Messungenauigkeiten keine eindeutige Aussage über die qualitative Einstufung der Methoden zu treffen. Da sich aber das Verfahren zur in situ-Bestimmung der Schallabsorption als sehr robust herausstellte und darüber hinaus zur Beurteilung von Fahrbelägen genormt wurde, sollte dieses Verfahren für weitere Untersuchungen herangezogen werden.

7.5 Zusammenfassung

In BECKENBAUER [2002] wird die Minderung des maximalen Vorbeirollpegels L_{pAF} eines offenporigen Asphalts mit 5 dB angegeben. Diese Minderung bezieht sich auf einen als nahezu schallhart anzunehmenden Asphalt SMA 0/8. Anhand der abschätzenden Berechnung der Lärminderung durch die Absorption dieses offenporigen Fahr-

bahnbelags konnte festgestellt werden, dass der Minderungsmechanismus durch Absorption einen Beitrag von 2-3 dB zur Gesamtminderung erbringt.

Eingangs wurde auf der Basis der Erfahrungen früherer Arbeiten die These entwickelt, wonach die Lärminderung durch offenporige Asphalte maßgeblich auf zwei Mechanismen zurückzuführen ist: die Absorptionswirkung und die Minderung des „Airpumping-Effekts“. Dieser These und der Vorhersage der Absorptionswirkung mit 2-3 dB folgend, ist der Minderung des „Airpumping-Effekts“ ein Beitrag von ca. 2-3 dB zuzuordnen. Die beiden Mechanismen sind daher anhand der hier nur abschätzend durchgeführten Berechnung bezüglich ihrer Wirkung quantitativ als nahezu gleichrangig einzustufen.

Die in situ-Messungen zur Permeabilität der offenporigen Fahrbahn (effektiver spezifischer Strömungswiderstand R'_s , Wasserdurchfluss q , Schätzung der Strömungsresistenz anhand von Messungen zur Schallausbreitung) wurden an sieben Messorten auf Bundesautobahnen durchgeführt. An den einzelnen Orten fanden in Richtung des Fahrbahnquerschnitts die Standspur und der 1. Fahrstreifen Berücksichtigung. Auf dem 1. Fahrstreifen ist dabei die Rollspur und die Fahrstreifenmitte untersucht worden.

Hierbei konnte festgestellt werden, dass sich bei Fahrbahnen mit älterer Liegezeit (ca. 6 Jahre) die Messwerte des Strömungswiderstands und des Wasserdurchflusses in Querschnittsrichtung stark unterscheiden. So ist bei den älteren Fahrbahnen in der Rollspur ein weitaus geringerer Strömungswiderstand als auf dem Standstreifen beobachtet worden. Diese niedrigen Werte in der Rollspur bestätigen die in der Literatur erwähnte Reinigungswirkung durch Sog- und Druckeffekte beim Überrollen des Reifens. Mit Hilfe der Messung des Wasserdurchflusses konnte diese Tendenz bestätigt werden.

Die Schätzung der Strömungsresistenz erwies sich innerhalb der Untersuchungen leider als erfolglos.

Exakt an den zur Bestimmung der Permeabilität festgelegten Messstellen fanden die in situ-Messung des Schallabsorptionsgrades und Schallausbreitungsmessungen statt. Bei Belägen älterer Liegezeit konnte ebenfalls eine starke Änderung des Absorptionsgrad- und des Schalldruckpegel-Frequenz-Verlaufs in Querschnittsrichtung der Fahrbahn verzeichnet werden. So wurden z. B. im Ver-

gleich zur Rollspur auf dem Standstreifen nur geringe Schallabsorptionsgrade gemessen.

Durch die Bundesanstalt für Straßenwesen sind Fahrzeuggeräuschpegel L_{Veh} nach dem Verfahren der „statistischen Vorbeifahrt“ DIN-EN-ISO-11819-1 [2001] gemessen worden. Diese Werte wurden für die Kategorie 1, Pkw aufgezeichnet. Die Messungen des Schalldruckpegels fanden in vier verschiedenen Höhen statt. Dabei stellte sich heraus, dass in der nach Norm festgelegten Höhe von $h_e = 1,2$ m die schlechteste Korrelation mit den weiteren Messhöhen zu verzeichnen war. Dieser Sachverhalt ist auf Störungen des Schallfeldes in dieser Höhe, z. B. auf nicht demontierte Leitplanken, zurückzuführen.

Der Einfluss des „Airpumping-Effekts“ auf den Fahrzeuggeräuschpegel L_{Veh} wurde anhand der Messung der Permeabilität der Fahrbahn (effektiver spezifischer Strömungswiderstand R'_s und Wasserdurchfluss q) berücksichtigt. Dazu ist die Korrelation des dekadischen Logarithmus vom effektiven spezifischen Strömungswiderstand R'_s und des dekadischen Logarithmus vom Reziproken des Wasserdurchflusses mit den Fahrzeuggeräuschpegeln L_{Veh} berechnet worden. Hierbei konnte ein besonders hoher Korrelationskoeffizient $\rho_{R'_s L_{Veh,2}}$ für die Mikrofonposition $h_{L2} = 2$ m und die Position des Strömungswiderstands-Messaufsatzes in der Rollspur des 1. Fahrstreifens ermittelt werden. Der Wert ist mit $\rho_{R'_s L_{Veh,2}} = 0,97$ anzugeben.

Für den Wasserdurchfluss wurde ebenfalls in der Rollspur der höchste Korrelationskoeffizient ermittelt. Er beträgt: $\rho_{q, L_{Veh}} = 0,87$. Dieser Wert ist jedoch geringer als der für die Korrelation zwischen dem effektiven spezifischen Strömungswiderstand R'_s und Fahrzeuggeräuschpegel L_{Veh} bestimmte. Die geringe Stichprobenanzahl (sieben Messorte) innerhalb dieser Untersuchungen sowie die Messunsicherheit beider Verfahren erlaubt dennoch keine eindeutige qualitative Bewertung der beiden Methoden.

Das Verfahren zur Bestimmung des effektiven spezifischen Strömungswiderstands R'_s ist jedoch sehr einfach durchführbar (zur Messung müssen keine großen Wasservorräte mitgeführt werden, sehr gute Automatisierbarkeit des „Vergleichs-Verfahren“). Darüber hinaus unterscheiden sich die kinematische Viskosität von Wasser und Luft in etwa um eine Zehnerpotenz ($\nu_{Luft} = 1,4 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$, $\nu_{Wasser} = 1 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$). Nach Gleichung (2.26) verlieren die für die Strömungsverhältnisse im porösen Asphalt hergeleiteten Zusammenhänge bei Wasser im Ver-

gleich zur Luft schon bei geringen Strömungsgeschwindigkeiten ihre Gültigkeit. Die Ergebnisse des Verfahrens zur Bestimmung des effektiven spezifischen Strömungswiderstands R'_s sind abhängig von der inneren Feuchtigkeit der Fahrbahn. Diese Resultate widerspiegeln die vorherrschenden physikalischen Zusammenhänge, da bei einer feuchten Fahrbahn eine Änderung des „Airpumping-Effekts“ und des Absorptionsvermögens in Abhängigkeit vom Strömungswiderstand zu erwarten ist. Durch das Verfahren zur Messung der Wasserdurchlässigkeit kann eine derartige Abhängigkeit nicht nachgewiesen werden. Aufgrund der hier aufgezählten Zusammenhänge sollte zur Bestimmung der Permeabilität der offenporigen Fahrbahn das in Kapitel 4 entwickelte Verfahren zur Messung des effektiven spezifischen Strömungswiderstands R'_s herangezogen werden.

Auf der Basis der in situ gemessenen Schallabsorptionsgrade und der Messwerte zur Schallausbreitung wurde eine Schalldruckpegelminderung ΔL_{pa} durch Absorption bzw. eine Einfügungsdämpfung D_e der Fahrbahn berechnet. Für die auf diese Weise ermittelten „Einzahlangaben“ ist anschließend die Korrelation mit den Fahrzeuggeräuschpegeln L_{Veh} bestimmt worden. Hierbei ergaben sich die höchsten Korrelationskoeffizienten in der Mitte des 1. Fahrstreifens. Der größte Korrelationskoeffizient $\rho_{\Delta L_{pa} L_{Veh,2}}$ für die Schalldruckpegelminderung ΔL_{pa} durch Absorption betrug dabei $\rho_{\Delta L_{pa} L_{Veh,2}} = 0,92$. Der maximal beobachtete Korrelationskoeffizient $\rho_{D_e L_{Veh,2}}$ für die Einfügungsdämpfung D_e ist mit 0,91 angebar.

Die auf der Basis der Schallabsorptionsgrade berechnete Schalldruckpegelminderung ΔL_{pa} weist im Vergleich zur Einfügungsdämpfung D_e eine geringfügig höhere Korrelation mit den Fahrzeuggeräuschpegeln L_{Veh} auf. Wie schon bei den Verfahren zur Bestimmung der Permeabilität diskutiert, ist aufgrund der geringen Stichprobenanzahl innerhalb der hier durchgeführten Untersuchungen sowie infolge der Messungenauigkeiten der Verfahren keine eindeutige Aussage über die qualitative Einstufung der Methoden zu treffen. Da sich aber das Verfahren zur in situ-Bestimmung der Schallabsorption als sehr robust herausstellte und darüber hinaus zur Beurteilung von Fahrbahnbelägen genormt wurde, sollte dieses Verfahren für weitere Untersuchungen herangezogen werden.

Die Darstellung der Schalldruckpegelminderung ΔL_{pa} als Funktion der Strömungsresistenz Ξ zeigt,

dass sich diese beiden Größen oberhalb eines Wertes Ξ_0 proportional und unterhalb dieses Wertes indirekt proportional zueinander verhalten. Die Größe des Wertes Ξ_0 wird dabei durch die Dicke d der Absorberschicht bestimmt. Für eine Schicht offenenporigen Asphalts der Dicke $d = 4$ cm beträgt die Strömungsresistenz $\Xi_0 \approx 4.600$ Ns/m⁴. Dieser Wert liegt nach Tabelle J.1 – J. 10 innerhalb des Bereichs der technisch möglichen Strömungsresistenzen. Für offenporige Asphalte der Dicke $d = 4$ cm mit geringen Strömungsresistenzen $\Xi < \Xi_0$ würde sich die Schalldruckpegelminderung ΔL_{pa} indirekt proportional und der effektive spezifische Strömungswiderstand R'_s proportional zum Fahrzeuggeräuschpegel L_{Veh} verhalten.

Zur Festlegung der Vorgehensweise bei der indirekten Bestimmung der lärmindernden Wirkung von offenporigen Asphalten soll zunächst basierend auf den bisherigen Überlegungen folgende Zusammenfassung erfolgen:

- Die Wirkung der beiden Hauptmechanismen der Lärminderung durch offenporige Asphalte, die Minderung des „Airpumping-Effekts“ und die Schallabsorption des offenporigen Belags im Fern- und Nahfeld vom Reifen, kann quantitativ als gleichrangig eingestuft werden.
- Für Werte der Strömungsresistenz $\Xi < \Xi_0$ verhält sich die Schalldruckpegelminderung ΔL_{pa} indirekt proportional, der dekadische Logarithmus des effektiven spezifischen Strömungswiderstandes R'_s dagegen proportional zum Fahrzeuggeräuschpegel L_{Veh} .

Aufgrund dieser Erkenntnisse müssen zur Bestimmung der lärmindernden Wirkung von offenporigen Asphalten beide Messverfahren gleichberechtigt Anwendung finden.

Der effektive spezifische Strömungswiderstand R'_s muss dabei in der Rollspur des 1. Fahrstreifens ermittelt werden. Die Bestimmung des Schallabsorptionsgrades α soll dagegen in der Mitte des 1. Fahrstreifens erfolgen (siehe Bild A. 1).

Sollte sich bei Folgeuntersuchungen herausstellen, dass sich die gemessenen Werte für den effektiven spezifischen Strömungswiderstand R'_s und die Resultate für den Schallabsorptionsgrad α für alle Messorte als linear korreliert zeigen, kann zukünftig auf die Messung des Schallabsorptionsgrades verzichtet werden. In diesem Fall gilt für die vorgefundenen Strömungsresistenzen $\Xi > \Xi_0$.

8 Abschließende Betrachtungen

8.1 Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde die Korrelation des nach DIN-EN-ISO-11819-1 [2001] an offenporigen Fahrbahnen bestimmten Fahrzeuggeräuschpegels L_{Veh} mit den Messwerten zur Permeabilität und des Schallabsorptionsvermögens dieser Fahrbahnen untersucht.

Die lärmindernde Wirkung offenporiger Asphalte wird zum gegenwärtigen Zeitpunkt anhand der Methode der „Statistischen Vorbeifahrt“ nach DIN-EN-ISO-11819-1 [2001] beurteilt. Die Durchführung dieses Verfahrens erfordert jedoch einen erheblichen Zeitaufwand. Darüber hinaus ist dessen Einsatz an Fahrbahnen, bei denen der Lärmschutz durch eine Kombination aus offenporigem Asphalt und Schallschutzwand gewährleistet wird, nicht erlaubt. Gerade diese Kombination ist jedoch besonders an Autobahnen sehr häufig anzutreffen. Daher war es wünschenswert, ein gleichwertiges indirektes Messverfahren zu entwickeln.

Für die Verbesserung der lärmindernden Wirkung offenporiger gegenüber dichten Asphalten wird im Wesentlichen die Minderung des „Airpumping-Effekts“ durch die Permeabilität der Struktur und das Absorptionsvermögen der offenporigen Fahrbahn im Nah- und Fernfeld des Reifens verantwortlich gemacht. Diese Eigenschaften sind anhand der Permeabilität bzw. des Absorptionsvermögens der Struktur quantifizierbar.

Innerhalb der Arbeit wurden daher fünf Verfahren, eins zur Bestimmung des effektiven spezifischen Strömungswiderstandes R'_s , eins zur Bestimmung des Wasserdurchflusses q , eins zur Schätzung der Strömungsresistenz Ξ , eins zur Bestimmung der Einfügungsdämpfung D_e und eins zur Messung des Schallabsorptionsgrades α der Fahrbahn behandelt. Die mit Hilfe dieser Methoden an sieben Messorten auf Bundesautobahnen gewonnenen Ergebnisse sind anschließend mit nahezu zeitgleich aufgenommenen Fahrzeuggeräuschpegeln L_{Veh} korreliert worden.

Messverfahren zum Strömungswiderstand

Das Labormessverfahren zur Bestimmung des spezifischen Strömungswiderstandes nach STINSON [STINSON und DAIGLE, 1988] wurde an die in

situ-Messaufgabe auf der offenporigen Fahrbahn angepasst. Die Messung des effektiven spezifischen Strömungswiderstands R'_s erfolgt dabei anhand eines zylinderförmigen Adapters mit Krempe, welcher direkt auf die offenporige Fahrbahn aufgesetzt wird.

Die Auslegung des Messzylinders erfolgte anhand der Berechnung der Strömungsverhältnisse im Zylinder. Diese sind auf der Grundlage der Theorie der Potenzialströmungen modelliert worden. Hierzu war es notwendig, den Bereich der Gültigkeit dieser Theorie in Kombination mit dem Gesetz nach DARCY (Druckabfall in Abhängigkeit von der Permeabilität der Struktur und der Geschwindigkeit des die Struktur durchströmenden Fluids) zu untersuchen. Als Beurteilungskriterium wurde dabei das Verhältnis eines charakteristischen Maßes der porösen Struktur (Größtkorndurchmesser des Asphalts) zur kinematischen Viskosität des die Struktur durchströmenden Fluids herangezogen. Dieser Abschätzung zufolge kann beispielsweise die Strömung von Luft in einem offenporigen Asphalt mit einem Größtkorndurchmesser von 8 mm bis zu einer Strömungsgeschwindigkeit \vec{u}_s von ca. 2 mm/s mit Hilfe der Theorie der Potenzialströmungen beschrieben werden.

Das Strömungsfeld im Messzylinder ist anhand des Modells der rotationssymmetrischen Staupunktströmung und des zylindersymmetrischen Feldes einer Linienquelle beschrieben worden. Auf der Basis dieser Modellbeschreibung wurde anschließend der Radius r_{B2} der Krempe des Messzylinders anhand der zu erwartenden Asphalt-dicken d , der Strömungsresistenzen Ξ und des Messbereichs der Druckaufnehmer berechnet. Er beträgt 12 cm. Darüber hinaus lässt sich anhand des Modells zeigen, dass die beiden Größen, der effektive spezifische Strömungswiderstand R'_s und die Strömungsresistenz Ξ linear korreliert sind. Eine Vergrößerung der Dicke d des Asphalts führt zur Verringerung des effektiven spezifischen Strömungswiderstands R'_s .

Für die Überprüfung der Nachhaltigkeit der akustischen Wirkung der inneren Struktur des Asphalts muss der Messaufsatz mit einem mittels Silikonkautschuk aufgeklebten Gummiring abgedichtet werden. Die in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen zur Genauigkeit des Verfahrens ergaben, dass der relative maximale Fehler ca. 7 % beträgt. Die über die Testserien gemittelte relative Standardabweichung σ ist dabei mit ca. 3 % angebar.

Einen großen Einfluss auf das Messergebnis hat die innere Feuchtigkeit des Asphalts. Den hier durchgeführten Untersuchungen zufolge, muss davon ausgegangen werden, dass zu jeder Zeit innerhalb des Asphalts eine Restfeuchtigkeit vorhanden sein wird. Diese Feuchtigkeit ist daher als Eigenschaft der Straße zu berücksichtigen.

Messverfahren zum Wasserdurchfluss

- Die Ermittlung der Wasserdurchlässigkeit kann unabhängig vom Sättigungszustand der OPA-Schicht erfolgen.
- Der Wasserdurchlässigkeitsversuch ist damit unabhängig von der Witterung zum Versuchszeitpunkt (mit Ausnahme von Temperaturen $< 0 \text{ }^\circ\text{C}$) und unabhängig von der Witterung vor der Versuchsdurchführung anwendbar.
- Die üblichen Schwankungen der Fahrbahneigung und die damit verbundene Neigung der Unterlage hat in den bei Fahrbahnen üblichen Neigungsbereichen keinen signifikanten Einfluss auf die Ausflussmessung.
- Der Versuchsablauf gestaltet sich wie folgt:
 - viermaliges Befüllen des Zylinders zum Anlassen der offenporigen Asphaltdeckschicht (Wasser vollständig durchlaufen lassen);
 - 15 Messungen pro Versuch;
 - Stoppen der Ausflusszeit für die Messmarken $h_1 = 22,5 \text{ cm}$ und $h_2 = 17,5 \text{ cm}$ ($\Delta h = 5 \text{ cm}$);
 - kontinuierliches Nachfüllen mit Wasser, nachdem der Wasserspiegel die untere Messmarke passiert hat.
- Für die Versuchsdurchführung kommen zwei Arbeitskräfte zum Einsatz - eine Person, die den Zylinder kontinuierlich mit Wasser befüllt, sowie eine zweite Person, die mit einer Stoppuhr die Ausflusszeit ermittelt und die Messwerte notiert.
- Der Einfluss des offenen Porenvolumens der Deckschicht auf die Lärminderung wird anhand einer Silikon-Unterlage untersucht.
- Für die Versuchsdurchführung wird eine große Wassermenge benötigt, die während der Messungen in-situ mitgeführt werden muss.
- Es wird ein Wasserverbrauch von 40 Liter Wasser pro Versuch geschätzt (ca. 12 Liter Wasser

zum Annässen und 28 Liter für 15 Messdurchläufe).

- Die Ausflussmessung ist, abgesehen von der mitzuführenden Wassermenge, mit geringem Aufwand und in kurzer Zeit durchführbar.
- Dies gewährleistet eine große Anzahl von Versuchsergebnissen bei kurzen Sperrzeiten.

Schätzverfahren zur Strömungsresistenz

Zur Durchführung der Parameteridentifikation ist die Definition eines Zielfunktions notwendig. Innerhalb der Arbeit wurde zur Herleitung dieses Funktionals die „Methode der kleinsten Fehlerquadrate“ verwendet. Zur Minimierung des Zielfunktions ist das Verfahren von LEVENBERG und MARQUARDT herangezogen worden.

Das „LEVENBERG-MARQUARDT-Verfahren“ ist nur lokal konvergent, d. h., es ist eine gute Ausgangsschätzung notwendig. Diese Abschätzung kann sehr erfolgreich anhand von „Templates“ in Anlehnung an ANSI-S 1.18 [2004] durchgeführt werden.

Für die Durchführung der Schätzung wurde das „Level-Differenz-Verfahren“ zweimalig verwendet. Neben dem Mikrofon am Boden sind dazu Mikrofone in zwei Höhen $h_{e1} = 0,25$ m und $h_{e2} = 0,4$ m angeordnet worden. Durch den Vergleich der Schätzergebnisse an den verschiedenen Empfängerhöhen h_{e1} und h_{e2} und unter Berücksichtigung der Zusammenhänge $\Xi = f(\sigma)$ und $\tau = f(\sigma)$ konnte die Genauigkeit des Schätzverfahrens entscheidend verbessert werden. Diese Ergebnisse sind anhand einer „Monte-Carlo-Simulation“ ermittelt worden. Der mittlere relative Fehler betrug hierbei 10 %. Der Simulation wurde ein Signal-Rauschabstand von 20 dB zu Grunde gelegt.

Kritisch muss angemerkt werden, dass bei der „Monte-Carlo-Simulation“ die Zusammenhänge $\Xi = f(\sigma)$ und $\tau = f(\sigma)$ bereits zur Erzeugung der Schalldruckpegel \underline{p}_m verwendet wurden. Diese Zusammenhänge sind in SARRADJ et al. [2003] (siehe Kapitel 2.2.2) anhand von statistischen Beobachtungen an einem ausgewählten Probenpool gefunden worden. Dies bedeutet, in der Praxis ist ein durchaus höherer Wert des mittleren Fehlers bei der Schätzung der Strömungsresistenz zu erwarten.

Zur praktischen Erprobung des Verfahrens wurde die Strömungsresistenz der Fahrbahnen an sieben

Messorten geschätzt. Diese Werte sind anschließend mit den Messwerten für den spezifischen Strömungswiderstand R'_s korreliert worden. Hierbei stellte sich eine sehr geringe Korrelation zwischen diesen Messgrößen heraus. Der für den Standstreifen berechnete Korrelationskoeffizient ρ beträgt nur $\rho = 0,09$. Über der Rollspur und in der Mitte des 1. Fahrstreifens muss der Korrelationskoeffizient mit $\rho = -0,03$ bzw. mit $\rho = -0,21$ angegeben werden.

Den Ergebnissen der Voruntersuchungen zufolge hat sich das in Kapitel 4 entwickelte Verfahren zur Bestimmung des effektiven spezifischen Strömungswiderstandes R'_s als ausreichend genau herausgestellt. Die Ergebnisse der Korrelation des effektiven spezifischen Strömungswiderstandes R'_s mit den Schätzwerten für die Strömungsresistenz bescheinigen dem Schätzverfahren daher eine nur unzureichende Funktionsweise. Es wurde aus diesem Grund davon abgesehen, die durch Schätzung ermittelten Werte für die Strömungsresistenz Ξ den an den Fahrbahnen ermittelten Werten für die Fahrzeuggeräuschpegel L_{Veh} gegenüberzustellen.

Messung der Schallausbreitung

Die bei der Messung der Schallausbreitung gewonnenen Daten können zusätzlich zur Berechnung der Einfügungsdämpfung D_e der offenporigen Fahrbahn herangezogen werden. Dabei soll hier unter Einfügungsdämpfung der Anteil der Minderungseffekts verstanden werden, welcher durch die Absorption der Fahrbahn hervorgerufen wird. Die Einfügungsdämpfung wurde auf der Basis des genormten Rollgeräuschspektrums nach DIN-EN-1793-3 [1997] berechnet.

Messverfahren zum Schallabsorptionsgrad

Auf der Basis des „Auto-Leistungsdichte-Spektrums“ ist ein Verfahren entwickelt worden, dessen Genauigkeit sich unabhängig vom Gruppenlaufzeitfehler $\Delta\tau_A$ verhält. Dies bedeutet, der Temperaturgradient über der Fahrbahn hat keinen Einfluss auf das Messergebnis.

Die Grundidee dieser Technik geht auf das Verfahren nach BOLTON [BOLTON und GOLD, 1984] zurück. Dieser Autor verwendet in seiner Arbeit zur Ermittlung des Schallabsorptionsgrades das „reelle Cepstrum“. Die invers „Fouriertransformierte“ dieser Funktion besteht aus einer Impulsfolge, dem

„Impuls-Train“. Bestandteile der Impulsfolge führen jedoch unter den hier vorliegenden Randbedingungen zu einer starken Verfälschung des Messergebnisses.

Da die invers „Fouriertransformierte“ des Auto-Leistungsdichte-Spektrums keine Impulsfolge aufweist, wurde in der vorliegenden Arbeit diese Funktion zur Bestimmung des Schallabsorptionsgrades herangezogen.

Die Ergebnisse des als „AKF-Methode“ bezeichneten Verfahrens wurden innerhalb der Untersuchungen mit den anhand der „Subtraktionstechnik“ erzielten Werten verglichen. Hierbei konnte festgestellt werden, dass mit Hilfe der „AKF-Methode“ bei einem Gruppenlaufzeitfehler von $\Delta\tau_A \geq 2\mu\text{s}$ und einem Signal-Rauschabstand von $\text{SNR} \geq 20$ dB im Vergleich zur „Subtraktionstechnik“ eine deutlich höhere Genauigkeit erzielt werden kann. Darüber hinaus wurde eine weitere Verbesserung dieses Unterschieds mit Verringerung des Absolutwertes vom zu messenden Absorptionsgrad beobachtet.

Nach einer spektralen Bewertung der absoluten Fehler der beiden Verfahren mit dem genormten Rollgeräuschspektrum nach DIN-EN-1793-3 [1997] konnte jedoch zwischen den Verfahren kein Unterschied in der Genauigkeit mehr festgestellt werden. Diese Beobachtung beruht darauf, dass innerhalb des während der Untersuchung gewählten Parameterbereichs die Fehler der beiden Verfahren im Frequenzbereich 900–1.200 kHz nahezu gleich groß sind.

Aufgrund der hier erläuterten Beobachtungen ist der Einsatz der „Subtraktionstechnik“ zur Bestimmung des Absorptionsgrades von Fahrbahnoberflächen gerechtfertigt. Die Messungen werden daher nach DIN-ISO-13472-1 [2004] durchgeführt.

Abschließend wurde auf der Basis des Rollgeräuschspektrums nach DIN-EN-1793-3 [1997] eine Vorschrift zur Ermittlung einer „Einzahlangebe“ für den Schallabsorptionsgrad der Fahrbahn entwickelt. Dies war notwendig, da die zur Korrelation heranzuziehenden Fahrzeuggeräuschpegel L_{Veh} nach DIN-EN-ISO-11819-1 [2001] als Gesamtschalldruckpegel angegeben werden.

Effekte der Lärminderung

Gestützt auf die These, dass für die Verbesserung der Lärminderung offener gegenüber dichter Fahrbahnen im Wesentlichen zwei Effekte, die

Verringerung des „Airpumping-Effekts“ und die Schallabsorption, verantwortlich gemacht werden können, wurde innerhalb dieser Arbeit eine Untersuchung zum quantitativen Einfluss der Effekte durchgeführt.

Dazu sind die in BECKENBAUER [2002] an einer Teststrecke gewonnenen Messergebnisse zum Vergleich mit den Resultaten einer hier durchgeführten Modellierung des Schallfeldes über der Fahrbahn herangezogen worden. Das dabei verwendete Schallausbreitungsmodell basiert auf der Theorie nach „WEYL von de Pool“ in Verbindung mit dem Konzept der „effektiven Impedanz“ nach LI [LI et al. 1998]. Die Diskontinuität der Wandimpedanz Z_w am Fahrbahnrand (Übergang offener Asphalt/Beton) wurde mit der Theorie nach RASSMUSSEN [1990] berücksichtigt.

Der Berechnung des Minderungseffekts durch Absorption liegt das A-bewertete Rollgeräuschspektrum nach DIN-EN-1793-3 [1997] zugrunde. Die Wandimpedanz des in BECKENBAUER [2002] untersuchten Asphalts wurde anhand des „Phänomenologischen Modells“ [HAMET, 1992] vorhergesagt. Die Eingangsparameter dieses Modells, die Strömungsresistenz Ξ , die Porosität σ und die Tortuosität τ , sind dabei an Bohrkernen des in BECKENBAUER [2002] untersuchten Asphalts [HÜBELT et al., 2003] gewonnen worden.

Mit Hilfe der beschriebenen Modellierung konnte eine Minderung des Gesamtschalldruckpegels durch Schallabsorption von ca. 2–3 dB berechnet werden. Die von BECKENBAUER [2002] durch Messung ermittelte Gesamtschalldruckpegelminderung beträgt jedoch ca. 5 dB. Der Minderung des „Airpumping-Effekts“ ist daher ein Beitrag von 2–3 dB zuzuordnen. Das Ergebnis dieser abschätzenden Berechnung zeigt, dass die beiden Effekte, die Verringerung des Airpumping-Effekts“ und die Schallabsorption, bezüglich ihrer lärmindernden Wirkung als gleichrangig einzustufen sind.

Neben dieser Abschätzung ist auch der Zusammenhang zwischen den innerhalb der Arbeiten zu ermittelnden Messgrößen, dem Schallabsorptionsgrad α und dem effektiven spezifischen Strömungswiderstand R'_s , untersucht worden. Dazu wurde die Strömungsresistenz Ξ herangezogen. Diese Größe ist als linear korreliert mit dem effektiven spezifischen Strömungswiderstand R'_s zu betrachten (Kapitel 4). Grundlage der Berechnungen bildeten die Zusammenhänge zwischen den Absorberparametern [SARRADJ et al., 2003]. Diese

Zusammenhänge lassen sich auf der Basis der technologischen Parameter der Struktur, wie mittlerer Korndurchmesser \bar{D} oder Durchströmungsschwelle σ_p , berechnen.

Als Resultat der Untersuchungen stellte sich heraus, dass oberhalb eines Wertes Ξ_0 die beiden Messgrößen α und R'_s als nahezu linear korreliert gelten dürfen. Unterhalb der Grenze Ξ_0 verhalten sie sich jedoch indirekt korreliert. Die Grenze Ξ_0 ist u. a. abhängig von der Dicke d des Asphalts. Anhand der in [HÜBELT et al., 2003] an ca. 250 Probekörpern offenporigen Asphalts gewonnenen Daten lässt sich beweisen, dass eine indirekte Korrelation der Messgrößen in praxi durchaus vorkommen kann.

Zur Sicherstellung der Richtigkeit der oben beschriebenen Ergebnisse war es notwendig, die Gültigkeit des Modells der „effektiven Impedanz“ nach LI für flache Schalleinfallswinkel zu untersuchen. Hierzu wurden vergleichende Berechnungen mit der exakten Beschreibung des Schallfeldes anhand der „Sattelpunkt-Methode“ BREKHOVSKIKH [1980] durchgeführt. Die Genauigkeit der Näherung nach LI ist dazu für die bei der Schallausbreitung über Fahrbahnen typischen Anordnungen von Quelle und Empfänger analysiert worden. Dabei stellte sich heraus, dass für Quellhöhen $h_Q \geq 0,01$ m, Abstände zwischen Quelle und Empfänger $r_0 \geq 2,5$ m und Empfängerhöhen $h_E \geq 1$ m von einer ausreichenden Genauigkeit der Näherungslösung nach LI ausgegangen werden kann.

Im Schallfeld über der Fahrbahn treten unterschiedliche Wellentypen, die Boden-, die Kopf- und die Oberflächenwelle, auf. Das Näherungsmodell nach „WEYL von de Pool“ in Verbindung mit dem Konzept der „effektiven Impedanz“ nach LI berücksichtigt jedoch nicht alle der zu erwartenden Wellentypen. So wird z. B. die Kopfwelle mit diesem Modell nicht beschrieben. Deshalb wurde anhand der exakten Beschreibung des Schallfeldes über der Fahrbahn („Sattelpunktintegral“) das Auftreten der Wellentypen diskutiert.

Den Ergebnissen dieser Überlegungen zufolge kann das Auftreten der Kopfwelle im Schallfeld über der offenporigen Fahrbahn ausgeschlossen werden.

Die Existenz der Oberflächenwelle lässt sich anhand des Aufeinanderfallens des „Sattelpunktintegrationspfades“ mit den Polstellen des „Sattelpunkt-Integranden“ beschreiben MECHEL [1989].

Dazu wurde die Lage der Polstellen auf der Basis der Zusammenhänge zwischen den Absorberparametern [SARRADJ et al., 2003] in Abhängigkeit von der Absorberzahl E beschrieben. Der Absorber wurde bei dieser Berechnung mit der Dicke d als rückseitig schallhart reflektierend modelliert. Hierbei konnte festgestellt werden, dass ein Auftreten der Oberflächenwelle nur für sehr kleine Absorberzahlen $E \leq 10^{-3}$ zu erwarten ist. Bei offenporigen Asphalten werden jedoch größere Werte für die Absorberzahl E berechnet. Das Auftreten der Oberflächenwelle kann daher im Schallfeld über offenporigen Asphalten ebenfalls ausgeschlossen werden.

Anhand der Überlegungen zur „Sattelpunkt-Methode“ und der in HÜBELT et al. [2003] an ca. 250 Proben offenporigen Asphalts bestimmten Absorberparameter lässt sich die Existenz der Bodenwelle im Schallfeld über der offenporigen Fahrbahn bei flachen Schalleinfallswinkeln ϑ_0 eindeutig nachweisen. Dieser Wellentyp wird in der Näherungslösung nach „WEYL von de Pool“ in Verbindung mit dem Konzept der „effektiven Impedanz“ nach LI mit Hilfe der Kugelwellenreflexionsfaktors \underline{Q} berücksichtigt.

Messungen auf Bundesautobahnen

Die in situ-Messungen zur Permeabilität wurden an sieben Messorten auf Bundesautobahnen durchgeführt. An den einzelnen Orten fanden die Standspur und der 1. Fahrstreifen Berücksichtigung. Auf dem 1. Fahrstreifen sind dabei die Rollspur und die Fahrstreifenmitte untersucht worden.

Hierbei konnte festgestellt werden, dass sich bei Fahrbahnen mit älterer Liegezeit (ca. 6 Jahre) die Messwerte der Permeabilität in Querschnittsrichtung stark unterscheiden. So ist bei den älteren Fahrbahnen in der Rollspur ein weitaus geringerer Strömungswiderstand als auf dem Standstreifen beobachtet worden. Diese niedrigen Werte in der Rollspur bestätigen die in der Literatur erwähnte Reinigungswirkung durch Sog- und Druckeffekte beim Überrollen durch den Reifen.

Exakt an den zur Bestimmung der Permeabilität festgelegten Messstellen fand die in situ-Messung des Schallabsorptionsvermögens statt. Bei Belägen älterer Liegezeit konnte ebenfalls eine starke Änderung des Absorptionsgrad-Frequenz-Verlaufs in Querschnittsrichtung der Fahrbahn verzeichnet werden. So wurden im Vergleich zur Rollspur auf

dem Standstreifen nur geringe Schallabsorptionsgrade gemessen. Diese Tendenz konnte durch die Messung zur Schallausbreitung bestätigt werden.

Korrelation der Messergebnisse

Der Einfluss des „Airpumping Effekts“ auf den Fahrzeuggeräuschpegel L_{veh} wurde anhand der Messung der Permeabilität der Fahrbahn (effektiver spezifischer Strömungswiderstand R'_s und Wasserdurchfluss q) berücksichtigt. Dazu ist die Korrelation des dekadischen Logarithmus vom effektiven spezifischen Strömungswiderstand R'_s und des dekadischen Logarithmus vom Reziproken des Wasserdurchflusses mit den Fahrzeuggeräuschpegeln L_{veh} berechnet worden. Hierbei konnte ein besonders hoher Korrelationskoeffizient $\rho_{R'_s L_{veh,2}}$ für die Mikrofonposition $h_{L2} = 2$ m und die Position des Strömungswiderstands-Messaufsatzes in der Rollspur des 1. Fahrstreifens ermittelt werden. Der Wert ist mit $\rho_{R'_s L_{veh,2}} = 0,97$ anzugeben.

Für den Wasserdurchfluss wurde ebenfalls in der Rollspur der höchste Korrelationskoeffizient ermittelt. Er beträgt: $\rho_{q, L_{veh}} = 0,87$. Dieser Wert ist jedoch geringer als der für die Korrelation zwischen effektivem spezifischen Strömungswiderstand R'_s und Fahrzeuggeräuschpegel L_{veh} bestimmte. Die geringe Stichprobenanzahl (sieben Messorte) innerhalb dieser Untersuchungen sowie die Messunsicherheit beider Verfahren erlaubt dennoch keine eindeutige qualitative Bewertung der beiden Methoden.

Das Verfahren zur Bestimmung des effektiven spezifischen Strömungswiderstands R'_s ist jedoch sehr einfach durchführbar (zur Messung müssen keine großen Wasservorräte mitgeführt werden, sehr gute Automatisierbarkeit des „Vergleichs-Verfahren“). Darüber hinaus unterscheiden sich die kinematische Viskosität von Wasser und Luft in etwa um eine Zehnerpotenz ($\nu_{Luft} = 1,4 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$, $\nu_{Wasser} = 1 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$). Nach Gleichung (2.26) verlieren die für die Strömungsverhältnisse im porösen Asphalt hergeleiteten Zusammenhänge bei Wasser im Vergleich zur Luft schon bei geringen Strömungsgeschwindigkeiten ihre Gültigkeit. Die Ergebnisse des Verfahrens zur Bestimmung des effektiven spezifischen Strömungswiderstands R'_s sind abhängig von der inneren Feuchtigkeit der Fahrbahn. Diese Resultate widerspiegeln die vorherrschenden physikalischen Zusammenhänge, da bei einer feuchten Fahrbahn eine Änderung des „Airpumping-Effekts“ und des Absorptionsvermögens in Abhän-

gigkeit vom Strömungswiderstand zu erwarten ist. Durch das Verfahren zur Messung der Wasserdurchlässigkeit kann eine derartige Abhängigkeit nicht nachgewiesen werden. Aufgrund der hier aufgezählten Zusammenhänge sollte zur Bestimmung der Permeabilität der offenporigen Fahrbahn das in Kapitel 4 entwickelte Verfahren zur Messung des effektiven spezifischen Strömungswiderstands R'_s herangezogen werden.

Auf der Basis der in situ gemessenen Schallabsorptionsgrade und der Messwerte zur Schallausbreitung wurde eine Schalldruckpegelminderung $\Delta L_{p\alpha}$ durch Absorption bzw. eine Einfügungsdämpfung D_e der Fahrbahn berechnet. Für die auf diese Weise ermittelten „Einzahlangaben“ ist anschließend die Korrelation mit den Fahrzeuggeräuschpegeln L_{veh} bestimmt worden. Hierbei ergaben sich die höchsten Korrelationskoeffizienten in der Mitte des 1. Fahrstreifens. Der größte Korrelationskoeffizient $\rho_{\Delta L_{p\alpha} L_{veh,2}}$ für die Schalldruckpegelminderung $\Delta L_{p\alpha}$ durch Absorption betrug dabei $\rho_{\Delta L_{p\alpha} L_{veh,2}} = 0,92$. Der maximal beobachtete Korrelationskoeffizient $\rho_{D_e L_{veh,2}}$ für die Einfügungsdämpfung D_e ist mit 0,91 angebbbar.

Die auf der Basis der Schallabsorptionsgrade berechnete Schalldruckpegelminderung $\Delta L_{p\alpha}$ weist im Vergleich zur Einfügungsdämpfung D_e eine geringfügig höhere Korrelation mit den Fahrzeuggeräuschpegeln L_{veh} auf. Wie schon bei den Verfahren zur Bestimmung der Permeabilität diskutiert, ist aufgrund der geringen Stichprobenanzahl innerhalb der hier durchgeführten Untersuchungen sowie infolge der Messungenauigkeiten der Verfahren keine eindeutige Aussage über die qualitative Einstufung der Methoden zu treffen. Da sich aber das Verfahren zur in situ-Bestimmung der Schallabsorption als sehr robust herausstellte und darüber hinaus zur Beurteilung von Fahrbahnbelägen genormt wurde, sollte dieses Verfahren für weitere Untersuchungen herangezogen werden.

Zur Festlegung der Vorgehensweise bei der indirekten Bestimmung der lärm mindernden Wirkung von offenporigen Asphalten soll zunächst basierend auf den bisherigen Überlegungen folgende Zusammenfassung erfolgen:

- Die Wirkung der beiden Hauptmechanismen der Lärminderung durch offenporige Asphalte, die Minderung des „Airpumping-Effekts“ und die Schallabsorption des offenporigen Belags im Fern- und Nahfeld vom Reifen kann quantitativ als gleichrangig eingestuft werden.

- Für Werte der Strömungsresistenz $\Xi < \Xi_0$ verhält sich die Schalldruckpegelminderung $\Delta L_{p\alpha}$ indirekt proportional, der dekadische Logarithmus des effektiven spezifischen Strömungswiderstandes R'_s dagegen proportional zum Fahrzeuggeräuschpegel L_{Veh} .

Aufgrund der in den hier dargestellten Untersuchungen gewonnenen Erkenntnisse müssen zur indirekten Bestimmung der lärmindernden Wirkung von offenporigen Asphalten zwei Verfahren, die Messung des effektiven spezifischen Strömungswiderstandes R'_s und die Bestimmung des Schallabsorptionsgrades α , gleichberechtigt Anwendung finden. Der effektive spezifische Strömungswiderstand R'_s muss dabei in der Rollspur des ersten Fahrstreifens gemessen werden. Die Bestimmung des Schallabsorptionsgrades α soll dagegen in der Mitte des 1. Fahrstreifens erfolgen.

Sollte sich bei Folgeuntersuchungen herausstellen, dass sich die gemessenen Werte für den effektiven spezifischen Strömungswiderstand R'_s und die Resultate für den Schallabsorptionsgrad α für alle Messorte als linear korreliert zeigen, kann zukünftig auf die Messung des Schallabsorptionsgrades verzichtet werden. In diesem Fall gilt für die vorgefundenen Strömungsresistenzen $\Xi > \Xi_0$.

8.2 Ausblick

Die in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen zur Korrelation beschränken sich auf sieben Messorte. Dabei stellte sich ein Messort aufgrund der vorherrschenden Bedingungen (starke Neigung der Fahrbahn nach innen, Befahren des Standstreifens während einer Sperrung) als für die Untersuchungen ungeeignet heraus. Die Arbeiten müssen daher zukünftig auf eine größere Anzahl von Messorten erweitert werden. Dazu sollten spezielle Bedingungen vor Ort katalogisiert werden. So ist es z. B. von Interesse, welche Korrelation die Ergebnisse der indirekten Verfahren mit den Fahrzeuggeräuschpegeln L_{Veh} bei größeren Steigungen der Fahrbahnen haben.

Darüber hinaus sind die hier ermittelten Resultate nur für die Fahrzeugkategorie I: Pkw berechnet worden. In den Untersuchungen sollten in der Zukunft auch weitere Fahrzeugkategorien, z. B. Lkw, Berücksichtigung finden.

Mit Hilfe der indirekten Verfahren sollte vorrangig der Nachweis der Dauerhaftigkeit der lärmmin-

dernden Wirkung eines offenporigen Asphalts ermöglicht werden. Die Messungen in dieser Studie wurden innerhalb von 14 Tagen an Asphalten unterschiedlichen Baujahrs durchgeführt. Dabei konnten deutliche Unterschiede zwischen den Belägen älterer und jüngerer Liegezeit beobachtet werden. Diese Unterschiede werden vorrangig auf die Alterung der Beläge (z. B. Verschmutzung) zurückgeführt. Da jedoch nicht eindeutig nachgewiesen werden kann, dass alle Asphalte zum Zeitpunkt des Einbaus exakt die gleichen Eigenschaften aufgewiesen haben, müsste zur Stützung der vorgenannten These eine Beobachtung der Asphalte über einen Zeitraum von mindestens 4–5 Jahren erfolgen.

In der vorliegenden Arbeit wurde der Einfluss der Textur der Fahrbahnoberfläche auf die lärmindernde Wirkung des offenporigen Asphalts unberücksichtigt gelassen. Dieser Überlegung liegt die in [HUSCHEK, 2001] nachgewiesene Ähnlichkeit der Textur eines offenporigen mit der eines dichten Asphalts z. B. SMA 0/8, zu Grunde. Bei Unfällen oder Pannen wird jedoch oftmals die Oberfläche des offenporigen Asphalts besonders stark beschädigt. Nach der so genannten „Felgenfahrt“ eines Lkw-Anhängers kann z. B. eine starke Rille im offenporigen Asphalt entstehen. Es ist daher durchaus zu erwarten, dass eine größere Häufung dieser Beschädigungen zur Erhöhung des Fahrzeuggeräuschpegels L_{Veh} führen kann.

Die Feuchtigkeit in den Poren der offenporigen Fahrbahn führt gemäß den Ergebnissen der vorliegenden Arbeit zur Erhöhung des effektiven spezifischen Strömungswiderstands R'_s und zur Verringerung des Absorptionsgrades α . Die lärmindernde Wirkung des offenporigen Asphalts müsste sich daher gemäß der hergeleiteten Zusammenhänge verringern.

Während des Befahrens einer offenporigen Fahrbahn kann jedoch bei Regen im Gegensatz zur dichten Fahrbahn keine „Sprühfahne“ hinter den Kraftfahrzeugen beobachtet werden. Die Ausbildung der Sprühfahne führt nach [SANDBERG und EJSMONT, 2002] zum deutlichen Anstieg der emittierten Schalleistung. Es wäre daher von Interesse die Wirkung der beiden Effekte, die Verringerung der lärmindernden Wirkung des offenporigen Asphalts durch Nässe und die Erhöhung der emittierten Schalleistung über dichten Fahrbahnen infolge der Ausbildung einer Sprühfahne“ gegenüberzustellen.

Zur Beurteilung der lärmindernden Wirkung offenporiger Asphalte wird zum gegenwärtigen Zeitpunkt das Verfahren der „statistischen Vorbeifahrt“ eingesetzt. Der Einsatz dieser Methode ist bei dem Vorhandensein von Schallschirmen am Fahrbahnrand nicht erlaubt. Im Gegensatz dazu können die in dieser Arbeit behandelten indirekten Messverfahren in der Nähe von Schallschirmen Anwendung finden.

Die Gesamtwirkung einer Kombination von Lärmschutzmaßnahmen, bestehend aus Schallschirm und offenporigem Asphalt, kann nicht durch Addition der Wirkung der einzelnen Lärmschutzmaßnahmen erfolgen [WATTS, 1999]. Daher ist es von großem Interesse wie sich die Verringerung der lärmindernden Wirkung des offenporigen Asphalts auf den Schalldruckpegel an einem Immissionsort in größerer Entfernung auswirkt. Dazu sollten Berechnungen mit Hilfe der in dieser Arbeit angewandten Theorie von RASSMUSSEN zur Vorhersage des Schallfeldes vor und hinter einem Schallschirm durchgeführt werden. Diese Theorie erlaubt die Berücksichtigung unterschiedlicher Wandimpedanzen auf der Quell- und Schattenseite des Schirmes.

Literatur

- ACHENBACH, J. D.: Wave propagation in elastic solids. In: LAUWERIER (Hrsg.): Applied Mathematics and Mechanics. Amsterdam. Elsevier Sciences Publishers BV, 1990
- ALBERT, D. G.; ORCUTT, J. A.: Acoustic pulse propagation above grassland and snow: Comparison of theoretical and experimental waveforms. In: Journal of the Acoustical Society of America 87 (1990), Nr. 1, S. 93–100
- ALLARD, J.; SIEBEN, B.: Measurement of acoustic impedance in a free field with two microphones and a spectrum analyzer. In: Journal of the Acoustical Society of America 77 (1985), Nr. 4, S. 1617–1618
- ALLARD, J. F.; CHAMPOUX, Y.: In situ two microphone technique for the measurement of the acoustic surface impedance of materials. In: Noise Control Engineering Journal 32(1989), Nr. 1, S. 15–23
- ANSI-S 1.18: ANSI-S1.18 template method for ground impedance, Revision: 99, Chg: W/ REAF. 03 2004
- ATTENBOROUGH, K.: Predicted ground effect for highway noise. In: Journal of Sound and Vibration 81(1982), S. 413–424
- ATTENBOROUGH, K.: Acoustical impedance models for outdoor ground surfaces. In: Journal of Sound and Vibration 99 (1985), Nr.4, S. 521–544
- ATTENBOROUGH, K.: Review of ground effects on outdoor sound propagation from continuous broadband surfaces. In: Applied Acoustics 24(1988), S. 289–319
- ATTENBOROUGH, K.: Ground effect for A-weighted noise in the presence of turbulence and refraction. In: Journal of the Acoustical Society of America 102 (1997), Nr. 2, S. 1013–1022
- ATTENBOROUGH, K.: A review of ground impedance models for propagation modelling. In: Proc. of the Forum Acusticum 2002, Sevilla (Spain), 2002
- ATTENBOROUGH, K.; HAYEK, S.; LAWThER, J. M.: Propagation of sound above a porous half-space. In: Journal of the Acoustical Society of America 68 (1980), Nr. 5, S. 1493–1501
- BECKENBAUER, T.: Einfluss der Fahrbahntextur auf das Reifenfahrbahngeräusch./Fa. Müller BBM GmbH, München-Planegg. 2002 (FE-Nr. 03.293 R95M). – Forschungsbericht
- BENDAT, J. S.: Statistical Errors in Measurement of the Coherence Functions and Input/Output Quantities. In: Journal of Sound and Vibration 59 (1978), Nr. 3, S. 405–421
- BENDTSEN, H.; NIELSEN, C. B.; RAABERG, J.; MACDONALD, R. A.: Clogging of Porous Bituminous Surfacing – An Investigation in Copenhagen/Road Directorate, Danish Road Institute. 2002. – Forschungsbericht
- BERENGIER, M.; PICHAUD, Y.; LE FUR, J.-F.: Effect of low-noise pavements on traffic noise propagation over large distances: Influence of grounds and atmospheric conditions. In: Proc. of the International Congress and Exhibition on Noise Control Engineering (Inter-Noise 2000), Nice (France), 2000
- BERENGIER, M.; STINSON, M.; DAIGLE, G.; HAMET, J.: Porous road pavements: Acoustical characterization and propagation effects. In:

- Journal of the Acoustical Society of America 101(1997), Nr. 1, S. 155–162
- BOLTON, J. S.; GOLD, E.: The Application of Cepstral Techniques to the Measurement of the Transfer Functions and Acoustical Reflection Coefficients. In: Journal of Sound and Vibration 93 (1984), Nr. 2, S. 217–233
- BOULANGER, P.; WATERS-FULLER, T.; ATTENBOROUGH, K.; LI, K. M.: Models and Measurements of sound propagation from a point source over mixed impedance ground. In: Journal of the Acoustical Society of America 102 (1997), Nr. 3, S. 1432–1442
- BREKHOVSKIKH, L. M.: Waves in layered media. 2. ed. Applied Mathematics and Mechanics, New York: Acad. Press, 1980
- BRONSTEIN, I. N.; SEMENDAJEW, K. A.; MUSIOL, G.; MÜHLIG, H.: Taschenbuch der Mathematik. Verlag Harry Deutsch, 2001 (5. Aufl.)
- BROWN, R.; BOLT, R.: The measurement of flow resistance of porous of porous acoustic materials. In: Journal of the Acoustical Society of America 13 (1942), Nr. 1, S. 337–344
- CARMAN, P.: Fluid flow through a granular bed. In: Trans. Inst. Chem. Eng. London 15 (1937), S. 150–156
- CEN: EN 12616: Sportböden – Bestimmung der Wasserinfiltrationsmenge. CEN, 2003
- CHAMPOUX, Y.; STINSON, M.: Measurement of the characteristic impedance and propagation constant of materials having high flow resistivity. In: Journal of the Acoustical Society of America 90 (1991), Nr. 4, S. 2182–2191
- CHAMPOUX, Y.; STINSON, M.: On acoustical models for sound propagation in rigid frame porous materials and the influence of shape factors. In: Journal of the Acoustical Society of America 92 (1992), Nr. 2, S. 1120–1131
- CHIEN, C. F.; SOROKA, W. W.: Sound propagation along an impedance plane. In: Journal of Sound and Vibration 43 (1975), Nr. 1, S. 9–20
- CHIEN, C. F.; SOROKA, W. W.: A note on the calculations of sound propagation along an impedance surface. In: Journal of Sound and Vibration 69 (1980), S. 340–343
- DAIGLE, G.; STINSON, M. R.: Impedance of grass covered ground at low frequencies measured using a phase difference technique. In: Journal of the Acoustical Society of America Bd. 81, 1987, S. 62–68
- DAIGLE, G. A.; NICOLAS, J.; BERRY, J.-L.: Propagation of noise having an impedance discontinuity. In: Journal of the Acoustical Society of America 77 (1985), Nr. 1, S. 127–138
- De GEETERE, L.; VERMEIR, G.; LAURIKS, W.: In situ measurement of the absorption coefficient at normal incidence using MLS-sequences and 1 or 2 microphon techniques. In: Proc. of the International Congress and Exhibition on Noise Control Engineering (Inter-Noise 2000), Nice (France), 2000
- DELANY, M. E.; BAZLEY, E. N.: Acoustical properties of fibrous absorbent materials. In: Applied Acoustics 69 (1970), S. 105–116
- DIN-EN-1793-3: Lärmschutzeinrichtungen an Straßen – Prüfverfahren zur Bestimmung der akustischen Eigenschaften – Teil 3: Standardisiertes Verkehrslärmspektrum. Berlin: Beuth Verlag, 1997
- DIN-EN-29053: Materialien für akustische Anwendungen – Bestimmung des Strömungswiderstandes. Berlin: Beuth Verlag, 1993
- DIN-EN-ISO-11819-1: Akustik Messung des Einflusses von Straßenoberflächen auf Verkehrsgerausche Teil 1: Statistisches Vorbeifahrtverfahren. Berlin: Beuth Verlag, 2001
- DIN-ISO-13472-1: Akustik – Messung der Schallabsorptionseigenschaften von Straßenoberflächen vor Ort – Teil 1: Freifeldverfahren. Berlin: Beuth Verlag, 1999
- DIN-ISO-13472-1: Akustik – Messung der Schallabsorptionseigenschaften von Straßenoberflächen vor Ort – Teil 1: Freifeldverfahren. Berlin: Beuth Verlag, 2004
- DONATO, R. J.: Model experiments on surface waves. In: Journal of the Acoustical Society of America 63 (1978), Nr. 1, S. 700–703
- DUTILLEUX, G.; VIGRAN, T. E.; KRISTIENSEN, U. R.: An in situ transfer function technique for the assessment of the acoustic absorption of

- materials in buildings. In: *Applied Acoustics* 62(2001), S. 555–572
- ELSAGHIR, E.: Messverfahren zur Bestimmung von Absorberparametern, Institut für Akustik und Sprachkommunikation, TU Dresden, Diplomarbeit, 2003
- EMBLETON, T. F. W.: Tutorial on sound propagation outdoors. In: *Journal of the Acoustical Society of America* 100 (1996), Nr. 1, S. 31–48
- EMBLETON, T. F. W.; PIERCY, J. E.; OLSON, N.: Outdoor sound propagation over ground of finite impedance. In: *Journal of the Acoustical Society of America* 59 (1976), Nr. 2, S. 267–277
- EMBLETON, T. F. W.; PIERCY, J. E.; OLSON, N.: Effective flow resistivity of ground surfaces determined by acoustical measurements. In: *Journal of the Acoustical Society of America* 74 (1983), Nr. 1, S. 1239–1244
- ENGELN-MÜLLGES, G.; REUTER, F.: *Numerik-Algorithmen: Entscheidungshilfe zur Auswahl und Nutzung*. Düsseldorf, VDI Verlag, 1996
- e. V., DIN: DIN 18035, Teil 6: Sportplätze; Kunststoffflächen. Deutsches Institut für Normung e.V., Normenausschuss Bauwesen (NABau), 1996
- e. V., DIN: DIN EN ISO 11819-1:2002-02: Messung des Einflusses von Straßenoberflächen auf Verkehrsgeräusche, Teil 1: Statistisches Vorbeifahrtverfahren. Normenausschuss Akustik, Lärminderung und Schwingungstechnik (NALS) im DIN und VDI, Normenausschuss Bauwesen (NA-Bau) im DIN e.V., 2002
- e. V., FGSV: Merkblatt für den Bau offenporiger Asphaltdeckschichten. FGSV e.V., Arbeitsgruppe: Asphaltstraßen, Arbeitsausschuss: Technische Vertragsbedingungen – Asphaltstraßen, 1998
- FGSV: Merkblatt für den Bau offenporiger Asphaltbeläge. AG Asphaltstraßen. 1998
- GAGEN, M. J.: Novel acoustic sources from squeezed cavities in car tires. In: *Journal of the Acoustical Society of America* 106 (1999), Nr. 2, S. 794–801
- GARAI, M.: Measurement of the Sound-Absorption Coefficient In Situ: The Reflection Method Using Periodic Pseudorandom Sequences of Maximum Length. In: *Applied Acoustics* 39 (1993), S. 119–139
- ARAI, M.; BÉRENGIER, M.; GUIDORZI, P.; L'HERMITE, Ph.: Procedure of measuring the sound absorption of porous roads in situ. In: *Proc. of the European Conference on Noise Control (Euro-Noise 98)*, Munich, (Germany), 1998, S. 819–824
- GERRETSEN, E.: Model geluidemissie bandwegdek, Deel B, Fase1: Relaties wegdekeigenschappen met materiaal gegevens/TNO. 1997 (TPD-HAG-RPT-9701 18). – Forschungsbericht
- HAMET, J.: Modelisation acoustique d'un enrobe drainant/INRETS. 1992. – Forschungsbericht
- HAMET, J.; BERENGIER, M.: Acoustical Characteristics of Porous Pavements: A new Phenomenological Model. In: *Proc. of the International Congress and Exhibition on Noise Control Engineering (Inter-Noise 1993)*, 1993, S. 641–646
- HÜBELT, J.: In-situ-Messverfahren zur Bestimmung der Absorptionseigenschaften einer Probe unter Anwendung der AKF. In: *Tagungsband der 27. Tagung der Deutschen Arbeitsgemeinschaft für Akustik (DAGA 01)*, 2001
- HÜBELT, J.: Modelling of porous asphalt as extended reacting absorber using the transmission line matrix method (TLM). In: *Proc. of the European Conference on Noise Control (Euro-Noise 03)*, Naples, (Italy), 2003
- HÜBELT, J.; LERCH, T.; SARRADJ, E.: Porous road surfaces: Acoustical characteristics, models and measurements. In: *Proc. of the 17th International Congress on Acoustics (ICA 2001)*, Rom (Italy), 2001
- HÜBELT, J.; SARRAD, E.; LERCH, T.: Einfluss der Fahrbahneigenschaften auf das Rollgeräusch von Kraftfahrzeugen, DFG Abschlussbericht, Geschäftszeichen: KO 1242/9- 1,-2/TU Dresden, Institut für Akustik und Sprachkommunikation, Institut für Stadtbauwesen und Straßenbau. 2003. – Forschungsbericht
- HEUTCHI, K.: New Swiss source model for road traffic noise. In: *Proc. of the International Congress and Exhibition on Noise Control Engineering (Inter-Noise 2001)*, Hague (Netherlands), 2001

- HEUTSCHI, K.; ROSENHECK, A.: Outdoor Sound Propagation Measurements Using MLS Technique. In: *Applied Acoustics* 51(1997), Nr. 1, S. 13–32
- HOFFMAN, R.: *Signalanalyse und -erkennung, eine Einführung für Informationstechniker*. Berlin, Heidelberg, New York: Springer Verlag, 1998
- HUSCHEK, S.: *Texturmessungen auf acht offenen Asphalt-platten/TU Berlin, Fachgebiet Straßenbau*. 2001. – Forschungsbericht
- HUTTER, K.: *Fluid- und Thermodynamik*. Bd. 1. Berlin, Heidelberg, New York: Springer Verlag, 1995
- ISO 13472-1: *Acoustics – Procedure for measuring sound absorption properties of road surfaces in situ – Part 1: Extended surface method*, 1998
- IWASE, T.; KAWABATA, R.: Measurements of basic acoustical properties of the porous pavement and their application to the estimation of road traffic noise reduction. In: *Journal of the Acoustical Society of Japan* 20 (1999), Nr. 1, S. 63–74. – engl.
- JANSENS, G.; ALLARD, J.; LAURIKS, W.; VERMEIR, G.: Optimisation of a free field technique for the measurement of the reflection coefficient at real angles of incidence. In: *Proc. of the International Congress and Exhibition on Noise Control Engineering (Inter-Noise 2000)*, Nice (France), 2000
- JONASSON, H. G.: Measurement and modelling of noise emission of road vehicles for use in prediction models/SP Swedish National Testing and Research Institute. 1999 (1999:35). – Forschungsbericht
- KOCH, K. R.: *Parameterschätzung und Hypothesentests*. Dümmers Verlag Bonn, 1987
- KROPP, W.; BÉCOT, F.-X.; BARRELET, S.: On the sound radiation from tyres. In: *Acta Acustica united with Acustica* 86(2000), S.769–779
- LAWHEAD, R. B.; RUDNICK, I.: Acoustic wave propagation along a constant normal impedance boundary. In: *Journal of the Acoustical Society of America* 23 (1951), Nr. 5, S. 546–549
- LEONARD, R.: Simplified flow resistance measurements. In: *Journal of the Acoustical Society of America* 17 (1946), Nr. 1, S. 240–241
- LERCH, T.; HÜBELT, J.; SARRADJ, E.: Tortuositätsmessungen an offenporigen Asphalten. In: *Tagungsband der 27. Tagung der Deutschen Arbeitsgemeinschaft für Akustik (DAGA 01)*, 2001
- LERCH, T.: Prüfung von Wasserdurchlässigkeit und Schallabsorptionsverhalten offenporiger Asphalte. In: *Straße + Autobahn*, Heft 51 (2000), S. 430–433
- LI, K. M.; WATERS-FULLER, T.; ATTENBOROUGH, K.: Sound propagation from a point source over extended-reaction ground. In: *Journal of the Acoustical Society of America* 104 (1998), Nr. 2, S. 679–685
- MALLICK, R., B.; COOLEY, L. A.; TETO, M.; BRADBURY, R. L.: Development of a Simple Test for Evaluation of in place Permeability of Asphalt Mixes. Worcester Polytechnic Institute, National Center for Asphalt Technology, Maine Department of Transportation, 2000
- MAVKO, G.; NUR, A.: The effect of a percolation threshold in the Kozeny-CARMAN relation. In: *Geophysics* 62 (1997), Nr. 5, S. 1480–1482
- McINTOSH, J.; ZUROSKI, M.; LAMBERT, R.: Standing wave apparatus for measuring fundamental properties of acoustic materials in air. In: *Journal of the Acoustical Society of America* 88 (1990), Nr. 4, S. 1929–1938
- MECHEL, F.: *Schallabsorber. Innere Strukturen und Schallfelder*. Bd. II. Stuttgart: S. Hirzel Verlag, 1995
- MECHEL, F. P.: *Schallabsorber, Äußere Schallfelder, Wechselwirkungen*. Bd. I. Stuttgart: S. Hirzel Verlag, 1989
- MECHEL, F. P.: *Formulas of Acoustics*. Berlin, Heidelberg, New York: Springer Verlag, 2002
- MEYER, J.: *Strömungswiderstandsmessplatz*. Studienarbeit, TU Dresden, Institut für Akustik und Sprachkommunikation. 2000
- MOMMERTZ, E.: Application of alpha in-situ measurements in noise control. In: *Proc. of the European Conference on Noise Control (Euro-Noise 98)*, Munich, (Germany), 1998
- MOMMERTZ, E.: Angle-Dependent In-situ Measurements of Reflection Coefficients Using a Subtraction Technique. In: *Applied Acoustics* 46 (1995), S. 251–263

- MORGAN, P. A.; WATTS, G. R.: Trials of a mobile MLS technique for characterising road surface absorption. In: Proc. of the International Congress and Exhibition on Noise Control Engineering (Inter Noise 2001), Hague (Netherlands), 2001
- MORGAN, P. A.; WATTS, G. R.: A novel approach to the acoustic characterisation of porous road surfaces. In: Applied Acoustics 64(2003), S. 1171–1186
- MUEHLEISEN, R.; BEAMER, C.: Comparison of error in the three- and four-microphone methods used in the measurement of the acoustic properties of porous materials. In: ARLO 3 (2002), Nr. 4, S. 112–117
- NICOLAS, J.; BERRY, J.-L.: Propagation of sound above a finite layer of snow. In: Journal of the Acoustical Society of America 77 (1985), Nr. 1, S. 67–73
- NOCKE, C.: In-situ acoustic impedance measurement using a freefield transfer function method. In: Applied Acoustics 59 (2000), S. 253–264
- NOCKE, Ch.: In-situ Messung der akustischen (Wand-)Impedanz, Univ. Oldenburg, Dissertation, 2000b
- NORTON, K. A.: Propagation of radio waves over the surface of earth and in the upper atmosphere. In: Proc. of IRE 24 und 25 (1936 and 1937)
- PARKIN, P. H.; SCHOLLES, W. E.: The horizontal propagation of sound from a jet engine close to the ground at Radlet. In: Journal of Sound and Vibration 3 (1964), S. 234–240
- PAUL, I. D.: Acoustical Radiation from a point source in the presence of two media. In: Journal of the Acoustical Society of America 29 (1957), Nr. 10, S. 1102–1109
- PIERCY, J. E.; EMBLETON, T. F. W.; SUTHERLAND, L. C.: Review of noise propagation in the atmosphere. In: Journal of the Acoustical Society of America 61(1977), Nr. 6, S. 1403–1418
- PLOVSING, B.: Outdoor sound propagation over flat terrain with varying ground surface types. In: Proc. of the International Congress and Exhibition on Noise Control Engineering (Inter-Noise 1998), Christchurch (New Zealand), 1998
- PLOVSING, B.; KRAGH, J.: Prediction of Sound Propagation in an Atmosphere without Significant Refraction, Outline of a Comprehensive Model/DELTA Acoustics and Vibration. 1998. – Forschungsbericht
- POL, B. van der: Theory of reflection of light from a point source by a finitely conducting flat mirror with an application to radio waves. In: Physica 2 (1935), S. 843–853
- PRANDTL, L.: Strömungslehre. Braunschweig: Vieweg Verlag, 1957
- PYETT, J. S.: Acoustic impedance of a porous layer at oblique incidence. In: Acustica 3 (1953), S. 375–382
- RASMUSSEN, K. B.: A note on the calculation of sound propagation over impedance jumps and screens. In: Journal of Sound and Vibration 84 (1982), Nr. 4, S. 598–602
- RASPET, R.; BAIRD, G. E.: The acoustic surface wave above a complex impedance ground. In: Journal of the Acoustical Society of America 85 (1989), Nr. 1, S. 638–640
- RASSMUSSEN, K. B.: Approximate formulae for short distance outdoor propagation. In: Applied Acoustics 29 (1990), S. 313–324
- REICHARDT, W.: Abschlussbericht Strömungswiderstands- und Porositätsmessung/TH Dresden, Inst. f. Elektro- und Bauakustik. 1955. – Forschungsbericht
- RUDNICK, I.: The Propagation of an Acoustic Wave along a Boundary. In: Journal of the Acoustical Society of America 19 (1947), Nr. 2, S. 348–356
- SANDBERG, Ulf; EJSBOM, J. A.: Tyre/Road Noise – Reference Book. Harg: Informex, 2002
- SARRADJ, E.; LERCH, T.; HÜBELT, J.: Input parameters for the prediction of acoustical properties of open porous asphalt. In: Acta Acustica united with Acustica (2003). – eingereicht
- SCHEIDEGGER, A.: The physics of flow through porous media. University of Toronto Press, 1974 (3)
- SOMMERFELD, A.: Über die Ausbreitung der Wellen in der drahtlosen Telegrafie. In: Annalen der Physik 28 (1909), S. 481–500

- SONG, B.; BOLTON, J. S.: A Transfermatrix approach for estimating the characteristic impedance and wave numbers of limp and rigid porous materials. In: *Journal of the Acoustical Society of America* 107 (2000), Nr. 3, S. 1131–1152
- STINSON, M.; DAIGLE, G.: Electronic system for the measurement of flow resistance. In: *Journal of the Acoustical Society of America* 83 (1988), Nr. 6, S. 2422–2428
- STINSON, M. R.: A note on the use of an approximate formula to predict sound fields above an impedance plane due to point source. In: *Journal of the Acoustical Society of America* 98(1995), Nr.3,S. 1810–1812
- SUTHERLAND, L. C.; DAIGLE, G. A.: *Encyclopedia of Acoustics*. Kap. Atmospheric sound propagation, S. 341–365. New York: John Willey and Sons, 1997
- TAHERZADEH, S.; ATTENBOROUGH, K.: Deduction of ground impedance from measurements of excess attenuation spectra. In: *Journal of the Acoustical Society of America* 105 (1999), Nr. 3, S. 2039–2042
- TANG, S. H.; LI, K. M.: The prediction of facade effects from a point source above an impedance ground. In: *Journal of the Acoustical Society of America* 110 (2001), Nr. 1, S. 278–288
- THOMAS SON, S. I.: Reflection of waves from a point source by an impedance boundary. In: *Journal of the Acoustical Society of America* 59 (1976), Nr. 4, S. 780–785
- THOMASSON, S. I.: Sound propagation above a layer with a large refraction index. In: *Journal of the Acoustical Society of America* 61 (1977), Nr. 3, S. 659–674
- VORLÄNDER, M.: *Maximalfolgen-Reziprozitätskalibrierung von Mikrofonen im Hallraum*. Habilitationsschrift. 1995
- WANG, Q.; LI, K. M.: Surface waves over a convex impedance surface. In: *Journal of the Acoustical Society of America* 106 (1999), Nr. 1, S. 2345–2357
- WATTS, G. R. et. a.: The combined effect of porous asphalt surfacing and barriers on traffic noise. In: *Applied Acoustics* 58 (1999), S. 351–377
- WEMPEN, J.; MELLERT, V.: Messung der Impedanz eines Erdbodens mit dem Reflexionsfaktor für ebene Wellen und Kugelwellen. In: *Acustica* 72 (1990), S. 197–213
- WENZEL, A. R.: Propagation along an impedance boundary. In: *Journal of the Acoustical Society of America* 55 (1974), Nr. 5, S. 956–962
- WEYL, H.: Ausbreitung elektromagnetischer Wellen über einem ebenen Wellenleiter. In: *Annalen der Physik* 60 (1919), S. 481–500
- WILMS, U.; HEINZ, R.: In-situ Messung komplexer Reflexionsfaktoren von Wandflächen. In: *Acustica* 75 (1991), S. 28–39
- WOLF, M.: Infiltrationsversuch mit dem Doppelringinfiltrationsmeter – Ein Verfahren zur Bestimmung der Wasserdurchlässigkeit von eingebauten Schichten im Straßenbau – Arbeitsanweisung. Technische Universität Dresden, Professur für Straßenbau, 2000
- YANIV, S.: Impedance tube measurement of propagation constant and characteristic impedance of porous acoustical materials. In: *Journal of the Acoustical Society of America* 54 (1973), Nr. 5, S. 1138–1142
- ZEIBIG, A.: Einsatz der Impuls-Echo-Methode unter Anwendung des Subtraktionsverfahrens für die Bestimmung der Impedanz von Absorberflächen, TU Dresden

Schriftenreihe

Berichte der Bundesanstalt für Straßenwesen

Unterreihe „Verkehrstechnik“

1999

- V 61: Verkehrsentwicklung auf Bundesfernstraßen 1997 – Jahresauswertung der automatischen Dauerzählstellen**
Nierhoff, Palm, Regniet, Schmidt € 19,00
- V 62: Führung von Nahverkehrsfahrzeugen in Hauptverkehrsstraßen**
Schnüll, Johannsmeier, Albers, Etzold, Kloppe, Sporbeck, Wilms € 20,50
- V 63: Gestaltungskriterien von Landstraßenkurven**
Weise, Steyer € 15,00
- V 64: Querschnittsbreiten einbahniger Außerortsstraßen und Verkehrssicherheit und Sonderuntersuchung zum Querschnittstyp b2+1**
Palm, Schmidt € 14,50
- V 65: Auswirkungen unterschiedlicher zulässiger Höchstgeschwindigkeiten auf städtischen Straßen**
Retzko, Korda € 14,50
- V 66: Umweltauswirkungen abstumpfender Streustoffe im Winterdienst – Literaturanalyse**
Moritz € 14,50
- V 67: Sicherheitseigenschaften außerörtlicher Knotenpunkte**
Kölle, Schnüll € 17,50
- V 68: Städtischer Wirtschaftsverkehr und logistische Knoten**
Sonntag, Meimbresse, Eckstein, Lattner € 17,00
- V 69: Stadtverträgliche Bedien- und Parkkonzepte für Reisebusse in der Stadttouristik**
Kube € 16,00
- V 70: Entwurf und Bewertung von Verkehrsinformations- und -leitsystemen unter Nutzung neuer Technologien**
Zackor, Lindenbach, Keller, Tsavachidis, Bogenberger € 11,00
- V 71: Flächenansprüche von Fußgängern**
Alrutz, Bohle, Gugel, Kiegeland, Niemeyer, Schmidt, Vohl € 15,50
- V 72: Rechtsabbiegen bei Rot mit Grünpfeil**
Albrecht, Brühning, Frenzel, Krause, Meewes, Schnabel, Topp € 10,50
- V 73: Verkehrsentwicklung auf Bundesfernstraßen 1998 – Jahresauswertung der automatischen Dauerzählstellen**
Laffont, Nierhoff, Regniet, Schmidt € 18,50

2000

- V 74: Einsatzbereiche von Angebotsstreifen**
Hupfer, Böer, Huwer, Jacob, Nagel € 13,50
- V 75: Gesamtwirkungsanalyse zur Parkraumbewirtschaftung**
Baier, Hebel, Peter, Schäfer € 15,00
- V 76: Radverkehrsführung an Haltestellen**
Angenendt, Blase, Bräuer, Draeger, Klöckner, Wilken € 14,00
- V 77: Folgerungen aus europäischen F+E-Telematikprogrammen für Verkehrsleitsysteme in Deutschland**
Philipp, Dies, Richter, Zackor, Listl, Möller € 18,50
- V 78: Kennlinien der Parkraumnachfrage**
Gerlach, Dohmen, Blochwitz, Engels, Funke, Harman, Schmidt, Zimmermann € 15,50

2001

- V 79: Bedarf für Fahrradabstellplätze bei unterschiedlichen Grundstücksnutzungen**
Alrutz, Bohle, Borstelmann, Krawczyk, Mader, Müller, Vohl € 15,50
- V 80: Zählungen des ausländischen Kraftfahrzeugverkehrs auf den Bundesautobahnen und Europastraßen 1998**
Lensing € 13,50
- V 81: Emissionen beim Erhitzen von Fahrbahnmarkierungsmaterialien**
Michalski, Spyra € 11,50
- V 82: Verkehrsentwicklung auf Bundesfernstraßen 1999 – Jahresauswertung der automatischen Dauerzählstellen**
Laffont, Nierhoff, Schmidt € 19,50
- V 83: Verkehrssicherheit in Einbahnstraßen mit gegengerichtetem Radverkehr**
Alrutz, Gündel, Stellmacher-Hein, Lerner, Mättig, Meyhöfer, Angenendt, Draeger, Falkenberg, Klöckner, Abu-Salah, Blase, Rühle, Wilken € 17,00
- V 84: Vereinfachtes Hochrechnungsverfahren für Außerorts-Straßenverkehrszählungen**
Lensing, Mavridis, Täubner € 16,00
- V 85: Erstellung einer einheitlichen Logik für die Zielführung (Wegweisung) in Städten**
Siegener, Träger € 14,50
- V 86: Neue Gütekriterien für die Beleuchtung von Straßen mit gemischtem Verkehr und hohem Fußgängeranteil**
Carraro, Eckert, Jordanova, Kschischenk € 13,00
- V 87: Verkehrssicherheit von Steigungsstrecken – Kriterien für Zusatzfahrstreifen**
Brilon, Breßler € 18,50

2002

- V 88: Tägliches Fernpendeln und sekundär induzierter Verkehr**
Vogt, Lenz, Kalter, Dobeschinsky, Breuer € 17,50
- V 89: Verkehrsqualität auf Busspuren bei Mitnutzung durch andere Verkehre**
Baier, Kathmann, Schuckließ, Trapp, Baier, Schäfer € 13,50
- V 90: Anprallversuche mit Motorrädern an passiven Schutzeinrichtungen**
Bürkle, Berg € 16,50
- V 91: Auswirkungen der Umnutzung von BAB-Standstreifen**
Mattheis € 15,50
- V 92: Nahverkehrsbevorzugung an Lichtsignalanlagen unter besonderer Berücksichtigung des nichtmotorisierten Verkehrs**
Friedrich, Fischer € 14,00
- V 93: Nothaltemöglichkeiten an stark belasteten Bundesfernstraßen**
Brilon, Bäumer € 17,00
- V 94: Freigabe von Seitenstreifen an Bundesautobahnen**
Lemke, Moritz € 17,00
- V 95: Führung des ÖPNV in kleinen Kreisverkehren**
Topp, Lagemann, Derstroff, Klink, Lentze, Lübke, Ohlschmid, Pires-Pinto, Thömmes € 14,00
- V 96: Mittellage-Haltestellen mit Fahrbahnanhebung**
Angenendt, Bräuer, Klöckner, Cossé, Roeterink, Sprung, Wilken € 16,00
- V 97: Linksparken in städtischen Straßen**
Topp, Riel, Albert, Bugiel, Elgun, Roßmark, Stahl € 13,50
- V 98: Sicherheitsaudit für Straßen (SAS) in Deutschland**
Baier, Bark, Brühning, Krumm, Meewes, Nikolaus, Räder-Großmann, Rohloff, Schweinhuber € 15,00

V 99: Verkehrsentwicklung auf Bundesfernstraßen 2000 – Jahresauswertung der automatischen Dauerzählstellen
Laffont, Nierhoff, Schmidt € 21,00

2003

V 100: Verkehrsqualität unterschiedlicher Verkehrsteilnehmerarten an Knotenpunkten ohne Lichtsignalanlage
Brilon, Miltner € 17,00

V 101: Straßenverkehrszählung 2000 – Ergebnisse
Lensing € 13,50

V 102: Vernetzung von Verkehrsbeeinflussungsanlagen
Kniß € 12,50

V 103: Bemessung von Radverkehrsanlagen unter verkehrstechnischen Gesichtspunkten
Falkenberg, Blase, Bonfranchi, Cossè, Draeger, Kautzsch, Stapf, Zimmermann € 11,00

V 104: Standortentwicklung an Verkehrsknotenpunkten – Randbedingungen und Wirkungen
Beckmann, Wulfhorst, Eckers, Klönne, Wehmeier, Baier, Peter, Warnecke € 17,00

V 105: Sicherheitsaudits für Straßen international
Brühning, Löhe € 12,00

V 106: Eignung von Fahrzeug-Rückhaltesystemen gemäß den Anforderungen nach DIN EN 1317
Ellmers, Balzer-Hebborn, Fleisch, Friedrich, Keppler, Lukas, Schulte, Seliger € 15,50

V 107: Auswirkungen von Standstreifenumnutzungen auf den Straßenbetriebsdienst
Moritz, Wirtz € 12,50

V 108: Verkehrsqualität auf Streckenabschnitten von Hauptverkehrsstraßen
Baier, Kathmann, Baier, Schäfer € 14,00

V 109: Verkehrssicherheit und Verkehrsablauf auf b2+1-Strecken mit allgemeinem Verkehr
Weber, Löhe € 13,00

2004

V 110: Verkehrsentwicklung auf Bundesfernstraßen 2001 – Jahresauswertung der automatischen Dauerzählstellen
Laffont, Nierhoff, Schmidt, Kathmann € 22,00

V 112: Einsatzkriterien für Betonschutzwände
Steinauer, Kathmann, Mayer, Becher vergriffen

V 113: Car-Sharing in kleinen und mittleren Gemeinden
Schweig, Keuchel, Kleine-Wiskott, Hermes, van Hacken € 15,00

V 114: Bestandsaufnahme und Möglichkeiten der Weiterentwicklung von Car-Sharing
Loose, Mohr, Nobis, Holm, Bake € 20,00

V 115: Verkehrsentwicklung auf Bundesfernstraßen 2002 – Jahresauswertung der automatischen Dauerzählstellen
Kathmann, Laffont, Nierhoff € 24,50

V 116: Standardisierung der Schnittstellen von Lichtsignalanlagen – Zentralrechner/Knotenpunktgerät und Zentralrechner/Ingenieurarbeitsplatz
Kroen, Klod, Sorgenfrei € 15,00

V 117: Standorte für Grünbrücken – Ermittlung konfliktreicher Streckenabschnitte gegenüber großräumigen Wanderungen jagdbarer Säugetiere
Surkus, Tegethof € 13,50

V 118: Einsatz neuer Methoden zur Sicherung von Arbeitsstellen kürzerer Dauer
Steinauer, Maier, Kemper, Baur, Meyer € 14,50

2005

V 111: Autobahnverzeichnis 2004
Kühnen € 21,50

V 119: Alternative Methoden zur Überwachung der Parkdauer sowie zur Zahlung der Parkgebühren
Boltze, Schäfer, Wohlfarth € 17,00

V 120: Fahrleistungserhebung 2002 – Inländerfahrleistung
Hautzinger, Stock, Mayer, Schmidt, Heidemann € 17,50

V 121: Fahrleistungserhebung 2002 – Inlandsfahrleistung und Unfallrisiko
Hautzinger, Stock, Schmidt € 12,50

V 122: Untersuchungen zu Fremdstoffbelastungen im Straßenseitenraum
Beer, Herpetz, Moritz, Peters, Saltzmann-Koschke, Tegethof, Wirtz € 18,50

V 123: Straßenverkehrszählung 2000: Methodik
Lensing € 15,50

V 124: Verbesserung der Radverkehrsführung an Knoten
Angenendt, Blase, Klöckner, Bonfranchi-Simović, Bozkurt, Buchmann, Roeterink € 15,50

V 125: PM₁₀-Emissionen an Außererststraßen – mit Zusatzuntersuchung zum Vergleich der PM₁₀-Konzentrationen aus Messungen an der A1 Hamburg und Ausbreitungsberechnungen
Düring, Böisinger, Lohmeyer € 17,00

V 126: Anwendung von Sicherheitsaudits an Stadtstraßen
Baier, Heidemann, Klemps, Schäfer, Schuckließ € 16,50

V 127: Verkehrsentwicklung auf Bundesfernstraßen 2003
Fitschen, Koßmann € 24,50

V 128: Qualitätsmanagement für Lichtsignalanlagen – Sicherheitsüberprüfung vorhandener Lichtsignalanlagen und Anpassung der Steuerung an die heutige Verkehrssituation
Boltze, Reusswig € 17,00

V 129: Modell zur Glättewarnung im Straßenwinterdienst
Badelt, Breitenstein € 13,50

V 130: Fortschreibung der Emissionsdatenmatrix des MLuS 02
Steven € 12,00

V 131: Ausbaustandard und Überholverhalten auf 2+1-Strecken
Friedrich, Dammann, Irzik € 14,50

V 132: Vernetzung dynamischer Verkehrsbeeinflussungssysteme
Boltze, Breser € 15,50

2006

V 133: Charakterisierung der akustischen Eigenschaften offener Straßenbeläge
Hübelt, Schmid € 17,50

Alle Berichte sind zu beziehen beim:

Wirtschaftsverlag NW
Verlag für neue Wissenschaft GmbH
Postfach 10 11 10
D-27511 Bremerhaven
Telefon: (04 71) 9 45 44 - 0
Telefax: (04 71) 9 45 44 77
Email: vertrieb@nw-verlag.de
Internet: www.nw-verlag.de

Dort ist auch ein Kompletverzeichnis erhältlich.