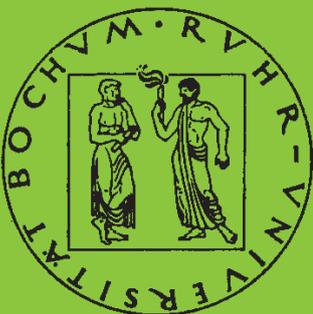


Mitteilungen aus dem Institut für Mechanik

Johannes Moosheimer

**Gesteuerte Schwingungsdämpfung mit
Elektrorheologischen Fluiden**

Heft Nr. 108



RUHR-UNIVERSITÄT BOCHUM

INSTITUT FÜR MECHANIK
RUHR-UNIVERSITÄT BOCHUM

Johannes Moosheimer

**Gesteuerte Schwingungsdämpfung
mit
Elektorrheologischen Fluiden**

MITTEILUNGEN AUS DEM INSTITUT FÜR MECHANIK NR. 108
1997

Herausgeber:
Institut für Mechanik der Ruhr-Universität Bochum
Schriftenreihe
Universitätsstr. 150
44780 Bochum

© 1997 Dr.-Ing. Johannes Moosheimer
Achstraße 13
86706 Weichering

Alle Rechte vorbehalten. Auch die fotomechanische Vervielfältigung (Fotokopie, Mikrokopie) des Werkes oder von Teilen daraus bedarf der vorherigen Zustimmung des Autors.

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand in den Jahren 1992 bis 1997 im Rahmen meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter in der „Arbeitsgruppe für numerische Methoden in der Mechanik und Simulationstechnik“ am Institut für Mechanik der Ruhr-Universität Bochum.

Sie berichtet über die Forschungsergebnisse des durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft geförderten Projektes mit dem Thema: „Schwingungsisolierung bei gekoppelten diskreten Schwingungssystemen durch gesteuerte Elektrorheologische Dämpfer (Gesteuerte Schwingungsdämpfung)“. Der Deutschen Forschungsgemeinschaft gilt für die finanzielle Förderung dieser Arbeit mein Dank.

Herrn Prof. Dr.-Ing. Heinz Waller, auf dessen Anregung diese Arbeit entstanden ist, danke ich recht herzlich für die Betreuung und Unterstützung der Arbeit. Durch Anregungen und fachliche Diskussionen hat er die Arbeit stets gefördert.

Herrn Prof. Dr.-Ing. Otto T. Bruhns danke ich für sein Interesse und seine freundliche Bereitschaft zur Übernahme des Korreferats sowie die Erlaubnis zur Durchführung von Versuchen auf der Universalprüfmaschine des Lehrstuhls für Technische Mechanik.

Den mit der Versuchstechnik am Lehrstuhl für Technische Mechanik betrauten Mitarbeitern danke ich für die freundliche Unterstützung bei der Versuchsdurchführung auf der Universalprüfmaschine.

Allen Mitarbeitern der „Arbeitsgruppe für numerische Methoden in der Mechanik und Simulationstechnik“ danke ich für die gute Zusammenarbeit und kollegiale Unterstützung. Besonders hervorheben möchte ich dabei Herrn Dipl.-Ing. Bertolt List, sowie die verschiedenen an der Forschungsarbeit beteiligten studentischen Hilfskräfte und hier insbesondere Herrn Tobias Ellermeyer, welcher wertvolle Beiträge bei der Programmierung und der Erstellung des Manuskriptes geleistet hat.

Meiner Frau danke ich für die Unterstützung, das Verständnis und die Geduld während der Arbeit.

Weichering, im Juli 1997

Johannes Moosheimer

Dissertation eingereicht am: 16. Mai 1997

Tag der mündlichen Prüfung: 11. Juli 1997

Erster Referent: Prof. Dr.-Ing. H. Waller

Zweiter Referent: Prof. Dr.-Ing. O. T. Bruhns

Dritter Referent: Prof. Dr.-Ing. G. Reinig

*gewidmet
meiner Frau Stefanie
und
meinen Eltern*

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Einführung	1
1.2	Zielsetzung der Arbeit	3
2	Überblick über Elektrorheologische Fluide (ERF)	6
2.1	Mikroskopische Betrachtung des ER-Effekts	7
2.1.1	Polarisierung im elektrischen Feld	7
2.1.2	Modelle für den Zusammenhang zwischen Schubspannung und Feldstärke	8
2.1.3	Einfluß von Wasser in ER-Fluiden	11
2.2	Anforderungen an Elektrorheologische Fluide	12
2.3	Zusammensetzungen und Aufbauprinzipien	14
2.4	Werkstoffgesetze zur Beschreibung der ER-Fluide	16
2.4.1	ER-Fluid ohne elektrische Erregung	17
2.4.2	ER-Fluid mit elektrischer Erregung	18
2.4.3	Einfluß der Temperatur	22
2.4.4	Einfluß der Schergeschwindigkeit	23
2.4.5	Einfluß der elektrischen Erregungsfrequenz	24
2.5	Stabilität von Elektrorheologischen Fluiden	27
2.6	Anwendungsgebiete und -beispiele für ER-Fluide	30
3	Modellierung mech. Systeme und Einsatzbereiche der semi-aktiven Dämpfung	34
3.1	Möglichkeiten der Klassifizierung von Schwingungssystemen	34
3.2	Mathematische Modellierung mechanischer Systeme	35
3.2.1	Modellbildung aus Bilanzgleichungen	36
3.2.2	„Black-Box“-Modellierung	36
3.3	Fremderregte Systeme für semi-aktive Dämpfung	40
3.3.1	Herleitung der Übertragungsfunktionen	41
3.3.2	Ableitung der Einsatzmöglichkeiten der semi-aktiven Dämpfung aus den Frequenzgängen	44

4	Reglerentwurf und Generierung von Steuerungsgesetzen	46
4.1	Optimierung dynamischer Systeme	47
4.1.1	Grundidee der dynamischen Optimierung	47
4.1.2	Aufbereitung der dynamischen Optimierung für mechanische Systeme	49
4.1.3	Gütefunktionale für mechanische Systeme	50
4.2	Steuerbarkeit und Beobachtbarkeit der stützerregten Schwinger, Vortüberlegungen	51
4.3	Reglerentwurf durch dynamische Programmierung nach Richard Bellman . .	53
4.3.1	Grundlagen, Voraussetzungen	54
4.3.2	Anwendung auf kontinuierliche Systeme	63
4.4	Reglerentwurf durch phänomenologische Vorgehensweise	71
4.4.1	Ein-Massen-Schwinger	72
4.4.2	Mehr-Freiheitsgrad-Systeme	76
4.5	Simulationsrechnungen mit gesteuerter Dämpfung	80
4.5.1	Ein-Massen-Schwinger	81
4.5.2	Zwei-Massen-Schwinger	85
4.6	Bemerkungen zum Reglerentwurf	90
5	Modellierung von ER-Dämpfern mit Bilanzgleichungen	92
5.1	Werkstoffmodell der eingesetzten ERF	92
5.2	Elementare strömungsmechanische Grundlagen	94
5.2.1	Energiesatz	94
5.2.2	Zusammenhang zwischen Druckverlusten und Volumenstrom	94
5.2.3	Vollständiger Formelsatz für Dämpferauslegung	97
6	Versuchsaufbau	99
6.1	Erregungssysteme	100
6.1.1	Aufbau des Verspannungsprüfstandes	101
6.1.2	Aufbau der Universalprüfmaschine	105
6.2	Versuchsvorrichtung	108
6.2.1	Lastenheft zur Entwicklung der Versuchsvorrichtung	108
6.2.2	Ein-Freiheitsgrad-Schwinger und Gesamtaufbau	109
6.2.3	Drehfeder	110
6.2.4	Steuerbarer hydraulischer ER-Drehdämpfer	113
6.2.5	Einfaches Berechnungs- und Auslegungsmodell des realisierten ER-Dämpfers aus Bilanzgleichungen	115

6.3	Hauptdigitalrechner	125
6.3.1	Gesamtregelungs- und Steuerungskonzept	126
6.3.2	Multitasking im Echtzeitdigitalrechner	129
6.4	Meßdatenerfassungs- und Ansteuerungstechnik	132
6.4.1	Erfassung der analogen Meßgrößen	133
6.4.2	Drehzahlerfassung mit Inkrementaldrehgebern	134
6.4.3	Ansteuerung des Stellglieds	136
6.4.4	Kommunikation zwischen dem Hauptdigitalrechner und den Digitalrechnern der Versuchsstände	137
7	Vorstellung und Diskussion der Versuchsergebnisse	138
7.1	Eingesetzte und untersuchte ER-Fluide	139
7.2	Schwingungsisolation beim realen stützeerregten Modell bei harmonischer und stochastischer Erregung	139
7.2.1	Meßablauf zur Erfassung der Vergrößerungsfunktionen mit Auswertungsverfahren und Schritten	140
7.2.2	Versuchsergebnisse bei harmonischer Erregung	142
7.2.3	Meßablauf bei stochastischer Erregung mit Auswertungsverfahren	151
7.2.4	Versuchsergebnisse bei stochastischer Erregung	153
7.3	Übertragungsverhalten des realen ER-Dämpfers	155
7.3.1	Messungen bei stationärer kontinuierlicher Strömung	156
7.3.2	Ergebnisse bei stationärer kontinuierlicher Strömung	158
7.3.3	Messungen bei oszillierender Strömung und erweitertes Dämpfermodell	164
7.3.4	Versuchsergebnisse bei oszillierender Strömung im Zeitbereich	167
7.3.5	Versuchsergebnisse bei oszillierender Strömung im Frequenzbereich	176
8	Zusammenfassung	189
	Literaturverzeichnis	193
A	Weitere Modelle des Schubspannungs-Feldstärke-Zusammenhangs	197
A.1	Phänomenologische Betrachtungsweise des ER-Effekts	197
A.2	Leitfähigkeitsmodell	199
B	Binghamsches Fließen zwischen zwei Platten als stationäre Schichtströmung	201
B.1	Herleitung der Verteilung der Geschwindigkeit im Strömungsspalt	201
B.2	Berechnung des Volumenstroms	205
B.3	Sonderfall Binghamsches Fließen mit $\tau_0 = 0$, Newtonsches Fließen	206
B.4	Ähnlichkeitsbeziehung für das Fließverhalten Elektrorheologischer Fluide	207

C Fehlerabschätzungen	210
C.1 Volumenstrom zwischen zwei Platten mit und ohne Berücksichtigung des seitlichen Randeinflusses	210
C.2 Randschergeschwindigkeiten im Spalt beim Newtonschen und Bingham'schen Strömungsprofil	211
C.3 Drehzahlerfassung mit Inkrementaldrehgebern	214
D Ergänzungen zum Versuchsaufbau	216
D.1 Leistungsdaten der Erregungsmaschinen	216
D.1.1 Verspannungsprüfstand	216
D.1.2 Universalprüfmaschine der Firma Carl Schenck	219
D.2 Kenndaten der Meßwerterfassung, der Sollwertvorgabe und des Hauptdigitalrechnersystems	221
D.3 Auslegung der Drehfeder	224
D.4 Vorüberlegungen zur Konstruktion des steuerbaren ER-Drehdämpfers	225
D.4.1 Kraft-Geschwindigkeits-Beziehung	226
D.4.2 Dämpfungsvariationsmöglichkeit	227
D.4.3 Schlußfolgerung	229
D.4.4 Verifikation an realen Modellen	229
D.5 Bestimmung der Systemeigenschaften des realen Modells	230
D.5.1 Güte des aufgebauten Schwingungssystems	230
D.5.2 Linearität des gedämpften Schwingungssystems ohne elektrisches Feld	230
E Berechnungshilfsmittel	233
E.1 Methode der kleinsten Fehlerquadrate, Least-Square-Methode	233
F Weitere Übertragungsfunktionen des ER-Dämpfers	235
F.1 Moment-Winkel-Verläufe	235
F.2 Frequenzgänge bei Variation der elektrischen Erregung	235

Zusammenstellung der wichtigsten Formelzeichen und Bezeichnungen

a_r	relative Schubspannung
A	Fläche
A_{el}	Elektrodenfläche
\mathbf{A}	Systemmatrix
\mathbf{b}	Steuervektor
B	Breite
\mathbf{B}	Steuermatrix
c	Steifigkeit
c_d	Drehfedersteifigkeit
\mathbf{C}	Ausgangsmatrix
d	Dämpfung
D	Dämpfungsgrad
D_{min}	minimaler Dämpfungsgrad
D_{max}	maximaler Dämpfungsgrad
\mathbf{D}	Durchgangsmatrix
\mathbf{D}	Dämpfungsmatrix
$\mathbf{D}(j\Omega)$	komplexe dynamische Dämpfung
E	elektrische Feldstärke
E	Elastizitätsmodul
f_0	Eigenfrequenz
f_a	Abtastfrequenz
f_e	elektrische Erregerfrequenz
f_m	mechanische Erregerfrequenz
F	Kraft
$F_{D_{min}}$	minimale Dämpferkraft
$F_{D_{max}}$	maximale Dämpferkraft
\mathbf{F}	Kraftvektor
$\mathbf{F}(j\Omega)$	Frequenzgang
\mathbf{F}	Störgrößenmatrix
g	Erdbeschleunigung
\mathbf{G}	Durchgriffsmatrix der Störung
G	Gleitmodul

h, H	Höhe
I	elektrischer Strom
$\text{Im}\{ \}$	Imaginärteil
j	imaginäre Einheit
J	Gütefunktional
J	Stromdichte
\mathbf{K}	Steifigkeitsmatrix
L	Länge
m	Masse
M	Drehmoment
M_0	Grenzmoment
\mathbf{M}	Massenmatrix
N	Anzahl der Abtastpunkte
p	Druck
Δp	Druckdifferenz
Δp_0	Grenzdruckdifferenz
P_D	Leistung des Dämpfers
$\mathbf{Q}(t)$	Vektor der Störgrößenkraft
\mathbf{Q}	Gewichtungsmatrix, Gewichtung
R	Radius
\mathbf{R}	Matrix des Regelaufwands
$\text{Re}\{ \}$	Realteil
\mathbf{s}	verallgemeinerte Koordinaten der Störung
$\mathbf{s}(t), \mathbf{s}(k)$	Störgrößenvektor (kontinuierlich, diskret)
\mathbf{S}	Systemmatrix des Störgrößenmodells
$\mathbf{S}(j\Omega)$	komplexe dynamische Steifigkeit
\mathcal{S}	Bereich des Störvektors
t	Zeit
Δt	Abtastschrittweite, Zeitdiskretisierung
u	Stellgröße
u	Strömungsgeschwindigkeit
\bar{u}	mittlere Strömungsgeschwindigkeit
$\mathbf{u}(t), \mathbf{u}(k)$	Stellgrößenvektor (kontinuierlich, diskret)
\mathbf{u}^*	optimale Steuertrajektorie
U	elektrische Spannung
\mathbf{U}	Stellgrößenmatrix
\mathcal{U}	Bereich des Stellgrößenvektors
$V[]$	Minimum des Gütefunktionals
\dot{V}	Volumenstrom
ΔV	Volumenverschiebung
$V(j\Omega)$	Vergrößerungsfunktion, Amplitudengang, Entstörverhältnis
\mathbf{x}	verallgemeinerte Koordinaten des Systems
$\mathbf{x}(t)$	Eingangsgrößenvektor
$\mathbf{y}(t)$	Ausgangsgrößenvektor

$\mathbf{z}(t), \mathbf{z}(k)$	Zustandsvektor (kontinuierlich, diskret)
\mathbf{z}^*	optimale Zustandstrajektorie
$(\mathbf{z}^T \mathbf{s}^T)^T$	erweiterter Zustandsvektor
\mathcal{Z}	Bereich des Zustandsvektors
$\alpha(j\Omega)$	Phasengang
$\dot{\eta}$	Abstimmung
η	dynamische Viskosität
η_{pl}	plastische Viskosität, Ostwald-Faktor
η_s	Scheinviskosität
γ	Scherwinkel
$\dot{\gamma}$	Schergeschwindigkeit
$\dot{\gamma}_R$	Randschergeschwindigkeit
ω_0	Eigenkreisfrequenz
Ω	Erregerkreisfrequenz
φ	Antwortwinkel, Drehwinkel auf der Universalprüfmaschine
ψ	Erregungswinkel
ρ	Dichte
τ	Schubspannung
τ_0	Fließgrenze
τ_{el}	Schubspannung mit elektrischem Feld
τ_{fr}	Schubspannung ohne elektrisches Feld
τ_R	Randschubspannung
$\Delta\tau$	Schubspannungserhöhung
θ	Drehträgheit
ϑ	Temperatur
ξ	Widerstandszahl für Querschnittsänderung in Stromröhren

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Einführung

Schwingungen treten in allen Bereichen der Technik auf. Während sie in manchen Fällen erwünscht sind, beispielsweise bei Schwingförderrinnen, Schwingsieben oder Rüttelverdichtern, versucht man meistens Schwingungen zu vermeiden oder wenigstens zu vermindern, zum Beispiel bei Erschütterungen (durch Straßenverkehr), bei unwuchterregten Schwingungen, bei Fahrzeugbewegungen, Schall und vielem anderen mehr.

In der Vergangenheit betrieb man Schwingungsminderung und -isolation hauptsächlich durch **Tilger** und **passive Abstimmung** der Feder-Dämpfer-Systeme. Bei diesem herkömmlichen Verfahren wird die Systemeigenfrequenz und die Systemdämpfung auf die Erregungssituation und die Erregungsfrequenzen angepaßt. Es können dadurch resonanzbedingte Vergrößerungen kleingehalten werden. Diese Methode stößt an ihre Grenzen, wenn mehrere gleichgewichtige Erregungsfrequenzen vorliegen (optimal kann damit nur eine Frequenz isoliert und gemindert werden) oder konstruktiv die Systemsteifigkeiten und -dämpfung nicht frei gewählt werden können.

Werden Maschinen und Anlagen in unterschiedlichen Betriebszuständen betrieben, treten meist unterschiedliche Erregungsfrequenzen auf. Die Dämpfung läßt sich nicht vollkommen frei wählen, wenn neben der „Haupt“-erregung zusätzliche Nebenerregungen und Störungen auf ein System einwirken und Anfahrbereiche durchlaufen werden müssen. Begrenzte Einbauträume erfordern darüber hinaus häufig Kompromisse bei der Systemauslegung und Wahl der Systemsteifigkeiten. Zusätzliche Anforderungen an das Schwingungsverhalten ergeben sich durch immer bedeutender werdende Leichtbauerfordernisse. Die Forderung nach Gewichtsparnis zum Beispiel bei Weltraumstrukturen und Fahrzeugen führt zu deutlich in ihrer Steifigkeit reduzierten Konstruktionen. Es werden dadurch nicht nur die Systemeigenfrequenzen weitgehend festgelegt und die Möglichkeiten der Eigenfrequenzvariation durch Strukturveränderung beschränkt, sondern auch die Materialeigendämpfungen reduziert. Es tritt ein breiteres Frequenzband an störenden Schwingungen auf, welches es durch zusätzliche Maßnahmen zu mindern und zu unterdrücken gilt.

In neuerer Zeit ist es mit der rasanten Entwicklung regelungstechnischer Systeme auch möglich geworden, Schwingungen voll aktiv (aus)zuregeln. Bei diesen aktiven Systemen werden

(Struktur)-schwingungen in Echtzeit durch Gegenkräfte verringert (**aktive Schwingungsminderung**). Nach der Erfassung des aktuellen Systemzustands mit Hilfe von *Sensoren* wird durch eine analoge oder digitale Recheneinheit, dem *Regler*, die Größe der Gegenkräfte berechnet. Die Steuersignale des Reglers werden durch *Aktoren* umgesetzt und als Regelgegenkräfte auf das Schwingungssystem aufgeprägt. Die Komponenten der aktiven Schwingungstilgung und der schematische Verlauf können Abb. 1.1 entnommen werden.

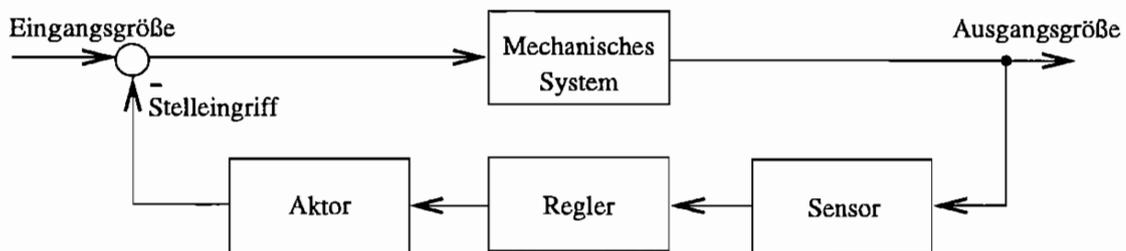


Abb. 1.1: Schwingungsregelung

Die Regelgegenkräfte dieser Aktoren lassen sich vollkommen unabhängig von den Systemzustandsgrößen ansteuern. Es können so voll steuerbare Systeme aufgebaut werden. Als Aktoren zur Krafterzeugung kommen, neben konventionellen hydraulischen und pneumatischen Komponenten (zum Beispiel Hydraulikzylinder), „neue“ Aktoren auf Basis von Formgedächtnislegierungen oder mit höherem Frequenzeinsatzbereich bei allerdings kleineren Kräften nach dem piezoelektrischen, dem magnetischen Prinzip, um nur einige zu nennen, zum Einsatz.

Aufgrund der Trennung zwischen Schwingungssystem (Systemmatrix) und Aktor (Steuermatrix) sind Systeme mit voll aktiver Schwingungsminderung im Arbeitspunkt linearisierbar. Zum Reglerentwurf können die herkömmlichen linearen Verfahren verwendet werden.

Bei aktiven Schwingungsminderungs- und -isolationssystemen wird die Möglichkeit der vollen Steuerbarkeit allerdings durch einen hohen Leistungsbedarf erkauft. Bei Systemen mit hydraulischen und pneumatischen Komponenten werden die zur Aufprägung der großen Kräfte kurzfristig benötigten großen hydraulischen und pneumatischen Leistungen in der Regel durch externe Versorgungseinheiten mit entsprechend groß dimensionierten Speichern zur Verfügung gestellt und über schnelle Ventile gesteuert. Bei elektrisch angesteuerten Aktoren (Piezos, Magnete, usw.) wird die kurzfristige Leistung der Aktoren und ihre Reaktionszeit durch die elektrischen Verstärker bestimmt. Als Energiespeicher dient das elektrische Versorgungsnetz. Neben dem eigentlichen großen Energiebedarf zur Erzeugung der Stellkräfte muß auch im „stand by“ ein nicht unerheblicher Aufwand getrieben werden. Speicher und Pumpen zum Beispiel müssen zur schnellen Reaktion ständig betriebsbereit sein.

Der **hohe** Hilfsenergiebedarf verteuert den Betrieb dieser aktiven „konventionellen“ Schwingungstilgung erheblich. Es ist deshalb trotz der sehr hohen Wirksamkeit der aktiven Schwingungstilgung mittels der direkten Systembeeinflussung durch Stellkräfte bei kleinen Einsatzbereichen geblieben. Selbst bei Komfortautomobilen ist die aktive Schwingungsdämpfung nicht in Serie gegangen.

Ausgehend vom Problem des hohen Hilfsenergiebedarfs der „konventionellen“ aktiven Schwingungsminderung und der begrenzten Optimierbarkeit von „konventionellen“ passiven Systeme-

men läßt sich nun auch ein etwas anderer Weg beschreiten. Bei der **adaptiven** oder **semi-aktiven** Schwingungsminderung wird auf die gezielte Energiezuführung von außen durch den Aktor mit dem hohen Hilfsenergiebedarf verzichtet. Dem mechanischen System wird statt dessen gezielt, durch Variation des Systemparameters Dämpfung, Energie mittels des semi-aktiven Aktors entzogen.

Die Dämpfungsvariation ist dabei der Variation der weiteren Systemparameter, der Steifigkeit und der Masse vorzuziehen. Ein Dämpfer als rein dissipatives Bauteil kann im Gegensatz zu Feder (potentielle Energie) und schwingender Masse (kinetische Energie) keine Energie speichern. Zur Dämpfungsveränderung muß somit auch keine, über die reine Stellenergie hinausgehende, Energie zugeführt werden. Zur Schwingungsminderung und -isolation wird die im Schwingungssystem vorhandene Energie genutzt.

Gesteuerte Dämpfung mit hydraulischen Dämpfern läßt sich durch Variation des Strömungswiderstandes, zum Beispiel durch veränderbare Bypässe in den Überströmkanälen zwischen den beiden Kammern eines hydraulischen Dämpfers oder auch durch Variation der Fluidviskosität (wie hier vorgestellt) mittels Elektrorheologischer Fluide (ERF) erreichen. ER-Fluide besitzen die charakteristische Eigenschaft, daß sie beim Anlegen eines elektrischen Feldes ihre Viskosität deutlich ändern und so die Steuerung von Fluidströmen elektrisch, ohne mechanisch bewegte Teile, ermöglichen.

Nach der Erfassung des Systemzustands durch Sensoren wird bei semi-aktiven Systemen, wie auch bei der voll aktiven Schwingungsminderung, die Aktorstellgröße durch einen Regler ermittelt. Da als Stellgrößen bei der semi-aktiven Dämpfersteuerung nicht unmittelbar Kraft- oder Weggrößen benutzt werden, ist eine Trennung zwischen der Systemmatrix und der Steuermatrix und damit eine direkte Regelung nicht möglich. Es müssen deshalb, um die Schwingungen zu mindern, geeignete Steuergesetze für die Dämpfung gefunden werden, welche auf die bilinearen Systemdifferentialgleichungen angewendet werden können. Aufgrund der Allgemeinheit dieses nichtlinearen und auch nicht linearisierbaren Optimierungsproblems müssen allgemeine Optimierungsmethoden, wie die dynamische Programmierung nach Robert Bellman oder auch das Maximumprinzip nach Pontrjagin zum Entwurf der Steuergesetze eingesetzt werden.

1.2 Zielsetzung der Arbeit

Ziel dieser Arbeit ist es nun, die Funktions- und Leistungsfähigkeit der **semi-aktiven** Dämpfung zur Schwingungsminderung und -isolation in Mehr-Freiheitsgrad-Schwingungssystemen in Theorie und Experiment aufzuzeigen, wobei zur Dämpfungsvariation ein neuartiger, durch Elektrorheologische Fluide ansteuerbarer ER-Dämpfer zum Einsatz kommt.

Bei den Elektrorheologischen Fluiden kann man die Abhängigkeit der Werkstoffeigenschaften von einer äußeren elektrischen Feldstärke ausnutzen. Zur Erlangung eines Grundverständnisses dieses Effekts und der Abhängigkeiten werden im Kapitel 2 die Elektrorheologischen Fluide (ERF) vorgestellt. Es wird hierbei neben dem Wirkungsmechanismus insbesondere auf verschiedene, den Effekt erklärende mikroskopische Modelle eingegangen. Nach Auflistung der Anforderungen an moderne ERFs erfolgt die Erläuterung der verschiedenen möglichen

Aufbauprinzipien. Als Grundlage der Aktorentwicklung sind Werkstoffgesetze wichtig. Die ER-Rheogramme werden mit wichtigen Einflußparametern erläutert. Betrachtungen zur Stabilität von ER-Fluiden und allgemeine Anwendungsbeispiele zum ER-Fluid-Einsatz schließen dieses Kapitel ab.

Der Einsatz der semi-aktiven Dämpfungsregelung zur Schwingungsminderung und -isolation ist nicht für alle Schwingungssysteme erfolgreich. Kapitel 3 enthält hierzu Grundsatzbetrachtungen an den einfachsten Schwingungssystemen, den Ein-Freiheitsgrad-Systemen bei unterschiedlichen Erregungsmechanismen. Ausgehend von den Kraft- und Weg-Vergrößerungsfunktionen wird die Zugänglichkeit geklärt.

In Kapitel 4 werden verschiedene Verfahren zur Regelgesetzzerstellung erläutert. Nach Überlegungen zur Steuerbarkeit der bilinearen Systeme erhält der Leser zunächst eine Einführung in die dynamischen Programmierung nach Richard Bellman. Es handelt sich dabei um ein Verfahren zur systematischen Reglerentwicklung für nichtlineare Probleme. An die Erläuterung der mathematischen Grundlagen schließt sich die Aufbereitung dieser Methode für kontinuierliche Problemstellungen und ihre Anwendung auf stützerregte Ein-Freiheitsgrad-Systeme und Mehr-Freiheitsgrad-Systeme an. Es folgt dann ein zweites Reglerentwurfverfahren auf Basis einer phänomenologischen Vorgehensweise. Nach Erarbeitung dieses Reglerentwurfverfahrens am Ein-Freiheitsgrad-System wird besonders auf die Übertragbarkeit von Ein- auf Mehr-Freiheitsgrad-Systeme eingegangen. Beide Entwurfverfahren führen zu identischen Regelgesetzen. Den Abschluß des Kapitels bilden Simulationsrechnungen. Sie zeigen den Effektivität der gesteuerten Dämpfung auf.

Zur Auslegung von hydraulischen steuerbaren Dämpfern sind Kenntnisse der Strömungsmechanik nötig. Kapitel 5 enthält deshalb die wesentlichen Zusammenhänge für die Aufstellung eines Dämpferentwurfmodells aus Bilanzgleichungen. Diese Bilanzgleichungen lassen sich nicht ohne Kenntnis der Werkstoffgesetze aufstellen. Die Besonderheiten der zugrundeliegenden Werkstoffgesetze werden in diesem Zusammenhang kurz erwähnt.

Im experimentellen Teil der Arbeit erfolgt zunächst in Kapitel 6 die Vorstellung des Versuchsaufbaus. Dargestellt werden die verwendeten Erregungssysteme und die Einzelkomponenten des zur Verifikation der Simulationsergebnisse benutzten stützerregten Ein-Freiheitsgrad-Systems. Vorüberlegungen, welche dem ausgeführten mittels ER-Fluiden steuerbaren Dämpfers zugrundeliegen, schließen sich an. Nach Vorstellung der Sensorik und des Echtzeitdigitalrechners zur Meßwerterfassung, Echtzeitregelung und Versuchssteuerung wird auf die Programmabläufe eingegangen, welche zur Erfassung der Eigenschaften des aufgebauten ER-Dämpfers und zur Verifikation der Simulationsrechnungen benutzt werden.

Im Kapitel 7 erfolgt die Diskussion der gemessenen Versuchsergebnisse. Der erste Abschnitt beschäftigt sich mit dem Systemverhalten des Schwingungssystems bei gesteuerter und bei ungesteuerter Dämpfung und zeigt die Parallelen und Unterschiede zu den Simulationsrechnungen. Auf die besonderen Eigenschaften des ER-Dämpfers wird hingewiesen. Da eine endgültige Klärung mit den Untersuchungen am Ein-Freiheitsgrad-Schwinger nicht möglich ist, folgen im zweiten Abschnitt dieses Kapitels Ergebnisse aus den Untersuchungen des Dämpferübertragungsverhaltens auf einer Universalprüfmaschine. Neben den Güteuntersuchungen zum vorgestellten ER-Dämpfer-Modell aus Bilanzgleichungen wird insbesondere auf das Verhalten des ER-Dämpfers bei oszillierender Strömung eingegangen.

Die Arbeit schließt mit der Zusammenfassung der wichtigsten Erkenntnisse in Kapitel 8. Es erfolgt sowohl ein Ausblick auf die technische Einsetzbarkeit der gesteuerten Dämpfung, als auch auf Magnetorheologische Fluide (MRF), welche ihre Systemeigenschaft Viskosität im Einwirkungsbereich magnetischer Felder, ähnlich wie ERFs in elektrischen Feldern, verändern.

Kapitel 2

Überblick über Elektrorheologische Fluide (ERF)

Elektrorheologische Flüssigkeiten (ERF) sind Fluide, deren Fließverhalten sich im Einwirkungsbereich elektrischer Felder verändert. Diese Eigenschaftsänderungen finden in kürzester Zeit (in Millisekunden) statt und sind meist vollständig reversibel.

Der amerikanische Forscher Willis Winslow entdeckte in den vierziger Jahren bei seinen Experimenten mit verschiedenen Dispersionen, bestehend zum Beispiel aus Stärke in Mineralöl oder Gipsstaub in Mineralöl, diese Eigenschaft. Er konnte in seinen Versuchen mit Kupplungen feststellen, daß sich diese Dispersionen ohne elektrisches Feld weitgehend wie rein viskose Newtonsche Flüssigkeiten verhielten, im Einwirkungsbereich elektrischer Feldstärken ab einer bestimmten Mindestgröße aber „erstarrten“. Die Fluide nahmen festkörperartiges Verhalten an. Fließen trat erst wieder nach Überschreitung einer bestimmten Mindestschubspannung auf [44].

Mittlerweile sind eine Vielzahl weiterer Dispersionen (Suspensionen und Emulsionen) entdeckt und untersucht worden, welche die obige charakteristische Eigenschaft Elektrorheologischer Fluide weitaus ausgeprägter bei kleineren elektrischen Potentialfeldern und Leistungen mit Schaltzeiten im Millisekundenbereich aufweisen.

Im folgenden werden zunächst die ER-Fluide aus mikroskopischer Sicht betrachtet. Mit dieser Betrachtungsweise lassen sich die grundsätzlichen Eigenschaftsänderungen der ERFs im elektrischen Feld erläutern. Es werden dabei, ausgehend von der Polarisation der Partikel, der Dipolbildung und den Leitfähigkeiten der Partikel und des Trägerfluids, verschiedene mikroskopische Modelle vorgestellt. Mit jedem der Modelle lassen sich innerhalb der Gültigkeitsgrenzen die beobachtete Partikelausrichtung und Kettenbildung im elektrischen Feld (E-Feld) sowie der Zusammenhang zwischen den Kräften in der ERF und den elektrischen Feldstärken beschreiben.

Nach Vorstellung der wichtigsten Anforderungen an ERFs zur technischen Anwendung eines „schaltbaren“ Fluids in Aktoren wird eine Klassifizierung der verfügbaren ERFs nach den verschiedenen Grundaufbauprinzipien vorgenommen. Es schließt sich eine Betrachtung der wichtigsten Parameter des ER-Effektes an. Durch die Einführung der wichtigsten Werkstoffmodelle soll ein Anhaltspunkt für die Auslegung von ER-Aktoren geschaffen werden. Die Vorstellung verschiedener Anwendungsbeispiele rundet dieses Kapitel ab.

2.1 Mikroskopische Betrachtung des ER-Effekts

Die physikalischen Ursachen zur Ausbildung des Elektrorheologischen Effekts in ER-Fluiden sind vielfältig und auch zur Zeit noch nicht eindeutig beschreibbar. Von verschiedenen Autoren werden zur Erklärung der Experimente unterschiedliche Phänomene in Betracht gezogen.

2.1.1 Polarisierung im elektrischen Feld

Allgemein anerkannt ist die Anschauung, daß es im elektrischen Feld zu einer Ausrichtung der dispergierten, dipolaren Partikel aufgrund eines Dipolmomentes kommt. Insbesondere in ruhenden Fluiden wandern die dispergierten Partikel, und es kommt zu einer lokalen Entmischung. Aus der homogenen Flüssigkeit wird unterhalb der Mindestschubspannung ein inhomogener, anisotroper elastischer Festkörper. Es bilden sich zwischen den beiden Polen des elektrischen Feldes mechanisch belastbare Partikelagglomerate (zum Beispiel Partikelketten und -säulen) aus. Bei Abschalten des elektrischen Feldes verschwinden diese Dipolmomente und damit auch die Partikelagglomerate wieder. Das Fluid geht wieder in den Ausgangszustand zurück. Bei der Auflösung dieser Partikelagglomerate sind äußere hydrodynamische Kräfte, zum Beispiel Scherkräfte, von besonderem Vorteil.

Die Dipoleigenschaft der dispergierten Partikel kann dabei permanent vorhanden sein oder auch erst durch das elektrische Feld induziert werden (induzierte Polarisation).

Bei der *feldinduzierten Polarisation* werden durch das elektrische Feld bewegliche Ladungen auf der Oberfläche der Partikel (Oberflächenpolarisation) oder im Inneren der Partikel verschoben. Die Ladungsschwerpunkte von positiver und negativer Ladungsverteilung auf den Partikeln fallen nicht mehr zusammen. Es entstehen elektrische Dipole. Zur Ladungsverschiebung muß der Oberflächenwiderstand bzw. der innere Widerstand überwunden werden. Die Ladungsverschiebung folgt damit immer mit einer zeitlichen Verzögerung, das heißt phasenverschoben, dem elektrischen Feld. Die induzierten Dipolmomente setzen den äußeren Kräften, zum Beispiel einer Strömung oder Verzerrung, einen Widerstand entgegen. Der Vorteil der Partikel mit induzierten Dipolmomenten gegenüber den permanenten Dipolen liegt einerseits in der geringen Reaktionszeit zwischen dem Anlegen des elektrischen Feldes und der Veränderung der Fluideigenschaften sowie andererseits der größeren Änderungsspanne im elektrischen Schaltbereich. Partikel mit isotropen elektrischen Eigenschaften sind bei Anlegen eines elektrischen Feldes schneller als anisotrope Partikel. Anisotrope Partikel müssen sich im elektrischen Feld zur Erreichung der maximalen Effekte erst drehen und ausrichten [29].

Bei Elektrorheologischen Fluiden mit *permanenten Dipolen*, den, in Anlehnung an die Ferromagnetika, sogenannten Ferroelektrika, wie zum Beispiel Barium-Ferrit, muß keine Ladung zur Ausrichtung im elektrischen Feld verschoben werden. Die Partikel besitzen eine natürliche Polarisation. Die Polarisationsrichtung ist durch die Geometrie eindeutig festgelegt. Sie üben bereits ohne elektrisches Feld regellose Anziehungskräfte aufeinander aus, welche die Grundviskosität dieser ERFs gegenüber den ERFs mit polarisierbaren Partikeln anhebt. Das Feld dieser Partikel ist nach außen kaum meßbar, weil das resultierende Feld im statistischen Mittel verschwindet. Im elektrischen Feld müssen sich die Permanentdipole in der Trägerflüssigkeit drehen (Orientierungspolarisation), was aufgrund des Strömungswiderstandes, der

gegenseitigen Beeinflussung und der Massenträgheit wesentlich mehr Zeit benötigt als die Verschiebung von Ladungen. Sie sind in ihrer Reaktionszeit bei Anlegen/Abschalten des elektrischen Feldes verhältnismäßig träge und werden deshalb auch als integrierende ERFs bezeichnet. Der Elektrorheologische Effekt wird umso größer, je länger ein elektrisches Feld bei gleichen Randbedingungen auf sie einwirkt. Nach Ausschalten des E-Feldes sind äußere Kräfte (zum Beispiel höhere Temperaturen oder auch Scherkräfte) zur Zerstörung der Ordnung nötig.

2.1.2 Modelle für den Zusammenhang zwischen Schubspannung und Feldstärke

Zum qualitativen Verständnis der im elektrischen Feld in ER-Fluiden ablaufenden Vorgänge werden im nachfolgenden drei als elektroviskose Effekte bezeichnete Zusammenhänge in ER-Suspensionen vorgestellt [26].

Mit diesen Modellen ist es möglich, die in den Versuchen beobachteten Schubspannungs-Feldstärken-Beziehungen ($\tau \sim E$ bis $\tau \sim E^2$) abzubilden und aufgrund physikalischer Zusammenhänge zu verstehen. Der Gültigkeitsbereich der verschiedenen Modelle wird dabei im wesentlichen durch die ERF-Zusammensetzung (das Feststoff-Trägerfluid-Verhältnis) und die Größenordnung der elektrischen Feldstärke bestimmt.

In konventionellen, wasserhaltigen ER-Fluiden binden die Feststoffpartikel aufgrund ihrer Oberflächenladungen Ionen aus der sie umgebenden Flüssigkeit. Es entsteht eine sogenannte elektrische Doppelschicht aus fest an die Partikel gebundenen negativen Ionen und den aus der Flüssigkeit aufgenommenen, leicht verschiebbaren positiven Ionen (diffuse Ladungswolke). Bei den positiven Ionen handelt es sich meist um H^+ -Ionen, den kleinsten und am leichtesten verschiebbaren Ionen. In Abhängigkeit von der Partikelkonzentration kommt es zu unterschiedlichen Wechselwirkungen zwischen den im E-Feld polarisierten Partikeln.

Beim ersten elektroviskosen Effekt wird davon ausgegangen, daß es im elektrischen Feld zu einer Polarisierung der Partikel durch Verzerrung der elektrischen Doppelschicht kommt. Die kugelförmigen, diffusen, positiven Ionenwolken verformen sich zu Ellipsoiden. Die suspendierten Teilchen mit ihren deformierten Doppelschichten liegen jeweils getrennt voneinander vor. Das Feststoff-Fluid-Verhältnis muß niedrig sein. In diesem idealisierten, elektrostatischen Polarisationsmodell sind die Grundflüssigkeit und die Feststoffe ideale Dielektrika.

Bei reinen Dipolkräften ändert sich die Anziehungskraft zwischen zwei leitfähigen Partikeln im elektrischen Feld quadratisch mit der elektrischen Feldstärke. Die Anziehungskraft ist unter anderem von der Orientierung der Partikel im E-Feld abhängig [45]. Die maximale Kraft beträgt [19]:

$$F_{max} = 12\pi\epsilon_s\epsilon_0(a\beta E)^2 \frac{a^4}{r^4} \quad (2.1)$$

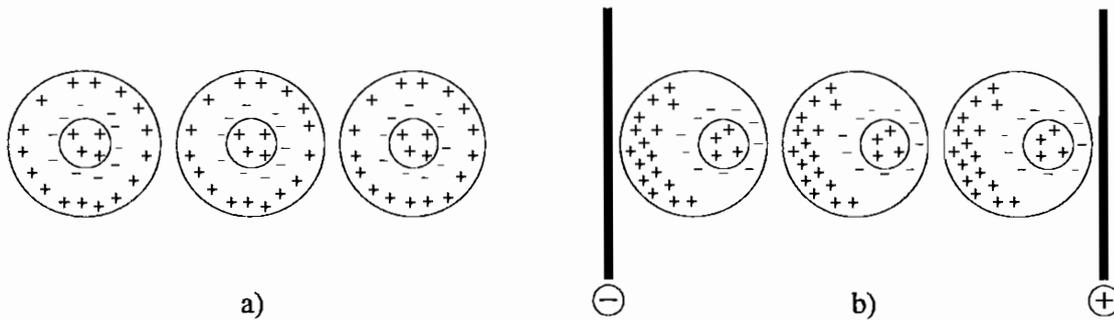


Abb. 2.1: Geladene Partikel mit diffuser Doppelschicht aus Ionen in einer wenig konzentrierten Suspension

mit: ϵ_0	:	Dielektrizitätskonstante
ϵ_s	:	Dielektrizitätszahl der Trägerflüssigkeit
ϵ_p	:	Dielektrizitätszahl der Partikel
$\epsilon_r = \epsilon_p / \epsilon_s$:	Verhältnis der Dielektrizitätszahlen
$\beta = (\epsilon_r - 1) / (\epsilon_r + 2)$		
a	:	Partikelradius
r	:	Abstand zwischen zwei Partikeln

Beim zweiten elektroviskosen Effekt ist die Feststoffkonzentration höher als beim ersten. Es kommt zu einer Überlappung der elektrischen Doppelschichten. Zu den Wechselwirkungen zwischen den polarsierten Doppelschichten treten Wechselwirkungen zwischen den Partikeln hinzu. Diese stoßen sich voneinander ab und behindern sich gegenseitig in ihrer Bewegung. Neben den Dipolkräften wirken zusätzliche Kräfte. Die obige Formel ist nur noch eingeschränkt gültig. Es ergeben sich zusätzliche Viskositäts erhöhungen beim Fließvorgang. Das elektrische Feld kann nicht mehr einen quadratischen Anstieg der Schubspannung mit zunehmender Feldstärke bewirken.

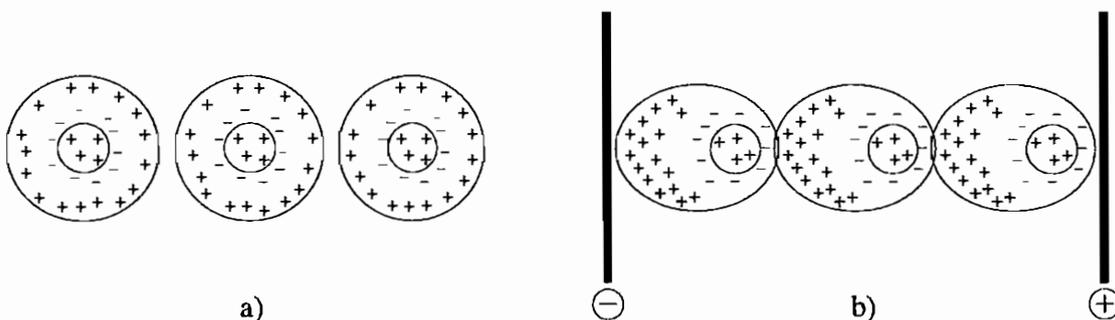


Abb. 2.2: Geladene Partikel mit diffuser Doppelschicht aus Ionen mit überlappenden Ionenwolken im E-Feld

Der dritte elektroviskose Effekt tritt bei hohen Feststoffkonzentrationen in einem starken E-Feld auf. Die Partikel bilden dann zwischen den Elektrodenflächen nicht nur einzelne Ketten, sondern Kettenbündel, Mehrfachreihen, Büschel, Fibrillen und Säulen, sogenannte Überstrukturen oder cluster. Unter mechanischer Belastung kann es zu einer Änderung der

Teilchenform kommen. Nicht nur durch die Dipolkräfte kommt es zu einer starken gegenseitigen Behinderung der Partikel.

Bereits in der Suspension ohne E-Feld stellt sich eine deutlich höhere Viskosität als im reinen Trägerfluid ein. Durch das E-Feld hervorgerufene Schubspannungserhöhungen sind nicht mehr proportional dem Quadrat der elektrischen Feldstärke.

Für die Ordnung der Partikel und die Ausbildung der Überstrukturen wird Zeit benötigt. Die treibende Kraft der Partikelordnung sind partielle Feldstärkeerhöhungen in Richtung der Feldlinien, die durch die Dipole hervorgerufen werden. In ruhendem Fluid ist der Grad der Inhomogenität sowohl eine Funktion der elektrischen Feldstärke als auch der Zeit. In Abb. 2.3 sind beispielhaft für eine ERF-Suspension aus PANQR in Silikonöl [5] Aufnahmen der Überstrukturbildung für verschiedene Feldstärken (Einheit: V/mm) dargestellt.

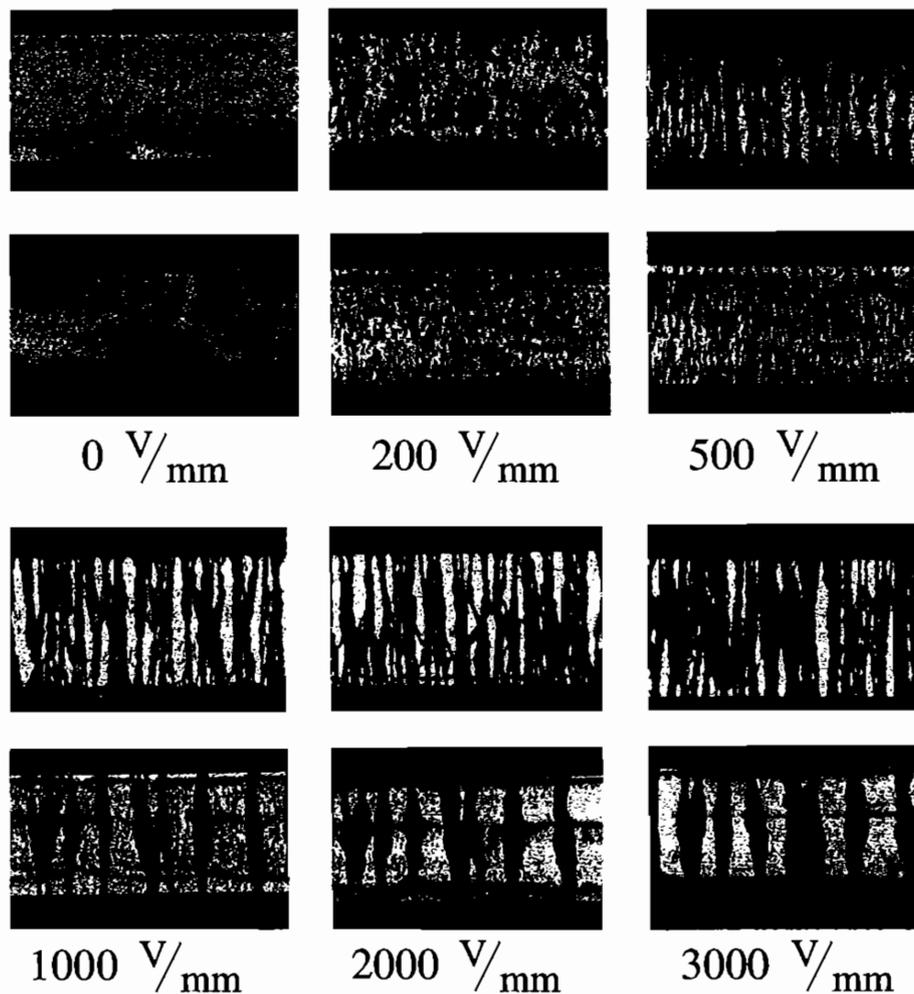


Abb. 2.3: Entwicklung der Säulenstruktur im elektrischen Gleichspannungsfeld (DC) bei PANQR in Silikonöl

Die jeweils oberen Aufnahmen unterscheiden sich von denen in der unteren Reihe durch die Art, wie die Feldstärke aufgebracht wurde. Oben wurde die Feldstärke von 0V/mm zur angegebenen Feldstärke in einem Schritt aufgebracht, wohingegen auf den unteren Bildern die Feldstärke schrittweise von 0V/mm über die angegebenen Feldstärken bis 3000V/mm erhöht

wurde. Es ist zu erkennen, daß es mit zunehmender Zeit zu deutlicheren Entmischungen kommt.

Wie in den Arbeiten von Shih, Sprecher, Conrad und Chen theoretisch und in Messungen nachgewiesen wurde [35], [11], können ERFs aus zweireihigen Ketten mit hexagonal dichtester Packung bei Scherung höhere Kräfte übertragen als ERFs mit einreihigen Ketten. Bei mehrreihigen Ketten konnte ein deutlicher Schubkraftanstieg mit einem Faktor von 10-20 gemessen werden. Je größer die Inhomogenität, das heißt, je höher der Entmischungsgrad der ERF im E-Feld und damit die Kettenanzahl je Säule wird, desto mehr steigt die übertragbare Schubspannung an. Die Fließgrenze und auch der Elastizitätsmodul von ruhenden ER-Fluiden im elektrischen Feld wachsen mit der Zeit.

Wird die Fließgrenze durch die Belastung überschritten, so reißen die Partikelsäulen. Es kommt zur Ausbildung einer Fließzone. Diese wächst mit zunehmender Schergeschwindigkeit an. Immer mehr Überstrukturen in der Feststoffzone werden zerstört. Dieser „Überstrukturabbau“ findet bei manchen ERFs langsam und kontinuierlich statt. Einzelne Säulen brechen und bauen sich zum Teil wieder auf. Bei anderen ERFs allerdings kann es, aufgrund fehlenden „Ausheilungsvermögens“, zu einem plötzlichen Zusammenbruch der Überstrukturen ohne Rekombinationsmöglichkeit kommen. Der Übergang vom Festkörper zum Fluid wird von einem plötzlichen Fließgrenzenabfall begleitet. Diese Hysterese in der Fließgrenze beim Übergang vom Festkörper zum Fluid und wieder zum Festkörper begründet sich aus dem zeitabhängigen Überstrukturaufbau.

An den Zonengrenzen zwischen Feststoff und Fluid besteht ein Gleichgewicht zwischen den partikelorientierenden elektrischen und den hydrodynamischen Kräften. Mit zunehmender Feldstärke des externen Feldes wächst die Fließgrenze (vgl. Abb. 2.10) und die meßbare Gesamtviskosität. Im stärkeren Feld können sich nach der Zerstörung von Kettensegmenten schneller wieder neue Überstrukturen aus alten Trümmern aufbauen. Je größer die Scherbelastung ist, desto breiter wird die Fließzonenschicht und desto niedriger wird die meßbare Viskosität.

Neben den hier vorgestellten elektroviskosen Effekten sind in der Literatur noch weitere Erklärungsansätze zu finden. Die beiden interessantesten Modelle, das Leitfähigkeitsmodell [14] sowie ein Modell basierend auf einer phänomenologischen Herangehensweise [22], sind im Anhang A skizziert.

2.1.3 Einfluß von Wasser in ER-Fluiden

Wassermoleküle sind die kleinsten polarisierbaren Moleküle. Sie sind praktisch überall, also auch in ER-Fluiden vorhanden.

In klassischen ER-Fluiden (vgl. Kap. 2.3) werden sie sowohl zum Aufbau einer polarisierbaren Doppelschicht an der Partikeloberfläche als auch zur Stabilisierung der hydrophilen Feststoffpartikel in der hydrophoben Trägerflüssigkeit benötigt. Durch den Wassergehalt wird die elektrische Leitfähigkeit der ER-Fluide entscheidend beeinflusst.

Beim Feststoff in klassischen ER-Fluiden handelt es sich um Partikel mit kovalenten und ionischen Bindungen. Diese Körper zeichnen sich aufgrund der vielfältigen Kanten durch

stark unterschiedliche Ladungsdichteverteilungen aus. Eine Ladungsverschiebung auf dem Feststoff ist nicht ohne weiteres möglich. Sie sind damit zunächst nicht polarisierbar. Da sie aber hydrophil sind, wird durch die Anlagerung und Bindung von Wassermolekülen an der Oberfläche eine Ladungsbeweglichkeit durch die freien H^+ -Ionen in der sich ausbildenden Doppelschicht erreicht. Der pH-Wert in funktionsfähigen, optimalen ERFs liegt bei ungefähr 8 - 10. Es genügen also sehr wenige freie H^+ -Ionen.

Ist mehr Wasser in einer ER-Flüssigkeit vorhanden als an die Partikel gebunden werden kann, so bildet dieses „freie“ Wasser in der hydrophoben Trägerflüssigkeit Ketten aus. Diese spannen sich zwischen den Feststoffpartikeln und es entsteht eine die Suspension stabilisierende weitmaschige Gefügestruktur. Der sich einstellende Zustand ist metastabil und allerdings mit großen Aktivierungsenergien verbunden. Durch die „Wasserbrücken“ („water-bridges“) wird die Beweglichkeit der Feststoffpartikel eingeschränkt. Die Sedimentationsneigung, auf die später noch einzugehen ist (vgl. Kap. 2.5), verringert sich. Die Viskosität der ERF wird durch die Wasserbrücken erhöht [37]. Es wird in diesem Zusammenhang auch von der viskositätserhöhenden Wasserbrückenbindung und dem Wasserbrückenmodell gesprochen.

Die Leitfähigkeit der an sich nichtleitenden Trägerflüssigkeit wird durch das Vorhandensein von Ladungsträgern und deren Beweglichkeit bestimmt. Je höher der Wasseranteil in einer ERF wird, desto mehr freies Wasser zur Bildung von Wasserbrücken ist vorhanden. Die Leitfähigkeit steigt sehr stark an. Die Wasserbrücken erleichtern die Ladungsverschiebung zwischen den Feststoffpartikeln und damit zwischen den beiden Platten im elektrischen Feld erheblich.

Der prinzipiell zur Polarisierung und zur Stabilisierung benötigte Wasseranteil wird also durch die proportional mit dem Wasseranteil ansteigende Leitfähigkeitserhöhung begrenzt, welche zu einem unerwünschten zusätzlichen Verluststrom in der ERF führt.

Um den Verluststrom bei gleichzeitig hoher Stabilität zu verringern, werden in klassischen ER-Fluiden zur Feinabstimmung Tenside zugesetzt. Diese modifizieren die Oberflächenstruktur der Feststoffpartikel und erhöhen durch die in einem Molekül vereinten hydrophilen und hydrophoben Eigenschaften die Affinität zum Trägerfluid. Die Sedimentationsneigung der Partikel sinkt, und es kann der Wassergehalt und damit die Anzahl der leitenden Wasserbrücken zur Stabilisierung verringert werden. Übliche Wasseranteile in klassischen ER-Fluiden liegen zwischen 6 und 10%.

Für jede ER-Fluid-Zusammensetzung läßt sich ein optimaler Wassergehalt ermitteln, welcher bei der Herstellung eingestellt wird. Im Laufe der Einsatzdauer kann es zu Abweichungen vom optimalen Wassergehalt und damit zur Verschlechterung der Eigenschaften kommen. Der Wassergehalt erhöht sich durch Wasserabsorption aus der Umgebung. Weiterhin erniedrigt er sich durch Verflüchtigung des freien Wassers bei höheren Temperaturen (ab ca. $70^{\circ}C$). In technischen Anwendungen mit langer Lebensdauer müssen deshalb besondere Maßnahmen ergriffen werden, um den Wassergehalt konstant zu halten.

2.2 Anforderungen an *Elektorrheologische Fluide*

Elektorrheologische Fluide sind Dispersionen. Sie können, wie im nachfolgenden Kapitel 2.3 ausgeführt wird, nach verschiedensten Prinzipien aufgebaut und aus verschiedensten

Materialien zusammengesetzt sein.

Die wichtigsten Punkte zur Beurteilung von ER-Fluiden sind ein großer Änderungsbereich der Fließgrenze und des viskosen Fließverhaltens mit der elektrischen Feldstärke. Daneben müssen technisch einsetzbare Fluide aber auch noch eine Vielzahl weiterer Anforderungen von der Stabilität bis zur Umweltverträglichkeit erfüllen.

Die wichtigsten bei der Entwicklung von ERFs und deren Auswahl für technische Anwendungen zu beachtenden Anforderungen sind nachfolgend aufgeführt. Sie lassen sich in folgende Kategorien unterteilen:

- Anforderungen an den ER-Effekt:
 - Niedrige Grundviskosität ohne elektrisches Feld
 - Starker Fließgrenzenanstieg bereits bei kleinen elektrischen Feldstärken
 - Kurze Reaktionszeit bei Änderung der elektrischen Feldstärke (ms-Bereich)
 - Vollständige Reversibilität der Eigenschaftsänderungen
 - Geringe elektrische Leitfähigkeit und damit Leistungsaufnahme
 - Geringe Temperaturabhängigkeit der Materialeigenschaften
 - Großer Arbeitstemperaturbereich (-50°C bis $+150^{\circ}\text{C}$)
- Anforderungen aus dem Langzeiteinsatz:
 - Hohe Scherstabilität
 - Gute Alterungsstabilität
 - Gute Sedimentationsstabilität
 - Gute Redispergierbarkeit
- Anforderungen bezüglich der Verträglichkeit mit üblichen Konstruktionsstoffen:
 - Keine quellende und anlösende Wirkung auf polymere Werkstoffe
 - Keine Korrosionsförderung
 - Keine Abrasivität der dispergierten Phase
- Anforderungen aus Sicherheitsüberlegungen:
 - Ungiftigkeit für Mensch und Umwelt
 - Hoher Flammpunkt
- Anforderungen aus Kostengründen:
 - Niedrige Herstellungskosten
 - Einfache Entsorgung und einfaches Recycling

Mit den aktuell verfügbaren ER-Fluiden lassen sich diese hier vorgestellten Anforderungen nicht kompromißlos erfüllen. Eine „Ideale ERF“ gibt es nicht. Mit der Verbesserung einer Eigenschaft verändern, verschlechtern sich meist andere Eigenschaften. Für jede Anwendung muß deshalb von neuem nach dem optimalen ER-Fluid gesucht werden.

2.3 Zusammensetzungen und Aufbauprinzipien

Elektrorheologische Fluide (ERF) sind, wie schon gesagt, Dispersionen, bestehend aus einer nichtpolaren Grund-, (Träger-)flüssigkeit mit niedriger Dielektrizitätszahl ($\epsilon_F = 2 \dots 3$) und geringer elektrischer Leitfähigkeit, in welche polarisierbare Feststoffteilchen mit vergleichsweise hoher Dielektrizitätszahl ($\epsilon_p = 15 \dots 50$) dispergiert sind [26].

Es lassen sich zwei Hauptgruppen unterscheiden, die konventionellen ER-Fluide (Suspensionen) und die homogenen ER-Fluide (Emulsionen). Während konventionelle ERFs immer aus zwei Phasen, einem Feststoff mit Abmessungen zwischen $0.1\mu\text{m}$ und $100\mu\text{m}$, und einer Grundflüssigkeit bestehen, handelt es sich bei den homogenen ERFs um die Lösung von einzelnen kleinen Molekülen in der Trägerflüssigkeit. Die konventionellen ERFs sind trübe, homogene ERFs sind klar.

Als Trägerflüssigkeiten für ERFs kommen hauptsächlich Silikon- und Mineralöle verschiedenster Viskosität ($\eta = 100 \dots 3000\text{mPas}$ und höher) zum Einsatz.

Bei den **homogenen ERFs** sind in diesen Trägerfluiden oligomere Karbonsäuren mit ihren Seifen gelöst. Das Molekulargewicht dieser (1wertigen) Mono- oder (2wertigen) Dikarbonsäuren mit den angelagerten Salzen von (2-3wertigen) Metallen (z.B. Al-Ionen und Zn-Ionen) liegt bei ca. 500 und ist damit um ein Vielfaches niedriger als bei den konventionellen ERFs. Der elektrorheologische Effekt bei diesen Flüssigkristall-ERFs beruht nach aktuellem Wissensstand auf einer feldinduzierten Mesophasenänderung.

Bei den **konventionellen Elektrorheologischen Fluiden** kann zwischen verschiedenen Aufbauprinzipien und Wirkungsmechanismen der dispergierten Feststoffpartikel unterschieden werden. Es handelt sich bei den dispergierten Partikeln entweder um bereits polarisierte oder aber um leicht durch Verschiebung von Elektronen oder Ionen polarisierbare Feststoffe (mit gewissem „Innen“-widerstand), welche durch einen hohen Grenzflächenwiderstand eine geringe Leitfähigkeit besitzen. Die nachfolgenden Punkte geben einen Überblick über die Design-Möglichkeiten.

- Es gibt nur *durch Zugabe von bis zu 10% Wasser* (oder anderen polarisierbaren Flüssigkeiten niedrigen Molekulargewichts) aktivierbare, anorganische ionische Phasen. Bei diesen klassischen ERFs kommen Ionenträger mit hoher Packungsdichte zum Einsatz, wie zum Beispiel Silikate, Titanate ($\text{SiO}_2, \text{TiO}_2$). Die „Aktivierungsflüssigkeiten“ werden primär zum Lösen der Ionen und zur Herstellung der Ionenbeweglichkeit benötigt, nicht aber wegen ihrer eigenen Polarisierbarkeit [7]. Es entstehen elektrische Doppelschichten (vgl. Kap. 2.1.2). Im elektrischen Feld kommt es zur Ausbildung einer Oberflächenpolarisierung.

Hergestellt werden diese klassischen anorganischen ERFs durch Mahlen des anorganischen Feststoffs beispielsweise in einer Kugelmühle. Zur Verhinderung der Verklumpung der Partikel (Agglomeration) werden während des Mahlvorgangs Dispergatoren (zum Beispiel Tenside) zugegeben, die eine Hülle um die Teilchen bilden. Es ist zur Erreichung eines guten ER-Effekts auf eine gleichmäßige, reproduzierbare Partikelgrößenverteilung zu achten. Nach Beendigung des Mahlvorgangs und einer Zwischentrocknung des Füllstoffs wird eine definierte Menge eines Grenzflächenaktivators (zum Beispiel

Wasser) zugegeben. Nach Dispergieren des Feststoffs in der Trägerflüssigkeit kann von einer ERF gesprochen werden.

- Neben diesen mit Aktivatoren einsetzbaren Feststoffpartikeln gibt es auch *nur mit Spuren von Wasser* bereits *polarisierbare Feststoffe*. Diese basieren auf fast wasserfreien, anorganischen, ionischen Leitern. Es handelt sich hierbei zum Beispiel um Zeolite oder auch mit Zirkonium dotierte Alumuniumsilikate (vgl. US-Patente [38], [39], [40]). Im Gegensatz zur ersten Gruppe handelt es sich hierbei nicht um kompakte, in der Gitterstruktur nahezu fehlerfreie Feststoffe, sondern um Silikatgerüste infolge von Gitterdefekten, welche mit Metallionen dotiert sind. Bei diesen Feststoffen ist neben der Ionenverschiebung auf der Oberfläche auch eine Ionenverschiebung im Inneren möglich. Durch geringe Wassermengen kann die Mobilität der Metallionen deutlich gesteigert werden. Das Wasser fungiert als eine Art Schmiermittel. Es ist fest an die Kristalle gebunden.

Wegen der nur in Spuren vorhandenen, festgebundenen Wassermengen werden ERFs dieser Bauart fälschlicherweise als „wasserfreie“, ERFs bezeichnet („intrinsic“ oder „anhydrous“ ERF), zumal Wasser bei der Herstellung nicht explizit zugegeben werden muß. Diese Spuren werden, zum Beispiel bei kurzzeitigstem Kontakt mit der Atmosphäre, an die Feststoffpartikel angelagert. Das Vorhandensein von Wasser in ER-Fluiden konnte J. E. Stangroom in seinen Experimenten mit langzeitgetrockneter Alginsäure und deren Suspendierung in Öl nachweisen. Nur wenn die Alginsäure nach dem Trocknen während der Herstellung der ER-Suspension kurz mit der Atmosphäre in Kontakt kam, konnte ein ER-Effekt festgestellt werden [37].

Die Besonderheit dieser Gruppe liegt im Vergleich zu den Fluiden mit hohem Wasseranteil im erweiterten Temperatureinsatzbereich. Die niedrigen, festgebundenen Wassermengen erlauben den Einsatz dieser Fluide über dem Siedepunkt und weit unter dem Gefrierpunkt (bis -62°C) [27].

- Neben den anorganischen, ionenleitenden Partikeln können auch *organische, ionenleitende Polymere* als Feststoffe zur Herstellung von ER-Fluiden eingesetzt werden. Als Beispiele für diese Stoffe seien hier Poly-Natrium-Styrolsulfonate oder auch Poly-Lithium-Methacrylate neben Zellulose und Ionenaustauscherharzen aufgeführt. Bei diesen Polyelektrolyt-Partikeln wird die Ionenbeweglichkeit durch geringe Mengen von Wasser oder anderen wasserfreien, polaren Lösemitteln, wie Propylenkarbonat, erreicht [6]. In trockenem Poly-Lithium-Methacrylat-Pulver sind die Lithium-Ionen fest an die Carboxylat-Gruppen gebunden. Eine Polarisierung ist nicht möglich. Es muß erst durch zugesetztes Wasser eine Ionenbeweglichkeit ermöglicht werden.

Der Vorteil der organischen gegenüber den anorganischen Feststoffen liegt in ihrer besseren Affinität und dem kleineren Dichteunterschied zur Trägerflüssigkeit. Die in ER-Fluiden problematische, später noch erläuterte Sedimentation wird dadurch etwas verlangsamt.

- Die durch *Lösung von Metallsalzen in organischen Stoffen* herstellbaren ER-Feststoffe bilden eine Untergruppe der organischen, ionisch-leitenden Feststoffe. Die Polarisierbarkeit dieser modifizierten Kunststoffe wird durch die Beweglichkeit des gelösten Salzionen

bestimmt. Hergestellt werden können diese ER-Feststoffe unter anderem auch durch eine kreuzweise Verknüpfung von Polyester mit Isocyanaten. Es entstehen Polyurethan-Elastomere. Diese zeichnen sich, insbesondere dann, wenn sie Polyethylenoxid-Gruppen enthalten, durch eine gute Löslichkeit von Metallionen (Na^+ , Li^+) aus [6], [7]. Wasser zur Erzielung einer Ionenbeweglichkeit wird nicht oder nur in Spuren benötigt. Der Einsatztemperaturbereich wird durch den Gefrier- und Siedepunkt von Wasser nicht begrenzt.

- Bisher wurde ausschließlich die Polarisierung durch Ionenbewegung aufgezeigt. Es gibt daneben die Möglichkeit, Partikel durch Elektronenbewegung zu polarisieren. Als organische Partikel können hierbei *leitende und halbleitende Polymere*, wie Polyanthracen-chionradikale (PANQR) [5] oder dotierte Polyaniline verwendet werden. Sie erweisen sich insbesondere bei niedrigen Temperaturen als besonders günstige Feststoffe. Zur Erhöhung der Leitfähigkeiten und der ER-Effekte können die Feststoffpartikel dieser Fluide mit Metallionen und ihren Komplexen dotiert werden [6].

Zu dieser Gruppe gehören auch speziell synthetisierte Karbonpartikel [41]. Diese werden durch einen mehrschrittigen Prozeß aus Kohle, Koks, Teer usw. zur Erzielung einer optimalen (in der Regel niedrigen) Leitfähigkeit hergestellt.

- Auch spezielle *Verbundwerkstoffe* können als polarisierbare Partikel in ER-Fluiden eingesetzt werden. Sie bestehen beispielsweise aus einem nichtleitenden Kern, überzogen mit einer leitfähigen, metallischen Schicht, welche wieder durch eine Isolationsschicht überzogen ist [29]. In der Literatur werden auch mit Epoxydharz überzogene (nicht speziell abgestimmte) Kohlenstoffpartikel aufgeführt [37]. Die Leistungsfähigkeit dieser Feststoffklasse ist aber durchwegs als unbefriedigend zu beurteilen.
- Gleiches gilt auch für die nicht erst durch ein elektrisches Feld zu polarisierenden Feststoffe, den *Ferroelektrika*. Zu dieser Gruppe gehören die Barium-Ferrite. Sie kommen als permanente Dipole ganz ohne Wasser als Aktivierungsmittel aus und erlauben die Herstellung der eigentlichen wasserfreien, anhydrous ERFs.

Die Stärke des Elektrorheologischen Effekts ist bei den verschiedenen ER-Fluiden unterschiedlich. Bei gleicher Feldstärke sind in homogenen ERFs deutlich niedrigere Schubspannungen als bei konventionellen ERFs zu erzielen. Nach Herstellerangabe beträgt die Schubspannung bei der homogenen ERF EPS-3301 (Fa. DEA) [31] bei einer Schergeschwindigkeit von $\dot{\gamma} = 1000\text{s}^{-1}$ und einer Feldstärke $E = 8\text{kV/mm}$ nur $\tau = 210\text{Pa}$, wohingegen beim konventionellen Fluid Rheobay TP AI 3565 [30] mit einer Feldstärke $E = 3\text{kV/mm}$ bereits eine Schubspannung von $\tau = 2100\text{Pa}$ erreicht wird.

2.4 Werkstoffgesetze zur Beschreibung der ER-Fluide

Elektrorheologische Fluide sind Dispersionen verschiedenster Zusammensetzung. Ihre Eigenschaften sind zum Teil stark belastungsabhängig. Im elektrischen Feld kommt es durch Polarisierung zu lokalen Inhomogenitäten.

Ein allgemeines Werkstoffgesetz, welches alle ER-Fluide beschreiben könnte, ist zur Zeit nicht bekannt. Die Vielzahl an möglichen Dispersionen, die Begrenzung der Versuchsarten auf einachsige (in Ausnahmefällen auch zweiachsige) Belastungen bei einem anisotropen Material macht die Entwicklung eines solchen Modells praktisch nicht möglich. Die exakte Erfassung der Randbedingungen bereitet darüber hinaus erhebliche Probleme. Bei unterschiedlichen Strömungsausbildungen in verschiedenen Prüfvorrichtungen zeigt die gleiche ER-Flüssigkeit im elektrischen Feld zum Teil unterschiedliches Verhalten.

Im Bereich der Elektrorheologischen Fluide wird deshalb üblicherweise das Werkstoffverhalten durch relativ einfache Modelle beschrieben. Diese idealen ER-Fluide bilden die realen Fluide meist ausreichend genau für technische Anwendungen ab. Eine einfache Komponentenentwicklung ist damit möglich. Feinabstimmungen finden im gewünschten Belastungsumfeld der Anwendung statt.

Im nachfolgenden wird, nach Vorstellung der einfachen Werkstoffmodelle zur Beschreibung der elektrisch nicht erregten ER-Fluide und der elektrisch erregten ER-Fluide, auf den grundsätzlichen Einfluß der Temperatur, der elektrischen Erregungsfrequenz sowie der mechanischen Schergeschwindigkeit eingegangen. Zur Illustration werden die Fließkurven der idealen ER-Fluide den realen ER-Fluiden gegenübergestellt.

2.4.1 ER-Fluid ohne elektrische Erregung

ER-Fluide ohne elektrisches Feld zeigen das rheologische Verhalten von gewöhnlichen Dispersionen (vgl. Abb. 2.11). Die Schubspannung τ steigt leicht überproportional mit der Schergeschwindigkeit $\dot{\gamma}$ an, was als dilatantes Fließverhalten bezeichnet wird.

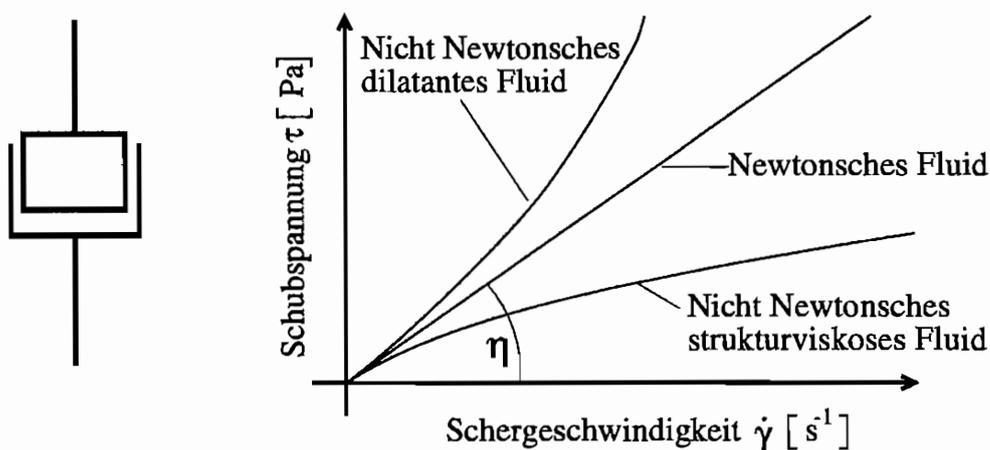


Abb. 2.4: Modell des Newtonschen Fluids und Rheologische Diagramme eines idealen Newtonschen Fluids sowie von Fluiden mit dilatantem und strukturviskosem Fließverhalten

Modelliert werden die elektrisch nicht erregten ER-Fluide bei kleinen Abweichungen zum realen, leicht dilatanten Fließverhalten als Newtonsche Fluide. Man geht von einem linearen Zusammenhang zwischen der Schubspannung τ und der Schergeschwindigkeit $\dot{\gamma} = du/dy$ aus. Der Proportionalitätsfaktor η wird als dynamische Viskosität η bezeichnet:

$$\tau = \eta \dot{\gamma} \quad (2.2)$$

2.4.2 ER-Fluid mit elektrischer Erregung

Für ER-Fluide im elektrischen Feld werden üblicherweise zwei verschiedene Modelle in Abhängigkeit vom Vorhandensein einer Fließgrenze τ_0 verwendet.

ER-Fluide *ohne ausgesprochene Fließgrenze*, zum Beispiel homogene ER-Fluide, lassen sich durch das Potenzgesetz von OSTWALD-de WAELE beschreiben, wobei der Ostwald-Faktor η_{pl} und der Flüssigkeitsindex n als Funktion der elektrischen Feldstärke E meßtechnisch für jedes Fluid bestimmt werden müssen:

$$\tau(E, \dot{\gamma}) = \eta_{pl}(E) \dot{\gamma}^{n(E)} \quad (2.3)$$

In Abb. 2.5 sind beispielhaft ideale Fließkurven (Rheogramme) für verschiedene Ostwald-Faktoren und Flüssigkeitsindizes nach dem Potenzgesetz von OSTWALD-de WAELE aufgetragen.

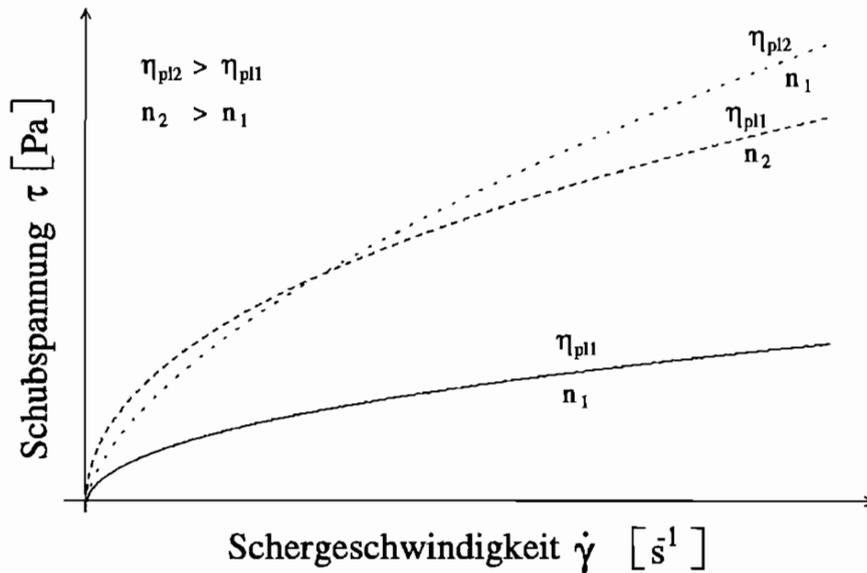


Abb. 2.5: Ideales Fließverhalten nach dem Potenzgesetz von OSTWALD-de WAELE

Besitzen die ER-Fluide eine *Fließgrenze*, so kann die HERSCHEL-BULKLEY Gleichung verwendet werden, wenn die Fließgrenze τ_0 überschritten ist ($\tau > \tau_0$):

$$\tau(E, \dot{\gamma}) = \tau_0(E) + \eta_{pl}(E) \dot{\gamma}^{n(E)} \quad (2.4)$$

Diese vereinfacht sich für den Fall: $n = 1$ zum Bingham-Modell:

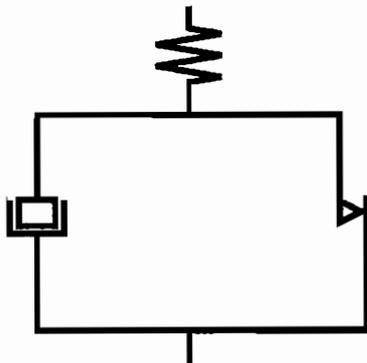
$$\tau(E, \dot{\gamma}) = \tau_0(E) + \eta_{pl}(E) \dot{\gamma} \quad (2.5)$$

Ist die Fließgrenze nicht überschritten, zeigen Fluide nach der Gleichung von HERSCHEL-BULKLEY Festkörperverhalten. Für die Schubspannungs-Scherwinkel-Beziehung gilt:

$$\tau(E, \dot{\gamma}) = G(E, \dot{\gamma}) \gamma \quad (2.6)$$

mit: τ	: Schubspannung	τ_0	: Fließgrenze
η_{pl}	: plastische Viskosität, Ostwald-Faktor	E	: elektrische Feldstärke
$\dot{\gamma}$: Schergeschwindigkeit	γ	: Scherwinkel
n	: Flüssigkeitsindex	G	: Gleitmodul

Das Modell eines idealen Bingham-Körpers ist in Abb. 2.6 zu sehen. Das idealisierte Scherverhalten dieses Körpers findet sich als Schubspannungs-Scherwinkel-Diagramm und als ideales Rheogramm in Abb. 2.7.



Werkstoffgesetz:

$$\begin{aligned} \tau &= G\gamma & \tau < \tau_0 \\ \tau &= \tau_0 + \eta_{pl}\dot{\gamma} & \tau > \tau_0 \end{aligned}$$

Abb. 2.6: Modell des Bingham-Körpers

Zum Vergleich mit den idealen Rheogrammen sind nachfolgend dargestellt:

- die Fließkurven einer homogenen ERF von der Fa. RWE-DEA (Abb. 2.8) [33],
- die Fließkurven einer klassischen anorganischen ERF von der Fa. Metzeler Gimetall (Abb. 2.9) [20] und
- die Fließkurven einer ERF mit organischem, ionisch-leitendem Feststoff der Fa. Bayer (Abb. 2.10) [30]

Bei diesen *nicht* Newtonschen Fluiden wird der Quotient

$$\eta_s(E, \dot{\gamma}) = \frac{\tau(E, \dot{\gamma})}{\dot{\gamma}} \quad (2.7)$$

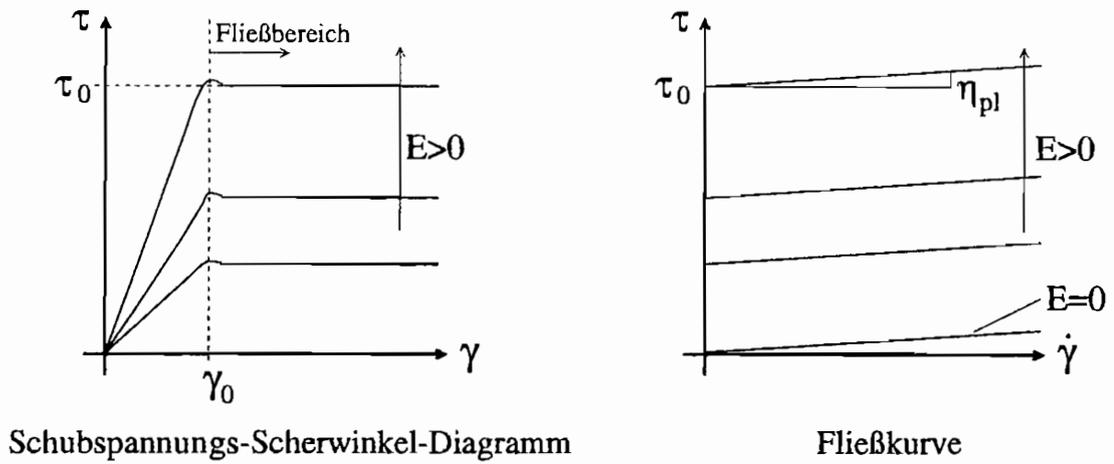


Abb. 2.7: Scherverhalten eines Bingham-Körpers

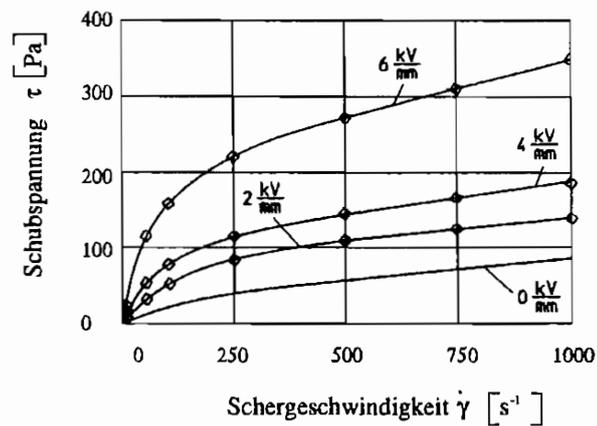


Abb. 2.8: Reales Rheogramm einer homogenen ERF (Fa. RWE-DEA)

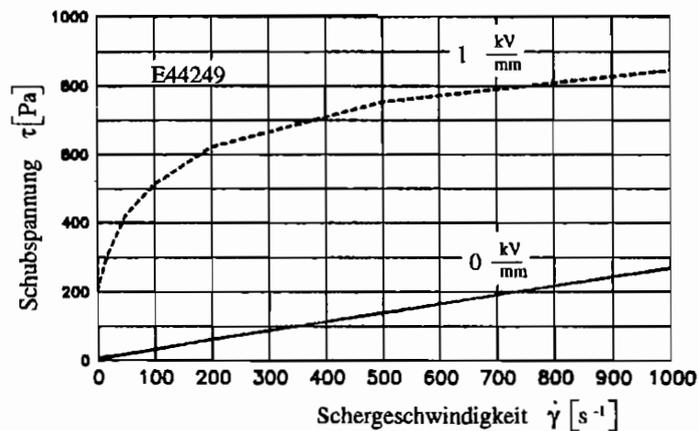


Abb. 2.9: Reales Rheogramm einer klassischen ERF (Fa. Metzeler)

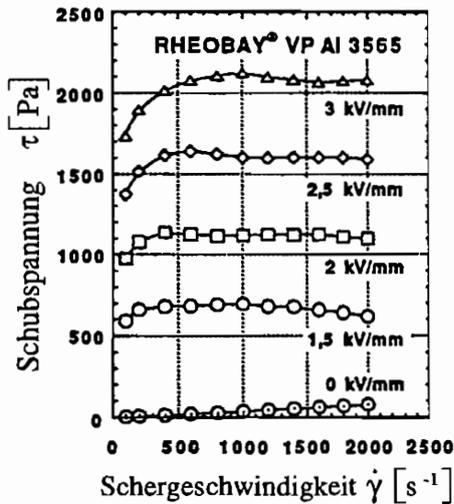


Abb. 2.10: Reales Rheogramm einer ERF mit organischem, ionisch-leitendem Feststoff (Fa. Bayer)

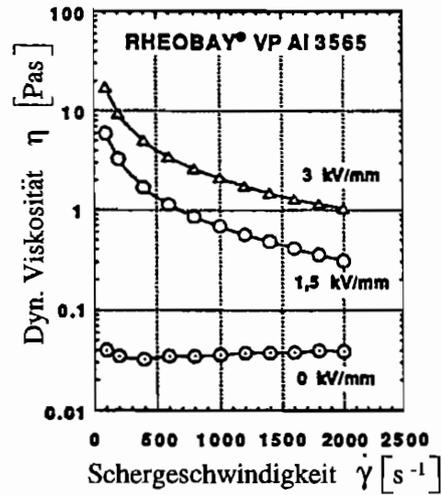


Abb. 2.11: Dynamische Viskosität einer ERF mit organischem, ionisch-leitendem Feststoff (Fa. Bayer)

als Scheinviskosität η_s bezeichnet. Die Scheinviskosität geht aus einer schubspannungs- und schergeschwindigkeitsabhängigen Annäherung der nicht-Newtonschen Fluide durch Newtonsche Fluide bei Annahme Newtonscher Strömungsprofile hervor. Ihre Einführung erleichtert die Modellbildung der ER-Fluide erheblich. Bingham'sches Fließen (vgl. Anhang B) läßt sich durch die schergeschwindigkeitsabhängige Scheinviskosität als ein Newtonsches Fluid abbilden.

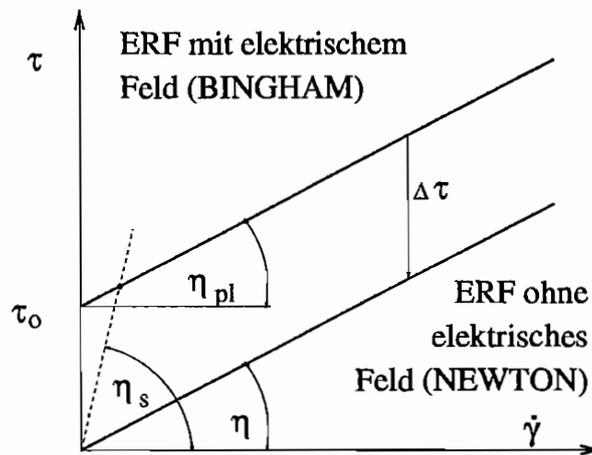


Abb. 2.12: Zusammenhang zwischen den verschiedenen Viskositäten und Schubspannungen bei einem Newtonschen Fluid und einem Bingham'schen Körper

Bei Newtonschen Fluiden ist die Scheinviskosität η_s identisch mit der dynamischen Viskosität η . In Abb. 2.12 ist der Zusammenhang zwischen der Fließgrenze τ_0 , der Schubspannung τ , der plastischen Viskosität η_{pl} , der dynamischen Viskosität η Newtonscher Fluide, der scheinbaren Viskosität η_s nicht-Newtonscher Fluide und der Schergeschwindigkeit $\dot{\gamma}$ nochmals graphisch zusammengestellt.

2.4.3 Einfluß der Temperatur

Eine Temperaturänderung ruft bei ER-Fluiden verschiedene, zum Teil einander entgegengesetzte Effekte hervor.

Bei ER-Flüssigkeiten *ohne elektrisches Feld* sinkt mit Zunahme der Temperatur die dynamische Viskosität η (vgl. Abb. 2.13). Die übertragbare Schubspannung τ bei konstanter Schergeschwindigkeit $\dot{\gamma}$ nimmt ab. Die Viskositätsabnahme der ERF mit der Temperaturzunahme entspricht der Viskositätsabnahme der Grundflüssigkeit. Die Eigenschaften von ER-Fluiden ohne elektrisches Feld werden hauptsächlich durch die Eigenschaften der Grundflüssigkeit festgelegt und können von ihnen abgeleitet werden.

Im elektrischen Feld werden die Eigenschaften der Grundflüssigkeit durch die partikelorientierenden, elektrischen Kräfte verändert. Es sind in Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke E mit zunehmender Temperatur sowohl Bereiche mit abnehmender Viskosität η_s als auch Bereiche mit zunehmender Viskosität η_s zu beobachten (vgl. Abb. 2.13).

Wie in der ERF ohne elektrisches Feld sinkt auch in der ERF mit elektrischem Feld die Grundviskosität des Trägerfluids. Diesem Absinken der übertragbaren Schubspannungen mit der Temperaturzunahme wirkt eine mit zunehmender Temperatur ansteigende elektrische Schubspannungserhöhung $\Delta\tau$ durch beschleunigte Überstrukturbildung entgegen.

Durch die niedrigeren Viskositäten wird die Partikelbewegung in der Trägerflüssigkeit und damit die Bildung der Überstrukturen und Partikelagglomerate erleichtert. Es können sich mehr viskositätserhöhende, stabile Ketten im Fluid ausbilden. Temperaturabhängig verschiebt sich das Gleichgewicht zwischen den partikelorientierenden, elektrischen Kräften und den hydrodynamischen Kräften.

Ist der viskositätserhöhende Effekt $\Delta\tau$ durch die leichtere Beweglichkeit der Partikel und durch die Bildung der Überstrukturen kleiner als die Viskositätsabnahme, sinkt die scheinbare Viskosität η_s . Dies ist vor allem bei kleinen, elektrischen Feldstärken E der Fall.

Wird eine temperaturabhängige Sättigungsfeldstärke $E_{satt}(T)$ überschritten, das heißt sind bei einer bestimmten Feldstärke $E = E_{satt}$ alle Partikel im elektrischen Feld polarisiert und ausgerichtet, nimmt mit zunehmender Temperatur die übertragbare Schubspannung ab. Da bereits alle Partikel in stabilen Ketten angeordnet sind, erbringt eine weitere Erhöhung der Partikelbeweglichkeit keine weitere Zunahme der partikelorientierenden, elektrischen Kräfte. Die scheinbare Viskosität η_s nimmt wegen der sinkenden Grundviskosität ab.

Die Temperatur hat aber nicht nur einen Einfluß auf die scheinbare Viskosität η_s und die übertragbare Schubspannung τ , sondern auch auf die Ladungsbeweglichkeit und die Leitfähigkeit. Die Leitfähigkeit und damit die Stromaufnahme steigt mit zunehmender Temperatur an. In Abb. 2.14 ist zur Verdeutlichung die Stromdichte J , das heißt die Stromaufnahme I eines ER-Fluids im elektrischen Feld bezogen auf die Elektrodenfläche A_{el} , dargestellt.

$$J = \frac{I}{A_{el}} \quad (2.8)$$

Jede ER-Fluid-Zusammensetzung besitzt einen feldstärkeabhängigen, optimalen Betriebspunkt, bei dem der Nutzen, die optimale Schubspannungsänderung $\Delta\tau(E)$ als Funktion der

elektrischen Feldstärke mit dem Aufwand, das heißt die Strom- und damit die Leistungsaufnahme, optimal aufeinander abgestimmt sind. Weit über der optimalen Betriebstemperatur eingesetzte ER-Fluide führen zu einer Überlastung der Hochspannungsquelle. Zu kalte ER-Fluide zeigen nicht den erforderlichen ER-Effekt.

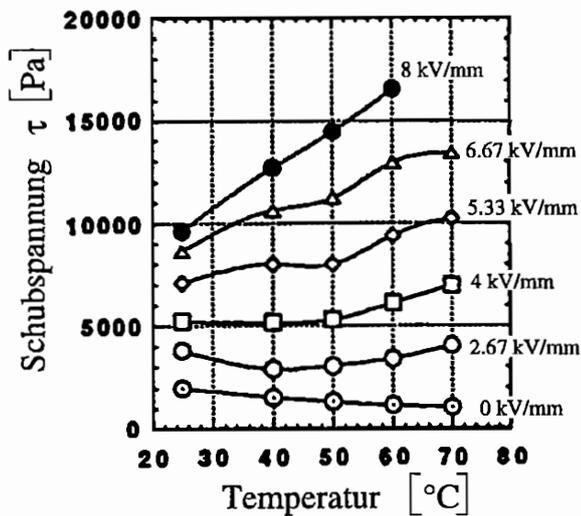


Abb. 2.13: Schubspannung als Funktion der Temperatur und der elektrischen Feldstärke bei $\dot{\gamma} = 30000\text{s}^{-1}$ (Rheobay VP AI 3564, Fa. Bayer)

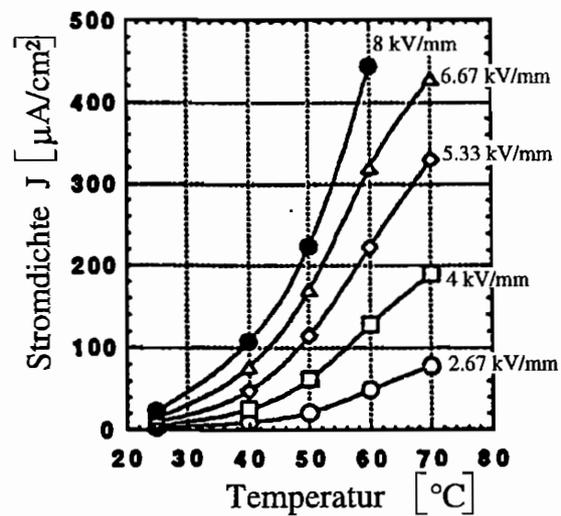


Abb. 2.14: Stromdichte als Funktion der Temperatur und der elektrischen Feldstärke $\dot{\gamma} = 30000\text{s}^{-1}$ (Rheobay VP AI 3564, Fa. Bayer)

2.4.4 Einfluß der Schergeschwindigkeit

Wie bereits aus den Rheogrammen des Bingham-Körpers (einem idealisierten Modell für Elektrorheologische Fluide) zu erkennen ist (vgl. Abb. 2.12), nimmt mit ansteigender Schergeschwindigkeit die relative Schubspannung a_τ als Verhältnis der Schubspannung mit elektrischem Feld τ_{el} zur Schubspannung ohne elektrischem Feld τ_{fr} ab:

$$a_\tau = \frac{\tau_{el}}{\tau_{fr}} \quad (2.9)$$

Bei $\dot{\gamma} = 0$ ist die relative Schubspannung $a_\tau = \infty$. Für eine theoretisch unendlich hohe Schergeschwindigkeit $\dot{\gamma} = \infty$ geht sie gegen $a_\tau = 0$. ER-Fluide, deren Vorteil in der Steuerbarkeit der Schubspannung liegt, sollten deshalb (zur Maximierung des Schubspannungsbereichs und der relativen Schubspannung a_τ) immer bei kleinen Schergeschwindigkeiten eingesetzt werden.

Bei realen Fluiden ist darüber hinaus zu erkennen, daß das Bingham-Modell mit zunehmender Schergeschwindigkeit seine Gültigkeit verliert. Wegen der anwachsenden hydrodynamischen Kräfte mit zunehmender Schergeschwindigkeit $\dot{\gamma}$ verschiebt sich das Gleichgewicht

zwischen den hydrodynamischen Kräften und den partikelorientierenden, elektrischen Kräften zunehmend zu den hydrodynamischen Kräften. Es kommt nicht mehr zur Bildung von schubspannungserhöhenden Überstrukturen. Der ER-Effekt verschwindet. Die vom ER-Fluid übertragbaren Schubspannungen werden bei hohen Schergeschwindigkeiten $\dot{\gamma}$ auch im elektrischen Feld ausschließlich durch die Viskosität η des Grundfluids bestimmt (vgl. Abb. 5.1).

In diesem Zusammenhang ist zu beachten, daß viele ER-Fluid-Hersteller nur den für technische Anwendungen meist viel zu niedrigen Schergeschwindigkeitsbereich $\dot{\gamma} \leq 1000\text{s}^{-1}$ für ihre ER-Fluide angeben. In diesem Bereich ist meist die Abnahme des ER-Effekts mit der Schergeschwindigkeit noch nicht zu beobachten.

2.4.5 Einfluß der elektrischen Erregungsfrequenz

Zeitlich veränderliche elektrische Feldstärken $E(t)$ (AC-Erregungen) haben auf den ER-Effekt, insbesondere wenn sie ihr Vorzeichen ändern, ähnliche Einflüsse wie Scherströmungsfelder $\dot{\gamma}$.

Durch die ständige Umpolarisierung der Partikel wird, wie im Scherströmungsfeld, die Ausbildung großer Überstrukturen verhindert. Wie bereits ausgeführt wurde (vgl. Kap. 2.1.2), ist zur Bildung großer Überstrukturen, hervorgerufen durch die Partikelwanderung, Zeit nötig. Bei wechselnden elektrischen Feldern (AC-Feldern) ändern die partikelorientierenden, elektrischen Kräfte ständig ihre Richtung. Die Partikel können einerseits aufgrund ihrer Polarisationssträgheit (Ladungen sind nicht unendlich leicht beweglich) und andererseits aufgrund ihrer Massenträgheit dem elektrischen Feld nur mit zeitlicher Verzögerung folgen. Die Zeitspannen gleicher Wanderungsrichtungen zur Anordnung der Partikel in Ketten sinken mit zunehmender elektrischer Frequenz f_e .

Bei ausreichend *hohen elektrischen Frequenzen* ergibt sich keine eindeutige Wanderungsrichtung mehr. Die auf die Partikel wirkenden Kräfte kommen für die trägen Teilchen quasi aus allen Richtungen gleichzeitig. Es werden keine Überstrukturen aufgebaut. Der ER-Effekt geht mit zunehmender elektrischer Frequenz zurück und verschwindet schließlich.

Bei *mittleren elektrischen Frequenzen* erreicht die ER-Flüssigkeit nicht mehr ihr volles Schubspannungsänderungspotential. Temperaturbedingte ER-Effekterhöhungen können deshalb auch durch eine erhöhte elektrische Erregungsfrequenz f_e kompensiert werden.

Bei *niedrigen elektrischen Frequenzen* der Feldstärkeänderung (bis ca. 20Hz bis 80Hz, je nach ERF-Zusammensetzung) folgt die Partikelpolarisierung noch gut der elektrischen Feldänderung. In kontinuierlicher Strömung treten bei sinusförmiger Änderung der elektrischen Feldstärke mechanische Schubspannungsänderungen mit der doppelten Frequenz ($f_m = 2f_e$) auf. Die ERF verhält sich wie ein mechanischer Gleichrichter. Die sich einstellende Schubspannung ist nur vom Betrag, nicht aber vom Vorzeichen der elektrischen Erregung abhängig. Der Vorteil dieser Ansteuerungsmethode im Vergleich zur Gleichspannungsansteuerung liegt in den gleichmäßigeren Schubspannungsverläufen ohne unkontrollierbare Sprünge (vgl. Abb. 2.16).

Zu unkontrollierten Sprüngen in der übertragbaren Schubspannung kommt es bei *Gleichspannungsfeldern* (vgl. Abb. 2.15), dem Grenzfall der niedrigsten elektrischen Frequenz

Kraftverläufe bei konstanter kontinuierlicher Druckströmung und unterschiedlicher elektrischer Erregung:

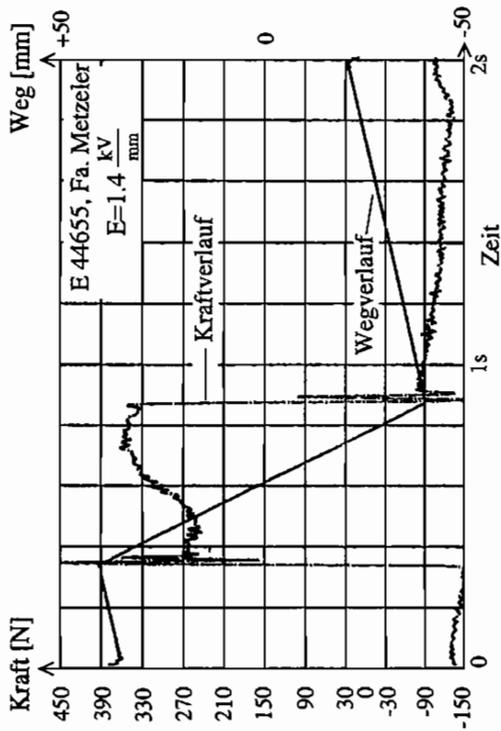


Abb. 2.15: Gleichspannung

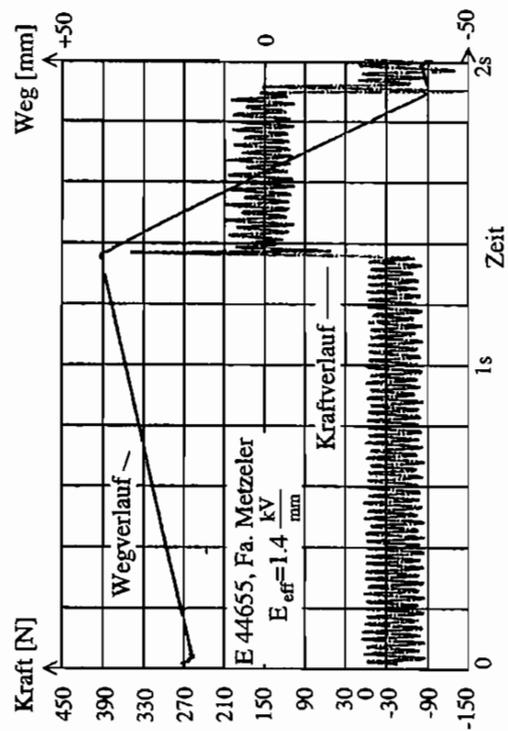


Abb. 2.16: Wechselspannung, $f_e = 20\text{Hz}$

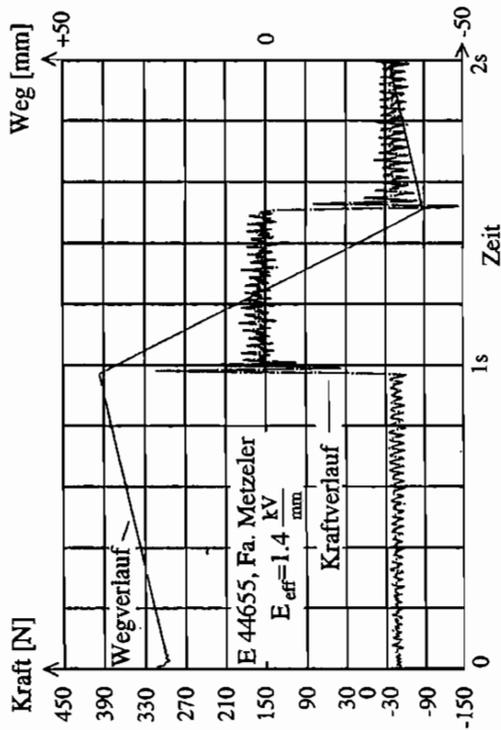


Abb. 2.17: Wechselspannung, $f_e = 40\text{Hz}$

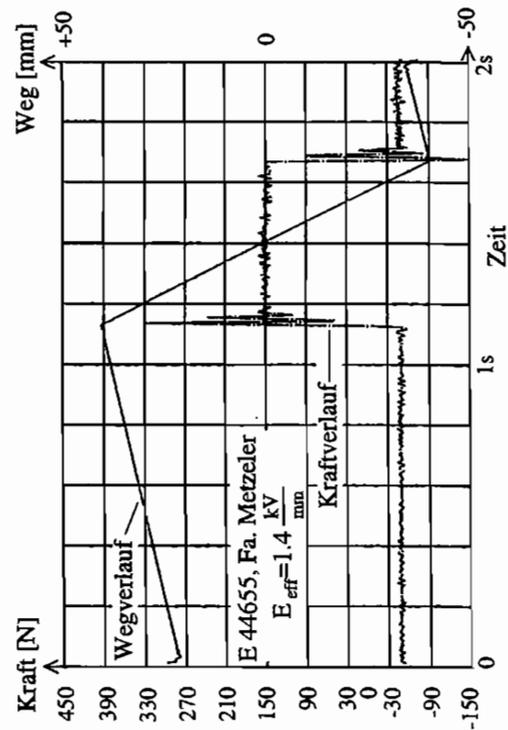


Abb. 2.18: Wechselspannung, $f_e = 80\text{Hz}$

($f_e = 0\text{Hz}$). In Gleichspannungsfeldern (DC) bei niedrigen Schergeschwindigkeiten ist ausreichend Zeit vorhanden zum Aufbau großer Überstrukturen über die gesamte Breite des Strömungskanals. Wenn bestimmte Grenzdehnungen überschritten sind, brechen diese spaltausfüllenden Gebilde und damit die übertragbaren Schubspannungen schlagartig zusammen. Aus den Fragmenten der Überstrukturen entstehen im E-Feld dann wieder neue Überstrukturen, und die Schubspannung steigt wieder an. Dieser Wechsel zwischen Aufbau und Zusammenbruch großer Überstrukturen bei kleinen Schergeschwindigkeiten führt zu einem beobachtbaren, stark unregelmäßigen Kraftverlauf [28].

Vor allem bei niedrigen Schergeschwindigkeiten ist es deshalb für technische Anwendungen sinnvoll, wegen der besseren Kontrollierbarkeit der Kraftübertragung die Elektrorheologischen Fluide mit wechselnden, elektrischen Feldern anzusteuern. Die maximale elektrische Erregungsfrequenz muß an das ER-Fluid und die Temperatur angepaßt sein.

In oszillierender mechanischer Strömung von ER-Fluiden (mechanische Frequenz f_m) bei Erregung mit wechselndem E-Feld (elektrische Frequenz f_e) treten Resonanzen zwischen der mechanischen und der elektrischen Frequenz auf. Die erste Resonanzstelle bei sinusförmiger mechanischer und elektrischer Erregung ergibt sich hierbei nicht erst bei $f_m = f_e$, sondern bereits bei $f_m = f_e/2$. Die Resonanzstellen sind durch einen Abfall oder auch Anstieg des ER-Effektes, je nach Phasenlage zwischen der mechanischen und elektrischen Frequenz gekennzeichnet.

Neben diesem ersten Resonanzfall zwischen der mechanischen „äußeren“ Erregung f_m und der elektrischen Erregung f_e gibt es noch einen zweiten Resonanzfall zwischen der „inneren“ Eigenfrequenz f_i des ER-Fluids und der elektrischen Erregung f_e . Die innere Eigenfrequenz f_i eines ER-Fluids ist proportional dem Quotienten aus den Anziehungs- und Potentialkräften zwischen den einzelnen Partikeln in den Ketten, welche zu einer elastischen Verbindung zwischen den Partikeln und der Partikelmasse führen. Wird eine ERF durch ein elektrisches Feld mit dieser „inneren“ Eigenfrequenz f_i , welche unter anderem von der elektrischen Feldstärke E , der Temperatur T und der Grundviskosität des Trägerfluids η abhängt, erregt, erreicht die ERF nicht mehr ihr volles Schubspannungsänderungspotential $\Delta\tau$. Die scheinbare Viskosität η_s ist kleiner als außerhalb dieser Resonanzstellen.

Die Stromaufnahme einer Flüssigkeit ist frequenzabhängig. Der kapazitive Blindstrom steigt mit der Frequenz bis zu einem Sättigungsstrom an. Je leichter die Ladungen auf den Feststoffpartikeln verschoben werden können und je höher der Feststoffgehalt ist, desto größer wird der Blindstrom. Er ist ein Maß für die Polarisierbarkeit des ER-Fluids und damit ein Maß für die elektrische Aktivität der ERF. Eine Verringerung des Blindstroms führt zwangsläufig zu einem Absinken des ER-Effekts. Er kann in Zusammenhang mit ER-Fluiden deshalb auch als „Nutz“-strom bezeichnet werden.

Anders verhält es sich mit dem Strom zwischen den Kondensatorplatten, bedingt durch die Leitfähigkeit des Grundfluids und die Leitfähigkeit über die Partikel, dem sogenannten ohmschen „Verlust“-strom. Hier ist, insbesondere in ruhenden Fluiden bei Gleichspannungserregung, mit der Zeit ein deutliches Anwachsen der Stromaufnahme zu beobachten. Die ansteigende Stromaufnahme wird durch die zeitabhängige Entmischung der ERF verursacht. In säulenartigen Strukturen (clustern) steigt, aufgrund der dichten Aneinanderreihung der leitfähigeren Feststoffpartikel, die Leitfähigkeit zwischen den Elektrodenflächen stark an.

Die Stromaufnahme steigt als Funktion der Zeit. In Wechselfeldern werden keine großen den Elektrodenspalt überbrückenden Überstrukturen aufgebaut. Der Verluststrom ist dadurch deutlich kleiner.

2.5 Stabilität von Elektrorheologischen Fluiden

Elektrorheologische Fluide sind (vgl. Kap. 2.3) Dispersionen. Durch die Mischung von zwei Stoffen unterschiedlicher Dielektrizitätszahl entsteht eine ERF.

Homogene ER-Fluide (Emulsionen) sind Lösungen eines elektrisch aktiven Stoffs in einer Grundflüssigkeit. Sie zeichnen sich, wegen der kleinen Molekülgrößen der elektrorheologisch-aktiven Substanzen und des ausgesprochen hohen Durchmischungsgrads, durch absolute Sedimentations- und Entmischungsstabilität aus. Im weiteren sollen deshalb nur ER-Fluid-Suspensionen mit Feststoffen im μm -Bereich unter dem Gesichtspunkt verschiedener Stabilitätsanforderungen (wie der Sedimentations-, der Colloidal-, der thermischen, der mechanischen, der elektrischen Stabilität) betrachtet werden.

Eine Dispersion **sedimentiert**, wenn es zeitabhängig zu einer Phasentrennung zwischen dem dispergierten Feststoff und der Trägerflüssigkeit kommt. Die treibende Sedimentationskraft auf die Feststoffpartikel ist in ruhenden Fluiden die natürliche oder eine „künstliche“ Gravitation (zum Beispiel in rotierenden Bauteilen). Dieser Entmischungskraft entgegen wirken im einfachsten Fall, wenn keine zusätzlichen Mechanismen vorhanden sind, hydrostatische und hydrodynamische Kräfte. In kontinuierlicher Strömung gilt für den Strömungswiderstand F_w einer umströmten Kugel bei schleichender Strömung (Stokes) [18]:

$$F_w = c_w \frac{\rho_f}{2} u_\infty^2 \frac{\pi}{4} D^2$$

$$\text{mit: } c_w = \frac{24\eta}{\rho_f u_\infty D}$$

$$\text{folgt: } F_w = 3\eta u_\infty \pi D \quad (2.10)$$

Mit der Gravitationskraft F_G und Auftriebskraft F_A

$$F_G - F_A = \frac{\pi D^3}{6} g (\rho_p - \rho_f) \quad (2.11)$$

ergibt sich schließlich die Bewegungs- oder Sedimentationsgeschwindigkeit der dispergierten Partikel:

$$u_\infty = \frac{D^2 g}{18\eta} (\rho_p - \rho_f) \quad (2.12)$$

Für Partikel mit beliebiger Form gilt [1]:

$$u_{\infty} = (m_p - m_f) \frac{g}{K_{form} \eta} \quad (2.13)$$

mit: ρ_f	: Dichte des Grundfluids	m_f	: Masse des verdrängten Grundfluids
ρ_p	: Dichte des Feststoffs	m_p	: Masse des Feststoffpartikels
c_w	: Widerstandsbeiwert	u_{∞}	: Sedimentationsgeschwindigkeit
D	: Partikeldurchmesser	η	: dyn. Viskosität des Grundfluids
g	: Erdbeschleunigung	K_{form}	: Partikelgeometriebeiwert

Um die Partikelgeschwindigkeit und damit die Sedimentationsneigung prinzipiell gering zu halten, ist es deshalb sinnvoll (vgl. Formel 2.12), die Partikelgrößen des Feststoffs D wie auch die Dichteunterschiede zwischen Feststoff und Trägerfluid $\rho_p - \rho_f$ möglichst klein sowie die dynamische Viskosität des Trägerfluids η möglichst groß zu wählen. Diesen Möglichkeiten zur Verringerung der Sedimentationsneigung sind allerdings Grenzen gesetzt. Einerseits werden durch hohe dynamische Viskositäten die Mindestschubspannungen und die Geschwindigkeit der Partikelausrichtung ungünstig beeinflusst, andererseits bedeutet die Forderung nach kleinen beziehungsweise keinen Dichteunterschieden zwischen den dispergierten Teilchen und dem Trägerfluid eine große Einschränkung der einsetzbaren Stoffgemische. Zudem ist eine exakte Dichteabstimmung wegen der unterschiedlichen Temperaturexpansionskoeffizienten nur für einen Temperaturpunkt möglich.

Es werden deshalb weitere sedimentationshemmende Mechanismen und Kräfte in ER-Fluiden verwendet. Eine Möglichkeit ist in ER-Fluiden konventioneller Bauart die Wasserbrückenbildung. Sie wurde bereits in Kap. 2.1.3 erläutert. Durch die Wasserbrücken wird die Beweglichkeit der Feststoffpartikel durch ein weitmaschiges, die gesamte ER-Flüssigkeit ausfüllendes Netzwerk stabilisiert.

Außerdem kommen Hilfsstoffe (zum Beispiel Tenside) zum Einsatz. Sie verändern, wie ebenfalls erläutert, die Oberflächenstruktur der Feststoffteilchen und ihre Affinität zum Trägerfluid. Die Abstoßungsreaktionen zwischen den hydrophilen Partikeln und dem hydrophoben Trägerfluid werden reduziert. Die Mischbarkeit von Partikeln und Grundfluid erhöht sich. Die Sedimentationsneigung sinkt.

Durch die Oberflächenmodifikationen wird zudem das Sedimentationsvolumen der ER-Fluide deutlich erhöht und das wirksame Volumen der Feststoffpartikel verändert. Das zeitabhängige Sedimentationsvolumen einer Dispersion ist dabei das nach einer bestimmten Standzeit noch mit Feststoff durchsetzte Volumen im Vergleich zum Gesamtvolumen. Es ist somit ein Maß für die Sedimentationsstabilität. Die ER-Fluide werden durch die Oberflächenmodifikationen **kolloidal stabiler**, da das durch die van der Waalschen Kräfte hervorgerufene, nicht mehr umkehrbare „Verklumpen“, Agglomerieren der Feststoffpartikel zu einem Großpartikel durch das vergrößerte Partikelvolumen verhindert wird. Durch die Hilfsstoffe werden die „schweren“ Partikelkerne durch eine feine in die Trägerflüssigkeit ragende Fadenstruktur, vergleichbar den Fadenstrukturen um die Samen von Kletten, umgeben. Die Partikel können durch die Fadenstruktur Trägerfluid fest an sich binden. Es entsteht ein je nach Partikelvolumenanteil bereits mehr oder weniger stark quasi sedimentiertes ER-Fluid-Gel, da sich der minimale Partikelannäherungsabstand vergrößert. Durch Rühren lassen sich kolloidal stabile sedimentierte Fluide ohne Probleme wieder redispersieren.

Dieser als sterische Stabilisierung bezeichnete Stabilisierungsmechanismus durch Aufnahme und Bindung von Trägerfluid an der Partikeloberfläche funktioniert anders als die theoretisch auch mögliche elektrostatische Stabilisierung bei wasserhaltigen und wasserfreien ER-Suspensionen [1] beliebiger Feststoffkonzentration. Die elektrostatische Stabilisierung nutzt die unterschiedliche Abhängigkeit der Anziehungs- und Abstoßungskräfte zwischen den Oberflächen zweier Partikel vom Partikelabstand aus. Im Gegensatz zur sterischen Stabilisierung ist die elektrostatische Stabilisierung zudem nur thermodynamisch metastabil.

Neben der bisher behandelten rein *statischen* Sedimentationsstabilität muß eine ER-Flüssigkeit auch *dynamisch* stabil sein. Dynamische Stabilität bezieht sich im Gegensatz zur statischen Sedimentation auf die Sedimentation im E-Feld.

Bei extrem niedrigen elektrischen Erregungsfrequenzen sowie bei Gleichspannungsfeldern kann es in ER-Fluiden zu einer Entmischung der ER-Fluide senkrecht zu den Feldlinien, insbesondere bei kleinen Schergeschwindigkeiten kommen. Diese Erscheinung, die Ansammlung des gesamten Feststoffs an einer oder beiden Elektrodenflächen und die Reduktion der Partikelkonzentration in der Mitte zwischen den Strömungskanalwänden, wird als Elektrophorese bezeichnet. Unter dem Einfluß des elektrischen Feldes werden die Partikel aus dem Trägerfluid herausgefiltert. Die Neigung einer ERF zur Elektrophorese ist von verschiedenen Parametern, wie zum Beispiel der Partikelgröße, der Grundviskosität des Trägerfluids und der elektrischen Feldstärke, abhängig. Die entscheidenden Parameter aber sind, neben der elektrischen Erregungsfrequenz f_e , die Ladungsbeweglichkeit und damit die Zeit zur Partikelumpolarisierung (relaxation time) [1]. Parallel zur Fluidströmung durch Elektrophorese entmischte ER-Fluide sind im elektrischen Feld unwirksam.

Außerdem ist eine Entmischung der ER-Flüssigkeit bei niedriger Partikelkonzentration durch die elektrostatischen Kräfte im Strömungsfeld möglich, wenn diese größer als die hydrodynamischen Kräfte sind. Die Partikel werden dann gegen das Strömungsfeld durch die elektrostatischen Kräfte im Strömungskanal gehalten. Je größer die elektrischen Feldstärken und die Partikeldurchmesser und je niedriger die Viskosität des Trägerfluids sowie die Strömungsgeschwindigkeiten sind, wie in Versuchen [1] nachgewiesen wurde, desto größer wird die Gefahr dieser Art Feststoffausfilterung. Da aber die ER-Fluide in den in [1] untersuchten extremen Zusammensetzungen kaum technisch eingesetzt werden, muß diese Sedimentationsart bei der ERF-Auswahl und beim ER-Fluid-Design praktisch nicht in Betracht gezogen werden.

Unter dem Gesichtspunkt der **thermischen Stabilität** von ER-Fluiden ist einerseits die Funktionsfähigkeit einer ER-Flüssigkeit bei hohen und bei niedrigen Temperaturen, andererseits ihre Beständigkeit bei lang andauernden hohen Temperaturbelastungen zu betrachten. Bei der Hochtemperaturbelastbarkeit wird dabei wiederum unterschieden zum einen die Beständigkeit bei hohen Temperaturen im elektrischen Feld und zum anderen die Überhitzungsbeständigkeit ohne Belastung, zum Beispiel bei ungünstiger Lagerung. Klassische wasseraktivierte ER-Fluide sind, wie in Kap. 2.1.3 gezeigt wurde, nur in einem Bereich oberhalb des Gefrierpunkts und unterhalb des Siedepunkts von Wasser funktionsfähig. Sie sind außerdem nicht stabil gegenüber auch nur kurzzeitiger Überhitzung (ab $\vartheta > 90^\circ\text{C}$). Diese führen zum Verlust von Wasser und damit zur Änderung der elektrischen Eigenschaften. Nur mit Spuren von Wasser funktionsfähige ER-Fluide (zum Beispiel mit Zeoliten) hingegen sind funktionsfähig über den Siedepunkt hinaus und können ohne Beeinträchtigung

der Funktionsfähigkeit im Arbeitstemperaturbereich eine mehrstündige Überhitzung bis ca. 300°C ertragen.

Unter dem Begriff **mechanische Stabilität** wird die Widerstandsfähigkeit und Funktionsbeständigkeit des Fluids und vor allem der Feststoffpartikel bei hohen und zeitlich lang andauernden Scherraten verstanden. Es ist hierbei insbesondere zu beachten, ob es bei den mechanischen Belastungen zu einer Zerstörung der Fließeigenschaften des Trägerfluids oder durch Abrieb und Agglomeration zur Zerstörung und elektrischen Unwirksamkeit der Feststoffpartikel kommt.

Von **elektrisch stabilen** ER-Fluiden wird gefordert, daß sie einerseits einen hohen Durchschlagswiderstand besitzen und sich andererseits nicht unter lang andauerndem Stromfluß zersetzen. Die Durchschlagsfestigkeit ist hierbei von besonderem Interesse, weil der ER-Effekt überproportional mit der Feldstärke ansteigt und elektrische Feldstärken über der Durchschlagsfestigkeit von Luft zur ER-Ansteuerung verwendet werden. In Bezug auf die Beständigkeit gegen lang andauernde elektrische Ströme haben sich niederfrequente Wechselspannungsfelder als besonders günstig erwiesen. Elektrochemische Veränderungen im Fluid werden im Wechselfeld permanent wieder ausgeglichen [29].

2.6 Anwendungsgebiete und -beispiele für ER-Fluide

Die Änderung sowohl der Fließgrenze als auch des viskosen Fließverhaltens der Elektrorheologischen Fluide bei Variation des elektrischen Feldes erlaubt verschiedenste technisch interessante Anwendungen dieser Flüssigkeit.

Es sind dabei erstens Anwendungen vorstellbar, welche bei konstanter Schubspannung und Variation der elektrischen Erregung nur die Änderung der Schergeschwindigkeit ausnutzen (Variationsmöglichkeit 1 in Abb. 2.19). Zweites besteht auch die Möglichkeit, bei konstanten Schergeschwindigkeiten nur die übertragbaren Kräfte zu variieren (Variationsmöglichkeit 2 in Abb. 2.19). Drittens schließlich können Anwendungen realisiert werden, was auf die Mehrzahl zutreffen dürfte, welche beide Variationsmöglichkeiten gleichzeitig ausnutzen, um zum Beispiel durch die elektrische Erregung bei kleineren Scherraten größere Schubspannungen zu übertragen.

Im nachfolgenden werden einige Anwendungsmöglichkeiten ohne Anspruch auf Vollständigkeit vorgestellt, wobei der jeweilige Vorteil der ER-Fluide in diesen Anwendungen im Vergleich zu herkömmlichen Lösungen herausgearbeitet wird.

Durch Elektrorheologische Fluide ist es möglich, ohne großen technischen Aufwand hydraulische Leistungen zu steuern. In herkömmlichen Ventilen müssen zum Teil erhebliche Kräfte aufgewandt werden, um Ventilplatten zur Steuerung des Durchflusses zu bewegen. Dies bereitet, insbesondere bei hydraulischen Pulsern, welche bei hohen mechanischen Frequenzen arbeiten und gleichzeitig noch exakt positionieren müssen, nicht geringe Schwierigkeiten. Auftretender Verschleiß ist hier ein zusätzliches Problem. Bei Fluidstromsteuerung durch ERFs treten diese Probleme nicht auf. Es müssen im Strömungskanal keine mechanisch bewegten Teile eingebracht werden, der Einbau entsprechend ausgeformter Strömungskanäle mit Elektroden genügt. Die ERFs stellen als Strömungsmedium direkt ohne Umwege das

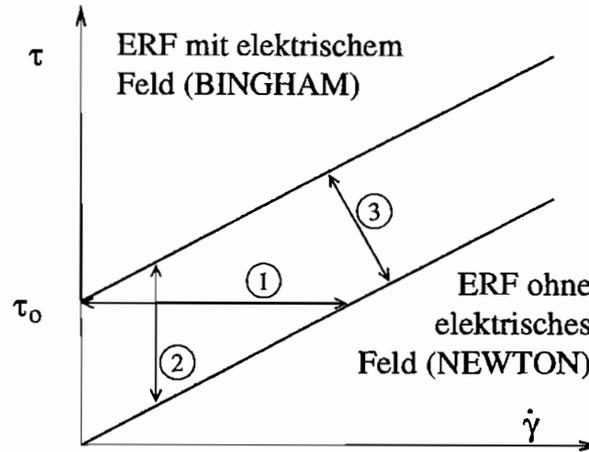


Abb. 2.19: Prinzipielle Variationsmöglichkeiten mit ER-Fluiden aus dem idealen Rheogramm eines Bingham-Körpers

Bindeglied zwischen der elektrischen Ansteuerung und dem mechanischen Prozeß dar. Es lassen sich mit diesen Ventilen neuartige einfache ER-Aktoren herstellen.

Je nach Einbausituation werden bei Ventilen alle drei beschriebenen Variationsmöglichkeiten ausgenutzt. Als klassische Drosselventile (vgl. Abb. 2.20) in hydraulischen Anlagen zum Beispiel wird bei konstanter Schubspannung (entspricht dem Druckabfall) die Schergeschwindigkeit (entspricht dem Volumenstrom) gesteuert (Variation 1). Durch Kombination von vier Ventilen lassen sich damit zum Beispiel hydraulische Pulser aufbauen (vgl. Abb. 2.21). Sind konstante Fluidströme, wie beispielsweise in Stoßdämpfern (vgl. Abb. 2.22), vorgegeben, kann mit einem ER-Ventil im Bypass elektrisch nach Variation 2 eine Anpassung der Kräfte und Momente in Abhängigkeit des augenblicklichen Zustandsvektors im ms-Bereich vorgenommen werden.

Mit ERFs lassen sich außerdem verschleiß- und schlupffreie Kupplungen aufbauen, welche systembedingt gleichzeitig auch einen automatischen Schutz vor unzulässigen Überlastungen besitzen (vgl. Abb. 2.22). Durch die elektrische Variationsmöglichkeit vom Fluid zum Feststoff, wenn die Fließgrenze nicht überschritten wird, können gleich große Kupplungsmomente damit im Vergleich zu hydrostatischen Kupplungen ohne Schlupf oder mit geringerem Schlupf (Variation 1 in Abb. 2.19) übertragen werden. Im Vergleich zu ebenfalls schlupffrei arbeitenden Reibkupplungen tritt bei ER-Kupplungen keine Verschleiß an den Kupplungsflächen auf. Das zu übertragende Moment kann durch allmähliche Feldstärkeerhöhung im Flüssigkeitsspalt ruckfrei erhöht werden.

Elektorrheologische Fluide ermöglichen darüber hinaus auch den Aufbau von neuartigen Verbund-„werkstoffen“. Wie in der Arbeit zum Beispiel von C. D. Berg u.a. [4] gezeigt wurde, erlauben die ER-Fluide den Aufbau von Strukturelementen, bei denen die Dämpfung und die Elastizität nicht punktuell durch einzelne veränderbare Konstruktionselemente (wie zusätzliche Federn und Dämpfer), sondern kontinuierlich über die gesamte Bauteillänge variiert werden kann. In [4] wird hierzu ein Kragträger, bestehend aus einem mit ERF gefüllten Hohlquerschnitt, vorgestellt. Mit der Variation des elektrischen Feldes lassen sich nun die Eigenschwingungen und Eigenschwingungsformen dieses neuartigen Verbund-„werkstoff“-bauteils gezielt verändern und durch die Integration eines Aktors im tragenden Bauteil leichtere,

kompaktere Konstruktionen realisieren. Es wird hierbei neben den viskosen Eigenschaften insbesondere die hohe Elastizität der ER-Fluide bei kleinen Schwingwegen und angelegtem elektrischen Feld ausgenutzt.

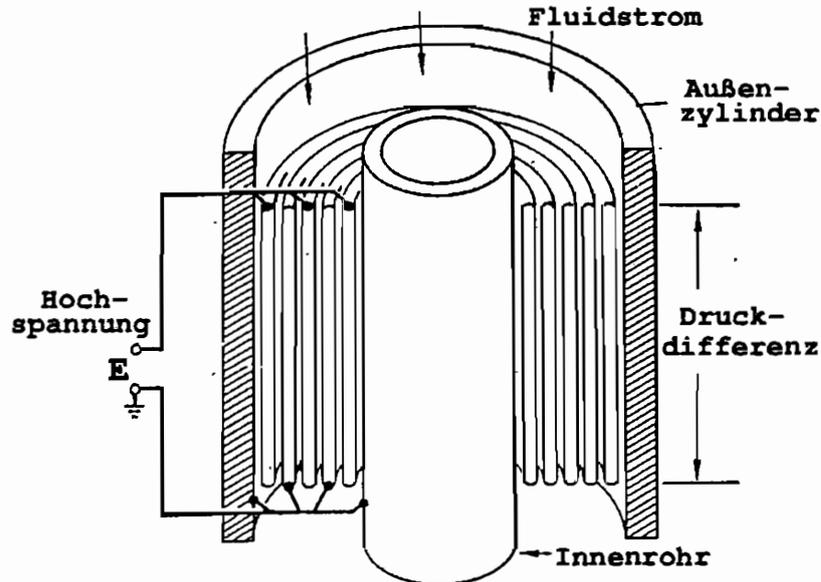


Abb. 2.20: Hydraulische Ventile

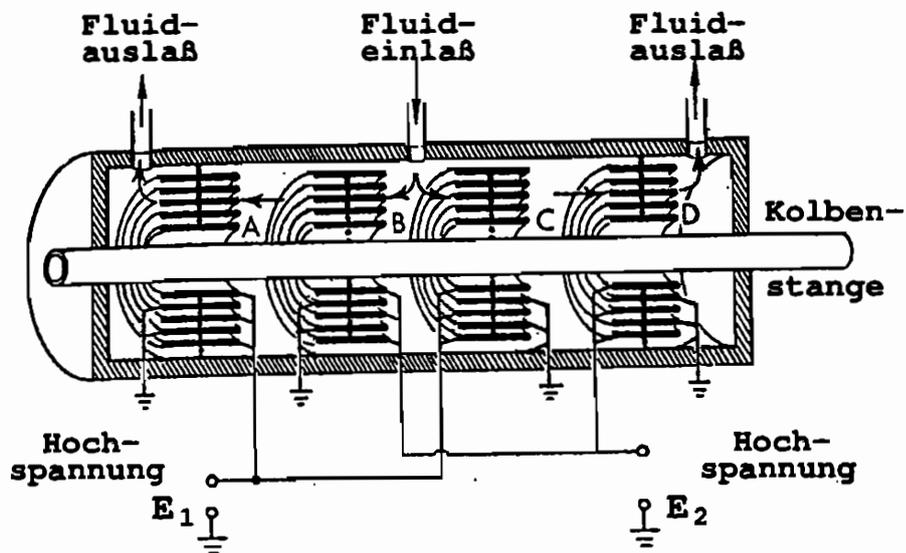


Abb. 2.21: Aktor (Pulser)

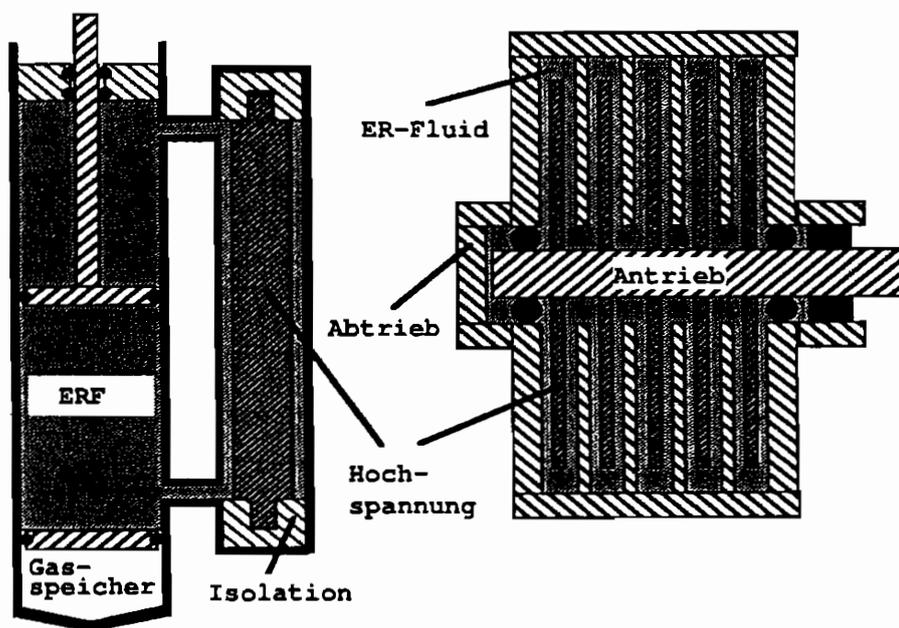


Abb. 2.22: ER-Schwingungsdämpfer und ER-Kupplung

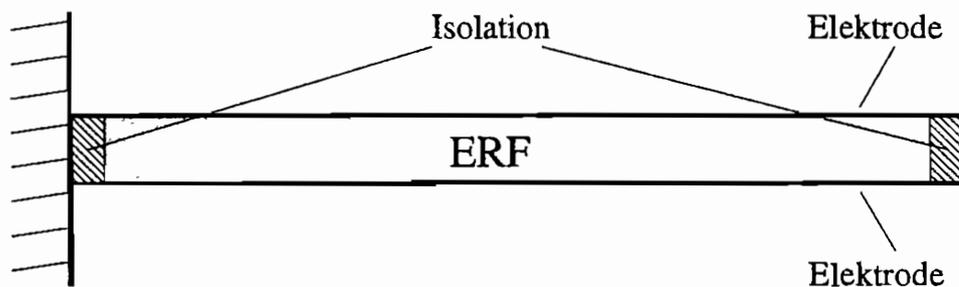


Abb. 2.23: Kragträger als Verbundstruktur mit Elektrorheologischem Fluid

Kapitel 3

Modellierung mechanischer Systeme und Einsatzbereiche der semi-aktiven Dämpfung

Ziel dieser Arbeit ist es, einen Weg aufzuzeigen, auf dem durch gesteuerte semi-aktive Dämpfung mittels Elektrorheologischer Fluide, das heißt durch Echtzeitanpassung des Systemparameters Dämpfung, das Schwingungsverhalten von realen mechanischen Systemen optimiert werden kann. Der Einsatz der semi-aktiven Dämpfung zur schwingungstechnischen Optimierung mechanischer Systeme ist allerdings nicht bei allen Erregungsarten und allen Optimierungsmöglichkeiten, wie in diesem Kapitel gezeigt wird, möglich.

Bei semi-aktiver Schwingungsminderung kann einem Schwingungssystem von außen durch die Regelung im Gegensatz zum voll aktiven System keine Energie zugeführt werden. Durch die Veränderung der Dämpfungseigenschaften wird lediglich der Energiefluß im System sowie die dissipierte Energie gesteuert. Diese Beschränkung hat Auswirkungen auf den Einsatzbereich.

Im diesem Kapitel werden nun zunächst allgemeine Klassifizierungsmöglichkeiten mechanischer Systeme und Modellierungsansätze für mechanische Systeme vorgestellt. Im weiteren werden dann die technisch interessantesten Systeme, die fremderregten Systeme, herausgegriffen. An diesen wird die Zugänglichkeit für die Dämpfersteuerung unter dem Gesichtspunkt unterschiedlicher Optimierungsziele an Hand der Vergrößerungsfunktionen geklärt, wobei die Vergrößerungsfunktionen ein uneinheitliches Verhalten bei Variation der Dämpfung aufweisen müssen.

3.1 Möglichkeiten der Klassifizierung von Schwingungssystemen

Zur Systematisierung der Lösungsverfahren werden reale Systeme in Bezug auf die verfolgte Zielsetzung nach unterschiedlichen Ordnungsprinzipien klassifiziert. Mögliche Ordnungskriterien sind die Zahl der Freiheitsgrade, die Art der Differentialgleichungen und die Art der Schwingungsentstehung.

Bei mechanischen Systemen können Strukturen mit unendlicher Anzahl an Freiheitsgraden, das heißt unabhängigen Bewegungsmöglichkeiten, von Schwingern mit einer endlichen Zahl an Freiheitsgraden unterschieden werden. Eine unendliche Anzahl an Freiheitsgraden besitzen dabei zum Beispiel immer Systeme mit kontinuierlicher Massenverteilung. Je mehr Freiheitsgrade ein System besitzt, desto aufwendiger wird dessen Lösung. Vorteilhafterweise lassen sich viele reale mechanische Systeme mit guter Näherung als diskrete Schwinger mit wenigen oder mit einem Freiheitsgrad abbilden. An Ein-Freiheitsgrad-Systemen können dabei, wegen der besseren mathematischen Zugänglichkeit, prinzipielle Unterschiede am einfachsten und anschaulichsten erläutert werden.

Die zur mathematischen Modellierung realer Systeme verwendeten Differentialgleichungen (DGLn) sind in der Regel nichtlinear. Durch Linearisierung der DGLn zum Beispiel im Arbeitspunkt können viele schwach nichtlineare DGLn in lineare DGLn überführt werden. Diese sind für die Entwicklung einer Gesamtlösung für das reale System wegen der Gültigkeit des Superpositionsprinzips wesentlich zugänglicher. Zum Reglerentwurf wird deshalb davon ausgegangen, daß sich das reale System linearisieren läßt.

Hinsichtlich der Erregungsart und der Art der Schwingungsentstehung lassen sich grundsätzlich zwei unterschiedliche Systeme klassifizieren, autonome und heteronome Schwinger. Während autonome Systeme unabhängig von der Entstehungsursache mit der Eigenfrequenz „frei“-schwingen, wird die Schwingungsfrequenz bei heteronomen Schwingern in der Regel von außen durch eine Störfunktion (zum Beispiel in Form von Kräften oder Bewegungen) aufgezwungen. Neben periodischen und nichtperiodischen Störfunktionen können dabei auch stochastische Erregungen unterschieden werden. Zu den autonomen Systemen zählen nach obiger Definition auch die selbsterregten Schwinger, zum Beispiel die klassischen mechanischen Uhrwerke mit Unruhe, Hemmung und Federspeicher. Die parametererregten Systeme, bei denen eine Störfunktion nicht von außen auf das System einwirkt, sondern über die Veränderung der inneren Systemparameter anfacht, bilden dabei innerhalb der fremderregten Systeme eine eigene Gruppe. Als Beispiel dieser Erregungsart können Pendel veränderlicher Länge angeführt werden.

3.2 Mathematische Modellierung mechanischer Systeme

Durch mathematische Modelle ist es möglich, das reale Systemverhalten von Maschinen- und Anlagenteilen oder von Gesamtstrukturen abzubilden und für Simulationen zugänglich aufzubereiten. Die wesentliche Voraussetzung zur Aufstellung von Modellen ist die Definition der Systemgrenze mit den Eingangs- und Ausgangsgrößen sowie die Stabilität des Systems und die Kausalität zwischen den Ein- und Ausgangsgrößen. Sind die Systeme zeitinvariant, wird die Modellbildung erleichtert.

Zu einem Modell einer realen Struktur und damit zur Beschreibung des Zusammenhangs zwischen den Eingangs- und Ausgangsgrößen kann man auf verschiedene Weise kommen. Die zwei bedeutendsten Methoden der Modellerstellung sind:

- die Modellbildung aufgrund innerer physikalischer Gesetzmäßigkeiten innerhalb der Systemgrenzen durch Bilanzgleichungen. Sie wird zur Modellierung der Systeme im theoretischen Teil und zum Entwurf des ER-Dämpfers verwendet und im weiteren als theoretische Modellbildung bezeichnet.
- die Modellbildung aufgrund der an den Systemgrenzen vorhandenen Eingangs- und Ausgangsgrößen ohne Kenntnis der inneren Zusammenhänge und physikalischen Gesetzmäßigkeiten („Black-Box“-Modellierung), welche im experimentellen Teil eingesetzt wird.

3.2.1 Modellbildung aus Bilanzgleichungen

Bei der Modellierung mit Bilanzgleichungen (theoretische Modellbildung) wird nach Analyse der Systemstruktur und Verknüpfung der einzelnen Strukturelemente (über zum Beispiel die Impulssätze, den Massenerhaltungssatz, den Energiesatz) die Beziehung zwischen den Eingangsgrößen und den Ausgangsgrößen hergeleitet.

Das reale System muß zum Entwurf dieser Modelle nicht notwendigerweise technisch ausgeführt sein. Sind diese Modelle einmal aufgestellt, können leicht Parametervariationen, zum Beispiel Geometrievariationen, durchgeführt werden, was in der Entwurfs- und Konstruktionsphase ein großer Vorteil ist. Die wesentliche Schwierigkeit liegt bei diesen Modellen allerdings darin, daß bei vielen technischen Anwendungen die physikalischen Zusammenhänge im Detail nicht bekannt sind, die Bilanzgleichungen deshalb nur ungenau aufgestellt und somit nur sehr ungenaue Modelle erstellt werden können.

3.2.2 „Black-Box“-Modellierung

Bei der „Black-Box“-Modellierung werden die Antworten des Systems auf vorhandene Eingangsgrößen im Experiment erfaßt und zu den Eingangssignalen in Beziehung gesetzt. Ohne Kenntnis der realen Zusammenhänge im Inneren, welche sich teilweise auch nur mit großem Aufwand und sehr ungenau festlegen lassen, können mit diesem Verfahren sehr wirklichkeitsnahe Übertragungsmodelle erstellt werden.

Die Modellbildung kann dabei im Zeitbereich oder Frequenzbereich erfolgen. Die Darstellung im Frequenzbereich ist allgemein nur bei linearen oder linearisierbaren Systemen möglich. Bei nichtlinearen Systemen müssen im Zeitbereich nichtlineare Ein-Ausgangsgrößen-Beziehungen aufgestellt werden. Allgemeine Theorien zur Beschreibung und Analyse von nichtlinearen Systemeigenschaften können wegen der Vielfalt der möglichen nichtlinearen Erscheinungsformen nicht angegeben werden. Durch Volterra-Reihen zum Beispiel läßt sich das Ein- und Ausgangsverhalten nur bei Systemen mit stetig differenzierbaren Nichtlinearitäten darstellen [2].

Das in dieser Arbeit betrachtete System ist wegen des nichtlinearen Werkstoffverhaltens der ER-Fluide nichtlinear. Es läßt sich aber in den Arbeitspunkten linearisieren.

„Black-Box“-Modellierungsansätze bei linearen Systemen

Bei linearen Systemen kann das Übertragungsverhalten mit Hilfe von Gewichtsfunktionen $G(t)$ dargestellt werden. Diese sind bei Mehrgrößensystemen für alle Eingangsgrößen $x(t)$ und Ausgangsgrößen $y(t)$ aufzustellen. Sind die Gewichtsfunktionen $G(t)$ bekannt, kann durch Lösung des Faltungsintegrals die Systemantwort auf beliebige Erregungen berechnet werden.

$$\begin{array}{ccc}
 x(t) \longrightarrow & \boxed{G(t)} & \longrightarrow y(t) \\
 & & y(t) = G(t) * x(t) \quad (3.1)
 \end{array}$$

Dies ist in der Regel sehr aufwendig. Außerdem ist die Aufstellung und Ermittlung der Gewichtsfunktionen $G(t)$ aus den Ein- und Ausgangssignalen des Experiments nicht direkt möglich.

Einfacher ist es deshalb, nicht „Black-Box“-Modelle im Zeit-, sondern im Bild- oder Frequenzbereich aufzustellen. Die Gewichtsfunktionen $G(t)$ sind über die Laplace-Transformation mit den Übertragungsfunktionen im Bildbereich $F(s)$ gekoppelt:

$$\begin{aligned}
 s &= \delta + j\Omega \\
 F(s) &= \mathcal{L}\{G(t)\} \quad (3.2)
 \end{aligned}$$

Bei verschwindenden Anfangsbedingungen, und ebenfalls Laplace-transformierten Eingangsgrößen $X(s)$ und Ausgangsgrößen $Y(s)$ vereinfacht sich das Faltungsprodukt im Zeitbereich zu einem einfachen Produkt im Bildbereich:

$$\begin{array}{ccc}
 X(s) \longrightarrow & \boxed{F(s)} & \longrightarrow Y(s) \\
 & & Y(s) = F(s) X(s) \quad (3.3)
 \end{array}$$

Mit dem Quotienten:

$$F(s) = \frac{Y(s)}{X(s)} \quad (3.4)$$

kann damit aus den transformierten Ein- und Ausgangssignalen die Übertragungsfunktion im Bildbereich berechnet werden.

Wird statt der Laplace-Transformation die Fouriertransformation verwendet, erhält man die Gewichtsfunktion im Frequenzbereich. Diese Übertragungsfunktion wird allgemein auch als Frequenzgang $F(j\Omega)$ bezeichnet:

$$F(j\Omega) = \mathcal{F}\{G(t)\} \quad (3.5)$$

Wie bei der Übertragungsfunktion im Bildbereich kann im Frequenzbereich mit dem Frequenzgang $F(j\Omega)$ durch einfache Multiplikation die Eingangs- in die Ausgangsfunktion umgerechnet werden.

$$\mathbf{X}(j\Omega) \rightarrow \boxed{\mathbf{F}(j\Omega)} \rightarrow \mathbf{Y}(j\Omega) \qquad \mathbf{Y}(j\Omega) = \mathbf{F}(j\Omega) \mathbf{X}(j\Omega) \qquad (3.6)$$

Die Übertragungsfunktion im Bildbereich entspricht für den Fall $\delta \rightarrow 0$ dem Frequenzgang im Frequenzbereich. Der Frequenzgang wird somit analog zu Formel 3.4 für die Laplace-Transformation aus dem transformierten Ein- und Ausgangssignalen auch nach

$$\mathbf{F}(j\Omega) = \frac{\mathbf{Y}(j\Omega)}{\mathbf{X}(j\Omega)} \qquad (3.7)$$

berechnet. Theoretisch ist es damit möglich, bei transienter Erregung, also bei einem breiten kontinuierlichem Erregungsfrequenzspektrum, aus den Fouriertransformierten der Antworten $\mathbf{Y}(j\Omega) = \mathcal{F}\{\mathbf{y}(t)\}$ und den Fouriertransformierten der Erregung $\mathbf{X}(j\Omega) = \mathcal{F}\{\mathbf{x}(t)\}$ den Frequenzgang und damit das Übertragungsverhalten eines Systems zu ermitteln.

Bei Anwendung dieser Vorgehensweise auf reale Systeme stößt man aber auf nicht unerhebliche Schwierigkeiten. Einerseits sind zur direkten Ermittlung des Frequenzgangs breitbandige Erregungen, am besten weißes Rauschen, notwendig, was bei vielen Systemen nicht realisiert werden kann. Andererseits sind Meßsignale in der Regel verrauscht und die Transformation der Ein- und Ausgangsgrößen sowie die Division der Frequenzspektren kann nicht fehlerfrei durchgeführt werden.

Modellierung im Frequenzbereich durch Fourierreihenentwicklung

Nach Abklingen des Eigenverhaltens im eingeschwungenen Zustand antworten lineare Systeme auf harmonische Erregungen mit harmonischen Schwingungen. Die Frequenzen der Ein- und der Ausgangssignale sind identisch. Die Amplituden und Phasen werden durch das System frequenzabhängig moduliert. Bei monofrequenter Erregung erhält man monofrequente Ausgangssignale. Aus der Kenntnis der Frequenz und der Schwingungsform können mit Hilfe von Schätzverfahren die im Arbeitspunkt linearisierten Zeitverläufe aus den in der Regel gestörten Meßsignalen ermittelt werden.

Unter Ausnutzung des Superpositionsprinzips bietet es sich deshalb zur Erfassung des Frequenzgangs bei linearen Systemen an, mit zeitlich versetzten unterschiedlichen diskreten monofrequenten periodischen Signalen statt mit einer breitbandigen Erregung über dem gesamten gewünschten Frequenzband zu arbeiten. Für jeden Frequenzpunkt Ω getrennt, läßt sich dadurch aus der Phasendrehung und Amplitudenveränderung der Antwort zur Erregung das Systemverhalten bestimmen.

Periodische monofrequente, sinusförmige Zeitsignale können in komplexer Schreibweise beschrieben werden als:

$$x(t) = \text{Im}\{\hat{x}(j\Omega)e^{j\Omega t}\} \qquad (3.8)$$

$$y(t) = \text{Im}\{\hat{y}(j\Omega)e^{j\Omega t}\} \qquad (3.9)$$

Das periodische Zeitsignal wird als eine Fourierreihe mit einem Glied abgebildet. In den komplexen Amplituden \hat{x} und \hat{y} sind die reellen Amplituden und die Phaseninformationen zusammengefaßt.

Der Quotient der komplexen frequenzabhängigen Amplituden ist eine komplexe Funktion der Frequenz Ω :

$$F(j\Omega) = \frac{\hat{y}(j\Omega)}{\hat{x}(j\Omega)} \quad (3.10)$$

Bei den periodischen Erregungssignalen entspricht er dem Frequenzgang aus der Fouriertransformation für den Frequenzpunkt Ω . Wegen der Gültigkeit des Superpositionsprinzips bei linearen Systemen können die verschiedenen Frequenzpunkte überlagert und in einem Diagramm zusammengefaßt werden. Man erhält somit aus den einzelnen Meßpunkten der zeitlich versetzten Erregungssignale den gesuchten Gesamtfrequenzgang.

Zur Ermittlung der komplexen Amplituden der Systemerregung und der Systemantwort aus den abgetasteten diskreten N Zeitsignalen wird in der vorliegenden Arbeit die Fehlerquadratmethode eingesetzt (vgl. Anhang E.1). Bei bekannter Frequenz ist es mit ihr möglich, erstens Meßfehler in den gemessenen Zeitsignalen durch eine quasi Bandpaß-Filterung mit der Erregungsfrequenz Ω zu unterdrücken und zweitens die Systemantwort auf die „Haupt“-Frequenz zu beschränken und damit das System im Arbeitspunkt zu linearisieren.

Für die komplexen Zeitsignale mit der komplexen Amplitude \hat{x} gilt:

$$x(t) = \text{Im}\{\hat{x}(j\Omega)e^{j\Omega t}\} \quad (3.11)$$

$$= \text{Im}\{(\hat{x}_{\text{re}} + j\hat{x}_{\text{im}}) [\cos(\Omega t) + j \sin(\Omega t)]\} \quad (3.12)$$

$$= \text{Im}\{\hat{x}_{\text{re}} \cos(\Omega t) + j\hat{x}_{\text{re}} \sin(\Omega t) + j\hat{x}_{\text{im}} \cos(\Omega t) - \hat{x}_{\text{im}} \sin(\Omega t)\} \quad (3.13)$$

$$= \hat{x}_{\text{re}} \sin(\Omega t) + \hat{x}_{\text{im}} \cos(\Omega t) \quad (3.14)$$

Wird der Least-Square-Ansatz der Form

$$x_i = a_0 + a_1 \cos(\Omega t_i) + a_2 \sin(\Omega t_i) \quad (3.15)$$

für die i ($= 1, \dots, N$) diskreten Stützstellen des gemessenen Signals verwendet, können die Koeffizienten der komplexen Amplitude (\hat{x}_{re} und \hat{x}_{im}) durch Koeffizientenvergleich ermittelt werden. Die Interpretation des Zeitverlaufs als Imaginäranteil der komplexen Beschreibung hat dabei die Vorteile, daß damit erstens direkt sinusförmige Zeitsignale abgebildet werden und zweitens daß im Koeffizientenvergleich die Vorzeichen nicht mitberücksichtigt zu werden brauchen.

$$\hat{x}_{\text{im}} = a_1 \quad (3.16)$$

$$\hat{x}_{\text{re}} = a_2 \quad (3.17)$$

Der Koeffizient a_0 berücksichtigt dabei einen eventuell vorhandenen Offset. Der Betrag $|\hat{x}|$ sowie die Phasenlage α der komplexen Amplitude $\hat{x} = |\hat{x}|e^{j\alpha}$ ergeben sich aus den Koeffizienten nach

$$|\hat{x}| = \sqrt{a_1^2 + a_2^2} \quad (3.18)$$

$$\alpha = \arctan(a_1/a_2) \quad (3.19)$$

3.3 Fremderregte Systeme für semi-aktive Dämpfung

Nach der allgemeinen Einführung in einige Klassifizierungs- und Modellierungsansätze realer Systeme folgen nun Untersuchungen hinsichtlich der Einsetzbarkeit der gesteuerten Dämpfung in mechanischen Systemen.

Der Großteil der technisch bedeutenden mechanischen Systeme, wie Fahrwerke, Tragwerksstrukturen, sind der Gruppe der nicht parametererregten heteronomen Systeme zuzuordnen. Die Überlegungen und Ausführung im Rahmen dieser Arbeit zum Einsatz der semi-aktiven Schwingungsdämpfung beschränken sich deshalb auf diese kraft- oder bewegungserregten Systeme.

In Analogie zu den Einleitungsstellen der Störungen an den mechanischen Systemen kann die dabei zu realisierende semi-aktive Dämpfung auch als parametrische Regelung oder Parameterregelung bezeichnet werden. Sie wirkt im Gegensatz zur aktiven Dämpfung nicht in Form äußerer Kräfte und Bewegungen auf das System, sondern durch die Regelung der Systemparameter.

Für Grundsatzbetrachtungen und später auch für die Reglerentwicklung (vgl. Kap. 4) wird von linearen oder von wenigstens im Arbeitspunkt linearisierbaren Ein- und Mehr-Freiheitsgrad-Systemen mit äußerem zeitlich veränderlichem Störgrößenkraftvektor $\mathbf{Q}(t)$ ausgegangen. Diese linearen Systeme lassen sich allgemein durch einen Satz von linearen Differentialgleichungen beschreiben. In Matrixschreibweise mit der Matrix der Trägheiten \mathbf{M} , der Dämpfungsmatrix \mathbf{D} , der Systemsteifigkeitsmatrix \mathbf{K} und dem Vektor der verallgemeinerten Koordinaten \mathbf{x} erhält man:

$$\mathbf{M}\ddot{\mathbf{x}} + \mathbf{D}\dot{\mathbf{x}} + \mathbf{K}\mathbf{x} = \mathbf{Q}(t) \quad (3.20)$$

Die Einsetzbarkeit der semi-aktiven Dämpfung, das heißt der Systemparameterregelung, hängt nun einerseits von der Einwirkungsart der Erregung (Art der Fremderregung) und andererseits von der Problemstellung, vom vorgegebenen Zielpunkt ab.

Es sind hierbei neben der Schwingungsminderung zwei Arten der Schwingungsisolation (aktive und passive Entstörung) zu unterscheiden. Bei der *aktiven Entstörung* werden schwingungstechnische Maßnahmen ergriffen, durch die die Kraftwirkung einer Maschine auf ihre Umgebung minimiert wird. Von *passiver Entstörung* wird dabei im Gegensatz zur aktiven Entstörung gesprochen, wenn umgekehrt die Wirkung der Umgebung auf eine Anlage zu

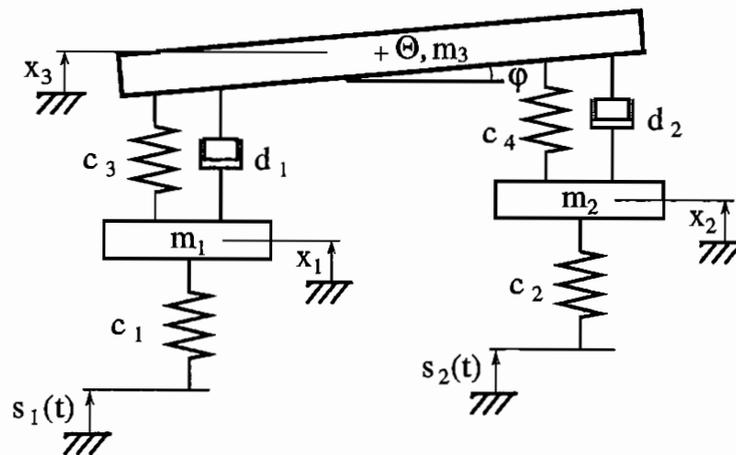


Abb. 3.1: Beispiel eines linearen Mehr-Freiheitsgrad-Systems

verkleinern ist. Bei der *Schwingungsminderung* wird versucht, die störenden Auswirkungen einer Anlage auf sich selbst zu reduzieren.

Die Auswirkungen unterschiedlicher Erregerarten auf Schwingungssysteme in Bezug auf die unterschiedlichen Zielpunkte lassen sich am einfachsten und anschaulichsten, ohne Einschränkung der Allgemeingültigkeit, am Ein-Freiheitsgrad-System klären. Die Matrixgleichung 3.20 vereinfacht sich dann auf eine einzige Differentialgleichung (Masse m , Dämpfung d , Federsteifigkeit c), bei der für die Beurteilung der prinzipiellen Eignung eines Systems zur zielgerechten Dämpfersteuerung von einer unveränderlichen Dämpfung d ausgegangen werden kann:

$$m\ddot{x} + d\dot{x} + cx = Q(t) \quad (3.21)$$

Am Ein-Freiheitsgrad-Feder-Masse-Schwinger können vier Erregungsarten klassifiziert werden (vgl. Abb. 3.2).

Für diese verschiedenen Erregungsarten ergeben sich folgende Bewegungsdifferentialgleichungen:

$$\text{Federkrafterregung :} \quad m\ddot{x}(t) + d\dot{x}(t) + (c_0 + c_1)x(t) = c_1 s(t) \quad (3.22)$$

$$\text{Krafterregung :} \quad m\ddot{x}(t) + d\dot{x}(t) + cx(t) = F(t) \quad (3.23)$$

$$\text{Unwuchterregung :} \quad (m_0 + m_1)\ddot{x}(t) + d\dot{x}(t) + cx(t) = m_1 r \Omega^2 s(t) \quad (3.24)$$

$$\text{Stützererregung :} \quad m\ddot{x}(t) + d\dot{x}(t) + cx(t) = cs(t) + ds(t) \quad (3.25)$$

3.3.1 Herleitung der Übertragungsfunktionen

Die Gesamtlösung $x(t)$ dieser inhomogenen Differentialgleichungen setzt sich aus einem homogenen Anteil $x_h(t)$ und einer speziellen, partikulären Lösung $x_p(t)$ entsprechend der Störfunktion zusammen.

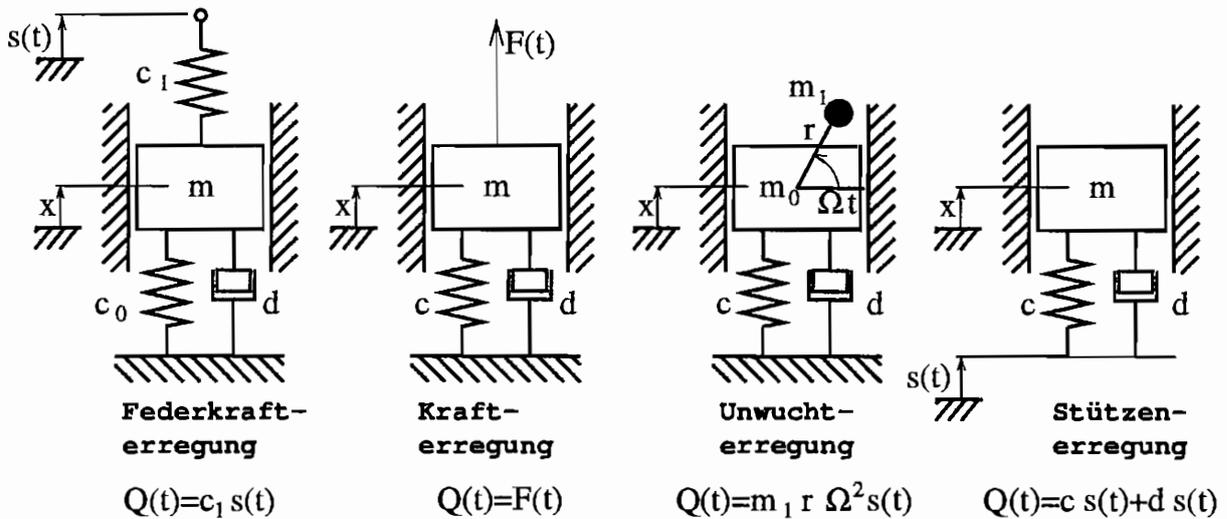


Abb. 3.2: Erregungsarten des Feder-Masse-Schwingers

$$x(t) = x_h(t) + x_p(t) \quad (3.26)$$

Zur Beurteilung der Anwendbarkeit der semi-aktiven Dämpfung werden nur die partikulären Lösungen, also das Systemverhalten nach Abklingen des Eigenverhaltens, benötigt. Bei harmonischen Störfunktionen $s(t) = \text{Im}\{\hat{s}e^{j\Omega t}\}$ und $F(t) = \text{Im}\{\hat{F}e^{j\Omega t}\}$ kann zur Ermittlung der partikulären Lösung der Lösungsansatz $x(t) = \text{Im}\{\hat{x}e^{j\Omega t}\}$ verwendet werden. Je nach gewünschtem Zielpunkt der Dämpfersteuerung werden unterschiedliche Systemeingangs- und -ausgangsgrößen definiert, und man erhält nach Anwendung der Lösungsansätze die entsprechenden Übertragungsfunktionen als Frequenzgänge.

Bei der **Schwingungsminderung** wird die Übertragungsfunktion beim federkrafteerregten, krafteerregten und unwuchterregten System üblicherweise als das Verhältnis der Ausgangsamplituden \hat{x} zu den statischen Auslenkungen \hat{v} durch die Kräfte definiert ($v(t) = \text{Im}\{\hat{v}e^{j\Omega t}\}$).

- Mit den statischen Auslenkungen $\hat{v} = c_1/(c_0+c_1)\hat{s}$ (für *Federkrafteerregung*) und $\hat{v} = \hat{F}/c$ (für *Krafteerregung*) sowie der Eigenkreisfrequenz $\omega_0^2 = c/m$ und dem Dämpfungsgrad $D = d/(2\sqrt{mc})$ lassen sich die Formeln 3.22 und 3.23 umformen zu [15]:

$$\ddot{x}(t) + 2D\omega_0\dot{x}(t) + \omega_0^2x(t) = \omega_0^2v(t) \quad (3.27)$$

Nach der Transformation mit harmonischen Ansätzen und einigen Umformungen ergibt sich mit der Abstimmung $\hat{\eta} = \Omega/\omega_0$ schließlich der Frequenzgang als Vergrößerungsfunktion (Amplitudengang) V_1 und als Phasengang α ($\hat{x} = V_1(\hat{\eta}, D)e^{j\alpha(\hat{\eta}, D)}\hat{v}$), wobei für die weiteren Betrachtungen nur das Amplitudenverhältnis von Bedeutung ist:

$$V_1 = \frac{1}{\sqrt{(1 - \hat{\eta}^2)^2 + 4D^2\hat{\eta}^2}} \quad (3.28)$$

- Beim *unwuchterregten Ein-Massen-Schwinger* kann die Formel 3.24 mit der statischen Auslenkung $\hat{v} = rm_1/(m_0 + m_1)$ umgeformt werden nach

$$\ddot{x}(t) + 2D\omega_0\dot{x}(t) + \omega_0^2x(t) = \Omega_0^2v(t) \quad (3.29)$$

und die Vergrößerungsfunktion, das Amplitudenverhältnis der Übertragungsfunktion im Frequenzbereich $\hat{x} = V_2(\dot{\eta}, D)e^{j\alpha(\dot{\eta}, D)} \hat{v}$ lautet

$$V_2 = \frac{\dot{\eta}^2}{\sqrt{(1 - \dot{\eta}^2)^2 + 4D^2\dot{\eta}^2}} = \dot{\eta}^2 V_1 \quad (3.30)$$

Bei der **passiven Entstörung**, sie entspricht der Schwingungsminderung am stützenerregten System, ist die Übertragungsfunktion als das Verhältnis der Ausgangsamplitude \hat{x} zur Erregungsamplitude \hat{v} festgelegt. Mit der Eingangsgröße $\hat{v} = \hat{s}$ und obigen Definitionen läßt sich Formel 3.25 umstellen zu:

$$\ddot{x}(t) + 2D\omega_0\dot{x}(t) + \omega_0^2x(t) = 2D\omega_0\dot{v}(t) + \omega_0^2v(t) \quad (3.31)$$

Das Amplitudenverhältnis der Übertragungsfunktion ($\hat{x} = V_3(\dot{\eta}, D)e^{j\alpha(\dot{\eta}, D)} \hat{v}$) lautet dann:

$$V_3 = \sqrt{\frac{1 + 4D^2\dot{\eta}^2}{(1 - \dot{\eta}^2)^2 + 4D^2\dot{\eta}^2}} = \sqrt{1 + 4D^2\dot{\eta}^2} V_1 \quad (3.32)$$

Die Definition einer **aktiven Entstörung** macht nur beim federkrafteerregten, krafteerregten und unwuchterregten System Sinn. Es wird dabei das Verhältnis der Stützenkräfte \hat{F}_s ($F_s(t) = d\dot{x}(t) + cx(t)$) zur Erregerkraft \hat{F}_e gebildet [10].

Für die Stützenkräfte lautet der Betrag der komplexen Amplitude der Fouriertransformierten:

$$\hat{F}_s = c\hat{x}\sqrt{1 + \frac{d^2\Omega^2}{c^2}} = c\hat{x}\sqrt{1 + 4D^2\dot{\eta}^2} \quad (3.33)$$

Für die Entstörungsverhältnisse ergibt sich somit:

- für das *federkrafteerregte System* bei $\hat{F}_e = c\hat{v} = c_1\hat{s}$:

$$V_4 = \frac{\hat{F}_s}{\hat{F}_e} = \frac{c\hat{x}\sqrt{1 + 4D^2\dot{\eta}^2}}{c\hat{v}} = V_1\sqrt{1 + 4D^2\dot{\eta}^2} = V_3 \quad (3.34)$$

- für das *krafterregte System* bei $\hat{F}_e = c\hat{v} = \hat{F}$:

$$V_5 = \frac{\hat{F}_s}{\hat{F}_e} = \frac{c\hat{x}\sqrt{1+4D^2\dot{\eta}^2}}{c\hat{v}} = V_1\sqrt{1+4D^2\dot{\eta}^2} = V_3 \quad (3.35)$$

- für das *unwucherregte System* bei $\hat{F}_e = c\hat{v} = cm_1r/(m_0 + m_1)$:

$$V_6 = \frac{\hat{F}_s}{\hat{F}_e} = \frac{c\hat{x}\sqrt{1+4D^2\dot{\eta}^2}}{c\hat{v}} = V_2\sqrt{1+4D^2\dot{\eta}^2} = \dot{\eta}^2V_3 \quad (3.36)$$

3.3.2 Ableitung der Einsatzmöglichkeiten der semi-aktiven Dämpfung aus den Frequenzgängen

Die Auswertung der verschiedenen Frequenzgänge erfolgt am günstigsten graphisch. In den Abb. 3.3 bis 3.6 sind sie nicht über der Erregungsfrequenz Ω , sondern über der Abstimmung $\dot{\eta} = \Omega/\omega_0$ aufgetragen.

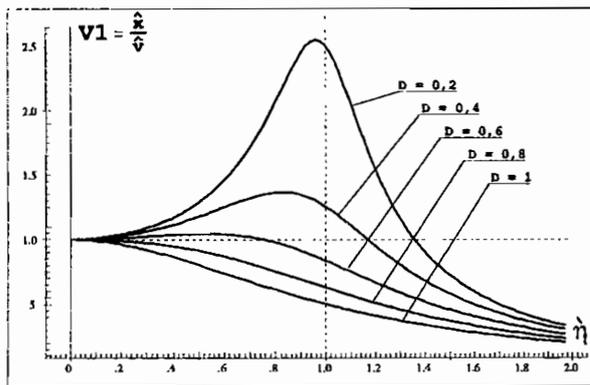


Abb. 3.3: Vergrößerungsfunktion V1

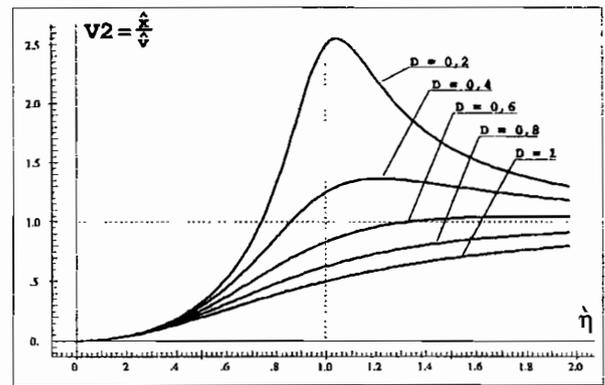


Abb. 3.4: Vergrößerungsfunktion V2

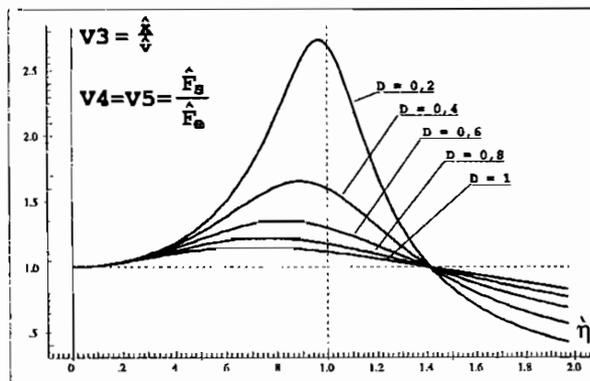
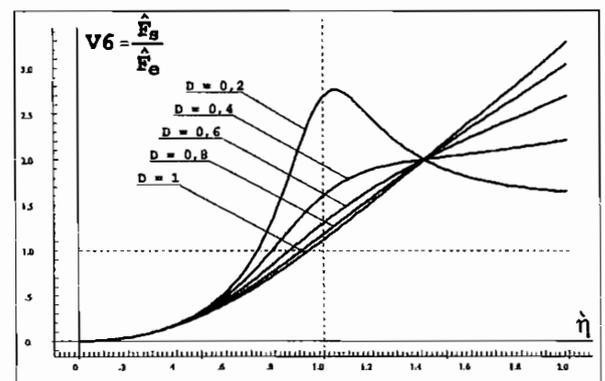
Abb. 3.5: Vergrößerungsfunktion V3
Entstörungsverhältnis V4, V5

Abb. 3.6: Entstörungsverhältnis V6

Bei federkraft-, kraft- und unwucherregten Systemen ergeben sich die minimalen Vergrößerungen V_1 , V_2 (vgl. Abb. 3.3, Abb. 3.4) bereits ohne Steuerung dann optimal, wenn mit

maximaler Dämpfung gearbeitet wird. Ein Steuerungsansatz kann also keine weiteren Verbesserungen erbringen.

Beim stützerregten System (passive Entstörung) und bei den federkraft-, kraft- und unwuchterregten Systemen unter dem Gesichtspunkt der aktiven Entstörung V_3, V_4, V_5, V_6 (vgl. Abb. 3.5, Abb. 3.6) sind die Verhältnisse anders. Die Frequenzgangkurven bei Variation der Dämpfung schneiden sich, und es ergeben sich über der Erregungsfrequenz unterschiedliche Forderungen an die einzustellende optimale Dämpfung. Im Frequenzbereich $\dot{\eta} < \sqrt{2}$ sollte die Dämpfung für optimale Isolationsergebnisse möglichst groß gewählt werden, wohingegen im Frequenzbereich $\dot{\eta} > \sqrt{2}$ mit möglichst kleiner Dämpfung gearbeitet werden sollte. Je nach Phasenlage wirkt der Dämpfer anfachend oder dämpfend in Bezug auf das Optimierungsziel. Bei breitbandiger Erregung ist somit ein Vorteil durch Anpassung der Dämpferkräfte an den aktuellen Systemzustand zu erwarten. Die periodisch mit den Erregungsfrequenzen auftretenden störenden Kopplungen über den Dämpfer können dadurch aufgehoben werden.

Am Beispiel der stützerregten Systeme (Modell zum Beispiel für Meßtische, Fahrersitze und Fahrgastzellen) wird nun die Effektivität der in Echtzeit gesteuerten, geregelten Dämpfung in Simulation und Versuch aufgezeigt, wobei eingehend auf zwei Reglerentwurfverfahren eingegangen wird, welche auf die besonderen Verhältnisse der gesteuerten Dämpfung abgestimmt sind.

Kapitel 4

Reglerentwurf und Generierung von Steuerungsgesetzen

Nachdem im vorherigen Kapitel eingehend auf die Einsatzmöglichkeiten der gesteuerten Schwingungsdämpfung eingegangen wurde, sollen im weiteren nun die Verbesserungsmöglichkeiten durch Regelung und Steuerung der Dämpfung gegenüber ungesteuerten passiven Systemen in Simulationsrechnungen herausgearbeitet werden.

Für diese Untersuchungen werden die stützererregten Systeme näher betrachtet. Diese lassen sich allgemein durch einen Satz von Differentialgleichungen beschreiben

$$\mathbf{M}\ddot{\mathbf{x}} + \mathbf{D}\dot{\mathbf{x}} + \mathbf{K}\mathbf{x} = \mathbf{D}\dot{\mathbf{s}} + \mathbf{K}\mathbf{s} \quad (4.1)$$

wobei \mathbf{M} die Massenmatrix, \mathbf{D} die Dämpfungsmatrix, \mathbf{K} die Steifigkeitsmatrix, \mathbf{x} die verallgemeinerten Koordinaten des Systems und \mathbf{s} die verallgemeinerten Koordinaten der Störung darstellen. In konventionellen nicht gesteuerten Systemen ist die Dämpfungsmatrix \mathbf{D} konstant. Im vorliegenden Fall tritt die Dämpfungsmatrix \mathbf{D} an Stelle der Stellgröße „ $\mathbf{U} = \mathbf{D}$ “. Sie wird in Abhängigkeit von den Systemzustandsgrößen angesteuert.

Aus dem linearen Differentialgleichungssystem wird ein bilineares Differentialgleichungssystem. Bilineare Systeme sind im Gegensatz zu linearen Systemen nicht durch eine additive, sondern durch eine multiplikative Verknüpfung zwischen der Stellgröße (dem Regeleingriff) und den Systemzustandsgrößen gekennzeichnet.

Beim vorliegenden Differentialgleichungssystem liegt dabei neben der multiplikativen Kopplung der Stellgrößen \mathbf{U} an die Systemausgangsgrößen $\dot{\mathbf{x}}$ auch eine multiplikative Kopplung der Stellgrößen und der Störgrößen $\dot{\mathbf{s}}$ vor. Durch den Regeleingriff werden nicht explizite äußere „Korrektur“-größen (Kräfte und Momente) gesteuert, sondern die Systemeigenschaften variiert. Die gesteuerte Dämpfung, welche auch als semi-aktive Dämpfung bezeichnet wird, beruht somit auf einer Parameterregelung.

Konventionelle, auf lineare Systeme zugeschnittene Reglerentwurfverfahren können zur Entwicklung der optimalen Regelungsstrategie für bilineare Systeme (eine Unterart der nichtlinearen Systeme) nicht angewendet werden. Das gestellte Variationsproblem muß mit Hilfe

der Variationsrechnung gelöst werden. Neben den klassischen Verfahren stehen hierzu auch das Pontrjaginsche Maximumprinzip sowie die dynamische Programmierung von Richard Bellman zur Verfügung.

Nach der Vorstellung der Grundidee, der auf dynamische Problemstellungen zugeschnittenen dynamischen Optimierung, werden die für Regelungsaufgaben wichtigen Begriffe Steuerbarkeit und Beobachtbarkeit erläutert. Aus der Prüfung der Steuerbarkeit der stützerregten Systeme kann auf die kontrollierbaren, regelbaren Systemgrößen (Wege, Geschwindigkeiten) geschlossen werden. Eingeschränkte Steuerbarkeit führt zu Beschränkungen der wählbaren Gütefunktionale.

Im weiteren werden dann zwei Verfahren zur Lösung des Variationsproblems vorgestellt, welche zu identischen Reglerkennfeldern führen. Das erste Verfahren zeigt auf, wie die dynamische Programmierung von Richard Bellman zur Lösung eingesetzt werden kann. Das zweite Verfahren beruht auf Energie- und Leistungsbetrachtungen und leitet durch eine phänomenologische Betrachtung für energieoptimale Gütefunktionale Steuergesetze für das vorliegende Optimierungsproblem ab.

Es folgen schließlich Simulationsrechnungen, deren Auswertung im Frequenzbereich erfolgt. Es werden die Vergrößerungsfunktionen verschiedener Schwingungssysteme ohne und mit Dämpfungssteuerung einander gegenübergestellt und die Vorteile der semi-aktiven Dämpfung aufgezeigt. Neben dem Ein-Massen-Schwinger werden als Mehr-Freiheitsgrad-Systeme der Zwei-Massen-Schwinger (Viertelfahrzeug) sowie das Halbfahrzeug verwendet (Abb. 4.1).

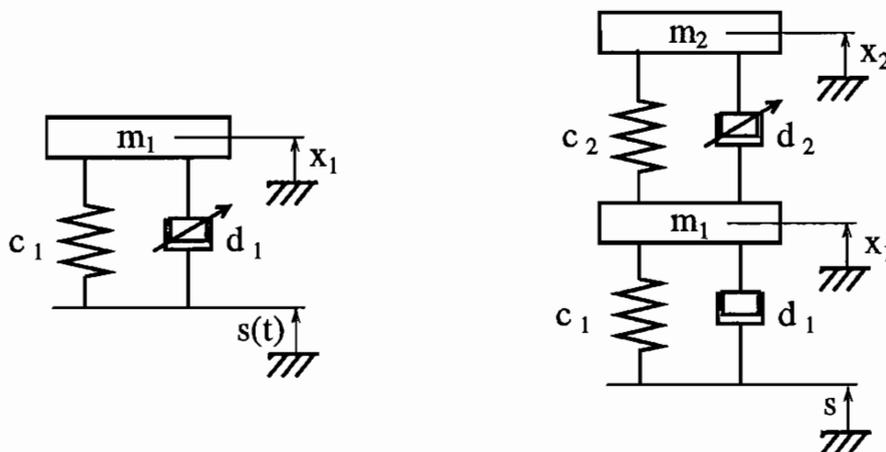


Abb. 4.1: Untersuchte mechanische Modelle

4.1 Optimierung dynamischer Systeme

4.1.1 Grundidee der dynamischen Optimierung

Optimierungsaufgaben sind allgemein dadurch gekennzeichnet, daß eine vorgegebene Zahl an freien Parametern hinsichtlich eines Ziels, des Optimums, unter Beachtung von Entscheidungsrestriktionen zu bestimmen sind. Die Zahl der entscheidungseinengenden Gleichgewichtsnebenbedingungen (Gleichgewichtsrestriktionen) muß dabei kleiner sein als die Zahl der freien Parameter.

Von der statischen Optimierung, bei der ein optimaler Vektor \mathbf{z}^\diamond aus einem Euklidischen Raum \mathcal{R}^n gesucht wird, ist die dynamische Optimierung zu unterscheiden. Bei ihr werden nicht Vektoren im Euklidraum, sondern Funktionen $\mathbf{z}^\diamond(t)$ einer unabhängigen Variablen, das heißt Elemente im Hilbert-Raum, gesucht. Die unabhängige Variable t ist bei mechanischen Systemen in der Regel die Zeit. Das Optimierungsziel wird dabei durch ein Gütemaß J vorgegeben, welches die Abweichungen des Ist-Zustands vom Soll-Zustand kennzeichnet.

Die allgemeine Problemstellung der dynamischen Programmierung lautet somit:

Minimiere das Gütefunktional

$$J = J[\mathbf{z}^\diamond(t), t], \quad \mathbf{z}^\diamond \in \mathcal{R}^n \quad (4.2)$$

unter Berücksichtigung der Gleichungsnebenbedingungen

$$\mathbf{c}[\mathbf{z}^\diamond(t), t] = \mathbf{0}, \quad \mathbf{c} \in \mathcal{R}^m \quad (4.3)$$

und der Ungleichungsnebenbedingungen

$$\mathbf{h}[\mathbf{z}^\diamond(t), t] \leq \mathbf{0}, \quad \mathbf{h} \in \mathcal{R}^q \quad (4.4)$$

Dabei können die Gleichungsnebenbedingungen (GNB) \mathbf{c} , die das System beschreibenden Differentialgleichungen und die Ungleichungsnebenbedingungen (UNB) \mathbf{h} Beschränkungen der Zustandsgrößen angeben. Man beachte, daß in den Zustandsgrößen \mathbf{z}^\diamond hier allgemein der Zustandsvektor \mathbf{z} und der Stellgrößenvektor \mathbf{u} zusammengefaßt werden.

Mit dem Gütemaß J wird dabei der Übergang, der Verlauf des dynamischen Systems bewertet. Es sind verschiedene Gütemaße zu unterscheiden

- das Lagrange Gütemaß:

$$J[\mathbf{z}^\diamond(t)] = \int_{t_a}^{t_e} \phi[\mathbf{z}^\diamond(t), t] dt \quad (4.5)$$

Es bewertet die Abweichungen zwischen Soll- und Ist-Zustandstrajektorie zwischen dem Anfangszeitpunkt t_a und dem Endzeitpunkt t_e .

- das Meyersche Gütemaß:

$$J[\mathbf{z}^\diamond(t_e)] = \vartheta[\mathbf{z}^\diamond(t_e), t_e] \quad (4.6)$$

Es bewertet nur die Abweichung am Endzeitpunkt t_e .

- das Bolzasche Gütemaß:

$$J[\mathbf{z}^\diamond(t), t_e] = \vartheta[\mathbf{z}^\diamond(t_e), t_e] + \int_{t_a}^{t_e} \phi[\mathbf{z}^\diamond(t), t] dt \quad (4.7)$$

Es vereint das Lagrange und das Meyersche Gütemaß und bewertet sowohl die Abweichung zwischen Soll- und Ist-Zustandstrajektorie auf dem Weg von t_e nach t_a als auch die Abweichungen im Endzeitpunkt t_e :

4.1.2 Aufbereitung der dynamischen Optimierung für mechanische Systeme

Bei mechanischen Systemen werden die Gleichungsnebenbedingungen (4.3) durch die Zustandsgleichungen des mechanischen Systems wiedergegeben (Zustandsmodell). Diese lauten in allgemeiner Weise:

$$\dot{\mathbf{z}}(t) = \mathbf{f}[\mathbf{z}(t), \mathbf{u}(t), \mathbf{s}(t), t] \quad t \in [0, t_e] \quad (4.8)$$

Hierbei ist $\mathbf{z} \in \mathcal{R}^n$ der Zustands-, $\mathbf{u} \in \mathcal{R}^m$ der Stellgrößenvektor und $\mathbf{s} \in \mathcal{R}^g$ der Störgrößenvektor.

Zusammen mit den Ausgangsgleichungen des Ausgangsmodells

$$\mathbf{y}(t) = \mathbf{d}[\mathbf{z}(t), \mathbf{u}(t), \mathbf{s}(t), t] \quad t \in [0, t_e] \quad (4.9)$$

beschreiben die Zustandsdifferentialgleichungen 4.8 das dynamische System im Zustandsraum (vgl. Abb. 4.2)

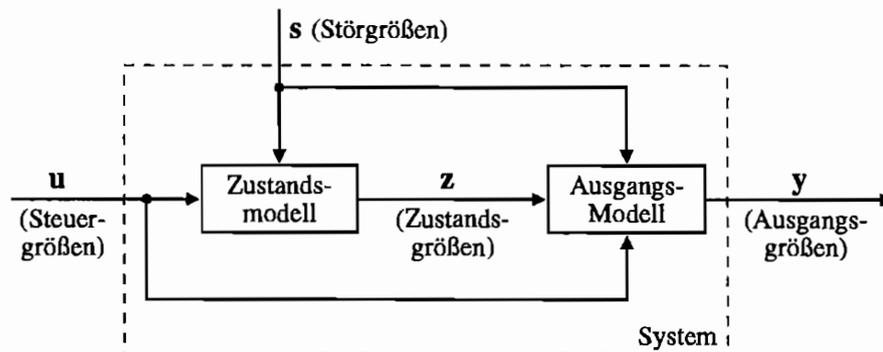


Abb. 4.2: Dynamisches System im Zustandsraum

Bei gegebenem Anfangszustand $\mathbf{z}(0) = \mathbf{z}_0$ soll das System auf optimalem Weg einen Endzustand erreichen. Ein Endzustand wird in allgemeiner Form durch die Beziehung

$$\mathbf{g}[\mathbf{z}(t_e)] = \mathbf{0} \quad (4.10)$$

beschrieben. Er wird in diesem Zusammenhang als Steuerzielpunkt bezeichnet.

Die Wertebereiche der Zustands- und Stellgrößenvektoren können Begrenzungen unterworfen sein (und sind es bei realen System praktisch immer), welche in den Ungleichungsnebenbedingungen (Formel 4.4) zusammengefaßt sind:

$$\mathbf{h}[\mathbf{z}(t), \mathbf{u}(t), t] \leq \mathbf{0}, \quad \mathbf{h} \in \mathcal{R}^g \quad (4.11)$$

Bei sinnvoller Formulierung der Aufgabenstellung ergibt sich somit eine große Anzahl an Steuertrajektorien $\mathbf{u}(t) \in [0, t_e]$, welche die Anfangs- und Endbedingungen erfüllen können. Aus diesen wird nun die optimale Steuertrajektorie $\mathbf{u}^*(t)$ gesucht, welche das Gütefunktional der Problemstellung minimiert, das hier in der allgemeinsten Form, als Bolzasches Gütemaß, aufgetragen ist:

$$J[\mathbf{z}(t), \mathbf{u}(t), t_e] = \vartheta[\mathbf{z}(t_e), t_e] + \int_0^{t_e} \phi[\mathbf{z}(t), \mathbf{u}(t), t] dt \quad (4.12)$$

4.1.3 Gütefunktionale für mechanische Systeme

Die Wahl des richtigen Gütefunktionals bestimmt wesentlich die Bewältigung einer Optimierungsaufgabe. Nachdem bisher Gütefunktionale in allgemeiner Schreibweise verwendet wurden, sollen hier kurz die zwei wesentlichen Gütefunktionaltypen angesprochen werden, die quadratischen Gütefunktionale zur quadratischen Optimierung und die zeitoptimalen Gütefunktionale.

Durch den Einsatz eines zeitoptimalen Gütefunktionals

$$J[\mathbf{z}(t), \mathbf{u}(t), t_e] = \int_0^{t_e} 1 dt = t_e \quad (4.13)$$

wird die Regeltrajektorie \mathbf{u} gefunden, die ein System in kürzestmöglicher Zeit vom Ausgangszustand \mathbf{x}_0 in den Endzustand \mathbf{x}_e überführt, wobei in dieser einfachen Ansatzform keine Bewertung des Aufwandes erfolgt.

Mit quadratischen Gütefunktionalen

$$J[\mathbf{z}(t), \mathbf{u}(t), t_e] = \frac{1}{2} \int_0^{t_e} [\mathbf{z}(t)^T \mathbf{Q} \mathbf{z}(t) + \mathbf{u}(t)^T \mathbf{R} \mathbf{u}(t)] dt \quad (4.14)$$

wird durch die Gewichtungsmatrix \mathbf{Q} der unterschiedlichen Bedeutung (Gewichtung), der einzelnen Zustandsgrößen $\mathbf{z}(t)$ und mit der Matrix \mathbf{R} dem unterschiedlichen Aufwand (den unterschiedlichen Kosten) der möglichen Regelungseingriffe $\mathbf{u}(t)$ Rechnung getragen. Es können dabei sowohl zeitinvariante \mathbf{Q} , \mathbf{R} als auch zeitvariante Matrizen $\mathbf{Q}(t)$, $\mathbf{R}(t)$ eingesetzt werden. Durch quadratische Bewertung der Abweichungen und des Aufwandes werden große und kleine Abweichungen und Steuereingriffe unterschiedlich gewichtet, was in der Regel sinnvoll und deshalb erwünscht ist. Außerdem werden dadurch Vorzeicheneinflüsse einfach eliminiert und gleich große positive oder negative Abweichungen vom Zielbereich gleichbewertet.

Während sich die Bewertungsmatrix \mathbf{R} des Steuerungsaufwandes in der Regel relativ leicht aus den Leistungsdaten unterschiedlicher Stelleingriffe ableiten läßt, bereitet die Aufstellung der optimalen Gewichtungsmatrix \mathbf{Q} meist größere Schwierigkeiten. Sie kann in der Regel erst durch Austestung unterschiedlicher Ansätze mit Variation der Koeffizienten in der Simulation oder am realen System ermittelt werden. Außerdem ist zu beachten, daß nicht

steuerbare Komponenten des Zustandsvektors \mathbf{z} in der Gewichtungsmatrix mit Null bewertet werden müssen und damit unberücksichtigt bleiben. Die Prüfung der Beobachtbarkeit und der Steuerbarkeit des Zustandsvektors \mathbf{z} ist damit eine wesentliche Voraussetzung für den Entwurf von optimalen Steuergesetzen.

4.2 Steuerbarkeit und Beobachtbarkeit der stützenschwingen, Vorüberlegungen

Die Begriffe vollständige Steuerbarkeit und vollständige Beobachtbarkeit von Systemen wurden 1960 von R. E. Kalman in die Regelungstechnik eingeführt [13].

Unter vollständiger Steuerbarkeit wird dabei verstanden, daß ein System von einem gegebenen beliebigen Anfangszustand innerhalb eines endlichen Zeitraums in jeden beliebigen Endzustand überführt werden kann.

Von vollständiger Zustandsbeobachtbarkeit wird gesprochen, wenn aus meßbaren, beobachtbaren Ausgangsgrößen alle Zustandsgrößen eines Systems bestimmt werden können.

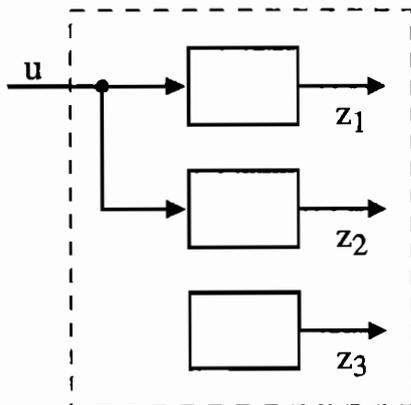


Abb. 4.3: Nicht vollständige Steuerbarkeit

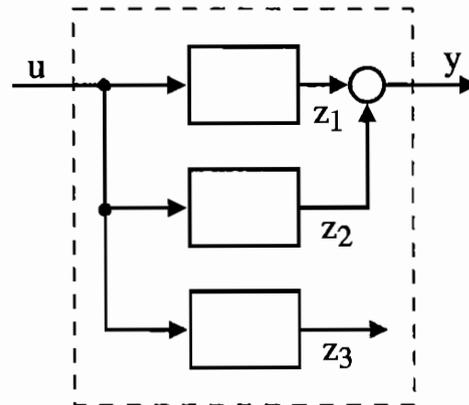


Abb. 4.4: Nicht vollständige Beobachtbarkeit

Das stützenschwingen Mehr-Freiheitsgrad-System (Formel 4.1)

$$\mathbf{M}\ddot{\mathbf{x}} + \mathbf{D}\dot{\mathbf{x}} + \mathbf{K}\mathbf{x} = \mathbf{D}\dot{\mathbf{s}} + \mathbf{K}\mathbf{s} \tag{4.15}$$

ist in Bezug auf die Stellgrößenmatrix \mathbf{U} vollständig zustandsbeobachtbar, aber nur beschränkt steuerbar. Die Dämpfungsmatrix \mathbf{D} tritt hier an Stelle der Stellgrößenmatrix (Es gilt: „ $\mathbf{U} = \mathbf{D}$ “).

Die beschränkte Steuerbarkeit der stützenschwingen Systeme wird nun am Beispiel des einfachsten Schwingers, dem Ein-Freiheitsgrad-System (vgl. Abb. 4.6) in Anlehnung an das Steuerbarkeitskriterium nach Kalman [13] überprüft. Dieses Kriterium gilt streng genommen nur für lineare Systeme, kann aber auch auf das vorliegende bilineare System angewendet werden.

Für die Differentialgleichung des stützerregten Ein-Freiheitsgrad-Systems (und damit für alle stützerregten Systeme) wird diese Determinante

$$\det \begin{bmatrix} 0 & \frac{(\dot{s}-z_2)}{m} \\ \frac{(\dot{s}-z_2)}{m} & -\frac{(\dot{s}-z_2)d_{min}}{m^2} \end{bmatrix} = -\frac{(\dot{s}-z_2)^2}{m^2} \quad (4.20)$$

für den Fall, daß die Geschwindigkeit der Masse $\dot{x} = z_2$ identisch der Geschwindigkeit der Störung (Erregung) \dot{s} ist, zu Null ($\dot{s} - z_2 = 0$).

Es liegt keine vollständige Steuerbarkeit vor. Ist die Geschwindigkeitsdifferenz zwischen den Befestigungspunkten $\dot{s} - z_2 = 0$, kann der Regler keine Systemveränderung vornehmen und hat damit keine Einflußmöglichkeit.

Diese eingeschränkte Steuerbarkeit wird auch aus einer grundsätzlichen Betrachtung klar. Ein Dämpfer kann nur dann Kräfte übertragen und Kräfte auf ein System ausüben, wenn eine Geschwindigkeitsdifferenz (\dot{x}_{diff}) zwischen den Befestigungspunkten ($F = d\dot{x}_{diff}$) vorliegt. Die Krafrichtung wird dabei durch die Richtung des Geschwindigkeitsdifferenzvektors festgelegt. Ohne Differenzgeschwindigkeiten ist er kraftfrei.

Beliebige Lagepositionen (es gilt dann $\dot{x} = 0$) können durch eine Dämpfersteuerung also nicht angefahren und stabil gehalten werden. Die einzige stabil erreichbare Position ist die statische Ruhelage ($x = z_1 = 0$), welche durch die Federsteifigkeit c und die Masse bestimmt wird. Um andere Lagepositionen ($x \neq 0$) anzusteuern, müßte deshalb entweder eine zusätzliche äußere Kraft (durch aktive Regelung) oder die Federsteifigkeit c statt der Dämpfung d beeinflußt werden.

Durch diese fehlende Eingriffsmöglichkeit kann ein System somit durch eine Dämpfungsvariation nicht nach wegoptimalen Gesichtspunkten gesteuert werden. Die entsprechenden Matrixglieder in der Gewichtungsmatrix \mathbf{Q} sind mit Null zu belegen. Durch die Dämpfungsvariation können somit nur die Geschwindigkeiten der freien Massen und deren Ableitungen gesteuert werden.

Unter Beachtung der aufgeführten Vorüberlegungen zu den Systemeigenschaften stützerregter Systeme sind nun die Regler für die adaptive gesteuerte Dämpfung zu entwickeln. Es werden hierzu zwei unabhängige Verfahren, welche für quadratische geschwindigkeitsoptimale Gütefunktionale zu identischen Reglerkennfelder führen, die dynamische Programmierung und eine phänomenologische Vorgehensweise vorgestellt.

4.3 Reglerentwurf durch dynamische Programmierung nach Richard Bellman

Die dynamische Programmierung wurde in den 50er Jahren dieses Jahrhunderts von Richard Bellman entwickelt. Sie basiert auf dem von ihm formulierten Optimalitätsprinzip. Bei der Methode der dynamischen Programmierung wird ein mehrstufiger Entscheidungsprozeß in eine Schar von ähnlichen Problemen eingebettet und als eine Vielzahl einstufiger Entscheidungsprozesse gelöst.

Diese Vorgehensweise, nicht eine einzige Steuertrajektorie \mathbf{u} , sondern eine Feld von Steuertrajektorien zu ermitteln, mag auf den ersten Blick als eine unnötige Verkomplizierung erscheinen, erweist sich aber zum Reglerentwurf als äußerst nützlich. Anders als zum Beispiel beim Maximumprinzip von Pontrjagin erhält man mit der dynamischen Programmierung nicht ein optimales Steuergesetz, sondern ein optimales Regelgesetz. Solche Regelgesetze sind gegen Störeinflüsse wesentlich unempfindlicher. Auf die Unterschiede zwischen einem optimalen Steuergesetz und einem optimalen Regelgesetz wird auf Seite 60 noch detailliert eingegangen. Außerdem lassen sich Beschränkungen der Zustandsgrößen bei der dynamischen Programmierung einfacher einbinden.

Im nachfolgenden wird nun die Methode der dynamischen Programmierung zum Reglerentwurf für die gesteuerte Dämpfung, welche auch als semi-aktive Dämpfung bezeichnet wird, mit dem Digitalrechner angewendet.

In einem allgemeinen Teil werden zunächst die Voraussetzungen der Methode angegeben. Nach einer allgemeinen Erläuterung des Verfahrens anhand eines kombinatorischen Beispiels wird der Ablauf verdeutlicht und schließlich die zugrundeliegenden Rekursionsformeln hergeleitet.

Zur Anwendung der dynamischen Programmierung auf zeitkontinuierliche Prozesse, welche genaugenommen nicht die Lösung eines mehrstufigen, sondern eines unendlichstufigen Entscheidungsprozesses erfordern, wird die kontinuierliche Problemstellung zeit- und ortsdiskretisiert. Durch die Einführung von Störgrößenmodellen und eines Ansatzes zur Bewältigung der fehlenden Endbedingung können, wie gezeigt wird, die Reglerkennfelder berechnet werden.

4.3.1 Grundlagen, Voraussetzungen

Gütefunktionale von Markoffscher Art

Die Anwendung der dynamischen Programmierung auf Variationsprobleme setzt voraus, daß das Gütefunktional (vgl. Formel 4.12) von Markoffscher Art ist [3]. Dies bedeutet, daß sich das Gütefunktional J aufteilen läßt in Teilgütefunktionale der Vergangenheit J_1 (vor der aktuell betrachteten Stelle t) und der Zukunft J_2 danach ($J = J_1 + J_2$) und daß der Einfluß des zukünftigen Gütefunktionals J_2 auf das Gesamtgütefunktional J nur vom augenblicklichen Systemzustand $\mathbf{z}(t)$ und den zukünftigen Entscheidungen $\mathbf{u}(t)$ abhängt.

Diese Eigenschaft ist bei Regelungsproblemen immer erfüllt, wenn die Laufvariable t die Zeit darstellt. Wie leicht ersichtlich, kann durch Entscheidungen in der Zukunft die Vergangenheit nicht mehr verändert werden.

Optimalitätsprinzip nach R. Bellman

Für Prozesse mit Gütefunktionalen nach Markoffscher Art läßt sich nun das Optimalitätsprinzip definieren [3].

Es besagt, daß eine optimale Steuertrajektorie $\mathbf{u}^*(t)$, $t \in [0, t_e]$ zur Überführung eines Anfangs- in den Endzustand auch optimal für die Überführung eines Zwischenzustandes $\mathbf{z}_1(t_1)$ in die Endbedingung $\mathbf{g}[\mathbf{z}(t_e), t_e] = \mathbf{0}$ ist.

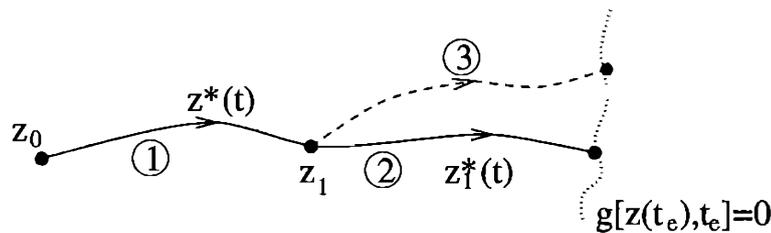


Abb. 4.7: Verdeutlichung des Optimalitätsprinzips

In Abbildung 4.7 wird das Prinzip verdeutlicht. Es seien gegeben die optimale Zustandstrajektorie $\mathbf{z}^*(t)$ und die optimale Steuertrajektorie $\mathbf{u}^*(t)$, welche das System vom Ausgangszustand \mathbf{z}_0 in den Endzustand $\mathbf{g}[\mathbf{z}(t_e), t_e] = \mathbf{0}$ überführen. An einem beliebigen Zeitpunkt t_1 wird nun die Zustandstrajektorie geteilt in Abschnitt 1 ($t \in [0, t_1]$) und Abschnitt 2 ($t \in [t_1, t_e]$). Man erhält den Zwischenzustand $\mathbf{z}^*(t_1)$. Für diesen Zwischenzustand wird nun die optimale Zustandstrajektorie zum Zielpunkt gesucht. Würde die hierbei gefundene Trajektorie zu einer anderen günstigeren Zustands- und Steuertrajektorie führen, zum Beispiel auf dem Wege 3, ist die durch die Strecken 1 und 2 gegebene Zustandstrajektorie nicht das Optimum für die Überführung des Ausgangs- in den Endzustand, was nach Voraussetzung aber nicht sein kann.

Aufbauend auf diesem Optimalitätsprinzip wurde nun von Bellman die dynamische Programmierung entwickelt. Diese ist auf die Lösung diskreter, kombinatorischer Problemstellungen optimal zugeschnitten. Kontinuierliche Systembeschreibungen sind in eine diskrete Form zu überführen.

Es handelt sich bei der dynamischen Programmierung in diskreter Form um ein Verfahren zur methodischen „strukturierten Austestung“ aller möglichen endlichen Entscheidungen in einem Entscheidungsprozeß. Es wird dabei die Eigenschaft des Optimalitätsprinzips ausgenutzt, daß die zu treffenden Entscheidungen nicht von den Entscheidungen in der Vergangenheit, sondern nur von Entscheidungen in der Zukunft abhängen. Als methodisches Verfahren für diskrete Systembeschreibungen ist es gut im Digitalrechner abzubilden.

Methoden allgemein mit kombinatorischem Beispiel

Ehe auf die formelmäßige Beschreibung eingegangen und die Bellmanschen Rekursionsformeln hergeleitet werden, soll hier das Verfahren allgemein beschrieben werden. Mit einem kombinatorischen Beispiel wird der Versuch unternommen, die prinzipielle Vorgehensweise zu verdeutlichen.

Ausgehend von einer diskreten Systembeschreibung mit der Laufvariablen k wird bei der dynamischen Programmierung vom gewünschten Endzustand t_e eines Systems beginnend in einem ersten Arbeitsschritt rekursiv ein Reglerkennfeld über alle Zwischenstufen Δt bis zum Anfangspunkt t_0 berechnet. In einem zweiten Schritt kann dann, durch Anwendung des ermittelten Regelungskennfeldes auf ein Simulationsmodell oder ein reales System, die optimale Steuertrajektorie $\mathbf{u}^*(k)$ ermittelt werden.

Ein komplexes Problem, K -Entscheidungen für die Überführung eines Systems vom Startzustand bei $k = 0$ in den Endzustand $k = K$ zu treffen, wird in eine ganze Klasse ähnlicher

Probleme eingebettet, welche dann gemeinsam gelöst werden. Beginnend beim Endpunkt wird für jeden diskreten Zeitpunkt k und jeden möglichen Zustandsvektor $\mathbf{z}(k) \in \mathcal{Z}$ nach der optimalen Steuerentscheidung für den aktuellen Zeitpunkt k gesucht.

Die optimalen Entscheidungen werden durch den minimalen Aufwand zum Zielpunkt festgelegt, welcher durch das Gütefunktional vorgegeben wird. Die Bestimmung der optimalen Entscheidung wird umso einfacher, je näher man dem Ziel kommt. Für den letzten Abschnitt ($K - 1 \rightarrow K$), in dem nur noch eine Entscheidung zu treffen ist, ist dies am einfachsten. Es genügt eine freie Entscheidung unter Einbeziehung des Gütefunktionals auszutesten. Für den vorletzten Abschnitt $K - 2 \rightarrow K - 1$ ist dies auch einfach, wenn die optimale Entscheidung für $K - 1$ und der minimale Aufwand zum Ziel bereits bestimmt wurde. Nach dem Optimalitätsprinzip muß die optimale Zustandstrajektorie von Abschnitt $K - 2 \rightarrow K$ die optimale Zustandstrajektorie von Abschnitt $K - 1 \rightarrow K$ enthalten. Durch fortlaufende Rekursion mit der Laufvariablen k von $K - 1, \dots, 0$ unter Einbezug der bekannten bereits berechneten optimalen Entscheidungen und minimalen Gütewerte bei $k + 1$ gelangt man schließlich zum Startpunkt $k = 0$ und hat ein Reglerkennfeld für alle möglichen bzw. untersuchten Zustände zwischen $k = 0$ und $k = K$ gefunden. Diese methodische Austestung führt im Vergleich zu einem kombinatorischen Ansatz zu einem deutlich geringeren Rechenaufwand.

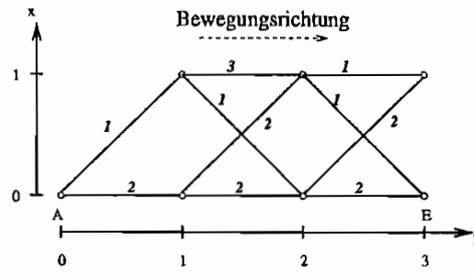
Zur Verdeutlichung des Vorgehens soll nun ein kombinatorischer Entscheidungsprozeß (vgl. Abb. 4.8) betrachtet werden. Es werden hier die Lösungsschritte zur Findung des optimalen Weges vom Ausgangspunkt A ($k = 0$) zum Endpunkt E ($k = K = 3$) dargestellt.

Vom Wegenetz bekannt sind die Wegabschnitte, die diskreten Entscheidungspunkte (Zustandsraum $\mathbf{z}(k) \in \mathcal{Z}(k)$), die Aufwandmengen und die möglichen Abgangsrichtungen an den Entscheidungspunkten (Streckenverzweigungsstellen). Die Abgangsrichtungen spiegeln dabei die möglichen Steuerentscheidungen $\mathbf{u}(\mathbf{z}, k) \in \mathcal{U}(k)$ und die Aufwandmengen für den Streckenabschnitt ein Summenglied in Formel 4.22 ($\phi[\mathbf{z}(k), \mathbf{u}(k), k]$) wieder. Die vorgegebene Bewegungsrichtung geht von links nach rechts.

Die Fragestellung nach dem optimalen Wegzug (von $k = 0 \rightarrow K = 3$) wird nun nicht für die gesamte Wegstrecke in einem Schritt, sondern stufenweise, rekursiv von Endpunkt E beginnend, beantwortet. Startend mit den möglichen Wegpositionen in $k = 2$ (Schritt 1) werden für die beiden möglichen Zustandsvektoren $\mathbf{z}(k=2, x)$ mit $x = 1$ und $x = 2$ jeweils getrennt die beiden möglichen Steuerentscheidungen (waagrecht oder diagonal) getestet. Es wird dabei nach der Steuerentscheidung mit dem minimalen Aufwand gesucht, welche zum Ziel führt. Im Schritt 1 ist dies sehr einfach, man befindet sich kurz vor dem Ziel, der Streckenaufwand entspricht dem Gesamtaufwand von $k = 2$ nach $k = 3$. Für jeden Zustandsvektoren $\mathbf{z}(k=2, x)$ wird nun der minimale Aufwand (mit Kreisen gekennzeichnet) und die optimale Steuerentscheidung (als Pfeile) vermerkt.

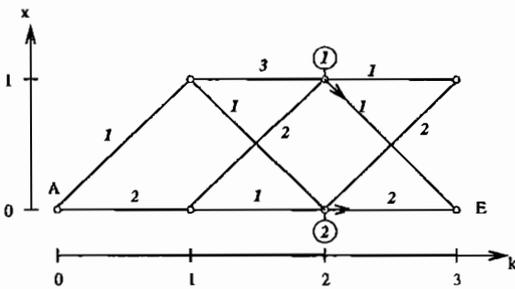
Nachdem nun der Zustandsraum $\mathcal{Z}(k = 2)$ abgearbeitet ist, wird einen Schritt weiter zurück zum Anfangspunkt gegangen ($k = 1$, Arbeitsschritt 2). Auch für jeden der Zustandspunkte in $\mathcal{Z}(k = 1)$ wird nun nach der optimalen Entscheidung gefragt. Diese Frage läßt sich, da die möglichen Zustandsvektoren im zeitlich folgenden Zustandsraum $\mathcal{Z}(k = 2)$ bereits bewertet sind, leicht beantworten. Vom Zustandspunkt $\mathbf{z}(k = 1, x = 1)$ kann nur waagrecht oder diagonal nach unten abgegangen werden. Der Aufwand, um zum Beispiel nach waagrechtem Abgang ans Ziel zu kommen, setzt sich aus dem Aufwand der Strecke von ($k = 1$) \rightarrow

Wegenetz A:

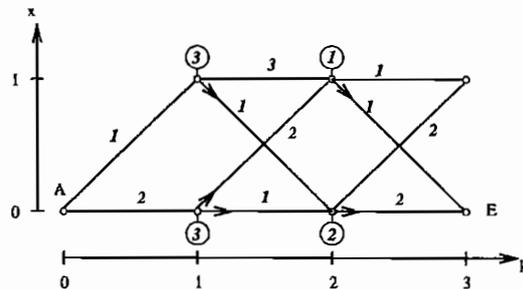


Rückwärtsrechnung:

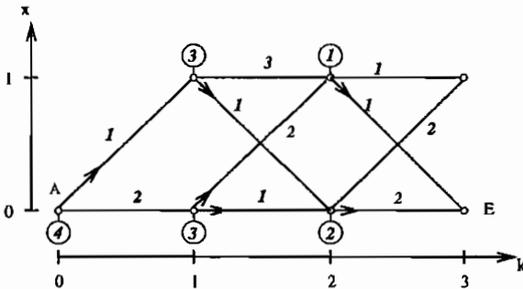
Schritt 1:



Schritt 2:



Schritt 3:



Lösung:

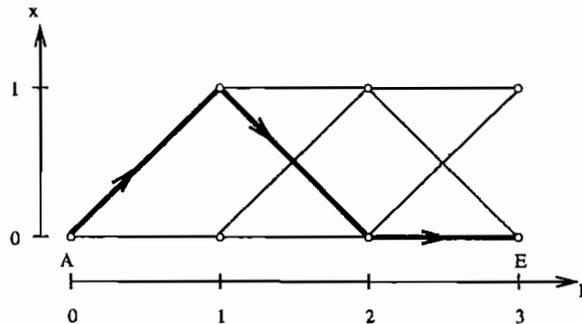


Abb. 4.8: Kombinatorisches Beispiel zur Generierung von Regelgesetzen mit der dynamischen Programmierung

($k = 2$) mit 3 und dem bereits berechneten minimalen Aufwand vom Zustandspunkt $\mathbf{z}(k = 1, x = 1)$ mit 1 (im Kreis) zusammen. Es ergibt sich somit der Gesamtaufwand mit 4. Für die alternative diagonale Steuerentscheidung wird analog vorgegangen, und man erhält den Gesamtaufwand hierfür zu 3. Die optimale Steuerentscheidung ist demnach diagonal und der minimale Aufwand beträgt 3 (im Kreis vermerkt).

Durch dieses schrittweise Vorgehen gelangt man schließlich zum Ausgangspunkt A und hat alle Zustandspunkte mit Steuerentscheidungen versehen. Durch Verfolgen der berechneten optimalen Entscheidungen (Pfeile) gelangt man ohne weitere Berechnungen auf optimalem Wege von A nach E. Wie erkenntlich wird durch die Verwendung der jeweils bekannten minimalen Aufwandmengen (rechts vom aktuellen Standpunkt) der an sich mehrstufige Entscheidungsprozeß in viele einstufige Entscheidungen überführt.

Zur Anwendung dieses Verfahrens im Digitalrechner ist nun die zeitkontinuierliche Problembeschreibung kontinuierlicher Systeme (vgl. Kap. 4.1.2) in eine diskrete Problemstellung zu überführen.

Diskrete Problembeschreibung

In diskreter Darstellung lautet dann die mit der dynamischen Programmierung zu lösende Aufgabe (vgl. Kap. 4.1.2) folgendermaßen.

Man überführe den diskreten Anfangszustand $\mathbf{z}(0) = \mathbf{z}_0$ in den durch die Endbedingung

$$\mathbf{g}[\mathbf{z}(K)] = \mathbf{0} \quad (4.21)$$

festgelegten Endzustand, wobei das zeitdiskrete Gütefunktional

$$J = \vartheta[\mathbf{z}(K)] + \sum_{k=0}^{K-1} \phi[\mathbf{z}(k), \mathbf{u}(k), k] \quad K \text{ fest} \quad (4.22)$$

unter Beachtung der diskreten Gleichungsnebenbedingungen

$$\mathbf{z}(k+1) = \mathbf{f}[\mathbf{z}(k), \mathbf{u}(k), k] \quad k = 0 \dots K-1 \quad (4.23)$$

und der diskreten Ungleichungsnebenbedingungen

$$\mathbf{h}[\mathbf{z}(k), \mathbf{u}(k), k] \leq \mathbf{0} \quad k = 0 \dots K-1 \quad (4.24)$$

mimimal sein muß. Der Abtastzeitpunkt k legt dabei den Zustand der Variablen \mathbf{z} und \mathbf{u} zum Zeitpunkt $t = k\Delta t$ fest. Mit Δt wird die Länge des Abtastintervalls und mit K bzw. $K\Delta t = t_e$ der zeitliche Problemhorizont bezeichnet. Das Steuerungsziel muß dabei nicht notwendigerweise explizit vorgegeben sein.

Die allgemeinen Ungleichungsbedingungen (Formel 4.24) entsprechen dabei den Begrenzungen des Zustandsraums

$$\mathbf{z}(k) \in \mathcal{Z}(k) \quad (4.25)$$

sowie der Begrenzung des zulässigen Steuerbereichs:

$$\mathbf{u}(k) \in \mathcal{U}[\mathbf{z}(k), k] \quad (4.26)$$

Durch Anwendung des Optimalitätsprinzips läßt sich nun, die für die rekursive Bearbeitung des Optimierungsprinzips von Endpunkt zum Anfangspunkt wichtige Bellmansche Rekursionsformel aus dem Gütefunktional unter Voraussetzung eines globalen Minimums ableiten.

Bellmansche Rekursionsformel

In Abwandlung des Gesamtgütefunktionals J können nicht nur für den Ausgangswert $\mathbf{z}(k=0)$, sondern für jeden Zeitpunkt k die Überführungskosten des Zustandes $\mathbf{z}(k)$ in den Endzustand (wie im Beispiel gezeigt) bestimmt werden. Im Vergleich zum Gesamtgütefunktional (Formel 4.22) ergibt sich dabei ein Gütefunktional mit variabler unterer Grenze. Die Laufvariable der Summation ist hier dann nicht k , sondern κ .

$$J_k = \vartheta[\mathbf{z}(K)] + \sum_{\kappa=k}^{K-1} \phi[\mathbf{z}(\kappa), \mathbf{u}(\kappa), \kappa] \quad (4.27)$$

Zur Bestimmung der optimalen Steuertrajektorien $\mathbf{u}(\kappa), \kappa = k, \dots, K-1$ sind nun die minimalen „Rest“-überführungskosten $J_k^* = \min J_k$ zu berechnen. Diese Restüberführungskosten, Restgütewerte bis zum Zielpunkt sind nur vom jeweiligen Zustandsvektor $\mathbf{z}(k)$ und dem Zeitpunkt k abhängig. Sie werden im weiteren mit $V[\mathbf{z}(k), k]$ bezeichnet:

$$V[\mathbf{z}(k), k] = \min_{\mathbf{u}(\kappa)} J_k = \min_{\mathbf{u}(\kappa)} \left\{ \vartheta[\mathbf{z}(K)] + \sum_{\kappa=k}^{K-1} \phi[\mathbf{z}(\kappa), \mathbf{u}(\kappa), \kappa] \right\} \quad (4.28)$$

Diese Formel läßt sich nun aufspalten in einen Überführungskostenanteil vom Zeitpunkt k zum Zeitpunkt $k+1$ und einem Überführungskostenanteil J_{k+1} (von $k+1$ bis zum Zielpunkt):

$$V[\mathbf{z}(k), k] = \min_{\mathbf{u}(\kappa)} J_k = \min_{\mathbf{u}(\kappa)} \{ \phi[\mathbf{z}(k), \mathbf{u}(k), k] + J_{k+1} \} \quad (4.29)$$

Durch Anwendung des Optimalitätsprinzips kann die Minimierungsaufgabe, die Überführungskosten über $\mathbf{u}(\kappa), \kappa = k, \dots, K-1$ - Werte gleichzeitig zu minimieren, auf die Minimierung für eine Steuerentscheidung $\mathbf{u}(k)$ reduziert werden. Die optimale Trajektorie von

$\mathbf{z}(k)$ nach $\mathbf{z}(K-1)$ muß ja die optimale Trajektorie von $\mathbf{z}(k+1)$ nach $\mathbf{z}(K-1)$ enthalten (vgl. Abb. 4.7, in der die optimalen Entscheidungen und damit minimalen Güterwerte bereits berücksichtigt sind).

$$V[\mathbf{z}(k), k] = \min_{\mathbf{u}(k)} [\phi[\mathbf{z}(k), \mathbf{u}(k), k] + V[\mathbf{z}(k+1), k+1]] \quad (4.30)$$

Nach Einführung der Gleichungsnebenbedingung (4.23) gelangt man somit auf die Bellman'sche Rekursionsformel:

$$V[\mathbf{z}(k), k] = \min_{\mathbf{u}(k)} [\phi[\mathbf{z}(k), \mathbf{u}(k), k] + V[\mathbf{f}[\mathbf{z}(k), \mathbf{u}(k), k], k+1]] \quad (4.31)$$

Durch systematische Abarbeitung dieser Rekursionsformel (vgl. auch Beispiel, Abb. 4.15) vom Endzeitpunkt K beginnend für alle $k = K-1, K-2, \dots, 0$ wird somit durch die Lösung vieler einstufiger Entscheidungsprozesse ein optimales Regelgesetz oder Reglerkennfeld ermittelt.

$$\mathbf{u}(k) = \mathbf{R}[\mathbf{z}(k), k] \quad (4.32)$$

Es können in diese Rekursion nicht nur einzelne Punkte des Zustandsraums $\mathbf{z}(k)$ einbezogen werden, sondern es müssen vielmehr für alle Punkte im Zustandsraum $\mathbf{z}(k) \in \mathcal{Z}(k)$ die optimalen Steuerentscheidungen, die genaugenommen nicht nur von k , sondern auch von $\mathbf{z}(k)$ abhängen, schrittweise rekursiv berechnet werden. Die zur Minimierung benötigten minimalen Restgüterwerte sind aus den vorherigen Berechnungsschritten $k+1$ bereits bekannt.

Vorteil eines Kennfeldes gegenüber einzelnen Steuertrajektorien

Der Vorteil dieses Kennfeldes gegenüber einer einzelnen Steuertrajektorie zur Überführung von einem Anfangs- in einen Endzustand ist es nun, daß hierdurch eine wesentlich kleinere Störempfindlichkeit bei allerdings größerem Berechnungsaufwand vorliegt. Anders als bei einer optimalen Steuerung, in der die Steuerentscheidungen nur durch die zeitliche Diskretisierung k festgelegt sind, können kleine Störungen durch die Abhängigkeit der Steuerentscheidung auch vom Zustandsvektor $\mathbf{z}(k)$ kompensiert werden. Zur Illustration dieses Sachverhaltes wird auf Abb. 4.9 verwiesen. Die Pfeile geben die zu treffende Entscheidung an. Es wird erkennbar, daß es bei striktem Festhalten an den einmal für die Zeitpunkte getroffenen Entscheidungen bei der optimalen Steuerung im Vergleich zur optimalen Regelung zu einem Verfehlen des Steuerziels kommen kann, wenn Störungen auftreten.

Treten Störgrößen häufiger auf oder sind sie wesentlicher Bestandteil des Systems, wie es bei der semi-aktiven Dämpfersteuerung der Fall ist, kann man sich nicht mehr auf die Kompensation von Störungen durch das ohne Berücksichtigung einer Störung gewonnene Reglerkennfeld verlassen. Die Störgrößen müssen dann durch die Einführung eines Störgrößenvektors in der Rekursionsformel berücksichtigt werden, und man kommt von der deterministischen dynamischen Programmierung zur stochastischen dynamischen Programmierung.

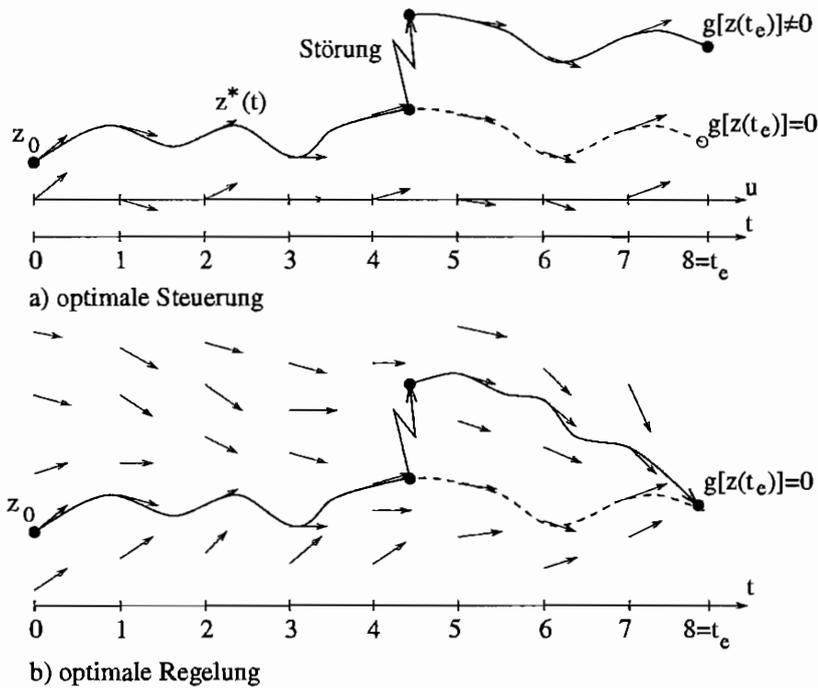


Abb. 4.9: Unterschied zwischen optimaler Steuerung und optimaler Regelung

Stochastische dynamische Programmierung

In der stochastischen dynamischen Programmierung werden die Störgrößen durch einen zusätzlichen Störgrößenvektor

$$s(k) \in S(k) \tag{4.33}$$

mit der Wahrscheinlichkeitsverteilung $p[s(k)]$ berücksichtigt.

Die Gleichungsnebenbedingung (Formel 4.23) ist dann um die Störgröße zu erweitern

$$z(k + 1) = f[z(k), u(k), s(k), k] \quad k = 0 \dots K - 1 \tag{4.34}$$

und das Gütefunktional (Formel 4.22) wird zu einem Erwartungswert E des zeitdiskreten Gesamtgütefunctionals, das heißt einem mit Wahrscheinlichkeiten behafteten Gütefunktional

$$J = E_{s(k)} \{ \vartheta[z(K)] + \sum_{k=0}^{K-1} \phi[z(k), u(k), s(k), k] \} \tag{4.35}$$

wobei der Erwartungswert über $s(k), k = 0, \dots, K - 1$ genommen wird. Der Erwartungswert E ist dabei die mit der Wahrscheinlichkeitsverteilung $p[s(k)]$ gewichtete Summation der durch die Störgrößen beeinflussten Überführungskosten.

Analog zur Berechnung der Herleitung im deterministischen Fall kann nun für die Überführungskosten von einem Zwischenwert $\mathbf{z}(k)$ zum Endzeitpunkt der Erwartungswert definiert werden. Man beachte wieder die Verwendung von κ statt k .

$$J_k = E_{\mathbf{s}(\kappa)} \{ \vartheta[\mathbf{z}(K)] + \sum_{\kappa=k}^{K-1} \phi[\mathbf{z}(\kappa), \mathbf{u}(\kappa), \mathbf{s}(\kappa), \kappa] \} \quad (4.36)$$

Dieser ist wiederum zu minimieren. Das Minimum wird wieder mit $V[\mathbf{z}(k), k]$ bezeichnet und berechnet sich zu

$$V[\mathbf{z}(k), k] = \min_{\mathbf{u}(\kappa)} J_k = \min_{\mathbf{u}(\kappa)} E_{\mathbf{s}(\kappa)} \{ \vartheta[\mathbf{z}(K)] + \sum_{\kappa=k}^{K-1} \phi[\mathbf{z}(\kappa), \mathbf{u}(\kappa), \mathbf{s}(\kappa), \kappa] \} \quad (4.37)$$

Nach Aufspaltung in zwei Erwartungswertanteile für die Schritte $k \rightarrow k+1$ und von $k+1 \rightarrow K-1$

$$V[\mathbf{z}(k), k] = \min_{\mathbf{u}(k)} J_k = \min_{\mathbf{u}(k)} E_{\mathbf{s}(k)} \{ \phi[\mathbf{z}(k), \mathbf{u}(k), \mathbf{s}(k), k] + J_{k+1} \} \quad (4.38)$$

gelangt man nach Anwendung des Optimalitätsprinzips zu

$$V[\mathbf{z}(k), k] = \min_{\mathbf{u}(k)} J_k = \min_{\mathbf{u}(k)} E_{\mathbf{s}(k)} \{ \phi[\mathbf{z}(k), \mathbf{u}(k), \mathbf{s}(k), k] + V[\mathbf{z}(k+1), k+1] \} \quad (4.39)$$

Durch Einsetzen der Gleichungsnebenbedingung (Formel 4.34) in obige Gleichung ergibt sich die stochastische Version der Bellmanschen Rekursionsformel:

$$V[\mathbf{z}(k), k] = \min_{\mathbf{u}(k)} E \{ \phi[\mathbf{z}(k), \mathbf{u}(k), \mathbf{s}(k), k] + V[\mathbf{f}[\mathbf{z}(k), \mathbf{u}(k), \mathbf{s}(k), k], k+1] \} \quad (4.40)$$

Das sich nach dieser Rekursionsformel ergebende optimale Reglerkennfeld ist wiederum nur von den Zustandsgrößen $\mathbf{z}(k)$ und dem Zeitpunkt k abhängig.

$$\mathbf{u}(k) = \mathbf{R}[\mathbf{z}(k), k] \quad (4.41)$$

Bei der Berechnung wird allerdings neben dem Minimum über die Störgröße $\mathbf{u}(k)$ zum Zeitpunkt k zusätzlich noch der Erwartungswert über $\mathbf{s}(k)$ genommen. Bei einer bestimmten Steuerentscheidung $\mathbf{u}(k)$ müssen hierzu für alle möglichen Störvektoren $\mathbf{s}(k)$ die sich ergebenden Zustandspunkte $\mathbf{z}(k, \mathbf{s})$ berechnet und mit der Wahrscheinlichkeit $p[\mathbf{s}(k)]$ zum Erwartungswert E aufsummiert werden.

Stochastische dynamische Programmierung mit Störgrößenmodell

Liegt nicht unkorreliertes Rauschen (wie bisher angenommen), sondern ein konkretes Störgrößenmodell mit meßbaren Störgrößen $\mathbf{s}(k)$ vor ($\mathbf{F}(k)\mathbf{z}(k)$ korrelierter Anteil im Störgrößenmodell, $\xi(k)$ unabhängige Störgröße mit bekannter Wahrscheinlichkeit),

$$\mathbf{s}(k+1) = \mathbf{F}(k)\mathbf{s}(k) + \xi(k) \quad (4.42)$$

kann durch Erweiterung des Zustandsvektors um die Störgröße $[\mathbf{z}^T \mathbf{s}^T]^T(k)$ (erweiterter Zustandsvektor) das stochastische Gütefunktional des Erwartungswertes (Formel 4.35) geschrieben werden als

$$J = E\{\vartheta[[\mathbf{z}^T \mathbf{s}^T]^T(K)] + \sum_{k=0}^{K-1} \phi[[\mathbf{z}^T \mathbf{s}^T]^T(k), \mathbf{u}(k), \xi(k), k]\} \quad (4.43)$$

Gibt das Störgrößenmodell den tatsächlichen Verlauf der Störgrößen gut wieder, kann der unkorrelierte Anteil im Störgrößenmodell $\xi(k) \approx \mathbf{0}$ vernachlässigt werden, und man gelangt vom Erwartungswert wieder zum Gütefunktional (vgl. Formel 4.22):

$$J = \vartheta[[\mathbf{z}^T \mathbf{s}^T]^T(K)] + \sum_{k=0}^{K-1} \phi[[\mathbf{z}^T \mathbf{s}^T]^T(k), \mathbf{u}(k), k] \quad (4.44)$$

Das stochastische Problem kann wieder mit den Methoden der deterministischen dynamischen Programmierung gelöst werden, was nicht nur das optimale Regelgesetz verbessert, sondern auch den Berechnungsaufwand reduziert.

Das vorliegende Optimierungsproblem wurde mit dieser um das Störgrößenmodell erweiterten deterministischen dynamischen Programmierung berechnet. Es ergeben sich dann schließlich Regelgesetze der Form

$$\mathbf{u}(k) = \mathbf{R}\{[\mathbf{z}^T \mathbf{s}^T]^T(k), k\} \quad (4.45)$$

die nicht nur vom Zustandsvektor sondern auch vom Störgrößenvektor abhängen.

4.3.2 Anwendung auf kontinuierliche Systeme

Bisher wurde das Verfahren der dynamischen Programmierung allgemein erläutert und durch die Herleitung der diskreten Bellmanschen Rekursionsformeln gezeigt, wie es für kombinatorische Problemstellungen mit Störgrößen angewendet werden kann.

Nun soll gezeigt werden, welche Schritte und Überlegungen im Detail notwendig sind, um von der kontinuierlichen Beschreibung des Problems (vgl. Kap. 4.1.2) zur den vorgestellten Bellmanschen Rekursionsformeln zugrundeliegenden diskreten Problembeschreibung (vgl. Kap.

4.3.1) zu gelangen. Es wird dabei davon ausgegangen, daß die Störgrößen $\mathbf{s}(k)$ meßtechnisch erfaßt werden können, was bei den vorliegenden stützerregten Systemen, wenn nicht immer direkt, so doch über einen Beobachter möglich ist. Es kann somit mit der deterministischen Bellmanschen Rekursionsformel mit erweitertem Zustandsvektor $[\mathbf{z}^T \mathbf{s}^T]^T(k)$ gearbeitet werden.

$$V[[\mathbf{z}^T \mathbf{s}^T]^T, k] = \min_{\mathbf{u}(k)} [\phi[[\mathbf{z}^T \mathbf{s}^T]^T, \mathbf{u}(k), k] + V[\mathbf{f}[[\mathbf{z}^T \mathbf{s}^T]^T, \mathbf{u}(k), k], k + 1]] \quad (4.46)$$

Um den Bezug zur Problemstellung herzustellen und das Vorgehen anschaulich zu halten, wird auf den Ein-Massen-Schwinger zurückgegriffen (vgl. Abb. 4.6).

Zur Aufbereitung der Problemstellung sind Zeit- und Ortsdiskretisierungen der vorgegebenen Gütefunktionale (Formel 4.14) und Gleichungsnebenbedingungen (Formel 4.1) durchzuführen.

Zeitdiskretisierung

Zur Zeitdiskretisierung wird die Systemdifferentialgleichung

$$\mathbf{M}\ddot{\mathbf{x}} + \mathbf{D}\dot{\mathbf{x}} + \mathbf{K}\mathbf{x} = \mathbf{D}\dot{\mathbf{s}} + \mathbf{K}\mathbf{s} \quad (4.47)$$

wie in Kap. 4.2 für den stützerregten Ein-Massen-Schwinger beschrieben, in den Zustandsraum überführt. Man erhält dadurch die bilineare Zustandsdifferentialgleichung der gesteuerten Schwingungsdämpfung (vgl. Formel 4.18)

$$\dot{\mathbf{z}} = \mathbf{A}\mathbf{z} + \mathbf{B}\mathbf{u} + \mathbf{F}\mathbf{s} \quad (4.48)$$

wobei \mathbf{z} der Zustandsvektor, \mathbf{s} der Störgrößenvektor, \mathbf{u} der Stellgrößenvektor (Steuerungsvektor), \mathbf{A} die Systemmatrix, \mathbf{F} die Störgrößenmatrix und \mathbf{B} die Steuermatrix ist.

Nach Aufstellen des Störgrößenmodells mit der Systemmatrix der Störgrößen \mathbf{S}

$$\dot{\mathbf{s}} = \mathbf{S}\mathbf{s} \quad (4.49)$$

welches für einen einheitlichen Bearbeitungsablauf am günstigen ebenfalls als kontinuierliches Modell vorliegt, kann der erweiterte Zustandsvektor in kontinuierlicher Beschreibung gebildet werden ($[\mathbf{z}^T \mathbf{s}^T]^T(t)$).

Ist die Störgröße beim stützerregten Ein-Freiheitsgrad-System (vgl. Abb. 4.6) eine harmonische Schwingung $\ddot{s} = -\Omega^2 s$ (mit der Erregungskreisfrequenz Ω), ergibt sich das Störgrößenmodell im Zustandsraum zu

$$\begin{pmatrix} \dot{s} \\ \ddot{s} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \dot{s}_1 \\ \dot{s}_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -\Omega^2 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} s_1 \\ s_2 \end{pmatrix} = \dot{s} = \mathbf{S}s \quad (4.50)$$

und man erhält, wenn im Vektor \mathbf{s} nicht nur eine, sondern mehrere Störgrößen zusammengefaßt sind, eine allgemeine kontinuierliche Systembeschreibung im erweiterten Zustandsraum:

$$\begin{pmatrix} \dot{\mathbf{z}}(t) \\ \dot{\mathbf{s}}(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{A} & \mathbf{F} \\ \mathbf{0} & \mathbf{S} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{z} \\ \mathbf{s} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \mathbf{B} \\ \mathbf{0} \end{pmatrix} \mathbf{u} \quad (4.51)$$

wobei \mathbf{B} von den Störgrößen und den Zustandsgrößen abhängig ist.

Die erweiterte Zustandsraumbeschreibung mit Störmodell läßt sich mit einem beliebigen Einschrittverfahren der numerischen Integration (zum Beispiel mit Runge-Kutta) [42] in den diskreten Zustandsraum überführen, und die Gleichungsnebenbedingungen liegen in diskreter Form vor.

Bei der Berechnung der Reglerkennfelder werden quadratische Gütefunktionale 4.14 ohne Berücksichtigung des Endzustandes und ohne Berücksichtigung des Steuerungsaufwandes ($\mathbf{R} = \mathbf{0}$) eingesetzt. Diese lauten in kontinuierlicher Schreibweise für die Berechnung vom Anfangszustand in den Endzustand:

$$J[\mathbf{z}(t), \mathbf{u}(t), t_e] = \frac{1}{2} \int_0^{t_e} \mathbf{z}(t)^T \mathbf{Q} \mathbf{z}(t) dt \quad (4.52)$$

Nach Überführung in eine zeitdiskrete Darstellung erhält man

$$J[\mathbf{z}(k), \mathbf{u}(k), k] = \frac{1}{2} \sum_{k=0}^{K-1} \mathbf{z}^T(k) \mathbf{Q} \mathbf{z}(k) \quad (4.53)$$

Der für die Rekursionsformel benötigte Übergang von einem Diskretisierungsschritt k zum folgenden $k + 1$ berechnet sich in diskreter Form nach

$$\phi[[\mathbf{z}^T \mathbf{s}^T]^T, \mathbf{u}(k), k] = \frac{1}{4} [\mathbf{z}^T(k) \mathbf{Q} \mathbf{z}(k) + \mathbf{z}^T(k+1) \mathbf{Q} \mathbf{z}(k+1)] \quad (4.54)$$

Ortsdiskretisierung

Wie im Beispiel (vgl. Abb. 4.8) erkennbar, wird bei der dynamischen Programmierung für jeden möglichen Zustandsvektor - hier in Form des erweiterten Zustandsvektors $([\mathbf{z}^T \mathbf{s}^T]^T(k))$ - die optimalen Steuerentscheidungen $\mathbf{u}([\mathbf{z}^T \mathbf{s}^T]^T(k), k)$ (Pfeile) und der minimalen Überführungskosten zum Zielpunkt berechnet $V([\mathbf{z}^T \mathbf{s}^T]^T(k), k)$ (Zahlen in den Kreisen).

Bei einem unbeschränkten kontinuierlichen Zustandsbereich $\mathcal{Z}(k)$ und einem unbeschränkten kontinuierlichen Störgrößenbereich $\mathcal{S}(k)$ wären somit unendlich viele Optimierungen pro

diskretisiertem Zeitschritt k (über den theoretisch auch unbegrenzten kontinuierlichen Steuerbereich $\mathcal{U}(k)$) zu lösen. Dies ist nicht möglich. Deshalb müssen erstens die zu untersuchenden Bereiche begrenzt werden, was keine wirkliche Einschränkung für reale Systeme darstellt, welche sich nur innerhalb bestimmter Bereiche bewegen können und zweitens der Zustandsbereich $\mathcal{Z}(k)$, der Störgrößenbereich $\mathcal{S}(k)$, sowie der Steuerbereich $\mathcal{U}(k)$ durch entsprechende Punktegitter diskretisiert werden. Die Diskretisierungsintervalle $\Delta z(k)$, $\Delta s(k)$ und $\Delta u(k)$ müssen dabei in Abstimmung mit der Lösungsgenauigkeit und dem Speicherplatz des Digitalrechners festgelegt werden. Die Intervalle $\Delta z(k)$, $\Delta s(k)$ und $\Delta u(k)$ können als zeitvariant oder zeitinvariant gesetzt werden. Hier wurden die zeitinvarianten Größen verwendet.

Eine feine Diskretisierung mit einer großen Anzahl an Intervallen erhöht zwar die Rechengenauigkeit, aber auch gleichzeitig exponentiell den Speicherbedarf und die Rechenzeit. Hier muß ein vernünftiger Kompromiß gefunden werden.

In Abbildung 4.10 ist die Ortsdiskretisierung für einen zweidimensionalen Zustandsvektor bei den Zeitschritten k und $k + 1$ dargestellt.

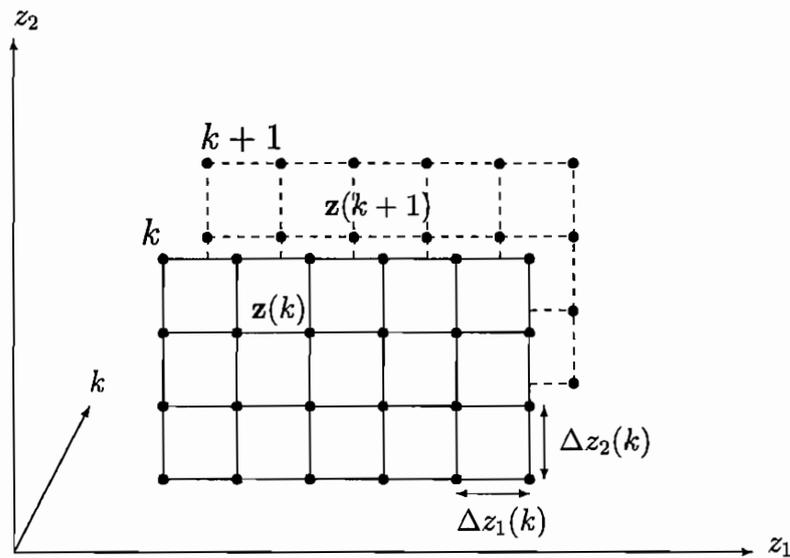


Abb. 4.10: Darstellung der Ortsdiskretisierung für k und $k + 1$

Die Anzahl der Ortsdiskretisierungspunkte je Zeitschritt läßt sich bei Diskretisierung des n -dimensionalen Zustandsraums $\mathcal{Z}(k)$ und des m -dimensionalen Störgrößenbereichs $\mathcal{S}(k)$ in jeweils N Intervalle berechnen nach:

$$\text{Diskrete Punkte}(k) = (N + 1)^{(n+m)} \quad (4.55)$$

Da pro diskretem Punkt k sowohl die optimale Steuerentscheidung $u([\mathbf{z}^T \mathbf{s}^T]^T(k), k)$ als auch die minimalen Überführungskosten zum Endpunkt $V([\mathbf{z}^T \mathbf{s}^T]^T(k), k)$ abzuspeichern sind, beträgt der Speicherbedarf für K Zeitintervalle:

$$\text{Speicherbedarf} = 2K(N + 1)^{(n+m)} \quad (4.56)$$

Nach Festlegung der Diskretisierungsschrittweiten könnte nun mit der Rekursionsrechnung begonnen werden, doch es sind noch weitere Hürden zu überwinden.

Besonderheiten beim erweiterten Zustandsvektor $[\mathbf{z}^T \mathbf{s}^T]^T(k + 1)$

Für den nach Vorgabe der zu testenden Steuerentscheidung auftretenden Zustandsvektor $[\mathbf{z}^T \mathbf{s}^T]^T(k + 1)$ können drei Fälle auftreten, welche in Bezug auf den festzulegenden Restgütwert $V([\mathbf{z}^T \mathbf{s}^T]^T(k), k)$ zu lösen sind:

- Der neue Zustandsvektor liegt außerhalb des zulässigen Zustandsbereichs \mathcal{Z}, \mathcal{S} . In diesem Fall führt diese Entscheidung nicht zum Ziel und ist mit dem Gütwert ∞ , im Rechner mit einer sehr großen Zahl, zu belegen.
- Von einem diskretisierten Gitterpunkt $[\mathbf{z}^T \mathbf{s}^T]^T(k)$ gibt es keine Steuerentscheidung, welche einen endlichen Gütwert besitzt. In diesem Fall wird der Gütwert dieses Gitterpunktes mit einer sehr großen Zahl belegt.
- Der neue Zustandspunkt liegt, was eigentlich immer der Fall ist, zwischen diskretisierten Punkten $[\mathbf{z}^T \mathbf{s}^T]^T(k + 1)$. Der benötigte Zwischengittergütwert $V([\mathbf{z}^T \mathbf{s}^T]^T(k + 1), k + 1)$ wird dann entweder durch eine lineare Interpolation zwischen den Gitterplätzen, wenn keiner der Gitterplätze den Gütwert ∞ aufweist, oder durch lineare Extrapolation (vgl. Abb. 4.11) gefunden. Das Vorgehen der Inter- und Extrapolation ist dabei zulässig, weil es sich bei den Gütefeldern zum Diskretisierungspunkt k um kontinuierliche $(n + m)$ -dimensionale Flächen innerhalb des Zustandsraums handelt. ∞ Gütwerte treten nur im Randbereich des Zustands- und Störgrößenraums auf.

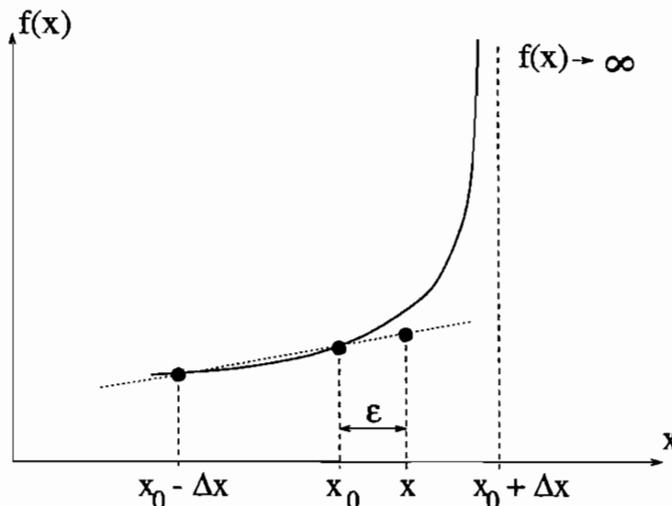


Abb. 4.11: Extrapolation, wenn ein Randgitterpunkt $\rightarrow \infty$

Problem des unendlichen Problemhorizonts

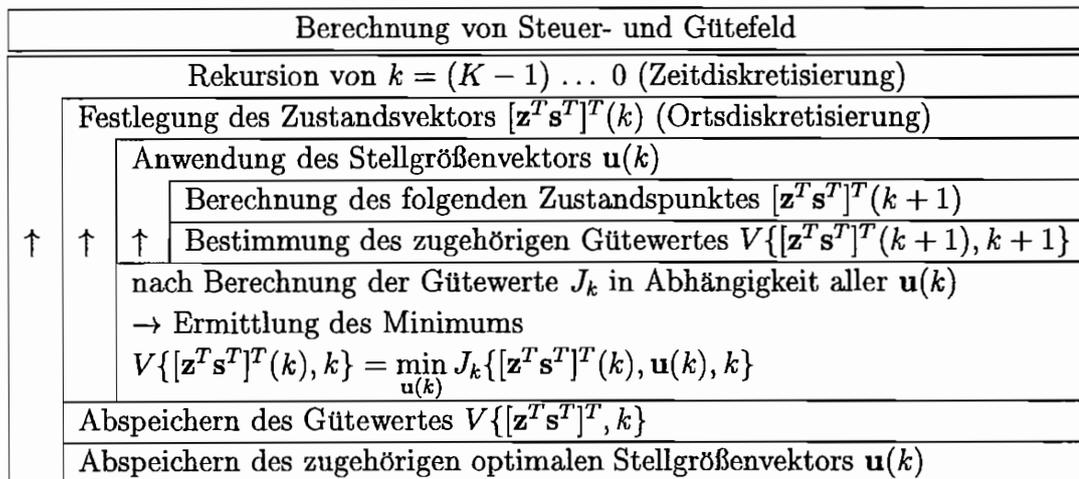
Bei der dynamischen Programmierung wird von einem Endzeitpunkt K beginnend rekursiv ein optimales Gütefeld berechnet. Bei der hier gestellten Aufgabe ist der Problemhorizont allerdings nicht beschränkt ($K \rightarrow \infty$), was auf den ersten Blick ein großes Problem darstellt.

Unter der Annahme, die sich schließlich bestätigte, daß die Problemstellung des semi-aktiven Dämpfers zu einem stationären Regelgesetz führt, wurde die Rekursion solange fortgesetzt bis die berechneten Regelgesetze $\mathbf{R}\{[\mathbf{z}^T \mathbf{s}^T]^T(k), k\}$ mit $k = K - 1, K - 2, \dots$ gegen das stationäre Regelgesetz konvergieren.

Erfreulicherweise stellte sich bereits nach der ersten Rekursion ein stationäres Regelgesetz ein.

Lösungsschema als Struktogramm

Zum Abschluß zusammenfassend der gesamte Algorithmus zur Bestimmung des Reglerkennfeldes $\mathbf{u}([\mathbf{z}^T \mathbf{s}^T]^T, k)$ und des Gütewertes $V([\mathbf{z}^T \mathbf{s}^T]^T, k)$ in der Reihenfolge der notwendigen Operationen im gesamten diskretisierten Zeit- und Ortsbereich:



Beispiel stützerregter Ein-Massen-Schwinger

Wie bereits gezeigt wurde, läßt sich für den stützerregten Ein-Massen-Schwinger (vgl. Abb. 4.6) mit Störgrößenmodell die erweiterte Zustandsraumbeschreibung aufstellen (vgl. Formel 4.51)

$$\begin{pmatrix} \dot{z}_1 \\ \dot{z}_2 \\ \dot{s}_1 \\ \dot{s}_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -\frac{c}{m} & -\frac{d_{\min}}{m} & \frac{c}{m} & \frac{d_{\min}}{m} \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -\Omega^2 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} z_1 \\ z_2 \\ s_1 \\ s_2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{(s_2 - z_2)}{m} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} d_{st} \quad (4.57)$$

wobei sich der erweiterte Zustandsvektor $[\mathbf{z}^T \mathbf{s}^T]^T(t) = [z_1, z_2, s_1, s_2]^T(t)$ ergibt.

Soll die kinetische Energie der freien Masse minimiert werden, ist das quadratische Gütefunktional (Formel 4.65) mit

$$\mathbf{Q} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & m \end{pmatrix} \quad (4.58)$$

einzusetzen. In dieses geht nur der Zustandsvektor $\mathbf{z} = [z_1, z_2]^T(t)$ und nicht der erweiterte Zustandsvektor $[\mathbf{z}^T \mathbf{s}^T]^T(t) = [z_1, z_2, s_1, s_2]^T(t)$ ein.

Da es sich bei der dynamischen Programmierung um ein numerisches Verfahren handelt, kann das gesuchte Reglerkennfeld nicht allgemein, sondern nur für ein konkretes System, bei Vorgabe konkreter Zustands- und Störgrößenbereiche sowie Steuerbereiche berechnet werden.

Der Kennfeldberechnung wurden nachfolgende Systemparameter zugrundegelegt:

Masse	m	=	2	kg
Federsteifigkeit	c	=	5	N/m
Minimale Dämpfung	d_{min}	=	0.5	kg/s
Maximale Dämpfung	d_{max}	=	60	kg/s
Frequenz der Störgröße	Ω	=	2	s ⁻¹

Für die Dämpfungsvariation ergibt sich somit ein Steuerbereich \mathcal{U} von

$$0.0 \text{ kg/s} \leq d_{st} \leq 59.5 \text{ kg/s.}$$

Dies entspricht bei einer Systemeigenfrequenz von $\omega_0 = \sqrt{c/m} = 1.58 \text{ s}^{-1}$ einem Variationsbereich für das Lehrsche Dämpfungsmaß zwischen $D_{min} = d_{min}/(2\sqrt{mc}) = 0.0791$ und $D_{max} = d_{max}/(2\sqrt{mc}) = 9.4868$.

Der zulässige Zustandsbereich \mathcal{Z} und Störbereich \mathcal{S} wurde für die Berechnung gewählt zu:

$$\begin{aligned} \mathcal{Z} : \quad & -0.3 \text{ m} \leq x \leq 0.3 \text{ m} \\ & -1.0 \text{ m/s} \leq \dot{x} \leq 1.0 \text{ m/s} \\ \mathcal{S} : \quad & -0.3 \text{ m} \leq z \leq 0.3 \text{ m} \\ & -1.0 \text{ m/s} \leq \dot{z} \leq 1.0 \text{ m/s} \end{aligned}$$

Bei einer Zeitdiskretisierung von $\Delta t = 0.001 \text{ s}$ und einer einheitlichen Ortsdiskretisierung im erweiterten Zustandsraum \mathcal{Z} , \mathcal{S} sowie für den Stellgrößenvektor \mathcal{U} von 10 Intervallen ($N = 10$), konnte mit der dynamischen Programmierung nach R. Bellman das in Tabelle 4.1 dargestellte Reglerkennfeld berechnet werden.

Es entspricht dem, was noch gezeigt wird, aus der phänomenologischen Betrachtungsweise (vgl. Kap. 4.4) gewonnenen Kennfeld des Ein-Freiheitsgrad-Systems. Es ist unabhängig von der Auslenkung der Störung s , der Auslenkung der freien Masse x , der Frequenz der Störung Ω sowie auch von den Systemparametern. Die maximalen Zahlenwerte ($d_{max} = 60$) stehen stellvertretend für die maximalen Dämpferkräfte $|F_{D_{max}}|$ und die minimalen Zahlenwerte ($d_{min} = 0.5$) für die minimalen Dämpferkräfte $|F_{D_{min}}|$.

		$s_2 = \dot{s} \rightarrow$ in m/s											
		-1.0	-0.8	-0.6	-0.4	-0.2	0.0	0.2	0.4	0.6	0.8	1.0	
\uparrow z_2 $=$ \dot{x}	1.0	60.0	60.0	60.0	60.0	60.0	60.0	60.0	60.0	60.0	60.0	.5	
	0.8	60.0	60.0	60.0	60.0	60.0	60.0	60.0	60.0	60.0	60.0	.5	.5
	0.6	60.0	60.0	60.0	60.0	60.0	60.0	60.0	60.0	60.0	.5	.5	.5
	0.4	60.0	60.0	60.0	60.0	60.0	60.0	60.0	.5	.5	.5	.5	.5
	0.2	60.0	60.0	60.0	60.0	60.0	60.0	.5	.5	.5	.5	.5	.5
	0.0	.5	.5	.5	.5	.5	.5	.5	.5	.5	.5	.5	.5
	-0.2	.5	.5	.5	.5	.5	60.0	60.0	60.0	60.0	60.0	60.0	60.0
	-0.4	.5	.5	.5	.5	60.0	60.0	60.0	60.0	60.0	60.0	60.0	60.0
	-0.6	.5	.5	.5	60.0	60.0	60.0	60.0	60.0	60.0	60.0	60.0	60.0
	-0.8	.5	.5	60.0	60.0	60.0	60.0	60.0	60.0	60.0	60.0	60.0	60.0
	-1.0	.5	60.0	60.0	60.0	60.0	60.0	60.0	60.0	60.0	60.0	60.0	60.0

Tab. 4.1: Reglerkennfeld für die Dämpfung d zur Minimierung der kinetischen Energie der freien Masse am Ein-Massen-Schwinger

Beispiel Mehr-Freiheitsgrad-System, Zwei-Massen-Schwingerkette

Bei Mehr-Freiheitsgrad-Systemen sind die erweiterten Zustandsvektoren $[z^T s^T]^T(t)$ anzupassen. Das Störgrößenmodell (Formel 4.49) und das Zustandsmodell (Formel 4.48) sowie das quadratische Gütefunktional (vgl. Formel 4.52 bis 4.54) müssen hierzu um die zusätzlichen Dimensionen entsprechend den Systemgegebenheiten erweitert werden.

Bei prinzipiell ähnlicher Bearbeitungsfolge im (entsprechend dem angewachsenen, erweiterten Zustandsvektor) vergrößerten Zustandsraum \mathcal{Z} , \mathcal{S} und dem gegebenenfalls vergrößerten Stellgrößenvektorraum \mathcal{U} (für mehrere unabhängige Stelleingriffe) können die gesuchten Reglerkennfelder berechnet werden.

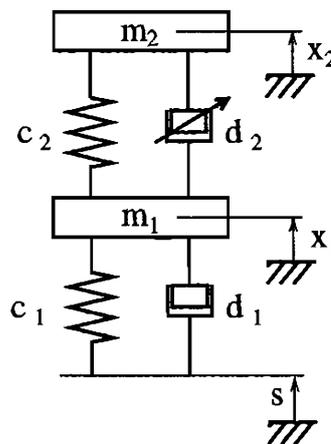


Abb. 4.12: Zwei-Massen-Schwinger, Viertelfahrzeug

Für einen stützerregten Zwei-Massen-Schwinger (vgl. Abb. 4.12) zum Beispiel ergibt sich ein erweiterter Zustandsvektor 6- statt 4-dimensionaler erweiterter Zustandsraum \mathcal{Z} , \mathcal{S} mit dem Vektor

$$[\mathbf{z}^T \mathbf{s}^T]^T(k+1) = (x_1, x_2, \dot{x}_1, \dot{x}_2, s_1, \dot{s}_1) \quad (4.59)$$

Das erweiterte Zustandsmodell (bestehend aus Zustandsmodell des Systems und dem Störgrößenmodell) lautet:

$$\begin{pmatrix} \dot{z}_1 \\ \dot{z}_2 \\ \dot{z}_3 \\ \dot{z}_4 \\ \dot{s}_1 \\ \dot{s}_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ -\frac{c_1+c_2}{m_1} & \frac{c_2}{m_1} & -\frac{d_1+d_2}{m_1} & \frac{d_2}{m_1} & \frac{c_1}{m_1} & 0 \\ \frac{c_2}{m_2} & -\frac{c_2}{m_2} & \frac{d_1}{m_2} & -\frac{d_2}{m_2} & 0 & \frac{d_1}{m_2} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -\Omega^2 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} z_1 \\ z_2 \\ z_3 \\ z_4 \\ s_1 \\ s_2 \end{pmatrix} \quad (4.60)$$

Aus Gründen der Übersichtlichkeit wird dabei in Formel 4.60 im Gegensatz zur Formel 4.57 am Ein-Massen-Schwinger auf eine Aufspaltung des Dämpfungsparameters d_2 in einen steuerbaren und einen nicht steuerbaren Anteil verzichtet.

In Mehr-Freiheitsgrad-Systemen bestehen, aufgrund der größeren Anzahl an Freiheitsgraden, mehrere verschiedene Möglichkeiten, die Gewichtungsmatrix \mathbf{Q} des quadratischen Gütekriteriums (vgl. Formel 4.52 bis 4.54) zu belegen. Wie bereits in Kap. 4.1.3 angesprochen, existieren für die Matrixbelegung keine festen Regeln. Es müssen deshalb verschiedene Gewichtungsansätze getestet werden.

Für ein geschwindigkeitsoptimales (energieoptimales) Gütekriterium sind beim Zwei-Massen-Schwinger drei Kombinationen untersucht worden. Auf die Vorstellung und Diskussion der unterschiedlichen Regelungskennfelder in Abhängigkeit von den eingesetzten Gewichtungsmatrizen \mathbf{Q} , wird hier zunächst verzichtet. Die Zusammenhänge lassen sich anschaulicher im Rahmen des Reglerentwurfs nach der phänomenologischen Vorgehensweise (Kap. 4.4.2) erläutern, die zu identischen Kennfeldern führen.

Die Verwendung eines quadratischen geschwindigkeitsoptimalen Kriteriums entspricht dabei der Bewertung der kinetischen Energie der freien Massen und Trägheiten. Wird beim Regelgesetzentwurf der Aufwand, also die Leistung zur Veränderung der Stellgröße, nicht mitberücksichtigt, führt neben der Variationsrechnung zum Beispiel nach Bellman auch eine phänomenologische Vorgehensweise aus Energiebetrachtungen zu einem optimalen Regelgesetz. Dies wird im nächsten Abschnitt demonstriert.

4.4 Reglerentwurf durch phänomenologische Vorgehensweise

Die phänomenologische Betrachtungsweise beruht auf einer Analyse der Dämpferwirkungen auf die freien Massen und führt letztlich zur Aufstellung einer Energiebilanz für die freien Massen.

Die dieser Vorgehensweise zugrundeliegenden Überlegungen sollen zunächst am Ein-Massen-Schwinger erklärt und plausibel gemacht werden, ehe eine Erweiterung auf Mehr-Freiheitsgrad-Systeme vorgenommen wird.

4.4.1 Ein-Massen-Schwinger

Wie in Kap. 3.3.2 gezeigt wurde, hat der Dämpfer je nach Erregungsart unterschiedliche Einflüsse auf die freie Masse. Bei federkrafteerregten Systemen (vgl. Abb. 3.3) führt der Anstieg des Dämpfungsgrads im gesamten Frequenzbereich zu einer Verkleinerung der Vergrößerungsfunktionen. Beim nicht gesteuerten stützeerregten System hat die Vergrößerung des Dämpfungsgrades unterschiedlichen Einfluß. Je nach Erregungsfrequenz sinkt oder steigt die Vergrößerung mit zunehmender Dämpfung.

Durch Freischneiden der Massen kann der unterschiedliche Einfluß des Dämpfers im federkrafteerregten System und im stützeerregten System erkannt werden. Vereinfachend wird im weiteren davon ausgegangen, daß sich das federkrafteerregte System nur über den Dämpfer und nicht über Feder und Dämpfer an einem festen Bezugspunkt abstützt. Dieses vereinfachte modifizierte federkrafteerregte System wird in der Literatur auch als „Skyhook“-System (Abb. 4.13) bezeichnet [24]. P_D steht für die Leistungsaufnahme des Dämpfers. Positive Leistungen deuten hier darauf hin, daß der freien Masse Energie entzogen wird.

Für das Kräftegleichgewicht am „Skyhook“-System ergibt sich:

$$\sum F = -F_K - F_D = -c(x - s) - \underline{d\dot{x}} = m\ddot{x} \quad (4.61)$$

Die Leistung der Masse an den Aufhängungen berechnet sich zu:

$$\sum P_{\text{skyh}} = P_K + P_D = F_K\dot{x} + F_D\dot{x} = c(x - s)\dot{x} + \underline{d\dot{x}^2} \quad (4.62)$$

Für das Kräftegleichgewicht am stützeerregten System gilt

$$\sum F = -F_K - F_D = -c(x - s) - \underline{d(\dot{x} - \dot{s})} = m\ddot{x} \quad (4.63)$$

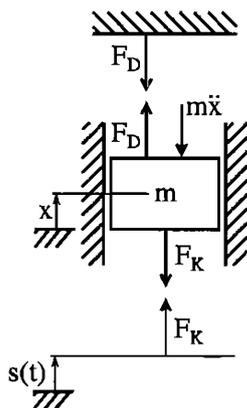
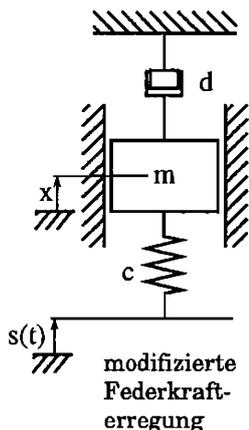
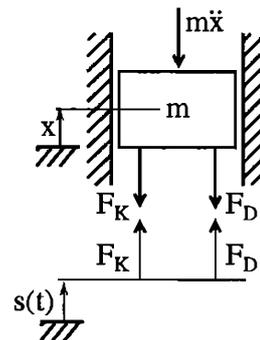
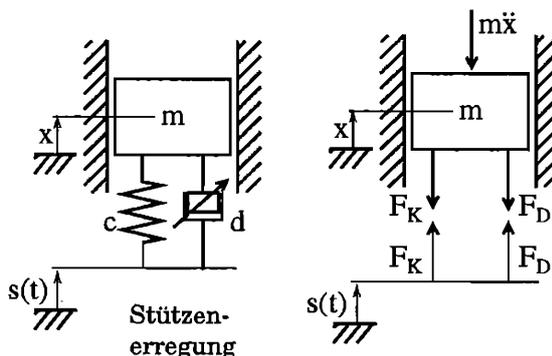
und die Leistung der Masse an den Aufhängungen berechnet sich zu:

$$\sum P_{\text{stuetz}} = P_K + P_D = F_K\dot{x} + F_D\dot{x} = c(x - s)\dot{x} + \underline{d(\dot{x} - \dot{s})\dot{x}} \quad (4.64)$$

Wie aus den Formeln der Leistung (4.62 und 4.64) erkennbar (unterstrichener Teil), ist die Wirkung des Dämpfers in beiden Einbausituationen unterschiedlich.

Im „Skyhook“-System kann er der schwingenden Masse nur Energie entziehen. Die Leistung $P_D = F_D\dot{x} = d\dot{x}^2 \geq 0$ ist unabhängig von der Bewegungsrichtung der Masse immer positiv oder Null.

Im stützeerregten System hingegen entzieht der Dämpfer der Masse nicht nur Energie, sondern er kann ihr je nach dem Geschwindigkeitsverhältnis von \dot{s} zu \dot{x} sowohl Energie entziehen $P_D > 0$ als auch zuführen $P_D < 0$. Haben die Dämpferkraft $F_D = f(\dot{x} - \dot{s})$ und

Abb. 4.13: Kräfte am „Skyhook“-
SystemAbb. 4.14: Kräfte am stützeerregten
System

die Geschwindigkeit der Massen \dot{x} gleiches Vorzeichen, wird der Masse kinetische Energie entzogen. Andernfalls wird sie angefacht. Man beachte die Vorzeichendefinitionen.

Zur Erfüllung des geschwindigkeitsoptimalen Gütekriteriums für den stützeerregten Ein-Massen-Schwinger (vgl. Formel 4.14)

$$J[\mathbf{z}(t), \mathbf{u}(t), t_e] = \frac{1}{2} \int_0^{t_e} \mathbf{z}(t)^T \mathbf{Q} \mathbf{z}(t) dt \rightarrow \min \quad (4.65)$$

mit

$$\mathbf{z} = \begin{pmatrix} x \\ \dot{x} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} z_1 \\ z_2 \end{pmatrix}; \quad \mathbf{Q} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & m \end{pmatrix} \quad (4.66)$$

ist nun die kinetische Energie der freien Masse zu minimieren ($J = 1/2m \int \dot{x}^2 dt$). Der Dämpfer im stützeerregten System ist also so anzusteuern, daß er sich möglichst gut dem „Skyhook“-System annähert (vgl. Abb. 4.15).

Dies bedeutet, daß die anfachenden Kraftanteile des Dämpfers durch Veränderung der Dämpfereigenschaft auszuschalten oder wenigstens zu minimieren sind. Man erhält einen Zweipunktregler, welcher auch als BANG-BANG-Regler bezeichnet wird. Die Schaltbedingung dieses Reglers wird durch das Vorzeichen des Leistungsflusses P_D zwischen Masse und Dämpfer (vgl. Formel 4.64) festgelegt. Ist die Leistung positiv, das heißt der Dämpfer entzieht Energie, ist die maximale Dämpferkraft einzustellen, im umgekehrten Fall die minimalste. Nach Kürzung der Dämpfung erhält man nachfolgende Schaltbedingung:

$$\begin{aligned} |F_D| &= |F_{D_{max}}|, & \text{wenn: } \dot{x}(\dot{x} - \dot{s}) &> 0 \\ |F_D| &= |F_{D_{min}}|, & \text{wenn: } \dot{x}(\dot{x} - \dot{s}) &< 0 \end{aligned} \quad (4.67)$$

Die graphische Darstellung dieses Kennfelds des geschwindigkeitsoptimalen Ein-Massen-Schwingers ist in Abb. 4.16 dargestellt.

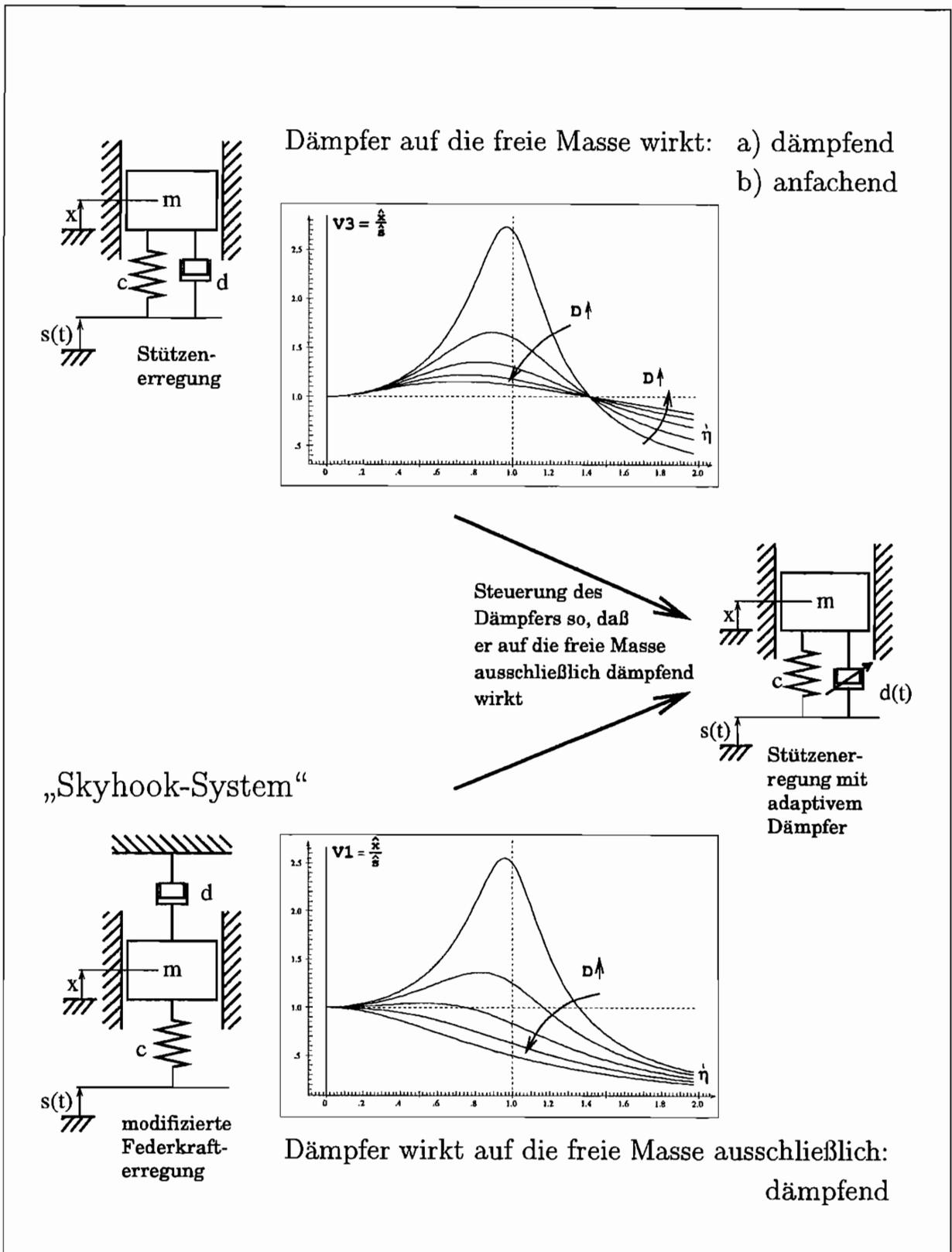


Abb. 4.15: Prinzipdarstellung zur Generierung des Regelgesetzes

Da in diesem Steuergesetz die Dämpfung nicht vorkommt, ist es für alle geschwindigkeitsabhängigen Dämpfer, also auch für Dämpfer mit nichtlinearer Dämpferkennlinie gültig. In diesem Schaltgesetz wird, wie erkenntlich, nicht die Dämpferkraft F_D , sondern nur ihre Richtung benötigt, welche durch die Geschwindigkeitsdifferenz der Befestigungspunkte des Dämpfers bestimmt wird ($\dot{x} - \dot{s}$).

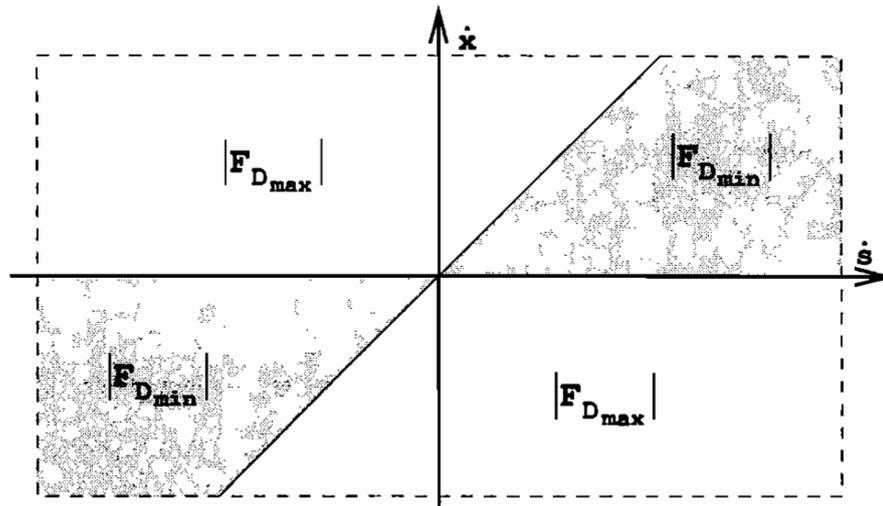


Abb. 4.16: Graphische Steuergesetzdarstellung für den Ein-Massen-Schwinger

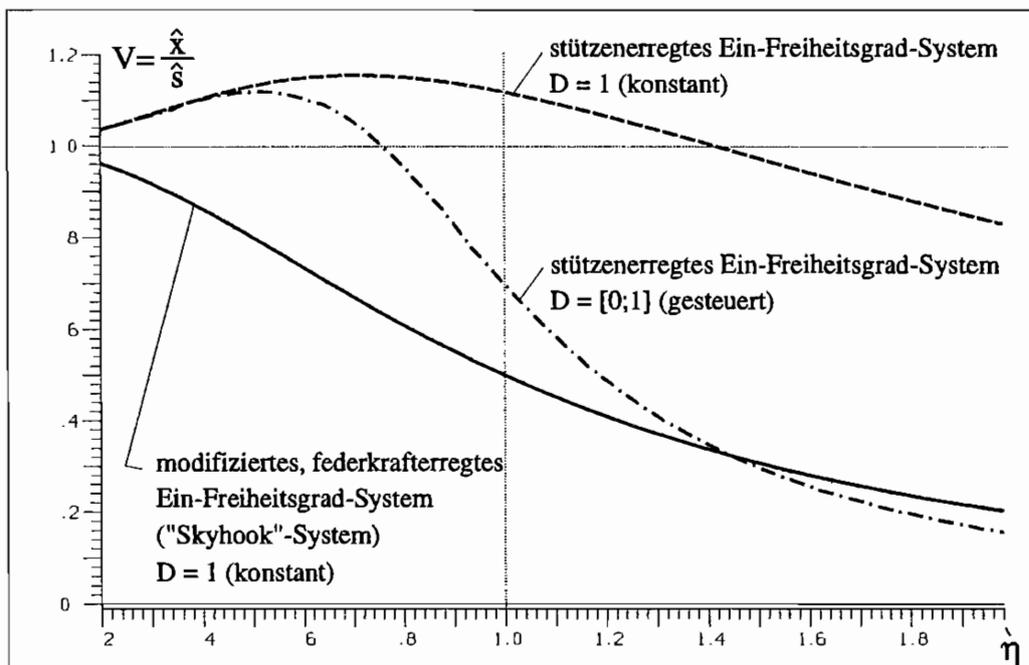


Abb. 4.17: Vergrößerungsfunktionen des Ein-Massen-Schwinger aus Simulationsrechnungen

Die Effektivität der gesteuerten Schwingungsdämpfung kann aus Abb. 4.17 entnommen werden. In dieser Abbildung sind ein ungesteuertes und ein gesteuertes stützenerregtes System beispielhaft mit dem Dämpfungsgrad $D = 1$ ($D = d\sqrt{mc}$) dem „Skyhook“-System gegenübergestellt. Bei einer Abstimmung $\hat{\eta} > 1$ (Abstimmung $\hat{\eta}$ im Gegensatz zur Viskosität η) ist dabei beim gesteuerten stützenerregten System mit zunehmendem $\hat{\eta}$ eine gegenüber dem

modifizierten federkrafteerregten System weitere Schwingungsminderung erreichbar. Durch die Phasendrehung bei $\dot{\eta} > 1$ können die Dämpferrelativgeschwindigkeit und damit die Dämpferkräfte beim adaptiven System größer als beim „Skyhook“-System werden. Eine ausführliche Darstellung der Simulationsergebnisse mit Vergleich der Auswirkung unterschiedlicher Dämpferschaltbereiche findet sich zusammen mit den Simulationsrechnungen für Mehr-Freiheitsgrad-System in Kapitel 4.5.

Im weiteren wird nun die vorgestellte Methode, ein Reglerkennfeld aus der Betrachtung der Leistungsflüsse abzuleiten, auch auf Mehr-Freiheitsgrad-Systeme erweitert.

4.4.2 Mehr-Freiheitsgrad-Systeme

Ein Mehr-Freiheitsgrad-Systemen besteht aus mehreren Massen oder Drehträgheiten, welche gekoppelt sind.

Anders als beim Ein-Freiheitsgrad-System ist bei Mehr-Freiheitsgrad-Systemen keine gezielte Ansteuerung eines bestimmten Freiheitsgrades durch einen einzelnen Dämpfer möglich. Durch die Veränderung eines Dämpfers werden in der Regel mindestens zwei Freiheitsgrade beeinflusst. Außerdem können mehrere Dämpfer auf eine Masse oder Drehträgheit einwirken.

Die Fragen, die sich also nun stellen, sind: wie muß das Vorgehen verfeinert werden, um zwischen der dämpfenden Wirkung eines Dämpfers auf einen Freiheitsgrad und der gleichzeitig anfachenden Wirkung auf einen anderen Freiheitsgrad zu vermitteln? Außerdem, wie sind mehrere gleichzeitig mit einer Masse verknüpfte Dämpfer anzusteuern? Es sind hier zwei Fälle zu unterscheiden.

Im Ein-Freiheitsgrad-System wurde der Dämpfer immer dann abgeschaltet, wenn er die einzelne freie Masse anfachte. Auf das Mehr-Freiheitsgrad-System übertragen würde dies bedeuten, den Dämpfer immer dann abzuschalten, wenn die Summe seiner anfachenden Leistungen auf unterschiedliche Freiheitsgrade größer ist als die Summe seiner dämpfenden Wirkungen. Werden die Leistungen P_D positiv definiert, wenn ein Dämpfer einer Masse Energie entzieht, kann bei N angekoppelten Freiheitsgraden folgendes Steuergesetz definiert werden:

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^N P_{Di} < 0 &\Rightarrow \text{Dämpfer aus} \\ \sum_{i=1}^N P_{Di} > 0 &\Rightarrow \text{Dämpfer ein} \end{aligned} \quad (4.68)$$

Dies ist aber nur sinnvoll für Dämpfer an der Systemgrenze, also für Dämpfer in den Stützen zur Umgebung. Diese werden am Fußpunkt erregt und leiten deshalb Störungen ins System ein. Durch Abschalten des Dämpfers im Anfachungsfall wird der Energieeintrag ins System und damit die Vergrößerungsfunktionen verkleinert.

Für Dämpfer innerhalb der Systemstruktur führt dieser Ansatz, wie leicht nachvollziehbar, zu einem Dämpfer mit immer maximaler Dämpfung. Der Dämpfer entzieht dem Gesamtsystem als rein dissipatives Strukturelement immer Energie.

Es ist deshalb das Steuergesetz (vgl. Formel 4.68) zu variieren und in Simulationsrechnungen zu untersuchen. Es ist hierbei die Frage zu beantworten, inwieweit durch gezielte Anfachung einzelner Massen und damit Veränderung der Energieverteilung im Mehrfreiheitsgrad-System eine verbesserte passive Entstörung zu erzielen ist. Durch die Simulationen stellte es sich heraus, daß ein Dämpfer mit permanent maximaler Dämpfung nicht die besten Ergebnisse liefert. So kann durch gezielte Anfachung einzelner Massen, vor allem wenn sie mit den Stützen verknüpft sind, eine Verbesserung der passiven Entstörung erreicht werden.

Im Reglerentwurfsansatz sind die Leistungen anzufachender Massen mit negativen Vorzeichen zu berücksichtigen. In die Gewichtungsmatrizen \mathbf{Q} gehen anzufachende Massen mit negativen Vorzeichen ein. Wie bereits in Kap. 4.1.3 erläutert, gibt es zur Wahl einer geeigneten Gewichtungsmatrix keine festen Regeln. Sie wird deshalb im allgemeinen nach Erfahrungswerten und durch Simulationsrechnungen ermittelt.

Als exemplarisches Beispiel soll nun eine stützerregte Schwingerkette bestehend aus zwei Massen betrachtet werden, welche mit einem nicht steuerbaren (zwischen Erregung und Masse 1) und einem steuerbaren Dämpfer (zwischen den Massen) ausgestattet ist. Diese Struktur entspricht dem einfachsten Modell einer Radaufhängung und wird deshalb auch als Viertelfahrzeug bezeichnet (Abb. 4.18). Auf die Steuerung des Dämpfers d_1 zwischen der Erregung und der Zwischenmasse 1 wird bewußt verzichtet. Im Modell der Radaufhängung stellt dieser Dämpfer die nicht steuerbare Eigendämpfung der Reifen dar.

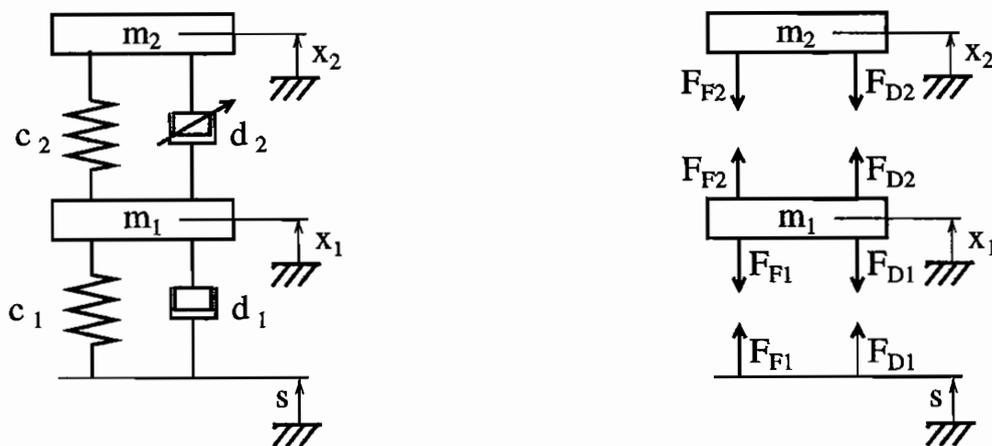


Abb. 4.18: Zwei-Massen-Schwinger, Viertelfahrzeug

Nach dem Freischneiden ergeben sich für das Viertelfahrzeug nachfolgende Kräftegleichgewichte

$$\begin{aligned} m_1 \ddot{x}_1 &= -F_{F1} - F_{D1} + F_{F2} + F_{D2} \\ &= -c_1(x_1 - s) - d_1(\dot{x}_1 - \dot{s}) + c_2(x_2 - x_1) + d_2(\dot{x}_2 - \dot{x}_1) \end{aligned} \quad (4.69)$$

$$\begin{aligned} m_2 \ddot{x}_2 &= -F_{F2} - F_{D2} \\ &= -c_2(x_2 - x_1) - d_2(\dot{x}_2 - \dot{x}_1) \end{aligned} \quad (4.70)$$

Aus diesen Kräftegleichgewichten kann je eine Formel für die Leistung der Masse m_1 und

der Masse m_2 am steuerbaren Dämpfer aufgestellt werden. Positive Leistungen entsprechen einem Energiefluß von der Masse zum Dämpfer.

- Leistung der Masse 1 am steuerbaren Dämpfer d_2

$$P_{D1-2} = -F_{D2}\dot{x}_1 = -d_2(\dot{x}_2 - \dot{x}_1)\dot{x}_1 \quad (4.71)$$

- Leistung der Masse 2 am steuerbaren Dämpfer d_2

$$P_{D2-2} = F_{D2}\dot{x}_2 = d_2(\dot{x}_2 - \dot{x}_1)\dot{x}_2 \quad (4.72)$$

Zur Auffindung der optimalen passiven Entstörung der freien Masse am oberen Ende, welche zum Beispiel eine Fahrgastzelle darstellen kann, werden drei Fälle betrachtet:

- **Steuerung 1:** Der steuerbare Dämpfer wird aktiviert, wenn er dem Gesamtsystem Energie entzieht.

$$\mathbf{z} = \begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \\ \dot{x}_1 \\ \dot{x}_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} z_1 \\ z_2 \\ z_3 \\ z_4 \end{pmatrix}; \quad \mathbf{Q} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & m_1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & m_2 \end{pmatrix} \quad (4.73)$$

$$|F_D| = |F_{D_{max}}|, \quad \text{wenn: } P_{D1-2} + P_{D2-2} = -d_2(\dot{x}_2 - \dot{x}_1)\dot{x}_1 + d_2(\dot{x}_2 - \dot{x}_1)\dot{x}_2 \geq 0$$

$$(\dot{x}_2 - \dot{x}_1)^2 \geq 0; \quad \text{ist immer erfüllt}$$

$$|F_D| = |F_{D_{min}}|, \quad \text{wenn: } P_{D1-2} + P_{D2-2} = -d_2(\dot{x}_2 - \dot{x}_1)\dot{x}_1 + d_2(\dot{x}_2 - \dot{x}_1)\dot{x}_2 < 0$$

$$(\dot{x}_2 - \dot{x}_1)^2 < 0; \quad \text{ist nie erfüllt} \quad (4.74)$$

Dies führt aber, wie bereits angesprochen, auf eine feste Dämpfereinstellung mit $|F_D| = |F_{D_{max}}|$.

- **Steuerung 2:** Der steuerbare Dämpfer wird aktiviert, solange er der oberen Masse Energie entzieht. Seine gleichzeitig anfachende oder dämpfende Wirkung auf die Zwischenmasse bleibt unberücksichtigt.

$$\mathbf{z} = \begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \\ \dot{x}_1 \\ \dot{x}_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} z_1 \\ z_2 \\ z_3 \\ z_4 \end{pmatrix}; \quad \mathbf{Q} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & m_2 \end{pmatrix} \quad (4.75)$$

$$|F_D| = |F_{D_{max}}|, \quad \text{wenn: } P_{D2-2} = d_2(\dot{x}_2 - \dot{x}_1)\dot{x}_2 \geq 0$$

$$(\dot{x}_2 - \dot{x}_1)\dot{x}_2 \geq 0$$

$$|F_D| = |F_{D_{min}}|, \quad \text{wenn: } P_{D2-2} = d_2(\dot{x}_2 - \dot{x}_1)\dot{x}_2 < 0$$

$$(\dot{x}_2 - \dot{x}_1)\dot{x}_2 < 0 \quad (4.76)$$

Es ergibt sich damit für die freie Masse 2 die gleiche Schaltbedingung wie beim Ein-Massen-Schwinger.

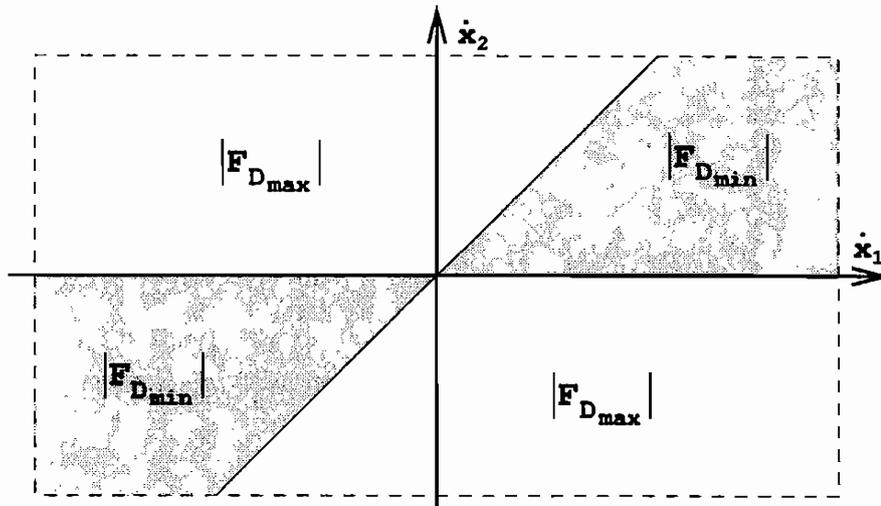


Abb. 4.19: Graphische Steuergesetzdarstellung nach Steuergesetz 2

- **Steuerung 3:** Der steuerbare Dämpfer wird aktiviert, solange er der mittleren Masse weniger Energie entzieht als der oberen Masse bzw. solange er der oberen Masse weniger Energie zuführt als der mittleren Masse.

$$\mathbf{z} = \begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \\ \dot{x}_1 \\ \dot{x}_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} z_1 \\ z_2 \\ z_3 \\ z_4 \end{pmatrix}; \quad \mathbf{Q} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -m_1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & m_2 \end{pmatrix} \quad (4.77)$$

$$|F_D| = |F_{D_{max}}|, \quad \text{wenn: } -P_{D1-2} + P_{D2-2} = d_2(\dot{x}_2 - \dot{x}_1)\dot{x}_1 + d_2(\dot{x}_2 - \dot{x}_1)\dot{x}_2 \geq 0 \\ (\dot{x}_2 - \dot{x}_1)(\dot{x}_2 + \dot{x}_1) \geq 0$$

$$|F_D| = |F_{D_{min}}|, \quad \text{wenn: } -P_{D1-2} + P_{D2-2} = d_2(\dot{x}_2 - \dot{x}_1)\dot{x}_1 + d_2(\dot{x}_2 - \dot{x}_1)\dot{x}_2 < 0 \\ (\dot{x}_2 - \dot{x}_1)(\dot{x}_2 + \dot{x}_1) < 0 \quad (4.78)$$

Es ergibt sich eine neue Schaltbedingung.

Diese drei Steuergesetze sind nun in Simulationsrechnungen zur Auffindung eines optimalen Reglerkennfeldes einander gegenüberzustellen. Aus dem Vergleich mit den passiven Systemen mit der minimalen und maximalen Grenzdämpfung des steuerbaren Dämpfers kann die Effektivität abgeschätzt werden.

Eine ausführliche Diskussion der unterschiedlichen Steuergesetze mit ihrer Auswirkung auf das Gesamtsystem findet im nachfolgenden Abschnitt (Kap. 4.5) im Rahmen der Simulationsrechnungen für verschiedene Steuergesetze statt.

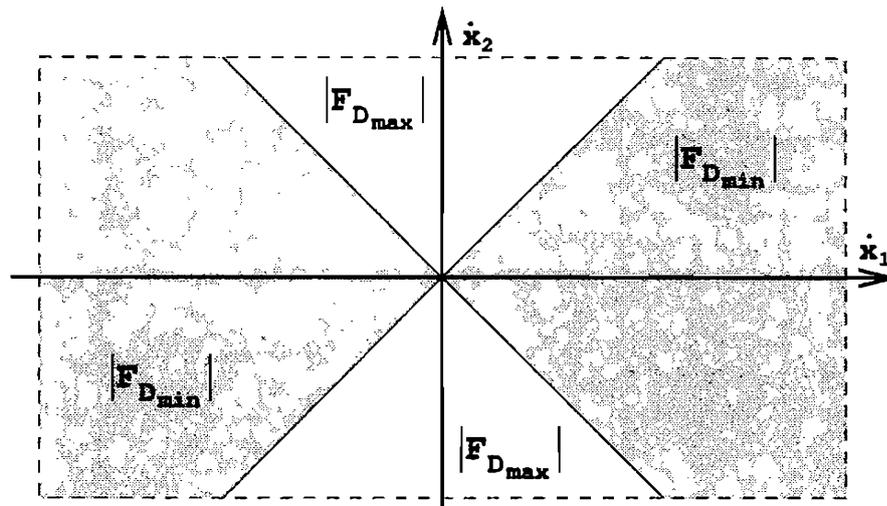


Abb. 4.20: Graphische Steuerungsgesetzdarstellung nach Steuerungsgesetz 2

4.5 Simulationsrechnungen mit gesteuerter Dämpfung

Zur Veranschaulichung der durch gesteuerte adaptive Dämpfung erreichbaren Schwingungsisolierungen und zur Ermittlung des günstigsten Steuerungsgesetzes bei Mehr-Freiheitsgrad-Systemen wurden Simulationsrechnungen im Zeitbereich durchgeführt.

Die erweiterten Zustandsmodelle sowie die Steuerungsgesetze wurden hierzu in das numerische Integrationsverfahren Runge-Kutta 4. Ordnung [42] implementiert, welches auch zur Ermittlung der Regelungskennfelder eingesetzt wurde. Die Auswertung der bei unterschiedlichen monofrequenten harmonischen Erregungen ermittelten Zeitverläufe erfolgte im Frequenzbereich.

Als Vergleichskriterium zur Beurteilung der passiven Isolation im Frequenzbereich werden die „Maximalwert“-verhältnisse der Systemantworten zu den Erregungen in Form der Wege nach Abklingen des Eigenverhaltens (eingeschwungener Zustand) verwendet und über der Frequenz aufgetragen. Bei linearen Systemen mit konstanten Koeffizienten entsprechen sie den Vergrößerungsfunktionen (vgl. Kap. 3.2.2 und Kap. 3.3.1). Bei der gesteuerten Schwingungsdämpfung (bilineares System) entsprechen sie nur genähert den Vergrößerungsfunktionen. Diese sind nicht als Verhältnisse der Maximalwerte der Antwort zur Erregung, sondern als Amplitudenverhältnisse definiert.

Durch die Dämpferansteuerung verändert sich die Schwingungsform des Ausgangssignals. Bei harmonischer monofrequenter Erregung antwortet das gesteuerte System periodischen Schwingungen (vgl. zum Beispiel Zeitverläufe, Abb. 4.26, 4.31). Diese setzen sich aus stückweise harmonischen Zeitverläufen zusammen. Wenn im weiteren nun von der Vergrößerungsfunktion gesprochen wird, sind deshalb bei den gesteuerten Systemen immer die „Maximalwert“-verhältnisse gemeint.

Im nachfolgenden werden die Ergebnisse für die beiden untersuchten Systeme, das stützen-erregte Ein-Freiheitsgrad-System und der stützenerregte Zwei-Massen-Schwinger (vgl. Abb.

4.1), bei harmonischer Erregung vorgestellt. Die den Simulationsrechnungen zugrundeliegenden Systemmodelle wurden bereits in den vorherigen Kapiteln hergeleitet. Sie führen mit dem Störgrößenmodell der Erregung auf die erweiterten Zustandsgleichungen (Formel 4.57, bzw. 4.60) für die numerische Simulation.

4.5.1 Ein-Massen-Schwinger

Zur Beurteilung der Effektivität der gesteuerten Schwingungsdämpfung beim Ein-Massen-Schwinger (Abb. 4.14, Formel 4.57) ist vor allem der Bereich um die Eigenfrequenz f_0 und um den Schnittpunkt der Vergrößerungskurven bei $f_m = f_0\sqrt{2}$ von Bedeutung. Bei sehr kleinen Abstimmungsverhältnissen $\dot{\eta} = f_m/f_0$ sind die Relativbewegungen zwischen Störung (Erregung) und Antwort zu klein, als daß nennenswerte Dämpferkräfte aufgebracht werden könnten. Bei sehr großen Abstimmungsverhältnissen erbringt eine Dämpfersteuerung keine wesentlichen Vorteile. Die Simulationen beschränken sich deshalb auf einen Bereich $0.2 < \dot{\eta} < 2$.

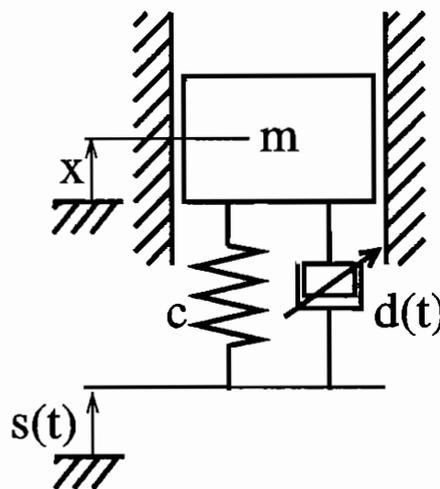


Abb. 4.21: Stützerregter Ein-Massen-Schwinger

In verschiedenen Simulationsläufen wurde dabei insbesondere der Einfluß des Dämpferschaltbereichs untersucht. In den Abbildungen sind die Ergebnisse bei Steuerung der Dämpfung $D = d/\sqrt{mc}$ zwischen $D_{min} = 0.0$ und $D_{max} = 1.0$ (Abb. 4.22), zwischen $D_{min} = 0.0$ und $D_{max} = 2.0$ (Abb. 4.23) und zwischen $D_{min} = 0.2$ und $D_{max} = 1.0$ (Abb. 4.24) im Vergleich zum passiven Ein-Freiheitsgrad-System mit entweder minimaler oder maximaler Dämpfung dargestellt.

Wie erwartet nimmt die Effektivität der gesteuerten Schwingungsdämpfung mit zunehmendem Dämpferschaltbereich zu. Im gesamten Frequenzbereich ergeben sich bei Steuerung des Dämpfers kleinere Vergrößerungsfunktionen als bei konstanter Dämpfung mit den Randwerten des Dämpfungssteuerbereichs. Dieses Ergebnis ergibt sich dabei nicht nur bei den mehr akademischen Fällen der Steuerung zwischen Dämpfung vorhanden ($D \neq 0$) und nicht vorhanden ($D = 0$, Abb. 4.22, 4.23), sondern auch bei Vorhandensein einer gewissen „Rest“-dämpfung ($D_{min} \neq 0$, Abb. 4.24). Dies läßt auf sehr gute Ergebnisse auch in realen Systemen schließen, in denen ein Dämpfer niemals vollständig abgeschaltet werden kann.

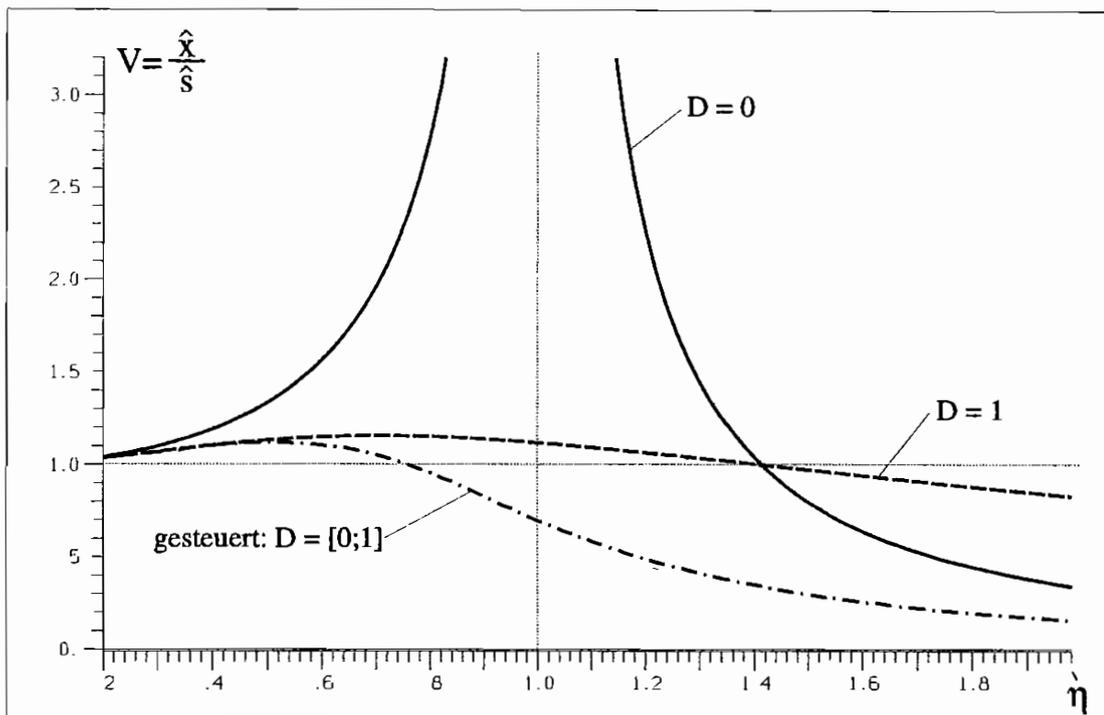


Abb. 4.22: Simulierte Vergrößerungsfunktionen des stützerregten Ein-Freiheitsgrad-Systems:

⇒ ohne Dämpfung ($D_{min} = 0$) ⇒ mit konstanter Dämpfung ($D_{max} = 1$)
 ⇒ gesteuert ($D_{min} = 0, D_{max} = 1$, Regelgesetz nach Abb.: 4.16)

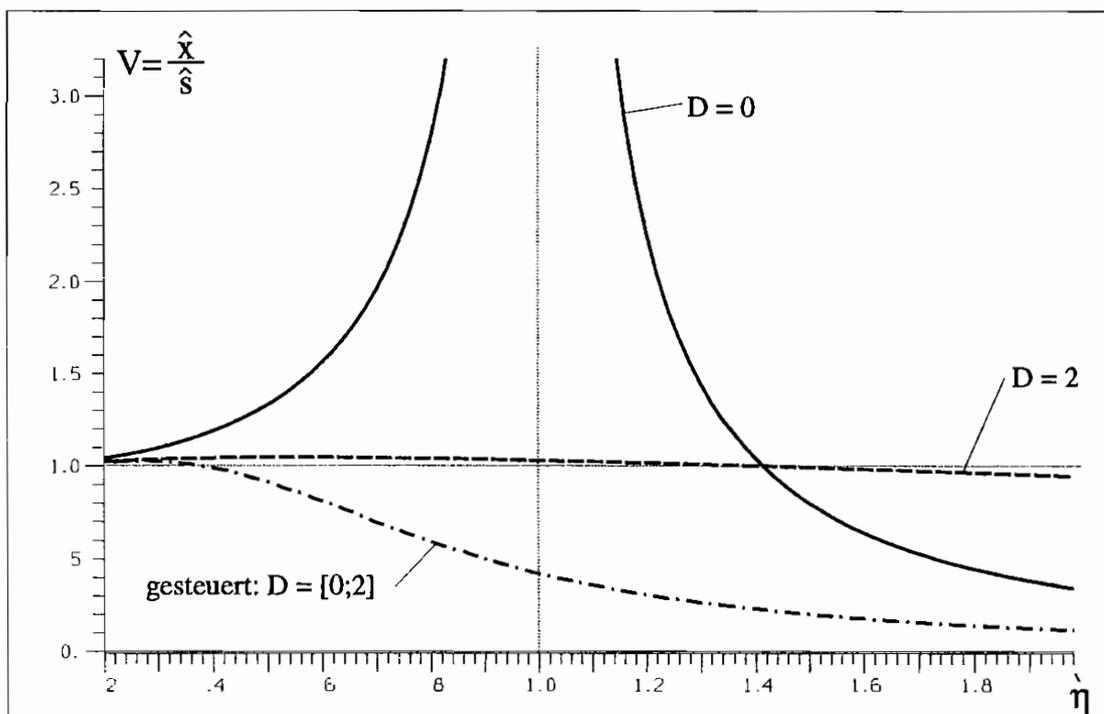


Abb. 4.23: Simulierte Vergrößerungsfunktionen des stützerregten Ein-Freiheitsgrad-Systems:

⇒ ohne Dämpfung ($D_{min} = 0$) ⇒ mit konstanter Dämpfung ($D_{max} = 2$)
 ⇒ gesteuert ($D_{min} = 0, D_{max} = 2$, Regelgesetz nach Abb.: 4.16)

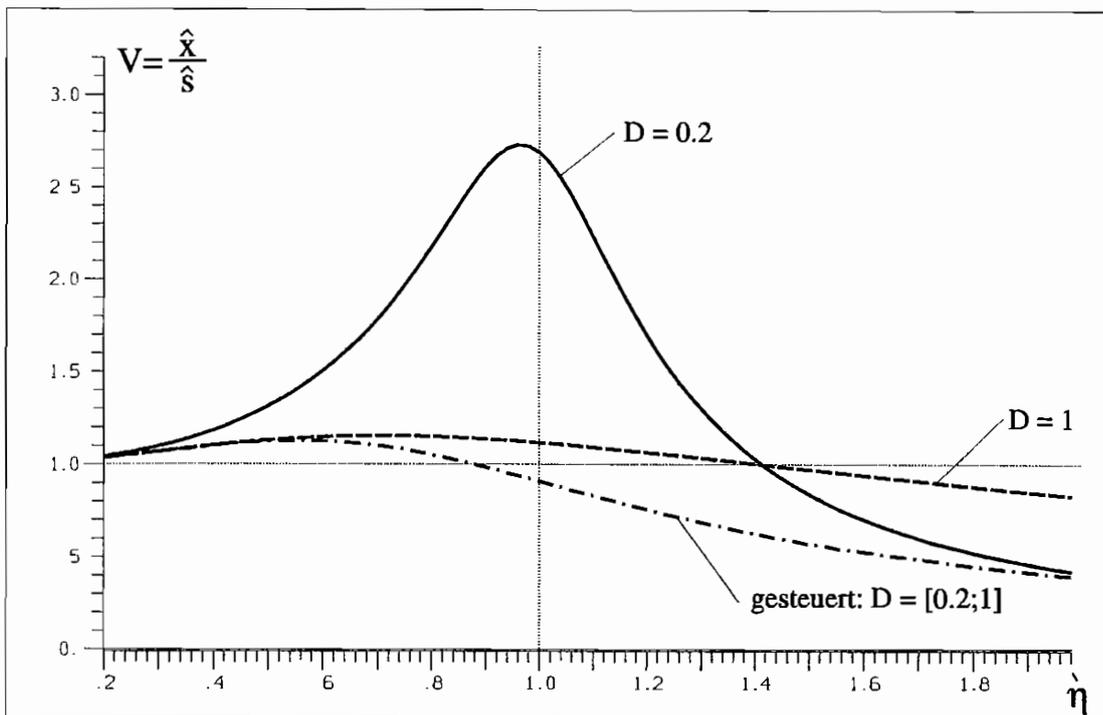


Abb. 4.24: Simulierte Vergrößerungsfunktionen des stützerregten Ein-Freiheitsgrad-Systems:

- ⇒ mit konst. Dämpfung ($D_{min} = 0.2$) ⇒ mit konst. Dämpfung ($D_{max} = 1$)
- ⇒ gesteuert ($D_{min} = 0.2, D_{max} = 1$, Regelgesetz nach Abb.: 4.16)

Zur Verdeutlichung des Steuerungsablaufs sind in Abb. 4.25 beispielhaft die Zeitverläufe der Erregungs- und Antwortwege, in Abb. 4.26 die Erregungs- und die Antwortgeschwindigkeiten mit den Steuerentscheidungen (bei Erregung mit der Resonanzfrequenz $\dot{\eta} = 1$ und einer Dämpfersteuerung zwischen $D_{min} = 0.2$ und $D_{max} = 1$) aufgetragen.

Die Kraftsprünge durch die Dämpfungsänderungen in den Nulldurchgängen der Antwortgeschwindigkeiten sind deutlich in den Knicken erkennbar. Wegen des bei fehlender Geschwindigkeitsdifferenz nicht auftretenden Kraftsprungs sind die Schaltpunkte der Dämpfung bei Gleichheit der Erregungs- und Antwortgeschwindigkeit nicht erkennbar. Zur Verdeutlichung der Stabilität des Steuergesetzes ist in Abb. 4.27 die Geschwindigkeit der Antwort über der Geschwindigkeit der Erregung im eingeschwungenen Zustand dargestellt.

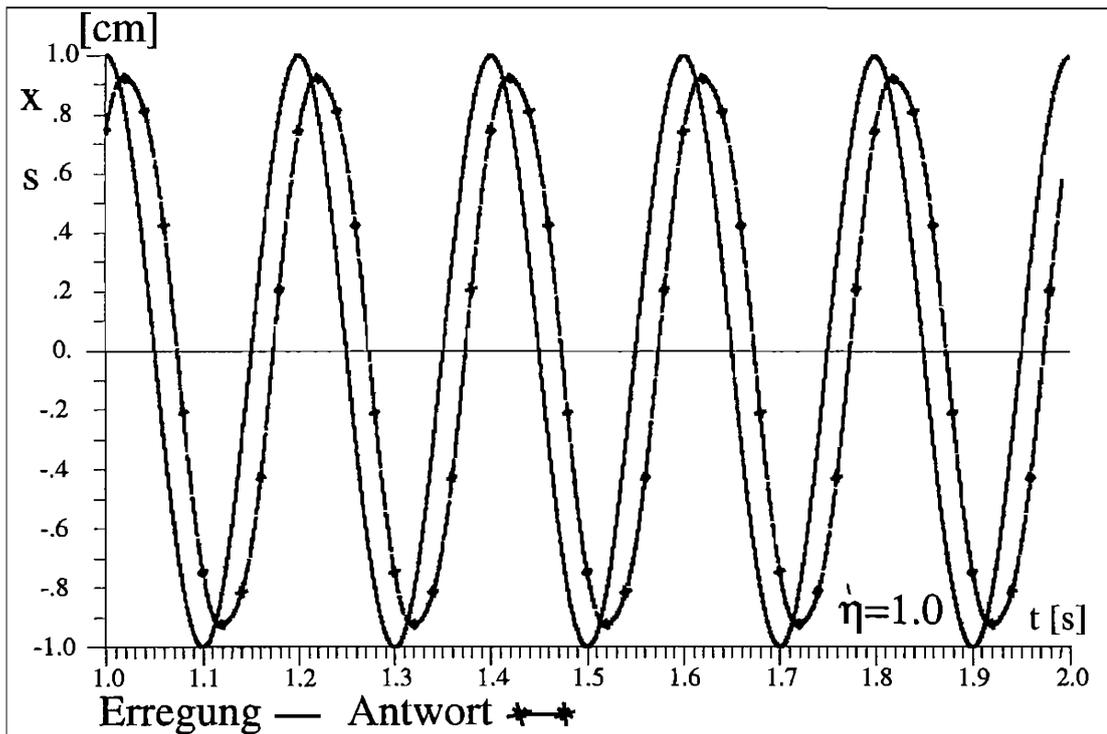


Abb. 4.25: Simulierter Zeitverlauf der Erregungs- zu den Antwortwege bei
 $D_{min} = 0.2, D_{max} = 1$

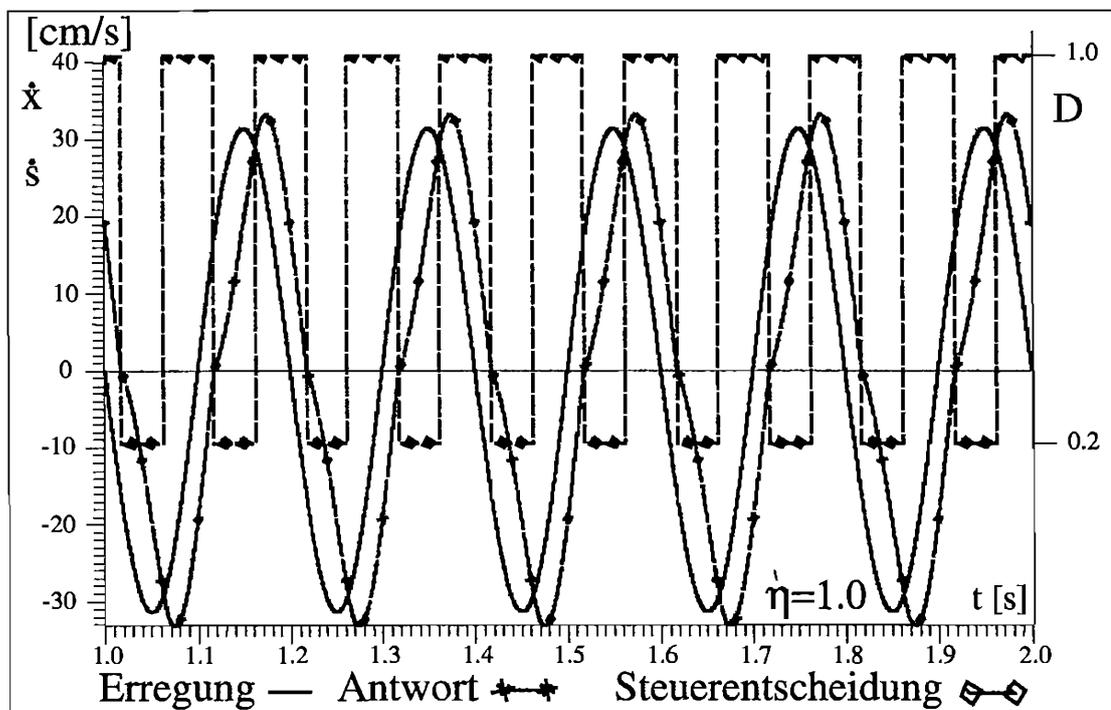


Abb. 4.26: Simulierter Zeitverlauf der Erregungs- zu den Antwortwege bei
 $D_{min} = 0.2, D_{max} = 1$

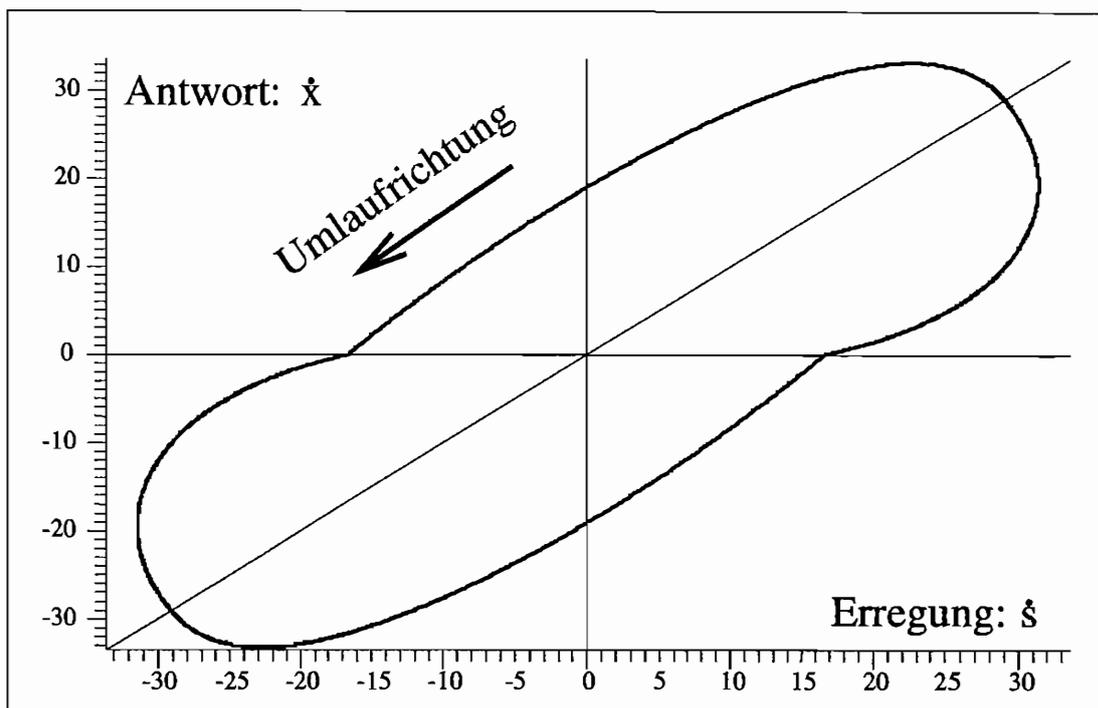


Abb. 4.27: Darstellung der Antwort- über der Erregungsgeschwindigkeit bei $D_{min} = 0.2, D_{max} = 1$

4.5.2 Zwei-Massen-Schwinger

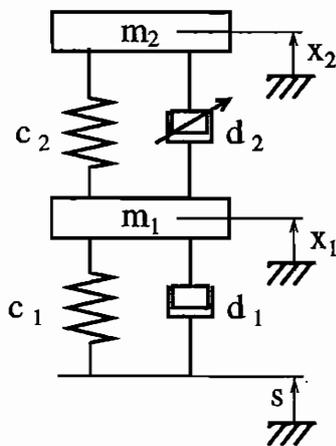


Abb. 4.28: Zwei-Massen-Schwinger, Viertelfahrzeug

Für den Zwei-Massen-Schwinger (Abb. 4.18, Formel 4.60) wurden je nach verwendetem Gütefunktional drei Regelgesetze hergeleitet (Formeln: 4.74, 4.76, 4.78)

- Steuergesetz 1 (uneigentliches Steuergesetz)

$$|F_D| = |F_{D_{max}}| \quad (4.79)$$

- Steuergesetz 2

$$\begin{aligned} |F_D| &= |F_{D_{max}}|, & \text{wenn: } (\dot{x}_2 - \dot{x}_1)\dot{x}_2 &\geq 0 \\ |F_D| &= |F_{D_{min}}|, & \text{wenn: } (\dot{x}_2 - \dot{x}_1)\dot{x}_2 &< 0 \end{aligned} \quad (4.80)$$

- Steuergesetz 3

$$\begin{aligned}
 |F_D| &= |F_{D_{max}}|, & \text{wenn: } (\dot{x}_2 - \dot{x}_1)(\dot{x}_2 + \dot{x}_1) &\geq 0 \\
 |F_D| &= |F_{D_{min}}|, & \text{wenn: } (\dot{x}_2 - \dot{x}_1)(\dot{x}_2 + \dot{x}_1) &< 0
 \end{aligned} \tag{4.81}$$

Zur Ermittlung des optimalen Steuergesetzes sind diese vergleichend in Simulationsrechnungen zu untersuchen. Für ein Zwei-Massen-System ($\omega_1^2 = c_1/m_1$, $\omega_2^2 = c_2/m_2$, $\dot{\eta} = \Omega_e/\omega_1$) mit nachfolgenden allgemeinen Systemdaten ergeben sich die in Abb. 4.29 und 4.30 dargestellten Vergrößerungsfunktionen $V_a = \hat{x}_1/\hat{s}$ und $V_b = \hat{x}_2/\hat{s}$.

Massenverhältnis:	$\mu = m_2/m_1$	= 0.4
Steifigkeitsverhältnis:	$\iota = c_2/c_1$	= 0.33
Eigenfrequenzverhältnis:	$(\omega_2/\omega_1)^2 = \iota/\mu = \zeta^2$	= 0.825
Dämpfungsgrad:	$D_1 = d_1/(2\sqrt{m_1c_1})$	= 0.2
	$D_{2-min} = d_{1-min}/(2\sqrt{m_2c_2})$	= 0.2
	$D_{2-max} = d_{1-max}/(2\sqrt{m_2c_2})$	= 1.0

Zum Vergleich sind auch noch die Vergrößerungen bei ungesteuerter minimaler Dämpfung des Dämpfers 2 ($D_2 = 0.2$) aufgetragen.

In Abb. 4.29 sind die Vergrößerungsfunktionen der beiden Freiheitsgrade V_a und V_b im direkten Vergleich (mit Masse 1 und Masse 2 gekennzeichnet) bei den Grenzdämpfungen der Steuerung $D_2 = 0.2$ und $D_2 = 1.0$ (obere Reihe) und bei beiden „echten“ Steuerungen (Steuerung 2 und Steuerung 3 (untere Reihe) dargestellt.

Wie zu erwarten, nehmen die Vergrößerungen der oberen Masse 2 mit zunehmender Dämpfung ab. Die Masse 2 weist durch die Dämpfersteuerung nach Steuerungsart 2 oder 3 bereits bei niedrigeren Frequenzen als ohne Steuerung kleinere Vergrößerungen auf als Masse 1.

Aus dem Vergleich der Vergrößerungsfunktionen bei unterschiedlichen festen Dämpfungen bzw. bei gesteuerter Schwingungsdämpfung (Abb. 4.30) können nun die erforderlichen *Rückschlüsse auf die optimale Dämpfersteuerung* gezogen werden. Bei der mittleren Masse 1 erhöhen sich mit zunehmender Dämpfung, wie für ein Tilgersystem zu erwarten (vgl. [21]), die Vergrößerungsfunktionen im Bereich zwischen den beiden Eigenwerten ($\dot{\eta}_1 = 0.7$, $\dot{\eta}_1 = 1.25$). Durch die Steuerung der Dämpfung kann die Vergrößerung im Bereich der ersten Eigenfrequenz verkleinert werden, wobei sich die Vergrößerung im Bereich der zweiten Eigenfrequenz erhöht. Für die obere Masse 2 ist die Schwingungsisolation im gesamten untersuchten Frequenzbereich bei gesteuerter Dämpfung (Steuerungsart 2, 3) besser als bei den festen Grenzdämpfungen.

Zur Isolation der oberen Masse 2 (zum Beispiel einer Fahrgastzelle) ist demnach die semiaktive (gesteuerte) Dämpfung nach Regelgesetz 3 mit gezielter Anfachung der mittleren Masse am günstigsten. Die deutlich verbesserte Schwingungsisolation der oberen freien Masse wird allerdings durch eine verschlechterte bzw. veränderte Schwingungsisolation der Zwischenmasse erkauft.

Wie vorgestellt, ist es sinnvoll, nicht nur einen einzelnen Freiheitsgrad getrennt zu betrachten, sondern beim Regelgesetzentwurf immer das Gesamtsystem bei Variation der anfachenden und dämpfenden Wirkungen des Dämpfers auf einzelne Freiheitsgrade einzubeziehen.

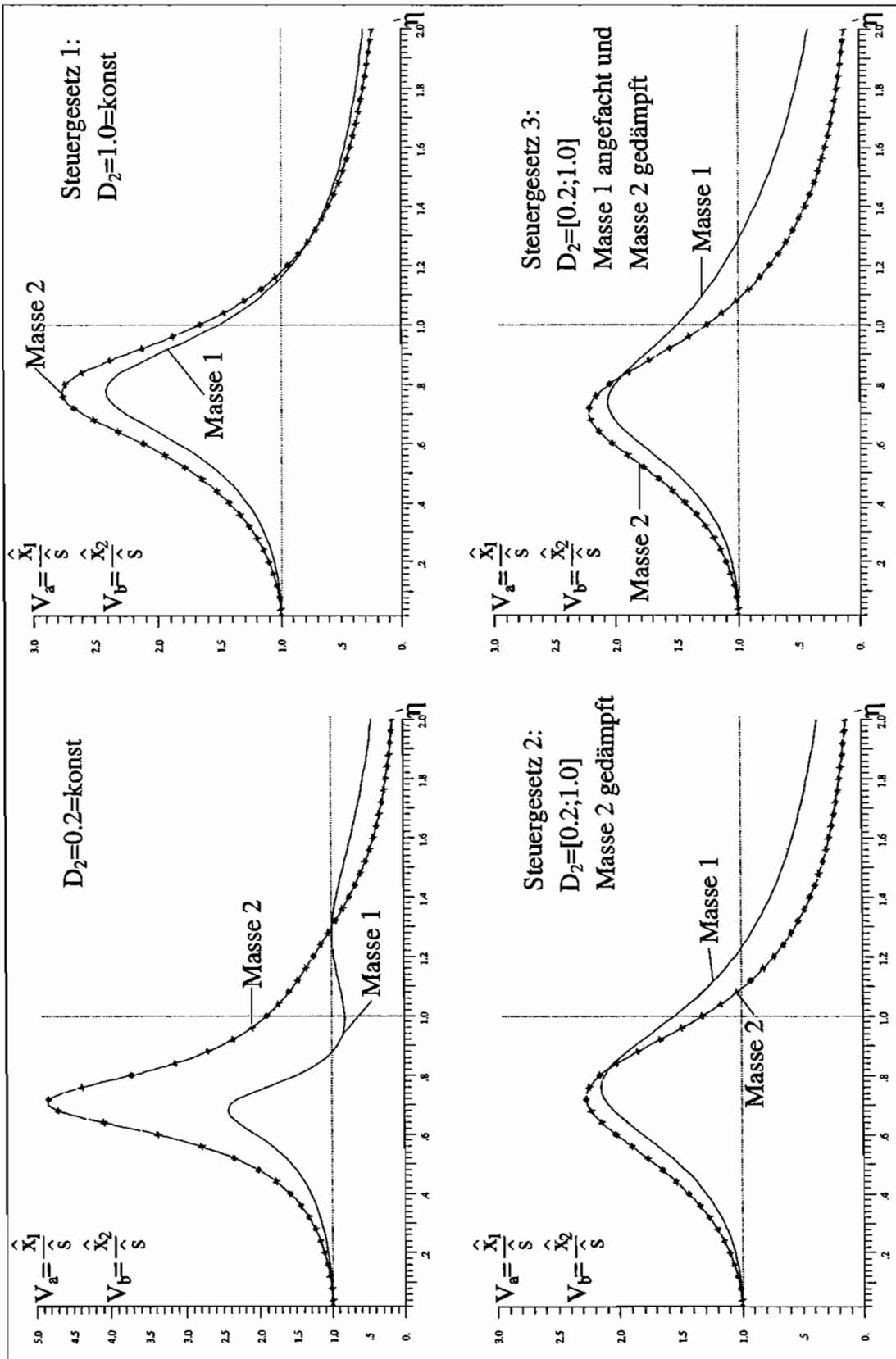


Abb. 4.29: Vergrößerungsfunktionen der Massen 1 und 2 im direkten Vergleich bei minimaler, maximaler Dämpfung und bei gesteuerter Dämpfung nach Steuerungsart 2 und 3

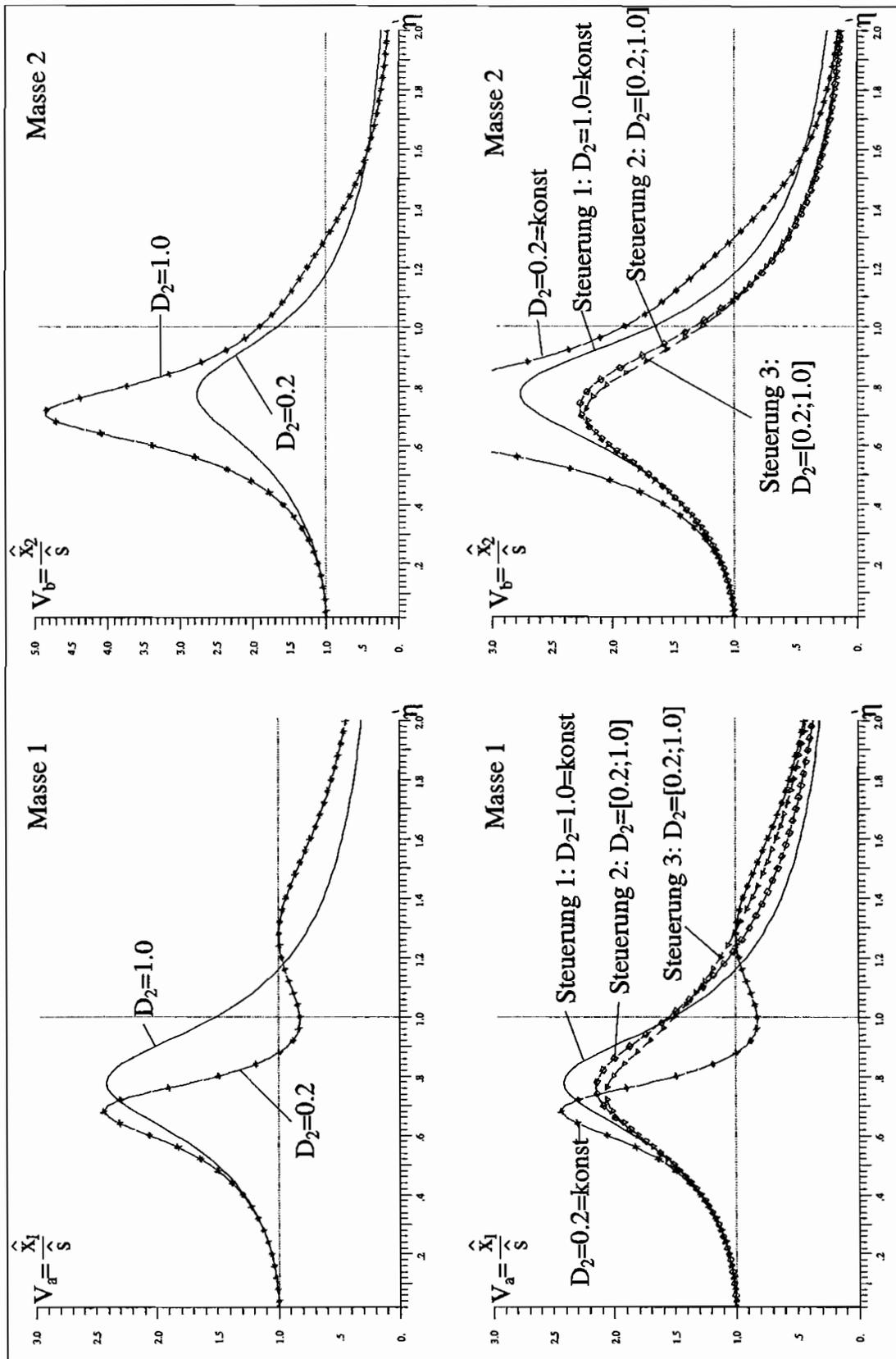


Abb. 4.30: Vergrößerungsfunktionen der Massen 1 und 2 getrennt bei minimaler, maximaler Dämpfung und bei gesteuerter Dämpfung nach Steuerungsart 2 und 3

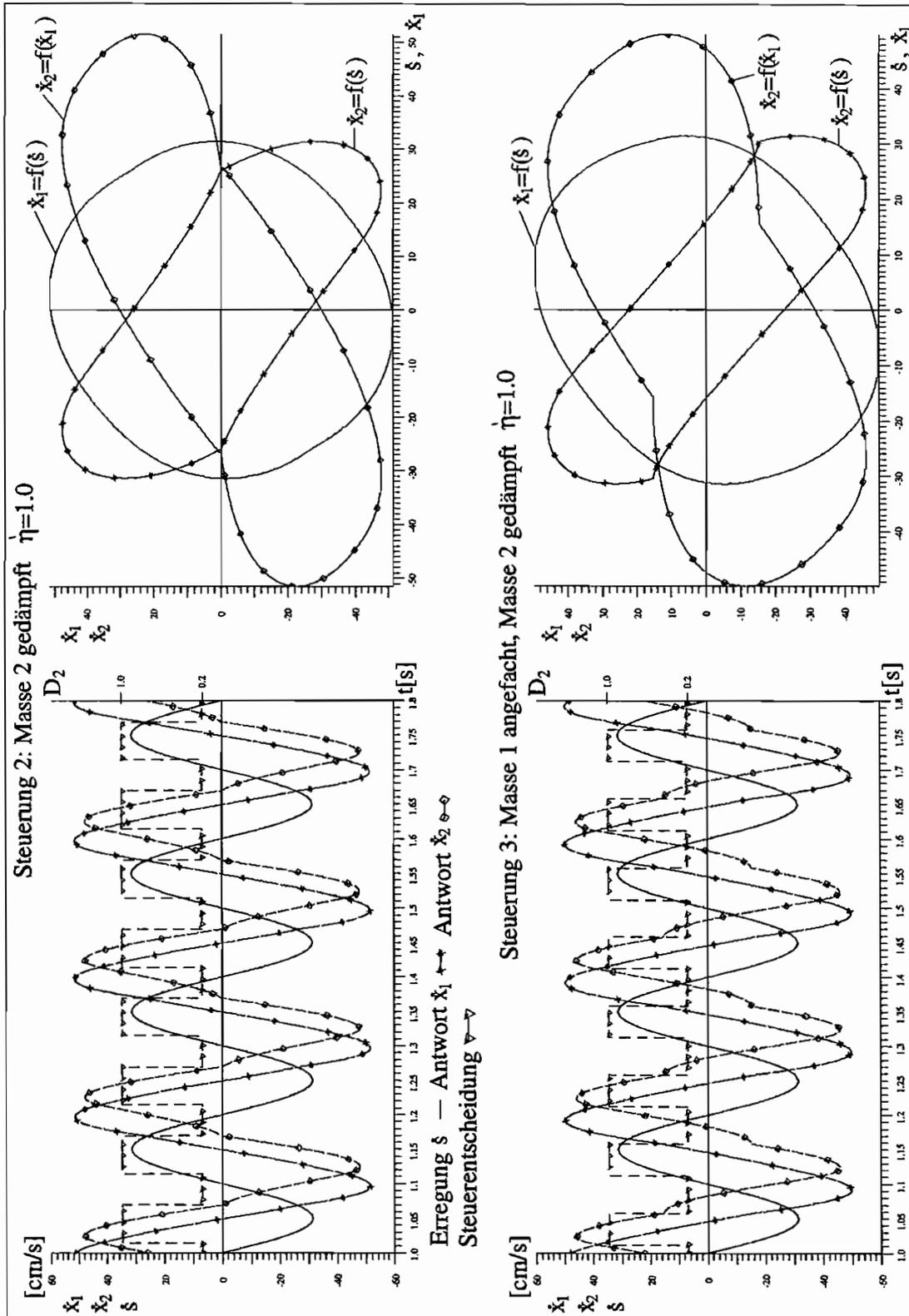


Abb. 4.31: Simulierte Zeitverläufe der Geschwindigkeiten mit den Steuerentscheidungen sowie verschiedene Verläufe der Geschwindigkeiten von Erregung und Antwort bei Steuerungsart 2 und 3

Sind verschiedene Dämpferpositionen in einem System möglich, ist der Einbau steuerbarer Dämpfer in den Stützen (hier als „äußere“ Dämpfer bezeichnet) der Montage im „Inneren“ vorzuziehen. Durch äußere Dämpfer kann die Anregung, der Energiefluß in ein zu isolierendes System gesteuert werden, wohingegen durch innere Dämpfer nur der Energiefluß innerhalb eines Systems verändert wird. Mit inneren Dämpfern wird die Phasenlage der einzelnen Massen zueinander beeinflusst. Eine über den gesamten Frequenzbereich gleichmäßige Verbesserung der Schwingungsisolation für alle Massen eines Systems ist deshalb durch gesteuerte Dämpfer innerhalb einer Struktur nicht erreichbar.

Zum Abschluß der Simulationsrechnungen folgen nun in Abb. 4.31 noch die Geschwindigkeitszeitverläufe und der Steuerungsablauf (bei Steuerungsart 2 und 3) im eingeschwungenen Zustand. Die unterschiedlichen Schaltbedingungen sind gut erkennen. Bei Steuerungsart 2 tritt die mit einem Kraftsprung verbundene Dämpferumschaltung beim Durchgang durch die Nulllage der Geschwindigkeit der Masse 2 auf. Sie führt zu einem Knick in der Geschwindigkeitskurve. Bei Steuerungsart 3 schaltet der Dämpfer immer dann, wenn die Geschwindigkeiten der Masse 1 und Masse 2 gleiche Beträge besitzen. Für den mit einem Kraftsprung verbundenen Schaltzeitpunkt bei $\dot{x}_2 = -\dot{x}_1$ sind Knickstellen in der Geschwindigkeitskurve der Masse 2 erkennbar.

Zum Nachweis der Stabilität des Zwei-Freiheitsgrad-Systems bei Dämpfersteuerung sind ferner die drei möglichen Kurven der betreffenden Geschwindigkeiten aufgetragen. Die Knickstellen in den Kurven kennzeichnen dabei deutlich auch hier die Schaltstellen des Dämpfers.

4.6 Bemerkungen zum Reglerentwurf

In diesem Kapitel wurde eingehend auf den Entwurf von Regelgesetzen für die semi-aktive Dämpfung eingegangen und ihre Effektivität durch Simulationsrechnung nachgewiesen. Es wurden zwei Verfahren entwickelt, mit denen sich Regelgesetze für die semi-aktive Dämpfung finden lassen. Sie unterscheiden sich grundlegend hinsichtlich der Vorgehensweise, führen aber bei stützererregten Systemen zu identischen Ergebnissen. Es stellte sich dabei heraus, daß ein einfacher Zweipunkt-Regler (BANG-BANG-Regler) genügt, um eine optimale Dämpfung zu erzielen. Dies hat Konsequenzen für die nach diesen Gesetzen steuerbaren Systeme.

Beim Reglerentwurf wurde von einer linearen Abhängigkeit zwischen den Belastungen (Momenten, Kräften) und den Bewegungen (Winkeln, Wegen) des Dämpfers ausgegangen. Durch die Regelung wird die Dämpfung d beeinflusst. Die Belastungen sind linear von den Bewegungen und der Dämpfung abhängig. Für das Dämpfermoment eines Drehdämpfers gilt zum Beispiel $M_d = d\dot{\varphi}$. Ein realer hydraulischer steuerbarer Dämpfer basierend auf ER-Fluiden wird aber, wie aus den Rheogrammen (vgl. Abb. 2.8 - 2.10) abschätzbar, alleine schon wegen der nichtlinearen Fließeigenschaften des Hydraulikmediums (ERF) ein nichtlineares Übertragungsverhalten aufweisen.

Für das Regelgesetz des BANG-BANG-Reglers hat diese schwerwiegende Änderung des Systemverhaltens allerdings keine Auswirkungen, wohl aber für die Übertragbarkeit der Simulationsergebnisse auf das reale System.

Das Regelgesetz beschreibt nur die Schaltbedingungen zur Umschaltung des Dämpfers zwischen seinen aktuell möglichen Extremwerten der Kräfte oder Momente, nicht aber, wie groß

die aktuellen Dämpferkräfte oder -momente sein müssen. Die gefundenen Regelgesetze sind also auch auf nichtlineare Systeme übertragbar.

In Simulationen wird das reale System als mathematisches Modell abgebildet und das Ein- und Ausgangsverhalten vorausberechnet. Die Rechenergebnisse sind umso wirklichkeitsnäher, je besser die mathematischen Modelle sind. Simulationsrechnungen sind immer auf bestimmte Systemdaten, im vorliegenden Fall insbesondere auf ein bestimmtes Dämpferverhalten abgestimmt. Veränderte Leistungsdaten des ER-Dämpfers und Veränderungen im Übertragungsverhalten führen also zu Abweichungen zwischen Simulation und Realität. Wie aus dem Vergleich der Simulationsrechnungen am Ein-Freiheitsgrad-System (vgl. Abb. 4.22 - 4.24) ablesbar ist, verringern sich die Vorteile der semi-aktiven Dämpfung gegenüber passiven nicht gesteuerten Systemen bei kleineren maximalen Dämpfungsgraden oder größeren minimalen Dämpfungsgraden. Die im experimentellen Teil der Arbeit ermittelten Ergebnisse am realen System sind also nur eingeschränkt mit den Simulationsergebnissen dieses Kapitels vergleichbar.

Kapitel 5

Modellierung von ER-Dämpfern mit Bilanzgleichungen

Elektrorheologische Fluide besitzen ein nichtlineares und äußerst komplexes Stoffgesetz (vgl. Kap. 2). Die Ursachen liegen einerseits in ihrem Aufbau als Dispersionen und sind andererseits in den komplizierten Vorgängen begründet, welche zur Viskositätsänderung führen. Sie sind in ihrem Verhalten nicht nur von den augenblicklichen Systemparametern (Temperatur, Spannung, Erregungsfrequenzen, usw.) abhängig, sondern auch von deren zeitlichem Verlauf, also der Belastungsgeschichte. Es ist deshalb äußerst schwierig und bis jetzt noch nicht gelungen, ein wirklichkeitsnahes Werkstoffgesetz anzugeben und die einheitliche Erfassung von Systemparametern festzulegen. Erschwert werden die Forschungen durch die Vielzahl an verschiedenen ERFs mit jeweils unterschiedlichen Aufbauprinzipien.

Im nachfolgenden wird ein auf einfachen elementaren strömungsmechanischen Ansätzen und einem idealisierten Rheogramm der ER-Fluide basierendes Modell von hydraulischen, steuerbaren ER-Dämpfern nach dem Druckströmungsprinzip vorgestellt. Mit diesem einfachen Modell lassen sich Dimensionierungsrechnungen zur Ermittlung der optimalen Dämpfergeometrie für den jeweiligen Anwendungsfall mit relativ hoher Güte durchführen. Der Einfluß der sich im elektrischen Feld ändernden Fluidelastizität bleibt in diesem Modell allerdings ebenso unberücksichtigt wie die Fluidträgheitskräfte, welche bei oszillierender Strömung in Schwingungsanwendungen vorhanden sind.

Auf die Zulässigkeit der getroffenen Vereinfachungen wird später (in Kap. 6.2.5 und 7.3.1) anhand des in den Versuchen eingesetzten ER-Dämpfers eingegangen. An diesem wird auch beispielhaft die Modellbildung verdeutlicht.

5.1 Werkstoffmodell der eingesetzten ERF

Wie in Kapitel 2.4.2 bereits erläutert, können zur Werkstoffmodellierung realer ER-Fluide verschiedene Ansätze, je nach ERF-Typ, verwendet werden. In den Versuchen mit dem realen ER-Dämpfer wurde die ERF Rheobay VI AI 3565 der Fa. Bayer in einem Temperaturbereich um $\vartheta = 40^{\circ}\text{C}$ und einer maximalen elektrischen Feldstärke $E = 4\text{kV/mm}$ eingesetzt (Abb. 5.1). Sie besitzt, wie auch aus Abb. 2.10, Kapitel 2.4.2 zu entnehmen ist, eine Fließgrenze

τ_0 und lässt sich als Bingham-Körper ($\tau = \tau_0 + \eta_{pl}\dot{\gamma}$) modellieren. In ersten Berechnungsansätzen wird der Bingham-Körper zu einem St.-Vernant-Körper (vgl. Abb. 5.2) vereinfacht. Im Fließbereich ist die von diesem Körper übertragbare Schubspannung konstant ($\tau = \tau_0 = \text{konst.}$).

Das vom Hersteller für diese ERF angegebene Rheogramm (Abb. 5.1) wurde allerdings nicht, wie allgemein üblich, als reine Scherströmung in einem Couette-Viskosimeter, sondern in einem stationären Druckströmungsversuch ermittelt. Aus dem Volumenstrom \dot{V} und dem Druckabfall Δp in einem kreisringförmigen Spalt ($D_m = 38.5\text{mm}$, $H = 0.75\text{mm}$, $L = 100\text{mm}$, vgl. Abb. 5.4) wurde unter der Annahme eines newtonschen Strömungsfeldes die Randschubspannung τ_R , die Randschergeschwindigkeit $\dot{\gamma}_R$ und die scheinbare Viskosität η_s (vgl. Anhang B.4 Formel B.27, B.28) berechnet.

Diese so ermittelten Rheogramme setzen die Randschubspannungen τ_R nicht zu den tatsächlichen Randschergeschwindigkeiten eines fließenden Bingham'schen Körpers (vgl. Abb. B.3), sondern zu fiktiven Randschergeschwindigkeiten eines newtonschen Fluides mit der scheinbaren Viskosität η_s (vgl. Abb. B.4) in Beziehung. Verschiedene, von den Geometriegrößen abhängige Δp - \dot{V} -Beziehungen lassen sich somit unter der Voraussetzung gleichbleibender Strömungsform (d.h. geometrischer Ähnlichkeit) zu einer geometrieunabhängigen τ_R - $\dot{\gamma}_R$ -Abhängigkeit zusammenfassen.

Eine Übertragung des auf diese Weise normierten Strömungsverhaltens eines ER-Fluids in der Prüfvorrichtung auf geometrisch ähnliche Strömungskanäle einer Anwendung ist damit fehlerfrei und einfach möglich. Das wirklichkeitsnahe Werkstoffgesetz (mit allen Einzelparametern) sowie das tatsächliche Strömungsprofil brauchen nicht ermittelt zu werden. Für nicht-newtonsche Fluide ergeben sich für jede Strömungsform (Quetsch-, Scherströmung) und jede Kanalgeometrie (kreisförmig, rechteckig) andere Zusammenhänge und damit eigene Rheogramme. Zur näheren Erläuterung wird auf Anhang B, insbesondere B.4 verwiesen.

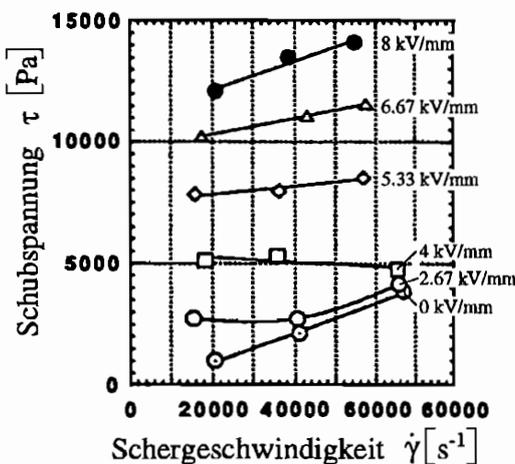


Abb. 5.1: Reales Rheogramm der Versuchs-ERF, Druckströmungsversuch (Fa. Bayer)

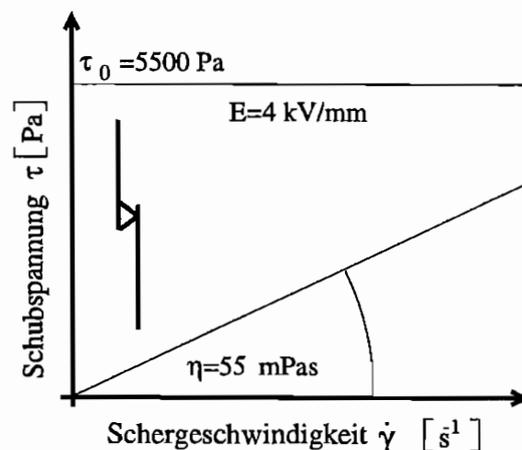
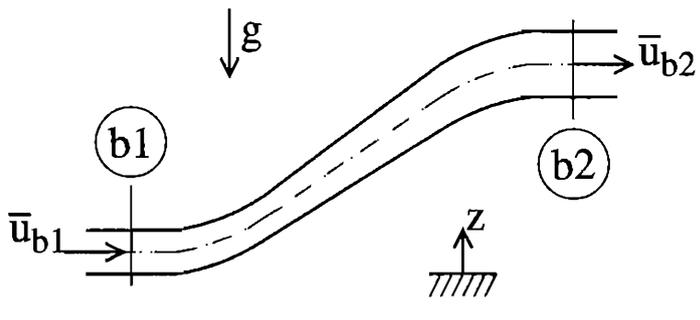


Abb. 5.2: Ideales St.-Vernant-Rheogramm

5.2 Elementare strömungsmechanische Grundlagen

5.2.1 Energiesatz

Der Energiesatz für Stromröhren im Schwerfeld lautet allgemein unter der Voraussetzung inkompressibler Strömung mit konstanter Viskosität (keine Temperaturabhängigkeit) zwischen zwei beliebigen Punkten einer Stromröhre (Eingangsbeobachter: b1, Ausgangsbeobachter: b2) mit den mittleren Strömungsgeschwindigkeiten \bar{u}_{b1} , \bar{u}_{b2} , den Drücken p_{b1} , p_{b2} den Höhen z_{b1} , z_{b2} , der Erdbeschleunigung g und der Dichte des Fluids ρ :



$$\frac{\rho}{2}\bar{u}_{b2}^2 + p_{b2} + \rho g z_{b2} = \frac{\rho}{2}\bar{u}_{b1}^2 + p_{b1} + \rho g z_{b1} - \Delta p_{ges} \quad (5.1)$$

Die Strömung realer Fluide ist immer mit Verlusten behaftet. In Formel 5.1 werden diese im *Gesamtdruckabfall* Δp_{ges} zusammengefasst. Bei Strömung in Röhren mit Querschnittsänderungen treten neben den Rohrreibungsverlusten Δp_{R_i} (mit $i = 1, \dots, I$) in den Querschnittsänderungen zusätzliche Dissipationsverluste Δp_{D_j} (mit $j = 1, \dots, J$) auf. Für den Gesamtdruckabfall gilt:

$$\Delta p_{ges} = \sum_{i=1}^I \Delta p_{R_i} + \sum_{j=1}^J \Delta p_{D_j} \quad (5.2)$$

5.2.2 Zusammenhang zwischen Druckverlusten und Volumenstrom

Die *Druckverluste bei Querschnittsänderung* des Strömungskanals durch Dissipation sind sowohl vom Querschnittsverhältnis als auch von der Strömungsrichtung und der Ausbildung des Querschnittsübergangs abhängig. Sie werden durch die Verschiebung der Energieanteile zwischen der kinetischen Energie und der Druckenergie am Querschnittsübergang durch Wirbelverluste hervorgerufen. Aus Experimenten konnte ein vom Quadrat der mittleren Strömungsgeschwindigkeit abhängiger Zusammenhang ermittelt werden ($\Delta p_{D_j} \sim \bar{u}_j^2$). Als Proportionalitätskonstante wird im allgemeinen eine experimentell zu bestimmende, geometrie- und strömungsrichtungsabhängige Widerstandszahl ξ_j eingeführt. Es ergibt sich somit die Formel:

$$\Delta p_{D_j} = \frac{1}{2} \xi_j \rho \bar{u}_j^2 \quad (5.3)$$

Bei Angabe von ξ_j ist der Meßpunkt der mittleren Geschwindigkeit \bar{u}_j vor oder nach der Querschnittsänderung anzugeben. Für Behälterein- und Behälterausströmungen werden in der Literatur am Einlauf Widerstandszahlen zwischen $0.0 < \xi_j < 0.6$ und für den Auslauf zwischen $0.0 < \xi_j < 1.0$ aufgeführt [18].

Der *Druckverlust durch Rohrreibung* im Kanal ist von der Geometrie des Strömungskanals abhängig. Im nachfolgenden werden die Geschwindigkeitsverteilungen $u(y, z)$, $u(r)$ und Volumenströme \dot{V} in Abhängigkeit von der Druckdifferenz Δp_{R_i} für die zur Dämpferauslegung wichtigsten Geometrien angegeben. Sie lassen sich bei stationärer, laminarer Schichtströmung (keine Trägheitskräfte, Reynolds-Zahl $Re = (2\rho\bar{u}_i R)/\eta < 2300$) und Newtonschem Fluid ($\tau = \eta\dot{\gamma}$) mit den Navier-Stokes-Gleichungen und der Kontinuitätsgleichung einfach herleiten [36].

- Strömung durch gerades Kreisrohr (vgl. Abb. 5.3):

$$u(r)_i = \frac{\Delta p_{R_i}}{4\eta L} (R^2 - r^2) \quad (5.4)$$

$$\dot{V}_i = \frac{\pi \Delta p_{R_i}}{8 \eta L} R^4 \quad (5.5)$$

- Strömung durch Kreisring (vgl. Abb. 5.4):

$$u(r)_i = \frac{\Delta p_{R_i}}{4\eta L} \left[(R_a^2 - R_i^2) \frac{\ln(r/R_a)}{\ln(R_i/R_a)} \right] \quad (5.6)$$

$$\dot{V}_i = \frac{\pi \Delta p_{R_i}}{8 \eta L} \left[R_a^2 + R_i^2 + \frac{R_a^2 - R_i^2}{\ln(R_i/R_a)} \right] (R_a^2 - R_i^2) \quad (5.7)$$

- Strömung durch Rechteckquerschnitt ohne Randeinfluß (vgl. Abb. 5.5):

$$u(y)_i = \frac{\Delta p_{R_i}}{2\eta L} \left[\frac{H^2}{4} - y^2 \right] \quad (5.8)$$

$$\dot{V}_i = \frac{1}{12} \frac{\Delta p_{R_i}}{\eta L} B H^3 \quad (5.9)$$

- Strömung durch Rechteckquerschnitt mit Randeinfluß (vgl. Abb. 5.6):

$$u(y, z)_i = \frac{\Delta p_{R_i} H^2}{2\eta L} \left[\frac{H^2}{4} - y^2 + \frac{8}{H} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n \cosh(mz)}{m^3 \cosh(my/2)} \cos(my) \right] \quad (5.10)$$

$$\dot{V}_i = \frac{\Delta p_{R_i}}{4\eta L} \left[\frac{1}{3} - \frac{H}{B} \frac{64}{\pi^5} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\tanh(mB/2)}{(2n-1)^5} \right] B H^3 \quad (5.11)$$

mit: $m = (2n-1)\pi/H$
 L : Strömungskanallänge
 η : Viskosität

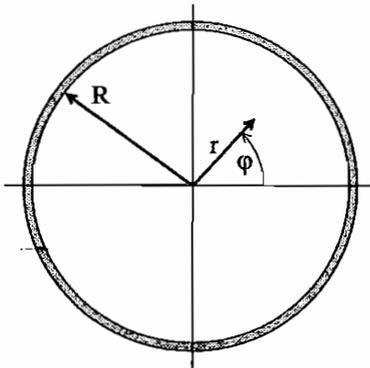


Abb. 5.3: Kreisförmiger Strömungsquerschnitt

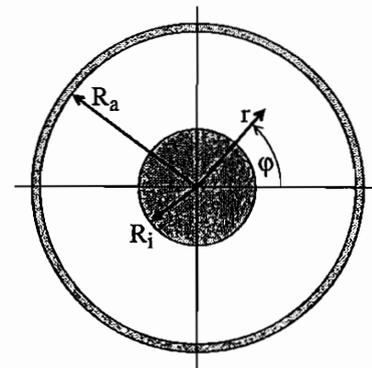


Abb. 5.4: Kreisringförmiger Strömungsquerschnitt

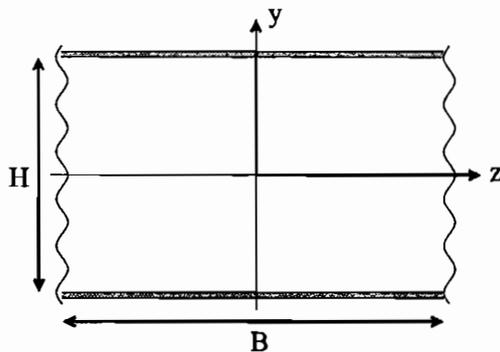


Abb. 5.5: Rechteckiger Strömungsquerschnitt ohne seitlichen Randeinfluß

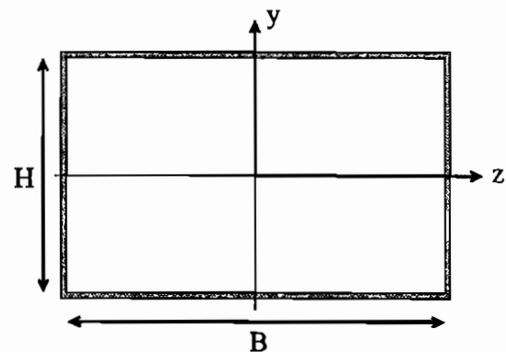


Abb. 5.6: Rechteckiger Strömungsquerschnitt mit seitlichem Randeinfluß

Für Bingham'sche Körper lassen sich ähnliche Formeln herleiten. Im Anhang B wird die Vorgehensweise zur Berechnung der Geschwindigkeitsverteilung und des Volumenstroms in rechteckigen Strömungskanälen ohne Randeinfluß gezeigt.

Die Volumenströme in den verschiedenen Abschnitten $i = 1, \dots, I$ und $j = 1, \dots, J$ einer Strömerröhre k sind wegen der Kontinuitätsgleichung konstant. Es gilt

$$\dot{V}_k = \dot{V}_{(i=1)_k} = \dots = \dot{V}_{I_k} = \dot{V}_{(j=1)_k} = \dots = \dot{V}_{J_k} \quad (5.12)$$

Sind mehrere parallelgeschaltete Strömungskanäle $k = 1, \dots, K$ vorhanden, teilt sich der Gesamtvolumenstrom \dot{V}_{ges} entsprechend den Strömungswiderständen der einzelnen k Kanäle auf. Analog zur Knotenregel der Elektrotechnik für den elektrischen Strom an einem Knoten gilt für den Fluidstrom in parallelen Kanälen zwischen zwei Behältern:

$$\dot{V}_{ges} = \sum_{k=1}^K \dot{V}_k \quad (5.13)$$

Die Druckverluste sind dabei in allen Kanälen k gleich groß und identisch dem Gesamtdruckverlust:

$$\Delta p_{ges} = \Delta p_{ges1} = \Delta p_{ges2} = \dots = \Delta p_{gesk} \quad (5.14)$$

Es läßt sich somit für die Fluidströmung zwischen zwei Behältern das in Abb. 5.7 dargestellte Ersatzschaltbild mit den Beziehungen zwischen dem Gesamtdruckverlust Δp_{ges} und den Einzeldruckverlusten sowie zwischen dem Gesamtvolumenstrom \dot{V}_{ges} und den Einzelvolumenströmen angeben.

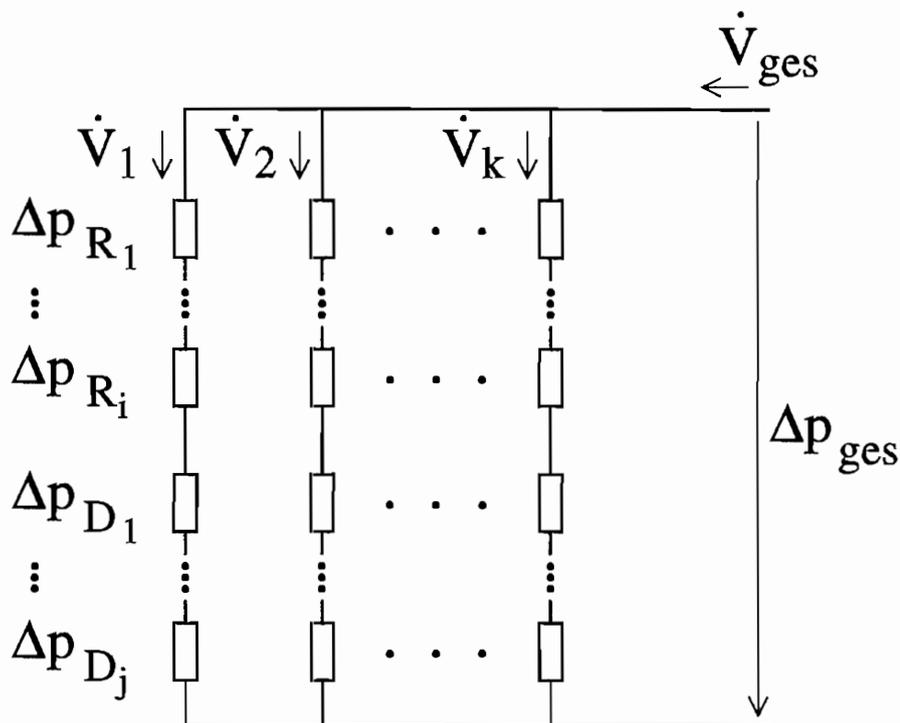


Abb. 5.7: Ersatzschaltbild für die Strömung zwischen zwei Behältern

Bei k Strömungskanälen erhält man zur Bestimmung des Gesamtdruckverlustes Δp_{ges} sowie der k Einzelvolumenströme \dot{V}_k als Funktion des Gesamtvolumenstroms \dot{V}_{ges} $k+1$ nichtlineare Gleichungen für die $k+1$ Unbekannten.

5.2.3 Vollständiger Formelsatz für Dämpferauslegung

Durch Erweiterung der $k+1$ Gleichungen des vorhergehenden Abschnitts um den Energiesatz nach Formel 5.1 und um die kinematischen Beziehungen zur Bestimmung des Gesamtvolumenstroms \dot{V}_{ges} als Funktion der Geometrie und Bewegungsgrößen des Systems erhält man unter Einbeziehung des Kräfte- bzw. des Momentengleichgewichts an der hydraulischen Wirkfläche ein nichtlineares Gleichungssystem. Dieses System besitzt $k+4$ Gleichungen zur Bestimmung der für hydraulische Dämpfer wichtigen Moment-Geschwindigkeits-Zusammenhänge. Es muß in der Regel iterativ zum Beispiel mit dem Newtonverfahren gelöst werden.

$$\dot{V}_{ges} = f(\text{Bewegung, Geometrie}) \quad (5.15)$$

$$\dot{V}_{ges} = \sum \dot{V}_k \quad (5.16)$$

$$\Delta p_{ges} = f(\dot{V}_1) + f(\dot{V}_1^2)$$

$$\vdots$$

$$\Delta p_{ges} = f(\dot{V}_k) + f(\dot{V}_k^2) \quad (5.17)$$

$$p_{b2} - p_{b1} = \rho g(z_{b1} - z_{b2}) + \frac{\rho}{2}(u_{b1}^2 - u_{b2}^2) - \Delta p_{ges} \quad (5.18)$$

$$M = f((p_{b1} - p_{b2}), \text{Geometrie}) \quad (5.19)$$

Kapitel 6

Versuchsaufbau

Ziel dieses Kapitels ist es, die im experimentellen Teil dieser Arbeit verwendeten Versuchsvorrichtungen vorzustellen. In den Experimenten war zum einen die generelle Einsetzbarkeit von ER-Fluiden zur Dämpfungssteuerung nachzuweisen und zum anderen der Beweis der Funktionsfähigkeit der semi-aktiven Dämpfung bei stützerregten Schwingungssystemen zu erbringen.

Zur Verifikation der Simulationsergebnisse wurde als reales Referenzmodell ein Ein-Freiheitsgrad-System mit Stützerregung in Rotationsausführung aufgebaut und mit der nötigen Meßwernerfassungstechnik sowie Vorrichtungen zur Sollwertvorgabe durch einen Digitalrechner versehen. Dieser Digitalrechner wird zur Unterscheidung von den Rechnern der Versuchsstände im weiteren als „Haupt“-Digitalrechner bezeichnet. Die Realisierung des Schwingungssystems als Drehschwinger (vgl. Abb. 6.1) stellt, wegen der Analogien zwischen der Rotations- und der Drehbewegung, keine Beeinträchtigung der Allgemeingültigkeit der Ergebnisse dar.

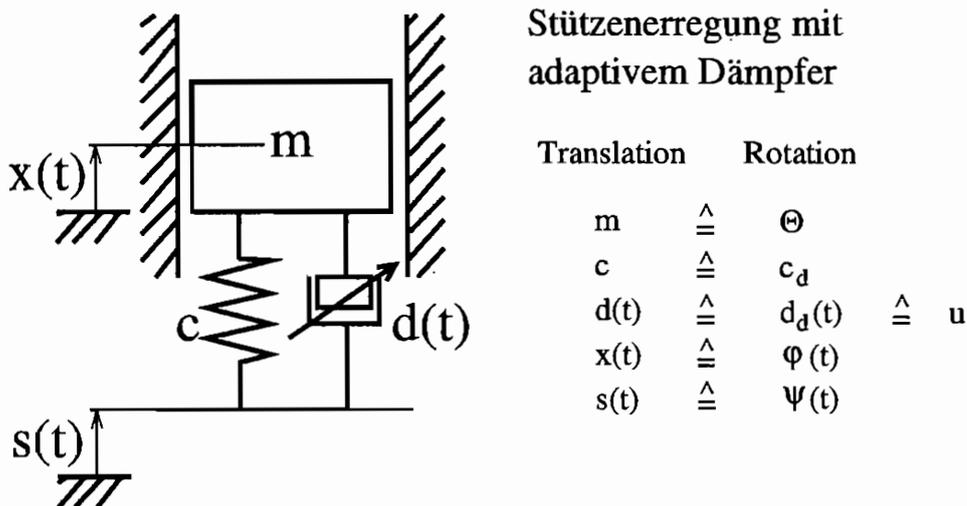


Abb. 6.1: Modell des stützerregten Ein-Freiheitsgrad-Systems

Die wesentlichen Komponenten der Versuchsvorrichtung sind die Drehfeder, der steuerbare Drehdämpfer sowie ein Echtzeitdigitalrechner (Hauptdigitalrechner) zur Meßwernerfassung, semi-aktiven Regelung und Versuchssteuerung.

In dieser Arbeit wurde mit zwei verschiedenen Versuchsaufbauten gearbeitet. Auf dem Verspannungsprüfstand der Arbeitsgruppe für numerische Methoden in der Mechanik konnte die Gesamtfunktionsfähigkeit der semi-aktiven Dämpfung am Ein-Freiheitsgrad-System unter Beweis gestellt werden. Mit dem Versuchsaufbau auf der servohydraulischen Universalprüfmaschine des Lehrstuhls für Technische Mechanik, auf welcher der hydraulische ER-Dämpfer als wesentliche Einzelkomponente explizit untersucht wurde, konnte das noch vorzustellende Dämpfermodell aus den Bilanzgleichungen verifiziert und die komplexen Eigenschaften des ER-Dämpfers aufgezeigt werden.

Für die Vielzahl an durchzuführenden Meßreihen in beiden Versuchsaufbauten waren die Erfassungsroutinen auf eine rechnergestützte programmgesteuerte Erfassung der Versuchsparameter und Durchführung der Versuche auszulegen. Für den Hauptdigitalrechner waren also neben den Meßwerterfassungs-, Steuerungs- und Regelungsroutinen auch noch Routinen zur Vorgabe und Steuerung der Sollwerte der Erregungsmaschinen zu erstellen.

Im nachfolgenden werden nun zunächst die vorhandenen und für die Versuche adaptierten Erregungssysteme und daran anschließend die Versuchsvorrichtung mit der Echtzeitsteuerung und -regelung vorgestellt.

6.1 Erregungssysteme

Die beiden Erregungssysteme unterscheiden sich grundsätzlich in der Art der vorgebbaren Ein- und Ausgangsgrößen sowie in der Anzahl und Art der Erregungsmaschinen.

Der Verspannungsprüfstand, konzipiert zur Untersuchung der Dynamik von hydrodynamischen Kupplungen und Wandlern, wurde zur Durchführung von Versuchen mit je zwei Eingangs- und Ausgangsgrößen aufgebaut. Mit den beiden unabhängig voneinander steuerbaren Antriebsmotoren können sowohl Antriebs- als auch Bremsmomente sowie An- als auch Abtriebsdrehzahlen vorgegeben werden. Die Vorgabe von Verdrehwinkeln ist nicht möglich. In dieser Arbeit wurde der Verspannungsprüfstand modifiziert eingesetzt, wobei nur eine Antriebsmaschine zum Einsatz kam. Die nicht kontrollierbaren Verdrehwinkel stellten besondere Anforderungen an die Ausführung des Ein-Freiheitsgrad-Systems, wie im weiteren (vgl. Kap. 6.2) noch gezeigt wird.

Auf der Universalprüfmaschine der Firma Carl Schenck AG stehen ein Hydraulikzylinder zur Erzeugung von Zug-Druckkräften und ein Hydraulikzylinder zur Erzeugung von Torsionsmomenten zur Verfügung. Mit dieser Maschine können verschiedenartigste kombinierte, dynamische Zug-Torsionsversuche, zum Beispiel zur Erfassung von mehrachsigen Belastungszuständen an Werkstoffproben oder auch von Moment-Verdrehungs-Beziehungen oder/und Kraft-Weg-Beziehungen an Bauteilen, durchgeführt werden. Der große Vorteil dieser Maschine im Vergleich zum Verspannungsprüfstand liegt in der guten Kontrollierbarkeit der Verdrehwinkel und Wege, weshalb sie für die Beurteilung des Elektrorheologischen Drehdämpfers verwendet wurde.

6.1.1 Aufbau des Verspannungsprüfstandes

Der Verspannungsprüfstand mit zwei sekundärgeregelten, hydrostatischen Antriebssystemen der Firma Mannesmann Rexroth besteht aus einem 6 Meter langen Rahmen, auf dem die beiden Motoren/Generatoren sowie die Versuchsobjekte montiert werden. Die Versorgung des Versuchsstandes wird durch zwei getrennt vom Prüfstand aufgestellte Hydraulikaggregate übernommen. Gesteuert wird die Anlage durch eine analoge Drehzahlregelung. Überwacht und angefahren wird die Versuchsanlage durch eine speicherprogrammierbare Steuerung (SPS), welche bei kritischen Systemzuständen die Anlage abschaltet. Der Versuchsstand kann sowohl über ein manuelles Bedienfeld als auch durch den VME-Bus-Echtzeitrechner des Prüfstands gefahren werden. Zur Anbindung des Steuerungssystems der Versuchsanlage an das Meßwerterfassungs- und Regelungssystem der Versuchsvorrichtung wurde der VME-Bus-Rechner der Anlage mit einer erweiterten, echtzeitfähigen, parallelen Schnittstelle versehen.

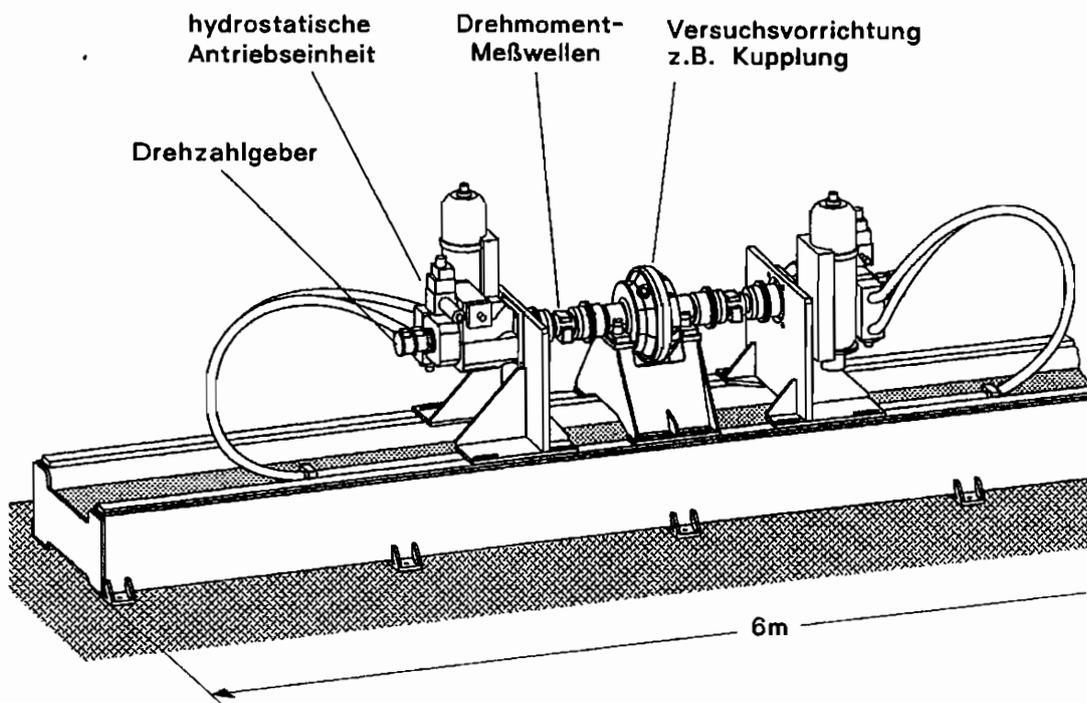


Abb. 6.2: Verspannungsprüfstand mit montierter Kupplung

Maschinenrahmen und Hydraulik

Auf dem torsionssteifen, geschweißten Grundrahmen mit bearbeiteten Führungsbahnen können sowohl die Antriebs- und Bremsmaschine (im weiteren im Gegensatz zur hydraulischen Versorgung als Sekundäreinheiten bezeichnet) als auch die Untersuchungsobjekte beliebig montiert werden. Für Versuchsobjekte steht insgesamt ein Einbauraum von 4.5m zur Verfügung. Es ist somit möglich, verschiedenste Versuchsaufbauten zu realisieren und einzelne Komponenten modular zu kombinieren. Die Wellenenden der verschiedenen Aufbaueinheiten

werden durch drehsteife Stahllamellen-Kupplungen miteinander verbunden. Die Kupplungen übertragen die Momente spielfrei und ermöglichen den Ausgleich leichter Fluchtungsfehler.

Die beiden sekundäreregelten Antriebseinheiten können im Vierquadrantenbetrieb gefahren werden. Wegen ihrer geringen Eigenträgheit besitzen sie eine hohe Dynamik. Es werden Erregungsfrequenzen bis 20 Hz erreicht. Zur Versorgung der Antriebs- und Bremsmaschine sind ebenfalls sekundärseitig geregelte Pumpen (Primäreinheiten) vorhanden. Das Prinzip dieses sekundäreregelten, hydrostatischen Antriebssystems ist in Abb. 6.3 dargestellt.

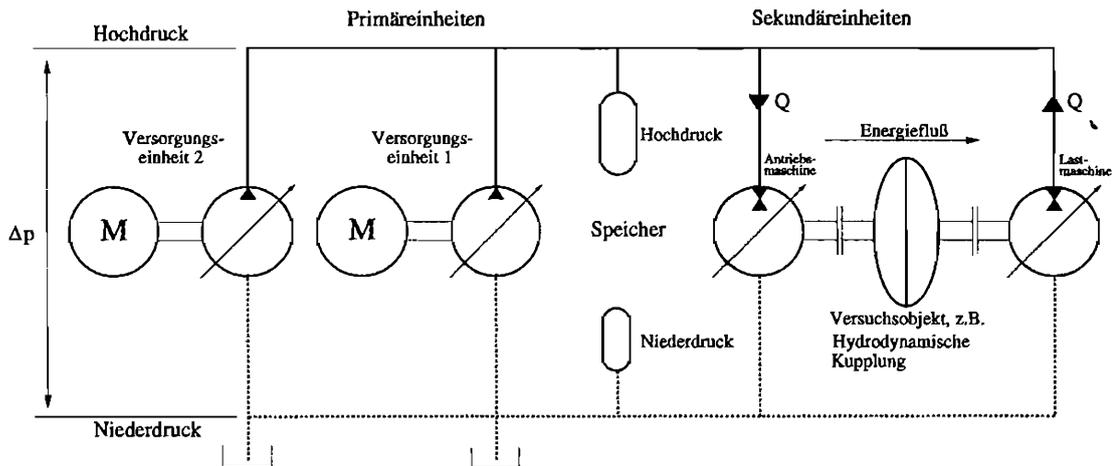


Abb. 6.3: Prinzip des sekundäreregelten hydrostatischen Antriebssystems

Durch den geschlossenen Kreislauf ist bei Untersuchung von Kupplungen und Wandlern eine Energierückgewinnung möglich. Die hydraulischen Versorgungseinheiten brauchen nur die Verlustleistungen zu decken. Die Leistung der Antriebsmaschine kann bei Arbeiten mit der Lastmaschine größer als die der Primäreinheiten sein. Durch das Vorhandensein von Speichern werden kurzfristige Druckschwankungen ausgeglichen. Das Moment, und damit auch die Drehzahl der Axialkolbenmaschinen, wird durch den elektrohydraulisch angesteuerten Schwenkwinkel vorgegeben. Je nach eingestelltem Schwenkwinkel variiert der Volumenstrom der Maschinen.

Zur Meßwerterfassung ist der Verspannungsprüfstand für jede Sekundäreinheit mit Inkrementaldrehgebern und Drehmomentmeßwellen ausgerüstet. Den Inkrementalgebern nachgeschaltet sind Frequenz/Spannungswandler.

Zur Überwachung von Betriebstemperaturen der Versuchsobjekte verfügt der Verspannungsprüfstand darüber hinaus standardmäßig über eine Temperaturmeßverstärkerschaltung. Die verwendeten NTC-Temperatursensoren verändern ihren Widerstand als Funktion der Umgebungstemperatur. Bei konstanter elektrischer Versorgungsspannung kann aus der Stromaufnahme die Temperatur ermittelt werden. Mittels einer Temperaturmeßverstärkerschaltung werden die Sensoren mit einer konstanten Spannung versorgt und die temperaturabhängigen elektrischen Ströme in elektrische Spannungen zur Weiterverarbeitung umgesetzt. Weitere Angaben mit den technischen Spezifikationen der hydrostatischen Antriebe und der Meßtechnik sind im Anhang (D.1.1) enthalten.

Versuchsstandssteuerung und -regelung

Die beiden Maschinen des Verspannungsprüfstandes werden durch rein analoge oder digital-analoge Kreise geregelt.

Bei den rein analogen Regelungen der Maschinen erfolgt die Regelung des Schwenkwinkels der Sekundärmaschinen durch einen analogen PD-Schwenkwinkelregler, dem alternativ ein PID-Drehzahlregler oder ein PID-Momentenregler vorgeschaltet ist. Die Führungsgrößen können wahlweise manuell über das Bedienfeld der SPS durch Handpotentiometer oder durch den D/A-Wandler des Digitalrechners des Verspannungsprüfstandes vorgeben werden. Mit Hilfe des Echtzeit-Digitalrechners ist es möglich, den Verspannungsprüfstand automatisch zu fahren und durch Adaption (Nachregelung der Führungsgröße) die Ist-Sollwert-Abweichungen zu kompensieren. Die Regelungsparameter der analogen PD- und PID-Regler können in einem begrenzten Bereich eingestellt werden.

Bei der digital-analogen Regelung des Versuchsstandes wird dem analogen Schwenkwinkelregler nicht der analoge Drehzahlregler, sondern ein digitaler Drehzahlregler vorgeschaltet. Mit dem Austausch des analogen durch den digitalen Drehzahlregler läßt sich die Dynamik des Versuchsstandes steigern. In Abb. 6.4 ist die analoge und digitale Regelung des Versuchsstandes mit der Meßwerterfassung, der SPS und der Hydraulik skizziert.

Die gesamte hydraulische Technik, die Betriebsüberwachung (SPS) sowie die analoge Regelung der Maschinen wurde von der Firma Mannesmann Rexroth erstellt. Beim Echtzeitdigitalrechner handelt es sich um ein VME-Bus-System mit analogen und digitalen Schnittstellen. Das VME-Bus-System arbeitet mit einer internen Taktrate von $f_a = 2000\text{Hz}$.

Der VME-Bus des Digitalrechners dient dabei einerseits zum Datenaustausch zwischen den verschiedenen CPUs des Mehrprozessor-Echtzeitsystems und den Ein-Ausgangs-Schnittstellenkarten und andererseits der Konfiguration und Kommunikation zwischen dem Echtzeit-CPU und dem Unix-Hostrechner. Über die digitale I/O-Schnittstellen-Karte wird sowohl eine NOT-AUS-Schaltung der Versuchsstandssteuerung als auch ein echtzeitfähiger schneller paralleler Datenaustausch zur Ansteuerung der Erregungsmaschine durch den Meßwerterfassungs- und Steuerungsrechner der Versuchsvorrichtung (Hauptdigitalrechner) realisiert (vgl. Kap. 6.4.4).

Als weiterführende Literatur zum detaillierten Aufbau und zur Funktionsweise des Verspannungsprüfstandes wird auf den Anhang(D.1.1) und die Arbeiten von Behrens [2], Folchert [16] und Menne [25] verwiesen.

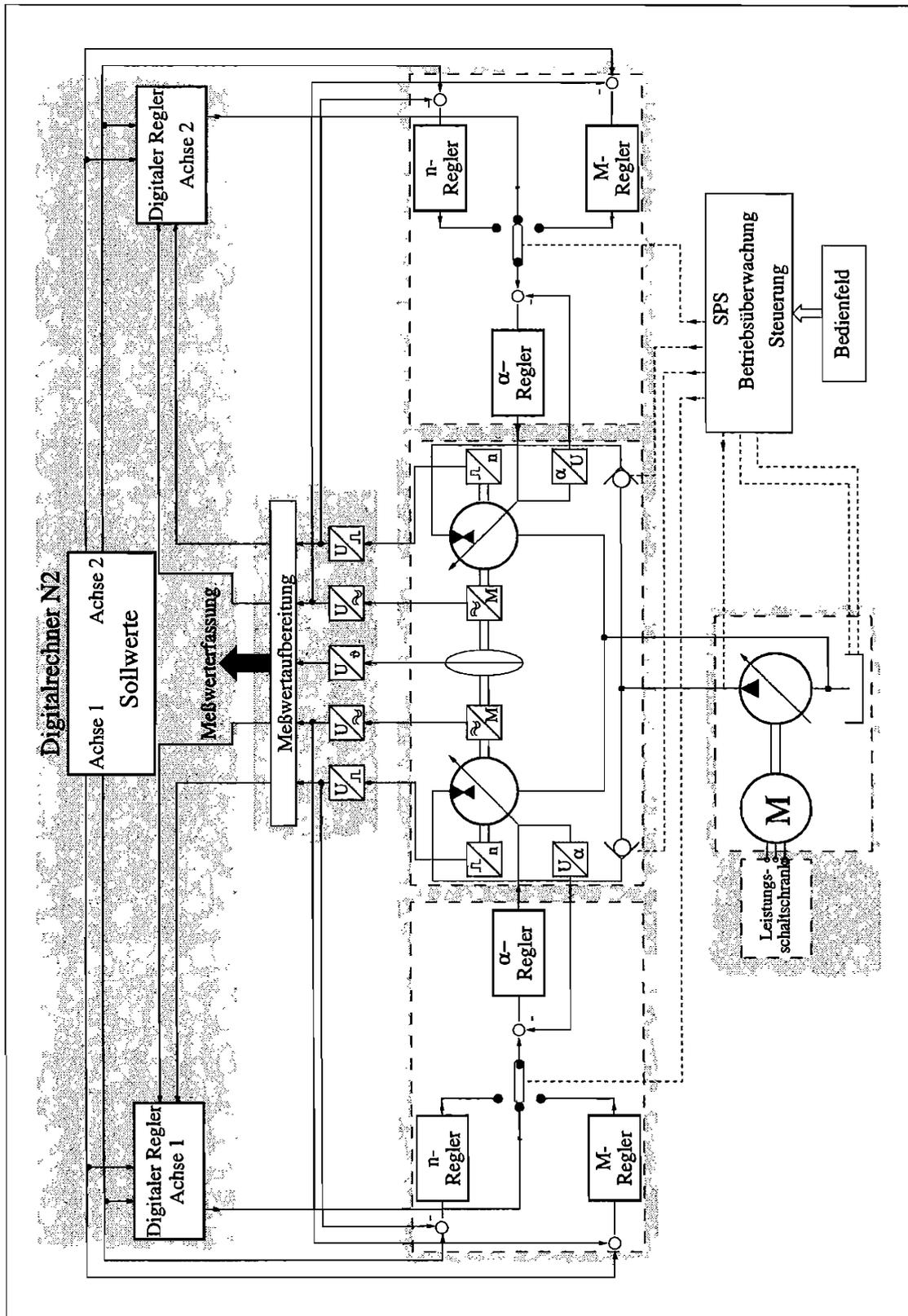


Abb. 6.4: Regelung und Steuerung des Verspannungsprüfstandes mit hydraulischer Versorgung

6.1.2 Aufbau der Universalprüfmaschine

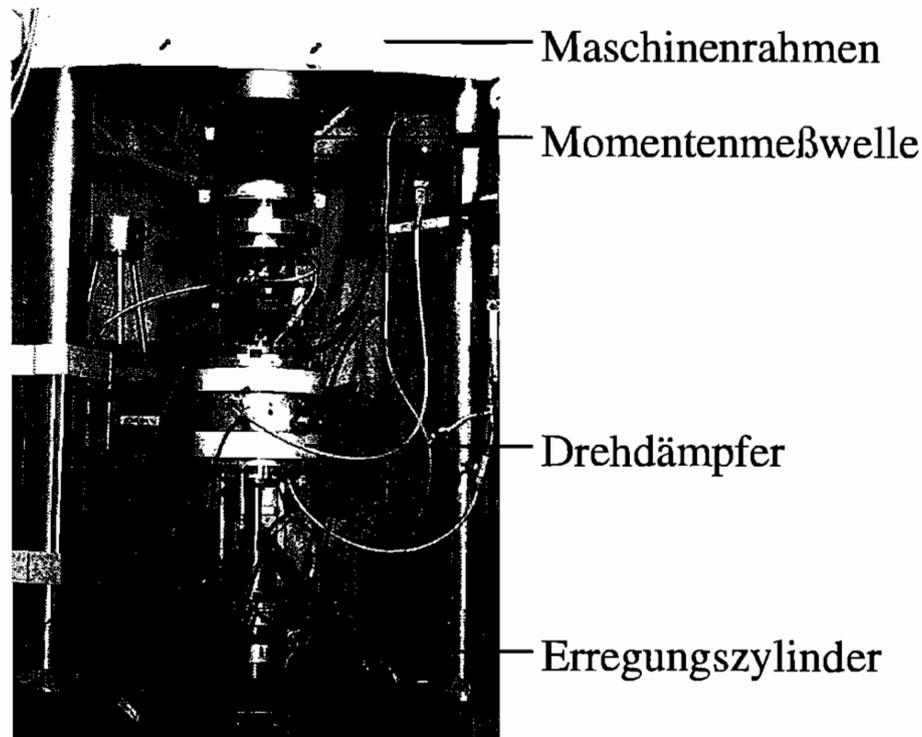


Abb. 6.5: Servohydraulische Universalprüfmaschine

Die Universalprüfmaschine der Firma Carl Schenck AG wurde zur Untersuchung des ER-Dämpfers unter definierten mechanischen Winkel- und Winkelgeschwindigkeitserregungen verwendet (Abb. 6.5 und 6.6). Sie besteht aus einem Maschinenrahmen, in dem Meßaufnehmer und hydraulische Zylinder für Zug und Torsion montiert sind. Die Zylinder werden über separate Servoventile gesteuert und von einem Hydraulikaggregat versorgt. Gesteuert wird die Anlage durch eine digitale Regelelektronik, welche zur getrennten Ansteuerung der beiden Zylinder zweifach vorhanden ist.

Maschinenrahmen und Hydraulik

Der Maschinenrahmen der Universalprüfmaschine besteht aus einer festen Traverse unten, in welche die beiden Erregungszylinder eingebaut sind, und einer verfahrbaren Traverse oben. Die Erregungszylinder der Maschine werden durch eine Radialkolbenpumpe versorgt und durch Servoventile gesteuert.

Zur Anpassung der Maschine an unterschiedlich große Werkstoffproben oder Bauteile läßt sich die obere Traverse hydraulisch um 800mm verfahren und klemmen. Zur Meßwerterfassung stehen induktive Wegaufnehmer, eingebaut in die Erregungszylinder, und Kraft- und Momentenmeßzellen, befestigt an der oberen Traverse, zur Verfügung. Für eine weiterführende Beschreibung der mechanischen Komponenten wird auf den Anhang (D.1.2) verwiesen.

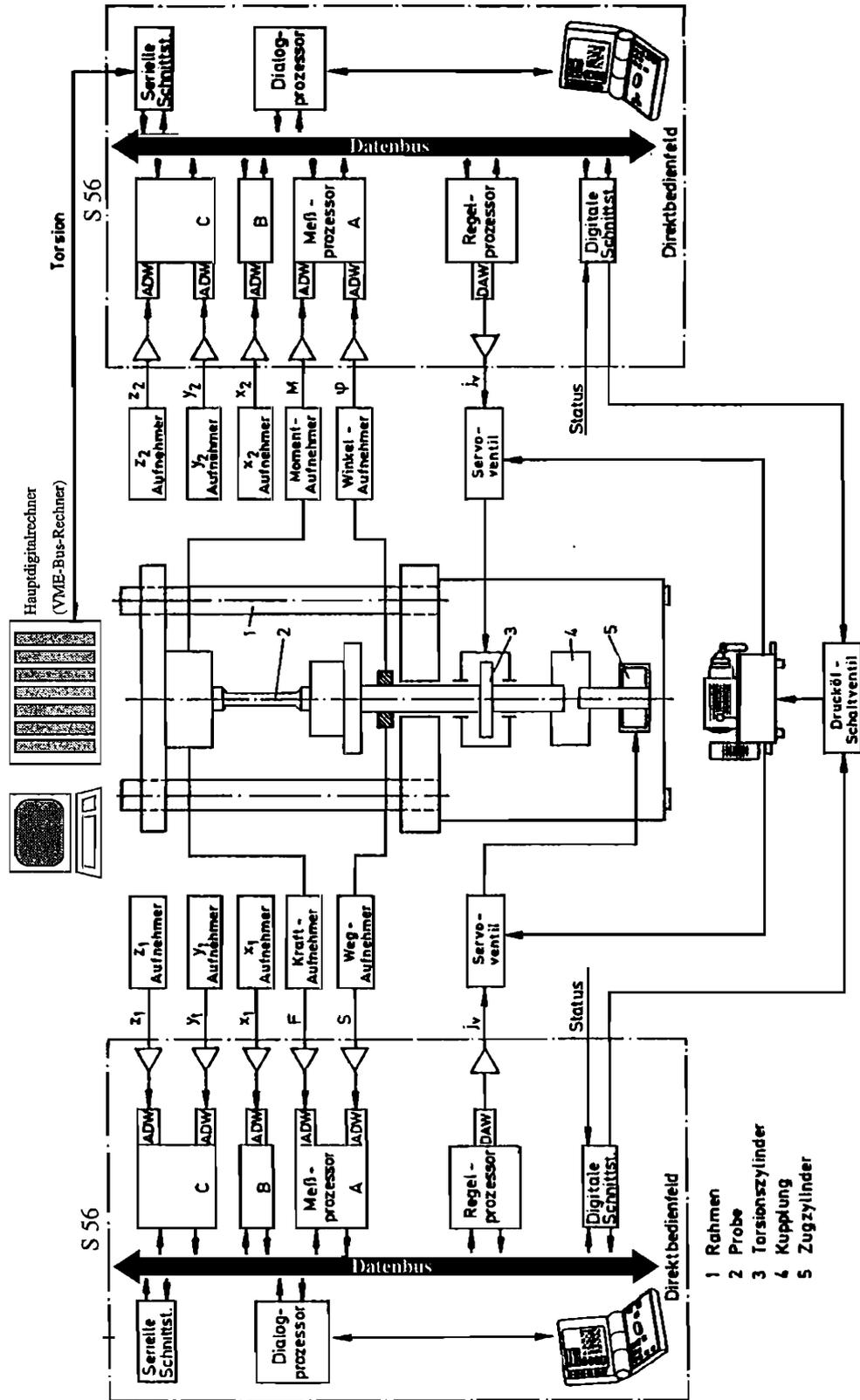


Abb. 6.6: Schaltplan der servohydraulischen Universalprüfmaschine

Regelektronik S56

Mit den beiden identischen Regelektronikeinheiten der Serie 56 Version 4 (S56) wird der mechanische Teil der Prüfmaschine jeweils getrennt nach den beiden Belastungsrichtungen digital gesteuert und überwacht. Die digitalen Regelungselektronikeinheiten S56 sind modular aufgebaut. Die einzelnen Prozessoren und Schnittstellen werden über einen Datenbus miteinander verbunden.

Neben dem eigentlichen PID-Regler mit den A/D-Wandlern der Eingangsgrößen und dem D/A-Wandler des Sollwertes für den Servoantrieb sind in der S56 ein Sollwertfunktionsgenerator, ein Dialogprozessor zur Ansteuerung des Direktbedienfeldes, digitale Schnittstellen zur Statusüberwachung der Anlage sowie eine serielle Schnittstelle RS232 integriert.

Den A/D-Wandlern vorgeschaltet sind zur Meßsignalaufbereitung Trägerfrequenzmeßverstärker und analoge Tiefpaßfilter. Nach der Digitalisierung der Meßsignale werden diese kalibriert. Der interne digitale Funktionsgenerator gestattet als Führungsgröße die Vorgabe von Sinus-, Rechteck- und Dreieckfunktionen sowie von Rampen. Die Zeitfunktionen werden durch die Parameter Amplitude, Mittelwert und Frequenz festgelegt. Durch die Vorgabe von Schwingspielen kann die Versuchslaufzeit gesteuert werden. Neben der internen Sollwertvorgabe können Führungsgrößen extern vorgegeben werden.

Jede S56 verfügt über bis zu fünf analoge Signaleingänge, von denen zwei Eingänge für die Erfassung der Bewegungen und Belastungen (bei Torsionachse Drehmoment M und Winkel φ) reserviert sind. Bei einer Auflösung der A/D- und D/A-Wandler von 16bit (entspricht 65536Digits oder Meßstufen) ergibt sich somit bei einem Ein- und Ausgangssignal von $\pm 10.24V$ eine Meßsignalauflösung von 0.3125mV. Die interne Signalabtastung arbeitet mit einer Frequenz $f_a = 5000Hz$.

Zur Überwachung der Prüfmaschine steht in der S56 eine wahlweise setzbare Überwachungsmatrix zur Verfügung. Sie erzwingt vorgegebene Reaktionen der Maschine auf die Über- bzw. Unterschreitung von Grenzen wie von Soll-, Ist-Werten und den Regelabweichungen. Diese Reaktionen können bis zum automatischen Abschalten der Maschine führen.

Die Maschine ist über die Direktbedienfelder der beiden Zylinder vollkommen menügeführt oder gleichwertig über die seriellen Schnittstellen der einzelnen Achsen über RS232 steuerbar. Für die Kommunikation über die Schnittstelle steht ein umfangreicher Befehlssatz (LINK 56 Version 4) zur Verfügung. Die Einzelbefehle bestehen aus einem ASCII-Zeichenkettenformat. Die asynchrone serielle Schnittstelle arbeitet mit einer Übertragungsgeschwindigkeit von 19200baud. Mit ihr ist es möglich, wie im weiteren noch gezeigt wird, die S56 (und damit die Prüfmaschine) zur Abarbeitung von komplexen Meßaufgaben vom Hauptmeßwert-erfassungsrechner (VME-Bus-Rechner) anzusteuern und zu überwachen.

Zur weiteren detaillierten Erläuterung des Aufbaus der Regelungselektronik, ihrer Arbeitsweise sowie der Optimierung der Regelparameter wird auf die Literatur [17] und [23] verwiesen.

6.2 Versuchsvorrichtung

6.2.1 Lastenheft zur Entwicklung der Versuchsvorrichtung

Zur Verifikation der praktischen Realisierbarkeit einer semi-aktiven Schwingungsdämpfung mit Echtzeitsteuerung war ein stützererregter Ein-Freiheitsgrad-Schwinger in Rotationsausführung aufzubauen. Dieses System war insbesondere hinsichtlich der Eigenschaften der Elektrorheologischen Fluide auszulegen und zu konzipieren. Es war hierbei besondere Sorgfalt auf die Entwicklung eines neuartigen, steuerbaren Drehdämpfers zu legen.

Die Entwicklungsanforderungen lassen sich unterteilen in Anforderungen:

- an den Ein-Freiheitsgrad-Schwinger durch den Verspannungsprüfstand als Erregungssystem:
 - Ausführung des Schwingungssystems als Rotationsschwinger unter Einhaltung der Anschlußmaße des Verspannungsprüfstandes.
 - Freie Drehbarkeit des Schwingungssystems auf dem Verspannungsprüfstand wegen der fehlenden Winkelsteuerung.
 - Anschluß aller mitdrehender Meßaufnehmer sowie der Hochspannungsansteuerung über Schleifringe mit ausreichender elektrischer Isolation.
- an den Ein-Freiheitsgrad-Schwinger allgemein:
 - Eigenfrequenz bei $f_0 \approx 5\text{Hz}$, da bei gesteuerter Schwingungsdämpfung insbesondere die Erregungsfrequenzen im Bereich der Eigenfrequenzen von Interesse sind und der optimale Erregungsfrequenzbereich des Versuchsstandes zwischen 0.1Hz und 10Hz liegt.
 - Abstimmung des steuerbaren ER-Dämpfers so, daß der Dämpfungsgrad D möglichst zwischen $D_{min} = 0$ und $D_{max} = 1$ des Schwingungssystems variiert werden kann.
 - Minimale Coulombsche Reibung des Schwingungssystems.
 - Lineares Systemverhalten des Ein-Freiheitsgrad-Schwingungssystems bei einem Verdrehwinkel bis $\varphi = \pm 60^\circ$.
- an die Ausführung des hydraulischen Dämpfers:
 - Maximale elektrische Leistungsaufnahme des Dämpfers unterhalb der Leistungsgrenze des Hochspannungsverärkers TREK 10/10 (max. Spannung $U = 10\text{kV}$ und max. Strom $I = 10\text{mA}$).
 - Auslegung der elektrischen Isolationen entsprechend der maximalen Spannung, so daß es zu keinen Durchschlägen, Überschlägen oder Kriechströmen kommt.
 - Konzeption des Dämpfers, so daß er sowohl im Ein-Freiheitsgrad-System montiert als auch ohne Umbau mit der Universalprüfmaschine untersucht werden kann.
- an die Konzeption des Meßwerterfassungs-, Regelungs- und Versuchsablaufsteuerungssystems (Hauptdigitalrechner):

- Meßwernerfassung und Regelung des Dämpfers autark von den Regelungssystemen und Digitalrechnern der Erregungssysteme.
- Modulares Regelungskonzept des Digitalreglers des ER-Dämpfers.
- Realisierung einer weitgehenden, programmgesteuerten Versuchsdurchführung, das heißt, neben automatischer Meßwernerfassung auch automatische Ansteuerung der Erregungsmaschinen durch das Meßwernerfassungssystem.
- Datendurchgängigkeit der am Meßwernerfassungs- und Versuchssteuerungsrechner gewonnenen Meßwerte und Versuchsergebnisse zur Weiterverarbeitung auf anderen Rechnern.

Das entsprechend diesen Anforderungen konzipierte Ein-Freiheitsgrad-System wird im nachfolgenden mit der Einbindung an die beiden Erregungssysteme vorgestellt.

6.2.2 Ein-Freiheitsgrad-Schwinger und Gesamtaufbau

Der in Rotationsausführung aufgebaute Ein-Freiheitsgrad-Schwinger zur Untersuchung auf dem Verspannungsprüfstand ist in Abb. 6.7 dargestellt.

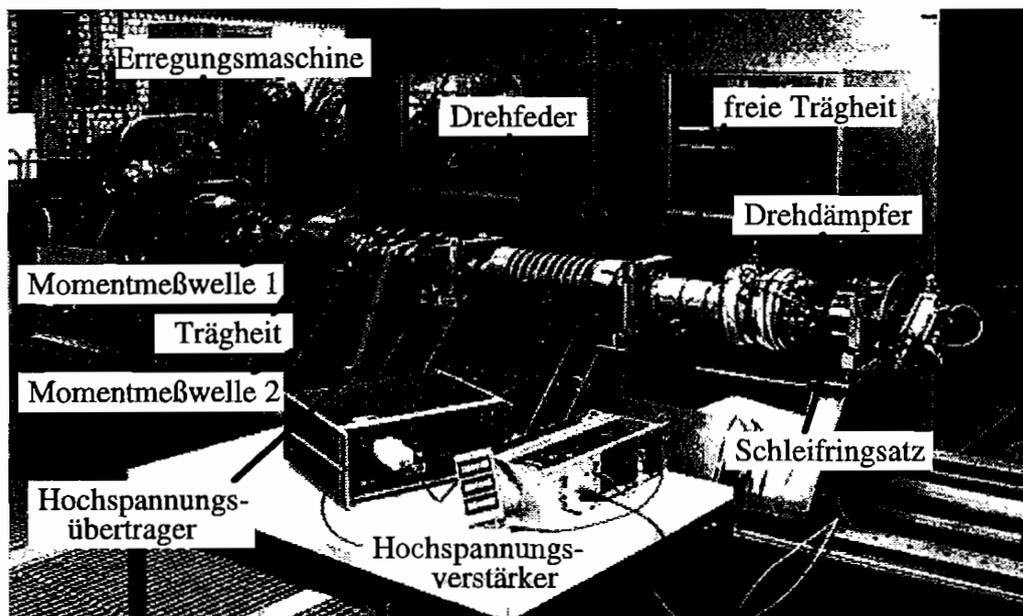


Abb. 6.7: Ein-Freiheitsgrad-Schwingungssystem montiert auf dem Versuchsstand

Auf dem Bild links zu erkennen ist die Erregungsmaschine. Es folgen, von links nach rechts, eine Momentenmeßwelle, die der Überwachung der Axialkolbenmaschine dient, eine Trägheitsmasse zur Stabilisierung der Erregungsmaschine (das Trägheitsmoment der Versuchsvorrichtung ist zu gering für eine stabile Regelung der Erregungsmaschine), eine zweite Momentenmeßwelle zur Erfassung des Gesamterregungsmoments des Schwingungssystems sowie im weiteren das eigentliche Schwingungssystem.

Dieses besteht, wie gut in der Schemazeichnung Abb. 6.8 zu erkennen ist, aus einer Zweiwelnenkonstruktion. Die innere durchgängige Welle ist direkt mit der Antriebsmaschine verbunden. Sie stellt den Aufhängepunkt des stützenerregten Schwingungssystems dar. Die äußere

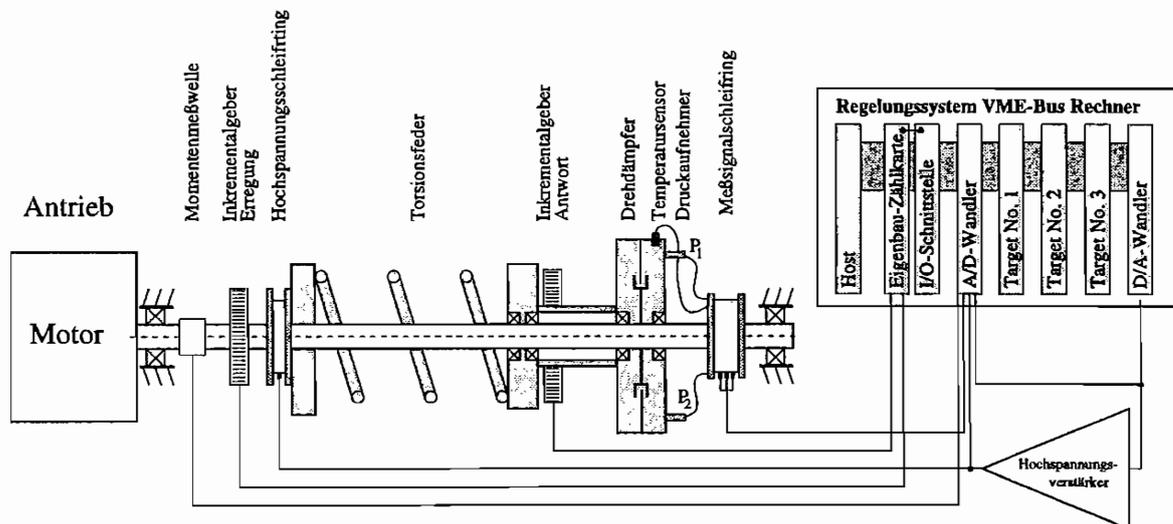


Abb. 6.8: Schema der Versuchsvorrichtung (Reales Ein-Freiheitsgrad-System und Digitalregler)

„Hohlwelle“ bildet die freie Trägheit. Sie besteht aus dem rechten, auf der durchgängigen Welle drehbaren Teil der Drehfeder (vgl. Kap. 6.2.3), dem äußeren beweglichen Teil des hydraulischen Drehdämpfers (vgl. Kap. 6.2.4) sowie den verbindenden Halbschalen zwischen diesen beiden Baugruppen. Der linke Teil der Drehfeder, wie der innere Teil des Drehdämpfers (Stator), gehören zur Aufhängung.

Zur Übertragung der Hochspannungssteuersignale an den rotierenden Drehdämpfer ist links neben der Drehfeder ein Hochspannungsübertrager montiert. Die Meßsignale der Druckaufnehmer werden über einen sich rechts neben dem Drehdämpfer befindlichen Schleifringsatz abgegriffen. Die Drehzahlen der Erregung und der Antwort des Schwingungssystems werden durch zwei Inkrementaldrehgeber erfasst.

Die Eigenfrequenz dieses linearen Schwingers liegt bei $f_0 = 4.8\text{Hz}$. Das Trägheitsmoment der freien Trägheit beträgt $\Theta = 0.336\text{kgm}^2$. Die Zusammenstellungszeichnung des gesamten Ein-Freiheitsgrad-Systems findet sich in Abb. 6.9. Die wesentlichen Komponenten des Systems, die Drehfeder und der steuerbare ER-Dämpfer, werden in den nachfolgenden beiden Abschnitten ausführlich behandelt.

6.2.3 Drehfeder

In der Versuchsvorrichtung wurde als Feder eine Drehfeder (Abb. 6.10) mit beidseitig fester Einspannung eingesetzt.

Es handelt sich hierbei um eine zylindrische Schraubenfeder (schraubenförmig gewundene

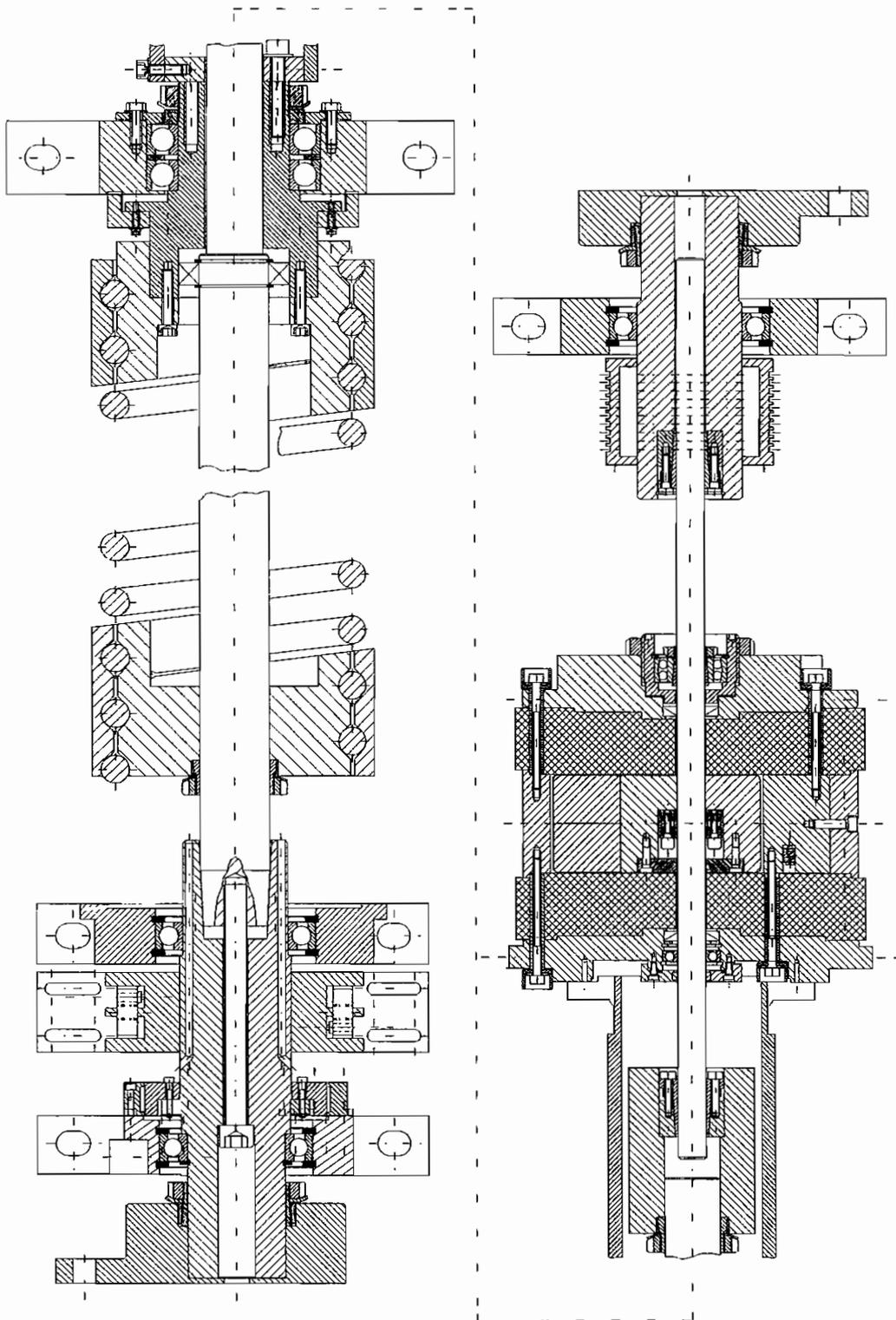


Abb. 6.9: Zusammenstellungszeichnung des Ein-Freiheitsgrad-Schwingers in Rotationsausführung

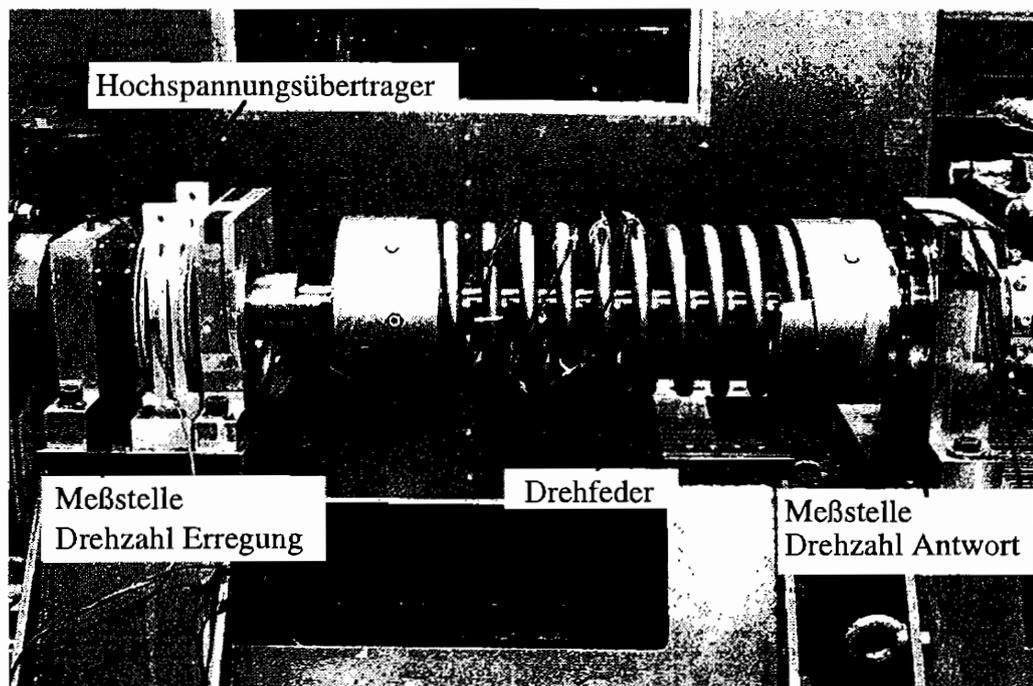


Abb. 6.10: Drehfeder im eingebauten Zustand

Biegefeder). Dieser Federtyp zeichnet sich zur Erreichung von winkelabhängigen Rückstellmomenten im Vergleich zu anderen möglichen Ausführungen, wie den Drehstabfedern, der Spiralfeder (Archimedische Spirale) oder einer Kombination von Zug- und Druckfedern mit Übersetzungsmechanismus, durch Reibungsfreiheit, eine hohe Linearität und großem Drehwinkel bei kleiner Baugröße sowie durch ein niedriges Eigenträgheitsmoment aus.

Es sind verschiedene Federeinspannungen vorstellbar, zum Beispiel formschlüssige mit radialem, axialem oder tangentialem Auslauf oder auch reibschlüssige über Klemmung der Endwindungen ohne Auslauf. Für die konstruktive Ausführung wurde eine reibschlüssige Federeinspannung ohne Auslauf gewählt. Die ersten, respektive letzten beiden Windungen der Feder werden zwischen den schraubenförmigen Nuten eines Innenteils und eines Außenringes geklemmt. Die Feder läuft dadurch ohne Abbiegung aus.

Die im Übergang von elastischen Federn zu steifen Einspannungen üblicherweise auftretenden Kerbwirkungen konnten in der speziellen Einspannungskonstruktion durch Reduktion der Steifigkeit im Einlaufteil der Einspannung verringert werden. Der auf die Einspannung auflaufende Feder wird eine zweite, in Steifigkeit über die eingespannte Drahtlänge zunehmende Feder parallel geschaltet.

Der besondere Vorteil der schraubenförmigen Federneinspannung ist die problemlose Veränderung der Federsteifigkeit durch Variation der freien, federnden Drahtlänge durch mehr oder weniger weites „Aufschrauben“ der Feder auf die Einspannung.

Die im Versuch und durch Ausgleichsrechnungen ermittelte Federsteifigkeit beträgt $c_d = 294 \text{ Nm/rad}$ (vgl. Abb. 6.11). Das Berechnungsmodell zur Federauslegung sowie die Federgeometriedaten finden sich in Anhang D.3.

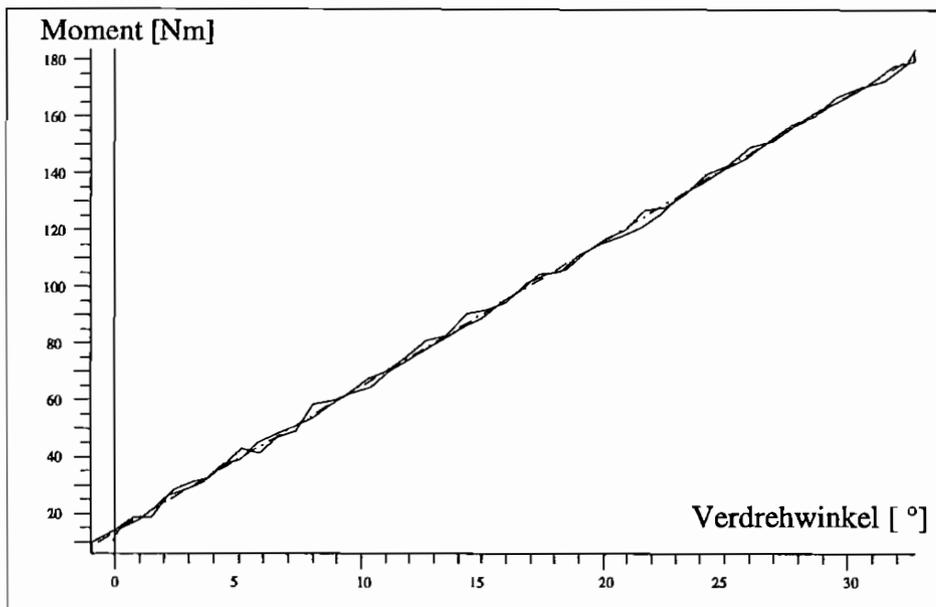


Abb. 6.11: Gemessene Federkennlinie mit Ausgleichsgerade (durchgezogen: Be-, Entlastungskurve; strichpunktiert: Ausgleichsgerade) $c_d = 294\text{Nm/rad}$

6.2.4 Steuerbarer hydraulischer ER-Drehdämpfer

Der hydraulische, steuerbare Dämpfer wurde aufgrund von theoretischen Überlegungen und von Ergebnissen experimenteller Voruntersuchungen (vgl. Anhang D.4) im Druckströmungsaufbau (flow mode) ausgeführt (vgl. Abb. 6.12, Tab. 6.1).

Mit dem Druckströmungsaufbau lässt sich im Vergleich zu anderen möglichen Dämpferbauprinzipien bei der begrenzten elektrischen Leistung des vorhandenen Hochspannungsverstärkers (10mA, 10kV) und der damit vorgegebenen Begrenzung der Strömungskanalfläche das größte absolute Dämpfermoment und auch die größte absolute Dämpfermomentänderung erreichen.

Der Dämpfer besteht aus zwei Kammern. Es handelt sich bei ihm um einen kreisförmig ausgeführten doppelwirkenden Hydraulikzylinder (vgl. Abb. 6.13).

Er ist mit zwei Strömungsspalten (Kanalbreite 2mm) ausgeführt. Diese liegen zwischen den beiden Kammern, welche durch den Rotor und den Stator gebildet werden. Bei Bewegung des Rotors wird Fluid in Umfangsrichtung durch die über die gesamte Breite des Drehdämpfers gebildete Spalte zwischen den beiden Kammern ausgetauscht. Die seitlichen Leckströme zwischen dem Rotor und den seitlichen Kreisscheiben konnten durch die gewählte Spalthöhe von 0.4mm ausreichend unterbunden werden. Auf den Einbau von Gummidichtungen wurde bewusst verzichtet, weil sie die nicht steuerbaren Reibmomente zusätzlich erhöhen. Außerdem war mit erheblichen Montageprobleme zu rechnen.

Bei Anlegen eines elektrischen Feldes zwischen dem Innen- und dem Außenring baut sich quer zu den in Umfangsrichtung liegenden Strömungsspalten ein elektrisches Potentialfeld auf. Zur Vermeidung von Durchschlägen und Kriechströmen im ER-Dämpfer und auf der Übertragungsstrecke der Hochspannung von bis zu 10kV waren besondere Vorkehrungen zu treffen. Die seitlichen Kreisscheiben wurden mit einer Isolationschicht von 50mm versehen.

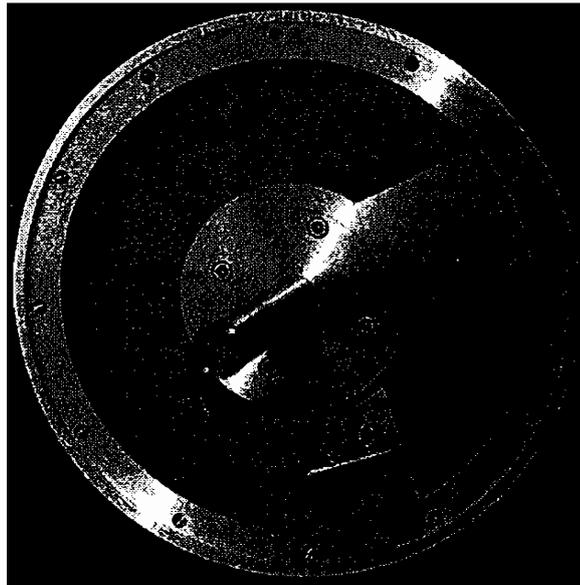


Abb. 6.12: Querschnitt durch den realen Drehdämpfer

Die Strömungskanalein- und -ausgänge wurden mit Radien von 3mm ausgeführt. Bei allen im elektrischen Feld befindlichen Bauteilen wurde auf die Vermeidung von scharfen Kanten mit entsprechend höherer Feldliniendichte geachtet.

Temperaturänderungen im ER-Dämpfer führen zu Volumenänderungen der ERF. Mit einem vorgespannten Speicher können diese ausgeglichen und unzulässige Druckanstiege vermieden werden. Außerdem wird durch den erhöhten Dämpferinnendruck die Kavitationsgefahr verringert und das Aufschäumen des ER-Fluides vermieden. Die Wahrscheinlichkeit von Spannungsdurchschlägen im Strömungskanal, welche zum Versagen des Dämpfers führen, wird dadurch deutlich verringert.

B_k	= 70mm	Rotorbreite
B_s	= 70.8mm	Statorbreite
B_b	= $R_i + r_i$	Breite des seitlichen Spalts
R_a	= 100mm	Äußerer Radius des Stators
R_i	= 98mm	Äußerer Radius des Rotors
H_a	= $R_a - R_i$	Spaltweite des äußeren Spalts
r_a	= 52mm	Innerer Radius des Stators
r_i	= 50mm	Innerer Radius des Rotors
H_i	= $r_a - r_i$	Spaltweite des inneren Spalts
H_b	= $B_s - B_k$	Spaltweite der seitlichen Spalte
L	= 50.5mm	Strömungskanallänge

Tab. 6.1: Geometriedaten des ER-Dämpfers

Ein steuerbarer hydraulischer Dämpfer auf Basis von ER-Fluiden, wie er hier in den Versuchen verwendet wurde, läßt sich nicht ohne ein Berechnungsmodell entwickeln. Im nachfolgenden Abschnitt wird deshalb das aus den Bilanzgleichungen (vgl. Kap. 5) hervorge-

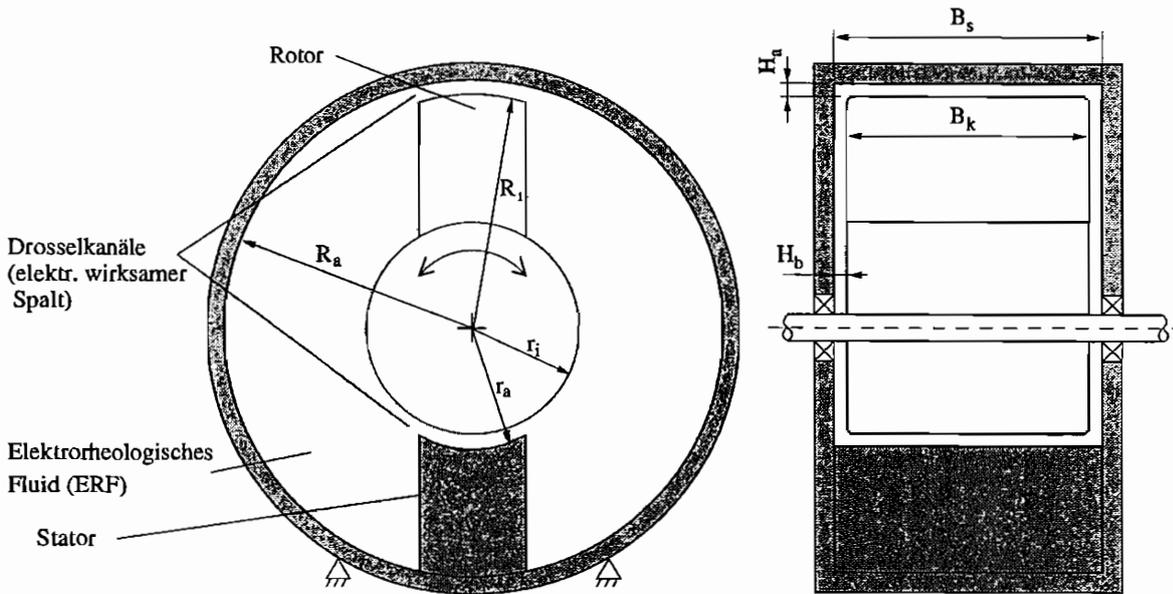


Abb. 6.13: Prinzipskizze des Torsionsdämpfers (Querschnitt)

hende einfache Auslegungsmodell vorgestellt, wobei in der Entwicklungsphase insbesondere die Dimensionierungsabschätzung von Bedeutung war. Dieses Modell zeigt den nichtlinearen Zusammenhang zwischen dem Moment und der Winkelgeschwindigkeit bei der gewählten Dämpferkonstruktion mit zwei steuerbaren und zwei nicht steuerbaren Strömungskanälen auf.

6.2.5 Einfaches Berechnungs- und Auslegungsmodell des realisierten ER-Dämpfers aus Bilanzgleichungen

In Kapitel 5 wurden die elementaren strömungsmechanischen Grundlagen zur Entwicklung eines einfachen Dämpfermodells allgemein vorgestellt. In diesem Abschnitt wird nun gezeigt, wie der allgemeine Formelsatz (Formel 5.15 bis 5.19) beim vorliegenden Dämpfer zur Entwicklung eines Auslegungsmodells aussieht und welche Moment-Winkelgeschwindigkeits-Abhängigkeiten sich bei Annahme eines Newtonschen Werkstoffgesetzes für die ERF ohne elektrisches Feld und eines idealplastischen Werkstoffgesetzes für die ERF im elektrischen Feld ergeben. Die Geometriedaten des Dämpfers sind der Abb. 6.13 und Tabelle 6.1 zu entnehmen.

Entwicklung des Modells

Zur Entwicklung eines vollständigen Ein-Ausgangsgrößen-Modells für den realisierten ER-Dämpfer werden nachfolgend vier Bilanzgleichungen für den Volumenstrom-Winkelgeschwindigkeits-Zusammenhang $\dot{V}_{ges} = f(\dot{\varphi})$ (Formel 5.15), den Druckverlust-Volumenstrom-Zusammenhang $\Delta p_{ges} = f(\dot{V}_{ges})$ (Formel 5.16 - 5.17), den Energiesatz $(p_{b1} - p_{b2}) = f(\Delta p_{ges})$ (Formel 5.18) und das Momentgleichgewicht $M = f(p_{b1} - p_{b2})$ (Formel 5.19) aufgestellt.

Energiesatz: Aus der Analyse der Dämpfergeometrie ergeben sich zwei wesentliche Vereinfachungen für die Aufstellung des Energiesatzes zwischen den beiden Kammern des ER-Dämpfers. Der realisierte hydraulische Dämpfer zeichnet sich, wie bei Dämpfern allgemein üblich, durch eine sehr kompakte Bauweise und ein großes Kolben-Strömungskanal-Querschnittsverhältnis aus (vgl. Abb. 6.13). Bei Aufstellung des Energiesatzes (Formel 5.18) zwischen den beiden Kammern (mit ausreichendem Abstand zu den Überströmkanälen) können deshalb die Geschwindigkeiten und die Höhenunterschiede ($u_{b1}^2 = u_{b2}^2 = 0$, $z_{b1} = z_{b2}$) vernachlässigt werden, und es ergibt sich:

$$p_{b2} = p_{b1} - \Delta p_{ges} \quad (6.1)$$

Die Druckdifferenz $p_{b2} - p_{b1}$ ist damit nur vom Gesamtdruckverlust Δp_{ges} der Fluidströmung zwischen den beiden Kammern abhängig.

Druckverlust-Volumenstrom-Zusammenhang: Zur Formulierung des Druckverlust-Volumenstrom-Zusammenhangs $\Delta p_{ges} = f(\dot{V}_{ges})$ wird der Gesamtüberströmkanal zwischen den beiden Kammern in zwei breitere, elektrisch ansteuerbare rechteckige Kanäle ($k = 1$, $k = 3$) und zwei nicht elektrisch ansteuerbare rechteckige Kanäle ($k = 2$, $k = 4$) aufgeteilt (vgl. Abb. 6.14).

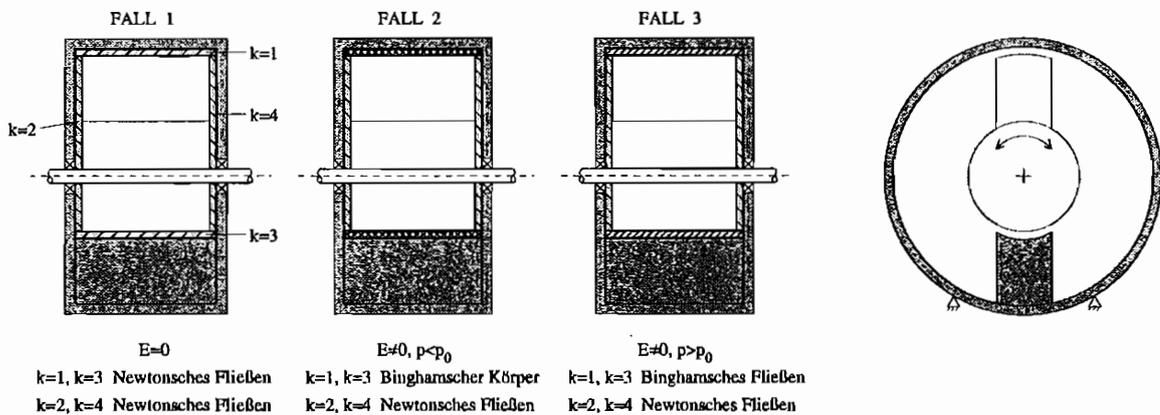


Abb. 6.14: Gewählte Aufteilung in vier paarweise gleiche Strömungskanäle zur Modellierung des realisierten ER-Dämpfers bei unterschiedlichen elektrischen Feldstärken E

Diese vier Kanäle sind paarweise gleich. Der Druckverlust-Volumenstrom-Zusammenhang für den ER-Dämpfer $\Delta p_{ges} = f(\dot{V}_{ges})$ kann deshalb mit einem Strömungsmodell bestehend aus den zwei Kanälen ($k = 1$, $k = 2$), über welche der halbe Gesamtvolumenstrom $V_{ges}/2$ fließt, ermittelt werden.

Der Gesamtdruckabfall Δp_{ges} in jedem Strömungskanal k zwischen den beiden Kammern setzt sich aus drei Einzeldruckverlusten zusammen. Neben dem Druckabfall durch Wirbelverluste am Kanaleingang Δp_{D1} und dem Druckabfall durch Rohrreibungsverluste Δp_{R1} ist der Druckabfall durch Wirbelverluste am Kanalausgang Δp_{D2} zu berücksichtigen ($\Delta p_{ges} = \Delta p_{D1} + \Delta p_{R1} + \Delta p_{D2}$).

Während die Rohrreibungsverluste linear vom Volumenstrom abhängen, gilt für die Wirbelverluste ein quadratischer Zusammenhang. Nach Zusammenfassung der quadratisch vom Volumenstrom \dot{V}_k abhängigen Widerstandsanteile jedes Kanals k in der Gesamtwiderstandszahl ξ_{gk} ergibt sich nachfolgender Druckabfall am Kanalein- und Kanalausgang, und man gelangt zum Ersatzschaltbild des ER-Dämpfers nach Abb. 6.15.

$$\Delta p_{D_k} = \frac{1}{2} \xi_{gk} \rho \left[\frac{\dot{V}_k}{BH} \right]^2 \quad (6.2)$$

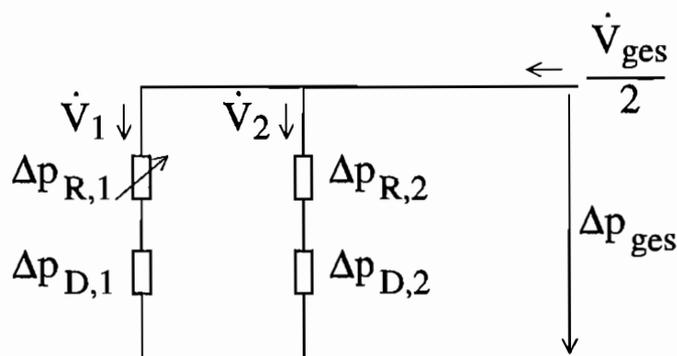


Abb. 6.15: Hydraulisches Ersatzschaltbild des ER-Dämpfers

Zur Berechnung der Strömungswiderstände Δp_{R_k} in rechteckigen Röhren können zwei unterschiedliche Formeln (vgl. Kap. 5.2.2) verwendet werden. Während in Formel 5.11 die seitliche Randbegrenzung des Kanals mitberücksichtigt wird und damit genauere Ergebnisse erzielt werden, geht bei Formel 5.9 der Randeinfluß an der Schmalseite nicht in die Berechnung ein. Wie in Anhang C.1 nachgewiesen, ergeben sich bei den vorliegenden Geometrieverhältnissen nur geringfügige Unterschiede zwischen beiden Ansätzen. Im weiteren wird deshalb der einfachere Ansatz zur Berechnung der Druckverluste im Rechteckkanal verwendet (vgl. Formel 5.9):

$$\Delta p_{R_k} = 12 \frac{\eta_k L}{BH^3} \dot{V}_k \quad (6.3)$$

Dieser gestattet auch eine einfachere Abschätzung des Einflusses einer Geometrievariation auf das Dämpferverhalten.

Je nach den vorliegenden elektrischen und mechanischen Gegebenheiten lassen sich drei unterschiedliche Fälle bei der Aufstellung des Druckverlust-Volumenstrom-Zusammenhangs unterscheiden (vgl. Abb. 6.14).

- FALL 1:

Liegt kein elektrisches Feld am Kanal $k = 1$ an, gilt für die Strömung durch beide Kanäle des Strömungskanal im Ersatzschaltbild das Newtonsche Fließgesetz, und die Volumenströme durch die beiden Kanäle \dot{V}_1 und \dot{V}_2 , sowie der Gesamtdruckabfall Δp_{ges}

lassen sich durch den nachfolgenden Satz von nichtlinearen Gleichungen mit $\eta_1 = \eta_2 = \eta$ (Grundviskosität der ERF) berechnen:

$$\frac{\dot{V}_{ges}}{2} = \dot{V}_1 + \dot{V}_2 \quad (6.4)$$

$$\Delta p_{ges} = 12 \frac{\eta_1 L}{B_s H_a^3} \dot{V}_1 + \frac{1}{2} \xi_{g1} \rho \left[\frac{\dot{V}_1}{B_s H_a} \right]^2 \quad (6.5)$$

$$\Delta p_{ges} = 12 \frac{\eta_2 L}{B_b H_b^3} \dot{V}_2 + \frac{1}{2} \xi_{g2} \rho \left[\frac{\dot{V}_2}{B_b H_b} \right]^2 \quad (6.6)$$

Die Widerstandszahlen ξ_{g1} und ξ_{g2} der Ein-Auslauf-Verluste können nur experimentell bestimmt werden. Bei Dämpfern ohne elektrisches Feld werden in der Regel kleine Druckdifferenzen angestrebt. Durch Verwendung von größeren Widerstandszahlen liegt man auf der sicheren Seite.

- FALL 2:

Liegt ein elektrisches Feld an Kanal $k = 1$ an und reicht die Gesamtdruckdifferenz Δp_{ges} nicht aus, um die Fließgrenze $\tau_0(E)$ im elektrisch angesteuerten Kanal $k = 1$ zu überwinden, ist Kanal $k = 1$ „elektrisch“ verschlossen.

Die Grenzdruckdifferenz Δp_0 , ab der Fließen einsetzt, läßt sich aus der Gleichgewichtsbedingung für einen Flüssigkeitsquader (Länge L , Breite B , Höhe H) berechnen, wobei die Randschubkräfte an der Schmalseite H nicht berücksichtigt werden:

$$\Delta p_0 = \tau_0 \frac{2L}{H_a} \quad (6.7)$$

Solange $\Delta p_{ges} < \Delta p_0$ fließt der Gesamtvolumenstrom seitlich am Kolben vorbei ($\dot{V}_1 = 0$, $\dot{V}_2 = \dot{V}_{ges}/2$). Das Strömungsmodell vereinfacht sich zur Formel 6.6.

$$\Delta p_{ges} = 12 \frac{\eta_2 L}{2B_b H_b^3} \dot{V}_{ges} + \frac{1}{2} \xi_{g2} \rho \left[\frac{\dot{V}_{ges}}{2B_b H_b} \right]^2 \quad (6.8)$$

- FALL 3:

Aus Fall 2 wird Fall 3, wenn die feldstärkeabhängige Fließgrenze $\tau_0(E)$ im Kanal $k = 1$ überwunden wird $\Delta p_{ges} > \Delta p_0$. Es stellt sich eine fließwiderstandsabhängige Volumenstromaufteilung auf beide Kanäle ein. Durch das elektrische Feld ändert sich im Vergleich zu Fall 1 dabei nicht nur der Rohrreibungswiderstand, sondern auch die Widerstandszahl ξ_{g1} , welche zur Unterscheidung mit der elektrischen Erregung mit ξ_{g1ERF} bezeichnet wird.

Die Ursachen des Widerstandszahlanstiegs $\xi_{g1} \rightarrow \xi_{g1ERF}$ liegen einerseits im Vorhandensein eines elektrischen Feldes auch unmittelbar vor und nach dem Strömungskanal

und andererseits im pfropfenförmigen Strömungsprofil der ERF im elektrischen Feld (vgl. Anhang B.1). Bereits unmittelbar vor dem Kanaleingang steigt die Viskosität der ERF an. Am Kanalausgang führt der Festkörperpfropfen beim „Binghamschen Fließen“ zu höheren Wirbelverlusten. Die ERF zeigt auch noch nach Verlassen des Strömungskanals wegen des nicht unmittelbar durch das Ende des Strömungskanals begrenzten elektrischen Feldes und der zur Entpolarisierung benötigten Zeit Festkörperverhalten.

Unter der getroffenen Voraussetzung nicht eines Binghamschen, sondern eines idealplastischen Werkstoffverhaltens (St. Vernant-Körper, $\tau_0 = \text{konst.}$) der ERF im elektrischen Feld entspricht der Druckabfall im Rohr der Grenzdruckdifferenz nach Formel 6.7, und man erhält auch für Fall 3 den nachfolgenden Satz an Gleichungen zur Berechnung des Druckverlust-Volumenstrom-Zusammenhangs. Bei Modellierung des elektrisch erregten ER-Fluids als Binghamschem Körper ist in Formel 6.10 τ_0 durch $\tau_0 + \eta_{pl}\dot{\gamma}$ zu ersetzen.

$$\frac{\dot{V}_{ges}}{2} = \dot{V}_1 + \dot{V}_2 \quad (6.9)$$

$$\Delta p_{ges} = \frac{2L}{H_a} \tau_0 + \frac{1}{2} \xi_{g1ERF} \rho \left[\frac{\dot{V}_1}{B_s H_a} \right]^2 \quad (6.10)$$

$$\Delta p_{ges} = 12 \frac{\eta_1 L}{B_b H_b^3} \dot{V}_2 + \frac{1}{2} \xi_{g2} \rho \left[\frac{\dot{V}_2}{B_b H_b} \right]^2 \quad (6.11)$$

Wie ersichtlich, ergibt sich für alle drei unterschiedenen Fälle der Druckverlust-Volumenstrom-Abhängigkeit ein nichtlinearer Zusammenhang. Durch den im weiteren aufzustellenden kinematischen Zusammenhang zwischen dem Volumenstrom und der Winkelgeschwindigkeit sowie durch das Momentengleichgewicht am Drehkolben lassen sich die für den technischen Einsatz wichtigen Moment-Winkel-Verhältnisse aufstellen.

Zusammenhang zwischen Volumenstrom und Winkelgeschwindigkeit: Der gesamte Volumenstrom \dot{V}_{ges} zwischen den beiden Kammern eines hydraulischen Dämpfers entspricht dem durch den bewegten Kolben verdrängten Volumenstrom (Formel 5.15). Dieser berechnet sich bei einem Drehdämpfer zu:

$$\dot{V}_{ges} = \int_{r_i}^{R_i} \dot{\varphi} B_k r dr \quad (6.12)$$

Im ausgeführten Drehdämpfer (Abb. 6.13) mit der Kolbenwinkelgeschwindigkeit: $\dot{\varphi}$ in [rad/s] gilt:

$$\dot{V}_{ges} = \frac{1}{2} B_k (R_i^2 - r_i^2) \dot{\varphi} \quad (6.13)$$

Der Volumenstrom \dot{V}_{ges} ist somit proportional der Winkelgeschwindigkeit $\dot{\varphi}$.

Momentengleichgewicht: Die äußeren Kräfte und Momente lassen sich in hydraulischen, mit statischen Drücken arbeitenden Maschinen über das Kräftegleichgewicht an den hydraulischen Wirkflächen und den Geometrien bestimmen (Formel 5.19). Für den ausgeführten Drehdämpfer lautet die Moment-Druckbeziehung:

$$M = \int_{r_a}^{R_a} \Delta p_{ges} B_s r dr = \frac{1}{2} B_s (R_a^2 - r_a^2) \Delta p_{ges} \quad (6.14)$$

Das Moment M ist also proportional der Druckdifferenz Δp_{ges} .

Mit diesen hier dargestellten Bilanzgleichungen läßt sich nun ein einfaches Modell der Ein-Ausgangsgrößen-Beziehung aufstellen und es können Simulationsrechnungen durchgeführt werden.

Simulationsrechnung mit dem vorgestellten Modell

Ziel dieser Simulationsrechnungen ist es, erstens das prinzipielle Verhalten des realisierten ER-Dämpfers mit und ohne elektrischem Feld graphisch zu verdeutlichen und die Einflüsse der seitlichen Bypässe zu diskutieren. Es sollen erste Anhaltspunkte für das Übertragungsverhalten des ER-Dämpfers in Bezug auf die in Kap. 7 aufgeführten experimentellen Ergebnisse gegeben werden.

Das größte Problem bei der Anwendung des im vorherigen Abschnitt entwickelten Simulationsmodells auf den realen Dämpfer (Geometriegrößen vgl. Kapitel 6.2.4) ist die Festlegung von wirklichkeitsnahen Material- und Strömungskennwerten. Die Rheogramme und Kennwertangaben der Hersteller sind mit großen Unsicherheiten behaftet. Sie besitzen zum Teil eine Fehlertoleranz von 50%. Gesamtwiderstandszahlen ξ_g für ER-Fluid sind weder in der Literatur aufgeführt noch vom ER-Hersteller ermittelt worden. Zur Anwendung des Simulationsmodells und zur Durchführung der Simulationsrechnungen müssen deshalb plausible Annahmen getroffen werden. Bei Annahme nachfolgender Material- und Strömungskennwerte der verwendeten ERF (Rheobay VI AI 3565) ergeben sich die in Abbildung 6.16 dargestellten Momenten-Winkelgeschwindigkeits-Kurven ($M = f(\dot{\varphi})$).

η	=	55mPas	Basisviskosität ohne elektr. Feld ($\vartheta = 40^\circ\text{C}$)
τ_0	=	5500Pa	Fließgrenze bei $E = 4\text{kV/mm}$
ξ_{g1}	=	1.6	Gesamtwiderstandzahl Kanal $k = 1$, ohne elektr. Erregung
ξ_{g1}	=	1.6	Gesamtwiderstandzahl Kanal $k = 2$, ohne elektr. Erregung
ξ_{g1ERF}	=	3.2	Gesamtwiderstandzahl Kanal $k = 1$, mit elektr. Erregung

Zur Verdeutlichung sowohl des Einflusses der nicht steuerbaren seitlichen Bypässe ($k = 2$ und $k = 4$) als auch der elektrischen Erregung an den Spalten $k = 1$ und $k = 3$ auf das Dämpfermoment sind in Abb. 6.16 vier Kurven aufgetragen, welche im nachfolgenden mit a) bis d) bezeichnet werden. Die Abweichungen im Dämpfermoment, wenn in den Berechnungen die seitlichen Leckströme ($k = 2$ und $k = 4$) mitberücksichtigt werden, bzw. nicht mitberücksichtigt werden, sind in Abb. 6.17 in Form des Fehlers ($[M_{\text{ohne Bypass}}/M_{\text{mit Bypass}}] - 1$) für die beiden elektrischen Feldstärken ($E = 0.0\text{kV/mm}$ und $E = 4.0\text{kV/mm}$) dargestellt.

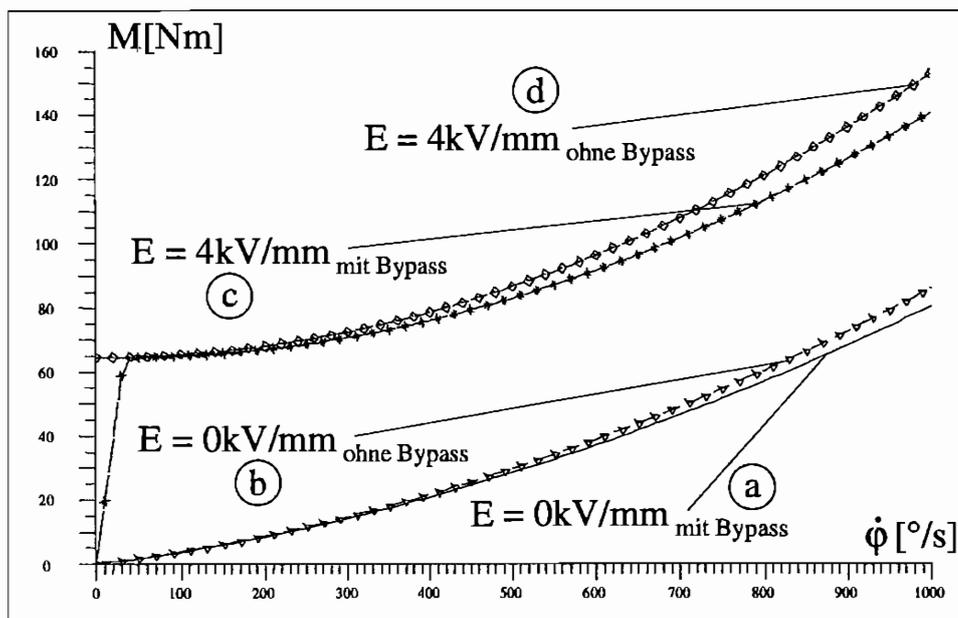


Abb. 6.16: Simulierte Moment-Winkelgeschwindigkeits-Kurven bei Variation des elektrischen Feldes

- Fall a):

Liegt kein elektrisches Feld am Dämpfer an und werden die seitlichen Bypässe in die Berechnungen mit einbezogen (Strömung durch die Kanäle $k = 1$ bis $k = 4$), ergibt sich der als **durchgezogene** Linie aufgetragene Momenten-Winkelgeschwindigkeits-Zusammenhang (vgl. Abb. 6.16). Der quadratische Anstieg mit der Kolbenwinkelgeschwindigkeit wird durch die Ein- und Ausströmverluste hervorgerufen.

- Fall b):

Werden die seitlichen Bypässe ($k = 2$ und $k = 4$) bei der Berechnung nicht mitberücksichtigt und liegt keine elektrische Ansteuerung der Kanäle ($k = 1$ und $k = 3$) vor, ergeben sich etwas größere Momente. Sie sind in Abb. 6.16 mit **Dreiecken** gekennzeichnet. Der prozentuale Fehler bei Berechnung nach Fall a) im Vergleich zur Berechnung nach Fall b) ist in in Abb. 6.17 als durchgezogene Linie aufgetragen.

- Fall c):

Werden die Leckströme über die vorhandenen Bypässe mit in die Momentberechnung einbezogen (Strömung über $k = 1$ bis $k = 4$) und liegt ein elektrisches Feld am Dämpfer an, ergeben sich die durch **Sterne** gekennzeichneten Momenten-Winkelgeschwindigkeits-Kurven (vgl. Abb. 6.16). Da die seitlichen Bypässe ($k=2$, $k=4$) elektrisch nicht „verschlossen“ werden können, sinkt mit abnehmender Winkelgeschwindigkeit das Dämpfermoment bei $\dot{\varphi} = 0.0^{\circ}/s$ auf $M = 0.0\text{ Nm}$ ab. Die Knickstelle bei $\dot{\varphi} = 40.0^{\circ}/s$ kennzeichnet den Umschaltzeitpunkt zwischen den beiden im vorherigen Abschnitt geschilderten Modellen bei elektrischer Erregung. Mit zunehmender Erregung wird bei dieser Winkelgeschwindigkeit erstmals die material- und geometrieabhängige Grenzdruckdifferenz Δp_0 (vgl. Formel 6.7) in den elektrisch ansteuerbaren Spalten ($k=1$,

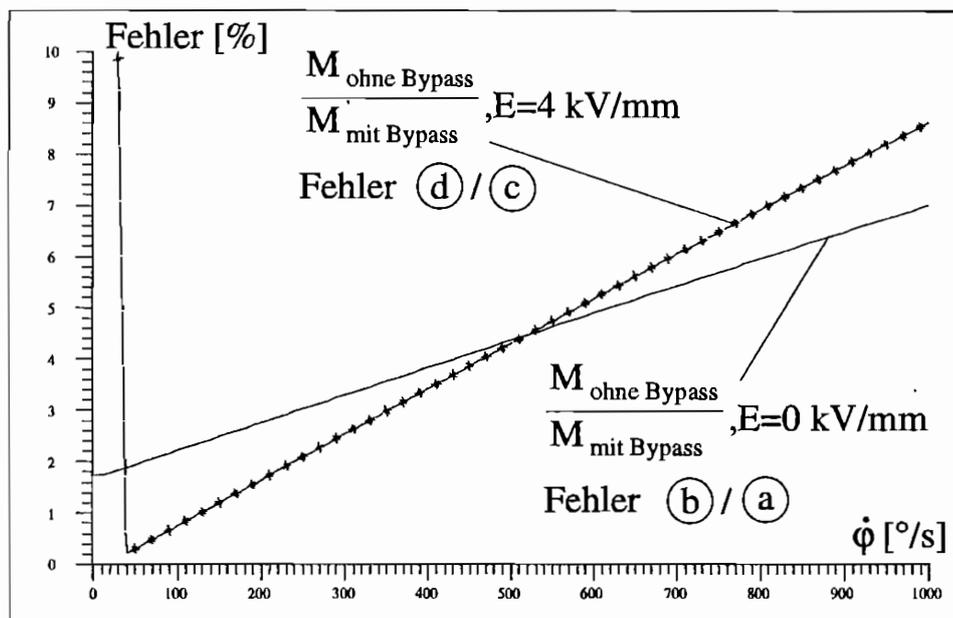


Abb. 6.17: Fehler in der Dämpfermomentberechnung ohne Berücksichtigung der Bypässe ($k = 2$ und $k = 4$) zu mit Berücksichtigung der seitlichen Bypässe; der Kurvenparameter ist die elektrische Feldstärke ($E = 4\text{kV/mm}$ bzw. $E = 0\text{kV/mm}$)

$k=3$) überschritten und der Gesamtkanalquerschnitt zwischen den beiden Dämpferkammern vervielfacht sich. Die Momentkurve steigt langsamer an.

- Fall d):

Bei Vernachlässigung der Leckströme in ($k = 2$ und $k = 4$) bei elektrisch angesteuerten Kanälen ($k = 1$ und $k = 3$) (gekennzeichnet in Abb. 6.16 durch **Rauten**) muß zum Volumenaustausch zwischen den beiden Kammern die Grenzdruckdifferenz Δp_0 überschritten werden. Auch ohne Kolbengeschwindigkeit kann der Dämpfer Momente übertragen. Das Festkörperverhalten der ERF bei niedrigen Schubspannungen ist deutlich erkennbar. Das Dämpfermoment ist bei dieser Vereinfachung vor allem im Bereich bis zur „Knickstelle“ deutlich höher, was gut auch in Abb. 6.17 erkennbar ist, in der die Fehlerkurve für den Fall d) zu Fall c) (gekennzeichnet durch Sterne) aufgetragen wurde.

Die quadratischen Anstiege der Momenten-Winkelgeschwindigkeitsverläufe aller vier Kurven werden durch den quadratischen Anstieg der Ein-Ausströmverluste mit der Winkelgeschwindigkeit $\dot{\phi}$ verursacht.

Dimensionierungsabschätzungen mit einem stark vereinfachten Simulationsmodell

Sollen aufgrund von Konstruktionsrahmenbedingungen Maschinenkomponenten ausgelegt werden, ist es sinnvoll, für Vordimensionierungen mit einfachsten Modellen zu arbeiten. Aus

diesen können Grundzusammenhänge eines Systems, zum Beispiel zwischen den Geometrien, Bewegungen und Kräften, unmittelbar abgelesen werden. Es ist dadurch einerseits möglich, schnell Realisierungsmöglichkeiten abzuschätzen und andererseits für vielparametrische nur iterativ lösbare Systeme, wie hier vorliegend, sinnvolle Startwerte zu finden.

Der ER-Dämpferformelsatz, bestehend aus den Formeln 6.4 - 6.6, 6.8, 6.9 - 6.11, 6.13 und 6.14, vereinfacht sich unter Vernachlässigung der nicht steuerbaren Leckströme (das heißt, wenn für die seitlichen Spalte $H_b = 0$ gilt) und der Annahme eines verschwindenden Innendurchmessers $\tau_i = 0$ zu nachfolgendem vereinfachtem Formelsatz, wobei der Volumenstrom \dot{V} durch die mittlere Kanalgeschwindigkeit $\bar{u} = \dot{V}/(B_k H_a)$ ersetzt wurde:

$$\bar{u} = \frac{1}{4} \frac{R_a^2}{H_a} \dot{\varphi} \quad (6.15)$$

$$\text{(ohne elektr. Erregung)} \quad \Delta p_{ges} = 12 \frac{\eta L}{H_a^2} \bar{u} + \frac{1}{2} \xi_{g1} \rho \bar{u}^2 \quad (6.16)$$

$$\text{(mit elektr. Erregung)} \quad \Delta p_{ges} = \frac{2L}{H_a} \tau_0 + \frac{1}{2} \xi_{g1,ERF} \rho \bar{u}^2 \quad (6.17)$$

$$M = \frac{1}{2} B_k R_a^2 \Delta p_{ges} \quad (6.18)$$

Im weiteren werden nun die Wahl der vereinfachten Geometrieparameter Spalthöhe H_a , Strömungskanalänge L , Kolbenbreite B_k und des Kolbenaußendurchmesser R_a bei vorgegebener Winkelgeschwindigkeit $\dot{\varphi}$ und gegebenem Materialgesetz ($\tau = \tau_0$; $\tau = \eta \dot{\gamma}$) diskutiert. Es wird hierbei einerseits auf die Abhängigkeiten in Bezug auf einen großen Schaltbereich des Moments mit und ohne elektrisches Feld und andererseits auf die Maßnahmen zur Erzielung der optimalen Dämpfermomente eingegangen.

- Soll der **Schaltbereich der Dämpfermomente** zwischen anliegendem und nicht anliegendem Feld möglichst groß sein, ist eine möglichst große Strömungsspalhöhe H_a anzustreben.

Unter Vernachlässigung der quadratisch von der mittleren Geschwindigkeit abhängigen Terme (in Formel 6.16 und 6.17) sinkt die Druckdifferenz ohne elektrische Erregung mit der dritten Potenz der Spalthöhenzunahme, wohingegen sie bei elektrischer Erregung nur umgekehrt proportional zur Spalthöhenzunahme abnimmt.

$$\text{(ohne elektr. Erregung, vereinfacht)} \quad \Delta p_{ges} = 3 \frac{\eta L R_a^2}{H_a^3} \dot{\varphi} \quad (6.19)$$

$$\text{(mit elektr. Erregung, vereinfacht)} \quad \Delta p_{ges} = \frac{2L}{H_a} \tau_0 \quad (6.20)$$

Dieses Ergebnis folgt auch aus den in Anhang D.4 bei Diskussion der Dämpferbauprinzipien vorgestellten Überlegungen. Je niedriger die Schergeschwindigkeiten $\dot{\gamma}$ im Fluid sind, desto größer wird die relative Schubspannung a (vgl. Formel 2.9). Diese gibt das Verhältnis der von einer ERF übertragbaren Schubspannung im elektrischen Feld

zur übertragbaren Schubspannung ohne elektrisches Feld in Abhängigkeit der Schergeschwindigkeit an. Mit zunehmender Kanalhöhe H_a sinkt die mittlere Geschwindigkeit \bar{u} umgekehrt proportional und mit ihr auch die Schergeschwindigkeit $\dot{\gamma}$.

Mit Spalthöhenvergrößerung muß bei gleichbleibender elektrischer Feldstärke auch die elektrische Potentialdifferenz zwischen den Kanalwänden ansteigen. Durch die elektrische Leistung der Hochspannungsquelle wird deshalb die Spalthöhenvergrößerung beschränkt.

- Soll das **Dämpfermoment** bei gleichbleibender relativer Schubspannung a **vergrößert** werden, kann dies entweder durch Anpassung der Strömungskanallänge L oder durch Anpassung der Breite B_k der Strömungsspalte geschehen.

Eine Kanalverlängerung L ist dabei einer Kanalverbreiterung B_k vorzuziehen, da sie keinen Einfluß auf den maximal möglichen Drehwinkel φ des Drehdämpfers hat. Die elektrische Leistungsaufnahme nimmt linear mit der Elektrodenfläche ($2B_kL$) zu, wodurch das maximal mögliche Moment wiederum beschränkt wird.

Einer zur Vergrößerung des Dämpfermomentes theoretisch auch mögliche Veränderung des Dämpferradius R_a spricht die Änderung des Schaltbereichs des Dämpfers entgegen. Bei nur quadratischem Anstieg des Dämpfermomentes mit elektrischer Erregung steigt das Dämpfermoment ohne elektrische Erregung mit der vierten Potenz, und der Schaltbereich wird damit verkleinert.

Unsicherheiten und Abweichungen zwischen Realität und Simulationsmodell

Neben den bereits in den vorangehenden Abschnitten erläuterten Annahmen bei der Modellierung wurden verschiedene weitere vereinfachende Annahmen getroffen und verschiedene Effekte nicht mitberücksichtigt. Im nachfolgenden werden die wichtigsten Punkte zusammengefaßt.

- Zusätzliche Scherkräfte am bewegten Kolben gehen in die Berechnung der Dämpfermomente nicht ein.
- Die Strömungsgeometrien der modellierten Spalte weichen von den tatsächlichen Spalten ab. Zum einen ist der Kolben an den Ecken zur Vermeidung von Feldstärkeüberhöhungen abgerundet (Radius 3mm), zum anderen ist die Spaltlänge L der seitlichen Bypässe im Bereich des inneren Rotorradius r_i zum Teil deutlich größer. Während die Eckabrundungen zu niedrigeren Strömungsgeschwindigkeiten und zu niedrigeren Druckdifferenzen und damit Momenten führen, erhöhen sich die Strömungswiderstände bei längeren Kanälen.
- In oszillierender Strömung verändern sich die Strömungsprofile und damit die Fließwiderstände. Die verwendeten Strömungsgesetze sind im engeren Sinne nur bei vollausgebildetem Strömungsprofil in stationärer Strömung gültig.
- In der Modellierung wird die Elastizität der ER-Fluide, insbesondere im elektrischen Feld, außer acht gelassen. Wie in der Versuchsergebnisdarstellung noch gezeigt wird, ist

ihr Einfluß auf das Dämpferverhalten nicht zu vernachlässigen. Sie läßt sich aber wegen fehlender Herstellerangaben nur im Experiment am ausgeführten Dämpfer bestimmen.

- Trägheitskräfte der bewegten Flüssigkeitssäule im Spalt und den Kammern sind im Modellansatz nicht enthalten und können wegen fehlender Angaben auch nicht berücksichtigt werden.
- Die Festlegung der Kanalein- und Kanalausströmverluste ξ sowie die Bestimmung der wirklichkeitsnahen unter anderem von der Temperatur abhängigen Fluidkennwerten ist schwierig und deshalb mit großen Unsicherheiten behaftet. Vielfältige Einflüsse führen zu Veränderungen des Fließverhaltens der elektrorheologischen Fluide. Zur näheren Erläuterung wird auf Kapitel 2.1.3 und 2.4 verwiesen. Von diesen verschiedenen Einflüssen ist in der Regel nur die qualitative Wirkung bekannt. Im Modell wird deshalb auch von einer konstanten Schubspannung τ_0 der ERF bei elektrischer Erregung ausgegangen.
- Lager- und Dichtungsreibungen an der Welle sind im Modell nicht enthalten.

Zusammenfassend muß also bemerkt werden, daß das in diesem Abschnitt vorgestellte Dämpfermodell mit einigen Unsicherheiten behaftet ist. Viele Parameter müssen im Experiment bestimmt werden. Es kann deshalb nur einen ersten Hinweis auf das Übertragungsverhalten geben. Für konstante Strömungen liefert es aber, wie im Versuch mit kontinuierlicher Strömung gezeigt wird, bei günstiger Wahl der Werkstoffparameter brauchbare Systemdaten.

6.3 Hauptdigitalrechner

Zur Meßdatenerfassung, Echtzeitregelung und Versuchssteuerung wurde ein von den Digitalrechnern der Erregungssysteme unabhängiger Hauptdigitalrechner eingesetzt. Dieses Konzept erlaubt erstens die Realisierung einer von den Erregungssystemen völlig unabhängigen Dämpferregelung, wie dies in der praktischen Anwendung auch der Fall ist, zweitens die Verwendung eines einheitlichen Meßwertaufzeichnungssystems mit standardisierter Schnittstelle zur Datentransfer, Datenauswertung auf Workstations und drittens eine einheitliche Versuchsablaufsteuerung und Frequenzgangmessung, wobei modular die entsprechenden unterschiedlichen Schnittstellen der Erregungssysteme implementiert werden können.

Es handelt sich bei dem Hauptdigitalrechner um ein über Ethernet vernetztes System auf VME-Bus-Basis. Das Betriebssystem V/68 ist um das Echtzeit-Multiprozessor-Betriebssystem VMEexec Version 3.0 erweitert. Die Entwicklung der Echtzeitsoftware findet auf der Host-CPU unter Unix unter Verwendung der Programmiersprachen C, C++ oder Assembler statt. Die lauffähigen Echtzeit-Routinen werden über VME-Bus auf die Target-CPUs geladen, auf denen die Echtzeitanwendungen laufen. Der VME-Bus dient zur Kommunikation zwischen dem Host und den Targets sowie zu weiteren analogen und digitalen I/O-Modulen.

Neben der Host-CPU (Motorola MVME 167-33) zur Programmcodeentwicklung werden drei Targets (Motorola MVME 167 C, MVME 147 SA-1 mit jeweils 4 RS232-Schnittstellen) eingesetzt. Diese arbeiten parallel und teilen sich die Aufgaben: „Tastatur-Überwachung“;

„Regelung des Dämpfers“ und „Ablaufsteuerung, Meßwernerfassung und -zwischenspeicherung“.

Zur Erfassung der analogen Meßwerte steht ein A/D-Wandler (Datel DVME 601 E, 16 SE-Kanäle) mit Sample & Hold-Karte (Datel DVME 645) zur Verfügung. Die Ausgabe analoger Stellgrößen erfolgt mit dem D/A-Wandler (Datel DVME 622A mit 8 SE-Kanälen). Digitale TTL-Signale können über die I/O-Karte (Eltec V-DIGI-B200, mit 64 TTL-Eingängen und 32 TTL-Ausgängen) und die Zählkarte (XYCOM XVME-230 mit 16 Zählern) eingelesen, ausgegeben und ausgewertet werden.

In Abb. 6.18 sind die Anbindung des Hauptdigitalrechners beispielhaft an das Ein-Freiheitsgrad-Schwingungs-System, an den Digitalrechner der Erregungsmaschine sowie die Vernetzung dargestellt.

Im nachfolgenden wird nun das Gesamtregelungs- und -steuerungskonzept mit einem **inneren Regelkreis** zur semi-aktiven Dämpfersteuerung und einem **äußeren Regelkreis** zur automatisierten rechnergestützten Versuchsdurchführung sowie der Echtzeitdigitalrechner vorgestellt. Der Meßwernerfassungs- und Ansteuerungstechnik ist ein eigenes Kapitel (Kap. 6.4) gewidmet. In diesem wird auf die Einbindung der verschiedenen Sensoren der Sollwertvorgabe für die Dämpfersteuerung (innerer Regelkreis) und die Sollwertvorgabe und Sollwertnachregelung für die Versuchsstandssteuerung (äußerer Regelkreis) eingegangen.

6.3.1 Gesamtregelungs- und Steuerungskonzept

Der Hauptdigitalrechner ist mit zwei, nur durch die gemeinsame Meßwernerfassung miteinander gekoppelten, Regelkreisen ausgestattet (Abb. 6.19). Der erste Regelkreis ist für die synchrone Echtzeitansteuerung des Dämpfers verantwortlich. Mit dem zweiten Regelkreis wird bei Bedarf asynchron die Sollwertvorgabe der Erregungsmaschine nachgeführt, um vorhandene Regelabweichungen der internen Erregungsmaschinenregler zu kompensieren.

Das wesentliche Merkmal eines Echtzeitrechners ist die Fähigkeit, eine definierte Antwortzeit auf äußere Ereignisse zu garantieren. Die maximal zulässige Reaktionszeit richtet sich nach der Dynamik des zu regelnden Systems. Sie wird durch die maximal erlaubte Ein-Ausgangstotzeit für den Regler festgelegt.

Da der Digitalrechner nicht nur zum Zwecke der Regelung, sondern auch zur Meßwernerfassung benutzt wurde, war es notwendig, die Rechenoperationen in einem festen Takt ablaufen zu lassen. Gespeicherten Werten kann dadurch genauer der Erfassungszeitpunkt zugeordnet werden.

Für reine Regelungsaufgaben ist dies nicht zwingend notwendig, hier wäre es durchaus möglich, unmittelbar nach einem Zyklus (Meßwerte erfassen, Sollwert berechnen, Sollwert ausgeben) mit dem nächsten Zyklus ohne Pause bis zum Erreichen des Endes des aktuellen Zeittakts fortzufahren.

Entsprechend der maximalen mechanischen Erregungsfrequenz $f_{m_{max}} = 10\text{Hz}$ und der maximalen elektrischen Erregungsfrequenz $f_{e_{max}} = 57\text{Hz}$ sowie der erforderlichen Rechenzeit zur Ermittlung eines neuen Sollwertes wurde der Digitalrechner mit einer festen Taktfrequenz von $f_a = 1000\text{Hz}$ betrieben. Für eine möglichst exakte Erfassung der Meßsignalverläufe ist

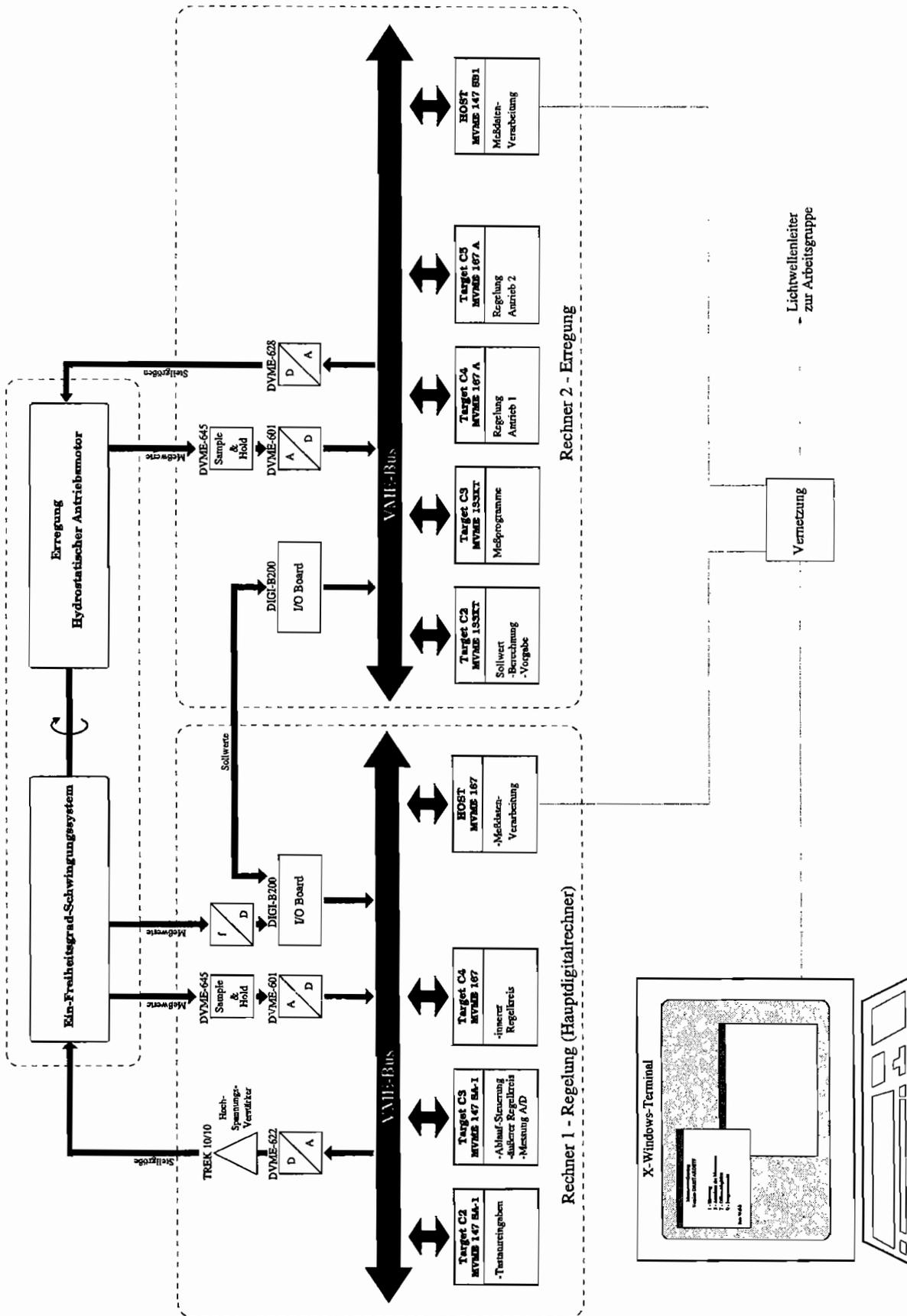


Abb. 6.18: Vernetzung des Rechners des Versuchsstandes mit dem Rechner der digitalen Regelung

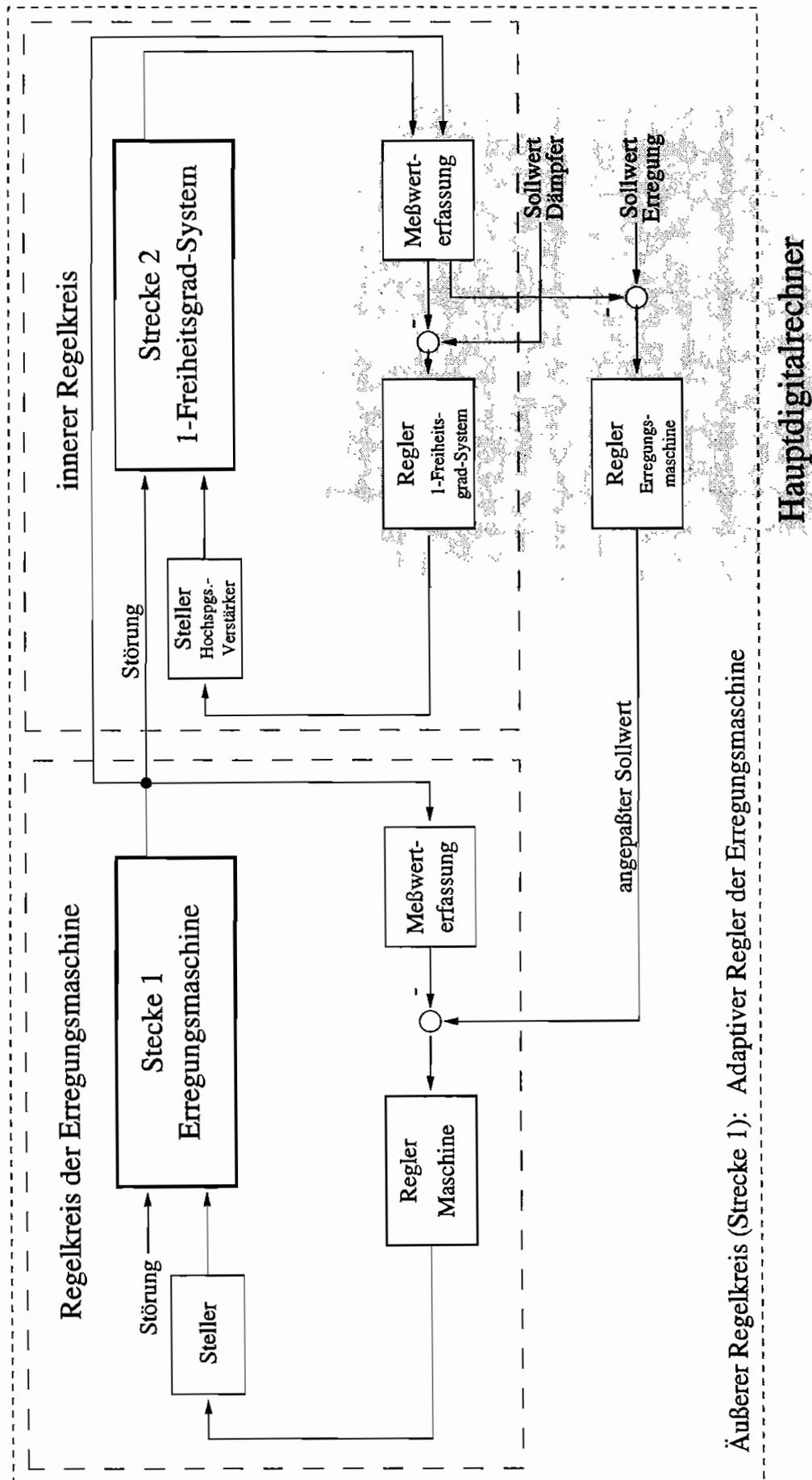


Abb. 6.19: Regelkreise im Versuchsaufbau

es wünschenswert, eine hohe Abtastfrequenz zu wählen. Zur Berechnung der neuen Sollwerte in Echtzeit sind niedrige Abtastfrequenzen von Vorteil. Die asynchrone Nachführung der Sollwerte für die Erregungsmaschinen zur Kompensation von bleibenden Regelabweichungen hängt von der mechanischen Erregungsfrequenz f_m ab. Sie ist nicht echtzeitkritisch.

Mit dem Hauptdigitalrechner können Einzelmessungen oder auch verschiedene parametervarierte Versuchsreihen automatisch durchgeführt werden. Es ist dabei möglich, neben der elektrischen Feldstärke E , der elektrischen Frequenz f_e , der mechanischen Erregungsgeschwindigkeitsamplitude $\hat{\psi} \hat{=} \hat{s}$ auch die mechanische Erregungsfrequenz f_m zu variieren. Der Versuchsablauf zur Erfassung eines Frequenzgangs durch zeitlich versetzte monofrequente Erregung (vgl. Kap. 3.2.2) ist in Abb. 6.20 dargestellt.

Nach Vorgabe der Sollerregungsamplitude und des Frequenzbereichs am Hauptdigitalrechner übergibt dieser das erste Sollwertepaar (Frequenz und Amplitude der Erregungsmaschine) an die Regelung der Erregungsmaschine. Zwischen der Ist-Erregungsamplitude und dem vorgegebenen Amplituden-Sollwert stellt sich, wie nachgewiesen wurde, eine frequenzabhängige Regelabweichung ein. Diese wird durch die Dynamik der Reglerkomponenten der Erregungsmaschine festgelegt und kann auch nicht durch Optimierung der Regler der Erregungsmaschinen kompensiert werden. Es wird deshalb nach Erfassung der Ist-Erregungsamplitude durch den Hauptdigitalrechner im äußeren Regelkreis der Erregungsmaschinen-Sollwert solange adaptiv nachgeregelt, bis die Ist-Erregungsamplitude der Maschine mit der Sollerregungsamplitude am Hauptdigitalrechner übereinstimmt. Nun wird die eigentliche Messung durchgeführt und das nächste Sollwertepaar bis zum Erreichen der Endfrequenz angefahren. Der zeitliche Ablauf der Meßwerterfassung ist in Abb. 6.21 dargestellt. Der innere Regelkreis zur Dämpferansteuerung arbeitet unabhängig von der Erregungsamplituden- und -frequenzanpassung während der gesamten Frequenzgangmessung.

6.3.2 Multitasking im Echtzeitdigitalrechner

Im Gegensatz zu Standard-Multitasking-Systemen ohne echtzeitkritische Anwendungen, wie UNIX, bei denen meist nach dem Zeitscheibenverfahren die CPU-Leistung verteilt wird, muß beim Echtzeitrechner eine differenzierte Aufteilung zwischen echtzeitkritischen Aufgaben mit hoher Priorität und nicht echtzeitkritischen Aufgaben mit niedriger Priorität vorgenommen werden.

Jede dieser Aufgaben (Tasks) läuft als selbständiger Programmcode in einer eigenen Umgebung mit eigenem Stack. Durch das Echtzeitbetriebssystem wird immer die Task mit der höchsten Priorität zur Bearbeitung im Prozessor freigegeben. Zum Datenaustausch zwischen den verschiedenen selbständigen Tasks sowie zur Synchronisation der verschiedenen Tasks, werden in Echtzeitbetriebssystemen spezielle Tasks, wie Queues, Semaphoren und Events, zur Verfügung gestellt. Durch diese ist es möglich, daß auf Betriebsmittel wartende Tasks hoher Priorität den Prozessor zur Bearbeitung von ausführbaren Tasks niedrigerer Priorität freigeben und nach Eintreffen der entsprechenden Betriebsmittel, zum Beispiel neuer Daten, sofort wieder aktiviert werden. Als weitere Möglichkeiten zur Kommunikation zwischen den Tasks und zur Kontrolle des Programmablaufs kann die Statusabfrage durch Bit-Polling sowie die Ansteuerung durch Interrupts eingesetzt werden.

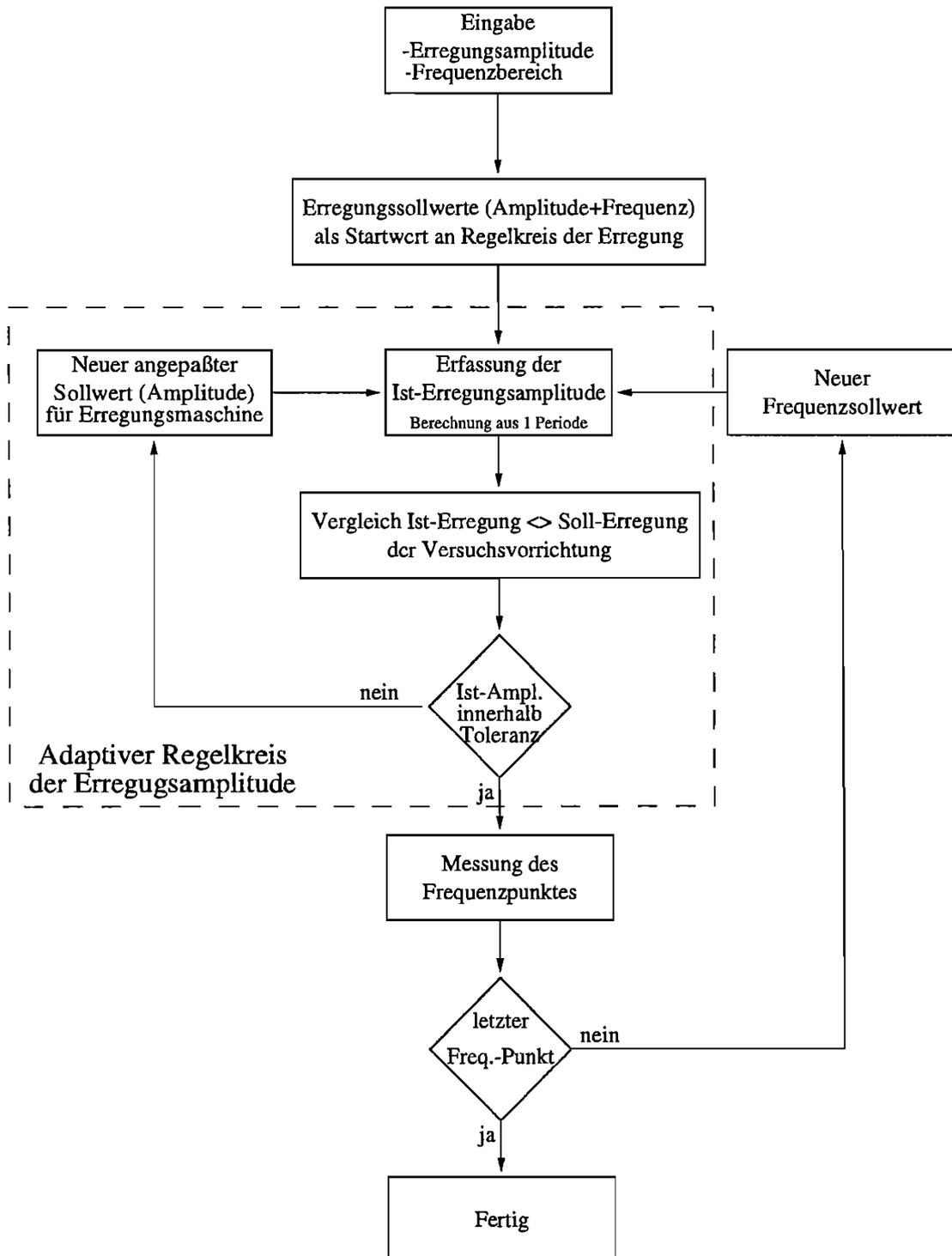


Abb. 6.20: Struktogramm des äußeren Regelkreises zur Frequenzgangmessung

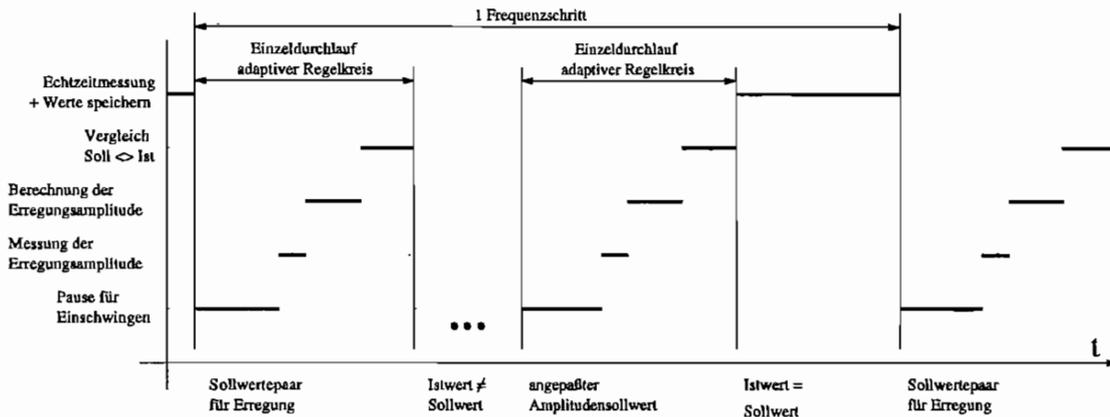


Abb. 6.21: Zeitablauf der Erfassung eines Meßpunktes

Besondere Probleme in Echtzeitsystemen bereiten Tastaturabfragen. Diese sollen einerseits das Echtzeitsystem nicht verzögern, andererseits aber meist sofort bearbeitet werden. Für einen sicheren Betrieb des Hauptdigitalrechners ist es deshalb sinnvoll, die Tastaturüberwachung in einer Task auf einer getrennten CPU zusammenzufassen und durch Polling des Tastatureingabepuffers zu realisieren.

Die gestellte Regelungs- und die Steuerungsaufgabe des Hauptdigitalrechners wird deshalb auf drei verschiedenen parallel arbeitenden CPUs, welche über Queues und Bit-Polling miteinander kommunizieren, bearbeitet. Während eine CPU (**C2**) nur für die *Abfrage der Tastatur* zuständig ist, laufen auf den beiden anderen CPUs die *Regelungen* (**C4**) sowie die *Routinen zur Ablaufsteuerung und Meßwerterfassung* (**C3**). Nachfolgend sollen kurz Operationen bei den Versuchsläufen am Verspannungsprüfstand erläutert werden. Der Programmablauf bei Messungen an der Universalprüfmaschine ist ähnlich.

Nach Start der Messung und Regelung aktiviert ein programmierbarer Timer auf dem I/O-Board auf der Target C3 mit einer Frequenz $f_a = 1000\text{Hz}$ fortlaufend eine Interrupt-Service-Routine (ISR). Diese ISR übernimmt durch Setzen von Polling-Bits und -Bytes sowie durch die Bedienung des D/A-Wandlers die Gesamtsteuerung des Echtzeitbetriebs.

Zunächst wird der **innere Regelkreis** für die echtzeitkritische Ansteuerung des ER-Dämpfers vorgestellt. Nach Setzen des Aktivierungsbytes für die Target C4 liest diese die aktuelle Drehzahl der Erregung und Antwort über die digitale I/O-Karte ein. Sie berechnet daraus, nach Ermittlung der aktuellen mittleren Drehzahlen, den neuen Sollwert für den Dämpfer und gibt diesen unmittelbar über den D/A-Wandler aus. Anschließend nimmt sie ihr Aktivierungsbyte zurück und steht nun für den nächsten Takt bereit. Sollte es durch Fehler im Programmablauf der Target C4 zu Verzögerungen gekommen sein und die ISR den nächsten Regelungsschritt auslösen wollen, ehe der aktuelle abgeschlossen ist, werden die Messung und die Regelung abgebrochen. Der Fehlerfall wird durch das nicht zurückgesetzte Aktivierungsbyte angezeigt. Um eine Zeitverzögerung in der Aktivierung der Regelungsroutine auf der Target C4 zu vermeiden, pollt diese das Aktivierungsbyte nach Ausgabe des Sollwertes.

Der **äußere Regelkreis** sowie die Steuerung der Meßwerterfassung erfolgen durch die Target C3. Noch in der ISR startet sie mittels des D/A-Wandlers über ein analoges Triggersignal die Erfassung und Digitalisierung der analogen Meßwerte. Je nach Bearbeitungsstadium werden

im weiteren Programmablauf (vgl. Abb. 6.20) unterschiedliche Berechnungen durchgeführt. Wenn die über die Inkrementaldrehgeber der Erregung erfaßte Drehzahlamplitude mit der vorgegebenen Solldrehzahl übereinstimmt, werden Meßwerte aufgezeichnet und abgespeichert. Die Abspeicherung der analogen Meßwerte aus dem A/D-Wandler und der digitalen Drehzahlen über die digitale I/O-Karte auf einen reservierten Bereich im Arbeitsspeicher wird nach Beendigung der A/D-Wandlung ausgeführt. Zur verzögerungsfreien Erfassung des Wandlungsendes pollt die Target C3 das „Data-Ready-Bit“ des A/D-Wandlers.

Stimmt die Erregungsdrehzahl der Erregungsmaschine mit den Solldrehzahlen nicht überein, arbeitet die Target C3 als asynchroner, adaptiver Regler. Die Berechnung eines neuen Sollwertes erfolgt dabei nicht synchron mit der Taktfrequenz f_a , sondern asynchron in mehreren Phasen über ein Vielzahl von Meßpunkten hinweg.

Die Einzellängen (6.21) der ersten beiden Phasen: „Einschwingvorgang abwarten“ (Pause für Einschwingen), „Erregungsschwingung erfassen und zwischenspeichern“ (Messung Erregungsamplitude) werden durch die mechanische Erregungsfrequenz f_m bestimmt. In der sich daran anschließenden Phase wird aus den zwischengespeicherten Werten durch Kurvenanpassung die Amplitude berechnet (Berechnung Erregungsamplitude). Hierzu wird mit der Methode der gewichteten kleinsten Quadrate (Least-Square-Methode, vgl. Anhang E.1) gearbeitet. Aus dem Vergleich der berechneten Amplitude mit der erforderlichen Amplitude wird der neue Sollwert berechnet (Vergleich Soll <> Ist). Dieser wird über eine eigens zu diesem Zweck definierte parallele Schnittstelle über die beiden digitalen I/O-Karten vom Hauptdigitalrechner auf den Digitalrechner der Erregungsmaschine übertragen. Die Schnittstelle ist mit speziellen Hand-Shake-Leitungen zur Gewährleistung einer fehlerfreien Übertragung ausgestattet. Bei den Messungen an der Universalprüfmaschine wird für die Sollwertvorgabe eine RS232-Schnittstelle mit dem Protokoll LINK 56 des Erregungsmaschinenherstellers benutzt.

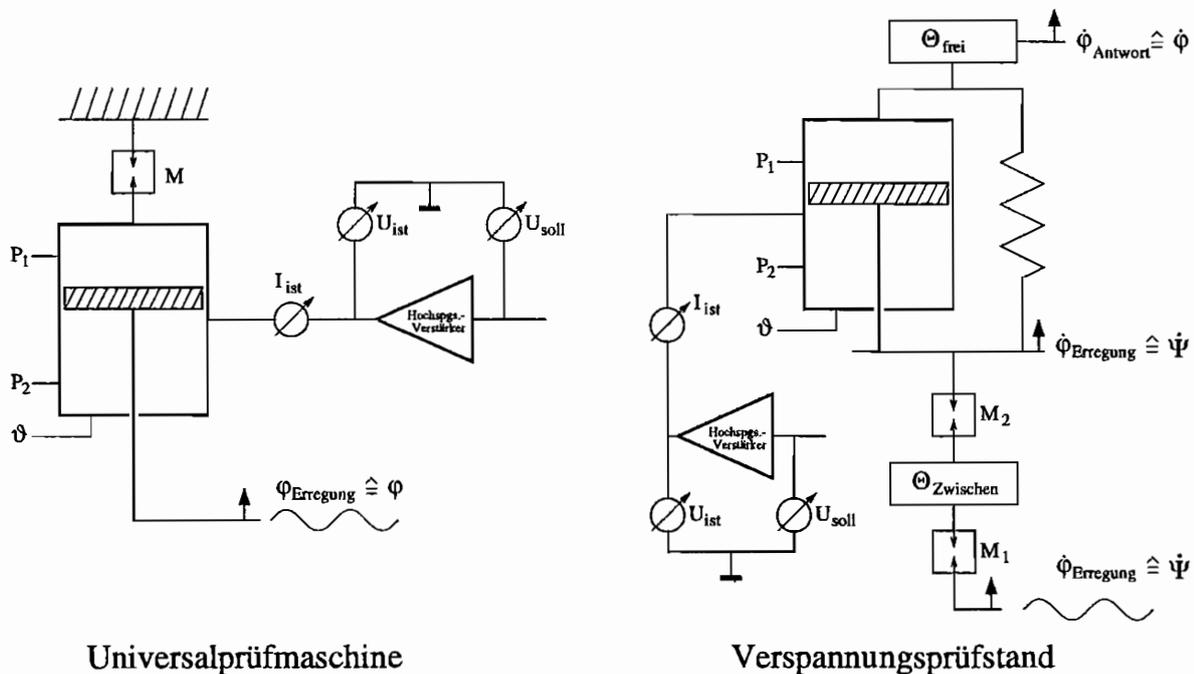
Nach Abschluß der Meßreihe wird schließlich offline der Arbeitsspeicher mit den Meßwerten ausgelesen, und die Meßdaten stehen binär kodiert für die weitere Auswertung zur Verfügung.

6.4 Meßdatenerfassungs- und Ansteuerungstechnik

Sowohl der oben beschriebene ER-Dämpfer (Kap. 6.2.4) sowie auch das gesamte Ein-Freiheitsgrad-System (Kap. 6.2.2) waren mit Meßtechnik und entsprechenden Vorrichtungen zur Stellgliedansteuerung zu versehen. Aus Abb. 6.22 kann an den abstrahierten Modellen der beiden Versuchsaufbauten die Position der verwendeten Sensoren entnommen werden.

Am Verspannungsprüfstand wurden, neben den primär benötigten Ein- und Ausgangsgrößen (den Erregungs- und Antwortgeschwindigkeiten $\dot{\varphi}_{\text{Erregung}}$, $\dot{\varphi}_{\text{Antwort}}$) die Kammerdrücke im Dämpfer p_1 und p_2 , die Momente der Erregung unmittelbar nach der Erregungsmaschine M_1 , die Dämpfertemperatur ϑ und unmittelbar nach der (zur Stabilisierung der Maschine eingebauten) Zwischenträgheit, die Soll- und Ist-Spannungen U_{soll} , U_{ist} , sowie die Stromaufnahme des ER-Dämpfers I_{ist} gemessen.

Bei den Versuchen auf der hydraulischen Universalprüfmaschine wurden neben dem Erregungswinkel $\varphi_{\text{Erregung}}$ (Systemeingang) das Dämpfermoment M (Systemausgang) die Drücke



Universalprüfmaschine

Verspannungsprüfstand

Abb. 6.22: Sensorpositionen auf der Universalprüfmaschine und auf dem Verspannungsprüfstand

im Dämpfer p_1 und p_2 , die Dämpfertemperatur ϑ die Soll- und Ist-Spannungen U_{soll} , U_{ist} , sowie die Stromaufnahme des ER-Dämpfers I_{soll} erfaßt.

Die gesamte Meßwerterfassung und Regelung des ER-Dämpfers arbeitet unabhängig von den Erregungssystemen und ist im Hauptdigitalrechner implementiert. Dieser verfügt, neben 16 A/D-Eingängen, über 8 D/A-Ausgänge, eine Schnittstelle zur Erfassung der bereits digital aufbereiteten Drehzahlen durch die Inkrementaldrehgeber sowie über verschiedene serielle Schnittstellen RS232 und über digitale Ein- und Ausgänge.

6.4.1 Erfassung der analogen Meßgrößen

Die mechanischen Momente M_1 und M_2 am Verspannungsprüfstand sowie das Moment M und der Verdrehwinkel $\varphi_{\text{Erregung}}$ an der Universalprüfmaschine werden mit Momentenmeßwellen und Winkelgebern nach dem DMS-Prinzip erfaßt und mit Trägerfrequenzmeßverstärkern für die A/D-Wandlung auf $\pm 10\text{V}$ verstärkt.

Die Kammerdrücke p_1 und p_2 wurden durch DMS-Drucksensoren mit einem internen Verstärker aufgenommen und mit einer speziell entworfenen Folgeelektronik auf $\pm 10\text{V}$ verstärkt. Zur Versorgung und Meßwertübertragung der mitbewegten Druckaufnehmer ist der Versuchsstand mit Schleifringen ausgestattet. Das Übertragungsverhalten der Meßkette der Drucksensoren war durch die Aufbringung von Prüfdrücken zu kalibrieren.

Die elektrischen Größen U_{ist} , U_{soll} und I_{ist} können am Hochspannungsverstärker TREK 10/10 direkt als Spannungssignale abgegriffen werden. Sie stehen somit ohne Zwischenverstärkung zur Digitalisierung zur Verfügung.

Zur Temperaturmessung werden NTC-Temperatursensoren eingesetzt. Zur Versorgung der Sensoren und zur Meßsignalaufbereitung kommt eine speziell auf die Temperatursensoren abgestimmte Verstärkerschaltung zum Einsatz.

Zur Abtastung und Digitalisierung der analogen Eingangsgrößen ist der Versuchsrechner mit einer Sample & Hold-Karte (DATEL DVME-645) mit 16 single-ended Eingängen und einem A/D-Wandler (DATEL DVME-601E, Wandlungszeit: $2\mu\text{s}$) ausgestattet. Nach der synchronen Meßwerterfassung durch die Sample & Hold-Karte im Takt der digitalen Regelung $f_a = 1000\text{Hz}$ werden diese über einen Multiplexer dem A/D Wandler zugeführt. Der 12bit - Wandler besitzt bei einer Eingangsspannung von $\pm 10\text{V}$ eine Auflösung von $\Delta U = 4.9\text{mV}$. Der Sample & Hold-Karte vorgeschaltet sind analoge Filter mit einer Eckfrequenz von 512Hz zur Vermeidung von Abtastfehlern.

Die nach der A/D-Wandlung vorliegenden digitalen Meßsignale werden im Digitalrechner auf die physikalischen Größen normiert. Hier findet auch die Korrektur des nichtlinearen Übertragungsverhaltens der Temperatursensoren statt. In Abb. 6.23 ist nochmals die analoge Meßdatenverarbeitung dargestellt. Detaillierte technische Daten finden sich im Anhang D.1.1.

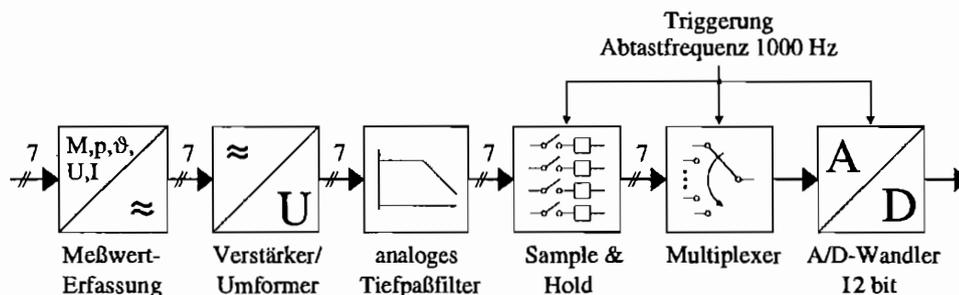


Abb. 6.23: Analoge Meßkette mit A/D-Wandler

6.4.2 Drehzahlerfassung mit Inkrementaldrehgebern

Am Ein-Freiheitsgrad-System wurden die Erregung und die Antwort des Schwingungssystems über Einbau-Winkelmeßsysteme der Fa. Heidenhain, Traunreut vom Typ ERA 180 mit 9000 Strichen mit der Folgeelektronik IBV600 aufgezeichnet. Die Teilungsgenauigkeit beträgt: $\pm 0.05^\circ$.

Das Winkelmeßsystem arbeitet nach dem Prinzip der photoelektrischen Abtastung feiner Strichgitter (Abb. 6.24). Auf einer Stahltrommel ist eine Teilung aus reflektierenden Strichen und nicht-reflektierenden Lücken aufgebracht. Diese Teilung wird über ein Abtastgitter, welches aus zwei um ein Viertel der Teilungsperiode zueinander versetzten Strichgittern besteht, belichtet. Der durch die Teilungstrommeldrehung modulierte, in seiner Intensität wechselnde Lichtstrom wird von Silizium-Photoelementen erfaßt. Darüberhinaus sind auf einer zweiten Spur der Trommel Referenzmarken angebracht, welche durch ein weiteres Strichgitter belichtet werden. Am Ausgang der Abtasteinheit können damit 2 annähernd sinusförmige Signale mit einem Phasenversatz von 90° und ein Referenzsignal je Trommeldrehung abgegriffen werden. In der Folgeelektronik werden diese Ausgangssignale verstärkt und mit

Schmitt-Trigger in Rechtecksignale umgeformt, digitalisiert. Durch die beiden phasenversetzten TTL-Rechtecksignale ist sowohl die Winkellage als auch die Drehrichtung bestimmbar.

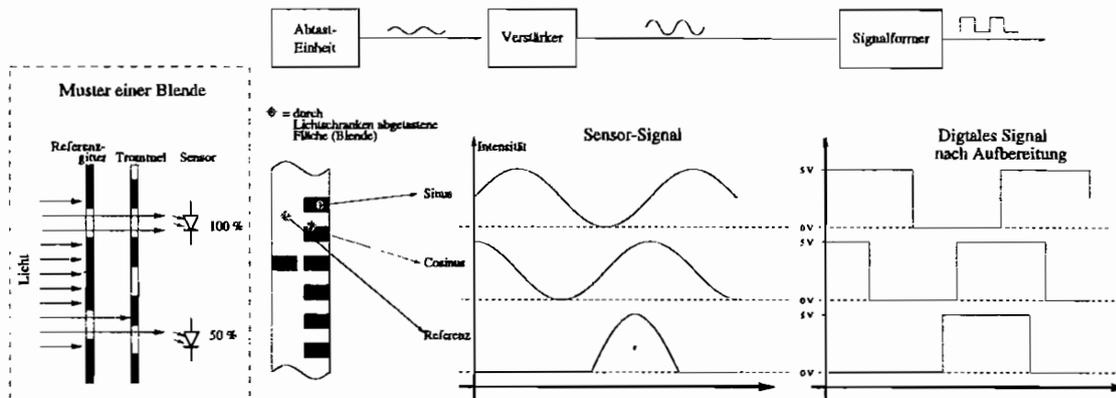


Abb. 6.24: Prinzip der photoelektrischen Abtastung und Signalauswertung

Zur Drehzahlmessung aus den TTL-Signalfolgen stehen bei rein digitaler Verarbeitung die Verfahren der Perioden- und der Frequenzmessung zur Verfügung. Beide basieren auf dem Vergleich zwischen dem Meßsignal f_x und einem Referenzsignal f_{ref} . Während bei der Periodenmessung die Vielfachheit der Periodendauer des Referenzsignals zur Periodendauer des Meßsignals bestimmt wird, ist es bei der Frequenzmessung genau umgekehrt. Hier wird die Vielfachheit der Periodendauer des Meßsignals zur Periodendauer des Referenzsignals bestimmt. Die Toröffnungszeit, d.h. die Dauer zwischen der Erfassung von zwei aufeinanderfolgenden Drehzahlwerten, wird bei der Frequenzgangmessung durch das Referenzsignal festgelegt. Die Drehzahlwerte können mit festem Takt abgelesen werden. Bei der Periodenmessung hingegen ist die Zeitdauer zwischen zwei Drehzahlwerten vom Meßsignal abhängig. Die gemessenen Drehzahlwerte können deshalb nicht mit einem konstanten Takt ausgelesen werden.

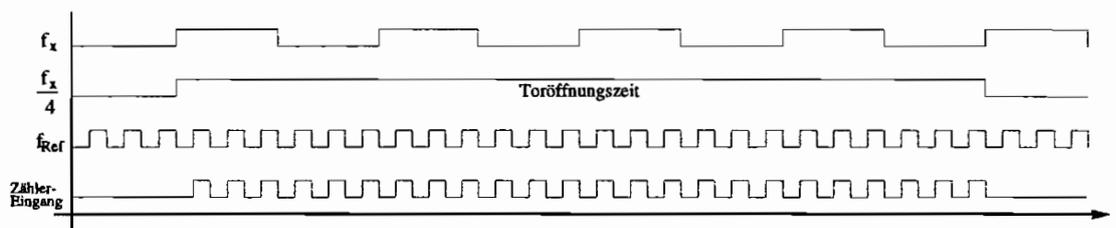


Abb. 6.25: Prinzip der Periodenmessung bei Mittelung über 4 Meßsignalperioden

Unter Beachtung der gegebenen Randwerte Taktzeit ($f_a = 1000\text{Hz}$), Genauigkeit, maximaler und minimaler Frequenz der TTL-Signale wurde zur Drehzahlmessung aus den TTL-Signalfolgen der Inkrementaldrehgeber eine Zählkarte im Eigenbau zur Periodendauerermessung mit einem Referenzsignal von $f_{ref} = 50\text{MHz}$ entwickelt. Nach der „Auszählung“ der Periodendauern werden diese als 16bit Werte über eine I/O-Schnittstelle ELTEC DIGI-B200 an den Hauptdigitalrechner übertragen. Durch die freilaufende Zählkarte werden dabei fortlaufend die aktuellen Drehzahlwerte berechnet und dem Digitalrechner zur Verfügung gestellt, welche dann im Takt der Regelung f_a auf die jeweils aktuellsten Drehzahlwerte zugreift.

Das Schema der realisierten Drehzählerfassung mit der Periodendauermessung kann aus Abb. 6.26 entnommen werden.

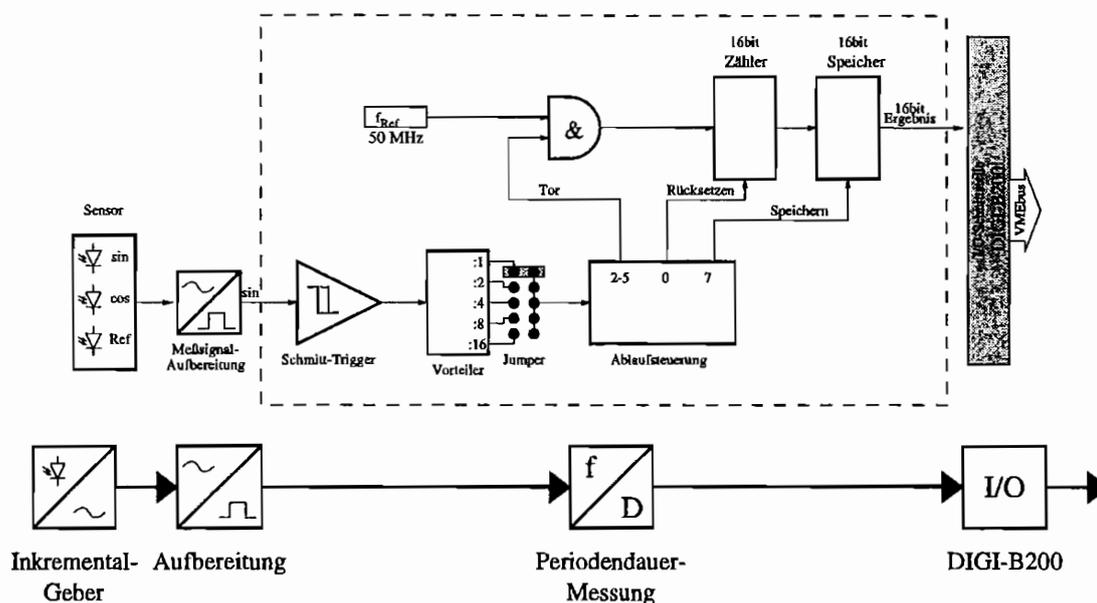


Abb. 6.26: Schema der Drehzählerfassung durch Periodendauermessung

In der gewählten Ausführung wird die Periodendauer nicht nur für eine Meßsignalperiode, sondern für jeweils 4 Perioden ermittelt. Es wird also über 4 Perioden gemittelt (vgl. Abb. 6.25). Da neben der eigentlichen „Zählzeit“ auch noch Zeiten zur Ablaufsteuerung (wie Zähler rücksetzen, Pause und Speichern) benötigt werden, erfolgt die Meßsignalerneuerung mit einer Taktzeit von insgesamt 8 Meßsignalperioden. Der maximalen Drehzahlfehlers durch dieses Verfahren kann abgeschätzt werden. Die nötigen Berechnungen sind im Anhang C.3 zu finden.

Neben der Drehzahlauswertung können die Inkrementaldrehgeber auch zur Erfassung des Drehwinkels eingesetzt werden. Das Verfahren der Positionsmessung basiert auf der Auswertung der beiden phasenverschobenen TTL-Signale eines Inkrementalgebers. Durch die Phasenverschiebung kann die Drehrichtung bestimmt werden. Ein Zähler wird je nach Drehrichtung erhöht oder erniedrigt. Durch die Anzahl der gezählten Impulse, sie entspricht dem zurückgelegten Umfangweg und damit Winkel, läßt sich die Position berechnen ($\Delta\varphi = 360^\circ/\text{Teilung} = 0.05^\circ/\text{Strich}$). Mit diesem in weiteren nicht näher erläuterten Verfahren konnte der Drehwinkel der Drehfeder (vgl. Kap. 6.2.3) automatisch erfaßt und die Feder kalibriert werden. Zur Auswertung des Drehwinkels wurde eine kommerzielle Zählkarte (XYCOM-230) eingesetzt.

6.4.3 Ansteuerung des Stellglieds

Der ER-Dämpfer, das Stellglied im Regelkreis der semi-aktiven Dämpfung, ist mit Hochspannungssignalen bis $\pm 10\text{kV}$ anzusteuern. Nach der Sollwertberechnung im Hauptdigitalrechner aus den Reglereingängen wird der Sollwert über einen D/A-Wandler (DATEL DVME-622A)

mit 8 SE Ausgangskanälen (Auflösung 12bit bei einem Spannungsbereich $\pm 10V$) ausgegeben. Nach einer Verstärkung des Ausgangssignals auf das 1000fache mit einem Hochspannungsverstärker vom Typ TREK 10/10 ($\pm 10kV$, $\pm 10mA$), welcher im Vierquadrantenbetrieb arbeiten kann, wird das Hochspannungssignal entweder direkt (bei der Universalprüfmaschine) oder einen speziellen Hochspannungsschleifring (Verspannungsprüfstand) an den ER-Dämpfer übertragen. Für die Hochspannungsübertragung wurden spezielle Hochspannungskabel eingesetzt.

Der D/A-Wandler verfügt dabei über zwei Speicher, so daß mehrere analoge Signale zeitgleich ohne Versatz und mit einem festen Takt ausgegeben werden können. Der Signalfluß zur Ansteuerung des ER-Dämpfers ist in Abb. 6.27 zusammengefaßt.

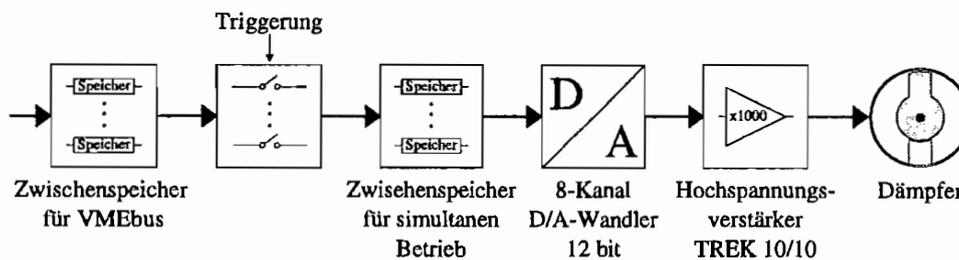


Abb. 6.27: Hochspannungsansteuerung des ER-Dämpfers

6.4.4 Kommunikation zwischen dem Hauptdigitalrechner und den Digitalrechnern der Versuchsstände

Neben der Meßwernerfassung bei der digitalen Regelung des ER-Dämpfers steuert der Hauptdigitalrechner den gesamten Versuchsablauf und überwacht und korrigiert die Ist-Erregungen der Erregungssysteme. Er hat dabei insbesondere die Aufgabe, automatisch Frequenzgangkurven aufzuzeichnen. Dazu müssen eine Vielzahl diskreter monofrequenter Frequenzen von der Erregungsmaschine angefahren werden.

Zum Austausch der nötigen Ansteuerungsdaten und Statusinformationen zwischen den Digitalrechnern in Echtzeit werden bei der Universalprüfmaschine eine RS232 Schnittstelle mit standardisiertem Übertragungsprotokoll und zur Steuerung des Verspannungsprüfstandes eine eigens definierte parallele Schnittstelle über die digitalen I/O-Schnittstellen-Karte DIGI B-200 eingesetzt.

Kapitel 7

Vorstellung und Diskussion der Versuchsergebnisse

Ziel dieses Kapitels ist es, die wesentlichen Erkenntnisse hinsichtlich der praktischen Umsetzung einer semi-aktiven gesteuerten Schwingungsdämpfung mit Elektrorheologischen Fluiden aufzuzeigen und den praktischen Nachweis der Funktionsfähigkeit der Dämpfungssteuerung bei stützerregten Schwingungssystemen am Beispiel des in Kap. 6.2 vorgestellten Ein-Freiheitsgrad-Schwingers in Rotationsausführung zu erbringen.

Nach Vorstellung der im ER-Dämpfer eingesetzten ER-Fluide werden die Ergebnisse der Schwingungsisolation durch eine gesteuerte semi-aktive Dämpfung vorgestellt. Zum Vergleich der Wirksamkeit der Dämpfersteuerung gegenüber einem System mit jeweils minimaler und maximaler Dämpfung wurden Vergleichskurven aufgezeichnet.

Während die Vergrößerungskurven mit gesteuerter Dämpfung den aus Simulationsrechnungen bekannten Verlauf zeigten, erbrachten die Vergleichskurven unerwartete Ergebnisse. Auf Grund der Vorkenntnisse und den aus kontinuierlichen Strömungsversuchen ermittelten ER-Fluidkenndaten der Hersteller sowie der Fluidbeschreibungen in der Literatur wurde von einer primären Beeinflussung der viskosen Eigenschaften durch das elektrische Feld ausgegangen, welche sich in der Scheinviskosität η_s zusammenfassen lassen. In den Experimenten stellte es sich aber heraus, daß es insbesondere in langandauernden elektrischen Feldern zu einschneidenderen Elastizitätsveränderungen kommt, als angenommen.

Zur Klärung dieses Zusammenhangs wurde deshalb das Übertragungsverhalten des ER-Dämpfers eingehend auf einer Universalprüfmaschine bei Variation zum Beispiel der elektrischen Feldstärke, elektrischen Frequenz in kontinuierlicher stationärer Strömung und in oszillierender Strömung untersucht. Die Versuche mit kontinuierlicher Strömung erlauben dabei Rückschlüsse ausschließlich auf das Fließverhalten. Anhand dieser Ergebnisse kann auf die Güte des ER-Modells aus Bilanzgleichungen geschlossen werden. Der Einbausituation des ER-Dämpfers im Ein-Freiheitsgrad-System näher sind die Versuche mit oszillierender Strömung. Sie offenbaren deutlich den bis dahin in diesem Ausmaße nicht bekannten Einfluß der Fluidelastizität auf den Dämpfer sowie die starke Amplitudenabhängigkeit der Elastizität.

Jeweils eine kurze Darstellung der verwendeten Auswertungsverfahren und -schritte ist den einzelnen Versuchsergebnissen vorangestellt. Betrachtungen zur Güte des Schwingungsmodells und zu den geschätzten Systemparametern finden sich im Anhang D.5.

7.1 Eingesetzte und untersuchte ER-Fluide

In den Versuchen wurden insgesamt drei unterschiedliche Elektrorheologische Fluide von den Firmen Metzeler Gimetall (ERF E44714), von RWE-DEA (ERF EPS 3301) und von Bayer (ERF Rheobay VI AI 3565) mit unterschiedlichem Erfolg getestet. Alle Fluide besitzen eine mittlere Viskosität ohne elektrisches Feld von $\eta \approx 80\text{mPas}$ und unterscheiden sich wesentlich hinsichtlich des Aufbauprinzips (vgl. Kap. 2.3).

Die vollständig homogene ERF des Herstellers RWE-DEA zeichnet sich durch eine absolute Sedimentationsstabilität aus und wäre deshalb eine ideale ERF zum technischen Einsatz. Sie konnte allerdings die an sie gestellten Erwartungen, wegen der zur Erzielung eines brauchbaren ER-Effekts hohen elektrischen Feldstärken, nicht erfüllen. Erst ab einer elektrischen Feldstärke von $E=4.0\text{-}5.0\text{kV/mm}$ (an der Leistungsgrenze des verfügbaren Hochspannungsverstärkers) sind erste brauchbare elektrorheologische Effekte feststellbar.

Die ERFs der Firmen Metzeler und Bayer gehören zur Gruppe der klassischen ERFs. Während beim Metzeler-Fluid anorganische polarisierbare Feststoffteilchen in Silikonöl dispergiert sind, kommen in der Bayer ERF organische, ionisch-leitende Feststoffe zum Einsatz. Die technische Brauchbarkeit beider Fluide im ER-Dämpfer kann als nahezu gleichwertig angesehen werden. Die Sedimentationsneigung und die Stromaufnahme der Metzeler ERF ist dabei etwas höher als beim Alternativfluid. Inwieweit hier allerdings lagerungsbedingte Feuchtigkeitsaufnahmen und dadurch bedingte höhere Leistungsaufnahmen eine Rolle spielen, kann nicht beurteilt werden.

Begonnen wurden die Versuchsreihen mit dem Fluid des Herstellers Metzeler. Dieses stand für die Versuche allerdings nur beschränkt zur Verfügung. ER-Fluide werden im allgemeinen nur im Labormaßstab hergestellt. Noch in den Vorversuchen der Entwicklungs- und Testphase des Gesamtsystems sowie der Steuerung und Meßwerterfassung mußte deshalb die ERF E44714 (Metzeler) gegen die neuere ER-Fluid-Entwicklung mit einer besseren Verfügbarkeit von Bayer ausgetauscht werden. Die hier vorgestellten Ergebnisse beziehen sich im folgenden ausschließlich auf die Elektrorheologische Flüssigkeit der Fa. Bayer (ERF Rheobay VI AI 3565). Mit anderen ER-Fluiden sind aber ähnliche Ergebnisse beim Einsatz in gesteuerten Dämpfern zu erwarten. Die Neigung des eingesetzten klassischen ER-Fluids zu sedimentieren, machte in den Versuche keine Probleme. Auch nach langer Standzeit (8 Wochen) redispergierten die Feststoffe der ER-Fluide bereits nach kurzer Einsatzzeit vollständig.

7.2 Schwingungsisolation beim realen stützenerregten Modell bei harmonischer und stochastischer Erregung

Im Rahmen der Untersuchungen der Effektivität der gesteuerten Schwingungsdämpfung wurde der stützenerregte Ein-Massen-Schwinger mit harmonischen und stochastischen Störsignalen angeregt. Es wurden quadratische Gütewerte berechnet und verschiedenste Vergrößerungsfunktionen aufgezeichnet. Neben den Vergrößerungsfunktionen bei gesteuerter

Dämpfung wurden zum Vergleich die Vergrößerungsfunktionen mit ungesteuerter Gleich- und Wechselspannungserregung erfaßt.

Die wesentlichen Ergebnisse zu den Systemeigenschaften ohne elektrisches Feld und bei elektrischen Feldstärken $E_7 = 3.5\text{kV/mm}$, $E_8 = 4.0\text{kV/mm}$ und $E_9 = 4.5\text{kV/mm}$ werden in diesem Abschnitt vorgestellt. Nach Darstellung der Kernergebnisse, welche die Vorteile des gesteuerten Dämpfers gegenüber dem ungesteuerten Dämpfer auch im Experiment zeigen, wird auf die Auswirkungen der Zeit- und Temperaturabhängigkeit des ER-Effekts auf die ermittelten Ergebnisse eingegangen. Den Abschluß bilden die bei stochastischer Erregung ermittelten Ergebnisse.

Zur Steuerung wurde das in Kap. 4 hergeleitete Regelgesetz (vgl. Formel 4.67, Abb. 4.16)

$$\begin{aligned} |F_D| &= |F_{D_{max}}|, & \text{wenn: } \dot{x}(\dot{x} - \dot{s}) &> 0 \\ |F_D| &= |F_{D_{min}}|, & \text{wenn: } \dot{x}(\dot{x} - \dot{s}) &< 0 \end{aligned} \quad (7.1)$$

verwendet. Die Formelzeichen \dot{s} beziehungsweise \dot{x} stehen dabei für die Winkelgeschwindigkeit der Störungen $\dot{\psi}$ (im weiteren als Erregung bezeichnet) beziehungsweise die Winkelgeschwindigkeit der Systemantwort $\dot{\varphi}$ (im weiteren als Antwort bezeichnet).

In den folgenden Diagrammen sind die Vergrößerungskurven bei Steuerung des Dämpfers durch den Zusatz „gesteuert“ nach der Feldstärkeangabe gekennzeichnet. Die bei gesteuertem Dämpfer angegebene Feldstärke entspricht dabei der maximal anliegenden Feldstärke. Die minimale Feldstärke beträgt in diesen Fällen immer $E_0 = 0.0\text{kV/mm}$. Ferner ist bei Abbildungen ohne explizite Angaben von Erregungsamplituden der Erregungsmaschine mit $\dot{s} = 50\text{U/min}$ und einer mittleren Temperatur im Versuch von $\vartheta = 40^\circ\text{C}$ auszugehen. Die elektrische Erregungsart und die elektrische Frequenz bei den verwendeten Referenzkurven wird durch die Buchstaben „DC“ (für Gleichspannung), „R“ (für rechteckförmige Erregung) und „S“ (für sinusförmige Erregung) gekennzeichnet. Die Zahlen nach dem Buchstaben entsprechen der elektrischen Erregungsfrequenz.

7.2.1 Meßablauf zur Erfassung der Vergrößerungsfunktionen mit Auswertungsverfahren und Schritten

Zur Aufzeichnung der Vergrößerungsfunktion wurde der aufgebaute Ein-Massen-Schwinger, wie in Kap. 3.2.2 beschrieben, mit zeitlich versetzten monofrequenten Signalen erregt. Anlagenbedingt war eine mittlere Grunddrehzahl dem Erregungssystem vorzugeben. Als Sollwerte konnten am Versuchsstand die Drehzahlamplituden der überlagerten, harmonischen Schwingung eingestellt werden. Nach Abklingen des Einschwingvorgangs wurden die Zeitverläufe der Systemerregungen $\dot{s} \hat{=} \dot{\psi}$ und die Systemantworten $\dot{x} \hat{=} \dot{\varphi}$, sowie die weiteren Kontrollgrößen (vgl. Kap. 6.4) über jeweils 5 Perioden aufgezeichnet.

Bei einer Systemeigenfrequenz von $f_0 \approx 4.7\text{Hz}$ erfaßte der Hauptdigitalrechner Zeitsignale im Frequenzbereich zwischen 1.0Hz und 9.8Hz mit einer Schrittweite von 0.1Hz bzw. 0.2Hz automatisch. Die gewählte elektrische Erregung wurde dabei von Beginn einer Meßreihe bis

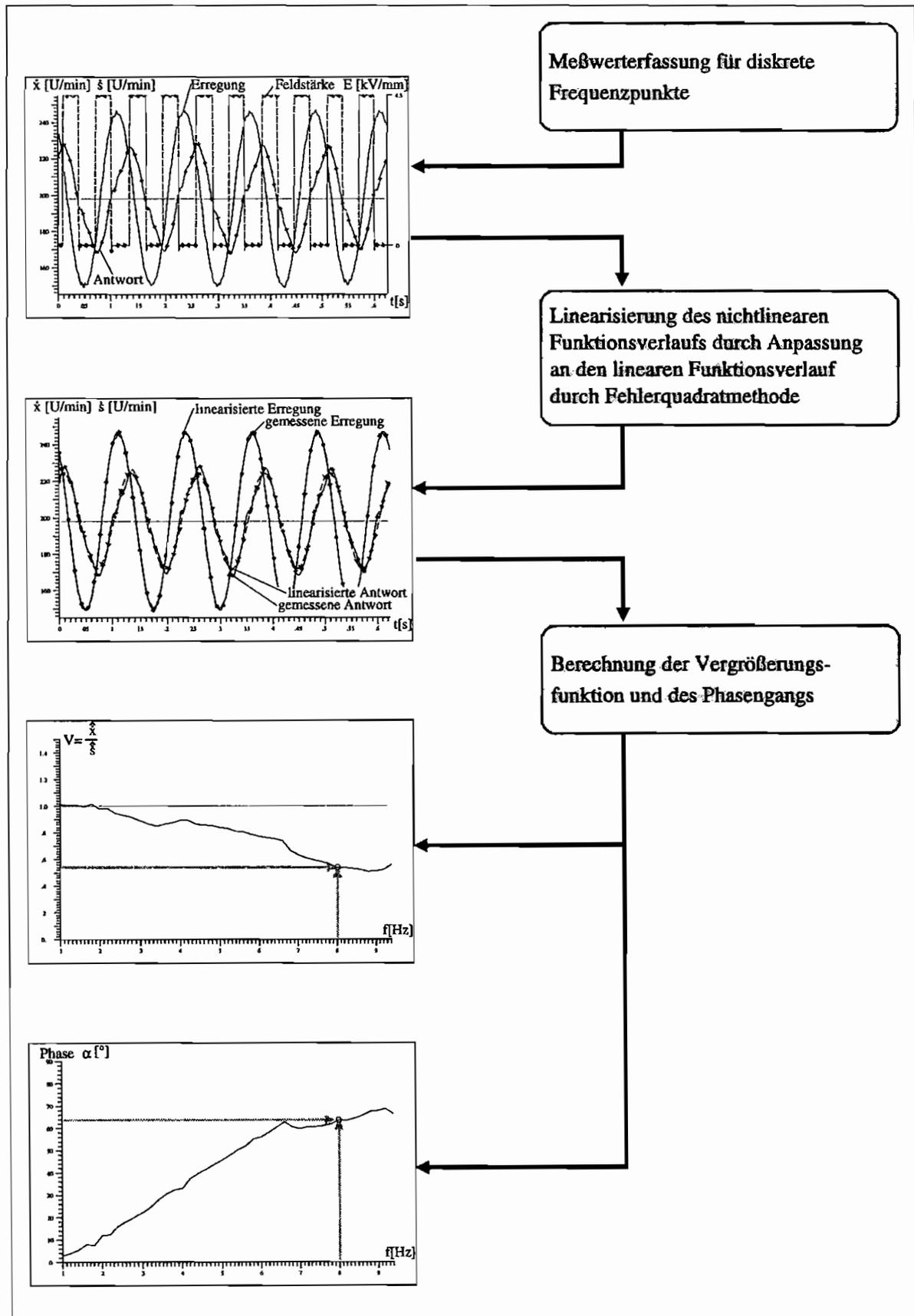


Abb. 7.1: Ablaufschema zur Ermittlung des Frequenzgangs am Ein-Freiheitsgrad-Schwinger aus den Zeitverläufen

zu ihrem Ende beibehalten. Bei Versuchsläufen mit Dämpfersteuerung wurde permanent geregelt.

Nach Transformation der Erregungszeitverläufe und der Antwortzeitverläufe vom Zeit- in den Frequenzbereich können die Vergrößerungsfunktionen berechnet werden. Zur Transformation vom Zeit- in den Frequenzbereich mit Bandpaßfilterung und Linearisierung wurde die Least-Square-Methode mit folgender Ansatzfunktion (vgl. Kap. 3.2.2, Formel 3.15 und Anhang E.1) eingesetzt, wobei y für das jeweils betrachtete Signal steht:

$$y_i = a_0 + a_1 \cos(\Omega t_i) + a_2 \sin(\Omega t_i) \quad (7.2)$$

Für jede aufgezeichnete Erregungskreisfrequenz Ω wird eine Schätzung im Zeitbereich durchgeführt. Die Parameter des geschätzten Zeitverlaufs entsprechen dabei direkt dem Realanteil \hat{y}_{re} und dem Imaginärteil \hat{y}_{im} der komplexen Amplituden im Frequenzbereich sowie dem Mittelwert \bar{y} des entsprechenden Zeitsignals:

$$a_0 = \bar{y}(j\Omega) \quad (7.3)$$

$$a_1 = \hat{y}_{\text{im}}(j\Omega) \quad (7.4)$$

$$a_2 = \hat{y}_{\text{re}}(j\Omega) \quad (7.5)$$

Aus den komplexen Amplituden der Erregungsgeschwindigkeit $\hat{s}(j\Omega) = \hat{s}_{\text{re}}(j\Omega) + \hat{s}_{\text{im}}(j\Omega)$ und der Antwortgeschwindigkeit $\hat{x}(j\Omega) = \hat{x}_{\text{re}}(j\Omega) + \hat{x}_{\text{im}}(j\Omega)$ berechnet sich der Frequenzgang zu:

$$F(j\Omega) = \frac{\hat{x}(j\Omega)}{\hat{s}(j\Omega)} \quad (7.6)$$

Der Amplitudengang (Vergrößerungsfunktion) ergibt sich dabei aus dem Quotienten der Beträge der komplexen Amplituden nach:

$$V(j\Omega) = \frac{|\hat{x}(j\Omega)|}{|\hat{s}(j\Omega)|} \quad (7.7)$$

Das gesamte Ablaufschema zur Berechnung der Vergrößerungsfunktion ist beispielhaft für die Ermittlung eines Frequenzpunktes in Abb. 7.1 nochmals angegeben.

7.2.2 Versuchsergebnisse bei harmonischer Erregung

Gesteuerte Schwingungsdämpfung im Zeitbereich

Die Diskussion der Zeitverläufe bei gesteuerter Dämpfung erfolgt beispielhaft an den in Abb. 7.1 aufgetragenen Kurven ($f_m = 8.0\text{Hz}$, Schaltbereich: $E_0 = 0.0\text{kV/mm}$ - $E_9 = 4.5\text{kV/mm}$).

Wie aus den Simulationsrechnungen (Abb. 4.26) zu erwarten, antwortet der Ein-Massen-Schwinger auf eine periodische harmonische Erregung periodisch mit der Erregungsfrequenz f_m . Es stellen sich allerdings keine harmonischen Zeitverläufe ein. Der nichtlineare periodische Zeitverlauf wird dabei sowohl durch die Parametersteuerung als auch durch das nichtlineare Übertragungsverhalten des ER-Dämpfers hervorgerufen.

Eine klassische Vergrößerungsfunktion, wie in Kap. 3.3.1 aufgestellt, existiert nur für lineare Systeme. Zum Vergleich mit den Simulationsrechnungen und in Ermangelung eines besseren Kriteriums wird deshalb in der Versuchsauswertung in Analogie zu den klassischen Vergrößerungsfunktionen die Vergrößerungsfunktion der durch die Least-Square-Methode bandpaßgefilterten und linearisierten Zeitverläufe verwendet. Durch die Least-Square Methode wird ein gemessener Verlauf bestmöglich (mit kleinstem quadratischen Fehler) an einen theoretischen Verlauf angepaßt, was zu einer sehr aussagekräftigen Vergleichskurve führt.

Wie aus den Zeitverläufen ablesbar und aus der Simulation bekannt, schaltet der Regler mit der doppelten Frequenz der mechanischen Erregungsfrequenz f_m . Ein Schaltpunkt ergibt sich bei Gleichheit der Geschwindigkeiten von Erregung \dot{s} und Antwort \dot{x} . Der zweite Schaltpunkt ergibt sich bei Durchgang der Antwort durch die mittlere Geschwindigkeit der Erregung. Sie entspricht im bewegten Bezugssystem dem Durchgang durch die Geschwindigkeitsnulllage. Der geringfügige Zeitversatz der Schaltzeitpunkte ergibt sich aus der Totzeit in der Regelstrecke. Die Totzeit in der Regelstrecke von der Auslösung der Meßwerterfassung bis zum Anliegen der Steuerentscheidung beträgt 4ms. Sie teilt sich auf in 2ms von der Erfassung des Drehzahlsignals bis zur Ausgabe des neuen Sollwertes an den Hochspannungsverstärker und in 2ms bis zum Anliegen des Hochspannungssignals am ER-Dämpfer.

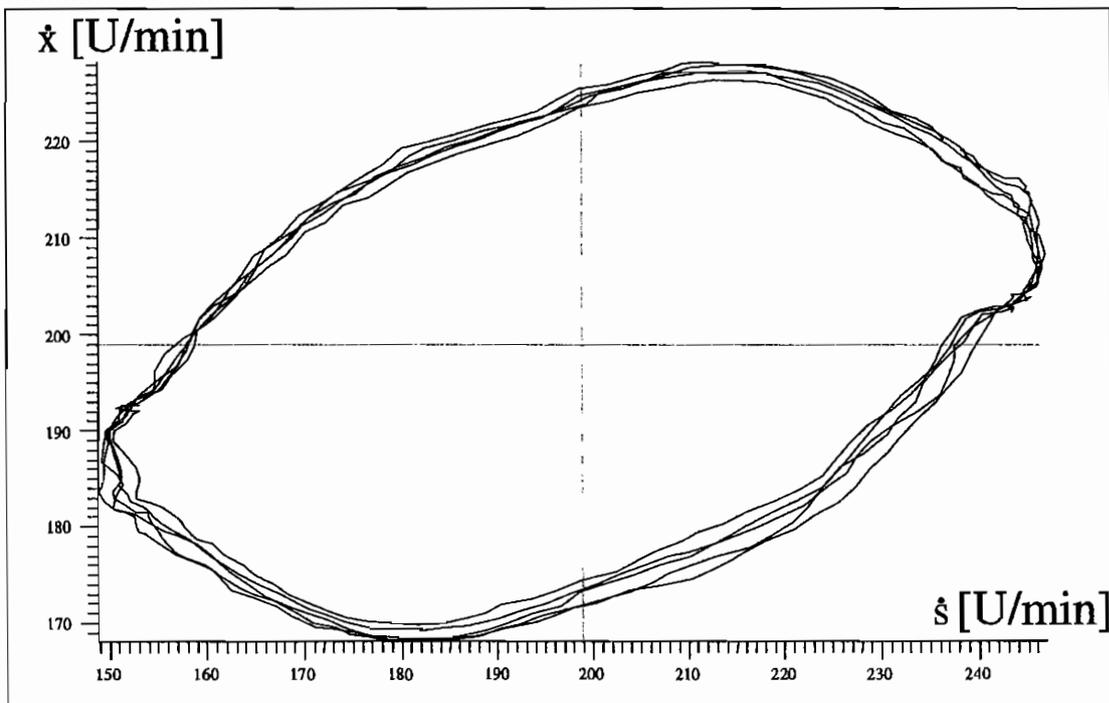


Abb. 7.2: Darstellung der Antwort- über der Erregungsgeschwindigkeit für $E_g = 4.5\text{kV/mm}_{\text{DC,gesteuert}}$, $f_m = 8.0\text{Hz}$

Das gesteuerte System ist, wie aus der Simulation bekannt, stabil. Zur Illustration ist in

Abb. 7.2 die Antwortgeschwindigkeit \dot{x} über der Erregungsgeschwindigkeit \dot{s} aufgetragen. Es ergibt sich auch bei mehreren Perioden ein geschlossener Kurvenzug.

Vergleich zwischen Schwingungssystem mit gesteuertem Dämpfer und mit ungesteuertem Dämpfer

In den Abb. 7.3, 7.4, 7.5 sind den Ergebnissen der gesteuerten Dämpfung für verschiedene Dämpfersteuerungsbereiche ($|F_{D_{min}}| - |F_{D_{max}}|$) jeweils zwei Referenzkurven (ohne Steuerung des Dämpfers) gegenübergestellt. Bei den Referenzkurven handelt es sich um die Vergrößerungsfunktionen des Systems, gemessen ohne elektrische Erregung des Dämpfers und mit der jeweils maximalen Feldstärke der elektrischen Erregung des Schaltbereichs.

Aus den Simulationsrechnungen (vgl. Kap. 4.5.1) bestehen verschiedene Erwartungen an das reale Schwingungsverhalten der untersuchten Ein-Massen-Schwinger. So wurde vorausgerechnet, daß die Vergrößerungsfunktionen bei gesteuerter Dämpfung mit zunehmendem Schaltbereich zwischen $|F_{D_{min}}| - |F_{D_{max}}|$, das heißt mit zunehmender maximaler elektrischer Feldstärke abnehmen. Ferner wurde in den Simulationen abgeleitet, daß die Vergrößerungsfunktionen bei gesteuerter Dämpfung im gesamten Frequenzbereich kleiner sind als bei den jeweils konstanten ungesteuerten Dämpfungen. Bei abnehmendem Schaltbereich zwischen ($|F_{D_{min}}| - |F_{D_{max}}|$) ist aus den Simulationen bekannt, daß die Vorteile des gesteuerten gegenüber dem ungesteuerten System mit konstant minimaler Dämpfung kleiner werden (vgl. Kap. 4.5.1, Abb. 4.24).

Durch die Messungen am realen System konnten die Ergebnisse der **Simulationsrechnung weitgehend bestätigt** werden. Abweichungen ergaben sich allerdings für einen Frequenzbereich $f_m > 8\text{Hz}$, in dem beim gesteuerten System eine schlechtere Schwingungsisolierung gemessen wurde als mit konstanter minimaler Dämpfung und bei den in Abb. 7.5 zusammengefaßten Versuchen im Frequenzbereich zwischen 3Hz und 4.5Hz. Die gesteuerte Schwingungsdämpfung bei $E_7 = 3.5\text{kV/mm}$ erbrachte hier schlechtere Isolierungsergebnisse als die ungesteuerte Vergleichsmessung mit konstant maximaler Dämpfung. Außerdem sind in den Vergleichskurven mit konstanter elektrischer Erregung für lineare gedämpfte Schwinger untypische Vergrößerungen $V > 1$ im Bereich $f_m > \sqrt{2}f_0$ (Systemeigenfrequenz $f_0 \approx 4.8\text{Hz}$) auffällig.

Ursachen für die Abweichung zwischen Simulation und Experiment

Die Ursachen dieser Abweichungen liegen in der geringfügigen Totzeit des Regelkreises, hauptsächlich aber in den vom Simulationsmodell *abweichenden Werkstoffeigenschaften* der Elektrorheologischen Fluide begründet. In den Simulationsrechnungen wurde davon ausgegangen, daß durch die elektrische Feldstärke primär die Fließeigenschaften verändert werden. Die Fluidelastizität spielt keine Rolle. Außerdem wurde angenommen, daß die Eigenschaftsänderungen in den Fluiden ohne Zeitversatz den Schaltbedingungen folgen, sich also der Übergang zwischen viskoplastischem und Newtonschem Werkstoffverhalten verzögerungsfrei mit An- beziehungsweise Abschalten des E-Feldes einstellt.

Reale Fluide sind aber träger. Wie in Kap. 2 dargelegt, resultiert die Eigenschaftsänderung im elektrischen Feld aus der Polarisierung der Feststoffpartikel im Fluid und deren Anordnung

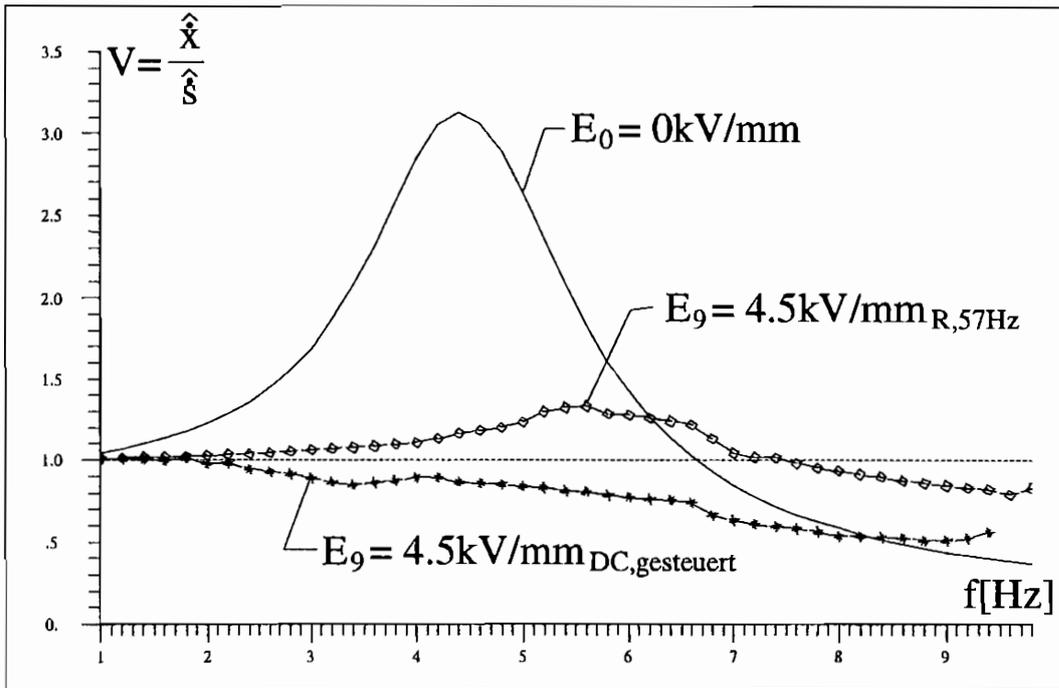


Abb. 7.3: Vergrößerungsfunktionen des Ein-Massen-Schwingers bei $E_9 = 4.5\text{ kV/mm}$ in Abhängigkeit der Erregung:
 ⇒ ohne elektr. Erregung ⇒ mit ungesteuerter elektr. Erregung
 ⇒ gesteuert (BANG-BANG)

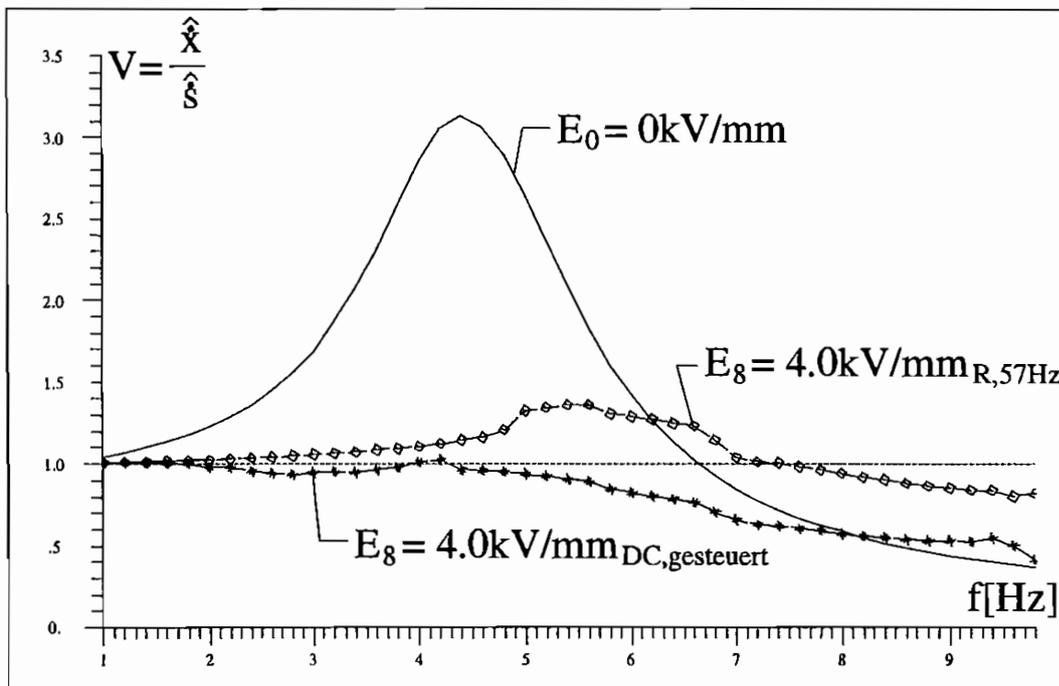


Abb. 7.4: Vergrößerungsfunktionen des Ein-Massen-Schwingers bei $E_8 = 4.0\text{ kV/mm}$ in Abhängigkeit der Erregung:
 ⇒ ohne elektr. Erregung ⇒ mit ungesteuerter elektr. Erregung
 ⇒ gesteuert (BANG-BANG)

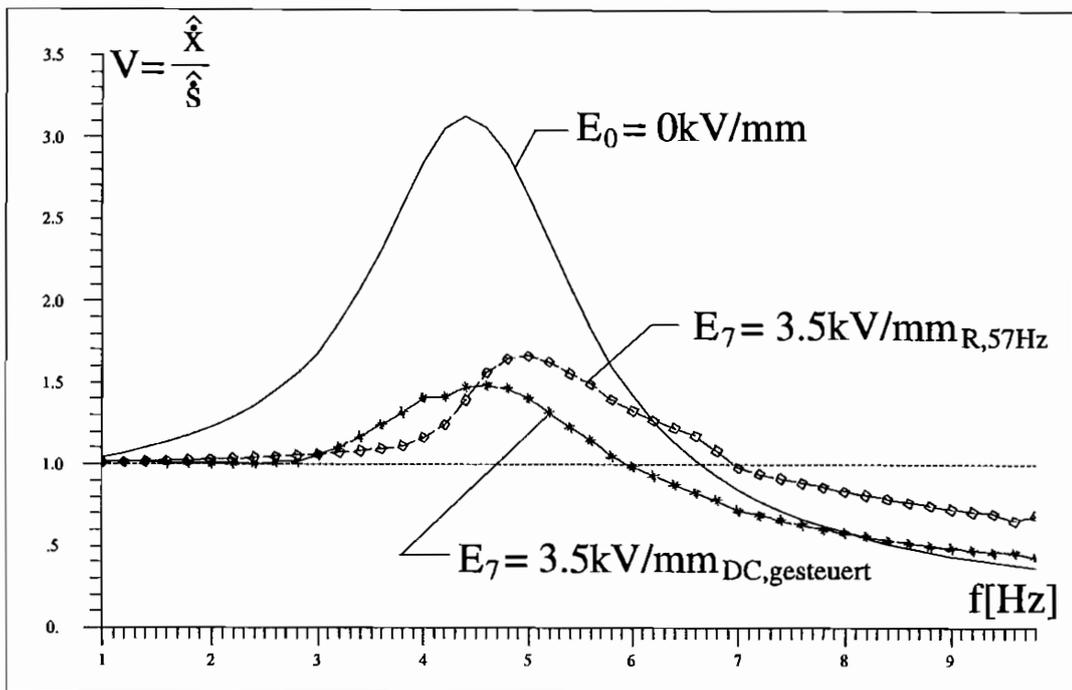


Abb. 7.5: Vergrößerungsfunktionen des Ein-Massen-Schwingers bei $E_7 = 3.5 \text{ kV/mm}$ in Abhängigkeit der Erregung:
 \Rightarrow ohne elektr. Erregung \Rightarrow mit ungesteuerter elektr. Erregung
 \Rightarrow gesteuert (BANG-BANG)

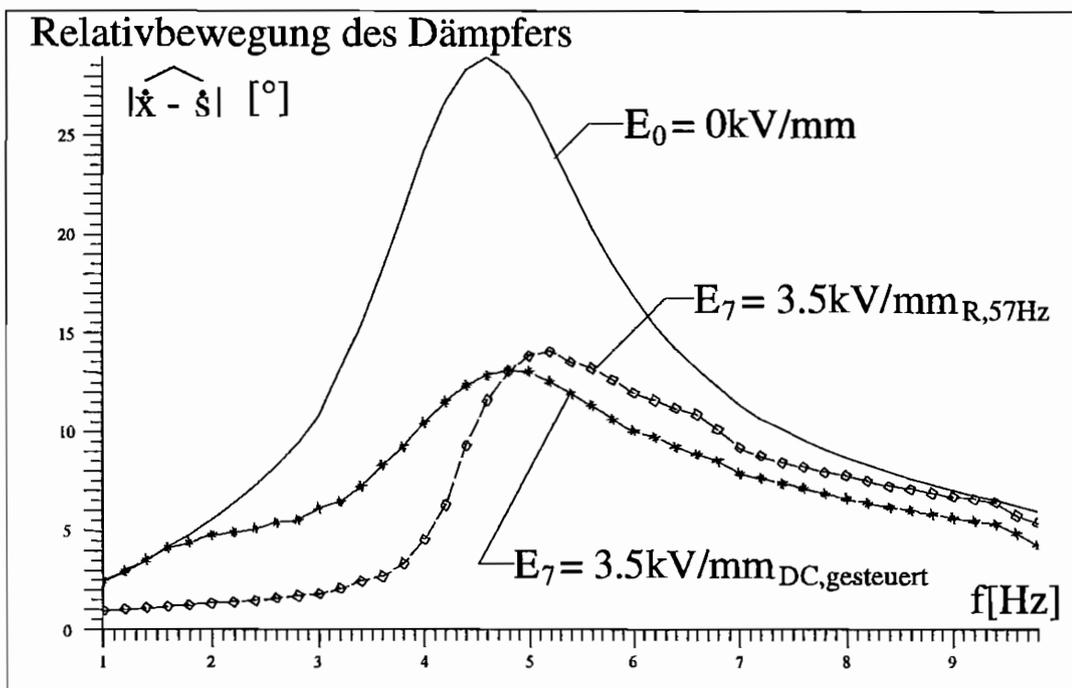


Abb. 7.6: Amplitudengang des Dämpferrelativwinkels bei $E_7 = 3.5 \text{ kV/mm}$ in Abhängigkeit der Erregung:
 \Rightarrow ohne elektr. Erregung \Rightarrow mit ungesteuerter elektr. Erregung
 \Rightarrow gesteuert (BANG-BANG)

in Überstrukturen (clustern). Für die Polarisierung und Ausrichtung wird Zeit benötigt. Das viskoplastische Werkstoffverhalten stellt sich also erst verzögert ein. Gleiches gilt auch für den Abbau der Überstrukturen und der Homogenisierung der ERF bei Abschalten des elektrischen Feldes.

Abweichungen bei gesteuerter Dämpfung: Besonders kritisch in Bezug auf diese Zeitverzögerungen ist nun bei Steuerung des Dämpfers der Frequenzbereich $f_m > f_0\sqrt{2}$. Bei dem mit der doppelten mechanischen Erregungsfrequenz geschalteten Dämpfer (vgl. Abb. 4.26 und 7.1 oben) stellt sich die für optimale Isolationsergebnisse wichtige Grundviskosität nicht mehr ein. Die Grunddämpfung steigt leicht an. Die maximal erreichbare Dämpfung sinkt leicht ab. Der, wie in den Simulationen bereits bekannt, geringfügige Vorteil der semi-aktiven Dämpfung gegenüber der ungesteuerten minimalen Dämpfung geht bei $f_m > f_0\sqrt{2}$ verloren (vgl. Abb. 4.24).

Abweichungen bei ungesteuerter Dämpfung mit elektrischer Erregung: Für die Veränderungen im Verlauf der Vergrößerungskurven in den Abbildungen bei ungesteuerter maximaler Feldstärke ist auch die zeitabhängige Überstrukturausbildung, wenn auch mit anderen Auswirkungen, verantwortlich.

Reichte bei der Dämpfersteuerung die Zeitspanne zur Ausbildung und Rückbildung der Überstrukturen nicht aus, so ist bei konstanter ungesteuerter Erregung ausreichend Zeit zur Ausbildung von Überstrukturen zur Verfügung. Die Vergrößerungsfunktionen wurden in einem Frequenzsweep über ca. 5min beginnend mit der niedrigsten Frequenz aufgezeichnet. Bei den anfangs kleinen Schwingwegen (vgl. Kap. 7.3.3ff) bilden sich starke Überstrukturen. Diese führen zu einer nicht mehr vernachlässigbaren Veränderung des E-Moduls der ERF und zu einer nicht mehr vernachlässigbaren Veränderung des Systemverhaltens des ER-Dämpfers und damit des Schwingungssystems. Bis zum Erreichen der Fließgrenze τ_0 verhindert die „erstarrte“ ERF größere Relativbewegungen im Dämpfer. Mit Überschreitung der Fließgrenze brechen diese starken Überstrukturen zusammen. Die Fließgrenze fällt. Die Schwingwege steigen nicht mehr umkehrbar an, wie in Abb. 7.6 ab einer Frequenz von $f_m = 3.6\text{Hz}$ erkennbar ist.

Wie festgestellt werden konnte, sind diese Abweichungen zum linearen gedämpften Schwinger aber nicht nur vom Schwingweg sondern auch von der elektrischen Feldstärke und der Art der elektrischen Erregung (Gleichspannung, Wechselspannung, Form und Frequenz der Wechselspannung) abhängig (vgl. Abb. 7.7).

Bei sinusförmiger Erregung (links oben) bilden sich bei identischer Spitzenfeldstärke von 4.5kV/mm im Vergleich zur rechteckförmigen Erregung (rechts unten) deutlich schwächere Überstrukturen und damit Abweichungen vom Verlauf eines linear gedämpften Systems aus. Die Kurven nähern sich dabei umso mehr dem „idealen“ Verlauf, je höher die elektrischen Frequenzen werden. Aus dem Vergleich der Kurven bei Variation der elektrischen Feldstärke (unten links) ist die Feldstärkeabhängigkeit ersichtlich. Bei 3.5kV/mm liegt ein Sprung in der Vergrößerung im Bereich der Resonanzfrequenz vor, welcher auf einen schlagartigen Zusammenbruch der Feststoffeigenschaften und einem Absinken der Fließgrenze schließen läßt.

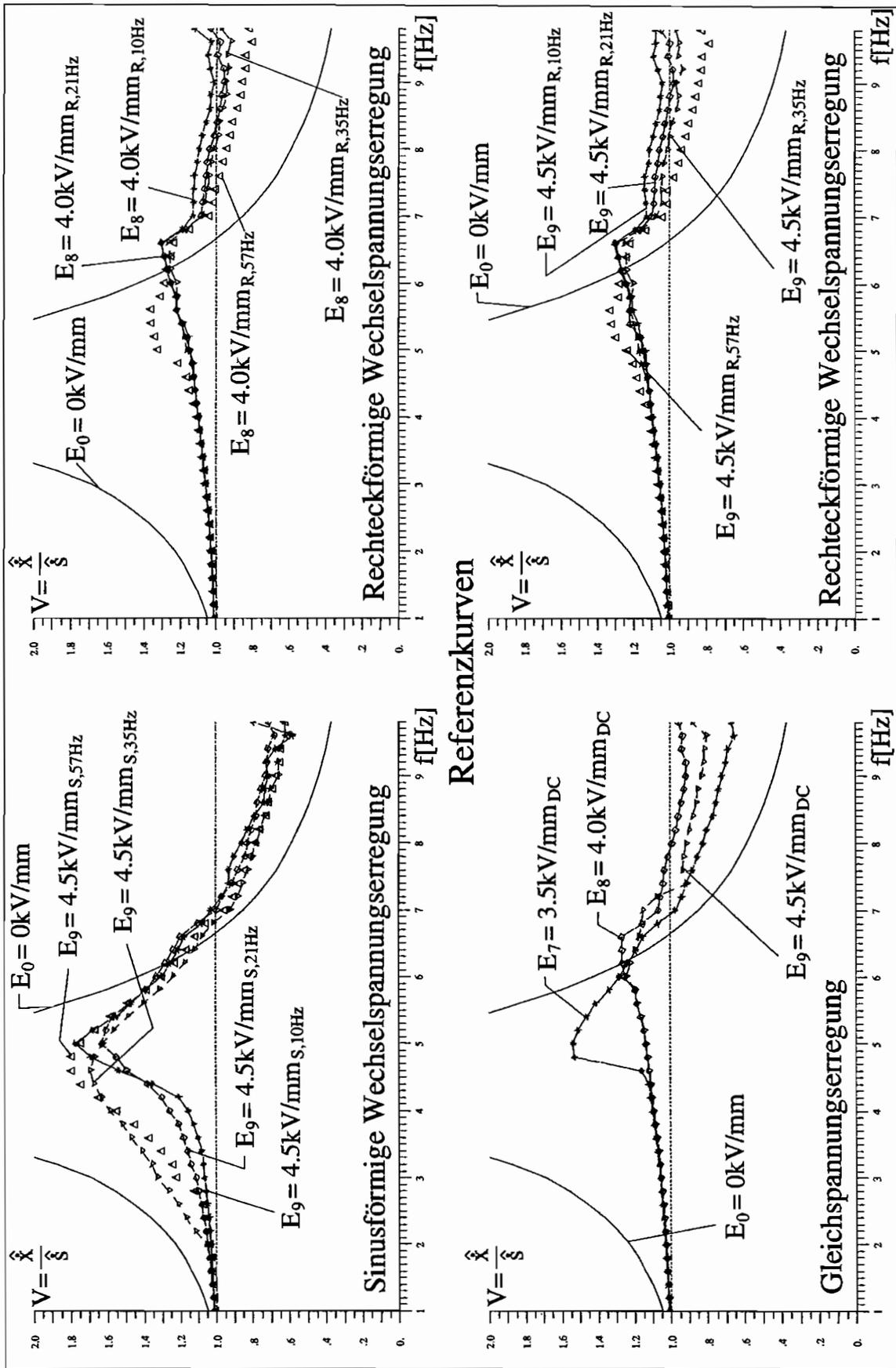


Abb. 7.7: Referenzkurven bei unterschiedlichen konstanten elektrischen Erregungen

Mit zunehmender Feldstärke verschiebt sich der Abknickpunkt in den Vergrößerungskurven zu höheren Frequenzen.

Der hydraulische Torsionsdämpfer verhält sich bei konstanten Erregungen mehr wie eine Feder als wie ein Dämpfer. Die Vergrößerungen von $V > 1$, auch im eigentlich überkritischen Bereich ergeben sich aus dieser elastischen Eigenschaft und dem damit verbundenen frequenzabhängigen Anstieg der Systemeigenfrequenz f_0 . An den Unstetigkeitsstellen ändert der Dämpfer sein Systemverhalten. Bei zum Beispiel einer ungesteuerten konstanten rechteckförmigen Feldstärke von $E_9 = 4.5 \text{ kV/mm}_{\text{DC}}$ mit $f_e = 10 \text{ Hz}$ ergibt sich eine Verschiebung der Eigenfrequenz von $f_0 = 4.8 \text{ Hz}$ auf $f_0 = 13.5 \text{ Hz}$ (vgl. Abb. 7.8).

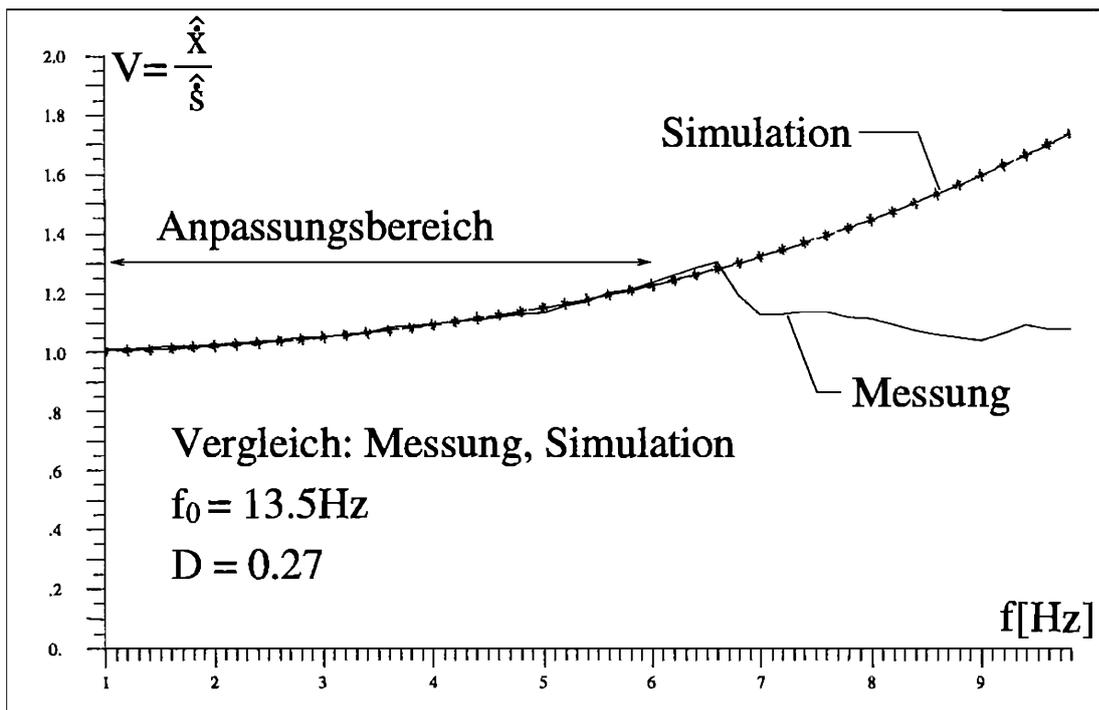


Abb. 7.8: Identifikation des Frequenzganges mit linearen Systemparametern bei $E_9 = 4.5 \text{ kV/mm}_{\text{DC}}$ und rechteckförmiger Erregung mit $f_e = 10 \text{ Hz}$

Zur weiterführenden Diskussion und Verdeutlichung der zeitabhängigen Ausbildung starker elastischer Überstrukturen in Abhängigkeit vom Schwingweg und der elektrischen Erregung wird auf das nachfolgende Kap. 7.3 mit detaillierten Einzeluntersuchungen zum Übertragungsverhalten des ER-Dämpfers verwiesen.

Temperaturabhängigkeit

Wie bereits in Kap. 2.4.3 erläutert, sind bei ER-Fluiden die Werkstoffeigenschaften stark von der Temperatur abhängig.

Ohne elektrisches Feld sinkt die Viskosität mit dem Temperaturanstieg ab. Die Dämpfung des nichterregten Systems fällt damit ebenfalls, und die Vergrößerungen nehmen zu (vgl. Abb. 7.9 oben links).

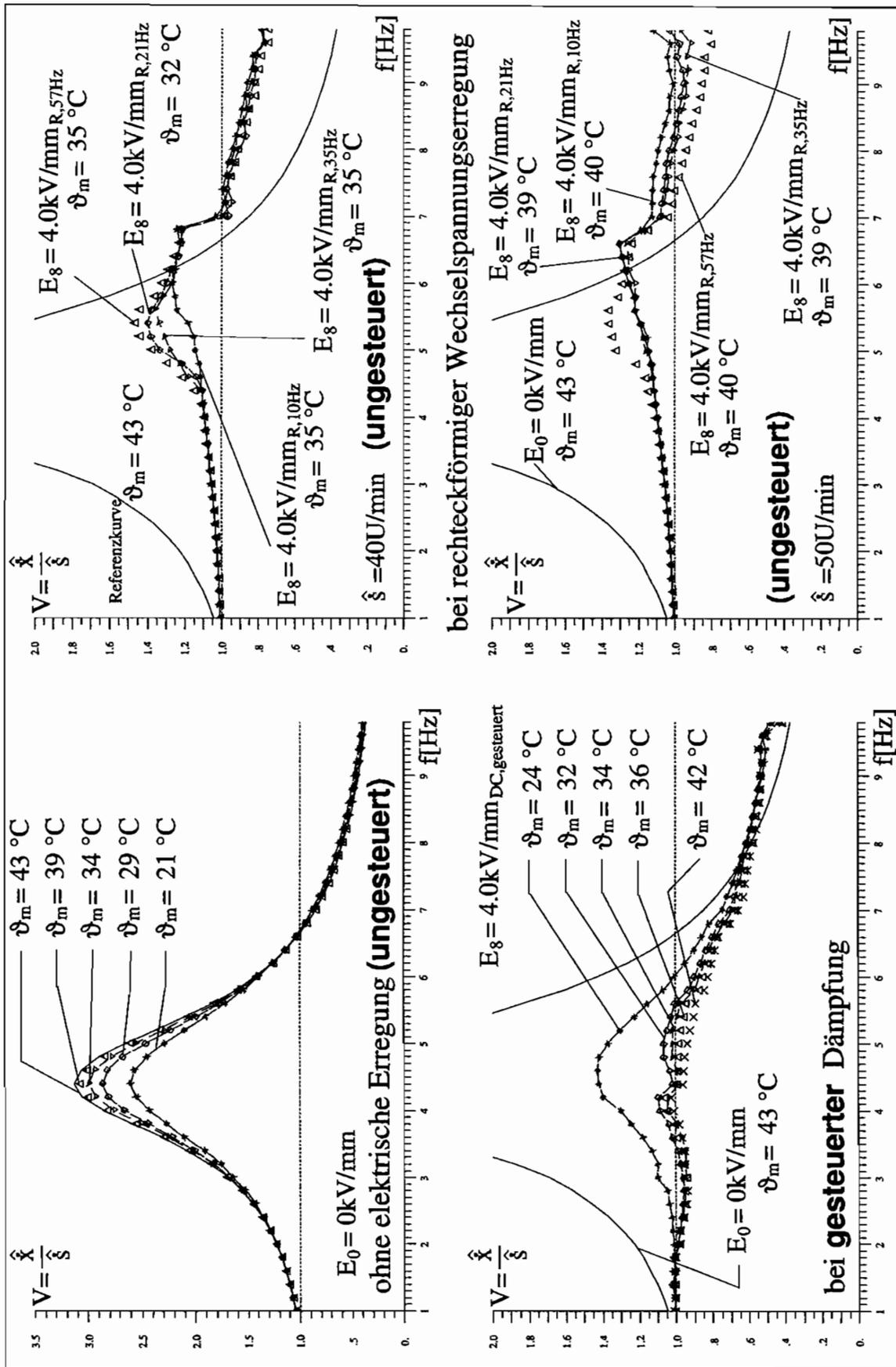


Abb. 7.9: Temperaturabhängigkeit der Vergrößerungsfunktionen bei unterschiedlicher elektrischer Erregung und bei gesteuerter Dämpfung

Im Einwirkungsbereich eines *ungesteuerten elektrischen Feldes* verhalten sich ER-Fluide umgekehrt. Mit zunehmender Temperatur steigt die Partikelbeweglichkeit in der Trägerflüssigkeit. Die ER-Fluide werden „schneller“. Es können sich ferner stärkere ER-Effekte ausbilden. Die Fließgrenze steigt an. Wie aus den beiden Diagrammen rechts in Abb. 7.9 ersichtlich, bilden sich bei einer Temperatur von $\vartheta \approx 35^{\circ}\text{C}$ schwächere Überstrukturen aus als bei der bisher ausschließlich betrachteten Temperatur von $\vartheta \approx 40^{\circ}\text{C}$. Die elastischen Dämpfereigenschaften verschwinden bereits bei niedrigeren Frequenzen und damit geringeren Belastungen.

Für die Effektivität eines *geschalteten ER-Dämpfers* hat diese Temperaturabhängigkeit Folgen. Allgemein gilt, daß die gesteuerte Schwingungsdämpfung zu umso besseren Schwingungsisolationen führt, je weiter sich die beiden Schaltpunkte der Dämpfung unterscheiden. Mit ansteigender Temperatur sinken die minimalen Dämpfungen und steigen die maximalen Dämpfungen. Bei einer mittleren Dämpfertemperatur von $\vartheta = 42^{\circ}\text{C}$ ergeben sich somit deutlich bessere Ergebnisse in der Schwingungsisolation als bei nur $\vartheta = 24^{\circ}\text{C}$ (vgl. Abb. 7.9, unten links).

7.2.3 Meßablauf bei stochastischer Erregung mit Auswertungsverfahren

Neben Untersuchungen mit harmonischer Erregung wurde der Ein-Massen-Schwinger auch stochastisch erregt. Der große Vorteil von stochastischen Erregungen gegenüber harmonischen Erregungen ist das große gleichzeitig angeregte Frequenzband. Durch die Auswertung eines einzigen Versuchs im Zeitbereich kann das Gesamtübertragungsverhalten beurteilt werden. Eventuelle Linearisierungsfehler, wie sie bei Auswertung im Frequenzbereich in Kauf genommen werden müssen, treten nicht auf. Allerdings ist auch bei stochastischen Erregungen mit Fehlern zu rechnen. Technische Systeme können in der Regel nicht mit weißem Rauschen angeregt werden. Außerdem ist die Auswertung wie auch die Berücksichtigung von Meßstörungen wesentlich aufwendiger als bei harmonischer Erregung (vgl. Kap. 3.2.2).

In den Versuchen mit stochastischer Erregung wurde als Störsignal ein *pseudozufälliges Rauschsignal* eingesetzt.

Stochastische Erregung

Bei pseudozufälligen Signalen handelt es sich um periodische Signalfolgen, deren Amplituden nur bestimmte Werte annehmen können. Es lassen sich die statistischen Eigenschaften von weißem Rauschen in bestimmten Bereichen mit diesen diskreten Signalen nachbilden. Nach einer bestimmten Periodenlänge L wiederholen sich diese Folgen wieder. Pseudozufälliges Rauschen ist deshalb trotz der zufälligen Verteilung in der Periode ein deterministisches Signal. Es ist reproduzierbar und daher besonders gut als stochastisches Anregungssignal bei Versuchen mit Parametervariation geeignet.

Erzeugt werden diese Signale durch rückgekoppelte Schieberegister. Neben zweiwertigen (-1, +1) sind mehrwertige Rauschsignale (zum Beispiel -1, 0, +1) zu unterscheiden. Die Periodendauer L ist neben der Wertigkeit des Signals von den Stufen des rückgekoppelten

Schieberegisters abhängig. Sie berechnet sich nach der Formel $L = d^m - 1$, wobei d die Wertigkeit und m die Stufenzahl des Schieberegisters ist.

In den Versuchen wurde ein fünfwertiges pseudozufälliges Rauschsignal verwendet, welches durch ein dreistufiges Schieberegister erzeugt wird (vgl. Abb. 7.10).

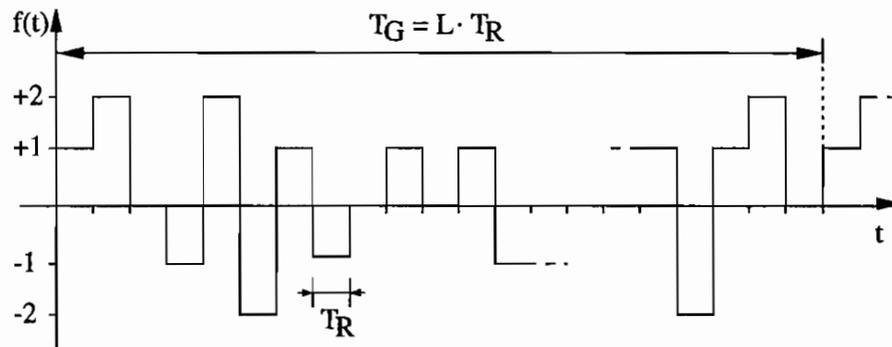


Abb. 7.10: Fünfwertige Folge aus einem dreistufigen Schieberegister

Die Amplitude wechselt dabei zwischen fünf möglichen Werten ($-2, -1, 0, +1, +2$). Bei $d = 5$ und $m = 3$ ergibt sich eine Periodenlänge von $T_G = L T_R = (d^m - 1) T_R = 124 T_R$. T_R ist hierbei die Zeitdauer, über die jedes einzelne diskrete Signal gehalten wird. Der Mittelwert dieser Folge beträgt Null. Sie approximiert innerhalb der Periode T_R weißes Rauschen sehr gut.

Messung und Auswertung

Im Experiment wurde einer vorgegebenen mittleren Drehzahl von 200U/min dieses Rauschsignal mit den Stufen ($-40\text{U}/\text{min}$, $-20\text{U}/\text{min}$, $0\text{U}/\text{min}$, $+20\text{U}/\text{min}$, $+40\text{U}/\text{min}$) bei einer Periodendauer $T_G = 10\text{s}$ überlagert. Es ergibt sich somit eine Verweildauer je diskretem Drehzahlpunkt von $T_R = 10\text{s}/124 = 80.6\text{ms}$. Je Versuchslauf wurden jeweils 5 Perioden des zufälligen Rauschens aufgezeichnet.

Zur Auswertung werden aus den gemessenen mittelwertfreien Drehzahlensignalen der Erregung \dot{s} und der Antwort \dot{x} die quadratischen normierten Gütewerte berechnet. Der Mittelwert \bar{y} berechnet sich bei einem diskreten Zeitsignal y_i mit N Stützstellen nach:

$$\bar{y} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N y_i \quad (7.8)$$

Die Formel zur Berechnung der normierten quadratischen Gütewerte lautet:

$$\bar{J} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (y_i - \bar{y})^2 \quad (7.9)$$

7.2.4 Versuchsergebnisse bei stochastischer Erregung

Auch bei der stochastischen Erregung werden, wie zuvor bei der harmonischen Erregung, die Ergebnisse mit minimaler Dämpfung (ohne elektrische Erregung) und mit maximaler Dämpfung (ungesteuerte elektrische Erregung) den Ergebnissen bei gesteuerter Dämpfung gegenübergestellt.

Bei einer elektrischen Feldstärke von $E_8 = 4.0\text{kV/mm}_{\text{DC}}$ ergeben sich die in den Abb. 7.11 bis 7.13 dargestellten Zeitverläufe, wobei aus der gesamten Aufzeichnungszeit nur ein Bereich von 5s dargestellt wird.

Vergleicht man die drei dargestellten Zeitverläufe, so ist klar zu erkennen, daß die Schwingungsisolation beim permanent maximal gedämpften Ein-Massen-Schwinger (Abb. 7.12) und bei gesteuerter Dämpfung (Abb. 7.13) deutlich besser ist als bei permanent minimaler Dämpfung (Abb. 7.11). Eine Entscheidung, ob die passive Entstörung bei gesteuerter Dämpfung besser oder schlechter als bei permanent maximaler Dämpfung ist, kann mit den gemessenen Zeitverläufen nicht sofort getroffen werden. Es wurden deshalb die normierten quadratischen Gütewerte (Formel 7.9) für die Erregungen des Ein-Massen-Schwingers und für die Antworten berechnet. Die Ergebnisse sind zusammen mit dem Güteverhältnis \bar{J}_x/\bar{J}_s in Tabelle 7.1 eingetragen.

Dämpfereinstellung	elektr. Feldstärke	Gütwert Erregung \bar{J}_s	Gütwert Antwort \bar{J}_x	\bar{J}_x/\bar{J}_s
minimale Systemdämpfung	$E_0 = 0.0\text{kV/mm}$	606	1287	2.12
maximale Systemdämpfung	$E_8 = 4.0\text{kV/mm}_{\text{DC}}$	617	719	1.17
gesteuerte Systemdämpfung	$E_8 = 4.0\text{kV/mm}_{\text{DC}}$	610	655	1.07

Tab. 7.1: Normierte quadratische Gütewerte des Erregungs- und des Antwortsignals bei stochastischer Erregung mit fünfwertigem Rauschsignal

Auch bei stochastischer Erregung, wie zuvor bei harmonischer Erregung, zeigt die gesteuerte Schwingungsdämpfung mit Elektrorheologischen Fluiden ihre Überlegenheit gegenüber ungesteuerter Dämpfung. Das Güteverhältnis \bar{J}_x/\bar{J}_s des Gütewertes der Antwort zum Gütewert der Erregung ist bei gesteuerter Dämpfung im Vergleich zum ungesteuerten System mit minimaler Dämpfung um 50% und im Vergleich zum System mit maximaler Dämpfung immer noch um 9% kleiner. Verbesserungen der Schwingungsisolation in einem Abstimmungsbereich zwischen $\eta \approx 0.1$ bis $\eta \approx 2.4$, das heißt um die Eigenfrequenz $f_0 = 4.7\text{Hz}$, sind im allgemeinen besonders schwierig, was einen Hinweis auf die Effektivität der gesteuerten Dämpfung gibt.

Die Temperaturen lagen bei den stochastischen Messungen allerdings nicht bei $\vartheta \approx 40^\circ\text{C}$ sondern nur bei $\vartheta \approx 30^\circ\text{C}$, so daß bei entsprechend höheren Temperaturen, wie bei harmonischen Systemen gezeigt, durch die gesteuerte Schwingungsdämpfung mit Elektrorheologischen Fluiden noch weitere Verbesserungen in der Schwingungsisolation zu erwarten sind.

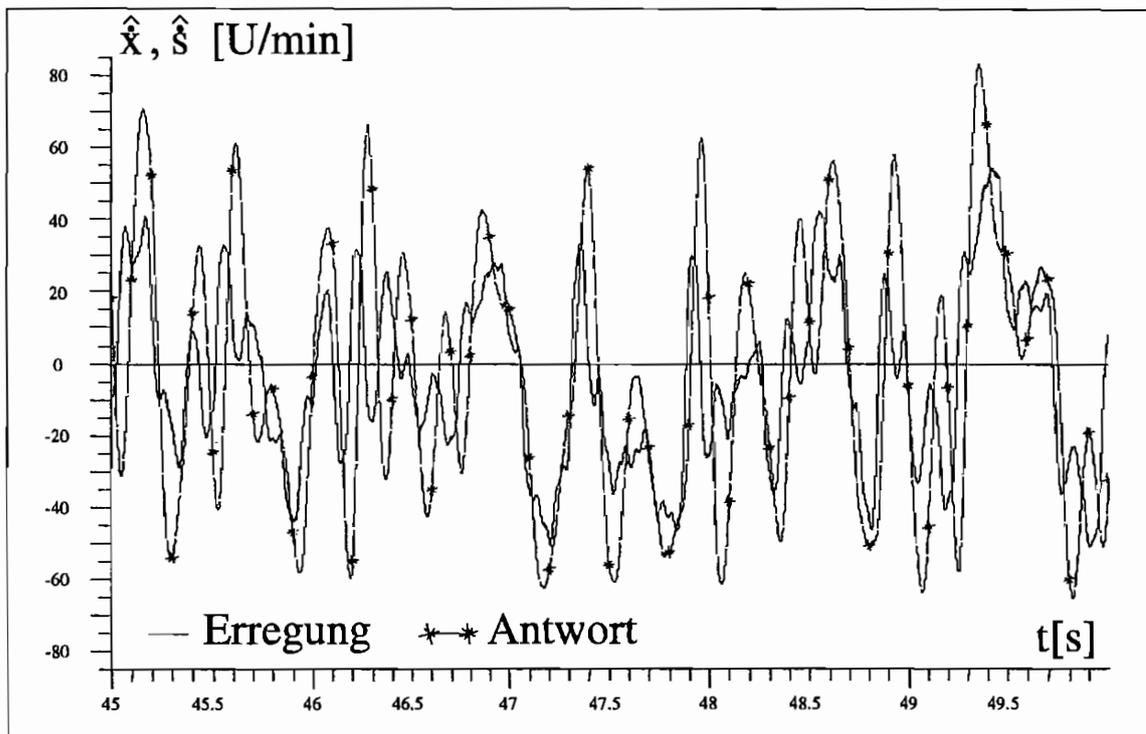


Abb. 7.11: Zeitverlauf der Erregung \hat{s} und der Antwort \hat{x} über der Zeit bei stochastischer Erregung mit fünfwertigem Rauschsignal und minimaler Dämpfung ($E_0 = 0.0\text{kV/mm}$) des Ein-Massen-Schwingers

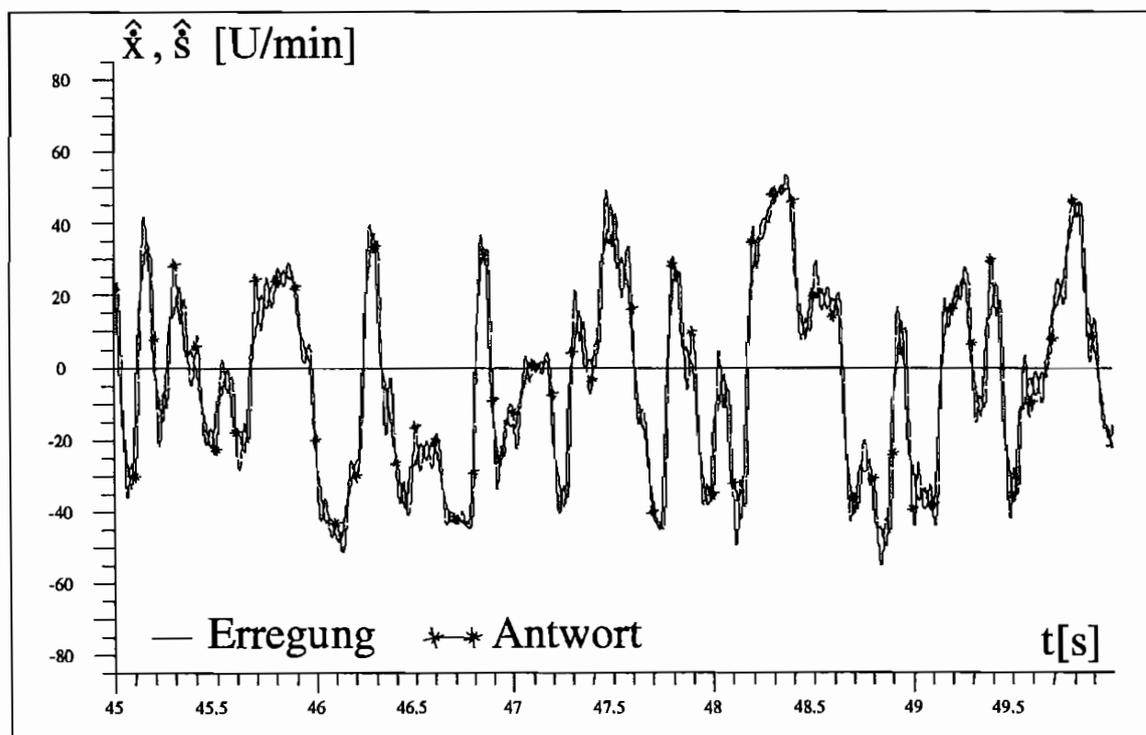


Abb. 7.12: Zeitverlauf der Erregung \hat{s} und der Antwort \hat{x} über der Zeit bei stochastischer Erregung mit fünfwertigem Rauschsignal und maximaler Dämpfung ($E_4 = 4.0\text{kV/mm}_{\text{DC}}$) des Ein-Massen-Schwingers

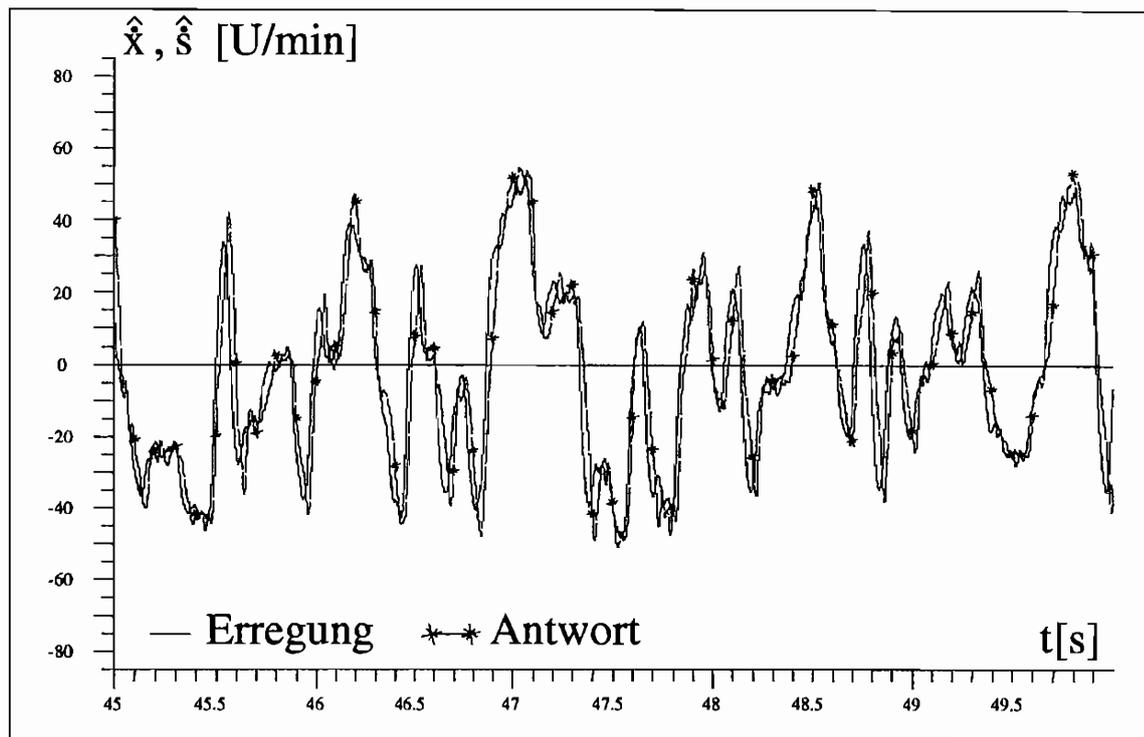


Abb. 7.13: Zeitverlauf der Erregung \hat{s} und der Antwort \hat{x} über der Zeit bei stochastischer Erregung mit fünfwertigem Rauschsignal und gesteuertem Dämpfer ($E_0 = 0.0\text{kV/mm}$ - $E_8 = 4.0\text{kV/mm}$)

7.3 Übertragungsverhalten des realen ER-Dämpfers

In Kap. 7.2.2 wurden die gemessenen Vergrößerungsfunktionen des realen Ein-Massen-Schwingers vorgestellt. Es wurde festgestellt, daß sich die reale Elektrorheologische Flüssigkeit und der reale ER-Dämpfer anders verhalten als in den Simulationsrechnungen angenommen. Es wurde vermutet und im Ansatz nachgewiesen, daß die Elastizität bedingt durch die Überstrukturen eine entscheidende Rolle spielt. Neben einer Abhängigkeit vom relativen Dämpferschwingweg $\hat{\varphi} = \hat{x} - \hat{s}$ war auch eine Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke E sowie der elektrischen Erregungsfrequenz f_e feststellbar.

Zur Klärung dieses in diesem Ausmaß nicht erwarteten Dämpferverhaltens wurde der mit Elektrorheologischen Fluiden befüllte Dämpfer ohne elektrische Erregung und bei unterschiedlichen elektrischen Erregungen bei zwei unterschiedlichen Versuchsarten auf der Universalprüfmaschine getestet. Neben der zur Erfassung der Elastizität wichtigen oszillierenden Strömung wurden auch Messungen bei stationärer kontinuierlicher Strömung zur Überprüfung der Güte des aus Bilanzgleichungen ermittelten Modells (vgl. 6.2.5) durchgeführt.

Das Übertragungsverhalten wurde bei elektrischen Feldstärken von $E_7 = 3.5\text{kV/mm}$ und $E_8 = 4.0\text{kV/mm}$ mit Gleichspannungserregung (DC) und Wechsellspannungserregung (AC) mit sinus- und rechteckförmiger Erregung bei elektrischen Frequenzen von $f_e = 10, 21, 35, 57$ Hz erfaßt. In der Regel betrug die mittlere Fluidtemperatur $\vartheta = 40^\circ\text{C}$.

7.3.1 Messungen bei stationärer kontinuierlicher Strömung

Einführung

Von stationärer kontinuierlicher Strömung wird gesprochen, wenn ein voll ausgebildetes Strömungsprofil vorliegt. Bei Newtonschen Fluiden ergibt sich in Druckströmungen (vgl. Abb. B.4) ein parabelförmiges Geschwindigkeitsprofil. Zur Ausbildung einer stationären Strömung wird Zeit benötigt. In Scherströmungen kann davon ausgegangen werden, daß bei gleichbleibender Geschwindigkeit nach einem Verschiebungsweg in Größe des 2- bis 3-fachen Plattenabstandes ein ausgebildetes stationäres Strömungsprofil vorliegt.

In stationärer kontinuierlicher Strömung machen sich primär die Fließeigenschaften, das heißt die Fluidviskositäten bemerkbar. Für den ER-Dämpfer bedeutet dies, daß somit nur das geschwindigkeitsabhängige Moment, wie auch theoretisch modelliert (vgl. Kap. 6.2.5), erfaßt werden kann.

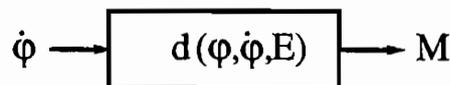


Abb. 7.14: Ein- und Ausgangsgrößen-Beziehung bei stationärer kontinuierlicher Strömung

Meßablauf

Zur Untersuchung des ER-Dämpfers bei verschiedenen konstanten Winkelgeschwindigkeiten $20^{\circ}/s < \dot{\varphi} < 880^{\circ}/s$ wurden auf der Universalprüfmaschine (Verdrehwinkel $\varphi_{\max} = 50^{\circ}$) dreiecksförmige Erregungen mit mechanischen Erregungsfrequenzen $0.1\text{Hz} < f_m < 5.7\text{Hz}$ bei Amplituden von $\varphi_{\max} = 45^{\circ}$ gefahren. Nach Abklingen der Störungen an den Umkehrpunkten liegen stationäre Strömungen vor.

Auswertungsverfahren und -schritte

Zur Auswertung der Messungen am Dämpfer bei stationärer kontinuierlicher Strömung, das heißt zur Transformation der Meßsignale für diskrete Geschwindigkeitspunkte j (mit $j = 1, \dots, J$) vom Zeitbereich in eine Art „Geschwindigkeitsbereich“, wurde nach dem Ablaufschema (Abb. 7.15) vorgegangen.

Wie im Schema beispielhaft für die Ermittlung eines Punktes j der Winkelgeschwindigkeits-Momenten-Kurve angegeben, wird aus dem Winkel-Zeitverlauf durch Bildung des zentralen Differenzenquotienten [43] die Ableitung nach der Zeit berechnet:

$$\left(\frac{d\varphi}{dt}\right)_i = \frac{\varphi_{i+1} - \varphi_{i-1}}{2\Delta t} \quad (7.10)$$

Bei idealer Dreieckserregung ist die Winkelgeschwindigkeit $\dot{\varphi}$ zwischen den Extrema konstant und betragsgleich. Die Momente M sind bei kontinuierlicher Strömung nur von der Winkelgeschwindigkeit $\dot{\varphi}$ abhängig ($M \sim \dot{\varphi}$). Bei konstanten Winkelgeschwindigkeitsverläufen ($\dot{\varphi} =$

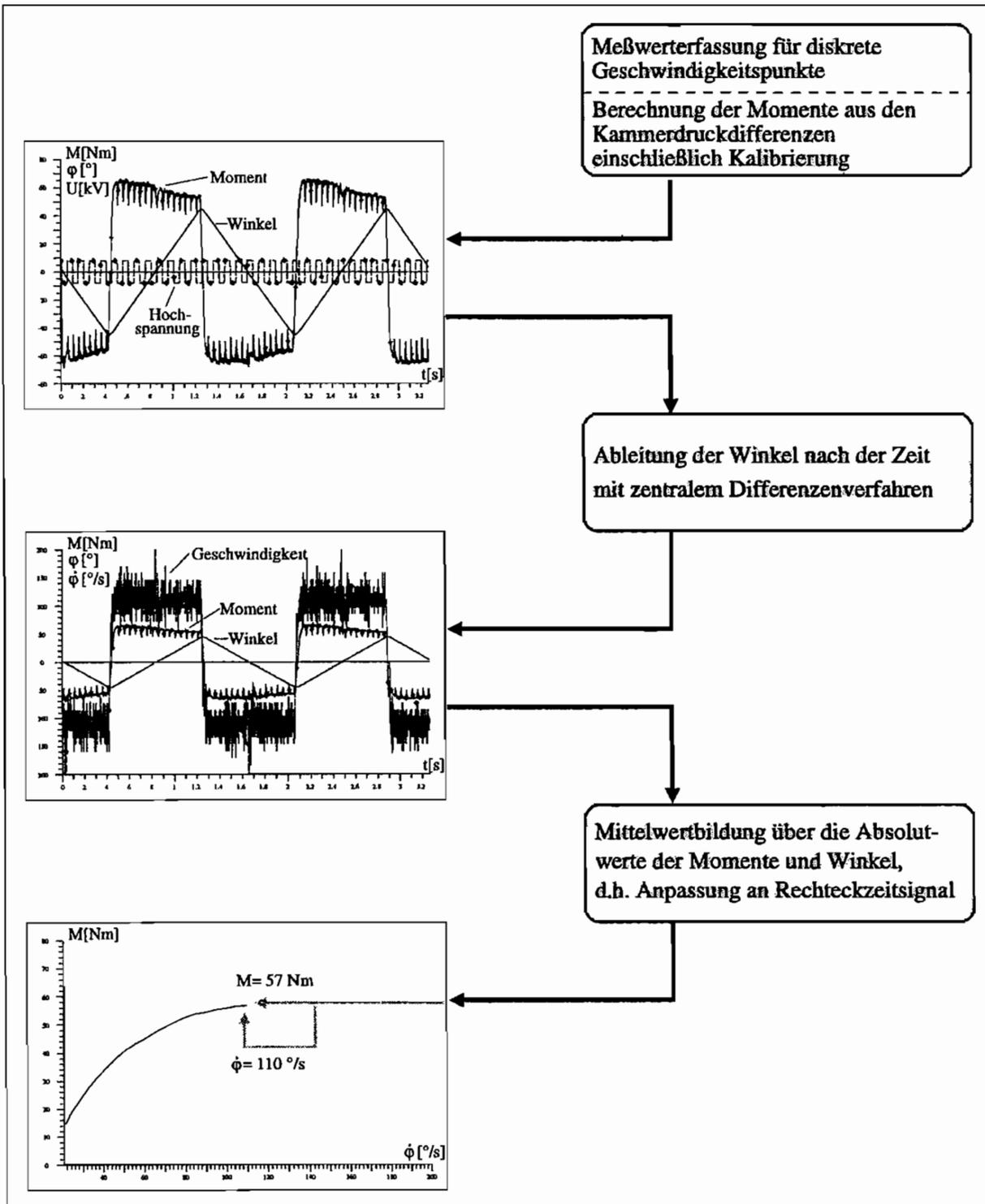


Abb. 7.15: Ablaufschema zur Auswertung der Messungen mit abschnittsweise kontinuierlicher Strömung (Geschwindigkeitssweep) für einen diskreten Geschwindigkeitspunkt j

konst.) ergeben sich somit auch konstante betragsgleiche Momentenverläufe ($M = \text{konst.}$). Die zur Auswertung benötigte Anpassung der realen Zeitläufe an die idealen Verläufe wurde durch eine einfache betragmäßige Mittelwertbildung über die i Meßpunkte (mit $i = 1, \dots, I$) erreicht:

$$M_j = \frac{1}{I} \sum_{i=1}^I |M_i| \quad (7.11)$$

$$\dot{\varphi}_j = \frac{1}{I} \sum_{i=1}^I |\dot{\varphi}_i| \quad (7.12)$$

Durch die Mittelwertbildung wird auch das bei numerischem Differenzieren der Winkelzeitverläufe auftretende Rauschen, hervorgerufen zum Beispiel durch Meßstörungen, ausgefiltert. Auf eine Glättung der Geschwindigkeitsverläufe beispielsweise durch eine Polynomschätzung über mehrere Zeitpunkte, wie näher in [16], Seite 90ff ausgeführt, kann verzichtet werden.

Die Momentenmeßwelle der Versuchsmaschine ist auf ein maximales Torsionsmoment von $\pm 1000 \text{ Nm}$ ausgelegt. In den Versuchen wurde ein maximales Moment von 100 Nm gemessen. In der Regel waren die vom Dämpfer übertragenen Momente deutlich kleiner und auch stark verrauscht. Die Momente wurden deshalb nicht direkt über die Momentenmeßwelle der Universalprüfmaschine, sondern indirekt über zwei Drucksensoren erfaßt. Im Zeitbereich kann nach Ermittlung des Differenzdrucks $\Delta p_{ges} = p_{b1} - p_{b2}$ und Kalibrierung über Formel 6.14 das Dämpfermoment M aus den Kammerdrücken p_{b1} und p_{b2} berechnet werden.

7.3.2 Ergebnisse bei stationärer kontinuierlicher Strömung

Zeitbereich

Die im Zeitbereich wesentlichen Punkte sollen anhand des oberen und mittleren Diagramms in Abb. 7.15, ermittelt am ER-Dämpfer bei einer rechteckförmigen elektrischen Erregung von $f_e = 10 \text{ Hz}$, $E_8 = 4 \text{ kV/mm}_{R,10\text{Hz}}$, diskutiert werden.

Der Zeitverlauf des Moments über den einzelnen Bereichen zwischen den Extrema ist nicht konstant. Neben einem Momentenabfall mit der Zeit sind spitzenförmige Momenteinbrüche zu beobachten. Die spitzenförmigen Einbrüche werden durch die rechteckförmige elektrische Ansteuerung des ER-Dämpfers verursacht. Wie im Diagramm zu erkennen, fallen die Spitzen der Momenteinbrüche mit den Nulldurchgängen der elektrischen Erregung zusammen. Der Momentenunterschied zwischen den Extremas der Winkelgeschwindigkeiten resultieren einerseits aus den Effekten bei Strömungsrichtungsumkehr und andererseits aus einer Abschwächung des ER-Effekts in kontinuierlicher Strömung.

„Geschwindigkeitsbereich“

Das Verhalten des ER-Dämpfers bei den unterschiedlichen elektrischen Feldstärken $E_0 = 0 \text{ kV/mm}$, $E_7 = 3,5 \text{ kV/mm}$ und $E_8 = 4 \text{ kV/mm}$ ist bei einer rechteckförmigen, elektrischen

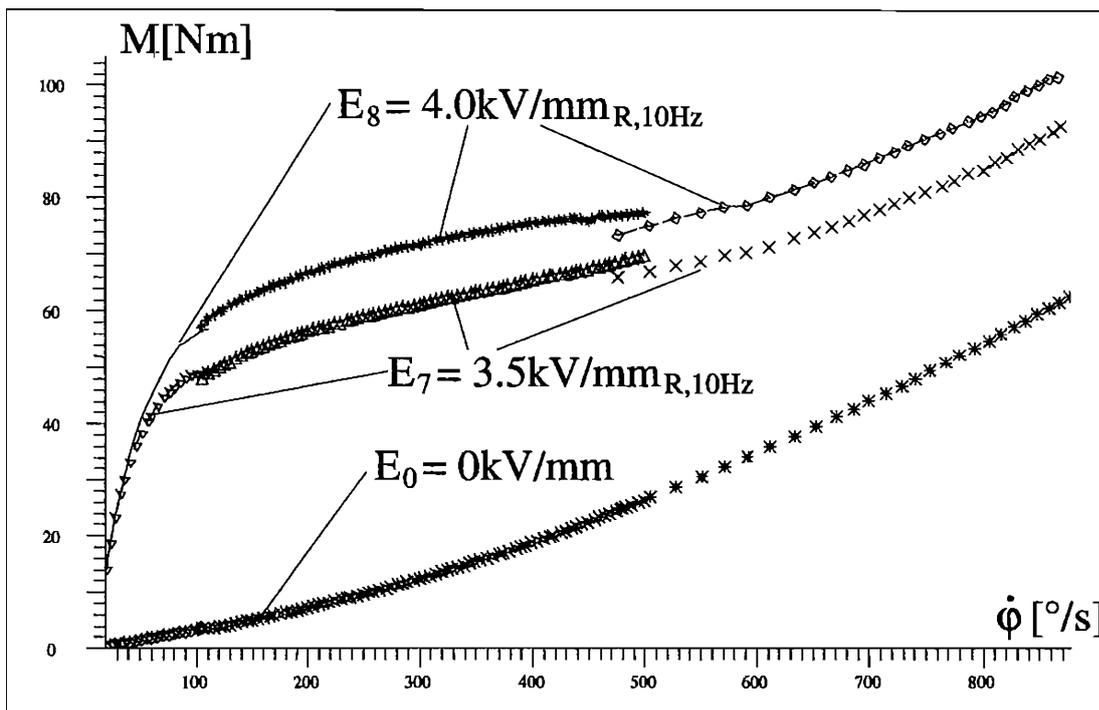


Abb. 7.16: Gemessene Moment-Winkelgeschwindigkeits-Kurven bei kontinuierlicher stationärer Strömung

Erregungsfrequenz von $f_e = 10\text{Hz}$ in Abb. 7.16 zusammengefaßt. Die Kurven entsprechen dem in den aus den Bilanzgleichungen ermittelten Verlauf qualitativ (vgl. Kap. 6.2.5).

Ohne elektrische Erregung steigt das Dämpfermoment quadratisch mit der Winkelgeschwindigkeit $\dot{\phi}$ an. Mit elektrischer Erregung ergibt sich, wie bereits mit dem Modell aus Bilanzgleichungen (vgl. Kap. 6.2.5) erkennbar, bei höheren Winkelgeschwindigkeiten ebenfalls ein quadratischer Anstieg. Die Unstetigkeitsstellen in den Verläufen werden durch Temperaturunterschiede zwischen den einzelnen Meßreihen hervorgerufen.

Wegen der Leckströme über die seitlichen elektrisch nicht ansteuerbaren Bypässe sinkt bei kleinen Winkelgeschwindigkeiten das Moment M auf Null ab. Der deckungsgleiche, E -feldunabhängige Momentverlauf bis ca. $\dot{\phi} = 40^\circ/\text{s}$ zeigt an, daß die fließgrenzenabhängige Grenzdruckdifferenz $\Delta p_0 = f(\tau_0)$ nicht überschritten wird und die Kanäle $k = 1$, $k = 3$ elektrisch verschlossen sind (vgl. Kap. 6.2.5, zweiter Fall).

Der scharfe Momentenknicke bei elektrischer Erregung, wenn in den ER-Strömungskanälen die Grenzdruckdifferenz Δp_0 überschritten wird, ist allerdings, wegen der im Vergleich zum Simulationsansatz unterschiedlichen Spaltgeometrie, nicht vorhanden. Durch die Abrundung der Kolbenecken mit $R_3 = 3\text{mm}$ (vgl. Abb. 7.17) verringert sich die Feldstärke durch die Vergrößerung des Potentialflächenabstandes in den Ecken. Die Grenzscherubspannung τ_0 ist deshalb in der Ecke eine Funktion des Ortes. Mit zunehmender Kolbengeschwindigkeit $\dot{\phi}$ vergrößert sich der Strömungskanalquerschnitt nicht schlagartig, sondern kontinuierlich.

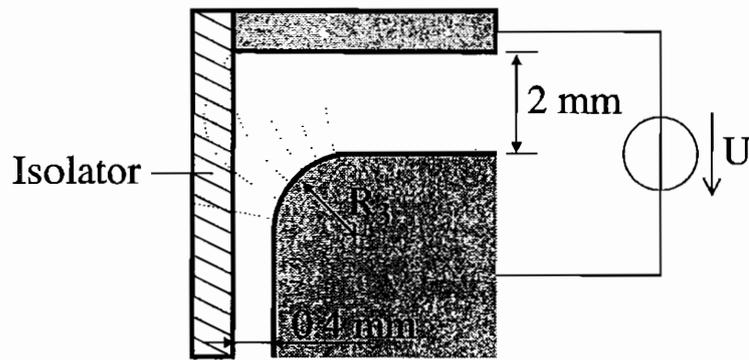


Abb. 7.17: Detailvergrößerung der seitlichen Begrenzung des Kolbens mit Näherung der Feldlinien

Identifikationsansätze für den realen ER-Dämpfer

Ausgehend von den theoretisch bereits erläuterten (vgl. Kap. 6.2.5) quadratischen Beziehungen zwischen dem Druckabfall Δp_{ges} und dem Volumenstrom \dot{V}_{ges} , des direkt proportionalen Zusammenhangs $M \sim \Delta p_{ges}$ (vgl. Formel 6.14) aus dem Kräftegleichgewicht am Kolben sowie der linearen Abhängigkeit $\dot{V}_{ges} \sim \dot{\varphi}$ (vgl. Formel 6.13) aus der Kontinuitätsgleichung für die Kolbenbewegung kann ein Moment-Winkelgeschwindigkeitsmodell $M = f(\dot{\varphi})$ für die J diskreten Stützstellen geschätzt werden nach:

$$M(j) = a_0 + a_1 \dot{\varphi}(j) + a_2 \dot{\varphi}^2(j) \quad (7.13)$$

Dieser einfache Black-Box-Modellansatz für den ER-Dämpfer ist wegen des Bypaßeinflusses allerdings nicht allgemein anwendbar. Seine Anwendung ist bei Anliegen eines elektrischen Feldes an den Kanälen $k = 1$ und $k = 3$ nur bei höheren Kolbengeschwindigkeiten $\dot{\varphi}$ möglich. Liegt keine elektrische Spannung am Dämpfer an, kann der Ansatz für den gesamten Kolbengeschwindigkeitsbereich verwendet werden.

Zur Parameterschätzung kommt die Fehlerquadratmethode (Least-Square-Methode) zur Anwendung (vgl. Anhang E.1).

In Abbildung 7.18 sind die ermittelten Koeffizienten a_0 , a_1 und a_2 für Formel 7.13 bei Parameteranpassung (Identifikation) an den Momentenverlauf **ohne elektrische Erregung** im gesamten Winkelgeschwindigkeitsbereich $20^\circ/s < \dot{\varphi} < 880^\circ/s$, mit dem Vergleich des gemessenen zum identifizierten und simulierten Momentenverlauf dargestellt.

Die Koeffizientenermittlung und der Vergleich zwischen Messung und Simulation **mit elektrischer Erregung** wird exemplarisch bei einer rechteckförmigen elektrischen Erregung ($E_3 = 4\text{kV/mm}$, $f_e = 10\text{Hz}$) vorgestellt (vgl. Abb. 7.19).

Ausgehend vom Modell nach Formel 7.13 können damit nur Momentenverläufe ohne deutlichen Bypaßeinfluß mit quadratischem Momentanstieg geschätzt werden. Ein geringer Bypaßeinfluß ist theoretisch (vgl. Abb. 6.16 und 6.17) nach Überschreitung der Fließgrenze τ_0 in den elektrisch aktiven Kanälen bereits bei niedrigen Winkelgeschwindigkeiten $\dot{\varphi} \approx 40^\circ/s$ gegeben. Wegen der erläuterten Geometrieabweichungen zwischen dem Strömungsmodell (Kap.

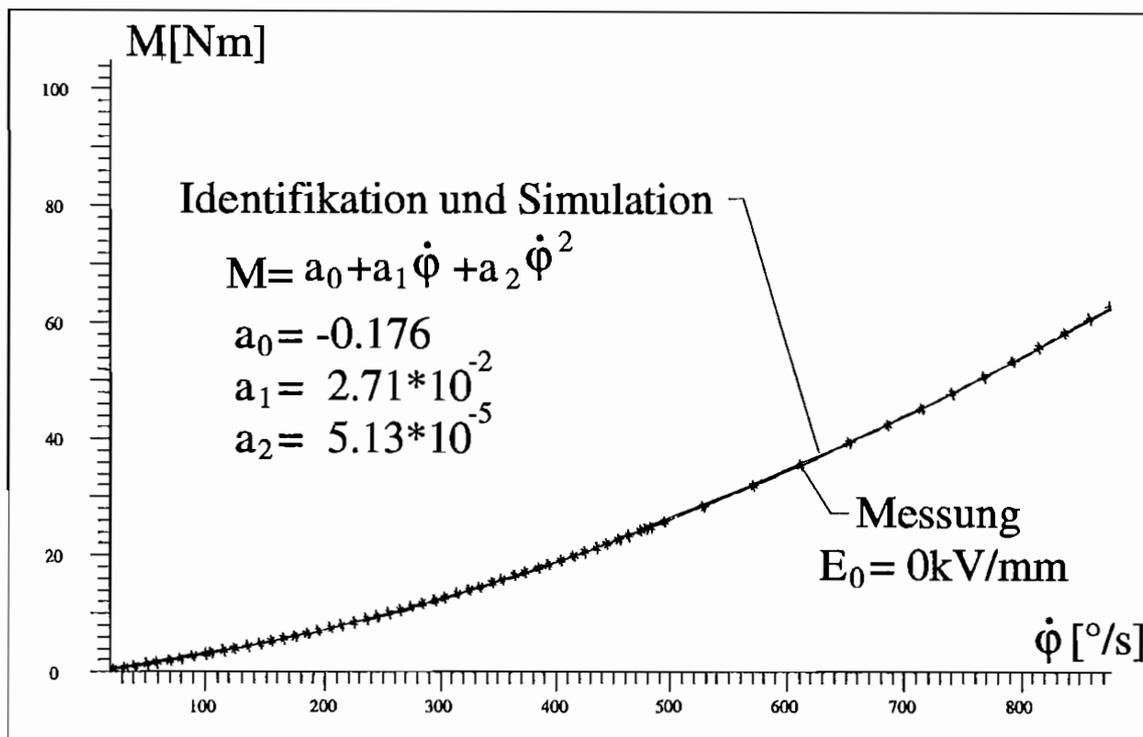


Abb. 7.18: Vergleich zwischen dem gemessenen und dem identifizierten, simulierten Momentverlauf bei $E_0 = 0 \text{ kV/mm}$

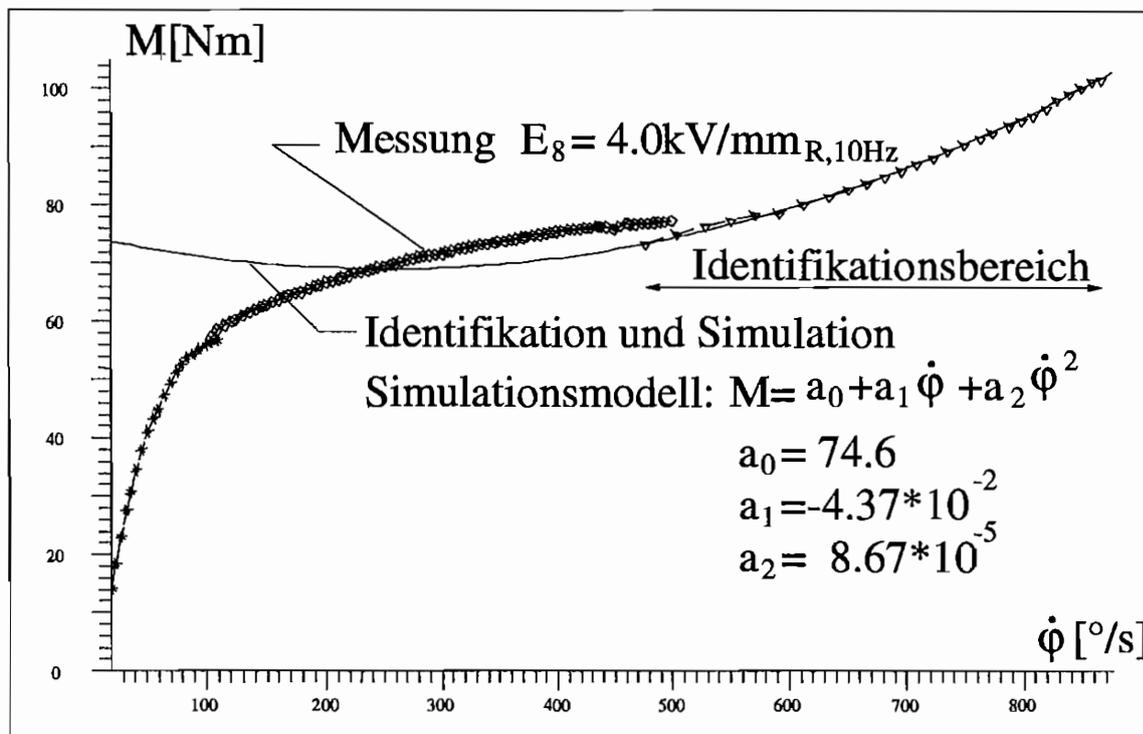


Abb. 7.19: Vergleich zwischen dem gemessenen und dem identifizierten, simulierten Momentverlauf bei $E_8 = 4 \text{ kV/mm}$ und einer rechteckförmigen elektrischen Erregung mit $f_e = 10 \text{ Hz}$

6.2.5) und dem ausgeführten Dämpfer gibt es den in Abb. 6.16 ermittelten scharfen Knick im realen ER-Dämpfer nicht. Von einer quadratischen Abhängigkeit zwischen dem Moment und der Winkelgeschwindigkeit $\dot{\varphi}$ kann deshalb erst ab einer Winkelgeschwindigkeit von $\dot{\varphi} > 480^\circ/\text{s}$ ausgegangen werden.

Der im Black-Box-Modell feststellbare Momentenabfall wird durch den Abfall der Schubspannung τ mit zunehmender Schergeschwindigkeit $\dot{\gamma}$ hervorgerufen, welche sich mit der Winkelgeschwindigkeit $\dot{\varphi}$ ändert. Dies wird auch durch das Rheogramm des Herstellers (vgl. Abb. 5.1) bei einer Feldstärke von $E_8 = 4\text{kV/mm}$ bestätigt.

Schätzung der Werkstoffparameter und der Widerstandszahl

Werden die Bypaßeinflüsse nicht berücksichtigt, können durch einen einfachen Koeffizientenvergleich zwischen dem Black-Box-Modell nach Formel 7.13 und der Momenten-Winkelgeschwindigkeitsbeziehung aus dem Strömungsmodell (vgl. Kap. 6.2.5) die Werkstoffparameter der ER-Flüssigkeit und die Gesamtwiderstandszahl ξ_g für den ER-Dämpfer bestimmt werden.

Ohne elektrische Erregung ergibt sich aus Formel 6.4 und 6.5 das nachfolgende Strömungsmodell:

$$\Delta p_{ges} = 12 \frac{\eta L}{B_s H_a^3} \frac{\dot{V}_{ges}}{2} + \frac{1}{2} \xi_g \rho \left[\frac{\dot{V}_{ges}}{2 B_s H_a} \right]^2 \quad (7.14)$$

Zusammen mit der Kontinuitätsgleichung nach Formel 6.13

$$\dot{V}_{ges} = \frac{1}{2} B_k (R_i^2 - r_i^2) \dot{\varphi} = \dot{V}_{\dot{\varphi}} \dot{\varphi} \quad (7.15)$$

$$\text{mit : } \dot{V}_{\dot{\varphi}} = \frac{1}{2} B_k (R_i^2 - r_i^2) \quad (7.16)$$

und der Gleichgewichtsbedingung nach Formel 6.14

$$M = \frac{1}{2} B_s (R_a^2 - r_a^2) \Delta p_{ges} = M_p \Delta p_{ges} \quad (7.17)$$

$$\text{mit : } M_p = \frac{1}{2} B_s (R_a^2 - r_a^2) \quad (7.18)$$

erhält man für die Moment-Winkelgeschwindigkeits-Beziehung aus dem Strömungsmodell nachfolgende Formel:

$$M = M_p \frac{6\eta L}{B_s H_a^3} \dot{V}_{\dot{\varphi}} \dot{\varphi} + M_p \frac{\xi_g \rho}{8 B_s^2 H_a^2} \dot{V}_{\dot{\varphi}}^2 \dot{\varphi}^2 \quad (7.19)$$

Dieser gegenüber steht die Formel 7.13:

$$M = a_0 + a_1 \dot{\varphi} + a_2 \dot{\varphi}^2 \quad (7.20)$$

Aus dem Koeffizientenvergleich folgt somit die Viskosität η und die Gesamtwiderstandszahl ξ_g :

$$\eta = \frac{a_1 B_s H_a^3}{6L} \frac{1}{M_p \dot{V}_\varphi} \quad (7.21)$$

$$\xi_g = \frac{a_2 8B_s^2 H_a^2}{\rho} \frac{1}{M_p \dot{V}_\varphi^2} \quad (7.22)$$

Mit den Koeffizienten a_1 und a_2 aus Abb. 7.18 ergibt sich für die ERF Bayer Rheobay VI AI 3565 ohne elektrische Erregung

die Viskosität zu: $\eta = 46 \text{ mPas}$

die Gesamtwiderstandszahl zu: $\xi_g = 1.62$

Diese stimmen mit den Herstellerangaben überein (vgl. 6.2.5), zumal für die Viskosität vom Hersteller eine Toleranz von $\pm 50\%$ angegeben wird.

Der Koeffizient a_0 des Black-Box-Modells gibt das Moment ohne Schergeschwindigkeit $\dot{\varphi}$ an. Dieses Moment sollte theoretisch Null sein und ist hier auch mit $M = -0,176 \text{ Nm}$ auch praktisch zu vernachlässigen.

Bei elektrischer Erregung kann im Prinzip ähnlich vorgegangen werden wie ohne elektrische Erregung. Statt dem Newtonschen Strömungsmodell nach Formel 7.14 ist die Druck-Volumenstrom-Beziehung nach Formel 6.10 zu verwenden, wobei der St.-Vernant Körper ($\tau = \tau_0 = \text{konst.}$) durch den Bingham Körper ($\tau = \tau_0 + \eta_{pl} \dot{\gamma}$) zu ersetzen ist. Für $\dot{\gamma}$ gilt nach Formel B.28 $\dot{\gamma}_R = 6\dot{V}/(B_s H_a^2)$ (vgl. Anhang B.4).

Aus dem Strömungsmodell erhält man nachfolgende Moment-Winkelgeschwindigkeits-Beziehung bei elektrisch erregter ERF:

$$M = M_p \frac{2L}{H_a} \tau_0 + M_p \frac{6\eta_{pl} L}{B_s H_a^3} \dot{V}_\varphi \dot{\varphi} + M_p \frac{\xi_g \rho}{8B_s^2 H_a^2} \dot{V}_\varphi^2 \dot{\varphi}^2 \quad (7.23)$$

Diese erlaubt nach dem Koeffizientenvergleich mit der Black-Box-Ansatzfunktion 7.20 die genäherte Berechnung der Fließgrenze τ_0 der plastischen Viskosität η_{pl} (vgl. Kap. 2.4.2) und der Gesamtwiderstandszahl ξ_g :

$$\tau_0 = \frac{a_0 H_a}{2L} \frac{1}{M_p} \quad (7.24)$$

$$\eta_{pl} = \frac{a_1 B_s H_a^3}{6L} \frac{1}{M_p \dot{V}_\varphi} \quad (7.25)$$

$$\xi_g = \frac{a_2 8B_s^2 H_a^2}{\rho} \frac{1}{M_p \dot{V}_\varphi^2} \quad (7.26)$$

Die Berechnung kann nur genähert erfolgen, weil in das Bingham'sche Werkstoffgesetz ($\tau = \tau_0 + \eta_{pl} \dot{\gamma}_R$) nicht die tatsächliche Randschergeschwindigkeit des pfropfenförmigen Bingham'schen Strömungsprofils (vgl. Abb. B.3), sondern nur die aus einem parabelförmigen Newton'schen Strömungsprofil (vgl. Abb. B.4) ermittelte Randschergeschwindigkeit eingesetzt wird (vgl. Anhang B.4, Formel B.28).

Für die beiden Momentenkurven bei elektrischer rechteckförmiger Erregung mit $f_e = 10\text{Hz}$ (vgl. Abb. 7.16 und Abb. 7.19) ergeben sich mit $E_7 = 3.5\text{kV/mm}$ und $E_8 = 4.0\text{kV/mm}$ die in Tabelle 7.2 zusammengestellten Materialkennwerte

		$E_7 = 3.5\text{kV/mm}$	$E_7 = 4.0\text{kV/mm}$
Fließgrenze	τ_0	5841Pa	5774Pa
plastische Viskosität	η_{pl}	-115mPas	-74mPas
Gesamtwiderstandszahl	ξ_g	3.21	2.75

Tab. 7.2: Geschätzte Materialkennwerte bei unterschiedlichen Feldstärken

Diese Materialkennwerte, ermittelt am ER-Dämpfer, entsprechen qualitativ den Herstellerangaben. Wegen der verschiedenen Vereinfachungen im Strömungsmodell (die Berechnung erfolgt unter anderem ohne Bypass) sind quantitative Aussagen und Rückschlüsse auf die Werkstoffparameter allerdings nur eingeschränkt möglich.

7.3.3 Messungen bei oszillierender Strömung und erweitertes Dämpfermodell

Einführung

Im Gegensatz zu kontinuierlichen Strömungen kommt es bei oszillierenden Strömungen zu einer periodischen Strömungsrichtungsumkehr und zu zeitlich mit der Erregungsperiode veränderlichen Strömungsprofilen. Nach Abklingen der Anfangsstörungen bilden sich eingeschwungene Zustände aus.

Neben den reinen Viskositätseigenschaften d , wie bei stationären kontinuierlichen Strömungen, können mit Untersuchungen oszillierender Strömungen auch die Fluidelastizitäten c sowie die Fluidträgheiten m erfaßt werden. Es gelingt somit, ein vollständiges Beschreibungsmodell des Fluides zu erfassen. Wird, wie hier vorliegend, eine Strömungsmaschine untersucht, erhält man ein vollständiges Beschreibungsmodell der Maschinenkomponente.

Modellierung mit einem erweiterten Dämpfermodell

Zur Modellierung der bei oszillierender Strömung zusätzlich auftretenden Effekte ist das bisherige hydraulische Ersatzschaltbild (Abb. 6.15) zu erweitern. Dieses beinhaltet nur die Scheinviskosität η_s des ER-Fluids mit und ohne elektrischem Feld. Das im weiteren vorgestellte Modell bildet neben den plastischen Eigenschaften insbesondere die elastischen Eigenschaften ab, welche in den Versuchen am Ein-Massen-Schwinger als besonders bedeutend erkannt wurden.

Das erweiterte Modell basiert auf dem Bingham'schen Werkstoffmodell und den Analogiebeziehungen zwischen den Starrkörpersystemen der Festkörpermechanik und den hydraulischen Systemen der Fluidmechanik.

Das Bingham'sche Modell gibt in seiner üblichen Darstellungsweise die Kraft-Weg-Beziehungen (beziehungsweise die Schubspannungs-Scherwinkel-Beziehungen) der Elektrorheologischen Fluide wieder. Für hydraulische Systeme können damit auch Druck-Volumenverschiebungs-Beziehungen durch einzelne Strömungsspalte modelliert werden.

Die zusammengehörigen Analogiegrößen im Starrkörpersystem und hydraulischen System sind die Kräfte F (am Starrkörpersystem) und die Druckabfälle Δp (am hydraulischen System) sowie die Verschiebungen Δs und die Volumenverschiebungen ΔV durch die Strömungsspalte. Der Parallelschaltung mehrerer Kanäle im hydraulischen System entspricht im Starrkörpersystem die Reihenschaltung der Grundelemente. Wirken auf alle in Reihe geschalteten Elemente in Starrkörpersystemen die gleichen Kräfte, so fällt an allen parallelgeschalteten Strömungskanälen in hydraulischen Systemen der gleiche Druck Δp ab. Der Gesamtverschiebungsweg Δs_{ges} im Starrkörpersystem setzt sich aus der Summe der Einzelverschiebungen zusammen. Die gesamte verschobene Fluidmenge über mehrere parallele Strömungskanäle ΔV_{ges} ergibt sich aus der Summe der je Kanal verschobenen Fluidmengen.

In Kap. 6.2.5 wurde zur Entwicklung des einfachen Modells ohne Elastizität eine Aufteilung des Gesamtströmungsquerschnitts zwischen den beiden Kammern des ER-Dämpfers in vier paarweise identische Strömungskanäle vorgenommen. Wegen der paarweisen Gleichheit der Strömungskanäle reichte zur Modellierung des Gesamtsystems die Betrachtung von jeweils zwei unterschiedlichen Kanälen, durch welche der halbe Gesamtvolumenstrom ausgetauscht wird, aus (vgl. Abb. 6.15).

Bei der Entwicklung des erweiterten Modells kann ähnlich vorgegangen werden. Es genügt die Berücksichtigung von nur zwei Kanälen, durch welche die halbe Volumenmenge $\Delta V_{ges}/2$ verschoben wird. Ohne Berücksichtigung der Fluidträgheiten erhält man das in Abb. 7.20 dargestellte erweiterte hydraulische Dämpfermodell.

Der obere Teil des Modells mit Feder und der Parallelschaltung von St.-Venant-Körper und viskosem Element repräsentiert dabei die elektrisch ansteuerbaren Spalte ($\Delta V_{1-3}/2$). Der untere Teil, bestehend nur aus einem viskosen Element, modelliert die elektrisch nicht steuerbaren Bypässe ($\Delta V_{2-4}/2$). Die Druckdifferenzen zwischen beiden Kammern, hier als Druckkräfte dargestellt, sind über beide Strömungskanäle identisch. Das proportional zum Kolbenwinkel φ zwischen den Dämpferkammern zu verschiebende Volumen ΔV_{ges} verteilt sich additiv auf die Strömungskanäle ($\Delta V_{ges} = \Delta V_{1-3} + \Delta V_{2-4}$).

Im obigen erweiterten Dämpfermodell werden im Gegensatz zum einfachen Dämpfermodell (Kap. 6.2.5, Abb. 6.15) nicht die Volumenströme \dot{V} , sondern die zwischen beiden Kammern des Dämpfers verschobenen Fluidmengen ΔV verwendet. Die parallelgeschalteten Strömungskanäle werden deshalb als Reihen- und nicht, wie beim Modell ohne Elastizität, als Parallelschaltung abgebildet.

Mit diesem erweiterten hydraulischen Modell des ER-Dämpfers lassen sich nun nicht nur die Meßergebnisse bei stationärer kontinuierlicher Strömung, sondern auch die nachfolgenden Meßergebnisse bei oszillierender Strömung nachvollziehen. Dabei wird von einem trägheitsfreien Fluid ausgegangen ($\rho = 0$).

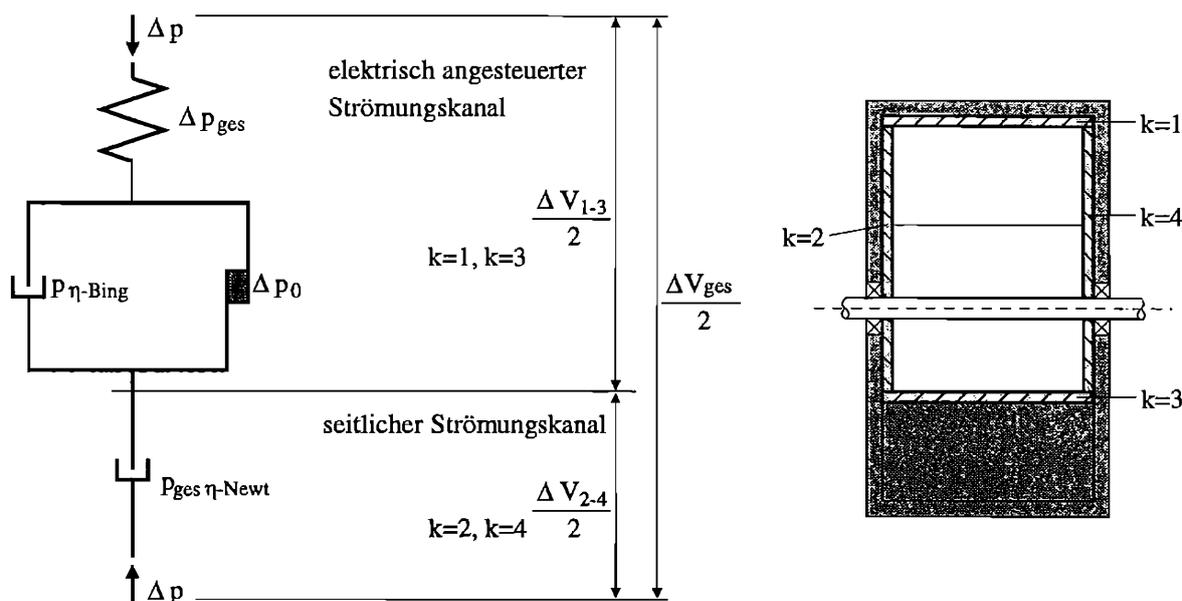


Abb. 7.20: Erweitertes hydraulisches Modell des realisierten ER-Dämpfers mit zwei paarweise gleichen Strömungskanälen bei elektrischer Ansteuerung der Kanäle $k=1$ und $k=3$

Meßablauf

Zur Erfassung des Übertragungsverhaltens des Dämpfers in oszillierender Strömung wurden verschiedenste Meßläufe auf der Universalprüfmaschine durchgeführt.

Neben den Dämpfungseigenschaften bei unterschiedlichen elektrischen Feldstärken E und unterschiedlichen mechanischen Erregungsfrequenzen f_m ist dabei insbesondere das Verhalten des Dämpfers bei unterschiedlichen mechanischen Erregungsamplituden φ von Interesse. Wie aus den Versuchen am Ein-Massen-Schwinger bereits bekannt (vgl. Kap. 7.2.2), bestimmt die Drehwinkelamplitude entscheidend das Übertragungsverhalten des ER-Dämpfers. In den Versuchen auf der Universalprüfmaschine wurde deshalb bei unterschiedlichen mechanischen Amplituden gemessen. In den einzelnen Meßläufen variierten sie im Bereich zwischen $\varphi = 2.5^\circ$ und $\varphi = 15.0^\circ$ bei einer Schrittweite von $\Delta\varphi = 2.5^\circ$.

Die Messungen auf der Universalprüfmaschine, wie auch auf dem Verspannungsprüfstand, wurden als Frequenzsweeps aufgezeichnet. Bei gleichbleibender elektrischer Erregung und gleichbleibender mechanischer Winkelamplitude gab die Universalprüfmaschine zeitlich versetzte monofrequente harmonische Winkelerregungen vor. Je Meßlauf wurde ein mechanischer Frequenzbereich zwischen $f_m = 1.0\text{Hz}$ und $f_m = 10.0\text{Hz}$ mit einer Schrittweite von $\Delta f_m = 0.1\text{Hz}$ bzw. 0.2Hz durchlaufen. Nach Abwarten einer Einschwingzeit wurden über jeweils 5 Perioden der Erregungswinkel φ , das Reaktionsmoment M des Dämpfers sowie die Kenndaten der elektrischen Erregung aufgezeichnet.

Auswertung

Wie aus dem vorhergehenden Abschnitt (vgl. Kap. 7.3.2) ersichtlich und bei der Modellierung aus Bilanzgleichungen beschrieben (vgl. Kap. 6.2.4), besitzt der ER-Dämpfer ein nichtlinea-

res Übertragungsverhalten. Die Ursachen hierfür liegen zum einen im Fließverhalten der ERF und zum anderen in der Dämpferkonstruktion begründet.

Eine Auswertung der Versuchsergebnisse im Frequenzbereich ist bei nichtlinearen Systemen nur eingeschränkt möglich. Das nichtlineare Übertragungsverhalten muß vor der Transformation im Arbeitspunkt linearisiert werden. Dies kann je nach Grad der Nichtlinearität zu erheblichen Fehlern führen.

Im nachfolgenden werden deshalb die Versuchsergebnisse bei oszillierender Strömung zunächst im Zeitbereich diskutiert. Wegen der großen Datenmengen ist die Erörterung des ER-Dämpfer-Übertragungsverhaltens nur für einzelne Messungen möglich.

Zur Veranschaulichung der drehwinkelabhängigen Elastizität und zur Erläuterung der prinzipiellen Zusammenhänge über größere Frequenz- und Geschwindigkeitsbereiche folgen abschließend noch einige Betrachtungen im Frequenzbereich. Die dabei herausgestellten Ergebnisse sind trotz der offensichtlichen Linearisierungsfehler gültig.

7.3.4 Versuchsergebnisse bei oszillierender Strömung im Zeitbereich

Erläuterung der Diagramminhalte

Zur Auswertung der Versuche im Zeitbereich werden nicht die Moment-Zeit- und Winkel-Zeit-Verläufe ($M = f(t)$ und $\varphi = f(t)$), sondern die Moment-Winkel-Verläufe ($M = f(\varphi)$) bei jeweils 5 gemessenen Perioden dargestellt. Die Ergebnisse sind exemplarisch für die Vielzahl der durchgeführten Messungen in den Abb. 7.21 und 7.22 aufgetragen. Weitere Moment-Winkel-Verläufe bei unterschiedlichen elektrischen Erregungen enthält der Anhang F.1.

Neben dem Dämpferverhalten ohne elektrische Erregung (Abb. 7.21) finden sich die Ergebnisse bei einer Gleichspannungserregung (DC) mit $E_7 = 3.5\text{kV/mm}_{\text{DC}}$ (Abb. 7.22) und mit $E_8 = 4.0\text{kV/mm}_{\text{DC}}$ (Anhang Abb. F.1) sowie bei rechteckförmigen Wechselspannungserregungen mit $f_e = 57\text{Hz}$ ($E_7 = 3.5\text{kV/mm}_{\text{R},57\text{Hz}}$, Anhang Abb. F.2 und $E_8 = 4.0\text{kV/mm}_{\text{R},57\text{Hz}}$, Anhang Abb. F.3).

Jede dieser Abbildungen enthält vier unterschiedliche Diagramme. Sie unterscheiden sich voneinander in der Amplitude der mechanischen Erregung $\hat{\varphi}$. Von oben nach unten und von rechts nach links sind die Moment-Winkel-Verläufe für Winkelamplituden von $\hat{\varphi} = 2.5^\circ$, $\hat{\varphi} = 5.0^\circ$, $\hat{\varphi} = 10^\circ$ und $\hat{\varphi} = 15^\circ$ abgebildet.

Jedes dieser einzelnen Diagramme enthält jeweils 4 Kurven bei unterschiedlichen mechanischen Erregungsfrequenzen f_m . Die Kurven bei einer mechanischen Frequenz von $f_m = 1.0\text{Hz}$ sind als durchgezogene Linie, von $f_m = 3.1\text{Hz}$ mit Sternen, von $f_m = 6.4\text{Hz}$ mit Rauten, von $f_m = 10\text{Hz}$ mit Dreiecken gekennzeichnet.

Ergebnisse ohne elektrische Erregung

Ohne elektrische Erregung (Abb. 7.21) ist das Übertragungsverhalten des ER-Dämpfers bei allen untersuchten Parametern ($\hat{\varphi}$, f_m) nahezu linear. Bei linearem idealen Dämpfer (mit

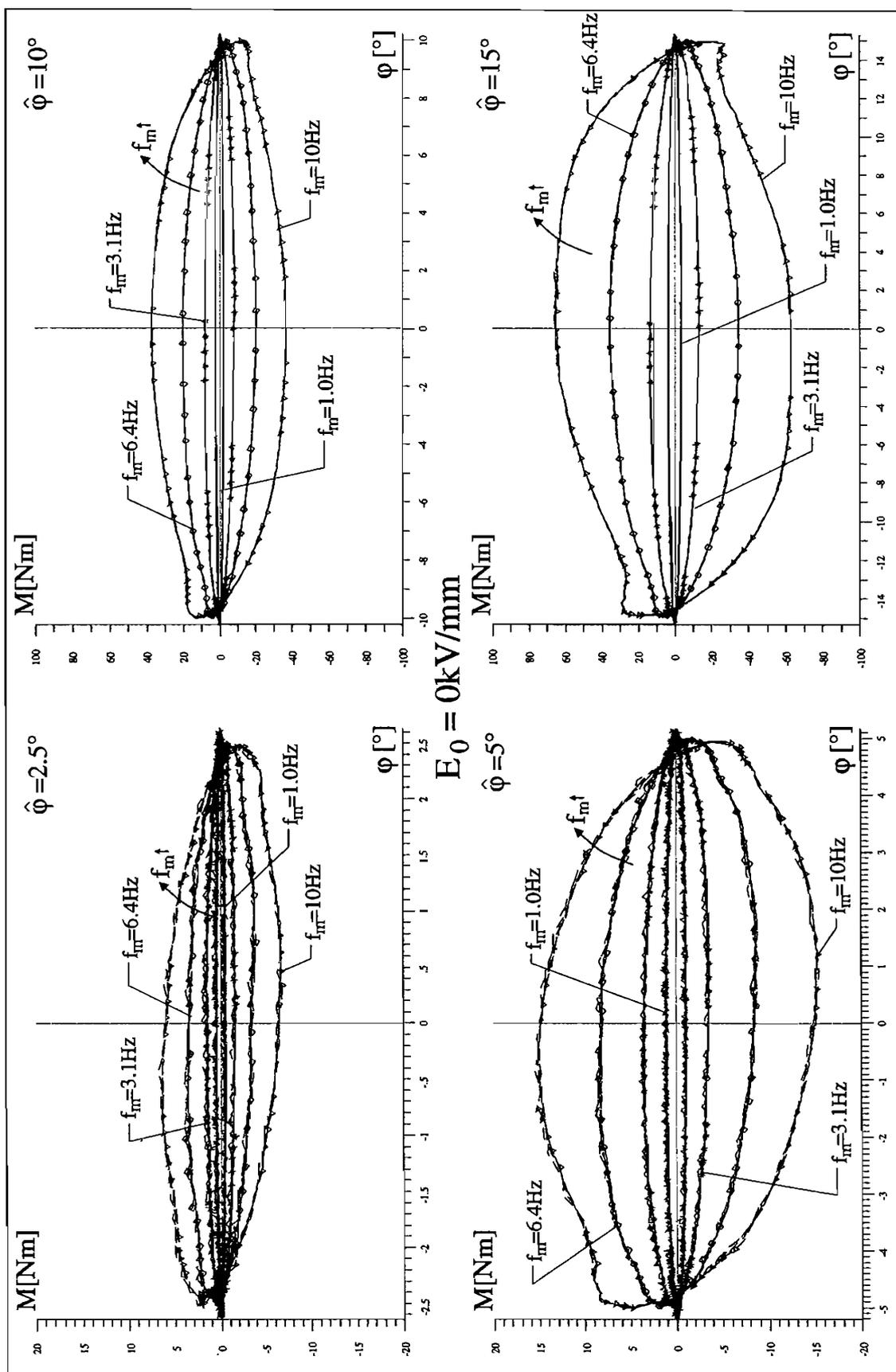


Abb. 7.21: Moment-Winkel-Kurven ohne elektrisches Feld ($E_0 = 0.0 \text{ kV/mm}$) über 5 Perioden bei harmonischer Erregung mit unterschiedlichen mechanischen Frequenzen f_m und unterschiedlichen Amplituden $\hat{\varphi}$

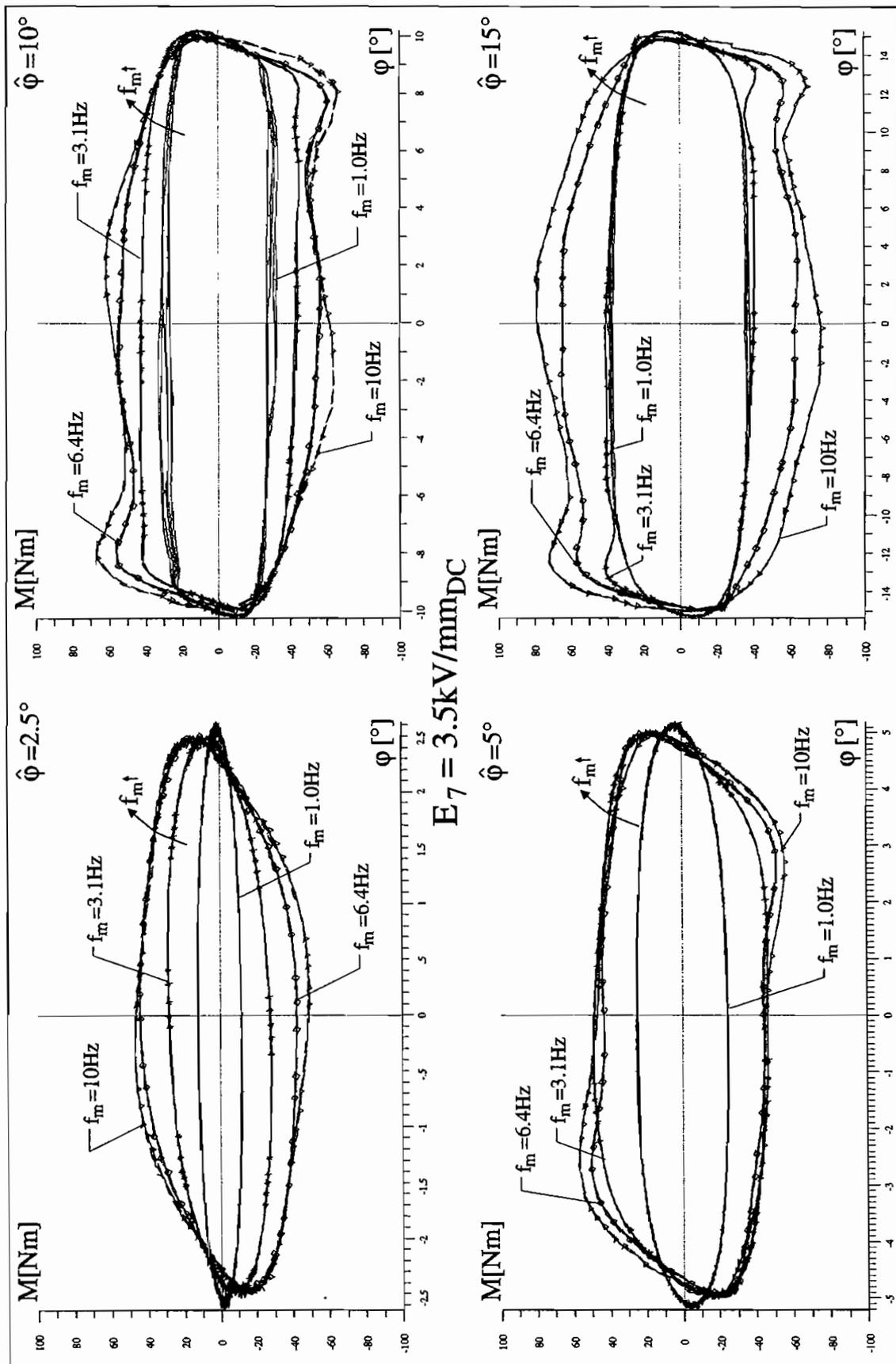


Abb. 7.22: Moment-Winkel-Kurven mit Gleichfeld ($E_7 = 3.5 \text{ kV/mm}_{\text{DC}}$) über 5 Perioden bei harmonischer Erregung mit unterschiedlichen mechanischen Frequenzen f_m und unterschiedlichen Amplituden $\hat{\varphi}$

Newtonschen Fluid) ergibt sich als Moment-Winkel-Kurve eine Ellipse, deren Achsen mit den Koordinatenachsen zusammenfallen. Die geringfügigen Abweichungen vom Kurvenverlauf eines idealen linearen Dämpfers werden durch die Fluidträgheit hervorgerufen. Sie führt zu einem positiven Dämpfermoment am negativen Umkehrpunkt des Winkels ($-\hat{\varphi}$) und zu einem positiven Dämpfermoment am positiven Umkehrpunkt des Winkels ($+\hat{\varphi}$). Die Trägheitskräfte zeichnen sich durch eine Phasendrehung von 180° aus. Zusätzliche elastische Einflüsse in idealen linearen Dämpfern verdrehen die Achsen der Ellipse im Koordinatensystem entgegen dem Uhrzeigersinn.

Ergebnisse mit elektrischer Erregung

Bei elektrischer Erregung der ERF ergeben sich je nach elektrischer Feldstärke und mechanischer Amplitude stark voneinander abweichende Moment-Winkel-Verläufe $M = f(\varphi)$.

Zunächst werden die **theoretischen Moment-Winkel-Verläufe** in Abhängigkeit vom Werkstoffmodell der ERF bei harmonischer Winkelerregung des ER-Dämpfers erörtert. Den Verläufen liegt die Annahme zugrunde, daß alle Kanäle des Dämpfers elektrisch steuerbar sind. Für den realen ER-Dämpfer bedeutet dies, daß kein Fluid durch die seitlichen Kanäle $k = 2$ und $k = 4$ fließt (vgl. Abb. 7.20).

Wird idealplastisches Werkstoffverhalten der ERF vorausgesetzt (St. Vernant-Körper), ergibt sich für diesen idealen ER-Dämpfer ein rechteckförmiger Moment-Winkel-Verlauf (vgl. Abb. 7.23). Die Sprungstellen zwischen minimalem und maximalem Moment fallen mit den Extremwerten der Winkel zusammen. Der Unterschied zwischen dem minimalen Moment und dem maximalen Moment ist proportional der Fließgrenze τ_0 ($(M_{\max} - M_{\min}) \sim \tau_0$). Beim Bingham'schen Materialverhalten ohne Elastizität (vgl. Abb. 7.24) sind ebenfalls Verläufe mit Sprungstellen in den Extremwerten der Winkel ($-\hat{\varphi}$, $+\hat{\varphi}$) zu erwarten, wobei das Moment von der Drehkolbenposition beziehungsweise genauer gesagt von der Drehkolbenwinkelgeschwindigkeit $\dot{\varphi}$ abhängt. Der sich einstellende Kurvenzug entspricht dem Verlauf einer Ellipse, welche an der langen Achse geteilt und symmetrisch zur langen Achse um den fließgrenzenabhängigen Momentenanteil $\pm M_0$ verschoben wurde. Werden nun zusätzliche elastische Eigenschaften der idealen Modelle zugelassen, ergeben sich an den Umkehrpunkten nicht sprungförmige Momentenübergänge. Die Neigung der Momentenverläufe im Bereich der Winkelextrema entspricht der Fluidelastizität und damit der Elastizität des ER-Dämpfers (vgl. auch Abb. 2.7).

Gemessene Moment-Winkel-Verläufe bei kleinen Winkeln: Wird zunächst nur das obere linke Diagramm in Abb. 7.22 ($\varphi = 2.5^\circ$, $E_7 = 3.5\text{kV/mm}$) betrachtet, sind zwei Gegebenheiten beobachtbar. Bei kleiner mechanischer Frequenz $f_m = 1.0\text{Hz}$ verhält sich der Dämpfer auch bei Anliegen eines elektrischen Feldes ähnlich einem idealen Dämpfer mit geringfügigen elastischen Anteilen. Die Ellipse ist im Uhrzeigersinn etwas gedreht. Das Maximalmoment ist im Vergleich zu den Meßkurven ohne elektrisches Feld (vgl. Abb. 7.21) bei gleichen Erregungsparametern größer. Mit zunehmenden Frequenzen ähnelt das Übertragungsverhalten des Dämpfers mehr dem eines elastischen Bingham'schen Körpers. Bei $f_m = 10\text{Hz}$ sind diese elastischen Anteile deutlich in den nahezu linearen Momentanstiegen erkennbar.

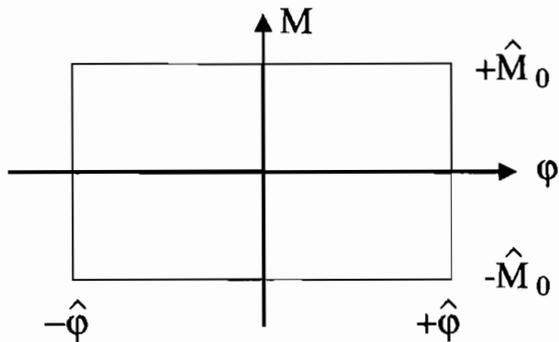


Abb. 7.23: Moment-Drehwinkel-Verlauf eines idealen ER-Dämpfers mit ERF nach idealplastischem Werkstoffgesetz

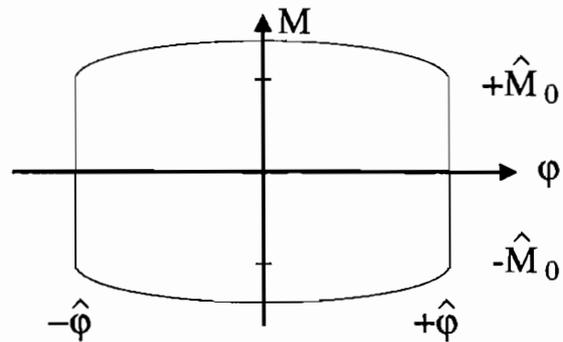


Abb. 7.24: Moment-Drehwinkel-Verlauf eines idealen ER-Dämpfers beim Bingham'schen Werkstoffgesetz der ERF ohne Elastizität

Hervorgerufen wird dieses stark frequenzabhängige f_m und damit winkelgeschwindigkeitsabhängige $\dot{\varphi}$ Übertragungsverhalten des ER-Dämpfers durch seine Konzeption als hydraulisches System mit elektrisch steuerbaren („verschließbaren“) und elektrisch nicht steuerbaren Strömungskanälen (vgl. Abb. 7.20). Eine weitere Ursache ist die mit der elektrischen Feldstärke ansteigende Elastizität der „erstarnten“ ER-Fluide. Wie bereits in Kap. 2.1.2 erläutert, wird das „Erstarren“ durch die Anordnung der Feststoffpartikel in Ketten zwischen den Elektrodenflächen und die Ausbildung von Überstrukturen verursacht.

Es entsteht ein relativ weicher gummiartiger Festkörper-Pfropfen. Wie beim Gummi mit seinen nur sehr weitmaschig vernetzten Ketten erträgt dieser ERF-Festkörper-Pfropfen relativ große Verformungen ohne bleibende Veränderungen. Die einzelnen Partikel der zwischen den Elektrodenflächen gespannten polarisierten Partikelketten können relativ weit gegeneinander verschoben werden, ohne daß sie ihre Position in der Kette verlassen und die Partikelketten abreißen (vgl. Abb. 7.25).

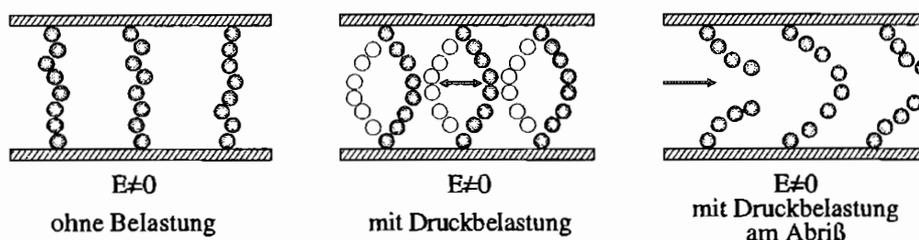


Abb. 7.25: Elastizitätsmodell der ERF im elektrisch erregten Strömungskanal

Unterhalb der Fließgrenze τ_0 der ERF verformt sich dieser Pfropfen nur elastisch. Es findet kein Fließen über die elektrisch aktivierten Kanäle $k = 1$ und $k = 3$ statt. Oberhalb der Fließgrenze kommt es zu bleibenden Verformungen. Größere Fluidmengen werden dann auch über die elektrisch aktivierten Kanäle ausgetauscht.

Für die weiteren Betrachtungen ist es nun zunächst wichtig zu klären, inwieweit die elektrisch aktivierten Kanäle am Fluidaustausch zwischen beiden Kammern des ER-Dämpfers beteiligt sind, das heißt ob die Fließgrenze τ_0 der elektrisch erregten ERF noch unterschritten ist oder

bereits überschritten wurde.

Wie in Kap. 6.2.5 gezeigt, kann die Fließgrenze τ_0 bei Druckströmung durch einen Kanal in eine geometrieabhängige Grenzdruckdifferenz Δp_0 (Formel 6.7) umgerechnet werden. Da die Dämpferdifferenzdrücke Δp nach Formel 6.14 proportional den Dämpfermomenten M ($M \sim \Delta p$) sind, läßt sich ferner ein dämpferabhängiges Grenzmoment M_0 definieren. Die Frage nach Über- oder Unterschreitung der Fließgrenze vereinfacht sich deshalb auf die Betrachtung des Grenzmomentes M_0 .

In den simulierten Moment-Winkelgeschwindigkeits-Kurven knicken die Moment-Geschwindigkeits-Kurven bei Erreichen des Grenzmomentes M_0 ab (vgl. Abb. 6.16). Am realen Dämpfer ist das Grenzmoment aus den gemessenen Moment-Winkelgeschwindigkeits-Beziehungen bei stationärer kontinuierlicher Strömung (vgl. Abb. 7.16) schwieriger zu bestimmen. Es gibt keinen definierten Abknickpunkt im Kurvenverlauf. Das Grenzmoment M_0 wird deshalb genähert aus der Übergangsstelle zwischen den unterschiedlichen Kurvensteigungen bestimmt. Für $E_7 = 3.5\text{kV/mm}$ beträgt das Grenzmoment $M_0 \approx 50\text{Nm}$ und bei $E_8 = 4.0\text{kV/mm}$ kann es zu $M_0 \approx 58\text{Nm}$ abgelesen werden.

Bei den betrachteten Kurven (bei $\varphi = 2.5^\circ$, $E_7 = 3.5\text{kV/mm}$) ist somit durchweg die **Fließgrenze τ_0 unterschritten** ($M < M_0$). Die Druckdifferenz Δp zwischen den beiden Kammern des ER-Dämpfers reicht nicht aus, um die Grenzdruckdifferenz Δp_0 (Formel 6.7) zu überwinden. Außer durch die elastische Verformung des ER-Pfropfens findet keine Volumenverschiebung ΔV_{1-3} durch Fließen über die elektrisch aktivierten Kanäle $k = 1$, $k = 3$ statt.

Wie gut aus Abb. 7.20 erkennbar, ist die elastisch verschobene Volumenmenge ΔV_{1-3} und damit die elastisch gespeicherte Energie von der Druckdifferenz Δp abhängig. Mit zunehmender Druckdifferenz steigt die Verformung des ER-Pfropfens und damit die im Dämpfer gespeicherte Energie sowie der elastische Momentenanteil am Gesamtmoment des ER-Dämpfers an.

Für den betrachteten Fall, daß die Kanäle $k = 1$ und $k = 3$ elektrisch „verschlossen“ sind, wird die Druckdifferenz Δp zwischen den beiden Dämpferkammern durch den Druckabfall in den elektrisch nicht steuerbaren Kanälen $k = 2$ und $k = 4$ (den seitlichen Bypässen) bestimmt. Wie aus Formel 6.8, Kap. 6.2.5 erkennbar, nimmt der Druckabfall Δp in den seitlichen Bypässen ($k = 2$ und $k = 4$) quadratisch mit dem Volumenstrom \dot{V}_{ges} zu. Geringfügige Volumenverschiebungen durch die elektrisch verschlossenen Kanäle können dabei vernachlässigt werden. Der Volumenstrom \dot{V}_{ges} wird durch die Kolbengeschwindigkeit $\dot{\varphi}$ bestimmt. Die Federeigenschaften des ER-Dämpfers und auch die im Dämpfer gespeicherten Energien hängen somit nicht vom Kolbenwinkel φ , sondern von der Kolbengeschwindigkeit $\dot{\varphi}$ ab.

Bei der niedrigsten untersuchten mechanischen Erregungsfrequenz $f_m = 1.0\text{Hz}$ sind dabei die Druckdifferenzen Δp so niedrig, daß der Dämpfer praktisch keine Elastizität aufweist. Das gesamte auszutauschende Volumen ΔV_{ges} fließt über die seitlichen Bypässe ($k = 2$ und $k = 4$). Im Vergleich zum elektrisch nicht angesteuerten Dämpfer sind die Kanalquerschnitte kleiner und damit die Dämpfermomente größer.

Mit zunehmenden mechanischen Erregungsfrequenzen f_m steigt der Volumenstrom \dot{V} an. Der Druckabfall Δp in den seitlichen Bypässen ($k = 2$ und $k = 4$) nimmt quadratisch mit dem Volumenstrom zu. Bei Annahme gleichbleibender Steifigkeit des ER-Feststoff-Pfropfens

im Kanal (für die einzelnen Versuchsreihen bei Variation der Erregungsfrequenz f_m und gleichbleibender Amplitude $\hat{\varphi}$) steigen somit die elastischen Momente mit der Kolbengeschwindigkeit ($\dot{\varphi} = 2\pi f_m \hat{\varphi}$) an. Zeigt der ER-Dämpfer bei kleinen mechanischen Amplituden noch das Verhalten eines nahezu linearen Newtonschen Dämpfers, trifft dies bei größeren mechanischen Frequenzen nicht mehr zu. Eine praktisch vollständige Fluidmengenverschiebung ΔV_{ges} über die seitlichen Bypässe ist nicht mehr möglich, und es werden zunehmend Fluidmengen elastisch über die Kanäle $k = 1$ und $k = 3$ verschoben. Es ergeben sich nahezu lineare Anstiege über einen Winkelbereich von ungefähr 2° .

Gemessene Moment-Winkel-Verläufe bei großen Winkeln: Wird die Drehwinkelamplitude $\hat{\varphi}$ vergrößert (vgl. Diagramme in Abb. 7.22), stellen sich weitere Veränderungen ein. Die Momente steigen in den Umkehrpunkten steiler an, wobei lineare Anstiege immer noch im Winkelbereich von ungefähr 2° vorliegen. Bei höheren mechanischen Frequenzen f_m sinken die Dämpfermomente nach einem steilen Anstieg wieder ab. Es bilden sich je Schwingweg zwischen den maximalen Amplituden $\hat{\varphi}$ zwei Momentenmaxima aus. Bei niedrigen mechanischen Frequenzen ist dieser „Momenteneinbruch“ nicht beobachtbar. Es existiert nur ein Maxima beim Nulldurchgang $\varphi = 0^\circ$. Je nach mechanischer Amplitude und mechanischer Frequenz kommt es also während einer Schwingperiode zu deutlichen Veränderungen der inneren Dämpferstruktur und der Fluidströmungen im ER-Dämpfer.

Durch die vergrößerten Amplituden wird die **Fließgrenze τ_0 der ERF überschritten**. Es gibt dafür zwei Gründe. Zum einen steigen mit zunehmender Amplitude $\hat{\varphi}$ die verschobenen Volumenmengen ΔV_{ges} und damit auch die Volumenströme \dot{V}_{ges} . Der *Druckabfall* Δp nimmt zu. Es wird die Fließgrenze τ_0 überschritten. Fluid wird nun auch über die elektrisch angesteuerten Kanäle $k = 1$ und $k = 3$ ausgetauscht.

Zum anderen nimmt die *Scherbelastung* auf den ER-Pfropfen durch die vergrößerten Kolbenwege zu. Die elektrisch aktiven Spalte besitzen keine starren Wandbegrenzungen. Diese werden vielmehr durch den Außenring des Dämpfers und den bewegten Kolben gebildet (vgl. Abb. 6.13). Die Wandbegrenzungen der elektrisch aktiven Kanäle verschieben sich relativ zueinander. Die Verschiebungswege sind dabei direkt proportional den Erregungswinkeln $\hat{\varphi}$ (vgl. Abb. 7.26).

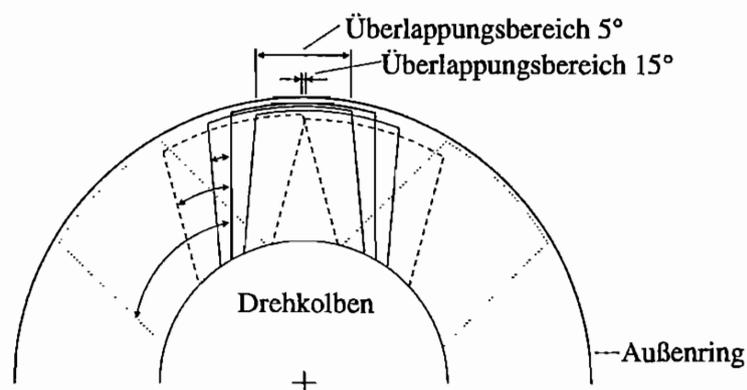


Abb. 7.26: Strömungskanalpositionen am äußeren Spalt bei oszillierender Bewegung des Kolbens mit unterschiedlichen Drehwinkeln

Wie in Abb. 7.26 am Beispiel des äußeren Spalts erkennbar, reduziert sich das permanent den Strömungskanal formende Kreissegment (Überlappungsbereich) des Außenrings mit zunehmendem Drehwinkel $\hat{\varphi}$. Die der Druckbelastung überlagerte Scherbelastung steigt mit zunehmender Amplitude $\hat{\varphi}$ an.

Zudem treten auch noch *Hysteresen in der Fließgrenze* τ_0 auf. Die Fließgrenze in ERFs entsteht, wie bereits erläutert, durch den Aufbau von Überstrukturen im elektrischen Feld (vgl. Abb. 7.25, und Kap. 2.1.2).

Die Stabilität der Überstrukturen aber auch die Steifigkeit des ERF-Festkörpers sind neben der elektrischen Feldstärke E von der Scherbelastung und von der Verweildauer der einzelnen Partikel im E-Feld abhängig. Bei der Überstrukturbildung lassen sich grundsätzlich zwei Phasen unterscheiden.

Die erste Phase läuft im Millisekunden-Bereich ab und führt bereits durch die Polarisation der ER-Partikel zu einer deutlichen Eigenschaftsveränderung. Das „erstarrte“ Fluid zeigt Festkörperverhalten verbunden mit einer deutlichen Fließgrenze τ_0 und deutlichem Steifigkeitsanstieg. Die zweite Phase wird durch die Partikelwanderung und die Anordnung einzelner Ketten zu mehrreihigen Ketten bestimmt. Sie ist stark zeit- und belastungsabhängig und bewirkt bei der verwendeten ERF einen weiteren Fließgrenzen- und Fluidsteifigkeitsanstieg (vgl. Abb. 2.3, Kap. 2.1.2). In ruhenden Fluiden liegen Fließgrenze und Steifigkeit wegen der sich zeitabhängig bildenden stärkeren Überstrukturen deutlich höher als in Fluiden unter permanenter hoher Scherbelastung. Befindet sich ein ER-Fluid längere Zeit im Einwirkungsbereich eines elektrischen Feldes und wird es anschließend mit einer zunehmenden Belastung beaufschlagt, ist die Fließgrenze τ_0 höher als im umgekehrten Fall.

Bei **kleinen Amplituden** $\hat{\varphi} = 2.5^0$ befinden sich praktisch immer die gleichen Fluidpartikel im Strömungsspalt (vgl. Abb. 7.26). Die Scher- und Druckbelastungen sind relativ gering. Es bilden sich sehr starke Überstrukturen aus, welche zu einer maximalen Fluidsteifigkeit und zur Ausbildung starker Federeigenschaften des Dämpfers führen.

Bei **größeren Amplituden** finden sich wegen der geringeren Überlappungsbereiche in den elektrisch aktiven Strömungsspalten weniger Partikel permanent im Einwirkungsbereich eines elektrischen Feldes (vgl. Abb. 7.26). Die Steifigkeit des ER-Fluid-Pfropfens ist damit geringer als bei kleineren Amplituden. Zudem werden durch die größeren Scherbelastungen aufgrund der Wandverschiebungen permanent Partikelketten zerstört, welche sich bei niedrigen Druckbelastungen und geringen Schergeschwindigkeiten aber wieder rekombinieren können.

In den Versuchen wurden als Eingangssignale harmonische Winkelerregungen eingesetzt. Die Scherbelastungen und Schergeschwindigkeiten im Strömungsspalt variierten permanent zwischen Null an den Umkehrpunkten ($-\hat{\varphi}$ und $+\hat{\varphi}$) und den maximalen Winkelgeschwindigkeiten im Nulldurchgang $\varphi = 0^0$. In der ERF sind deshalb nicht nur die schnellen fließgrenzenanhebenden Effekte durch die Polarisation der Feststoffpartikel vorhanden. Es bilden sich auch erste schwache Überstrukturen aus.

Die unterschiedlichen Verläufe der Momenten-Drehwinkel-Kurven bei Variation der Frequenz f_m werden durch die Art der Fließgrenzüberschreitung verursacht. Bei niedrigen mechanischen Frequenzen sind die Druckdifferenzen zu gering, als daß die Schubspannungen durch die Druckdifferenzen die Fließgrenze überschreiten könnten. In Abb. 7.22 zum Beispiel liegt

das maximale Dämpfermoment bei einer mechanischen Erregungsfrequenz von $f_m = 1.0\text{Hz}$ immer unterhalb des ermittelten Grenzmoments M_0 für Druckströmung. Es ergibt sich wegen des kontinuierlichen Abreißens und Wiedererstellens einzelner Ketten ein gleichmäßiger Momentverlauf ohne Einbrüche. Die Stärke der sich bildenden Überstrukturen ist allerdings deutlich kleiner als bei einem Pfropfen mit ruhenden oder nur geringfügig bewegten Wandbegrenzungen. Dies führt zu geringeren Fluidelastizitäten und damit auch zu einer geringeren Dämpferelastizität.

Bei hohen mechanischen Frequenzen $f_m = 10.0\text{Hz}$ übersteigen die Dämpfermomente das Grenzmoment M_0 . In den Überstrukturen brechen nicht nur einzelne Ketten, sondern alle Ketten der Überstruktur gleichzeitig ohne Rekombinationsmöglichkeit. Die Fließgrenze τ_0 sinkt nach der einmaligen Überschreitung stark ab. Der Fließwiderstand im elektrisch erregten Kanal und damit die Druckdifferenz zwischen beiden Kammern geht zurück. Das Dämpfermoment reduziert sich. Im Fluid unter Scherung können sich die bis zum Bruch vorhandenen starken Überstrukturen nicht mehr bilden. Der erneute Aufbau erster Überstrukturen ist erst im Bereich niedrigerer Kolbenwinkelgeschwindigkeiten, das heißt im Bereich der Winkelextrema möglich. Die Momentanstiege bis zum Nulldurchgang des Kolbens ergeben sich nicht durch die Überstrukturbildung, sondern durch die zunehmenden Schergeschwindigkeiten und damit durch die Strömungswiderstände. Der ER-Dämpfer weist wegen dieses periodischen vollständigen Abbaus der Überstrukturen keine elastischen Eigenschaften auf.

Zusammenhang zu Messungen am Ein-Freiheitsgrad-Schwinger: Wie aus den Moment-Winkel-Verläufen gut erkennbar, besitzt der ER-Dämpfer bei kleinen Amplituden $\hat{\varphi}$ und kleinen Winkelgeschwindigkeiten $\dot{\hat{\varphi}}$ wie auch bei großen Amplituden $\hat{\varphi}$ eine geringe Elastizität. Die größten Elastizitäten ergeben sich dabei dann, wenn starke Überstrukturen vorhanden sind und die Dämpferdifferenzdrücke Δp unterhalb der Grenzdruckdifferenz Δp_0 liegen. Die stärksten Überstrukturen bilden sich, wie bereits erwähnt, bei kleinen Amplituden $\hat{\varphi}$. In den Versuchen am Ein-Freiheitsgrad-Schwinger liegen zunächst kleine Dämpferrelativschwingwinkel $\hat{\varphi}$ (vgl. Abb. 7.6) und kleine Dämpfermomente vor. Mit zunehmender Frequenz steigen die Dämpfermomente und damit auch die Druckdifferenz Δp an. Der Dämpfer weist bis zum erstmaligen Überschreiten der Fließgrenze τ_0 der „Ursprungs“-überstruktur eine ausgesprochen hohe Elastizität auf. Die Fließgrenze τ_0 der Ursprungsüberstruktur ist wegen der langen Zeit zur Ausbildung der Überstruktur äußerst hoch. Sie wird nach einmaligem Überschreiten nicht mehr erreicht, und es kommt zu den beobachteten Sprungstellen in den Vergrößerungsfunktionen des Ein-Massen-Schwingers (vgl. Abb. 7.5).

Variation der elektrischen Feldstärke und der elektrischen Erregungsart: Bei Variation der elektrischen Feldstärke von $E_7 = 3.5\text{kV/mm}$ (Anhang Abb. F.1) beziehungsweise bei Variation der elektrischen Erregungsart von Gleichspannung nach Wechselspannung ergeben sich prinzipiell identische Moment-Winkel-Verläufe (vgl. Anhang Abb. F.2 und Abb. F.3). Höhere Feldstärken führen dabei, wie zu erwarten, zu höheren Dämpfermomenten, zu einem späteren Zusammenbruch der Überstrukturen und zu längeren elastischen Bereichen in den Momenten-Winkel-Verläufen. Durch die Wechselfelder ergeben sich geringfügige Momentenschwankungen in den Verläufen, die jeweils aufgezeichneten 5 Perioden liegen nicht mehr auf einem schmalen, sondern auf einem etwas breiteren Kurvenzug.

Zum Abschluß der Betrachtungen zum Übertragungsverhalten des ER-Dämpfers folgen im nächsten Abschnitt nun noch einige Frequenzgangkurven. Sie zeigen die prinzipiellen Zusammenhänge zwischen den verschiedenen untersuchten Parametern über einen größeren Frequenz- und Geschwindigkeitsbereich. Ihre Aussagekraft ist allerdings wegen der offensichtlichen Linearisierungsfehler begrenzt.

7.3.5 Versuchsergebnisse bei oszillierender Strömung im Frequenzbereich

Zur Auswertung der Versuche bei oszillierender Strömung im Frequenzbereich wird davon ausgegangen, daß sich das Dämpfermoment auf einen Feder-, einen Dämpfer- und einen Massenanteil aufteilen läßt, welche additiv verknüpfbar sind (vgl. Abb. 7.27). Die einzelnen Koeffizienten in diesem Modell sind dabei nicht konstant, sondern von der Drehamplitude φ , der Winkelgeschwindigkeit $\dot{\varphi}$ und der elektrischen Feldstärke E abhängig. Der ER-Dämpfer kann aufgrund der zu den elektrisch steuerbaren Kanäle parallelliegenden elektrisch nicht steuerbaren Kanäle keine Momente im ruhenden Zustand übertragen. Auf die Berücksichtigung eines Reibungsanteils wird deshalb verzichtet.

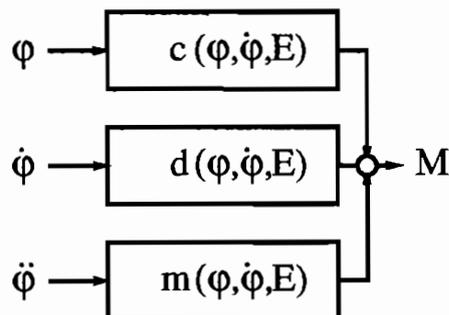


Abb. 7.27: Ein-Ausgangsgrößen-Beziehung bei oszillierender Strömung

Auswertungsverfahren

Zur Bildung des Frequenzgangs ist das in Abbildung dargestellte Modell im Arbeitspunkt zu linearisieren. Das im Arbeitspunkt linearisierte Modell lautet:

$$M = c\varphi + d\dot{\varphi} + m\ddot{\varphi} \quad (7.27)$$

Nach Linearisierung des Moment-Zeit-Verlaufs im Arbeitspunkt mit $M = \hat{M}e^{j\Omega t}$ und Einführung der Ansatzfunktion zur harmonischen Erregungsbeschreibung $\varphi = \hat{\varphi}e^{j\Omega t}$ können im Übertragungsverhalten die Massen- und die Federeigenschaften auf der einen Seite von den Dämpfungseigenschaften auf der anderen Seite getrennt werden.

$$\hat{M} = \hat{M}_{\text{re}} + j\hat{M}_{\text{im}} = c\hat{\varphi} + dj\Omega\hat{\varphi} - m\Omega^2\hat{\varphi} \quad (7.28)$$

$$= (c - m\Omega^2)\hat{\varphi} + dj\Omega\hat{\varphi} \quad (7.29)$$

$$S_{\text{re}}(j\Omega) = \text{Re} \left\{ \frac{\hat{M}}{\hat{\varphi}} \right\} = (c - m\Omega^2) \quad (7.30)$$

$$S_{\text{im}}(j\Omega) = \text{Im} \left\{ \frac{\hat{M}}{\hat{\varphi}} \right\} = d\Omega \quad (7.31)$$

In den durch $\hat{M}/\hat{\varphi}$ definierten komplexen dynamischen Steifigkeiten $S(j\Omega)$ sind somit die Realanteile $S_{\text{re}}(j\Omega)$ den Federeigenschaften und den Masseneffekten des ER-Dämpfers zuzuordnen, wohingegen die Imaginäranteile $S_{\text{im}}(j\Omega)$ durch die Dämpfungseigenschaften bestimmt werden.

Bei linearen Systemen mit konstanten Systemparametern c , m und d entspricht die „statische“ Grundelastizität eines Übertragungssystems der komplexen dynamischen Steifigkeit $S_{\text{re}}(j\Omega = 0\text{s}^{-1})$. Die Masseneffekte führen zu einem quadratischen Abfall von $S_{\text{re}}(j\Omega)$. Aus der komplexen dynamischen Steifigkeit $S(j\Omega)$ kann bei linearen Systemen somit problemlos eine Zuordnung zu den Systemparametern gefunden werden. Zur Ermittlung der Systemdämpfung d wird dabei vorteilhaft nicht der Imaginäranteil der komplexen dynamischen Steifigkeit $S_{\text{im}}(j\Omega)$, sondern der Imaginäranteil der komplexen dynamischen Dämpfung $D_{\text{im}}(j\Omega)$ verwendet. Die komplexe dynamische Dämpfung $D(j\Omega)$ wird in diesem Zusammenhang als der Quotient aus der komplexen dynamischen Steifigkeit durch die Erregungskreisfrequenz definiert.

$$D_{\text{re}}(j\Omega) = \frac{S_{\text{re}}(j\Omega)}{\Omega} = \text{Re} \left\{ \frac{\hat{M}}{\Omega\hat{\varphi}} \right\} = \left(\frac{c}{\Omega} - m\Omega \right) \quad (7.32)$$

$$D_{\text{im}}(j\Omega) = \frac{S_{\text{im}}(j\Omega)}{\Omega} = \text{Im} \left\{ \frac{\hat{M}}{\Omega\hat{\varphi}} \right\} = d \quad (7.33)$$

Der bei linearen Systemen konstante Ordinatenwert des Imaginäranteils der komplexen dynamischen Dämpfung $D_{\text{im}}(j\Omega)$ entspricht somit der Dämpfung d .

Bei nichtlinearen Systemen, wie es der ER-Dämpfer wegen der nichtlinearen Eigenschaften der ER-Fluide im elektrischen Feld und der Dämpferkonstruktion ist, ergeben sich in Abhängigkeit von der Erregungsamplitude $\hat{\varphi}$ jeweils unterschiedliche Steifigkeiten $S(j\Omega, \hat{\varphi}, E)$ (vgl. Kap. 6.2.5 und Kap. 7.3.1).

Das geschwindigkeitsabhängige strömungsmechanische Übertragungsverhalten des ER-Dämpfers wird wesentlich durch die Winkelgeschwindigkeit $\dot{\varphi}$ bestimmt. Es bietet sich deshalb neben dem Imaginäranteil der komplexen dynamischen Steifigkeit $S_{\text{im}}(j\Omega)$ auch der in Formel 7.33 definierte Imaginäranteil der komplexen dynamischen Dämpfung $D_{\text{im}}(j\Omega)$ zur Beurteilung der Dämpfungseigenschaften an. In Analogie zur Darstellungsart bei den stationären Strömungen wurde das $D_{\text{re}}-f_m$ -Diagramm als ein anschaulicheres $\hat{M}_{\text{im}}-\dot{\varphi}$ -Diagramm skaliert und verwendet.

Auswertungsschritte

Das Ablaufschema der Frequenzgangberechnung und die Auswertung der oszillierenden Messungen ist beispielhaft für einen Frequenzpunkt Ω_j in Abbildung 7.28 dargestellt. Zur Bestimmung aller Frequenzpunkte Ω_j , $j = 1, J$ ($1.0\text{Hz} < f_m < 10.0\text{Hz}$, $\Delta f = 0.1\text{Hz}$ bzw. 0.2Hz) wird das Schema J -mal durchlaufen, wobei die Erregungsfrequenz von der niedrigsten zur höchsten Frequenz schrittweise erhöht wird.

Mit dem Verfahren der kleinsten Fehlerquadrate werden die gemessenen Zeitsignale mit der Erregungsfrequenz bandpaßgefiltert und im Arbeitspunkt linearisiert. Die jeweiligen Koeffizienten der Least-Square-Anpassung der Einzelkanäle (vgl. Kap. 3.2.2) entsprechen den jeweiligen Real- und Imaginäranteilen der komplexen Amplituden im Frequenzbereich bei der Frequenz Ω_j (Frequenzspektrum für Stelle j).

Durch komplexe Division der gemessenen Frequenzspektren des Moments \hat{M} durch die Erregung $\hat{\varphi}$ erhält man die komplexen dynamischen Steifigkeiten $S(j\Omega)$:

$$S(j\Omega) = \frac{\hat{M}(j\Omega)}{\hat{\varphi}(j\Omega)} \quad (7.34)$$

Zu den komplexen dynamischen Dämpfungen $D(j\Omega)$ gelangt man durch Division der komplexen dynamischen Steifigkeiten $S(j\Omega)$ durch die mechanischen Erregerfrequenzen:

$$D(j\Omega) = \frac{S(j\Omega)}{\Omega} \quad (7.35)$$

Zur Erstellung der in Analogie zu den stationären Strömungen definierten $\hat{M}_{\text{im}}\text{-}\hat{\varphi}$ -Diagrammen und $\hat{M}_{\text{re}}\text{-}\hat{\varphi}$ -Diagrammen sind die Ordinaten-Achse nach

$$\hat{M}_{\text{re}} = D_{\text{re}}(j\Omega) |\hat{\varphi}| = S_{\text{re}}(j\Omega) |\hat{\varphi}| \quad (7.36)$$

$$\hat{M}_{\text{im}} = D_{\text{im}}(j\Omega) |\hat{\varphi}| = S_{\text{im}}(j\Omega) |\hat{\varphi}| \quad (7.37)$$

und die Abszissen-Achsen nach

$$\hat{\varphi} = \Omega \hat{\varphi} \quad (7.38)$$

zu skalieren.

In Ergänzung zu den Auswertungen im Zeitbereich folgen nun die aus den Versuchen mit oszillierender Strömung ermittelten Frequenzgänge des linearisierten Übertragungsverhaltens.

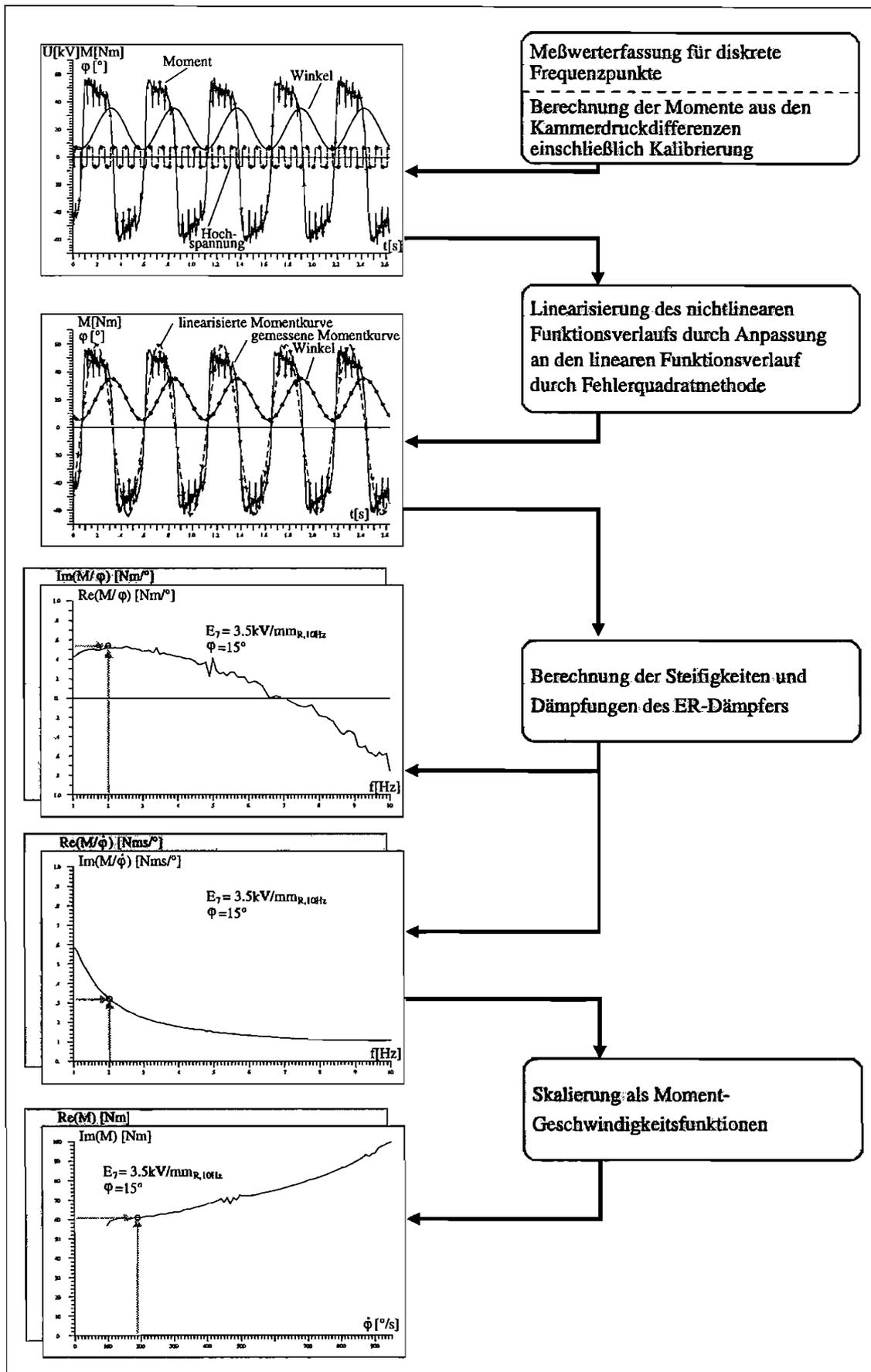


Abb. 7.28: Ablaufschema zur Auswertung der Messungen mit oszillierender Strömung (Frequenzgang) für eine monofrequente Erregung j

Frequenzgänge ohne elektrische Erregung

In oszillierender Strömung gemessene $\hat{M}_{im}-\hat{\varphi}$ -Verläufe sind für zwei unterschiedliche Erregungsamplituden in Abb. 7.29 dargestellt. Sie sind bis auf betriebstemperaturbedingte Abweichungen identisch mit den Verläufen bei kontinuierlicher Strömung (vgl. ebenfalls Abb. 7.29). Die Dämpfungsmomente steigen quadratisch mit der Winkelgeschwindigkeit $\hat{\varphi}$ an.

Die aus den Versuchen bei oszillierender Strömung ermittelten *Realanteile der komplexen dynamischen Steifigkeiten* werden durch die Fluidelastizitäten und die bewegten Fluidmassen bestimmt. Das an der Strömung beteiligte Fluidvolumen, bezogen auf die Kolbendrehwinkel $\hat{\varphi}$, nimmt mit der Amplitude $\hat{\varphi}$ ab (vgl. Abb. 7.30). Die Fluidelastizität ist ohne elektrisches Feld konstant und vernachlässigbar.

Frequenzgänge bei elektrischer Erregung

Wird ein elektrisches Feld an die Überströmkanäle des ER-Dämpfers angelegt, so verändert sich das Systemverhalten des Dämpfers deutlich. Neben den geschwindigkeitsabhängigen Dämpfermomenten \hat{M}_{im} durch die Fließwiderstände ist das Übertragungsverhalten des ER-Dämpfers, wie bereits ausführlich bei Betrachtung der Ergebnisse im Zeitbereich (vgl. Kap. 7.3.4) erläutert, im elektrischen Feld nicht mehr vernachlässigbar und wird auch durch die in \hat{M}_{re} vereinten Elastizitäten und Masseneffekte bestimmt.

Im weiteren werden nun einzelne Frequenzgangkurven ohne ausführliche Diskussion einander gegenübergestellt. Erklärungen für die beobachtbaren Effekte aus dem Werkstoffmodell und der Dämpferkonzeption wurden bereits in Kap. 7.3.4 gegeben.

Nach Vorstellung des grundsätzlichen Verlaufs der Imaginär- und Realanteile des Frequenzgangs in Form von komplexen dynamischen Steifigkeiten folgen Darstellungen des Phasengangs des ER-Dämpfers bei elektrischer Erregung. Abschließend wird auf die wesentlichen Zusammenhänge zwischen dem Frequenzgang und der Art der elektrischen Erregung eingegangen.

Grundsätzliches Systemverhalten: Die grundsätzlichen Systembetrachtungen werden an den Versuchen bei rechteckförmiger elektrischer Erregung mit $f_e = 57\text{Hz}$ und einer Feldstärke von $E_8 = 4.0\text{kV/mm}$ (Abb. 7.31 und 7.32) durchgeführt.

Betrachtet man die Kurvenverläufe der Real- und Imaginäranteile der komplexen dynamischen Steifigkeiten über der Frequenz, so sind verschiedene Punkte auffallend:

1. Je nach Amplitude ergeben sich aufgrund des nichtlinearen Werkstoffverhaltens der ER-Fluide und Nichtlinearität der Dämpferkonstruktion unterschiedliche komplexe dynamische Steifigkeiten.
2. Durch das elektrische Feld werden, wie erläutert, nicht nur die plastischen, sondern auch die elastischen Eigenschaften verändert. Aus dem Dämpfer wird ein Dämpfer-Feder-System.

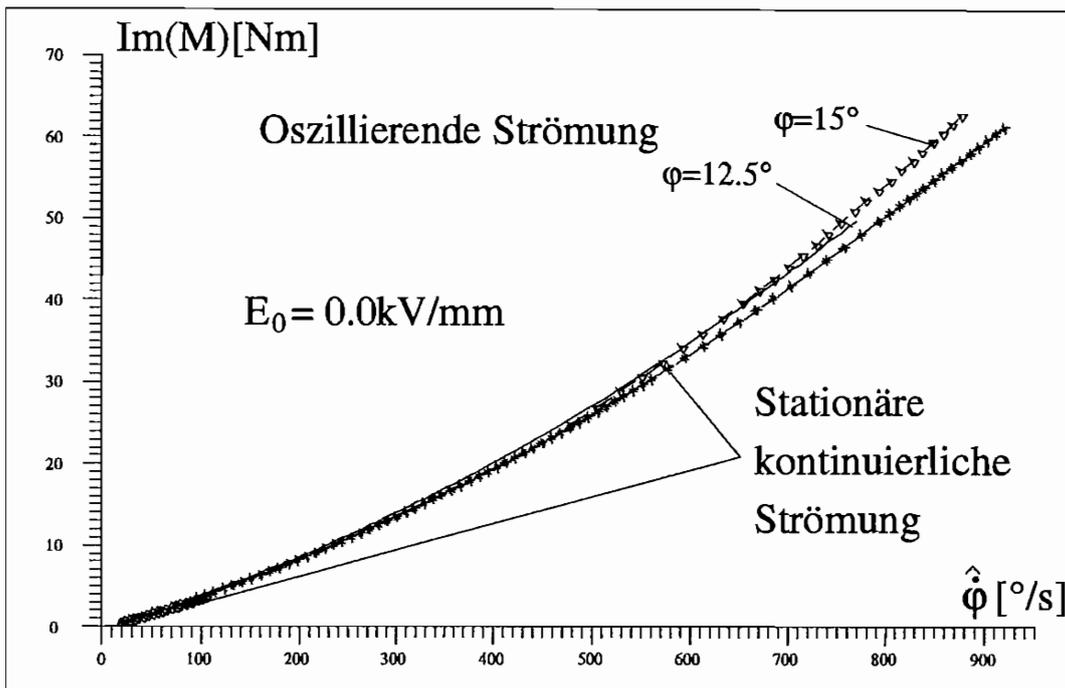


Abb. 7.29: Imaginärteil des Dämpfermoments als Funktion der Winkelgeschwindigkeitsamplitude $\hat{\varphi}$ bei kontinuierlicher und oszillierender Strömung ohne elektrische Erregung

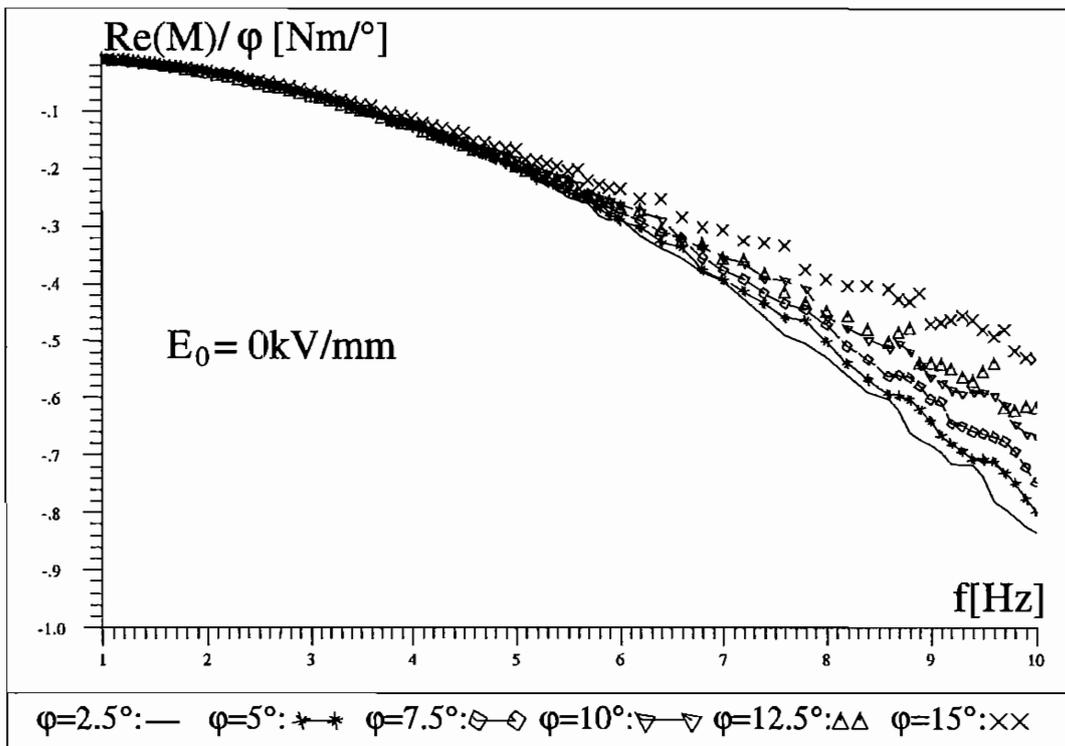


Abb. 7.30: Realteil der komplexen dynamischen Steifigkeit $S_{re}(j\Omega) = \hat{M}_{re}/\hat{\varphi}$ als Funktion der mechanischen Frequenz f_m ohne elektrische Erregung bei Variation der Erregungsamplituden $\hat{\varphi}$

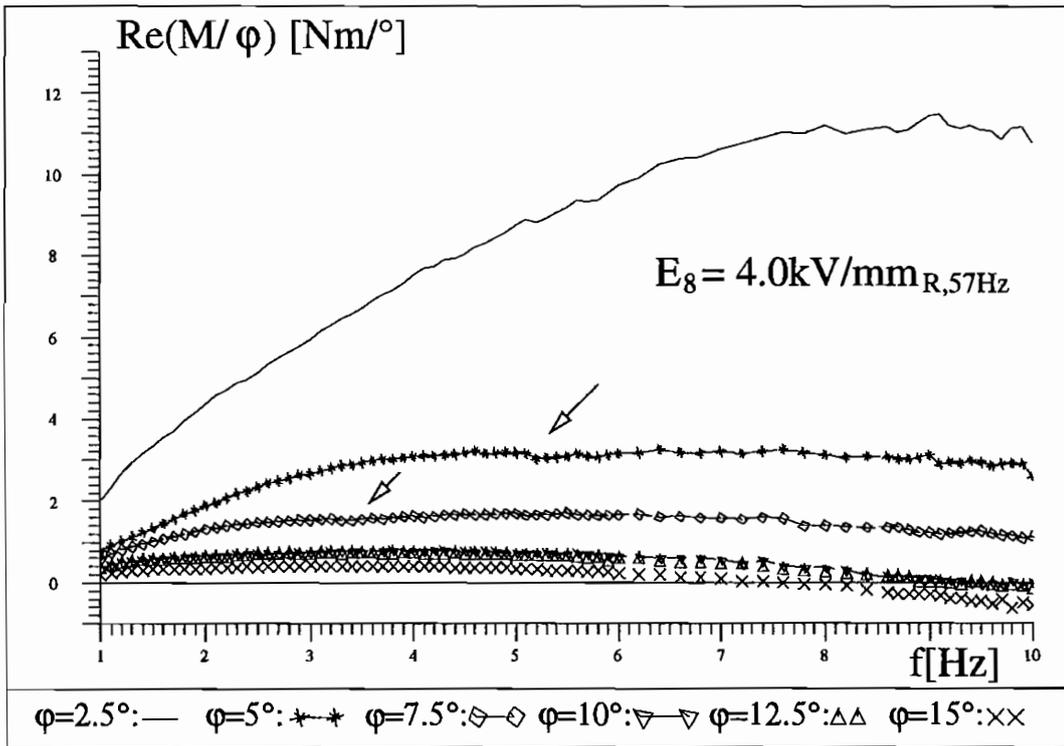


Abb. 7.31: Realteil der dyn. Steifigkeit $S_{re}(j\Omega) = \hat{M}_{re}/\hat{\varphi}$ als Funktion der mechanischen Frequenz f_m , elektr. Erregung E_8 (Wechselspannung, Rechteck, $f_e = 57\text{Hz}$) bei Variation der Erregungsamplituden $\hat{\varphi}$

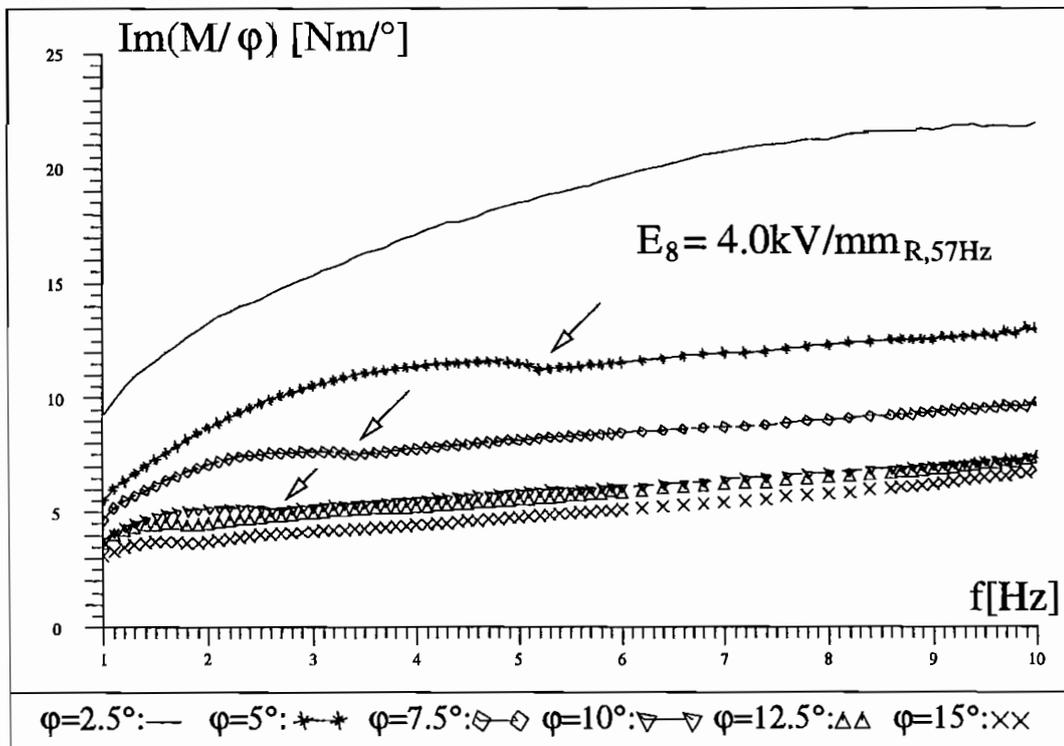


Abb. 7.32: Imaginärteil der dyn. Steifigkeit $S_{re}(j\Omega) = \hat{M}_{re}/\hat{\varphi}$ als Funktion der mechanischen Frequenz f_m , elektr. Erregung E_8 (Wechselspannung, Rechteck, $f_e = 57\text{Hz}$) bei Variation der Erregungsamplituden $\hat{\varphi}$

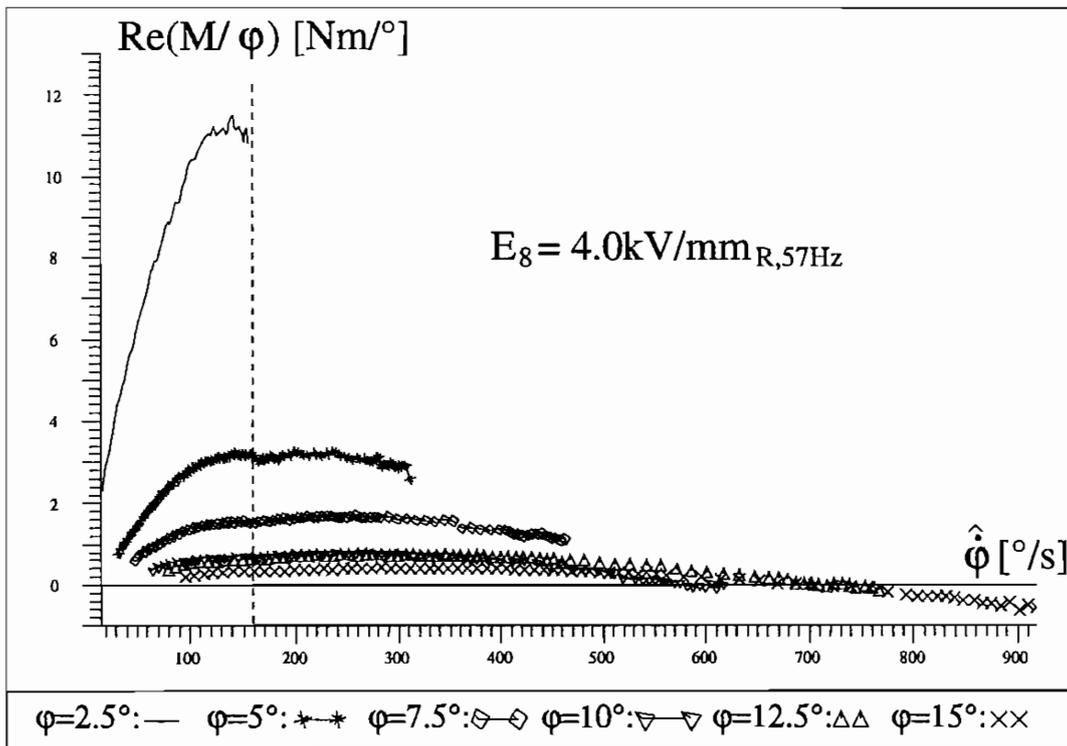


Abb. 7.33: Realteil der dyn. Steifigkeit $S_{re}(j\Omega) = \hat{M}_{re}/\hat{\varphi}$ als Funktion der Drehwinkelgeschwindigkeit $\hat{\varphi}$, elektr. Erregung E_8 (Wechselspannung, Rechteck, $f_e = 57\text{Hz}$) bei Variation der Erregungsamplituden $\hat{\varphi}$

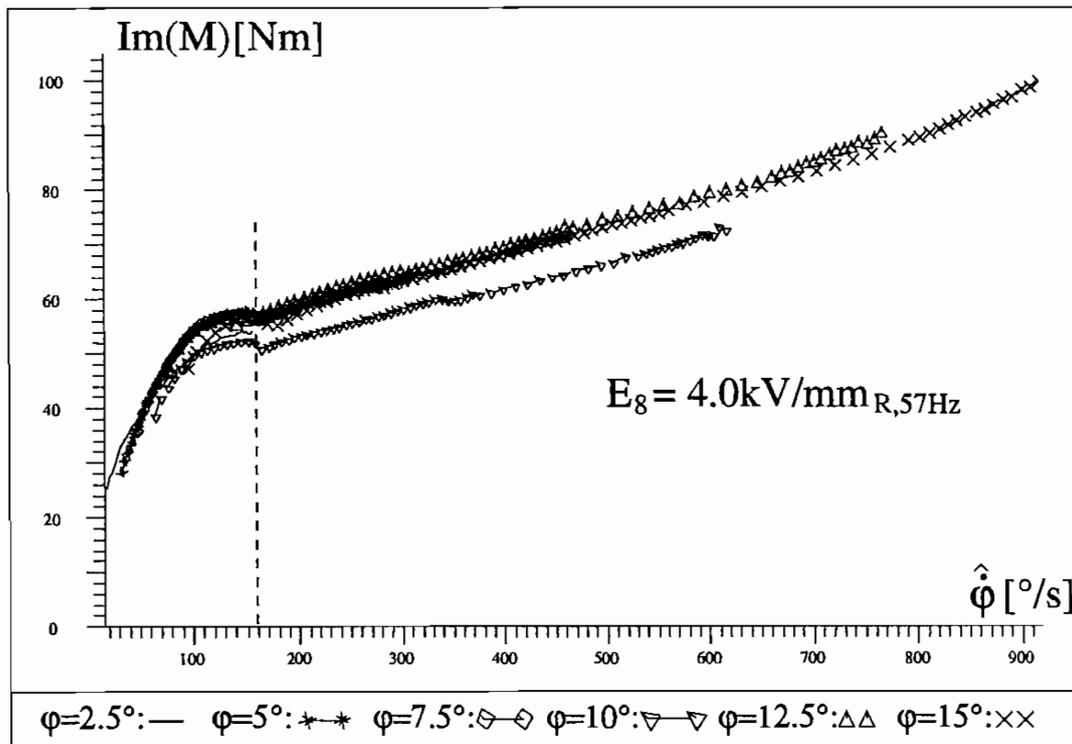


Abb. 7.34: Imaginärteil des Dämpfermoments \hat{M}_{im} als Funktion der Drehwinkelgeschwindigkeit $\hat{\varphi}$, elektr. Erregung E_8 (Wechselspannung, Rechteck, $f_e = 57\text{Hz}$) bei Variation der Erregungsamplituden $\hat{\varphi}$

3. Die Realanteile der komplexen dynamischen Steifigkeiten steigen bei gleichbleibender Amplitude φ mit der Frequenz f_m , das heißt mit der Winkelgeschwindigkeit ($\dot{\varphi} = 2\pi f_m \varphi$) an. Diese Anstiege werden durch die Zunahme der Dämpferelastizität hervorgerufen. Masseneffekte führen immer zu einem Absinken des Realanteils der komplexen dynamischen Steifigkeit. Die Ursachen der Elastizitätszunahme liegen in der Dämpferkonstruktion aus elektrisch steuerbaren und nicht steuerbaren Kanälen begründet. Die Konstruktion bedingt keine weg-, sondern geschwindigkeitsabhängige elastische Momente (vgl. Kap. 7.3.4).
4. Im Real- und im Imaginärteil besitzen die Steifigkeitsverläufe Momenteinbrüche, welche sich mit zunehmender Erregungsamplitude φ zu niedrigeren Frequenzen f_m verschieben. Diese können nicht durch Temperatursprünge hervorgerufen worden sein. Die einzelnen Frequenzpunkte wurden im Versuch bei gleichbleibender Amplitude in aufsteigender Reihenfolge ohne zwischenzeitliches Kühlen oder Heizen aufgezeichnet.
5. Werden die komplexen dynamischen Steifigkeitskurven $S(j\Omega)$ statt über der mechanischen Erregungsfrequenz f_m über der Erregungswinkelgeschwindigkeit $\dot{\varphi}$ als $S_{\text{re}}-\dot{\varphi}$ -Kurven und als $\hat{M}_{\text{im}}-\dot{\varphi}$ -Kurven aufgetragen (vgl. Abb. 7.33 und 7.34), ergeben sich nachfolgende weitere Erkenntnisse.
 - Die Momenteinbrüche in den frequenzabhängigen Kurven bilden sich auf eine, hier als „Grenz“-Winkelgeschwindigkeit bezeichnete Winkelgeschwindigkeit $\hat{\varphi}_0 = 160^\circ/\text{s}$ ab. Sie entspricht der Geschwindigkeit, bei der der Dämpferdruck Δp die Grenzdruckdifferenz Δp_0 überschreitet und damit die Überstrukturen im elektrisch erregten Spalt periodisch zerstört werden. Dies führt zu insgesamt niedrigeren Strömungswiderständen und damit zu Einbrüchen in den Momenten.
 - Im $\hat{M}_{\text{im}}-\dot{\varphi}$ -Diagramm erhält man einen nahezu deckungsgleichen Verlauf der verschiedenen Meßkurven. Die Abhängigkeit der Dämpfung vom Erregungsweg ist also relativ gering.
 - Die Realanteile der komplexen dynamischen Steifigkeit in den $S_{\text{re}}-\dot{\varphi}$ -Kurven weisen eine deutliche Weg- und Geschwindigkeitsabhängigkeit auf.

Phasengang: Werden nun die Real- und Imaginäranteile der komplexen dynamischen Steifigkeit zueinander in Beziehung gesetzt, erhält man den Phasengang (Abb. 7.35). Aufgrund der starken Erregungsamplitudenabhängigkeit des Realanteils ist auch der Phasengang des ER-Dämpfers nicht nur eine Funktion der Frequenz f_m , sondern auch der Erregungsamplitude φ . Mit abnehmendem Winkel φ nimmt der Phasenwinkel α ab, und der Phasengang des realen Dämpfers entfernt sich zunehmend vom Phasengang eines idealen Dämpfers ($\alpha = 90^\circ$).

Bei kleinen Erregungsamplituden ($\varphi = 2.5^\circ$) ergeben sich Phasenwinkel α abhängig von der mechanischen Erregung von $63^\circ < \alpha < 78^\circ$. Das Verhältnis des Realanteils zum Imaginäranteil der komplexen dynamischen Steifigkeit $S_{\text{im}}(j\Omega)/S_{\text{re}}(j\Omega) = \tan(\alpha)$ sinkt dann auf 2:1 ab. Der Dämpfer zeigt deutliche Federeigenschaften.

Bei großen Amplituden φ wird das Übertragungsverhalten primär durch die imaginären Anteile, das heißt die Dämpfungsanteile bestimmt. Die Phasenwinkel liegen dann in einem

Bereich $80^\circ < \alpha < 95^\circ$. Der ER-Dämpfer verhält sich ähnlich einem idealen Dämpfer. Die Steifigkeitsverhältnisse $S_{im}(j\Omega)/S_{re}(j\Omega) = \tan(\alpha)$ ergeben sich bei $\alpha = 80^\circ$ zu 5,6:1. Für $\alpha = 95^\circ$ erhält man 11:(-1).

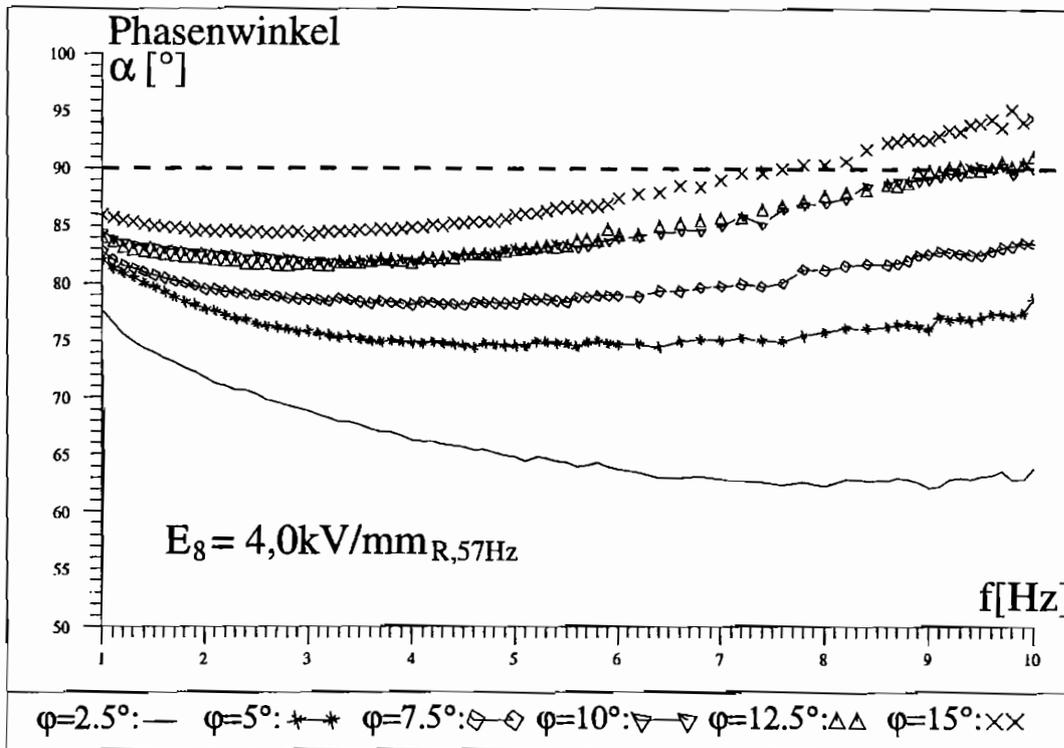


Abb. 7.35: Phasengang der dynamischen Steifigkeit als Funktion der mechanischen Frequenz f_m , elektr. Erregung E_8 (Wechselspannung, Rechteck, $f_e = 57\text{Hz}$) bei Variation der Erregungsamplituden $\hat{\varphi}$

Einfluß der elektrischen Feldstärke: Wie bereits erläutert, ist das Übertragungsverhalten des Dämpfers von der elektrischen Feldstärke abhängig. Bei stationärer kontinuierlicher Strömung waren die Schaltbereiche, das heißt der Momentunterschied zwischen elektrisch aktiviertem und elektrisch nicht aktiviertem Dämpfer, bei niedrigen Kolbengeschwindigkeiten am größten. Dies bestätigte sich auch bei den Untersuchungen mit oszillierender Strömung (vgl. Anhang F.2, Abb. F.4 und F.5).

In diesen Abbildungen wird das Übertragungsverhalten ohne elektrische Erregung $E_0 = 0.0\text{kV/mm}$, $E_7 = 3.5\text{kV/mm}$ dem Übertragungsverhalten mit einer elektrischen Erregung $E_0 = 4.0\text{kV/mm}$ gegenübergestellt.

Die Schaltbereiche der Steifigkeit des ER-Dämpfers mit Variation der angelegten Feldstärke ($E_8/E_7 = 1.14$) verändern sich zum Beispiel bei der mittleren untersuchten Kolbenwinkelgeschwindigkeit von $\hat{\varphi} = 500^\circ/\text{s}$ mit einem Faktor zwischen $\Delta\hat{M}_{im8}/\Delta\hat{M}_{im7} = 1.2$ bis 1.6. Der Absolutwert des Momentanstiegs von ca. $\Delta\hat{M}_{im} = 20\text{Nm}$ kann dabei nicht nur durch Erhöhung der elektrischen Feldstärke, sondern auch durch eine Variation der elektrischen Erregungsform erreicht werden.

Vergleich des zeitlichen Verlaufs der elektrischen Feldstärke: Zur Untersuchung des Einflusses der Erregungart (DC, AC), der elektrischen Erregungsfrequenz f_e sowie der Signalform der Wechselfelder wurden insgesamt 9 verschiedene, für die gesteuerte Schwingungsdämpfung wichtige, zeitliche Verläufe betrachtet. Neben der Gleichspannungserregung wurden sinusförmige Wechselspannungen (mit „S“ gekennzeichnet) und rechteckförmige Wechselspannungen (mit „R“ gekennzeichnet) bei vier unterschiedlichen Frequenzen in ihrer Auswirkung auf das Übertragungsverhalten des ER-Dämpfers getestet.

Gleichspannungsansteuerungen wurden dabei wegen ihrer einfachen technischen Realisierbarkeit eingesetzt. Sinusförmige Erregungen zeichnen sich durch geringe elektrische Ströme zur permanenten Umpolarisierung der Kondensatorplatten der ER-Strömungskanäle aus. Rechteckförmige Erregungen kommen der bei gesteuerter Schwingungsdämpfung vorliegenden Erregung am nächsten. Wie aus den Simulationsrechnungen (vgl. Kap. 4.5.1) und den Messungen am realen Ein-Massen-Schwinger (vgl. Kap. 7.2.2) erkennbar, ist der Dämpfer pro mechanischer Periode zweimal zwischen minimaler und maximaler Dämpfung umzuschalten.

Die Ergebnisse dieser Untersuchungen werden an den Frequenzgängen mit einer elektrischen Feldstärke $E_0 = 4.0 \text{ kV/mm}$ bei minimaler und maximaler mechanischer Erregungsamplitude $\varphi = 2.5^\circ$ und 15° vorgestellt (vgl. Anhang F.2, F.2, Abb. F.6 bis F.9).

Es ergeben sich nachfolgende Erkenntnisse aus dem Vergleich von **Gleich- und Wechselspannungserregung**:

- Bei niedrigen Kolbengeschwindigkeiten $\hat{\varphi}$ und damit auch niedrigen Scherwinkelgeschwindigkeiten $\dot{\gamma}$ im Fluid ist die komplexe dynamische Steifigkeit bei Gleichspannungserregung deutlich höher als bei den Wechselspannungserregungen (vgl. Anhang F.2, Abb. F.6 und F.7). Es ergeben sich kleinere Imaginär-/Realteil-Verhältnisse, der Phasenwinkel α ist kleiner. Gleichspannungserregungen führen somit bei niedrigen Kolbengeschwindigkeiten zu einer überproportionalen Verstärkung der federnden Eigenschaften des Dämpfers.
- Bei höheren Kolbengeschwindigkeiten (vgl. Anhang Abb. F.8 und F.9) ist die Übertragungsfunktion bei Gleichspannungserregung durch einen stark ungleichmäßigen Verlauf gekennzeichnet. Während sich bei kleinen Winkelgeschwindigkeiten $\hat{\varphi}$ mit Gleichspannungserregung noch relativ große komplexe dynamische Steifigkeiten einstellten, ändert sich dies mit höheren Geschwindigkeiten deutlich. Die Übertragungskurven decken sich dann mit den Verläufen, die bei der höchsten untersuchten rechteckförmigen Wechselspannung ($f_e = 57 \text{ Hz}$) ermittelt wurden.

Die Ursachen dieser deutlichen Unterschiede zwischen Gleich- und Wechselspannungserregung liegen in den bereits beschriebenen Abläufen bei der Überstrukturbildung in ER-Fluiden. Durch Gleichspannungsfelder wird, im Gegensatz zu Wechselfeldern, eine zeitlich konstante Orientierungsrichtung für die Feststoffpartikel vorgegeben. In ruhenden oder mit geringen Scherwinkelgeschwindigkeiten $\dot{\gamma}$ fließenden Fluiden bilden sich unter diesen zeitlich konstanten Feldern sehr starke Überstrukturen der zweiten Phase aus. Bei kleinen Drehwinkeln ($\hat{\varphi} = 2.5^\circ$) bleiben diese permanent im elektrisch erregten Kanal vorhanden, wodurch sich höhere Elastizitätsmodule und Steifigkeiten ergeben. Bei größeren Drehwinkeln und

niedrigen Kolbendrehgeschwindigkeiten $\hat{\varphi}$ können sich diese Strukturen der zweiten Phase auch noch bilden. Sie werden aber mit zunehmender Geschwindigkeit zerstört.

Der Vergleich unterschiedlicher elektrischer **Erregungsfrequenzen und -formen** führt zu den im weiteren vorgestellten Zusammenhängen:

- Die Übertragungsfunktionen bei Sinuserregung bei gleicher maximaler Feldstärke E_0 sind prinzipiell kleiner als bei rechteckförmiger Erregung. Eine Ausnahme bildet hier nur der Bereich bis zu einer Drehwinkelgeschwindigkeit $\hat{\varphi} < 30^\circ/\text{s}$, in dem die Übertragungsfunktionen bei sinusförmiger Erregung mit $f_e = 35\text{Hz}$ und 57Hz mit denen bei rechteckförmiger elektrischer Erregung übereinstimmen.
- Bei rechteckförmiger Erregung ist der Einfluß der Frequenzvariation bei kleinen Amplituden $\hat{\varphi} = 2.5^\circ$ und niedrigen Geschwindigkeiten vernachlässigbar. Bei größeren Amplituden sinken die Real- und Imaginäranteile der komplexen dynamischen Steifigkeiten mit Zunahme der Erregungsfrequenz ($f_e = 10\text{Hz} \rightarrow f_e = 57\text{Hz}$).
- Es treten sowohl bei der sinus- als auch bei der rechteckförmigen Erregung Resonanzstellen zwischen der mechanischen f_m und elektrischen Frequenz f_e auf. Diese ergeben sich bei $f_m = 1/2 f_e$ und allen Vielfachen der halben elektrischen Erregungsfrequenz ($f_m = q \cdot 1/2 f_e$, mit $q = 1, 2, \dots$).

Die Polarisierungs- und Orientierungsgeschwindigkeit der elektrisch aktiven Feststoffpartikel (vgl. Kap. 2.4), welche sich in Überstrukturen anordnen und dadurch die Fließgrenze und Steifigkeit der ER-Fluide erhöhen, ist begrenzt. Mit ansteigender elektrischer Frequenz f_e verringern sich die den Feststoffpartikeln zur gerichteten Wanderung zur Verfügung stehenden Zeitspannen. Es bilden sich weniger starke Überstrukturen und damit Fließgrenzen aus. Die komplexe dynamische Steifigkeit nimmt mit ansteigender Frequenz f_e ab.

Die orientierenden Kräfte sind, wie gezeigt wurde, die Dipolmomente. Sie sind von der elektrischen Feldstärke abhängig. Für den ER-Effekt ist dabei der Effektivwert der Feldstärke von größerer Bedeutung als die Maximalfeldstärke. Sinusförmig wechselnde Felder weisen eine um den Faktor $\sqrt{2}$ kleinere Effektivfeldstärke als rechteckförmig wechselnde Felder auf. Es bilden sich schwächere Überstrukturen aus, und die komplexe dynamische Steifigkeit des ER-Dämpfers ist kleiner. Darüber hinaus sind bei sinusförmigen elektrischen Feldern im Vergleich zu rechteckförmig sich ändernden Feldern langanhaltende Zonen mit geringen Feldstärken vorhanden, was die gerichtete Partikelausrichtung und -wanderung erschwert und zu uneinheitlichem Verhalten bei Variation der elektrischen Frequenz f_e , insbesondere bei niedrigen Winkelgeschwindigkeiten $\hat{\varphi}$, führt.

Im Winkelgeschwindigkeitsbereich bis $\hat{\varphi} < 30^\circ/\text{s}$ liegen dabei die geschwindigkeitsabhängigen Differenzdrücke Δp des Dämpfers sowohl unterhalb der Grenzdruckdifferenz Δp_0 bei rechteckförmiger Erregung als auch unterhalb der niedrigeren Grenzdruckdifferenz bei sinusförmiger Erregung mit höherer elektrischer Frequenz f_e . Die elektrisch ansteuerbaren Kanäle sind in beiden Fällen elektrisch verschlossen, und man mißt eine identische Übertragungsfunktion.

An den Resonanzstellen besitzt der ER-Dämpfer dabei je nach Phasenlage zwischen der oszillierenden mechanischen Strömung und den Wechselspannungserregungen unterschiedliche

Steifigkeiten. Befinden sich die mechanischen und die elektrischen Erregungen in Phase oder Gegenphase, das heißt die Extrema der Strömungsgeschwindigkeit fallen mit den Extremwerten der elektrischen Feldstärke zusammen, ergeben sich vor allem bei sinusförmiger Erregung deutlich höhere Steifigkeiten. Das ER-Fluid besitzt dabei die Eigenschaften eines „mechanischen Gleichrichters“. Für den ER-Effekt spielt die Polarisationsrichtung der Feststoffpartikel keine Rolle. Fallen die maximalen Strömungsgeschwindigkeiten mit den Nulldurchgängen der elektrischen Feldstärken zusammen, sinkt die Steifigkeit an den Resonanzstellen ab.

Der Einfluß der Resonanzstellen bei rechteckförmiger Erregung ist dabei im Vergleich zu sinusförmigen Erregungen deutlich kleiner, weil bei dieser Erregungsart nur das Vorzeichen der elektrischen Feldstärke wechselt. Es liegen somit in der Regel, anders als bei sinusförmiger Erregung, immer die maximalen Feldstärken mit den maximalen Strömungsgeschwindigkeiten in Phase.

Wie ersichtlich, liegt nun der große Vorteil der Auswertung der oszillierenden Messungen im Frequenzbereich in der unmittelbaren Aufspaltung des Übertragungsverhaltens des ER-Dämpfers in die Dämpferanteile (Imaginäranteile der komplexen dynamischen Steifigkeiten) auf der einen Seite und die Feder- und Massenanteile (Realanteile der komplexen dynamischen Steifigkeiten) auf der anderen Seite. Prinzipielle Zusammenhänge lassen sich, trotz der offensichtlichen Linearisierungsfehler, unmittelbar erkennen. Die deutliche Amplitudenabhängigkeit der Elastizität ist leicht ermittelbar.

Kapitel 8

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Schwingungsminderung und Schwingungs-isolation von mechanischen Mehr-Freiheitsgrad-Systemen durch Regelung des Systemparameters Dämpfung. In Theorie und Experiment wird die Effektivität einer echtzeitgesteuerten Schwingungsdämpfung an stützenschwingungssystemen nachgewiesen.

Nach Erfassung des augenblicklichen Schwingungszustandes berechnet ein Regler die aktuelle optimale Systemdämpfung. Als steuerbarer Dämpfer wird ein mit Elektrorheologischen Fluiden befülltes hydraulisches System eingesetzt. Elektrorheologische Fluide (ERF) besitzen die Eigenschaft, daß sie ihr Fließverhalten im Einwirkungsbereich elektrischer Felder innerhalb von Millisekunden ändern. Es wird gezeigt, daß sich unter Ausnutzung dieser charakteristischen Eigenschaften ein steuerbarer Dämpfer konzipieren läßt, dessen Dämpfungseigenschaften sich durch Anlegen einer Spannung im kV-Bereich steuern lassen und daß dieser Dämpfer zu einer verbesserten Entstörung mechanischer Mehr-Freiheitsgrad-Systeme führt.

Zunächst werden die Elektrorheologischen Fluide, welche Dispersionen eines Feststoffs in einer Trägerflüssigkeit sind, ausführlich vorgestellt. Es wird hierbei insbesondere auf die in ER-Fluiden ablaufenden Effekte, welche zu den beobachteten Eigenschaftsänderungen führen, eingegangen. Im elektrischen Feld ändert sich die innere Ordnung der in einer Grundflüssigkeit dispergierten Feststoffpartikel. Es bilden sich sogenannte Überstrukturen. Sie sind nicht nur für die Veränderungen der Viskosität der ER-Fluide, sondern auch für geänderte elastische Eigenschaften der ER-Fluide verantwortlich.

Im theoretischen Teil der Arbeit wird im ersten Schritt die generelle Einsetzbarkeit eines gesteuerten Dämpfers zur Schwingungsminderung und -isolation untersucht. Anhand der Vergrößerungsfunktionen mechanischer Systeme mit invarianter Dämpfung kann erkannt werden, ob eine Steuerung der Dämpfung Verbesserungen erwarten läßt. Die Anwendung einer gesteuerten Dämpfung ist sinnvoll, wenn im Frequenzbereich für bestimmte Bereiche minimale Dämpfungen und für andere Bereiche maximale Dämpfungen günstig sind. Der Dämpfer hat dann nicht nur dämpfende, sondern auch anfachende Wirkungen auf das Schwingungssystem. Es existiert also keine einheitliche optimale Dämpfungsfestlegung für den gesamten Frequenzbereich. Es gibt verschiedene mechanische Systeme, welche diese Anforderung erfüllen. Die Steuerung des Systemparameters Dämpfung erbringt deshalb nicht nur Vorteile bei der in dieser Arbeit näher untersuchten passiven Entstörung, sondern läßt auch Verbesserungen bei der aktiven Entstörung erwarten.

Da die Stellgrößen bei gesteuerter Dämpfung nicht unmittelbar Kraftgrößen sind, eine multiplikative Verknüpfung zwischen den Stell- und Zustandsgrößen besteht und deshalb die steuerbaren Dämpferkräfte in Betrag und Richtung von der Geschwindigkeit abhängen, ist eine direkte Regelung nicht möglich. Alle Verfahren des linearen Reglerentwurfs versagen. Außerdem ergeben sich Einschränkungen in den Regelungszielen. Wie mit Betrachtungen zur Steuerbarkeit nachgewiesen wird, lassen sich durch die Dämpfungssteuerung keine beliebigen Lagepositionen anfahren. Wegoptimale Gesichtspunkte dürfen in den Gütekriterien nicht enthalten sein.

In der Arbeit werden zwei grundsätzlich unterschiedliche Verfahren zum Reglerentwurf vorgestellt. Eine Entwurfsmethode basiert auf der dynamischen Programmierung von Richard Bellman. Die zweite, neuartige Methode zum Reglerentwurf ergibt sich aus einer phänomenologischen Vorgehensweise. Aus Energie- und Leistungsbetrachtungen wird die aktuell anfachende oder dämpfende Wirkung des Dämpfers beurteilt und ein Regelgesetz entwickelt. Beide Verfahren führen für geschwindigkeitsoptimale Gütekriterien auf identische Reglerkennfelder eines Zweipunkt-Reglers, welcher auch als BANG-BANG-Regler bezeichnet wird.

Wie im theoretischen Teil durch Simulationsrechnung gezeigt wird, ergibt sich beim stützen-erregten Ein-Massen-Schwinger im gesamten Frequenzbereich durch Steuerung der Dämpfung eine deutlich verbesserte passive Entstörung gegenüber Systemen mit permanent minimaler oder permanent maximaler Dämpfung. Die Effektivität steigt mit größer werdendem Schaltbereich des Dämpfers an.

Bei Mehr-Freiheitsgrad-Systemen können unterschiedliche Gütekriterien festgelegt werden. Die Wahl eines geeigneten Gütekriteriums ist nicht ohne weiteres möglich. Verschiedene mit den Entwurfsverfahren entwickelte Reglerkennfelder sind durch Simulationsrechnungen auszutesten. Am Beispiel eines Zwei-Freiheitsgrad-Schwingers werden die Ergebnisse vorgestellt. Es ergeben sich durch eine Steuerung des Systemparameters Dämpfung ebenfalls Verbesserungen.

Der Grad der Verbesserung beim Mehr-Freiheitsgrad-System hängt stark von der Position des steuerbaren Dämpfers im System ab. Durch gesteuerte Dämpfer in den Stützen kann der Energieeintrag in das zu isolierende System reduziert werden. Eine generelle Verbesserung der passiven Entstörung ist möglich. Für gesteuerte Dämpfer innerhalb einer Struktur trifft dies nicht zu. Durch die Steuerung des Dämpfers wird nur der Energiefluß innerhalb des Systems verändert. Neben Frequenzbereichen, in denen das Schwingungsverhalten aller Massen verbessert werden kann, sind auch Bereiche vorhanden, in denen sich das Schwingungsverhalten eines Freiheitsgrades nur auf Kosten eines anderen verbessern läßt.

Im experimentellen Teil der Arbeit wird die Funktionsfähigkeit der gesteuerten Schwingungsdämpfung am stützen-erregten Ein-Massen-Schwinger verifiziert. Als reales Modell wurde ein Drehschwinger eingesetzt. Das gesamte Schwingungssystem mit Meß-, Regelungs- und Ansteuerungstechnik in Echtzeit wurde konzipiert und aufgebaut.

Ein besonderer Schwerpunkt lag auf der Entwicklung des neuartigen mittels ER-Fluiden steuerbaren Drehdämpfers. Für einen schaltbaren Dämpfer wird gefordert, daß er einen möglichst großen Schaltbereich mit Variation der elektrischen Feldstärke bei minimaler Grunddämpfung aufweist. Zur Auslegung des ER-Dämpfers wird ein einfaches Auslegungsmodell vorgestellt. Dieses Modell beruht auf strömungsmechanischen Ansätzen und einem vereinfachten

Werkstoffmodell der ER-Fluide. Masseneffekte und Elastizitäten werden nicht modelliert. Trotz der zum Teil weitreichenden Vereinfachungen ist das Modell gut für Vorauslegungen geeignet. Es können damit wichtige Geometriezusammenhänge erkannt werden. Gute Übereinstimmungen zwischen Modell und Messung ergeben sich vor allem bei stationärer kontinuierlicher Strömung und elektrisch nicht erregter ERF.

Zur Überprüfung der Effektivität der gesteuerten Dämpfung am Ein-Massen-Schwinger wird dieser an den Stützen mit harmonischen und stochastischen Signalen erregt. Wie in den Simulationsrechnungen werden den Ergebnissen mit gesteuerter Dämpfung die Ergebnisse mit permanent minimaler und maximaler Dämpfung gegenübergestellt. Sowohl bei stochastischer als auch bei harmonischer Erregung wird die Effektivität der gesteuerten Dämpfung nachgewiesen.

Zur Auswertung der harmonischen Versuche werden Vergrößerungsfunktionen benutzt. Wie in den Simulationsrechnungen ermittelt, zeigen sich im Versuchslauf mit dem größten Schaltbereich des Dämpfers die besten Ergebnisse. Sie bestätigen die Simulationsrechnungen. Es wurde ein Frequenzbereich bis zur doppelten Eigenfrequenz untersucht. Die Vergrößerungsfunktion des gesteuerten Systems ist im gesamten Frequenzbereich kleiner als 1. Das Schwingungssystem läßt sich durch Steuerung der Dämpfung in Echtzeit deutlich besser als ein passiv gedämpftes System entstoren. Bei einem passiven, nicht gesteuerten Dämpfungssystem beträgt die minimale Vergrößerung im Resonanzfall 1, durch die Dämpfungssteuerung wird dieser Wert unterschritten.

Der elektrorheologische Effekt ist von der Temperatur abhängig. Mit zunehmender Temperatur nimmt die Effektivität der gesteuerten Schwingungsminderung durch Dämpfungsvariation, aber auch der Strombedarf der ERF zu. Die für gute ER-Effekte möglichst hohe Betriebstemperatur wird außer durch den Einsatztemperaturbereich der ERF auch durch die Leistung der Hochspannungsversorgung begrenzt.

Neben der Temperaturabhängigkeit wird in den Versuchen auch eine Abhängigkeit des elektrorheologischen Effektes von der Art des elektrischen Feldes (DC, AC, Frequenz und Form des Wechselfeldes) festgestellt. Der Dämpfer weist aufgrund seiner Konstruktion eine nicht vernachlässigbare Elastizität auf. Die Elastizität ist, wie auch in Untersuchungen des Übertragungsverhaltens auf einer Universalprüfmaschine nachgewiesen wird, in starkem Maße von der Amplitude und Winkelgeschwindigkeit des Drehkolbens abhängig. Bei kleinen Amplituden zeigt die ERF in den elektrisch steuerbaren Spalten des ER-Dämpfers ausgeprägtes Festkörperverhalten, welches mit einer hohen Steifigkeit verbunden ist. Bei größer werdenden Amplituden geht die Elastizität zurück. Verursacht wird diese in steuerbaren Dämpfern unerwünschte Eigenschaft von Elektrorheologischen Fluiden durch die in Abhängigkeit von der Einwirkungszeit des elektrischen Feldes ablaufende Überstrukturbildung. Zur Verdeutlichung der prinzipiellen Zusammenhänge zwischen Elastizität und Dämpfung wird ein erweitertes Dämpfermodell vorgestellt.

Ein System mit gesteuerter Dämpfung auf Basis Elektrorheologischer Fluide, wie es in der Arbeit vorgestellt wird, ist für den technischen Einsatz sehr gut geeignet. Durch gesteuerte Dämpfer sind deutliche Verbesserungen in der passiven Entstoreung erreichbar. Die Effektivität der gesteuerten Dämpfung ist in starkem Maße vom Schaltbereich des Dämpfers abhängig. Durch Optimierung des steuerbaren Dämpfers, aufbauend auf den hier vorgestell-

ten Ergebnissen, sind noch Effektivitätssteigerungen möglich. Bei der Optimierung sollten insbesondere die elastischen Eigenschaften der ER-Fluide stärker berücksichtigt werden.

Neben Elektrorheologischen Fluiden können zur Variation der Dämpfungseigenschaften auch die in jüngster Zeit anwendungsreif entwickelten Magnetorheologischen Fluide (MRF) eingesetzt werden. Die MRF lassen sich mit den gleichen Werkstoffgesetzen modellieren wie die ER-Fluide. Die Veränderung der Eigenschaften wird bei den MRF durch ein äußeres magnetisches Feld hervorgerufen. Sie lassen sich also durch elektrische Ströme und nicht durch elektrische Feldstärken ansteuern.

Literaturverzeichnis

- [1] Bares, J. E., Carlson, J. D.: „Electrorheological Fluid Design: An Overview“. Second Int. Conference on ER Fluids (Raleigh, USA, 07.-09.08.89), Proceedings of the Second International Conference on ER Fluids, Technomic Publishing Lancaster, Pennsylvania USA 1990, Seiten 93-114
- [2] Behrens, H.: „Nichtlineare Modellierung und Identifikation hydrodynamischer Kuppungen mit allgemeinen diskreten Modellansätzen“, Mitteilungen aus dem Institut für Mechanik Nr. 107, Ruhr-Universität Bochum 1997
- [3] Bellman, R.: „Dynamische Programmierung und selbstanpassende Regelprozesse“, R. Oldenbourg Verlag München, Wien 1967
- [4] Berg, C. D., Evans, L. F., Kermode, P.R.: „Composite Structure Analysis of a Helow Cantilever Beam Filled with Electrorheological Fluid“, 5th Int. Conference on ER Fluids (Sheffield, UK, 10.-14.07.95), Proceedings of the 5th International Conference on Electro-Rheological Fluids, Magneto-Rheological Suspensions and Associated Technology, World Scientific Publishing Singapore 1996, Seiten 350-361
- [5] Blackwood, K. M., Block, H., Rattray, P. Tsangaris, G., Vorobiev, D. N.: „The Polarisation, Structuring and Rheology of ER Fluids“. Second Int. Conference on ER Fluids (Raleigh, USA, 07.-09.08.89), Proceedings of the Second International Conference on ER Fluids, Technomic Publishing Lancaster, Pennsylvania USA 1990, Seiten 3-22
- [6] Bloodworth, R.: „Electrorheological Fluids based on Polyurethane Dispersions“, 4th Int. Conference on ER Fluids (Feldkirch, Österreich, 20.-23.07.93), Proceedings of the 4th International Conference on Electrorheological Fluids, World Scientific Publishing Singapore 1994, Seiten 67-83
- [7] Bloodworth, R., Wendt, E.: „Materials for ER Fluids“, 5th Int. Conference on ER Fluids (Sheffield, UK, 10.-14.07.95), Proceedings of the 5th International Conference on Electro-Rheological Fluids, Magneto-Rheological Suspensions and Associated Technology, World Scientific Publishing Singapore 1996, Seiten 118-131
- [8] Böhme, G.: „Strömungsmechanik nicht-newtonscher Fluide“, B. G. Teubner Verlag Stuttgart 1981
- [9] Bronstein, I. N., Semendjajew, K. A.: „Taschenbuch der Mathematik“, Teubner Verlagsgesellschaft Leipzig 1989

- [10] Bruhns, O. T.: „Mechanik III, Kinematik und Kinetik, Arbeitsheft zur Vorlesung“, Lehrstuhl für Mechanik I, Ruhr-Universität Bochum 1988
- [11] Chen, Y., Conrad, H.: „Electrostatic Interactions for Particle Array in Electrorheological Fluids: II Measurements“, 4th Int. Conference on ER Fluids (Feldkirch, Österreich, 20.-23.07.93), Proceedings of the 4th International Conference on Electrorheological Fluids, World Scientific Publishing Singapore 1994, Seiten 412-420
- [12] DIN 2088: „Zylindrische Schraubenfedern aus runden Drähten und Stäben; Kaltgeformte Drehfedern (Schenkelfedern); Berechnung und Konstruktion“, Beuth Verlag Berlin, Ausgabedatum: 1992-11
- [13] Fasol, K. H.: „Regelungstechnik II, Skript zur Vorlesung“, Lehrstuhl für Regelungssysteme und Steuerungstechnik, Ruhr-Universität Bochum 1989
- [14] Felici, N., Foulc J. N., Atten, P.: „A Conduction Model of Electrorheological Effect“, 4th Int. Conference on ER Fluids (Feldkirch, Österreich, 20.-23.07.93), Proceedings of the 4th International Conference on Electrorheological Fluids, World Scientific Publishing Singapore 1994, Seiten 139-152
- [15] Fischer, U., Stephan, W.: „Mechanische Schwingungen“, VEB Fachbuchverlag Leipzig 1984
- [16] Folchert, U.: „Identifikation der dynamischen Eigenschaften Hydrodynamischer Kuppelungen“, Mitteilungen aus dem Institut für Mechanik Nr. 87, Ruhr-Universität Bochum 1994
- [17] Fossa, B.: „Ein Beitrag zur Fließflächenmessung bei vorgedehnten Stählen“, Mitteilungen aus dem Institut für Mechanik Nr. 105, Ruhr-Universität Bochum 1996
- [18] Gersten, K.: „Einführung in die Strömungsmechanik“, Vieweg Verlagsgesellschaft, Braunschweig 1991
- [19] Goodwin, J. W.: „Steric Forces“, Electrorheological (ER) Fluids, DE-AC02-91ER30172, U.S. Department of Energy 1993, Seiten 5.11-1 - 5.11-5
- [20] Härtel, V., Michel, W.: „Produktinformation zur Elektrorheologischen Flüssigkeiten der Fa. Metzeler Gimetal“, Metzeler Gimetal München 1989
- [21] Holzweißig, F., Dresig, H.: „Lehrbuch der Maschinendynamik“, VEB Fachbuchverlag Leipzig 1982
- [22] Huang, Z., Spurk, J. H.: „Der elektroviskose Effekt als Folge elektrostatischer Kraft“, Rheologica Acta 29, 1990, Seiten 475-481
- [23] Kikillus, U.: „Ein Beitrag zum zyklischen Kriechverhalten von Ck 15“, Mitteilungen aus dem Institut für Mechanik Nr. 84, Ruhr-Universität Bochum 1993
- [24] Krasnicki, E. J.: „Comparison of Analytical and Experimental Results for a Semi-Active Vibration Isolator“, Lord Corporation, Lord Library of Technical Articles LL-2139 USA 1980

- [25] Menne, A.: „Identifikation der dynamischen Eigenschaften von hydrodynamischen Wandlern“, Mitteilungen aus dem Institut für Mechanik Nr. 86, Ruhr-Universität Bochum 1994
- [26] Mezger, T.: „Applikationsbericht Elektrorheologische Fluide (ERF) und deren Fließverhalten“, Fa. Physica Meßtechnik GmbH Stuttgart 1992
- [27] Michel, W.: „Private Gesprächsnotizen“, 1997
- [28] Moosheimer, J.: „Untersuchung des dynamischen Verhaltens von elektrorheologischen, steuerbaren Fahrzeugdämpfern nach drei verschiedenen hydraulischen Wirkungsprinzipien“, Diplomarbeit, Ruhr-Universität Bochum 1992
- [29] N., N.: „Electrorheological (ER) Fluids, A Research Needs Assessment, Final Report“, DE-AC02-91ER30172, U.S. Department of Energy 1993, Seiten 3.1 - 4.7
- [30] N., N.: „Produktinformation zu Rheobay TP AI 3564 und TP AI 3566“, Bayer AG, Leverkusen 1994
- [31] N., N.: „Produktinformation zur Elektrorheologischen Flüssigkeit EPS 3301“, RWE-DEA AG 1994
- [32] Papageorgiou, M.: „Optimierung; Statische, dynamische, stochastische Verfahren für die Anwendung“, R. Oldenbourg Verlag München Wien 1991
- [33] Rech, B.: „Aktoren mit elektrorheologischen Flüssigkeiten“, Verlag Mainz, Wissenschaftsverlag, Aachen 1996
- [34] Reiner, M.: „Rheologie in elementarer Darstellung“, Carl Hanser Verlag München 1969
- [35] Shih, Y., Sprecher, A. F., Conrad, H.: „Electrostatic Interactions for Particle Array in Electrorheological Fluids: I Calculations“, 4th Int. Conference on ER Fluids (Feldkirch, Österreich, 20.-23.07.93), Proceedings of the 4th International Conference on Electrorheological Fluids, World Scientific Publishing Singapore 1994, Seiten 393-411
- [36] Spurk, J.: „Strömungslehre, Einführung in die Theorie der Strömung“, Springer-Verlag Berlin, Heidelberg 1987
- [37] Stangroom, J. E.: „Basic Observations on Electro-Rheological Fluids“, 5th Int. Conference on ER Fluids (Sheffield, UK, 10.-14.07.95), Proceedings of the 5th International Conference on Electro-Rheological Fluids, Magneto-Rheological Suspensions and Associated Technology, World Scientific Publishing Singapore 1996, Seiten 29-36
- [38] US 5,139,690
- [39] US 5,139,691
- [40] US 5,139,692
- [41] US EP625566

-
- [42] Waller, H.; Schmidt, R.: „Schwingungslehre für Ingenieure“, Wissenschaftsverlag 1989
- [43] Waller, H.; Krings, W.: „Matrizenmethoden in der Maschinen- und Bauwerksdynamik“, Wissenschaftsverlag, Zürich 1975
- [44] Winslow, W. M.: „The Winslow Effect“. Second Int. Conference on ER Fluids (Raleigh, USA, 07.-09.08.89), Proceedings of the Second International Conference on ER Fluids, Technomic Publishing Lancaster, Pennsylvania USA 1990, Seiten IX-XII
- [45] Zukoski, C. F.: „Mechanismus of ER Effects“, Electrorheological (ER) Fluids, DE-AC02-91ER30172, U.S. Department of Energy 1993, Seiten 5.3-1 - 5.11-17

Anhang A

Weitere Modelle des Zusammenhangs zwischen Schubspannung und Feldstärke

In Ergänzung zu den drei elektroviskosen Effekten, mit denen das Verhalten von Elektrorheologischen Fluiden im elektrischen Feld prinzipiell erklärt werden kann, sollen hier zwei weitere in der Literatur diskutierte interessante Modelle vorgestellt werden.

A.1 Phänomenologische Betrachtungsweise des elektrorheologischen Effekts

Bei phänomenologischer Betrachtungsweise kann der elektrorheologische Effekt bei hohen Feldstärken durch die elektrostatischen (und Brownschen) Kräfte, die sich als Gradient der im Feld abgespeicherten Energie ergeben, erklärt werden [22]. Effekte durch Fließbehinderung aufgrund hoher Packungsdichte können damit allerdings nicht modelliert werden.

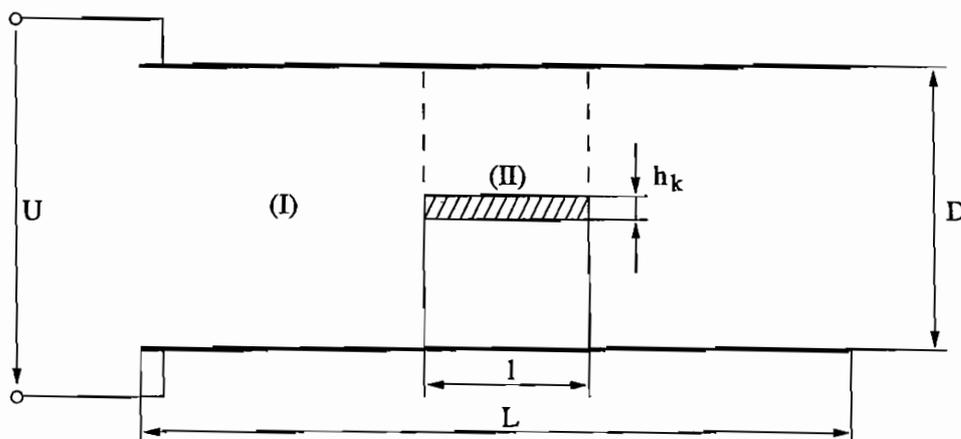


Abb. A.1: Elektrische Feldstärken in Dielektrika mit dielektrischem Feststoff

Die zwischen zwei Kondensatorplatten gespeicherte Energie berechnet sich mit dem Volumenintegral zu:

$$W = \int_V \frac{\epsilon_f}{2} E^2 dV \quad (\text{A.1})$$

Sie ist neben der Dielektrizitätszahl ϵ_f des Fluids vom Quadrat der elektrischen Feldstärke E abhängig. In ER-Fluiden sind neben der Trägerflüssigkeit mit der Dielektrizitätszahl ϵ_f Feststoffpartikel mit der Dielektrizitätszahl ϵ_k ($\epsilon_f < \epsilon_k$) vorhanden. Diese führen zu einer Veränderung der im elektrischen Feld speicherbaren Energie und zu einer Erhöhung der elektrischen Feldstärke im Fluidbereich in Feldlinienrichtung E_{II} (vgl. Abb. A.1).

Für die elektrischen Feldstärken gilt mit der elektrischen Spannung U und dem Plattenabstand D :

$$E_I = \frac{U}{D} < E_{II} = \frac{U/D}{1 - h_k(1 - \epsilon_f/\epsilon_k)/D} \quad (\text{A.2})$$

Die frei beweglichen Festkörper werden in den Bereich der höheren elektrischen Feldstärke gezogen. Es kommt zur Ausbildung der auch im Experiment beobachteten säulenartigen Partikelanordnung (vgl. Abb. A.2).

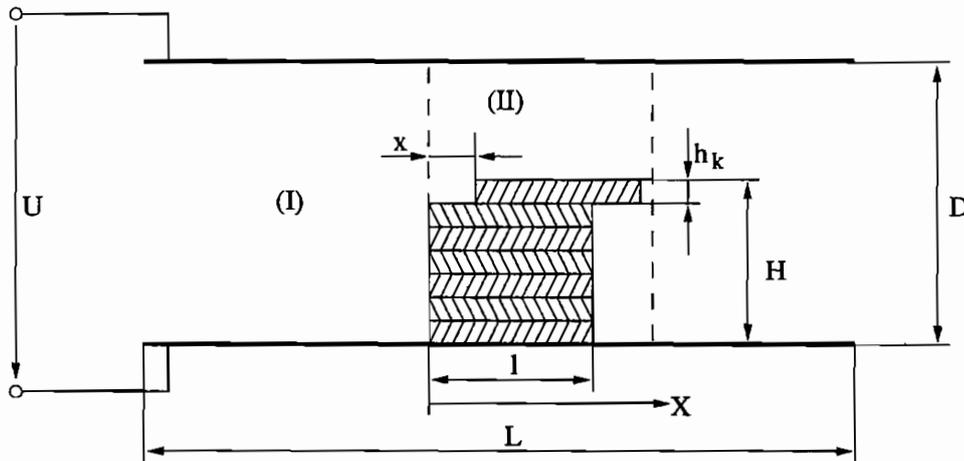


Abb. A.2: Säulenbildung und Berechnung der Feldenergie bei Verschiebung eines Teilchens

Bei dieser Anordnung der Feststoffpartikel im elektrischen Feld ergibt sich das maximale Energiespeichervermögen zwischen den Kondensatorplatten zu:

$$W = \frac{1}{2} \epsilon_f E^2 D b \left[(L - l - x) + \frac{l - x}{1 - H(1 - \epsilon_f/\epsilon_k)/D} + \frac{x}{1 - (H - h_k)(1 - \epsilon_f/\epsilon_k)/D} + \frac{x}{1 - h_k(1 - \epsilon_f/\epsilon_k)/D} \right] \quad (\text{A.3})$$

Werden die Kondensatorplatten gegeneinander verschoben, so kommt es zu einer Verdrehung der Partikelsäulen. Die Speicherfähigkeit sinkt. Aus dem Gradienten

$$F = -\frac{\partial W}{\partial x} \quad (\text{A.4})$$

läßt sich die Verschiebungskraft berechnen. Für diese gilt $F \sim E^2$ und damit auch für die Schubspannung $\tau \sim E^2$.

A.2 Leitfähigkeitsmodell

Beim Leitfähigkeitsmodell zur Erklärung des ER-Effekts wird davon ausgegangen, daß die spezifische Leitfähigkeit von Feststoff und Trägerfluid die Ausbildung des elektrischen Feldes und damit die Wechselwirkung zwischen zwei Partikeln beeinflusst und steuert [14].

Das Dipolmoment p läßt sich in Abhängigkeit der spezifischen elektrischen Leitfähigkeit κ_P der Partikel und κ_F des Fluids, der Dielektrizitätszahl ϵ_F , der Feldstärke E_0 und R als Radius angeben zu:

$$p = 4\pi\epsilon_F R^3 E_0 \frac{\kappa_P - \kappa_F}{\kappa_P + 2\kappa_F} \quad (\text{A.5})$$

Bei Modellierung der ER-Partikel im einfachsten Fall als zwei Kugeln mit dem Radius R im Abstand d ergibt sich die Feldstärke:

$$E \sim E_0(1 + 2R/d) \quad (\text{A.6})$$

Sie ist also insbesondere vom Abstand abhängig. Die spezifische Leitfähigkeit eines nicht polaren Fluides ändert sich genähert proportional zur Wurzel aus der elektrischen Feldstärke ($\kappa_F \sim \sqrt{E}$). Die durch ein elektrisches Feld hervorgerufene spezifische Leitfähigkeit folgt damit einer Sättigungskurve der elektrischen Feldstärke. Wenn zwei Feststoffpartikel sich berühren, wird die elektrische Feldstärke durch die Flüssigkeit in der Nähe der Kontaktstelle bestimmt.

Unter Voraussetzung eines spezifischen Leitfähigkeitsverhältnisses $\kappa_P/\kappa_F \gg 1$ (bei ER-Fluiden immer erfüllt) werden beim Leitfähigkeitsmodell deshalb zwei Phasen innerhalb der Grenzzone $x < \delta$ und außerhalb einer Grenzzone $x > \delta$ unterschieden. Innerhalb der Grenzzone δ ist die spezifische Leitfähigkeit so hoch, daß sich eine konstante Feldstärke ergibt. Außerhalb der Grenzzone ist das elektrische Potential zwischen den beiden Halbkugeln konstant. Es ändert sich die Feldstärke mit dem Abstand.

Die Grenzzone δ berechnet sich mit dem Onsagerschen Minimaldissipationstheorem zu der Stelle, an der die Leitfähigkeit des Feststoffes und des Trägerfluides identisch sind.

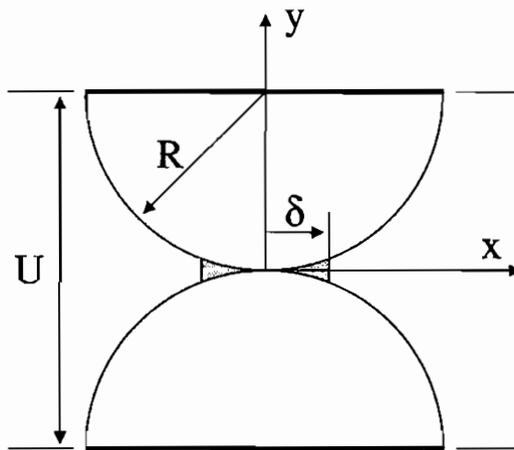


Abb. A.3: Vergrößerung der Kontaktfläche zweier Partikel, Modellierung als Halbkugeln

Bei *kleinen Feldstärken* kommt es zu keiner feldstärkeabhängigen, spezifischen Leitfähigkeitsveränderung (-erniedrigung) außerhalb der Grenzzone. Es ergibt sich ein quadratischer Zusammenhang zwischen der elektrischen Feldstärke und der Partikelanziehung ($E \downarrow: F \sim E^2$).

Bei *großen Feldstärken* ändert sich die spezifische Fluidleitfähigkeit auch außerhalb der Grenzzone, und es ergibt sich nach verschiedenen Vereinfachungen ein linearer Zusammenhang zwischen der elektrischen Feldstärke und der Anziehungskraft zwischen den Partikeln, welcher auch aus Experimenten bekannt ist ($E \uparrow: F \sim E$).

Zur detaillierten Erläuterung wird auf die Literatur (zum Beispiel [14]) verwiesen.

Anhang B

Binghamsches Fließen zwischen zwei Platten als stationäre Schichtströmung

B.1 Herleitung der Verteilung der Geschwindigkeit im Strömungsspalt

Ausgehend von der Eulerschen Betrachtungsweise wird zur Beschreibung von Strömungsvorgängen ein Kontrollraum K definiert. Für diesen Kontrollraum lassen sich, losgelöst von den Bewegungen der einzelnen Fluidmassenteilchen, die zur Berechnung der Geschwindigkeitsverteilung benötigten Massen- und Impulserhaltungssätze über alle im Kontrollraum jeweils befindlichen Fluidteilchen aufstellen.

Im vorliegenden Fall, der Strömungsberechnung zwischen zwei parallelen Platten unter der Voraussetzung laminarer ebener Schichtströmung, wird ein quaderförmiger Kontrollraum K der Länge L , der Breite B und einer variablen Höhe $2y$ (vgl. Abb. B.1) gewählt. Die maximale Höhe des Kontrollraums wird durch den Plattenabstand H bestimmt.

Ausgehend von dem für den Kontrollraum K geltenden Massenerhaltungssatz mit der Dichte ρ und dem Volumenstrom \dot{V} gilt:

$$\frac{dm}{dt} = - \int_K \rho d\dot{V} \quad (\text{B.1})$$

Er besagt, daß die Änderung der Masse im Kontrollraum K (dm/dt) identisch der Summe der über die Kontrollraumgrenzen bewegten Massen ist. Bei stationärer Strömung ($dm/dt = 0$) läßt sich die Kontinuitätsgleichung mit den Strömungsgeschwindigkeiten $\mathbf{u} = (u_x, u_y, u_z)^T$ und den Flächen $\mathbf{A} = (A_x, A_y, A_z)^T$ ableiten:

$$\frac{dm}{dt} = 0 = - \int_K \rho d\dot{V} = - \int_K \rho \mathbf{u} d\mathbf{A} \quad (\text{B.2})$$

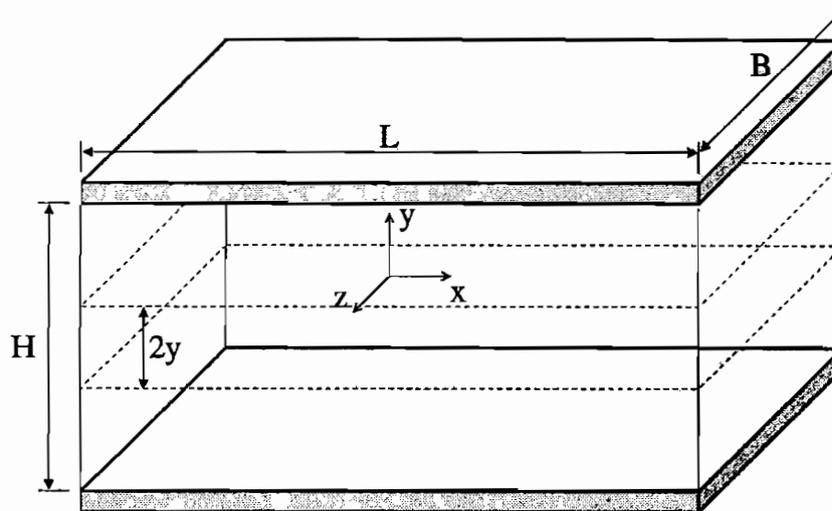


Abb. B.1: Kontrollraum für Strömung zwischen zwei Platten

Für inkompressible Fluide ($\dot{\rho} = 0$) vereinfacht sie sich zu einer Bilanzgleichung der Volumenströme:

$$-\int_K d\dot{V} = -\int_K \mathbf{u} \, d\mathbf{A} = 0 \quad (\text{B.3})$$

Der dem Kontrollraum zugeführte Volumenstrom ist gleich dem den Kontrollraum verlassenden Volumenstrom.

Laminare Schichtströmungen zeichnen sich dadurch aus, daß die Stromlinien immer parallel zu den Strömungskanälen verlaufen. Wenn nun einerseits der Koordinatenursprung in der Mitte des Strömungskanals liegt und andererseits der Koordinatenvektor \mathbf{x} des Kontrollraums K und Strömungsvektor \mathbf{u} zusammenfallen, was durch entsprechende Kontrollraumanordnung immer erreicht werden kann, vereinfacht sich die Kontinuitätsgleichung in vektorieller Schreibweise auf die Kontinuitätsgleichung in x -Richtung:

$$\int_{K_x} u_x \, dA_x = 2B \int_0^{\frac{H}{2}} [u_x(x_e) - u_x(x_a)] dy = 0 \quad (\text{B.4})$$

mit $x_e = (-L/2)$ und $x_a = (+L/2)$. Die Geschwindigkeitskomponenten in y -Richtung und z -Richtung werden zu Null.

Randefflüsse in Form von Randschubspannungen τ_w führen zu Geschwindigkeitsgradienten senkrecht zu den Randflächen. Im definierten Kontrollraum K sind Ränder nur senkrecht zur y -Richtung des Koordinatensystems vorhanden. Ränder in z -Richtung sind nach Definition nicht existent. Außerdem wurde vorausgesetzt, daß der Geschwindigkeitsvektor \mathbf{u} nur eine Geschwindigkeitskomponente in x -Richtung besitzt, alle anderen Komponenten sind identisch Null. Es ergeben sich damit für alle Schnitte durch den Kontrollraum senkrecht zur z -Richtung und senkrecht zur x -Richtung in der betrachteten stationären, laminaren Schichtströmung identische Strömungsprofile, und der Geschwindigkeitsvektor \mathbf{u} reduziert sich auf eine Funktion der Geschwindigkeitskomponente u_x ($u_x = f(y)$).

Für alle weiteren Betrachtungen am dreidimensionalen Kontrollraum K (vgl. Abb. B.1) genügt es nun, exemplarisch einen Schnitt senkrecht zur z -Richtung herauszugreifen (Abb. B.2) und an diesem die weiteren Überlegungen durchzuführen.

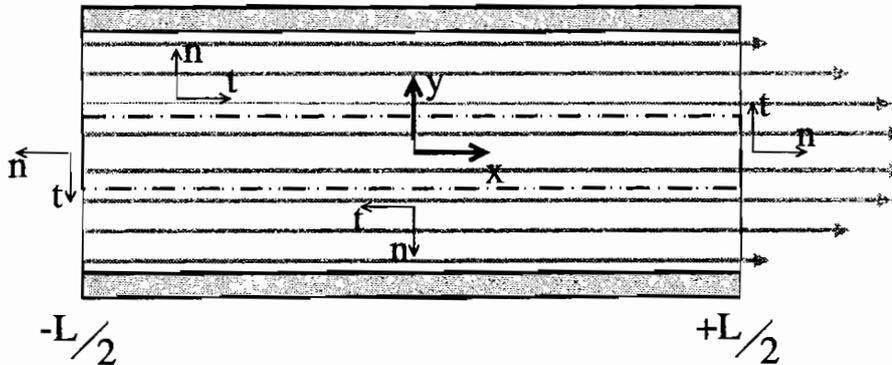


Abb. B.2: Schnitt durch Kontrollraum senkrecht zur z -Richtung

Der Impulssatz für Fluide lautet allgemein:

$$\begin{aligned} \int_K \rho \mathbf{u} d\dot{V} &= \mathbf{F}_k + \mathbf{F}_p + \mathbf{F}_s \\ &= \int_V \mathbf{k} dV - \int_A (p\mathbf{n} - \tau\mathbf{t}) dA - \int_O (p_w\mathbf{n} - \tau_w\mathbf{t}) dO \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

- \mathbf{F}_k Volumenkräfte eines Kraftfeldes
- mit: \mathbf{k} Kraftvektor (z.B. ρg) bezogen auf das Volumen
- \mathbf{F}_p Stützkkräfte an freier Fluidgrenzfläche A
- mit: p : Druck
- τ : Schubspannung an freier Fluidgrenze
- \mathbf{F}_s Stützkkräfte an fester Fluidgrenzfläche O
- mit: τ_w : Schubspannung an fester Fluidgrenze

Bei stationärer Strömung sind die Impulsänderungen $dI/dt = 0$. Bei Vernachlässigung der Volumenkräfte (waagrechter Kanal) vereinfacht sich der Impulssatz zum Kräftegleichgewicht zwischen den Druck- und Schubkräften an den Kontrollraumgrenzen.

$$\begin{aligned} 0 &= \mathbf{F}_D + \mathbf{F}_s \\ &= - \int_A (p\mathbf{n} - \tau\mathbf{t}) dA - \int_O (p_w\mathbf{n} - \tau_w\mathbf{t}) dO \end{aligned} \quad (\text{B.6})$$

Da in Fluiden Schubkräfte nur senkrecht zu Verformungs- und Geschwindigkeitsgradienten auftreten, reduziert sich der Impulssatz in Form des Kräftegleichgewichts in laminarer Schichtströmung in x -Richtung auf

$$0 = (p_{(+L/2)} - p_{(-L/2)})2By - \tau(y)2LB \quad (\text{B.7})$$

$$0 = \Delta p y - \tau(y)L \quad (\text{B.8})$$

und in y - und z -Richtung darauf, daß für den Druck gilt: $p = f(x)$, $dp/dy = 0$, $dp/dz = 0$). Aus dem Kräftegleichgewicht B.8 läßt sich nach Einführung des Werkstoffgesetzes für **Fließen** (Rheologische Gleichung) des Bingham'schen Körpers $\tau = \tau_0 + \eta_{pl}\dot{\gamma}$ mit der Schergeschwindigkeit $\dot{\gamma} = du/dy$ eine Differentialgleichung zur Beschreibung des Strömungsprofils aufstellen:

$$\tau(y) = \frac{\Delta p y}{L} = \tau_0 (\text{sign}\dot{\gamma}) + \eta_{pl}\dot{\gamma} = \tau_0 (\text{sign}\dot{\gamma}) + \eta_{pl} \frac{du}{dy} \quad (\text{B.9})$$

Nach Integration ergibt sich:

$$\frac{\Delta p}{2L} y^2 - \tau_0 (\text{sign}\dot{\gamma})y + C = \eta_{pl}u \quad (\text{B.10})$$

Unter der Annahme, daß das Fluid an der Kanalwand haftet ($u(y_R) = 0$), ergibt sich für die Geschwindigkeitsverteilung:

$$u(y) = -\frac{1}{\eta_{pl}} \left[\frac{\Delta p}{2L} (y_R^2 - y^2) - \tau_0 (\text{sign}\dot{\gamma})(y_R - y) \right] \quad (\text{B.11})$$

In zähen Fluiden verringert sich die Schergeschwindigkeit $\dot{\gamma}(y)$ mit abnehmendem y .

$$\dot{\gamma}(y) = \frac{du(y)}{dy} = \frac{1}{\eta_{pl}} \left[\frac{\Delta p}{L} y - \tau_0 (\text{sign}\dot{\gamma}) \right] \quad (\text{B.12})$$

Symmetrisch zur Kanalmitte wird sich deshalb ein Bereich ausbilden, in dem die Schubspannung kleiner ist als die Fließgrenze ($\tau < \tau_0$). Das Material verformt sich in diesem Bereich nur elastisch und fließt als Festkörper. Es tritt sogenanntes „Pfropf“-Fließen auf. Die Grenzen des Pfropfens lassen sich aus B.9 bei $\dot{\gamma} = 0$ bestimmen zu:

$$|\tau_0| = \left| \frac{\Delta p y_0}{L} \right| \quad (\text{B.13})$$

Die Geschwindigkeit des Pfropfens ergibt sich nach Einsetzen von Formel B.13 in B.11 zu:

$$u(y_0) = -\frac{1}{\eta_{pl}} \frac{\Delta p}{2L} (y_R - y_0)^2 \quad (\text{B.14})$$

Das negative Vorzeichen vor Formel B.14 deutet dabei darauf hin, daß, wie auch beobachtbar, die Fluidströmungsrichtung mit der Richtung des Druckabfalls übereinstimmt.

Graphisch dargestellt ergibt sich somit im Strömungskanal zwischen zwei parallelen Platten das in Abbildung B.3 dargestellte Strömungsprofil, wenn die Randschubspannung größer als die Fließgrenze ($\tau_R > \tau_0$) ist, das heißt $y_0 < y_R = H/2$ gilt.

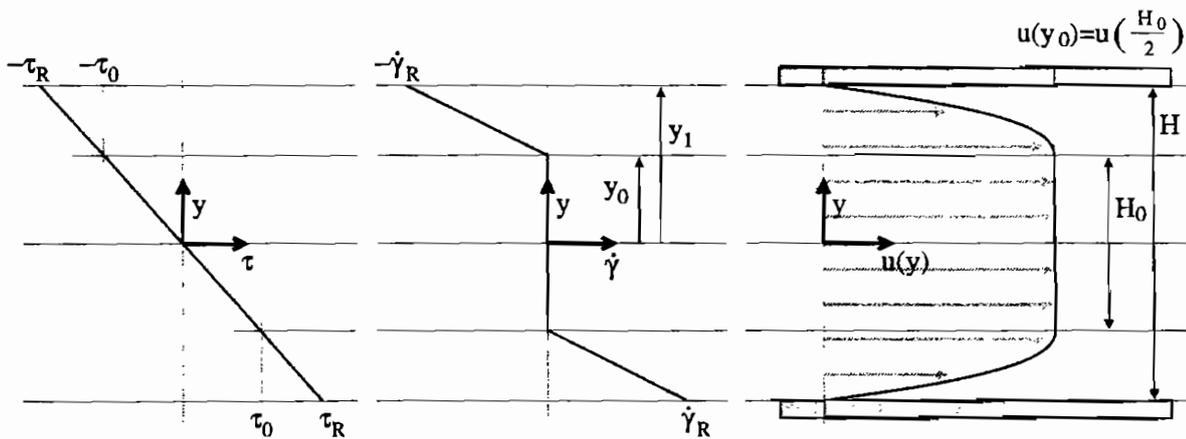
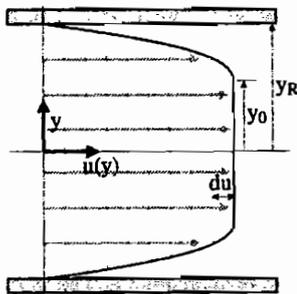


Abb. B.3: Schubspannungs-, Schergeschwindigkeitverteilung und Strömungsprofil bei einem Bingham'schen Körper, wenn $\tau_R > \tau_0$

B.2 Berechnung des Volumenstroms

Das sich zwischen zwei parallelen Platten ausbildende Strömungsprofil ist symmetrisch zur x - z -Ebene (vgl. Abb. B.3). Für die Berechnung des Volumenstroms \dot{V} im Rechteckkanal ohne Randeinfluß genügt also unter Ausnutzung der Symmetrie die Beschränkung der Volumenstromberechnung auf die obere Kanalhälfte. Der Gesamtvolumenstrom kann dann mit



$$\dot{V} = 2 \int_{y_0}^{y_R} B y du \quad (\text{B.15})$$

ermittelt werden, wobei die Fließgrenze τ_0 am Rand y_R überschritten sein muß. Dies ist immer erfüllt, wenn (Formel B.13 umgeformt) gilt:

$$\left| \frac{\tau_0 L}{\Delta p y_R} \right| < 1 \quad (\text{B.16})$$

Nach Umstellen von Formel B.9 ergibt sich du zu:

$$du = \frac{1}{\eta_{pl}} \left(\frac{\Delta p y}{L} - \tau_0 (\text{sign } \dot{\gamma}) \right) dy \quad (\text{B.17})$$

Wird diese in Formel B.15 eingesetzt, erhält man das Volumenstromintegral für \dot{V} zu:

$$\dot{V} = \frac{2B}{\eta_{pl}} \int_{y_0}^{y_R} \left(\frac{\Delta p y^2}{L} - \tau_0 (\text{sign } \dot{\gamma}) y \right) dy \quad (\text{B.18})$$

Nach Integration und einigen Umformungen ergibt sich nach Einsetzen von $y_0 = \tau_0 L / \Delta p$ (nach Formel B.13) bei Verwendung der Beträge in τ_0 und Δp der Volumenstrom schließlich als:

$$\dot{V} = \frac{2}{3} B y_R^2 \frac{\Delta p y_R}{L} \frac{1}{\eta_{pl}} \left[1 - \frac{3}{2} \left(\frac{\tau_0 L}{\Delta p y_R} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{\tau_0 L}{\Delta p y_R} \right)^3 \right] \quad (\text{B.19})$$

Wird y_R durch $y_R = H/2$ ersetzt, kann der Volumenstrom \dot{V} zwischen zwei Platten der Breite B (ohne seitlichen Randeinfluß, Plattenabstand H , Kanallänge L) in Abhängigkeit von der Spaltgeometrie und der Druckdifferenz Δp beim Bingham'schen Materialgesetz $\tau = \tau_0 + \eta_{pl} \dot{\gamma}$ unter Voraussetzung von Formel B.16 ausgedrückt werden als:

$$\dot{V} = \frac{1}{6} B H^2 \frac{\Delta p H}{2L} \frac{1}{\eta_{pl}} \left[1 - \frac{3}{2} \left(\frac{\tau_0 2L}{\Delta p H} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{\tau_0 2L}{\Delta p H} \right)^3 \right] \quad (\text{B.20})$$

B.3 Sonderfall Bingham'sches Fließen mit $\tau_0 = 0$, Newton'sches Fließen

Das Newton'sche Fließen ($\tau = \eta \dot{\gamma}$) ist ein Sonderfall des Bingham'schen Fließens ($\tau = \tau_0 + \eta_{pl} \dot{\gamma}$) mit $\tau_0 = 0$ und $\eta = \eta_{pl}$. Die Formeln in den Abschnitten B.1 und B.2 einer Strömung zwischen zwei parallelen Platten vereinfachen sich, und es ergeben sich nachfolgende Zusammenhänge für

- die Geschwindigkeitsverteilung:

$$u(y) = -\frac{1}{\eta} \frac{\Delta p}{2L} (y_R^2 - y^2) = -\frac{1}{\eta} \frac{\Delta p}{2L} \left(\frac{H^2}{4} - y^2 \right) \quad (\text{B.21})$$

- die Schergeschwindigkeit:

$$\dot{\gamma}(y) = \frac{du(y)}{dy} = \frac{\Delta p}{\eta L} y = \frac{\tau(y)}{\eta} \quad (\text{B.22})$$

- den Volumenstrom:

$$\dot{V} = \frac{2}{3} B y_R^3 \frac{\Delta p y_R}{\eta L} = \frac{1}{12} \frac{\Delta p}{\eta L} B H^3 \quad (\text{B.23})$$

- die Schergeschwindigkeit am Rand:

$$\dot{\gamma}_R = \frac{\Delta p H}{\eta L} = \frac{12 \dot{V} H}{B H^3} = \frac{6 \dot{V}}{B H^2} \quad (\text{B.24})$$

Für die Randschubspannung gilt weiterhin das Kräftegleichgewicht nach Formel B.9:

$$\tau(y) = \frac{\Delta p y}{L} \tag{B.25}$$

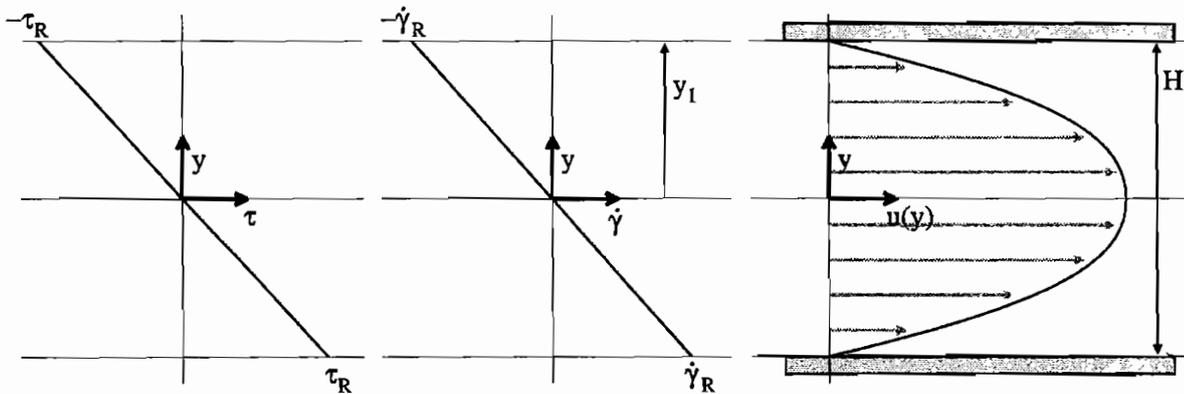


Abb. B.4: Schubspannungs-, Schergeschwindigkeitverteilung und Strömungsprofil bei einem Newtonschen Fluid $\tau_0 = 0$

B.4 Ähnlichkeitsbeziehung für das Fließverhalten Elektrorheologischer Fluide

Elektrorheologische Fluide lassen sich, wie bereits erläutert, genähert als Bingham'sche Körper ($\tau = \tau_0 + \eta_{pl} \dot{\gamma}$) modellieren. Zur Erfassung des Strömungsverhaltens von Elektrorheologischen Fluiden würde es nun theoretisch ausreichen, aus einem beliebigen Strömungsversuch die Werkstoffparameter τ_0, η_{pl} zu bestimmen.

Für den jeweiligen Anwendungsfall könnten dann die neben dem Druckgefälle Δp und den Werkstoffparametern τ_0, η_{pl} auch von den Spaltgeometrien B, H und L abhängigen \dot{V} - Δp -Beziehungen berechnet werden.

Der Volumenstrom als Funktion des Drucks wurde zum Beispiel für den Rechteckspalt ohne seitlichen Randeinfluß bei einem Bingham'schen Körper in Kapitel B.2 theoretisch hergeleitet und kann nach Formel B.20 berechnet werden:

$$\dot{V} = \frac{1}{6} B H^2 \frac{\Delta p H}{2L} \frac{1}{\eta_{pl}} \left[1 - \frac{3}{2} \left(\frac{\tau_0 2L}{\Delta p H} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{\tau_0 2L}{\Delta p H} \right)^3 \right] \tag{B.26}$$

Da sich aber Elektrorheologische Fluide nur genähert wie Bingham'sche Körper verhalten, erweist sich diese Vorgehensweise als äußerst problematisch. Sie scheitert meist schon an der Ermittlung der Werkstoffparameter.

In der Praxis ist es deshalb meist sinnvoll, das Strömungsverhalten der ERF mit der Spaltgeometrie der späteren Anwendung oder an einem geometrisch ähnlichen Spalt zu erfassen und auf die gewünschte Anwendung umzurechnen.

Nachfolgend soll nun gezeigt werden, daß sich verschiedene geometrieabhängige \dot{V} - Δp -Kurven für ähnliche Spaltgeometrien zu einer Kurve zusammenfassen lassen. Nach der allgemeinen Beschreibung der Vorgehensweise wird das Verfahren und die Zulässigkeit am Beispiel des Volumenstroms durch einen Rechteckspalt (Formel B.26) verdeutlicht.

Zu einer geometrieunabhängigen Verformungsgeschwindigkeits-Belastungs-Beziehung gelangt man durch Überführung der Volumenstrom-Druck-Funktionen in eine Randschergeschwindigkeits-Randschubspannungs-Funktion $\dot{\gamma}_R = f(\tau_R)$. Es werden hierzu erstens die Drücke Δp in die exakten Randschubspannungen τ_R und die zweitens Volumenströme \dot{V} nach Modellierung des nicht-Newtonschen Strömungsprofils als Newtonsche Geschwindigkeitsverteilung in eine „fiktive“ Randschergeschwindigkeit $\dot{\gamma}_R$ umgerechnet. Die geometrieabhängigen Umrechnungsfaktoren sind dabei entsprechend der Spaltform (rechteckiger Spalt, Ringspalt) aus den Kräftegleichgewichten bzw. aus den Newtonschen Strömungsprofilen zu ermitteln.

Am Beispiel des Rechteckspalts ohne Randeinfluß (vgl. Kap. B.1) wird nun der Nachweis der Richtigkeit dieser Vorgehensweise erbracht sowie die Arbeitsweise aufgezeigt.

Die geometrieabhängigen Skalierungsbeziehungen des Rechteckspalts sind für die Randschubspannung τ_R (vgl. Formel B.25) sowie für die „fiktive“ Randschergeschwindigkeit $\dot{\gamma}_R$ (vgl. Formel B.24) nachfolgend angegeben:

$$\tau_R = \frac{\Delta p H}{2L} \quad (\text{B.27})$$

$$\dot{\gamma}_R = \frac{6\dot{V}}{BH^2} \quad (\text{B.28})$$

Die \dot{V} - Δp - Beziehung des Bingham'schen Körpers (nach Formel B.26) läßt sich nach Ersatz der Druckdifferenz Δp durch die Randschubspannung τ_R nach Formel B.27 schreiben als:

$$\dot{V} = \frac{BH^2}{6} \tau_R \frac{1}{\eta_{pl}} \left[1 - \frac{3}{2} \left(\frac{\tau_0}{\tau_R} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{\tau_0}{\tau_R} \right)^3 \right] \quad (\text{B.29})$$

Die Volumenströme \dot{V} sowie die B und H in Formel B.29 können nach Formel B.28 durch die Randschergeschwindigkeiten $\dot{\gamma}_R$ ersetzt werden. Die Ähnlichkeitsbeziehung für verschiedene geometrisch ähnliche Spalte lautet somit:

$$\dot{\gamma}_R = \frac{6\dot{V}}{BH^2} = \tau_R \frac{1}{\eta_{pl}} \left[1 - \frac{3}{2} \left(\frac{\tau_0}{\tau_R} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{\tau_0}{\tau_R} \right)^3 \right] \quad (\text{B.30})$$

Im rechten Teil der Formel B.30 sind dabei alle für diese Spaltgeometrie gültigen Werkstoff-Belastungs-Beziehungen geometriefrei zusammengefaßt. Auf der linken Seite stehen die Volumenströme in Form der Randschergeschwindigkeiten $\dot{\gamma}_R$ ebenfalls geometriegrößenunabhängig.

Die Formel ist somit für identische Fluide und ähnliche Spaltformen eine Art erweitertes „Werkstoffgesetz“ (in Abhängigkeit von der Spaltform) ohne Berücksichtigung der tatsächlichen Spaltgeometrien. Die Randschubspannungen τ_R sind nicht proportional den Randschergeschwindigkeiten $\dot{\gamma}_R$.

Wird eine belastungsabhängige Scheinviskosität η_s eingeführt, ergibt sich eine Art „Newton-sches spaltformabhängiges Werkstoffgesetz“ auch für nichtlineare Fließgesetze:

$$\dot{\gamma}_R = \frac{\tau_R}{\eta_s(\tau_R)} \quad (\text{B.31})$$

$$\eta_s(\tau_R) = \eta_{pl} \left[1 - \frac{3}{2} \left(\frac{\tau_0}{\tau_R} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{\tau_0}{\tau_R} \right)^3 \right]^{-1} \quad (\text{B.32})$$

Die belastungsabhängige Scheinviskosität η_s wird sinnvollerweise experimentell an einem geometrisch ähnlichen Strömungskanal über die Auswertung der Druck-Volumenstrom-Abhängigkeit bei Annahme eines Newtonschen Strömungsprofils ermittelt.

Zur „Rückskalierung“ vom Schubspannungs-Zusammenhang zum Druck-Zusammenhang sind die Formeln B.27 und B.28 umzuformen in:

$$\Delta p = \frac{2L}{H} \tau_R \quad (\text{B.33})$$

$$\dot{V} = \frac{BH^2}{6} \dot{\gamma}_R \quad (\text{B.34})$$

Ohne Kenntnis des exakten Werkstoffgesetzes (Newton, Bingham, Herschel-Bulkley, Ostwald-de Waele) kann somit ein von der Spaltgeometrieform, nicht aber von der Spaltgeometriegröße abhängiger Zusammenhang im Experiment ermittelt werden, welcher sich fehlerfrei auf andere Geometriegrößen skalieren läßt. Das in Abb. 5.1 dargestellte Rheogramm (Rheobay VI AI 3565) der in den Versuchen eingesetzten ERF wurde in kreisringförmigem Strömungsspalt bei Druckströmung ermittelt und läßt sich als geometrieabhängiges Druckströmungs-„Rheogramm“ auf ähnliche Strömungsspalte und auch auf rechteckförmige Strömungsspalte ohne seitlichen Randeinfluß übertragen.

Anhang C

Fehlerabschätzungen

C.1 Volumenstrom zwischen zwei Platten mit und ohne Berücksichtigung des seitlichen Randeinflusses

Die Erläuterung des Randeinflusses wird am Verhältnis der Volumenströme (ohne Randeinfluß \dot{V}_{ohne} und mit Randeinfluß \dot{V}_{mit}) bei einem Newtonschen oder quasi Newtonschen Fluid (Viskosität η oder η_s) untersucht.

Für die Berechnung des Strömungsprofils und des Volumenstroms zwischen zwei Platten des Abstands H , der Länge L sowie der Breite B als Funktion des Druckgefälles Δp stehen hierzu zwei unterschiedliche Formelsätze zur Verfügung. Sie unterscheiden sich nicht nur in der Berücksichtigung von Randreibung an der Kanalschmalseite (Strecke H), sondern auch im Berechnungsaufwand:

- Strömung durch Rechteckquerschnitt ohne Randeinfluß:

$$u(y)_{\text{ohne}} = \frac{\Delta p}{2\eta L} \left[\frac{H^2}{4} - y^2 \right] \quad (\text{C.1})$$

$$\dot{V}_{\text{ohne}} = \frac{1}{12} \frac{\Delta p}{\eta L} B H^3 \quad (\text{C.2})$$

- Strömung durch Rechteckquerschnitt mit Randeinfluß:

$$u(y, z)_{\text{mit}} = \frac{\Delta p H^2}{2\eta L} \left[\frac{H^2}{4} - y^2 + \frac{8}{H} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n \cosh(mz)}{m^3 \cosh(my/2)} \cos(my) \right] \quad (\text{C.3})$$

$$\dot{V}_{\text{mit}} = \frac{\Delta p}{4\eta L} \left[\frac{1}{3} - \frac{H}{B} \frac{64}{\pi^5} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\tanh(mB/2)}{(2n-1)^5} \right] B H^3 \quad (\text{C.4})$$

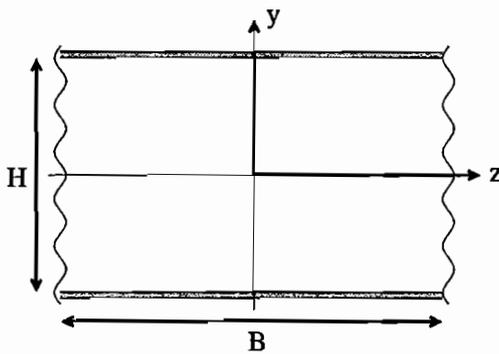


Abb. C.1: Rechteckiger Strömungsquerschnitt ohne seitlichen Randeinfluß

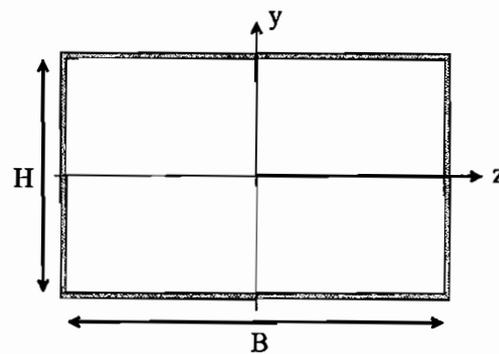


Abb. C.2: Rechteckiger Strömungsquerschnitt mit seitlichem Randeinfluß

mit: $m = (2n - 1)\pi/H$
 L : Strömungskanallänge
 η : Viskosität

Durch Bildung des Quotienten $\dot{V}_{\text{ohne}}/\dot{V}_{\text{mit}}$ kann der Fehler der ungenaueren Berechnungsvorschrift für \dot{V} nach Formel C.2 gegenüber der genaueren Vorschrift nach Formel C.4 abgeschätzt werden. Als Funktion des Breiten/Höhen-Verhältnis (B/H) ist er mit Formel C.5 ausgedrückt. In Abb. C.3 ist er graphisch über dem Breiten/Höhen-Verhältnis (B/H) aufgetragen.

$$F\left(\frac{B}{H}\right) = \frac{\dot{V}_{\text{ohne}}}{\dot{V}_{\text{mit}}} - 1 = \left[1 - \frac{H}{B} \frac{192}{\pi^5} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{(2n-1)^5} \tanh\left(\frac{(2n-1)\pi B}{2H}\right) \right]^{-1} - 1 \quad (\text{C.5})$$

Für die beiden Kanäle des ausgeführten ER-Drehdämpfers (vgl. Kap. 6.2.4, Abb. 6.13 und Abb. 6.14) ergibt sich bei Verwendung des einfacheren Formelansatzes bei Kanal $k = 1$ und einem Verhältnis $B/H = 35$ ein Fehler von 1.8%. Bei Kanal $k = 2$ ist er mit einem Verhältnis $B/H = 115$ nochmals mit 0.6% deutlich kleiner.

C.2 Randschergeschwindigkeiten im Spalt beim Newtonschen und Bingham'schen Strömungsprofil

Um den Koeffizientenvergleich zur Ermittlung der Werkstoffparameter zwischen dem Black-Box-Modell und der Moment-Winkelgeschwindigkeits-Beziehung aus einem Strömungsmodell durchführen zu können, wird in Kap. 7.3.2 nicht die tatsächliche Randschergeschwindigkeit $\dot{\gamma}_{R_{\text{Bing}}}$, sondern die Randschergeschwindigkeit bei Annahme eines parabelförmigen Newtonschen Strömungsprofils $\dot{\gamma}_{R_{\text{Nwt}}}$ verwendet. Zur Berechnung des hierdurch entstehenden Fehlers sind die beiden Schergeschwindigkeiten miteinander in Beziehung zu setzen.

Für die Randschergeschwindigkeit eines fließenden Bingham'schen Körpers gilt (vgl. Formel B.12):

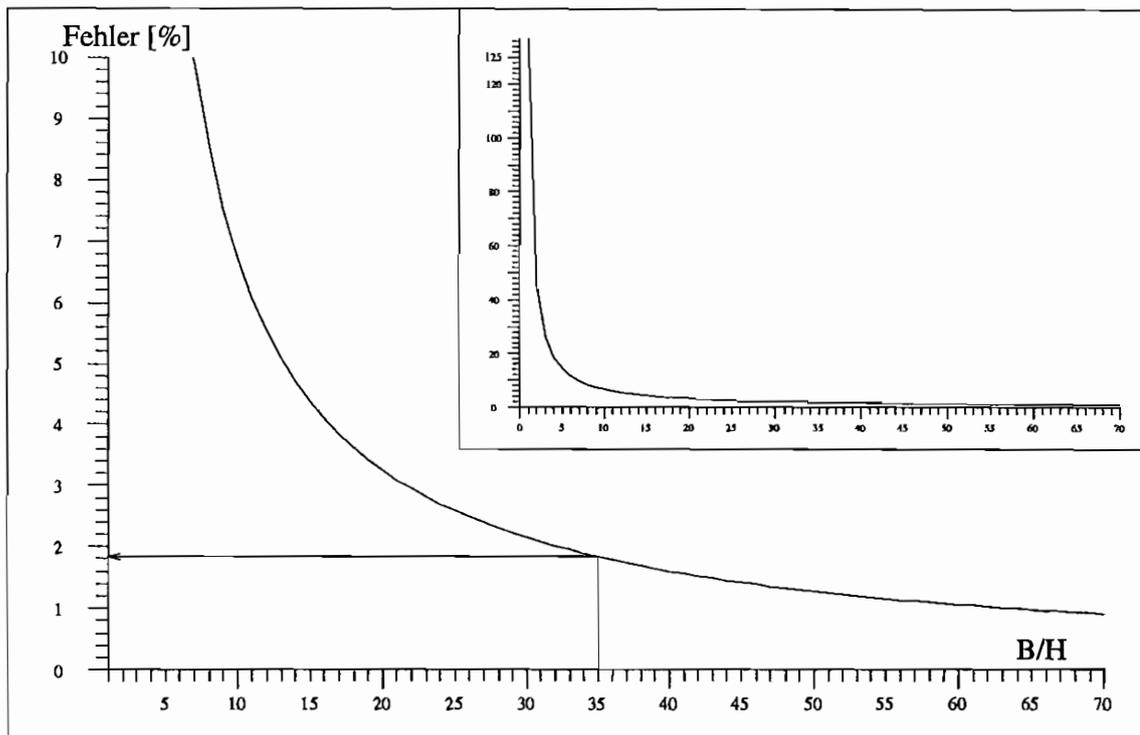


Abb. C.3: Fehlerfunktion der Volumenströme mit / ohne seitlichen Randeinfluß

$$\dot{\gamma}_{R\text{Bing}} = \frac{1}{\eta_{pl}} \left[\frac{\Delta p H}{2L} - \tau_0 \right] = \frac{1}{\eta_{pl}} \left[\tau_{R\text{Bing}} - \tau_0 \right] \quad (\text{C.6})$$

Beim Newtonschen Fluid ergibt sich (vgl. Formel B.24)

$$\dot{\gamma}_{R\text{Newt}} = \frac{6\dot{V}}{BH^2} \quad (\text{C.7})$$

bzw. (vgl. Formel B.22):

$$\dot{\gamma}_{R\text{Newt}} = \frac{\Delta p H}{2\eta L} = \frac{\tau_{R\text{Newt}}}{\eta} \quad (\text{C.8})$$

Die Randschergeschwindigkeit $\dot{\gamma}_{R\text{Newt}}$ des Newtonschen Fluids ist demnach unabhängig von der Viskosität η und der Druckdifferenz Δp und nur eine Funktion der Spaltgeometrie und des Volumenstroms \dot{V} . Auf Bingham'sche Körper trifft dies nicht zu, hier läßt sich kein kraftgrößenfreier Zusammenhang analog zu Formel C.7 finden.

In die Fehlerabschätzung müssen deshalb die Werkstoffmodelle mit ihren Koeffizienten einbezogen werden. Das Verhältnis der Schergeschwindigkeiten ergibt sich zu:

$$\frac{\dot{\gamma}_{R\text{Newt}}}{\dot{\gamma}_{R\text{Bing}}} = \frac{\tau_{R\text{Newt}}/\eta}{[\tau_{R\text{Bing}} - \tau_0]/\eta_{pl}} \quad (\text{C.9})$$

Werden **gleiche Randschubspannungen** bei Newton'schem und bei Bingham'schen Fließen vorausgesetzt, gelangt man mit ($\tau_{R_{\text{Newt}}} = \tau_{R_{\text{Bing}}} = q\tau_0$, $q > 1$) zu:

$$\frac{\dot{\gamma}_{R_{\text{Newt}}}}{\dot{\gamma}_{R_{\text{Bing}}}} = \frac{q}{q-1} \frac{\eta_{pl}}{\eta} \quad (\text{C.10})$$

Bei gleichen Druckdifferenzen Δp und damit gleichen Randschubspannungen $\tau_R = \tau_{R_{\text{Newt}}} = \tau_{R_{\text{Bing}}}$ (Formel B.25) ist die mit dem Newton'schen Modell berechnete Randschergeschwindigkeit immer größer als beim Bingham'schen Modell. Der Fehler nimmt dabei mit Zunahme der Randschubspannung τ_R , bzw. mit Abnahme der Fließgrenze τ_0 ab.

Bei **gleichen Volumenströmen** \dot{V} sind bei Bingham'schen Körpern und Newton'schen Fluiden unterschiedliche Drücke nötig. Zur Berechnung der Randschubspannungen müssen deshalb die \dot{V} - τ_R -Beziehungen herangezogen werden (B.23, B.29):

$$\dot{V}_{\text{Newt}} = \frac{BH^2}{6} \frac{\tau_{R_{\text{Newt}}}}{\eta} \quad (\text{C.11})$$

$$\dot{V}_{\text{Bing}} = \frac{BH^2}{6} \tau_{R_{\text{Bing}}} \frac{1}{\eta_{pl}} \left[1 - \frac{3}{2} \left(\frac{\tau_0}{\tau_{R_{\text{Bing}}}} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{\tau_0}{\tau_{R_{\text{Bing}}}} \right)^3 \right] \quad (\text{C.12})$$

Nach Gleichsetzen und Umformen der Formeln C.11 und C.12 lassen sich die Schergeschwindigkeit $\dot{\gamma}_{R_{\text{Newt}}}$ bei Newton'schem Strömungsprofil als Funktion der Belastungsgrößen bei Bingham'schen Fließen darstellen:

$$\dot{\gamma}_{R_{\text{Newt}}} = \frac{\tau_{R_{\text{Newt}}}}{\eta} = \tau_{R_{\text{Bing}}} \frac{1}{\eta_{pl}} \left[1 - \frac{3}{2} \left(\frac{\tau_0}{\tau_{R_{\text{Bing}}}} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{\tau_0}{\tau_{R_{\text{Bing}}}} \right)^3 \right] \quad (\text{C.13})$$

Formel C.9 läßt sich damit schreiben als

$$\frac{\dot{\gamma}_{R_{\text{Newt}}}}{\dot{\gamma}_{R_{\text{Bing}}}} = \frac{\tau_{R_{\text{Bing}}}}{[\tau_{R_{\text{Bing}}} - \tau_0]} \left[1 - \frac{3}{2} \left(\frac{\tau_0}{\tau_{R_{\text{Bing}}}} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{\tau_0}{\tau_{R_{\text{Bing}}}} \right)^3 \right] \quad (\text{C.14})$$

oder, wenn die Randschubspannung als q -faches der Fließgrenze ausgedrückt wird ($\tau_{R_{\text{Bing}}} = q\tau_0$, $q > 1$) als (vgl. Abb. C.4):

$$\frac{\dot{\gamma}_{R_{\text{Newt}}}}{\dot{\gamma}_{R_{\text{Bing}}}} = \frac{q}{q-1} \left[1 - \frac{3}{2} \left(\frac{1}{q} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{q} \right)^3 \right] \quad (\text{C.15})$$

Bei gleichem Volumenstrom sind damit die Randschergeschwindigkeiten beim Bingham'schen Körper immer größer als beim Newton'schen Fluid. Für die Parameterschätzung in Kap. B.25 bedeutet dies, daß in der Regel zu große plastische Viskositäten η_{pl} ermittelt werden.

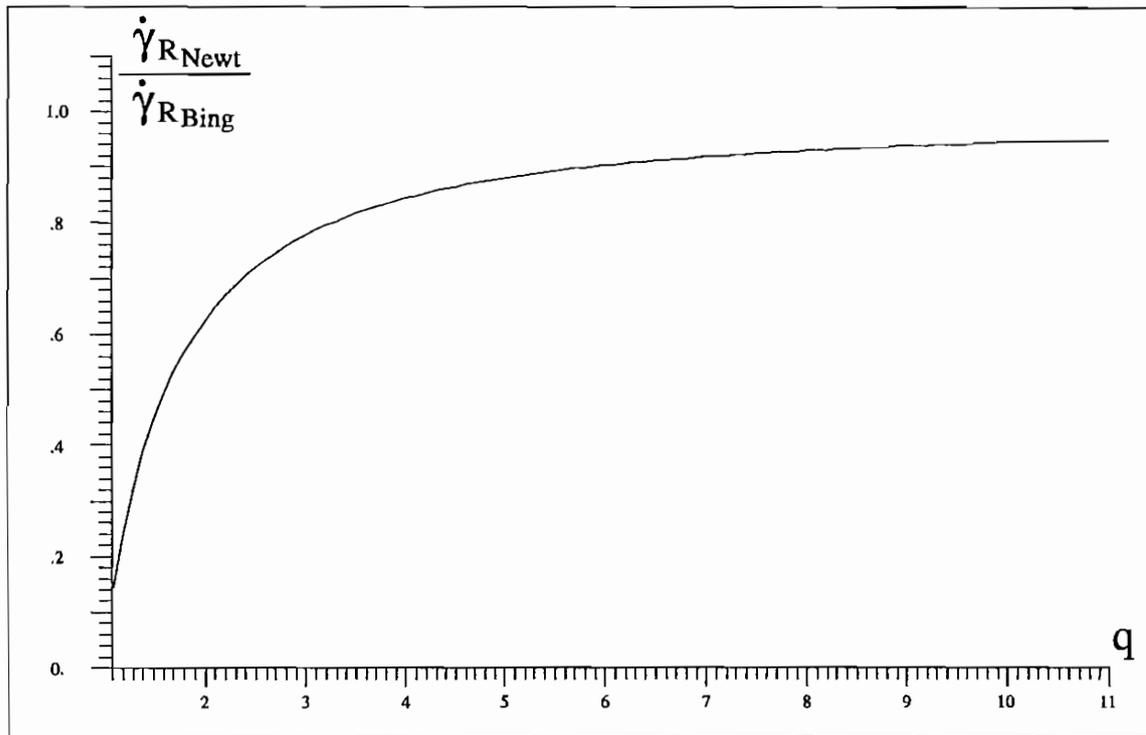


Abb. C.4: Randschergeschwindigkeitsverhältnis des Newtonschen Fluids zum Bingham'schen Körper bei gleichem Volumenstrom durch einen Rechteckspalt über dem q -fachen der Fließgrenze τ_0

C.3 Drehzahlerfassung mit Inkrementaldrehgebern

Bei den Versuchen auf dem Verspannungsprüfstand werden die Drehzahlen durch Inkrementaldrehgeber der Fa. Heidenhain mit 9000 Strichen erfasst und nach Umwandlung in TTL-Signale mit einer Zählkarte im Eigenbau ausgewertet (vgl. Kap. 6.4.2). Bei der Erfassung treten dabei zwei Fehlerarten auf. Zum einen lässt sich die Periodendauer zwischen $z_{\text{zahl}} = 4$ Impulsen der Inkrementaldrehgeber (dem Auszählbereich) nur mit maximal $f_{\text{ref}} = 50\text{MHz}$ auflösen, zum anderen wird Zeit zur Erfassung der Signale und Belegung des Ausgabezählers benötigt. Die Zykluszeit zur Speicherauffrischung beträgt $z_{\text{neu}} = 8$ Drehzahlimpulse. In den Ausgangsspeichern der Zählkarte stehen deshalb die Drehzahlwerte erst nach einer gewissen Verzögerungszeit. Es lässt sich eine maximale Zeitverschiebung (Totzeit) berechnen.

Bei einer Drehzahl n des Erregungsmotors auf dem Verspannungsprüfstand: $100\text{U/min} \leq n \leq 300\text{U/min}$ ($n = \bar{n} + \hat{n} \sin(2\pi f_m t)$) ergeben sich bei 9000 Strichen/U Impulsfolgen zwischen $f_{\text{min}} = 15\text{kHz} \leq f_{\text{signal}} \leq 45\text{kHz} = f_{\text{max}}$.

Die maximale Anpassungszeit $\Delta t_{\text{tot,max}}$ des Ausgabespeichers (Totzeit) wird durch die niedrigste Meßsignalzeit bestimmt. Sie beträgt:

$$\Delta t_{\text{tot,max}} = \frac{z_{\text{neu}}}{f_{\text{min}}} = \frac{8}{15\text{kHz}} = 0.53\text{ms} \quad (\text{C.16})$$

Die maximale Eingangsabtastfrequenz $f_{a,\text{max}}$ beträgt somit:

$$f_{amax} = \frac{1}{\Delta t_{tot,max}} = \frac{f_{min}}{z_{neu}} = 1875\text{Hz} > f_a = 1000\text{Hz} \quad (\text{C.17})$$

Die maximale tatsächliche Totzeit $\Delta t_{tot} = f(f_{Signal})$ ist in der Regel kleiner als $\Delta t_{tot,max}$. Sie berechnet sich aus der aktuellen Drehzahl f_{Signal} und der Zykluszeit zur Speicherauffrischung von z_{neu} zu:

$$\Delta t_{tot} = \frac{z_{neu}}{f_{Signal}} \quad (\text{C.18})$$

Für die Genauigkeit der Drehzahlmessung wird die Frequenzauflösung (mit der Anzahl gezählter ganzer Impulse des Referenzsignals z_{ref}) ermittelt nach:

$$z_{ref} = \frac{f_{ref}}{f_{Signal}} z_{zahl} \quad (\text{C.19})$$

$$\Delta f_{Signal} = \left(\frac{f_{ref}}{z_{ref}} - \frac{f_{ref}}{z_{ref} + 1} \right) z_{zahl} \quad (\text{C.20})$$

Es ergeben sich bei den vorgegebenen Drehzahlen somit nachfolgende Fehlerwerte für die Drehzahlmessung:

Drehzahl n	Impulsfolge f_{Signal}	Frequenzfehler Δf	Drehzahlfehler Δn	max. Totzeit t_{tot}
100U/min	15kHz	1.1Hz	0.008U/min	0.53ms
300U/min	45kHz	10.1Hz	0.067U/min	0.18ms

Anhang D

Ergänzungen zum Versuchsaufbau

D.1 Leistungsdaten der Erregungsmaschinen

D.1.1 Verspannungsprüfstand

Die wesentlichen mechanischen Komponenten des für die Versuche zur Untersuchung des Ein-Freiheitsgrad-Schwingers in Rotationsausführung eingesetzten Verspannungsprüfstands sind die sekundärgeregelten hydrostatischen Antriebe. Diese weisen im Konstantdrucknetz mit 280bar nachfolgende Leistungsdaten auf (Tabelle D.1); eine rückkopplungsfreie Erregung der Versuchsvorrichtung ist damit problemlos möglich.

Primäreinheit	A4VSO 71 DR max. Leistung	55kW
Primäreinheit	A4VSO 40 DR max. Leistung	30kW
Sekundäreinheiten	A4VSG 250 DS1 max. Leistung max. Moment max. Drehzahl Eigenträgheit	200kW 1060Nm 1860min ⁻¹ 0.0959kgm ²

Tab. D.1: Leistungsdaten der sekundärgeregelten hydrostatischen Antriebe

Zur Meßwernerfassung und Versuchsstandüberwachung ist der Verspannungsprüfstand mit zwei Momentenmeßwellen und zwei Inkrementaldrehgebern ausgestattet. Die Leistungsdaten und Genauigkeitsklassen der Sensoren sind in Tabelle D.2 zusammengefaßt.

Beim Echtzeit-Digitalrechner zur Ansteuerung, digitalen Regelung und Überwachung des Verspannungsprüfstandes handelt es sich um ein VME-Bus-System. Es besteht neben einer Host-CPU zur Programmentwicklung und als Schnittstelle zum Ethernet der Arbeitsgruppe

Aufnehmertyp, Signalaufbreitung		Spezifikationen
Inkrementaldrehgeber	Fa. Hübner	1200 Striche
Frequenz/Spannungswandler	VTS 0102S1x/FUW1 Mannesmann Rexroth Eingangsdrehzahl Ausgangsspannung	$\pm 2000 \text{min}^{-1}$ $\pm 10 \text{V}$
Drehmomentenmeßwelle	HBM 30 FN/2k Hottinger Baldwin Meßtechnik Nennmoment Genauigkeitsklasse Steifigkeit Massenträgheitsmoment	200Nm 0.1 0.38210^6Nm/rad 0.0104kgm^2
Meßverstärker	alpha 3000 MD60 Hottinger Baldwin Meßtechnik Genauigkeitsklasse Eingangsnennmoment (wählbar) Ausgangsspannung	0.1 $\pm 200 \dots \pm 2000 \text{Nm}$ $\pm 10 \text{V}$
NTC-Temperatursensor	Typ 0 280 130 026 Fa. Bosch Temperaturbereich	$-30 \dots + 130^\circ \text{C}$
Auswertungselektronik	Eigenkonstruktion Ausgangsspannung	0-10V (nichtlinear)

Tab. D.2: Meßaufnehmer und Verstärker des Verspannungsprüfmaschine

aus vier Target-CPU's sowie analogen und digitalen Ein- und Ausgabeschnittstellen. Die einzelnen Komponenten des Parallelrechnersystems sind in Tab. D.3 mit den wichtigsten Leistungsdaten zusammengestellt.

VME-BUS-Karte		Spezifikationen
Host-CPU	MOTOROLA MVME 147 SB1 Arbeitspeicher Taktfrequenz Betriebssystem	16MB 25MHz UNIX V/68
Target-CPU	MOTOROLA MVME 133 XT Arbeitsspeicher MOTOROLA MVME 167 A Arbeitsspeicher Betriebssystem	4MB 8MB VMEexec 3.0
Tiefpaßfilter	BURR-BROWN MPV 990 Eckfrequenz	512Hz
Sample&Hold-Karte	DATEL DVME 645 Kanäle Genauigkeit Sample & Hold Spannungsabfall	8 (differentiell) 16 (single ended) 0.05% max. $2.0\mu\text{V}/\mu\text{s}$
A/D-Wandler	DATEL DVME 601 Kanäle Auflösung Eingangsspannungsbereich	8 (differentiell) 16 (single ended) 12bit $\pm 10, \pm 5, 0 - 10, 0 - 5 \text{ V}$
D/A-Wandler	DATEL DVME 628 Auflösung Digitalisierungsschrittweite \Rightarrow Drehzahlaufösung \Rightarrow Momentenaufösung	12hit $\pm 4.9\text{mV}$ 0.98min^{-1} 0.98Nm
I/O-Wandlerkarte	ELTEC Digi-B200 Eingänge Ausgänge Zeitgeber	64 (TTL-Pegel) 32 (5-48V, 50mA) 2x 8bit

Tab. D.3: Leistungsdaten der Komponenten des Steuerrechners des Verspannungsprüfstandes

D.1.2 Universalprüfmaschine der Firma Carl Schenck

Bei der Universalprüfmaschine der Firma Carl Schenck handelt es sich um einen hydraulisch betriebenen Versuchsstand mit einem konstanten Betriebsdruck von 280bar. Das Hydrauliksystem wird versorgt durch eine Radialkolbenpumpe, welche über zweistufige Servoventile die beiden Arbeitszylinder für die Translations- und die Rotationsbewegung (vgl. Tab. D.4) antreibt. Es sind unterschiedliche Servoventile mit unterschiedlichen Nenndurchflüssen einsetzbar. Mit dem in den Versuchen verwendeten Ventil mit einem Nenndurchfluß von 38l/min ist eine maximale Winkelgeschwindigkeit der Torsionsachse von $\dot{\varphi} = 1633^\circ/\text{s}$ erreichbar.

Bosch Radialkolbenpumpe	Typ 0514 500 001	
	Druck	280bar
	Förderleistung	46.4l/min
Translationszylinder	Fa. Schenk	
	Verfahrweg	$\pm 50\text{mm}$
	Nennlast	$\pm 160\text{kN}$
Torsionszylinder	Fa. Schenk	
	Drehwinkel	$\pm 50^\circ$
	Nennlast	$\pm 1000\text{Nm}$

Tab. D.4: Leistungsdaten der Radialkolbenpumpe und der Arbeitszylinder der Universalprüfmaschine

Zur Erfassung der Bewegungs- und Kraftgrößen ist der Versuchsstand mit entsprechenden Sensoren ausgestattet. Diese werden durch interne Trägerfrequenzmeßverstärker des Prüfstandsherstellers betrieben. Die Leistungsdaten der Sensoren sind in Tab. D.5 zusammengestellt.

Aufnehmertyp	Spezifikation
Induktiver Wegaufnehmer W50 Hottinger Baldwin Meßtechnik Meßbereich Genauigkeit	 $\pm 50\text{mm}$ 0.40%
Induktiver Winkelaufnehmer mit Teilscheibe Hottinger Baldwin Meßtechnik Meßbereich Genauigkeit	 $\pm 50\text{Grad}$ 1.40% (kalibriert)
DMS-Kraftmeßdose Fa. Lebow Meßbereich Genauigkeit	 $\pm 160\text{kN}$ 0.12%
DMS-Momentenmeßdose Fa. Lebow Meßbereich Genauigkeit	 $\pm 1\text{kNm}$ 0.10%

Tab. D.5: Meßaufnehmer der Universalprüfmaschine

D.2 Kenndaten der Meßwerterfassung, der Sollwertvorgabe und des Hauptdigitalrechnersystems

Bei den Versuchen wurden sowohl Meßgrößen von Meßwertgebern der Erregungssysteme als auch von Meßwertgebern der Versuchsvorrichtung und des Hochspannungsverstärkers ausgewertet. Die verwendeten Aufnehmer und Verstärker sind in Tabelle D.6 und D.7 nachfolgend aufgeführt.

Drehmomentenmeßwelle (Verspannungsprüfstand)	HBM 30 FN/2k	
	Hottinger Baldwin Meßtechnik	
	Nennmoment	200Nm
	Genauigkeitsklasse	0.1
	Steifigkeit	0.38210^6Nm/rad
	Massenträgheitsmoment	0.0104kgm^2
Meßverstärker (Verspannungsprüfstand)	alpha 3000 MD60	
	Hottinger Baldwin Meßtechnik	
	Genauigkeitsklasse	0.1
	Eingangsnennmoment (wählbar)	$\pm 200 \dots \pm 2000 \text{Nm}$
	Ausgangsspannung	$\pm 10 \text{V}$
Induktiver Winkelaufnehmer (Universalprüfmaschine)	mit Teilscheibe	
	Hottinger Baldwin Meßtechnik	
	Meßbereich	$\pm 50 \text{Grad}$
	Genauigkeit	1.40% (kalibriert)

Tab. D.6: Verwendete Sensoren der Versuchsstände

Der Hauptdigitalrechner hat die Aufgabe, sowohl den adaptiven Dämpfer zu steuern und die Meßwerte des Versuchs aufzunehmen als auch die einzelnen Versuchsreihen automatisch durchzuführen. Es handelt sich bei ihm um ein echtzeitfähiges Multiprozessorsystem auf VME-Bus-Basis. Die einzelnen Komponenten des Echtzeitrechners mit den analogen und digitalen Eingangs- und Ausgangsschnittstellen sind in Tabelle D.8 zusammengestellt.

Aufnehmertyp, Signalaufbreitung		Spezifikationen
Inkrementaldrehgeber (Universalprüfmaschine)	Fa. Heidenhain	9000 Striche
Frequenzmeßkarte	Eigenkonstruktion Referenzfrequenz Meßbereich Genauigkeit im Bereich $15-45\text{kHz} \hat{=} 100-300\text{min}^{-1}$	50MHz 4kHz - 6MHz besser 0.1%
Drucksensor	Fa. Lucas Schaevitz P1263VG DMS mit integriertem Verstärker Meßbereich Ausgangsspannung Genauigkeit	0-15bar rel. 0-5V 0.18%
Drucksensor	Fa. Lucas Schaevitz P1263A DMS mit integriertem Verstärker Meßbereich Ausgangsspannung Genauigkeit	0-15bar abs. 0-5V 0.18%
Meßverstärker	Eigenkonstruktion Ausgangsspannung	$\pm 10\text{V}$ (kalibriert)
Hochspannungsverstärker	TREK 10/10 Hochspannung (Sollwert) Meßbereich Ausgangsspannung Hochspannung (Istwert) Meßbereich Ausgangsspannung Strom Meßbereich Ausgangsspannung	$\pm 10\text{kV}$ $\pm 10\text{V}$ $\pm 10\text{kV}$ $\pm 10\text{V}$ $\pm 10\text{mA}$ $\pm 10\text{V}$
NTC-Temperatursensor	Typ 0 280 130 026 Fa. Bosch Temperaturbereich	$-30 \dots + 130^\circ\text{C}$
Auswertungselektronik	Eigenkonstruktion Ausgangsspannung	0-10V (nichtlinear)

Tab. D.7: Meßaufnehmer und Verstärker der Versuchsvorrichtung

VME-BUS-Karte		Spezifikationen
Host-CPU	MOTOROLA MVME 167-34A Arbeitspeicher Taktfrequenz Betriebssystem	32MB 33MHz UNIX V/68
Target-CPU	MOTOROLA MVME 147SA-1 Arbeitspeicher Taktfrequenz MOTOROLA MVME 147SA-1 Arbeitspeicher Taktfrequenz MOTOROLA MVME 167-C Arbeitspeicher Taktfrequenz Betriebssystem	8MB 25MHz 8MB 25MHz 32MB 25MHz VMEexec 3.0
Sample&Hold-Karte	DATEL DVME 645 Kanäle Genauigkeit Sample & Hold Spannungsabfall	8 (differentiell) 16 (single ended) 0.05% max. $2.0\mu\text{V}/\mu\text{s}$
A/D-Wandler	DATEL DVME 601 Kanäle Auflösung Eingangsspannungsbereich	8 (differentiell) 16 (single ended) 12bit $\pm 10, \pm 5, 0 - 10, 0 - 5 \text{ V}$
D/A-Wandler	DATEL DVME 622 Auflösung Genauigkeit Wandlungszeit	12bit 0.025% FSR max. $4\mu\text{s}$
I/O-Wandlerkarte	ELTEC Digi-B200 Eingänge Ausgänge Zeitgeber	64 (TTL-Pegel) 32 (5-48V, 50mA) 2x 8bit
Zählkarte	XYCOM XVME-230 Interne Zeitbasis Auflösung	5MHz 16 oder 32bit

Tab. D.8: Leistungsdaten und Komponenten des Hauptdigitalrechners

D.3 Auslegung der Drehfeder

Die Drehfeder wurde entsprechend der angestrebten Eigenfrequenz $f_0 = 5\text{Hz}$ und dem Trägheitsmoment der zu regelnden Trägheit $\Theta = 0.336\text{kgm}^2$ auf eine Federsteifigkeit von $c_d = 318\text{Nm/rad}$ ausgelegt.

Die Federberechnung wurde in Anlehnung an DIN 2088 „Zylindrische Schraubenfedern aus runden Drähten und Stäben“ [12] in Zusammenarbeit mit dem Federnhersteller, der Firma Federnwerke Grüber in Hagen durchgeführt. Die besonderen Probleme dieser Auslegung lagen dabei zum einen in den zu verwendenden Berechnungsvorschriften und zum anderen in der Verfügbarkeit von dynamischen Festigkeitskennwerten des verwendeten Werkstoffs. Die Berechnungsnorm gilt im engeren Sinne nur für Drahtdurchmesser $d \leq 17\text{mm}$ und kaltgeformte Federn. Für den verwendeten Werkstoff 50CrV4 in kugelgestrahlter Ausführung sind keine dynamischen Festigkeitswerte allgemein verfügbar.

Zur Festigkeitsberechnung wird die Biegefeder als Kragträger unter Momentbelastung modelliert.



Abb. D.1: Modellierung der Drehfeder als gekrümmter Balken unter Momentenbelastung

Für die Federsteifigkeit des gekrümmten Balkens mit Kreisquerschnitt gilt:

$$c_d = \frac{M}{\alpha} = \frac{EI}{l} = \frac{E\pi d^4}{64l} \quad (\text{D.1})$$

Die Maximalspannung in der Feder unter Berücksichtigung der Spannungsüberhöhung durch die Drahtkrümmung ergibt:

$$\sigma_k = q\sigma_g = q \frac{Ed}{2l} \alpha \leq \sigma_{zul} \quad (\text{D.2})$$

Mit diesen Formeln und den in Tabelle D.9 dargestellten Geometriedaten wurde die Feder auf eine berechnete Federsteifigkeit von $c_d = 312\text{Nm/rad}$ ausgelegt. Die maximale Spannung in der Feder beträgt bei ($\alpha_{max} = 60^\circ$) $\sigma_k = 470\text{N/mm}^2$.

In den Versuchen konnte die Feder ohne Probleme eingesetzt werden. Zum Schutz der Feder vor Überdrehung wurde der maximale Verdrehwinkel durch einen Anschlag begrenzt.

Drahtdurchmesser	$d = 20\text{mm}$
mittlerer Windungsdurchmesser	$D = 170\text{mm}$
Wickelverhältnis	D/d
Spannungsbeiwert	$q = (w + 0.07)/(w - 0.75)$
E-Modul von 50CrV4	$E = 206000\text{N/mm}$
federnde Drahtlänge	$l = 5180\text{mm}$
Verdrehwinkel	$\alpha = \pm 60^\circ$
Maximalspannung am geraden Balken	σ_g
Maximalspannung am gekrümmten Balken	σ_k
zulässige Maximalspannungen	$\sigma_{zul} = 540\text{N/mm}$

Tab. D.9: Geometriedaten und Belastungskennwerte der ausgeführten Drehfeder

D.4 Vorüberlegungen zur Konstruktion des steuerbaren ER-Drehdämpfers

Das Kernstück der mechanischen Komponenten der Versuchsvorrichtung ist der steuerbare, hydraulische Drehdämpfer. Zur Entwicklung eines funktionsfähigen ER-Dämpfers waren umfangreiche Voruntersuchungen durchzuführen. Der Effekt, daß bestimmte Fluide ihr Fließverhalten im Einwirkungsbereich elektrischer Felder verändern, ist zwar schon relativ lange bekannt (vgl. Kap. 2), die Entwicklung technisch brauchbarer ER-Fluide steht aber noch am Anfang. Entsprechend wenige Erkenntnisse liegen vor, zum Beispiel hinsichtlich der Eigenschaften und Materialgesetze der Fluide oder hinsichtlich der Auslegung von mit ER-Fluiden arbeitenden Aktoren. Die Produktbeschreibungen können nur als allgemeine Richtlinien zur Komponentenkonzeption genutzt werden. Sie enthalten in der Regel nur Spezifikationen aus statischen Fließversuchen.

Der ideale, steuerbare Dämpfer sollte einen möglichst großen Dämpfungvariationsbereich $\Delta M \uparrow$ bei minimalster Grunddämpfung $M(E = 0) \downarrow$ aufweisen, wobei die Leistungsaufnahme zur Dämpfungvariation minimal sein sollte. Für ER-Dämpfer bedeutet dies, einen Dämpfer mit möglichst kleinen elektrischen Wirkflächen zu bauen. Darüber hinaus ist ein Dämpfer mit möglichst linearer Kraft-Geschwindigkeits-Beziehung (komplexe dynamische Steifigkeit) anzustreben.

Prinzipiell sind bei der Ausführung von hydraulischen Dämpfern drei verschiedene Konzepte realisierbar:

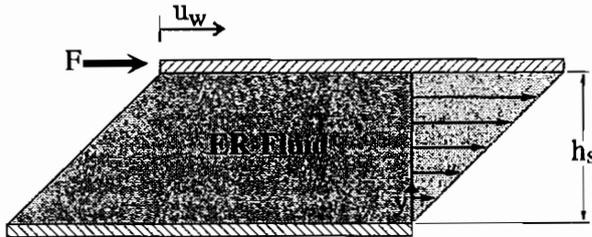
- Scherströmungsaufbau (shear mode, Couette-Strömung)
- Druckströmungsaufbau (flow mode, Poiseuille-Strömung)
- Quetschströmungsaufbau (squeeze mode)

Sie unterscheiden sich in der Art der Kraftübertragung zwischen der ruhenden und der bewegten Seite des Dämpfers sowie hinsichtlich der Übersetzung der Kolbengeschwindigkeit in

die Strömungsgeschwindigkeit. Zur Auswahl der geeigneten Bauart muß, neben den prinzipbedingten Unterschieden in den Kraft-Geschwindigkeits-Beziehungen, auch die prinzipielle Dämpfungsvariationsmöglichkeit in Betracht gezogen werden.

D.4.1 Kraft-Geschwindigkeits-Beziehung

Im **Scherströmungsaufbau** werden die Dämpferkräfte direkt durch die Schubspannungen im Fluid von der bewegten auf die ruhende Seite übertragen. Unter Annahme eines idealen Newtonschen Fluides ($\tau = \eta \dot{\gamma}$), zum Beispiel eines Elektrorheologischen Fluides ohne elektrische Erregung und laminarer Schichtströmung, gilt für die stationäre Strömung zwischen zwei ebenen parallelen Platten mit Geschwindigkeitsdifferenz (shear mode) der folgende Zusammenhang. Dabei ist τ die Schubspannung, η die Viskosität, $\dot{\gamma}$ die Schergeschwindigkeit, u_w die Wandgeschwindigkeit, l die Plattenlänge, h_s die Spalthöhe, b die Plattenbreite und F die Kraft.

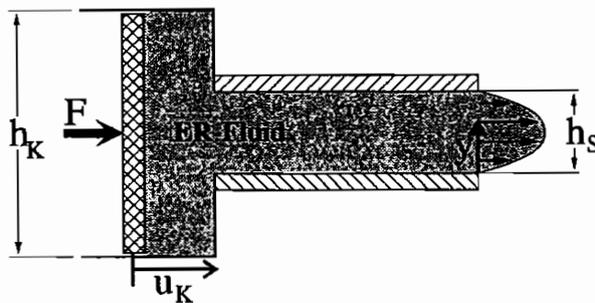


$$\dot{\gamma} = \frac{u_w}{h_s} \quad (\text{D.3})$$

$$F = lb\tau = lb\eta \frac{u_w}{h_s} \quad (\text{D.4})$$

Im **Druckströmungsaufbau** und im **Quetschströmungsaufbau** hingegen werden die Dämpferkräfte F nicht direkt durch die Schubspannung, sondern indirekt über eine durch sie verursachte Druckdifferenz Δp sowie durch die Kolbenfläche A_K bestimmt ($F = \Delta p A_K$). Die Druckdifferenz Δp ist dabei neben dem Fließverhalten des eingesetzten Fluides auch noch vom Quotienten A_K/A_S und der Kolbengeschwindigkeit u_K abhängig (Kontinuitätsgleichung).

Die Dämpferkräfte und dynamischen Steifigkeiten sind bei gleicher Strömungskanalgeometrie und Dämpfergeschwindigkeit deutlich größer. Für die laminare inkompressible Schichtströmung zwischen zwei parallelen Platten der mittleren Strömungsgeschwindigkeit \bar{u}_S im Spalt, den Drücken p_{ein} am Kanaleingang, p_{aus} am Kanalausgang gilt [36]:



$$\Delta p = p_{ein} - p_{aus} \quad (\text{D.5})$$

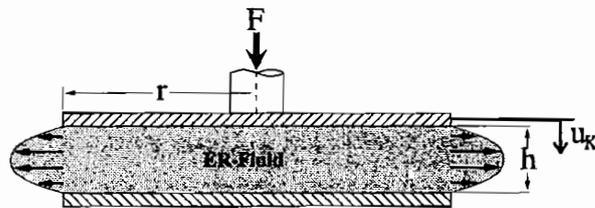
$$\Delta p = \frac{12\eta l \bar{u}_S}{h_s^2} \quad (\text{D.6})$$

$$\bar{u}_S = \frac{A_K}{A_S} u_K = \frac{b h_K}{b h_S} u_K \quad (\text{D.7})$$

$$\dot{\gamma}(y) = \frac{\Delta p}{2\eta l}(h_s - 2y) = \frac{6(h_s - 2y)}{h_s^2} \frac{h_K}{h_s} u_K \quad (\text{D.8})$$

$$F = A_K \Delta p = \frac{h_K^2}{h_s} \frac{12\eta l b}{h_s^2} u_K \quad (\text{D.9})$$

Der Quetschströmungsaufbau kann dabei als eine Sonderform des Druckströmungsaufbaus mit veränderlichem Strömungskanalquerschnitt betrachtet werden. Unter Berücksichtigung verschiedener vereinfachender Annahmen gilt für die Quetschströmung [8]:



$$F = \frac{3\pi\eta r^4}{h^3} \frac{dh}{dt} = \frac{3\pi\eta r^4}{h^3} u_K \quad (\text{D.10})$$

Durch die Wegabhängigkeit der Dämpfungskraft ($F \sim 1/h^3$) ist der Quetschströmungsaufbau für die hier vorgesehene Anwendung nicht geeignet.

D.4.2 Dämpfungsvariationsmöglichkeit

Zur Beurteilung der Dämpfungsvariationsmöglichkeit der beiden noch verbleibenden Bauarten ist es sinnvoll, die Rheogramme der elektrorheologischen Fluide heranzuziehen. Ohne elektrisches Feld verhalten sich die ERF wie Newtonsche Fluide. Im elektrischen Feld können sie als Bingham-Körper modelliert werden (vgl. Abb. D.2 und Kap. 2.4).

Die relative Schubspannung $a_\tau = \tau_{el}/\tau_{fr}$ (Formel 2.9) als Verhältnis der Schubspannung mit Feld τ_{el} zu Schubspannung ohne Feld τ_{fr} stellt ein Maß für den Steuerbereich dar. Es ist eine Funktion der Schergeschwindigkeit. Es verringert sich mit anwachsender Schergeschwindigkeit (vgl. Abb. D.2).

Im Scherströmungsaufbau (Couette-Strömung) sind die Schergeschwindigkeiten über dem Spalt konstant. Bei Poiseuille-Strömung sind die Schergeschwindigkeiten $\dot{\gamma}(y) = du/dy$ im Strömungskanal quer zum Strömungskanal nicht konstant und um ein Vielfaches höher als beim Scherströmungsaufbau.

In der Abb. D.3 sind die unterschiedlichen Strömungsprofile bei Newtonschem Fluid bei den beiden Strömungsformen beispielhaft für gleiche Kolben- bzw. Wand-Geschwindigkeit ($u_k = u_w$) und einem Kolben-Spalt-Verhältnis $h_k/h_s = 2$ (vgl. Abbildungen zu den Formeln D.3 und D.5) aufgetragen.

Beim Scherströmungsaufbau sind die Schergeschwindigkeiten im gesamten Kanalquerschnitt gleich (Formel D.3). Bei Druckströmung liegen wegen des parabelförmigen Strömungsprofils

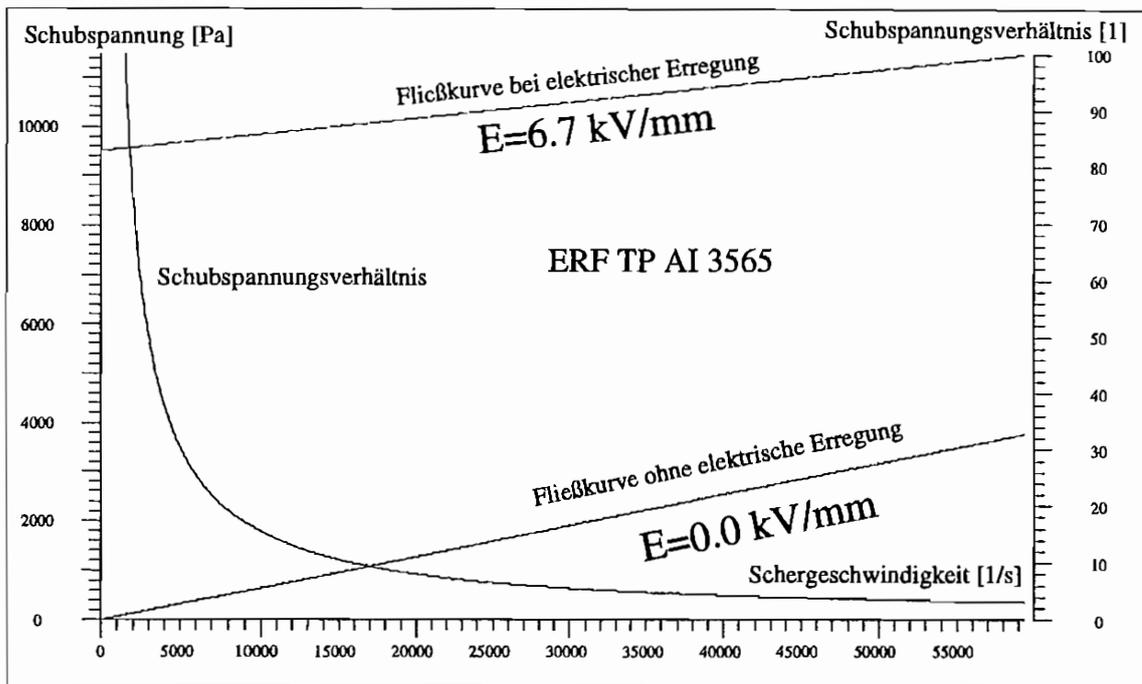


Abb. D.2: Rheogramm der verwendeten ERF mit und ohne elektrischer Erregung sowie Darstellung der relativen Schubspannung a

unterschiedliche Schergeschwindigkeiten vor (Formel D.5). Die Schergeschwindigkeit ist am Rand maximal und nimmt linear zur Kanalmitte bis auf Null ab.

Für das Schergeschwindigkeitsverhältnis (Druckströmung / Scherströmung) ergibt sich:

$$\frac{\dot{\gamma}_{\text{Druck}}}{\dot{\gamma}_{\text{Scher}}} = \frac{6(h_K - 2y)}{h_K^2} h_K \quad (\text{D.11})$$

Die Schergeschwindigkeit im Druckströmungsaufbau ist damit bis auf einen kleinen Bereich um die Kanalmitte immer größer als im Scherströmungsaufbau. Der Steuerungsbereich durch das elektrische Feld ist demnach prinzipbedingt bei Druckströmung deutlich kleiner als bei

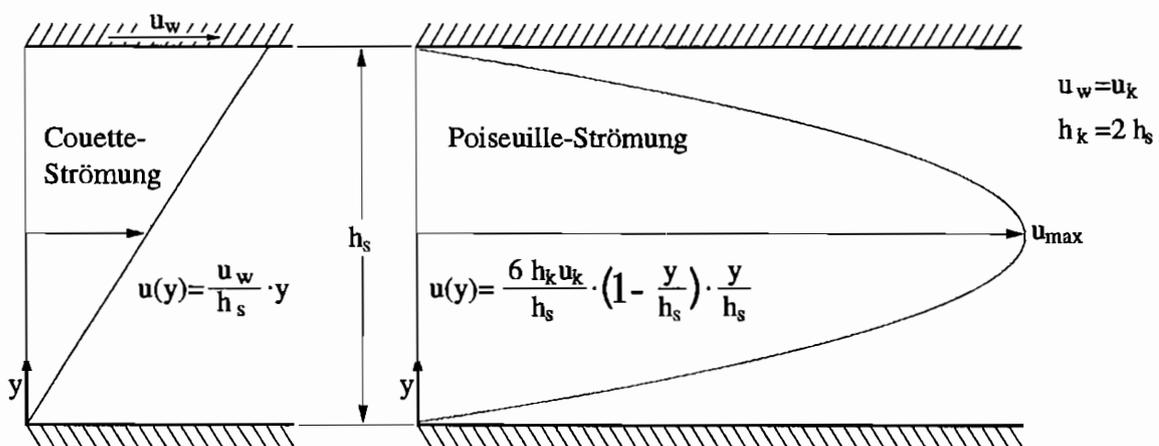


Abb. D.3: Strömungsprofile der Couette- und Poiseuille-Strömung

Scherströmung. Man befindet sich in den Rheogrammen weiter rechts, das heißt die relative Schubspannung a_r ist kleiner.

D.4.3 Schlußfolgerung

Aufgrund des gewünschten großen Steuerungsbereichs für ER-Dämpfer wäre es nun nahelegend, diesen nach der Scherströmungsbauart auszuführen und zur Erzielung der erforderlichen Dämpfungskräfte die Scherflächen entsprechend anzupassen. Gegen diese Vorgehensweise spricht zum einen, daß die Baugröße des Dämpfers sehr groß werden müßte und zum anderen die hohe Leistungsaufnahme. Wie in Kapitel 2.4.3 (vgl. Abb. 2.14) ausgeführt, wächst der Strombedarf linear mit der Größe der Plattenflächen des E-Feldes, das heißt den Strömungskanalflächen.

Für das Kraft/Kanalflächenverhältnis gilt:

- Schubspannungsaufbau:
$$\frac{F}{lb} = \frac{lb\tau}{lb} = \eta \frac{u_w}{h_s} \quad (D.12)$$

- Druckspannungsaufbau:
$$\frac{F}{lb} = \frac{A_K \Delta p}{lb} = \frac{h_K^2}{h_S} \frac{12\eta}{h_S^2} u_K \quad (D.13)$$

Technisch einsetzbare Dämpfer müssen also, trotz des geringeren Steuerungsbereichs, nach der Druckströmungsbauart ausgeführt werden. Diese erlauben durch entsprechende Geometriewahl bei gegebener Plattenfläche eine gute Abstimmung zwischen der Dämpferkraft und dem Steuerungsbereich.

D.4.4 Verifikation an realen Modellen

Zur Überprüfung dieser zunächst nur theoretischen Überlegungen wurden im Vorstadium der Drehdämpferentwicklung die drei Dämpferbauarten prinzipiell als Modell erstellt und untersucht.

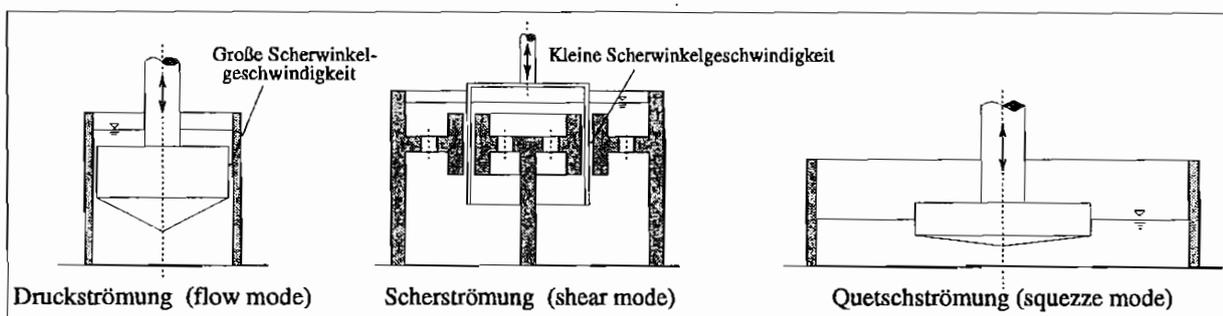


Abb. D.4: ER-Dämpferbauprinzipien

Es konnten hierbei die gleichen Ergebnisse wie aus den theoretischen Überlegungen gewonnen werden. Nähere Angaben zur Versuchsdurchführung und zu den detaillierten Ergebnissen finden sich in der Diplomarbeit „Untersuchung des dynamischen Verhaltens von elektrorheologischen, steuerbaren Fahrzeugdämpfern nach drei verschiedenen hydraulischen Wirkungsprinzipien“ [28].

D.5 Bestimmung der Systemeigenschaften des realen Modells

Zur Beurteilung der Leistungsfähigkeit des Ein-Freiheitsgrad-Schwingungsmodells wurden im Rahmen von Vorversuchen verschiedenste Untersuchungen durchgeführt. Im nachfolgenden werden die gewonnenen Erkenntnisse dargestellt.

D.5.1 Güte des aufgebauten Schwingungssystems

Zur Beurteilung der Güte des aufgebauten Schwingungssystems wurden „Kalibriermessungen“ durchgeführt. Bei diesen wurden die Reibungs- und Dämpfungseinflüsse der Lagerungen des Schwingungsmodells sowie die Leistungsgrenze des Erregungssystems ermittelt. Ohne Ölfüllung im hydraulischen Dämpfer ergab sich für die Versuchsvorrichtung nachfolgender Frequenz- und Phasengang (vgl. Abb. D.5 und D.6).

Das aufgebaute Schwingungssystem ohne aktiven hydraulischen Dämpfer ist, wie aus den Frequenz- und Phasengängen der vier durchgeführten Meßreihen mit den Erregungsamplituden 20U/min und 30U/min (vgl. Abb. D.5 und D.6) abzuleiten ist, linear und besitzt eine hohe Reproduktionsgenauigkeit. Die vier dargestellten Kurven sind praktisch deckungsgleich. Eine Unterscheidung ist auch bei wesentlich größerer Auflösung der Abbildungen nicht möglich. Die Eigenfrequenz des „ungedämpften“ Systems liegt bei: $f_0 = 4.8\text{Hz}$ (vgl. Abb. D.7). Es wurde ein Dämpfungsgrad: $D = 0.01$ identifiziert.

D.5.2 Linearität des gedämpften Schwingungssystems ohne elektrisches Feld

Der Frequenzgang des Dämpfers ohne elektrische Erregung läßt sich sehr gut mit dem Ansatz eines gedämpften Ein-Freiheitsgrad-Systems annähern. Die Kurve schneidet bei einer Frequenz von $f_m = \sqrt{2}f_0$ die Vergrößerung $V = \frac{z}{s} = 1$. Die Eigenfrequenz $f_0 \sim \frac{ca}{\theta}$ des befüllten Dämpfers liegt dabei, wegen des vergrößerten Trägheitsmoments, bei: $f_0 = 4.7\text{Hz}$ (vgl. Abb. D.8).

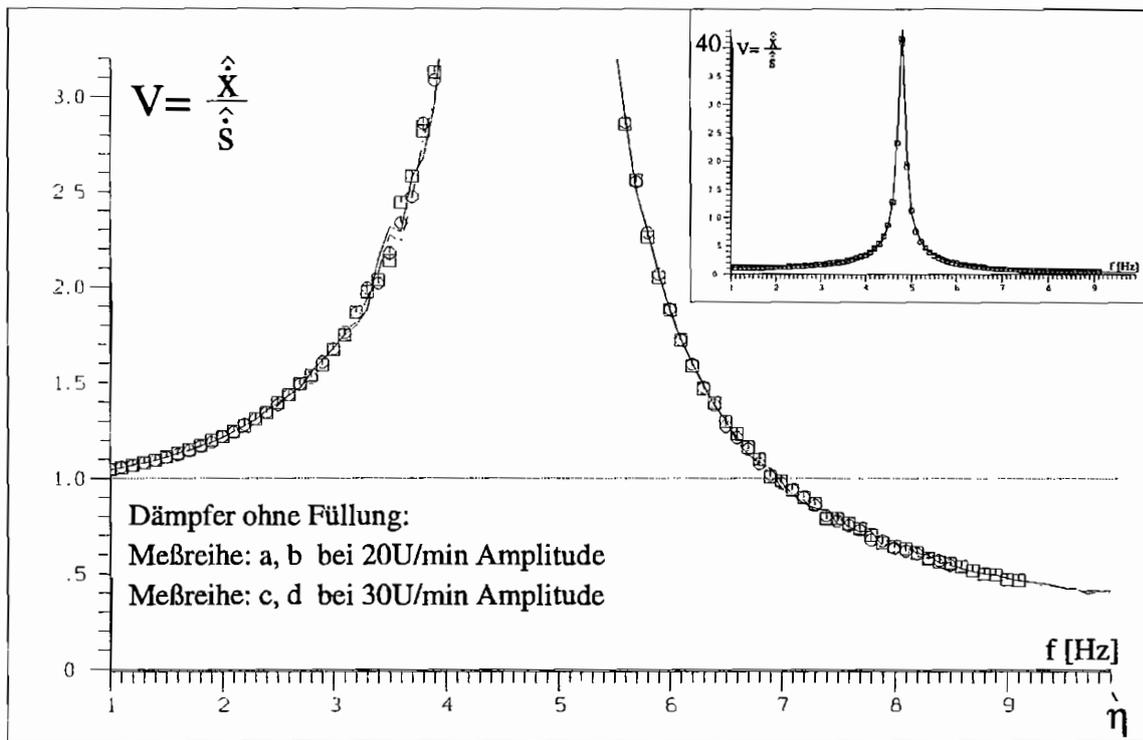


Abb. D.5: Vergrößerungsfunktionen bei unbefülltem, hydraulischen Dämpfer bei verschiedenen Geschwindigkeiten der Erregung

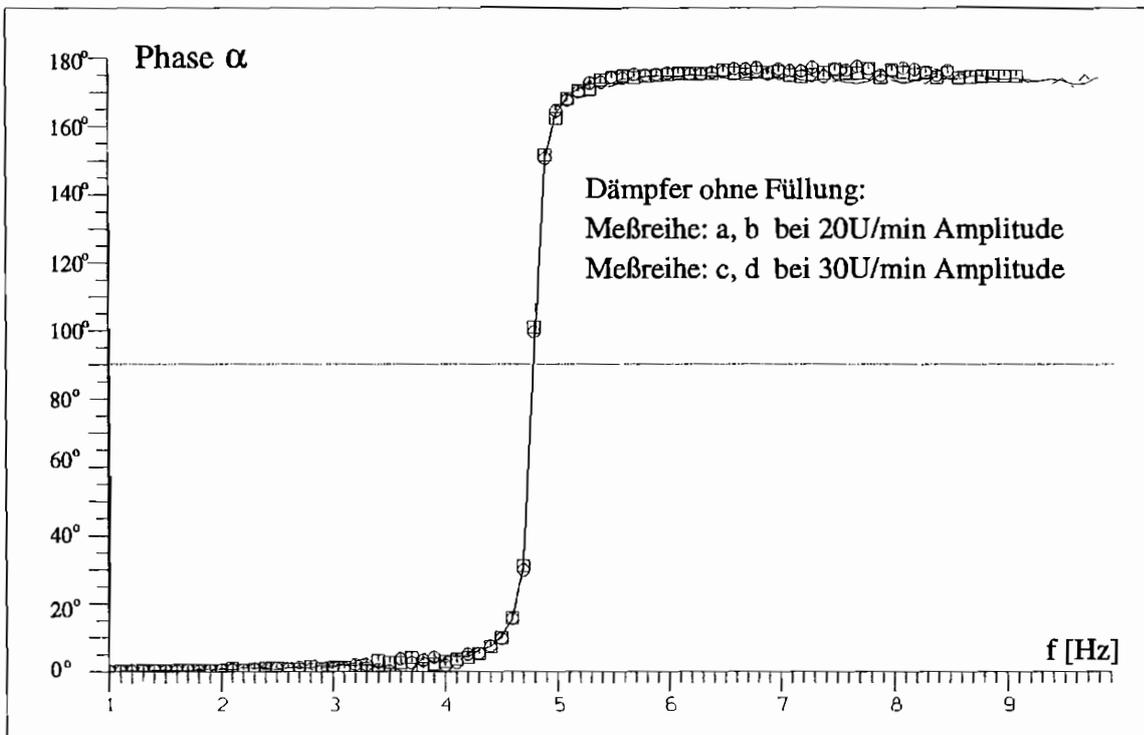


Abb. D.6: Phasengänge bei unbefülltem, hydraulischen Dämpfer bei verschiedenen Geschwindigkeiten der Erregung

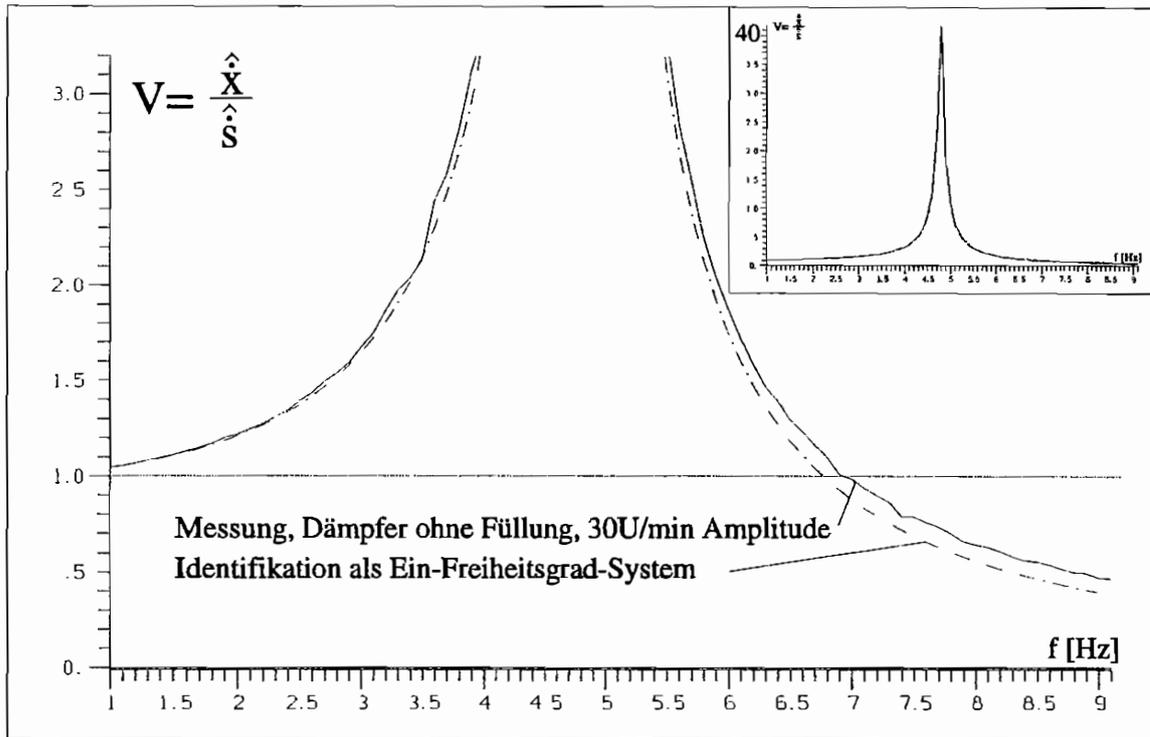


Abb. D.7: Vergleich der Messung ohne Dämpferfüllung mit Identifikation als lineares Ein-Freiheitsgrad-System

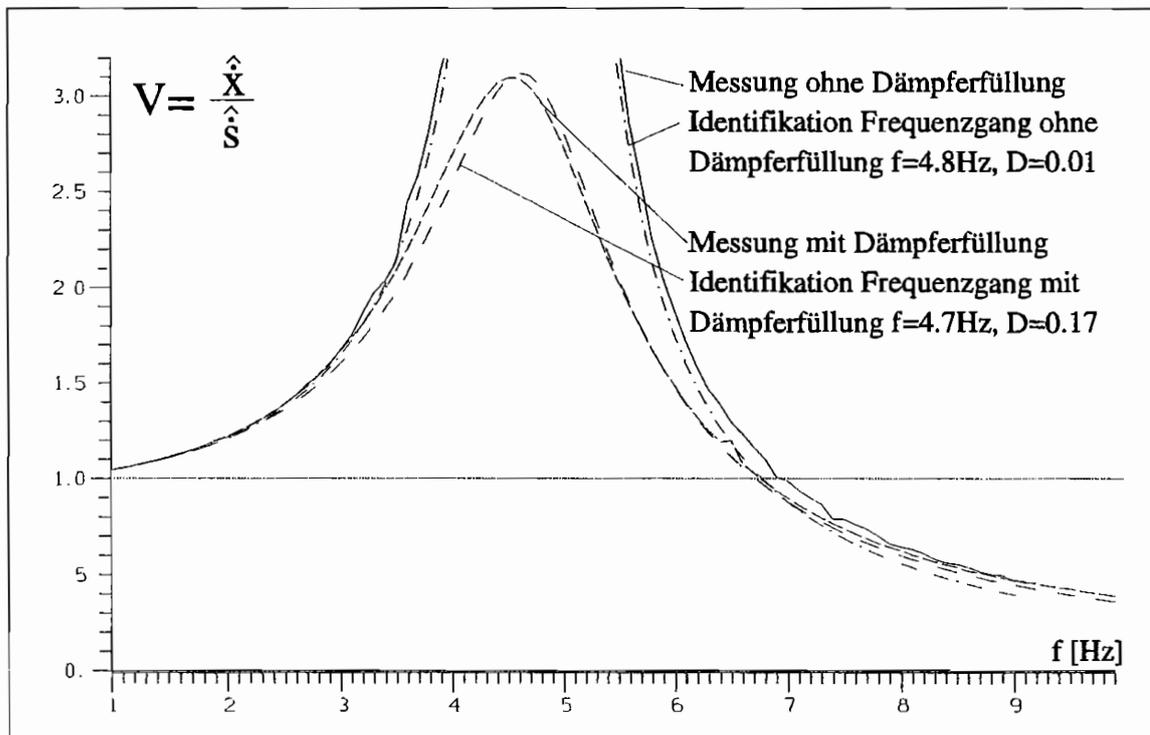


Abb. D.8: Frequenzgang mit und ohne Ölfüllung im Dämpfer, Vergleich Messung, Identifikation

Anhang E

Berechnungshilfsmittel

E.1 Methode der kleinsten Fehlerquadrate, Least-Square-Methode

Es gibt verschiedene Methoden der Parameterschätzung. Eine der verbreitetsten ist die Least-Square-Methode, welche im nachfolgenden vorgestellt wird. Aufgabe von Parameterschätzverfahren ist es allgemein, die Verknüpfung zwischen an realen Systemen ermittelten Meßgrößen und Rechenmodellen mit freien Koeffizienten, auch Parameter genannt, herzustellen. Bei Messungen an realen Systemen können diese beispielsweise die bei einem realen System nicht exakt bekannten Massen, Dämpfungen und Steifigkeiten sein.

Im Fall der Fourierreihenentwicklung mit Hilfe der Least-Square-Methode (vgl. Kap. 3.2.2) sind die zu ermittelnden Parameter die unbekannt Real- und Imaginäranteile der komplexen Amplituden sowie der Signal-Offset (a_0, a_1, a_2). Diese Parameter sind in einem Parametervektor \mathbf{p} zusammengefaßt und werden durch Anpassung des Rechenmodells (der harmonischen Schwingung) an die N Meßwertpaare festgelegt.

Die Koeffizienten werden sich dabei nie so anpassen lassen, daß alle Meßwerte fehlerfrei das Rechenmodell erfüllen. Zur Beurteilung der Schätzfehler e_i ist deshalb ein Gütekriterium nötig. Im Falle der Least-Square-Methode wird ein quadratisches Fehlerkriterium J verwendet.

$$J = \sum_{i=1}^N e_i^2 = \mathbf{e}^T \mathbf{e} \rightarrow \min \quad (\text{E.1})$$

Die Voraussetzung zum Einsatz von Parameterschätzverfahren allgemein sind die Konsistenz und die Erwartungstreue der Schätzung. Das Schätzverfahren muß gewährleisten, daß bei unendlich vielen Meßwerten N die Parameter in die wirklichen Parameter übergehen und ferner, daß bei vielen Schätzungen mit einer auf N beschränkten Anzahl an Meßwerten die Mittelwerte der Parameter den wirklichen Parametern entsprechen.

Bei der Methode der kleinsten Fehlerquadrate dürfen deshalb nur Meßfehler in Form von weißem Rauschen vorliegen. Sie kann bei linearer und nichtlinearer Verknüpfung der unbekannt Parameter in den zu schätzenden Rechenmodellen eingesetzt werden. Bei einem

nichtlinearen Gleichungssystem sind die gesuchten Parameter mit Iterationsverfahren zu ermitteln. Bei einer linearen Beziehung zwischen den gesuchten Parametern und den Schätzfehlern ist eine direkte Berechnung möglich.

Für eine einfache Anwendung der Least-Square-Methode wird an die Rechenmodelle die Anforderung gestellt, daß es sich um ein System von linearen Gleichungen der unbekannt Parameter handelt, oder daß sich ein linearer Zusammenhang durch Linearisierung herstellen läßt.

Bei Anwendung der Least-Square-Methode auf lineare Systeme (zum Beispiel Kap. 3.2.2) ergibt sich für die N Meßpunkte nachfolgendes Gleichungssystem:

$$\begin{bmatrix} 1 & \sin(\Omega_i t_1) & \cos(\Omega_i t_1) \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ 1 & \sin(\Omega_i t_N) & \cos(\Omega_i t_N) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_0 \\ a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} x(t_1) \\ \vdots \\ x(t_N) \end{bmatrix} \quad (\text{E.2})$$

Dieses lautet in Matrixschreibweise:

$$\mathbf{A} \mathbf{p} = \mathbf{b} \quad (\text{E.3})$$

wobei in \mathbf{A} die Abtastzeitpunkte in Form ihrer Sinus- und Cosinus-Werte eingetragen sind, der \mathbf{p} Parameter die Koeffizienten a_0, a_1, a_2 zusammenfaßt und im Vektor \mathbf{b} die N Meßgrößen stehen.

Der Schätzfehler berechnet sich nach:

$$\mathbf{e} = \mathbf{b} - \mathbf{A} \mathbf{p} \quad (\text{E.4})$$

Das Gütekriterium lautet somit:

$$J = (\mathbf{b} - \mathbf{A} \mathbf{p})^T (\mathbf{b} - \mathbf{A} \mathbf{p}) \quad (\text{E.5})$$

Die notwendige Bedingung für ein Minimum des Gütekriteriums ist:

$$\frac{\partial J}{\partial \mathbf{p}} = 2(-\mathbf{A}^T \mathbf{b} + \mathbf{A}^T \mathbf{A} \mathbf{p}) = 0 \quad (\text{E.6})$$

Sie führt damit zu den gesuchten Parameterschätzgleichungen:

$$\mathbf{p} = (\mathbf{A}^T \mathbf{A})^{-1} \mathbf{A}^T \mathbf{b} \quad (\text{E.7})$$

Anhang F

Weitere Übertragungsfunktionen des ER-Dämpfers

F.1 Moment-Winkel-Verläufe

In Kap. 7.3.4 wird das Übertragungsverhalten des ER-Dämpfers im Zeitbereich diskutiert. Zur Ergänzung sind hier weitere Verläufe bei höheren elektrischen Feldstärken und bei Wechselspannungserregung in den Abb. F.1 bis F.3 aufgenommen.

F.2 Frequenzgänge bei Variation der elektrischen Erregung

Zur Darstellung der Abhängigkeit des Übertragungsverhaltens des ER-Dämpfers von der elektrischen Erregung sind hier in Ergänzung zu Kap. 7.3.5 verschiedene komplexe dynamische Steifigkeiten einander gegenübergestellt.

In Abb. F.4 finden sich die Kurven bei einer mechanischen Amplitude von $\hat{\varphi} = 2.5^\circ$ und in Abb. F.5 bei einer mechanischen Amplitude von $\hat{\varphi} = 15^\circ$. Es werden jeweils die Realteile (oben links) und in den weiteren Diagrammen die Imaginärteile der gemessenen dynamischen Steifigkeit bei $E_7 = 3.5\text{kV/mm}$ und $E_8 = 4.0\text{kV/mm}$ bei unterschiedlicher Erregungsart (DC, AC, f_e) einander gegenübergestellt.

Mit den Abb. F.7 - F.9 kann der Einfluß der Erregungsfrequenz f_e und der zeitlichen Veränderung der elektrischen Erregung diskutiert werden. Bei F.6 und F.7 sind die Ergebnisse bei $\hat{\varphi} = 2.5^\circ$ und in F.8 und F.9 bei $\hat{\varphi} = 15^\circ$ dargestellt.

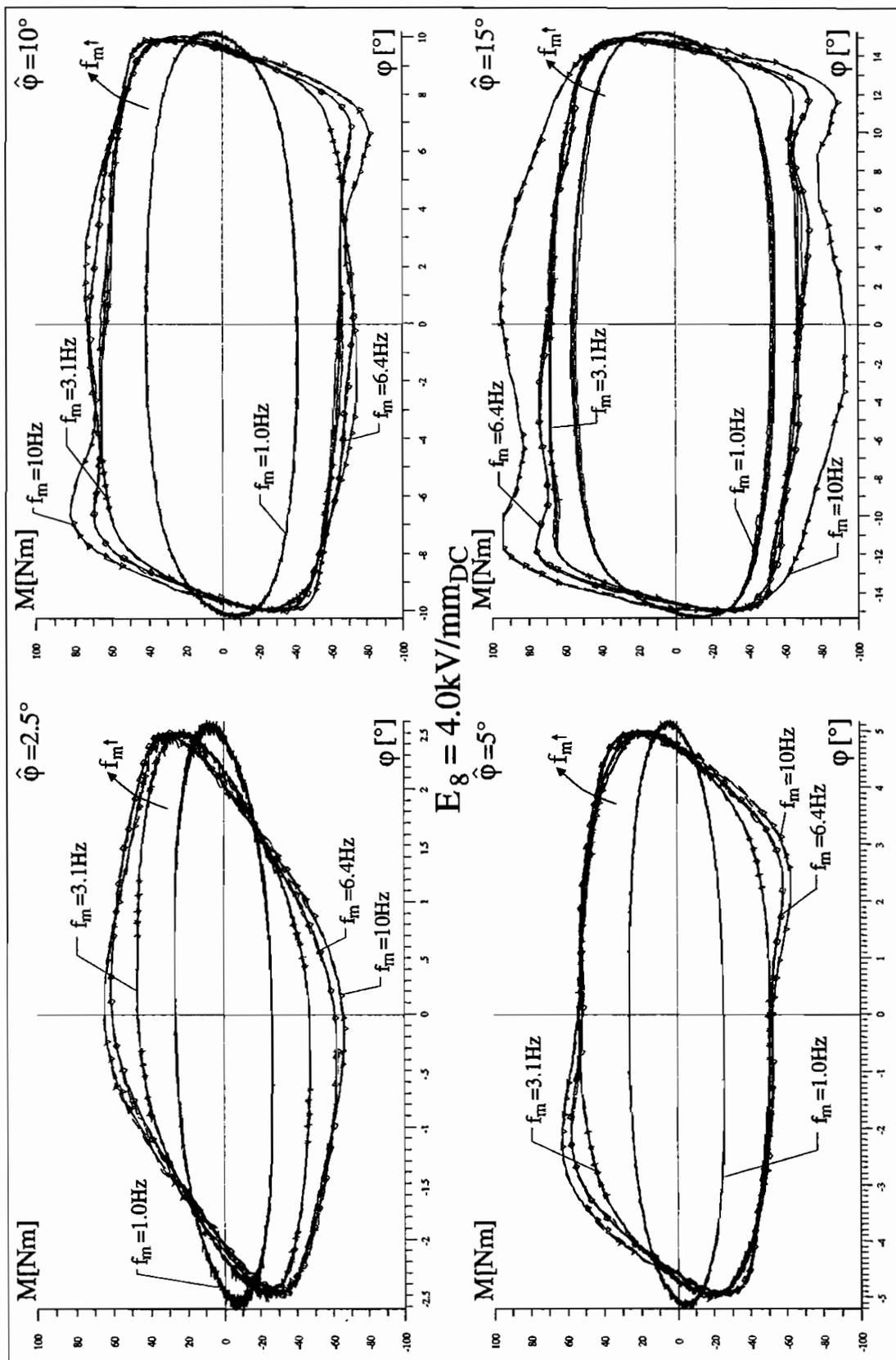


Abb. F.1: Moment-Winkel-Kurven mit Gleichfeld ($E_8 = 4.0 \text{ kV/mm}_{\text{DC}}$) über 5 Perioden bei harmonischer Erregung mit unterschiedlichen mechanischen Frequenzen f_m und unterschiedlichen Amplituden $\hat{\varphi}$

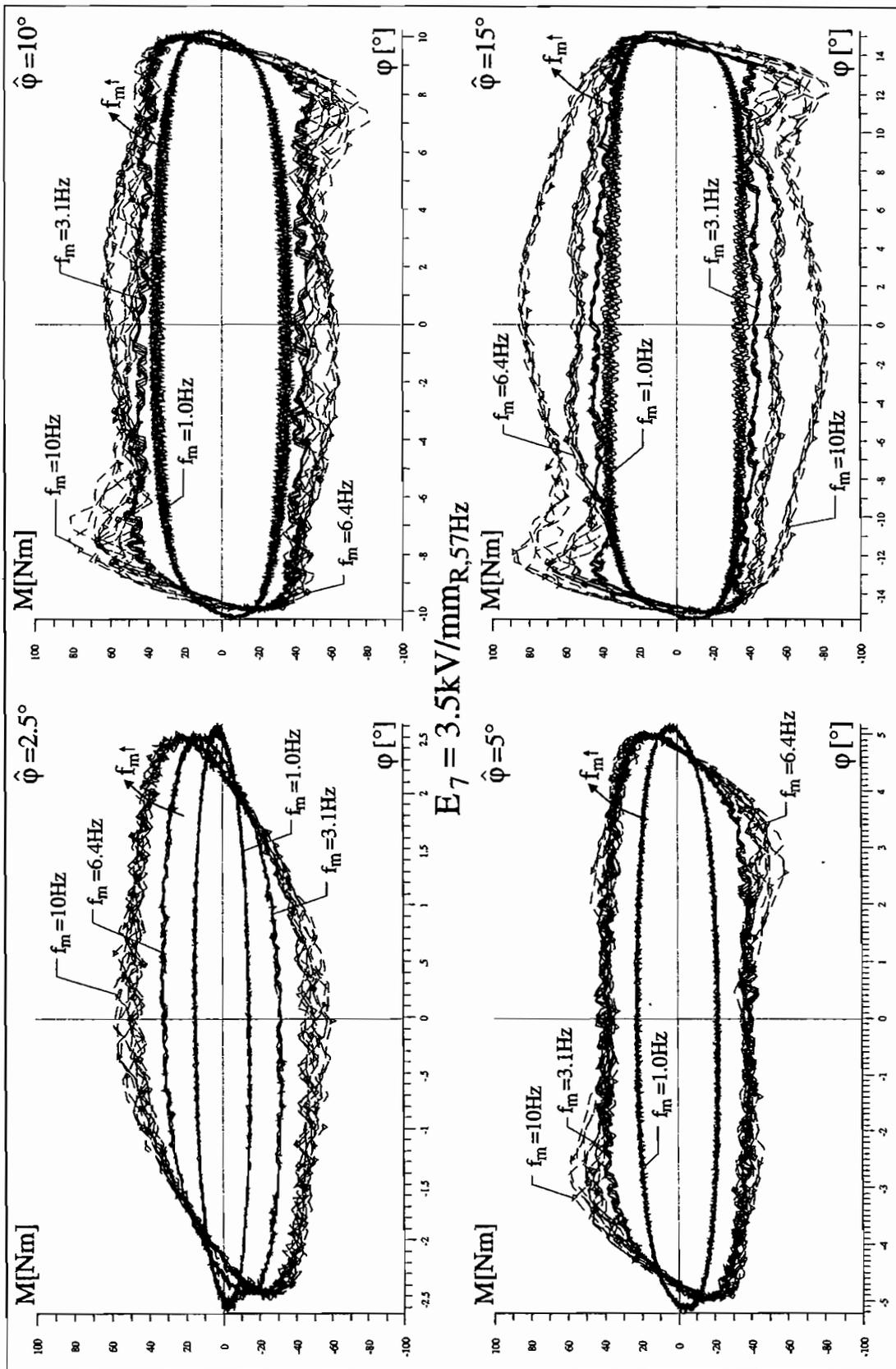


Abb. F.2: Moment-Winkel-Kurven mit rechteckförmigem Wechselfeld ($E_0 = 3.5 \text{ kV/mm}_{R,57\text{Hz}}$) über 5 Perioden bei harmonischer Erregung mit unterschiedlichen mechanischen Frequenzen f_m und unterschiedlichen Amplituden $\hat{\varphi}$

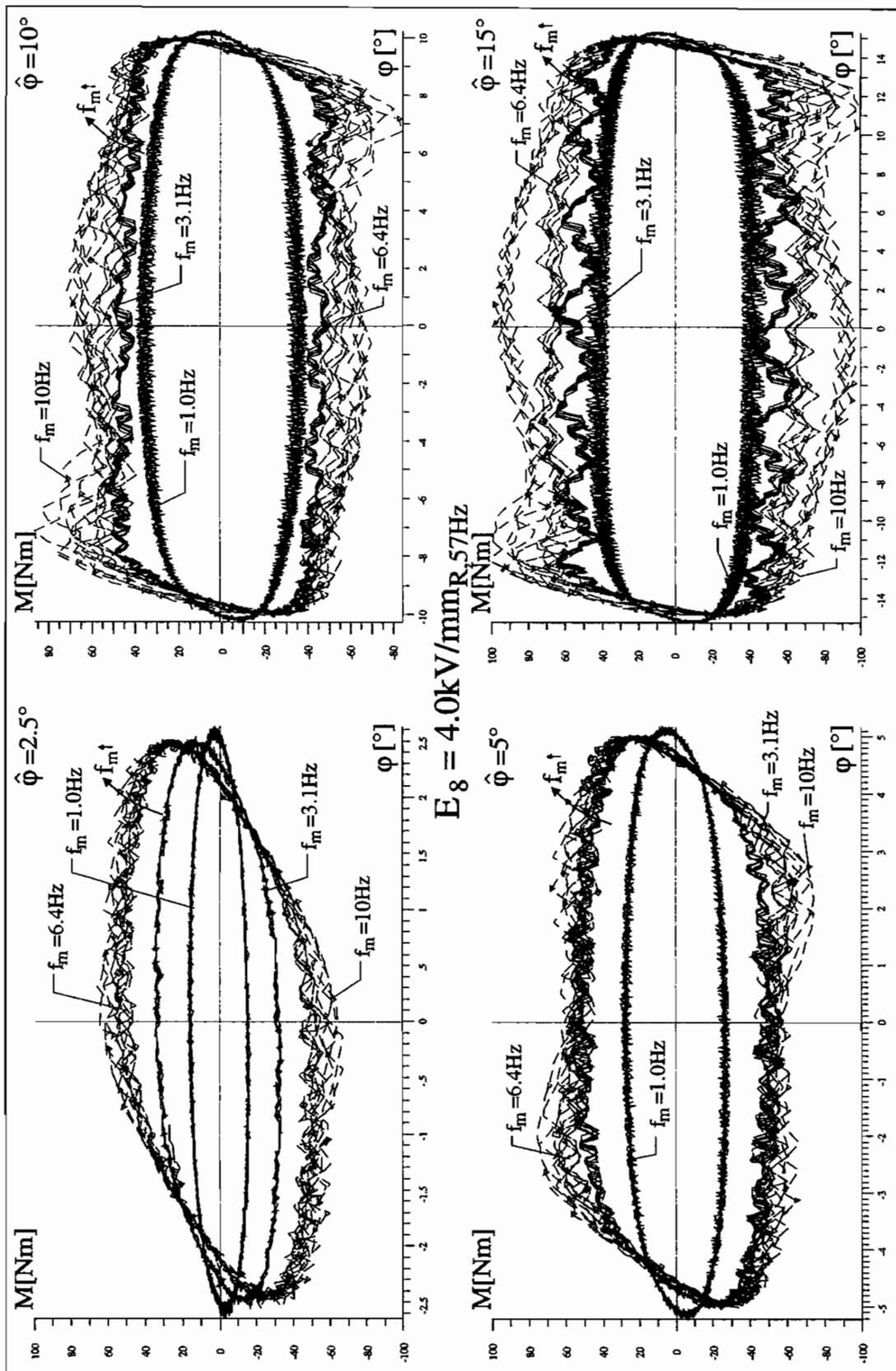


Abb. F.3: Moment-Winkel-Kurven mit rechteckförmigem Wechselfeld ($E_8 = 4.0 \text{ kV/mm}_{R,57\text{Hz}}$) über 5 Perioden bei harmonischer Erregung mit unterschiedlichen mechanischen Frequenzen f_m und unterschiedlichen Amplituden $\hat{\varphi}$

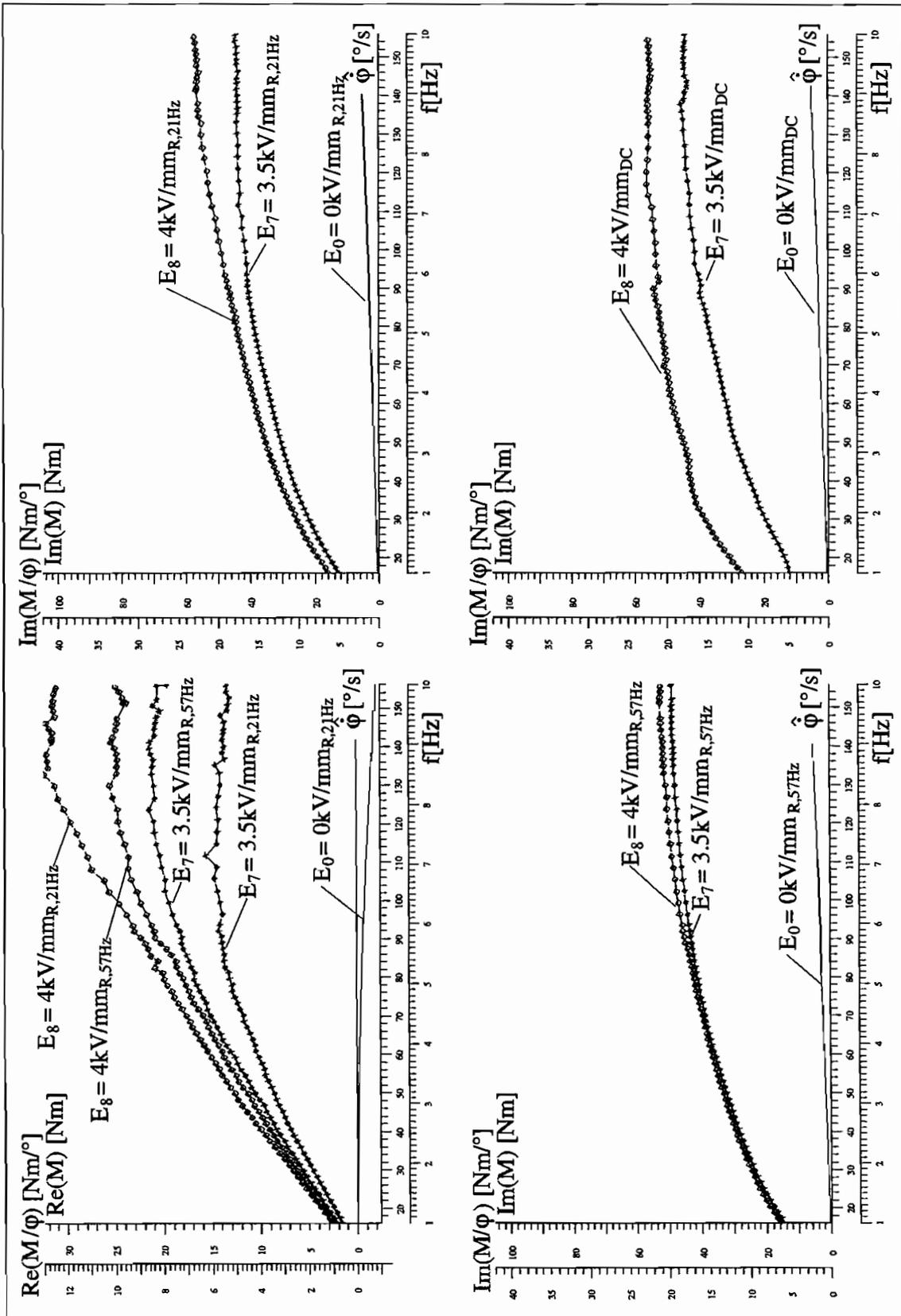


Abb. F.4: Vergleich dynamischer Steifigkeiten bei Variation der elektrischen Feldstärke bei einer mechanischen Amplitude von $\hat{\varphi} = 2.5^\circ$

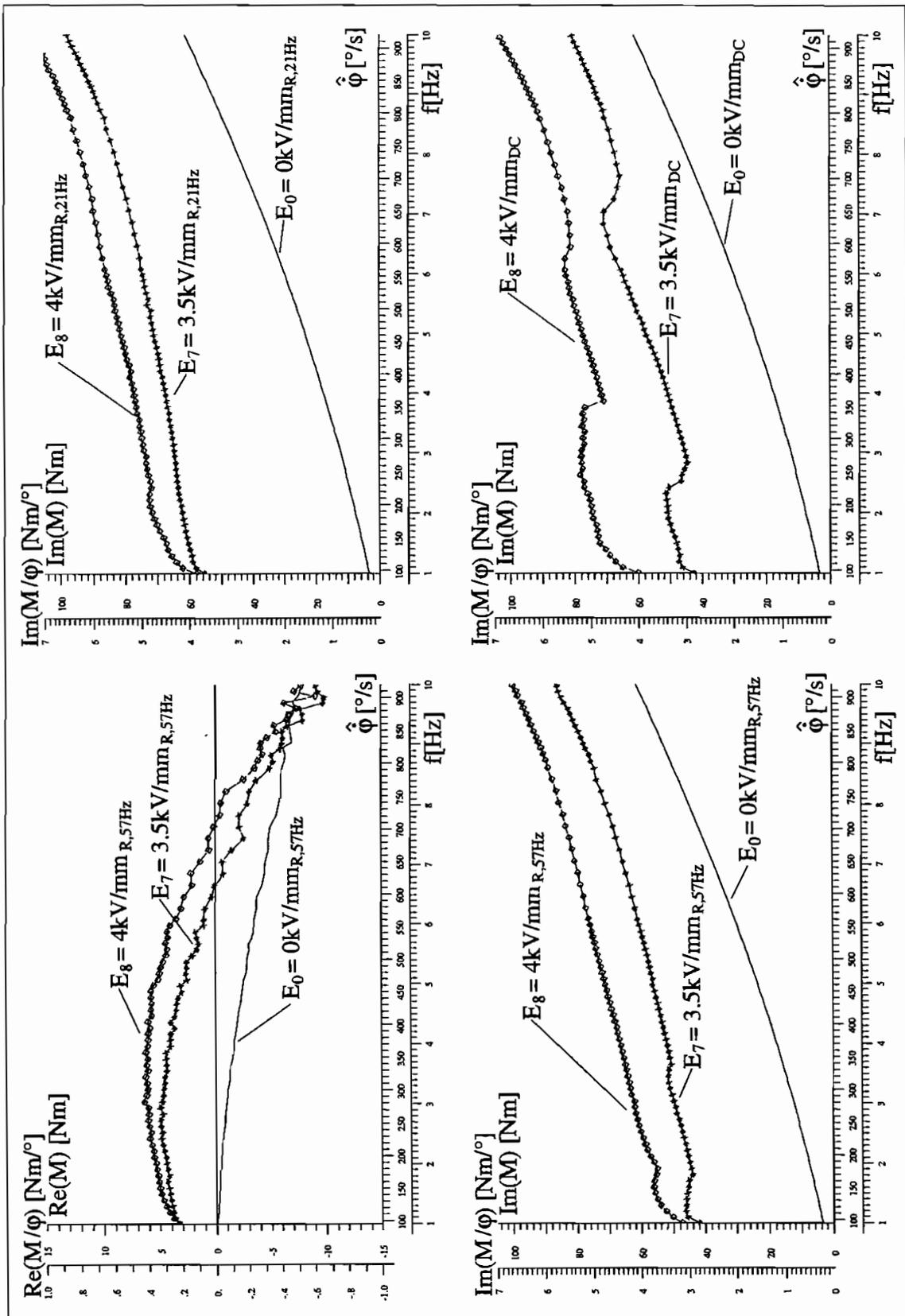


Abb. F.5: Vergleich dynamischer Steifigkeiten bei Variation der elektrischen Feldstärke bei einer mechanischen Amplitude von $\hat{\varphi} = 15^\circ$

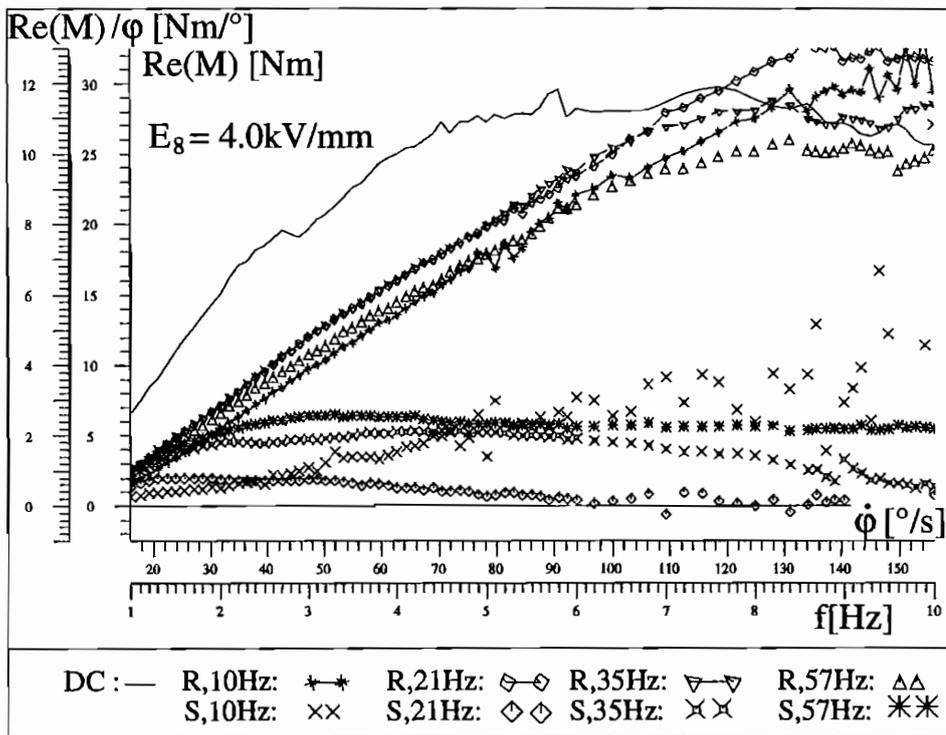


Abb. F.6: Realteil der dyn. Steifigkeit $S_{re}(j\Omega) = \hat{M}_{re}/\hat{\varphi}$ als Funktion der mechanischen Frequenz f_m , Erregungsamplitude $\hat{\varphi} = 2.5^\circ$, bei unterschiedlichen zeitlichen Verläufen der elektr. Erregung E_8

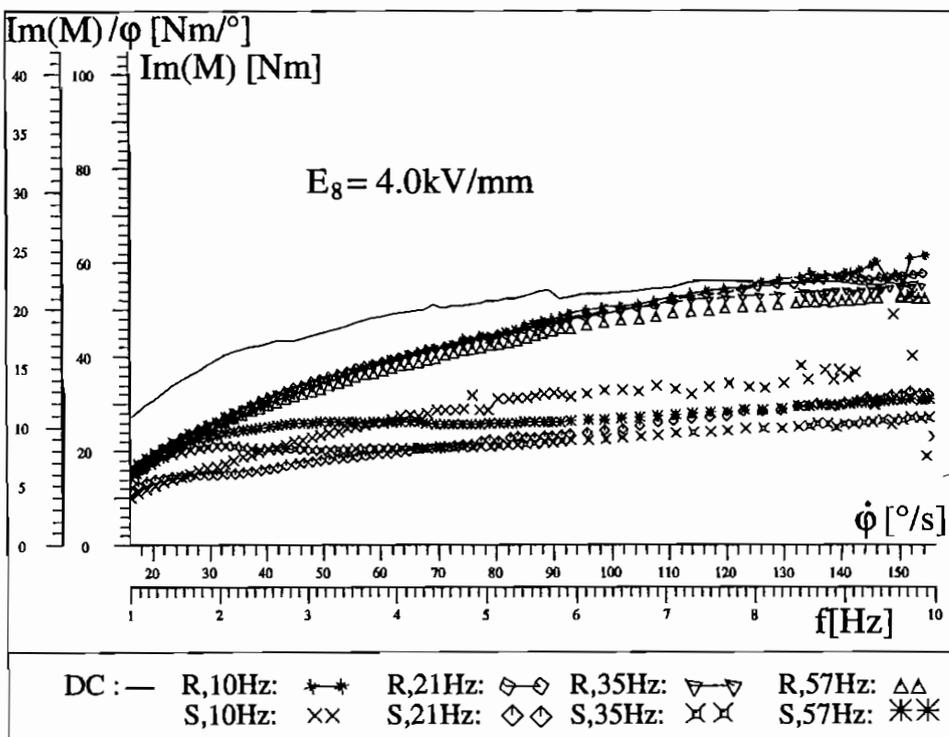


Abb. F.7: Imaginärteil des Dämpfermoments \hat{M}_{im} als Funktion der Drehwinkelgeschwindigkeit $\dot{\varphi}$, Erregungsamplitude $\hat{\varphi} = 2.5^\circ$, bei unterschiedlichen zeitlichen Verläufen der elektr. Erregung E_8

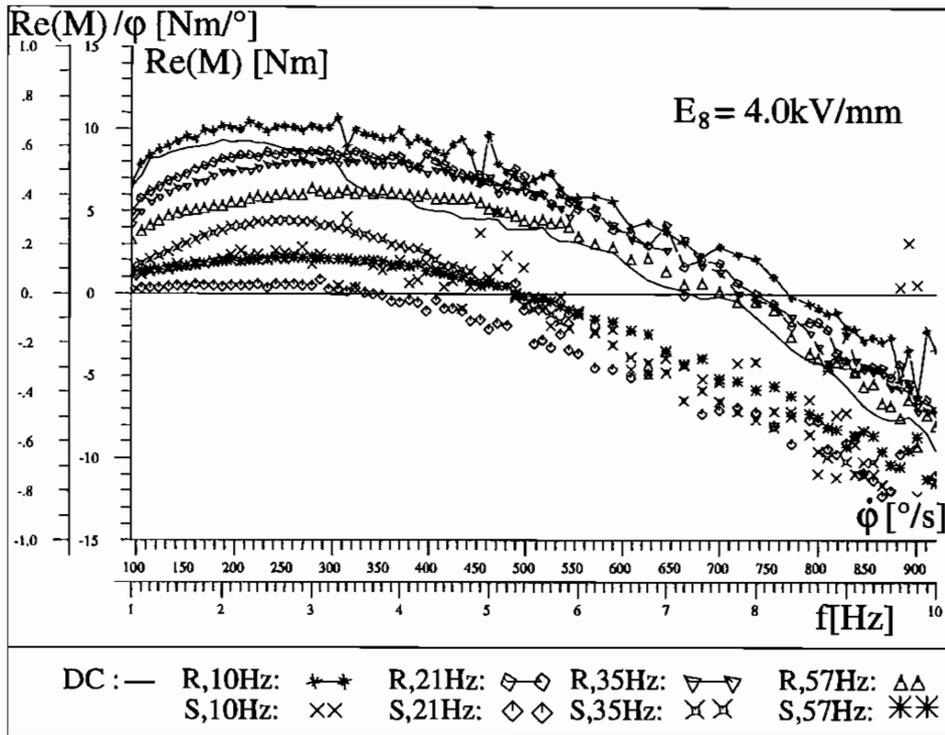


Abb. F.8: Realteil der dyn. Steifigkeit $S_{re}(j\Omega) = \hat{M}_{re}/\hat{\varphi}$ als Funktion der mechanischen Frequenz f_m , Erregungsamplitude $\hat{\varphi} = 15^\circ$, bei unterschiedlichen zeitlichen Verläufen der elektr. Erregung E_8

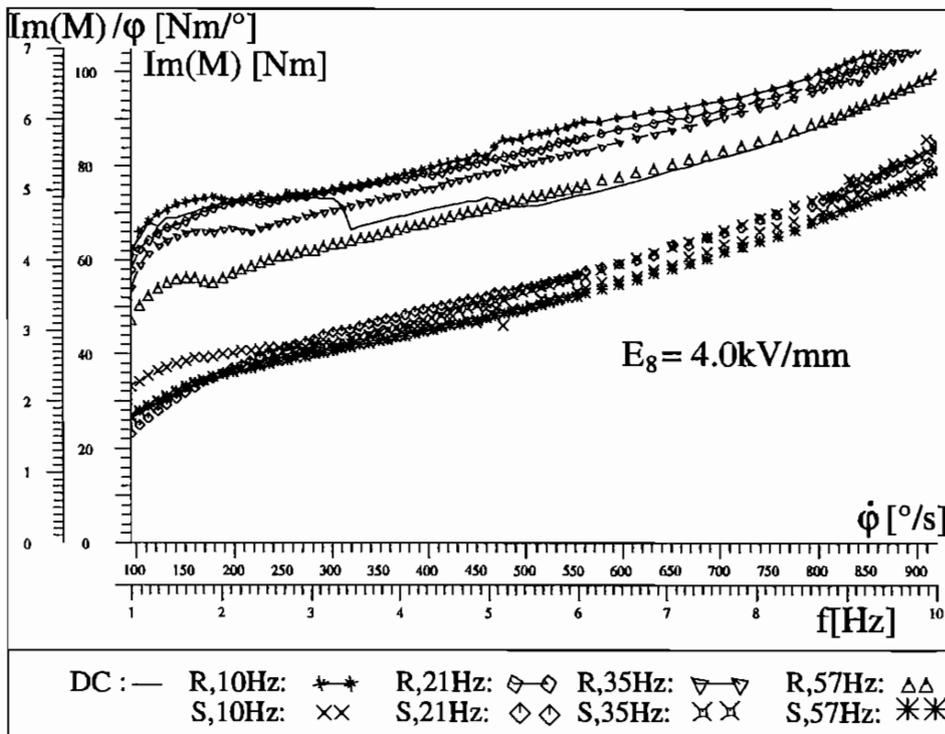


Abb. F.9: Imaginärteil des Dämpfermoments \hat{M}_{im} als Funktion der Drehwinkelgeschwindigkeit $\hat{\dot{\varphi}}$, Erregungsamplitude $\hat{\varphi} = 15^\circ$, bei unterschiedlichen zeitlichen Verläufen der elektr. Erregung E_8

Mitteilungen aus dem Institut für Mechanik

- Nr. 1 Theodor Lehmann:
Große elasto-plastische Formänderungen
- Nr. 2 Bogdan Raniecki/Klaus Thermann:
Infinitesimal Thermoplasticity and Kinematics of Finite Elastic-Plastic Deformations.
Basic Concepts
- Nr. 3 Wolfgang Krings:
Beitrag zur Finiten Element Methode bei linearem, viskoelastischem Stoffverhalten
- Nr. 4 Burkhard Lücke:
Theoretische und experimentelle Untersuchung der zyklischen elastoplastischen
Blechbiegung bei endlichen Verzerrungen
- Nr. 5 Knut Schwarze:
Einfluß von Querschnittsverformungen bei dünnwandigen Stäben mit stetig gekrümmter
Profilmittellinie
- Nr. 6 Hubert Sommer:
Ein Beitrag zur Theorie des ebenen elastischen Verzerrungszustandes bei endlichen
Formänderungen
- Nr. 7 H. Stumpf/F. J. Biehl:
Die Methode der orthogonalen Projektionen und ihre Anwendungen zur Berechnung
orthotroper Platten
- Nr. 8 Albert Meyers:
Ein Beitrag zum optimalen Entwurf von schnelllaufenden Zentrifugenschalen
- Nr. 9 Berend Fischer:
Zur zyklischen, elastoplastischen Beanspruchung eines dickwandigen Zylinders bei
endlichen Verzerrungen
- Nr. 10 Wojciech Pietraszkiewicz:
Introduction to the Non-Linear Theory of Shells
- Nr. 11 Wilfried Ullenboom:
Optimierung von Stäben unter nichtperiodischer dynamischer Belastung
- Nr. 12 Jürgen Güldenpfennig:
Anwendung eines Modells der Vielkristallplastizität auf ein Problem gekoppelter
elastoplastischer Wellen
- Nr. 13 Pawel Rafalski:
Minimum Principles in Plasticity
- Nr. 14 Peter Hilgers:
Der Einsatz eines Mikrorechners zur hybriden Optimierung und Schwingungsanalyse
- Nr. 15 Hans-Albert Lauert:
Optimierung von Stäben unter dynamischer periodischer Beanspruchung bei Beachtung
von Spannungsrestriktionen
- Nr. 16 Martin Fritz:
Berechnung der Auflagerkräfte und der Muskelkräfte des Menschen bei ebenen
Bewegungen aufgrund von kinematographischen Aufnahmen
- Nr. 17 H. Stumpf/F. J. Biehl:
Approximations and Error Estimates in Eigenvalue Problems of Elastic Systems with
Application to Eigenvibrations of Orthotropic Plates

- Nr. 18 Uwe Kohlberg:
Variational Principles and their Numerical Application to Geometrically Nonlinear v. Karman Plates
- Nr. 19 Heinz Antes:
Über Fehler und Möglichkeiten ihrer Abschätzung bei numerischen Berechnungen von Schalenträgwerken
- Nr. 20 Czeslaw Wozniak:
Large Deformations of Elastic and Non-Elastic Plates, Shells and Rods
- Nr. 21 Maria K. Duszek:
Problems of Geometrically Non-Linear Theory of Plasticity
- Nr. 22 Burkhard von Bredow:
Optimierung von Stäben unter stochastischer Erregung
- Nr. 23 Jürgen Preuss:
Optimaler Entwurf von Tragwerken mit Hilfe der Mehrzielmethode
- Nr. 24 Ekkehard Großmann:
Kovarianzanalyse mechanischer Zufallsschwingungen bei Darstellung der mehrfachkorrelierten Erregungen durch stochastische Differentialgleichungen
- Nr. 25 Dieter Weichert:
Variational Formulation and Solution of Boundary-Value Problems in the Theory of Plasticity and Application to Plate Problems
- Nr. 26 Wojciech Pietraszkiewicz:
On Consistent Approximations in the Geometrically Non-Linear Theory of Shells
- Nr. 27 Georg Zander:
Zur Bestimmung von Verzweigungslasten dünnwandiger Kreiszyylinder unter kombinierter Längs- und Torsionslast
- Nr. 28 Pawel Rafalski:
An Alternative Approach to the Elastic-Viscoplastic Initial-Boundary Value Problem
- Nr. 29 Heinrich Oeynhausen:
Verzweigungslasten elastoplastisch deformierter, dickwandiger Kreiszyylinder unter Innendruck und Axialkraft
- Nr. 30 F.-J. Biehl:
Zweiseitige Eingrenzung von Feldgrößen beim einseitigen Kontaktproblem
- Nr. 31 Maria K. Duszek:
Foundations of the Non-Linear Plastic Shell Theory
- Nr. 32 Reinhard Piltner:
Spezielle finite Elemente mit Löchern, Ecken und Rissen unter Verwendung von analytischen Teillösungen
- Nr. 33 Petrisor Mazilu:
Variationsprinzip der Thermoplastizität
I. Wärmeausbreitung und Plastizität
- Nr. 34 Helmut Stumpf:
Unified Operator Description, Nonlinear Buckling and Post-Buckling Analysis of Thin Elastic Shells
- Nr. 35 Bernd Kaempf:
Ein Extremal-Variationsprinzip für die instationäre Wärmeleitung mit einer Anwendung auf thermoelastische Probleme unter Verwendung der finiten Elemente

- Nr. 36 Alfred Kraft:
Zum methodischen Entwurf mechanischer Systeme im Hinblick auf optimales Schwingungsverhalten
- Nr. 37 Petrisor Mazilu:
Variationsprinzip der Thermoplastizität
II. Gekoppelte thermomechanische Prozesse
- Nr. 38 Klaus-Detlef Mickley:
Punktwise Eingrenzung von Feldgrößen in der Elastomechanik und ihre numerische Realisierung mit Fundamental-Splinefunktionen
- Nr. 39 Lutz-Peter Nolte:
Beitrag zur Herleitung und vergleichende Untersuchung geometrisch nichtlinearer Schalentheorien unter Berücksichtigung großer Rotationen
- Nr. 40 Ulrich Blix:
Zur Berechnung der Einschnürung von Zugstäben unter Berücksichtigung thermischer Einflüsse mit Hilfe der Finite-Element-Methode
- Nr. 41 Peter Becker:
Zur Berechnung von Schallfeldern mit Elementmethoden
- Nr. 42 Dietmar Bouchard:
Entwicklung und Anwendung eines an die Diskrete-Fourier-Transformation angepaßten direkten Algorithmus zur Bestimmung der modalen Parameter linearer Schwingungssysteme
- Nr. 43 Uwe Zdebel:
Theoretische und experimentelle Untersuchungen zu einem thermo-plastischen Stoffgesetz
- Nr. 44 Jan Kubik:
Thermodiffusion Flows in a Solid with a Dominant Constituent
- Nr. 45 Horst J. Klepp:
Über die Gleichgewichtslagen und Gleichgewichtsbereiche nichtlinearer autonomer Systeme
- Nr. 46 J. Makowsky/L.-P. Nolte/H. Stumpf:
Finite In-Plane Deformations of Flexible Rods - Insight into Nonlinear Shell Problems
- Nr. 47 Franz Karl Labisch:
Grundlagen einer Analyse mehrdeutiger Lösungen nichtlinearer Randwertprobleme der Elastostatik mit Hilfe von Variationsverfahren
- Nr. 48 J. Chroscielewski/L.-P. Nolte:
Strategien zur Lösung nichtlinearer Probleme der Strukturmechanik und ihre modulare Aufbereitung im Konzept MESY
- Nr. 49 Karl-Heinz Bürger:
Gewichtsoptimierung rotationssymmetrischer Platten unter instationärer Erregung
- Nr. 50 Ulrich Schmid:
Zur Berechnung des plastischen Setzens von Schraubenfedern
- Nr. 51 Jörg Frischbier:
Theorie der Stoßbelastung orthotroper Platten und ihr experimentelle Überprüfung am Beispiel einer unidirektional verstärkten CFK-Verbundplatte
- Nr. 52 W. Tampczynski:
Strain history effect in cyclic plasticity

- Nr. 53 Dieter Weichert:
Zum Problem geometrischer Nichtlinearitäten in der Plastizitätstheorie
- Nr. 54 Heinz Antes/Thomas Meise/Thomas Wiebe:
Wellenausbreitung in akustischen Medien
Randelement-Prozeduren im 2-D Frequenzraum und im 3-D Zeitbereich
- Nr. 55 Wojciech Pietraszkiewicz:
Geometrically non-linear theories of thin elastic shells
- Nr. 56 Jerzy Makowski/Helmut Stumpf:
Finite strain theory of rods
- Nr. 57 Andreas Pape:
Zur Beschreibung des transienten und stationären Verfestigungsverhaltens von Stahl mit Hilfe eines nichtlinearen Grenzflächenmodells
- Nr. 58 Johannes Groß-Weege:
Zum Einspielverhalten von Flächentragwerken
- Nr. 59 Peihua LIU:
Optimierung von Kreisplatten unter dynamischer nicht rotationssymmetrischer Last
- Nr. 60 Reinhard Schmidt:
Die Anwendung von Zustandsbeobachtern zur Schwingungsüberwachung und Schadensfrüherkennung auf mechanische Konstruktionen
- Nr. 61 Martin Pitzer:
Vergleich einiger FE-Formulierungen auf der Basis eines inelastischen Stoffgesetzes
- Nr. 62 Jerzy Makowski/Helmut Stumpf:
Geometric structure of fully nonlinear and linearized Cosserat type shell theory
- Nr. 63 O. T. Bruhns:
Große plastische Formänderungen - Bad Honnef 1988
- Nr. 64 Khanh Chau Le/Helmut Stumpf/Dieter Weichert:
Variational principles of fracture mechanics
- Nr. 65 Guido Obermüller:
Ein Beitrag zur Strukturoptimierung unter stochastischen Lasten
- Nr. 66 Herbert Diehl:
Ein Materialmodell zur Berechnung von Hochgeschwindigkeitsdeformationen metallischer Werkstoffe unter besonderer Berücksichtigung der Schädigung durch Scherbänder
- Nr. 67 Michael Geis:
Zur Berechnung ebener, elastodynamischer Rißprobleme mit der Randelementmethode
- Nr. 68 Günter Renker:
Zur Identifikation nichtlinearer strukturmechanischer Systeme
- Nr. 69 Berthold Schieck:
Große elastische Dehnungen in Schalen aus hyperelastischen inkompressiblen Materialien
- Nr. 70 Frank Szepan:
Ein elastisch-viskoplastisches Stoffgesetz zur Beschreibung großer Formänderungen unter Berücksichtigung der thermomechanischen Kopplung
- Nr. 71 Christian Scholz:
Ein Beitrag zur Gestaltoptimierung druckbelasteter Rotationsschalen

- Nr. 72 J. Badur/H. Stumpf:
On the influence of E. and F. Cosserat on modern continuum mechanics and field theory
- Nr. 73 Werner Fornefeld:
Zur Parameteridentifikation und Berechnung von Hochgeschwindigkeitsdeformationen metallischer Werkstoffe anhand eines Kontinuums-Damage-Modells
- Nr. 74 J. Saczuk/H. Stumpf:
On statical shakedown theorems for non-linear problems
- Nr. 75 Andreas Feldmüller:
Ein thermoplastisches Stoffgesetz isotrop geschädigter Kontinua
- Nr. 76 Ulfert Rott:
Ein neues Konzept zur Berechnung viskoplastischer Strukturen
- Nr. 77 Thomas Heinrich Pingel:
Beitrag zur Herleitung und numerischen Realisierung eines mathematischen Modells der menschlichen Wirbelsäule
- Nr. 78 O. T. Bruhns:
Große plastische Formänderungen - Bad Honnef 1991
- Nr. 79 J. Makowski/J. Chrosielewski/H. Stumpf:
Computational Analysis of Shells Undergoing Large Elastic Deformation
Part I: Theoretical Foundations
- Nr. 80 J. Chrosielewski/J. Makowski/H. Stumpf:
Computational Analysis of Shells Undergoing Large Elastic Deformation
Part II: Finite Element Implementation
- Nr. 81 R. H. Frania/H. Waller:
Entwicklung und Anwendung spezieller finiter Elemente für Kerbspannungsprobleme im Maschinenbau
- Nr. 82 B. Bischoff-Beiermann:
Zur selbstkonsistenten Berechnung von Eigenspannungen in polykristallinem Eis unter Berücksichtigung der Monokristallanisotropie
- Nr. 83 J. Pohé:
Ein Beitrag zur Stoffgesetzentwicklung für polykristallines Eis
- Nr. 84 U. Kikillus:
Ein Beitrag zum zyklischen Kriechverhalten von Ck 15
- Nr. 85 T. Guo:
Untersuchung des singulären Rißspitzenfeldes bei stationärem Rißwachstum in verfestigendem Material
- Nr. 86 Achim Menne:
Identifikation der dynamischen Eigenschaften von hydrodynamischen Wandlern
- Nr. 87 Uwe Folchert:
Identifikation der dynamischen Eigenschaften Hydrodynamischer Kupplungen
- Nr. 88 Jörg Körber:
Ein verallgemeinertes Finite-Element-Verfahren mit asymptotischer Stabilisierung angewendet auf viskoplastische Materialmodelle
- Nr. 89 Peer Schießle:
ein Beitrag zur Berechnung des Deformationsverhaltens anisotrop geschädigter Kontinua unter Berücksichtigung der thermoplastischen Kopplung

- Nr. 90 Egbert Schopphoff:
Dreidimensionale mechanische Analyse der menschlichen Wirbelsäule
- Nr. 91 Christoph Beerens:
Zur Modellierung nichtlinearer Dämpfungsphänomene in der Strukturmechanik
- Nr. 92 K. C. Le/H. Stumpf:
Finite elastoplasticity with microstructure
- Nr. 93 O. T. Bruhns:
Große plastische Formänderungen - Bad Honnef 1994
- Nr. 94 Armin Lenzen:
Untersuchung von dynamischen Systemen mit der Singulärwertzerlegung - Erfassung von Strukturveränderungen
- Nr. 95 J. Makowski/H. Stumpf:
Mechanics of Irregular Shell Structures
- Nr. 96 J. Chrosielewski/J. Makowski/H. Stumpf:
Finite Elements for Irregular Nonlinear Shells
- Nr. 97 W. Krings/A. Lenzen/u. a.:
Festschrift zum 60. Geburtstag von Heinz Waller
- Nr. 98 Ralf Podleschny:
Untersuchung zum Instabilitätsverhalten scherbeanspruchter Risse
- Nr. 99 Bernd Westerhoff:
Eine Untersuchung zum geschwindigkeitsabhängigen Verhalten von Stahl
- Nr. 100 Marc Mittelbach:
Simulation des Deformations- und Schädigungsverhaltens beim Stoßversuch mit einem Kontinuums-Damage-Modell
- Nr. 101 Ulrich Hoppe:
Über grundlegende Konzepte der nichtlinearen Kontinuumsmechanik und Schalentheorie
- Nr. 102 Marcus Otto:
Erweiterung des Kaustikenverfahrens zur Analyse räumlicher Spannungskonzentrationen
- Nr. 103 Horst Lanzerath:
Zur Modalanalyse unter Verwendung der Randelementemethode
- Nr. 104 Andreas Wichtmann:
Entwicklung eines thermodynamisch konsistenten Stoffgesetzes zur Beschreibung der Reckalterung
- Nr. 105 Bjarne Fosså:
Ein Beitrag zur Fließflächenmessung bei vorgedehnten Stählen
- Nr. 106 Khanh Chau Le:
Kontinuumsmechanisches Modellieren von Medien mit veränderlicher Mikrostruktur
- Nr. 107 Holger Behrens:
Nichtlineare Modellierung und Identifikation hydrodynamischer Kupplungen mit allgemeinen diskreten Modellansätzen
- Nr. 108 Johannes Moosheimer:
Gesteuerte Schwingungsdämpfung mit Elektrorheologischen Fluiden

**Mitteilungen aus dem Institut für Mechanik
RUHR-UNIVERSITÄT BOCHUM
Nr. 108**