

Markus Kleimann

**Ein Beitrag zur schwingungstechnischen
Gestaltung des Schallplattenspielers**

Cuvillier Verlag Göttingen

Ein Beitrag zur schwingungstechnischen Gestaltung des Schallplattenspielers

von der Fakultät Maschinenbau
der Universität Dortmund
zur Erlangung des Grades
Doktor-Ingenieur
(Dr.-Ing.)
genehmigte Dissertation

von
Markus Kleimann
aus Bochum

2000

Die Deutsche Bibliothek - CIP-Einheitsaufnahme

Kleimann, Markus:

Ein Beitrag zur schwingungstechnischen Gestaltung des Schallplattenspielers
/ von Markus Kleimann. -

1. Aufl. - Göttingen : Cuvillier, 2000

Zugl.: Dortmund, Univ., Diss., 2000

ISBN 3-89712-937-X

Dissertation eingereicht am: 14.04.2000

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. K. Thermann
Prof. Dr.-Ing. M. Uhle
Prof. Dr.-Ing. Dr. h.c. K. Weinert

Tag der mündlichen Prüfung: 09.06.2000

© CUVILLIER VERLAG, Göttingen 2000

Nonnenstieg 8, 37075 Göttingen

Telefon: 0551-54724-0

Telefax: 0551-54724-21

www.cuvillier.de

Alle Rechte vorbehalten. Ohne ausdrückliche Genehmigung
des Verlages ist es nicht gestattet, das Buch oder Teile
daraus auf fotomechanischem Weg (Fotokopie, Mikrokopie)
zu vervielfältigen.

1. Auflage, 2000

Gedruckt auf säurefreiem Papier

ISBN 3-89712-937-X

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Fachgebiet Mechanik, insbesondere Maschinendynamik der Fakultät Maschinenbau der Universität Dortmund.

Herrn Prof. Dr.-Ing. K. Thermann möchte ich für die wertvolle Unterstützung und vielfältigen Anregungen zu dieser Arbeit danken.

Herrn Prof. Dr.-Ing. M. Uhle danke ich für seine konstruktive Kritik und die vielen nützlichen Hinweise.

Herrn Prof. Dr.-Ing. Dr. h.c. K. Weinert danke ich für die Übernahme des Korreferates und die Bereitstellung der Meßtechnik.

Dortmund, im Juli 2000

Markus Kleimann

für meine Eltern,
in Gedenken an Jochen Lindner

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Körperschallisolierung	4
2.1	Einleitung	4
2.2	Theoretische Untersuchungen	5
2.2.1	Massebehaftete Feder mit Werkstoffdämpfung	5
2.2.2	Schraubenfeder mit externer Dämpfung	9
2.2.3	Stabilitätsuntersuchungen	12
2.3	Realisierung	19
2.3.1	Schlußfolgerungen	19
2.3.2	Konstruktive Umsetzung	21
2.3.3	Fehleranalyse und Einstellung	22
2.4	Messungen	25
3	Subchassis	29
3.1	Problemstellung	29
3.2	Finite-Element-Rechnungen	31
3.2.1	Homogenes Vollmaterial	31
3.2.2	Homogenes Profilmaterial	36
3.3	Messungen	39
4	Tellerlager	43
4.1	Anforderungen	43
4.2	Auswahl der Lagerung	44
4.3	Werkstoffpaarungen	49
4.4	Konstruktive Auslegung	51
5	Antrieb	55
5.1	Riemenantrieb	55
5.2	Referenz	57
5.3	Antrieb mit Synthesenetz	60
5.4	Scheibenläufermotor	64
6	Plattenteller	68
6.1	Problemstellung	68
6.2	Kontaktverhältnisse unter idealisierten Bedingungen	68
6.2.1	Lösung der Plattengleichung	68
6.2.2	Ebener Plattenteller mit ausgespartem Labelbereich	70
6.2.3	Gekrümmter Plattenteller	73
6.3	FE-Kontaktanalyse räumlich vorverformter Platten	77

6.4	Diskussion und praktische Umsetzung	85
6.5	Messungen	86
7	Tonarm	91
7.1	Funktionsweise des Tonarms	91
7.2	Mechanisches Modell und Anforderungen	92
7.3	Konstruktive Gestaltung des einpunktgelagerten Tonarms	94
8	Zusammenfassung	99
	Literatur	102

1 Einleitung

Bei der Wiedergabe von analogen (Musik-)Signalen ist die Schallplatte im Bereich des Massenkonsums durch die CD Ende der 80er Jahre verdrängt worden. Jedoch werden bis heute und in der letzten Zeit verstärkt ausgewählte Schallplatten neu aufgelegt und auch tontechnisch hochqualitative neue Aufnahmen produziert. So ist eindeutig, daß die Gruppe der Interessenten sich in erster Linie aus Liebhabern zusammensetzt, die eine hochwertige und aus Gründen der Verfügbarkeit nicht durch CDs ersetzbare Plattensammlung ergänzen wollen. Aus diesem Anspruch heraus kommen für die Wiedergabe nur Schallplattenspieler in Frage, die den gesamten Dynamikumfang der Aufnahme ausschöpfen. Dabei muß der Plattenspieler von der Funktion her das genaue Gegenstück zur Schallplattenschneideanlage sein.

Die vorliegende Arbeit möchte einen Beitrag dazu leisten, diesem Ideal ein Stück näher zu kommen. Sie befaßt sich mit wichtigen mechanischen und schwingungstechnischen Teilaspekten des Plattenspielers, die theoretisch hinterfragt und anschließend auch experimentell untersucht werden. Dabei soll jedoch nicht das Ziel aus den Augen verloren werden, die Einzelbauteile konstruktiv so aufeinander abzustimmen, daß im Gesamtergebnis ein funktionsfähiges Plattenabspielgerät präsentiert werden kann.

Vorhandene Lösungen aus der Industrie rufen wegen des oft beträchtlichen Aufwands beim abseits stehenden Betrachter gelegentlich Kopfschütteln hervor und werden von Kennern teils mit begeistertem Beifall und teils mit ebenso kategorischer Ablehnung bedacht. Die Konzepte zur Wiedergewinnung des in der Schallplatte aufgezeichneten schwachen Signals (Webers, 1985) sind bei immer gleichem Grundprinzip vielfältig und lassen breiten Raum für Spekulationen über die Wirksamkeit der einen oder anderen Maßnahme. Da hierbei der subjektive Eindruck eine Rolle spielt, sind polarisierende Einschätzungen fast unvermeidlich.

Wissenschaftliche Literatur in nennenswertem Umfang existiert praktisch nicht, was insofern nicht verwunderlich ist, da Hersteller ihre neuen Erkenntnisse geheimhalten, um einen etwaigen Entwicklungsvorsprung vor der Konkurrenz nicht preiszugeben. Bis auf allgemeine Darstellungen (Webers, 1985; Janitz, 1988; HiFi: Jahrbuch 1984), die sich nur auf die Grundlagen beziehen, existieren im wesentlichen Konzeptbeschreibungen, die meist von Enthusiasten verfaßt wurden. Dabei sind diejenigen Arbeiten, in denen wenigstens ansatzweise nachvollziehbare Messungen durchgeführt wurden, sehr rar (Colloms, 1982; Kuppek, 1981). Dies liegt nicht zuletzt daran, daß die allgemein üblichen Messungen nach DIN-Normen (vgl. DIN 45500 und die dort aufgelisteten einschlägigen Normen) von der Gruppe der Interessenten nicht anerkannt werden, da der Standard zu niedrig liegt. So ist auch nicht weiter verwunderlich, daß in den einschlägigen Fachzeitschriften bei Vergleichstests von Plattenspielern bei den DIN-Norm-Tests vernachlässigbar kleine Unterschiede ausgemacht werden (Kirbach et al., 1999), jedoch die subjektiv empfundenen Unterschiede als groß und bemerkenswert herausgestellt werden. Schwäche der Normtests bleibt, daß bei den an sich erwünschten Laborbedingungen bestimmte Rückkopplungen durch Schalleinflüsse nicht berücksichtigt werden können. Resonanzprobleme aus Antrieb und Lagerung, die der Rumpeltest nach DIN 45544 im Prinzip erfaßt, können unter realen Bedingungen durch solche Rückkopplungen erheblich verstärkt werden.

In dieser Arbeit wird das Konzept verfolgt, die einzelnen Baugruppen eines Plattenspielers systematisch aufgrund der relevanten physikalischen Prinzipien zu analysieren und meßtech-

nisch gezielt mit Berücksichtigung von Schalleinflüssen zu untersuchen. Dies setzt voraus, daß die Beeinflussung der Baugruppen untereinander als gering anzusehen ist. Allgemeine maschinenakustische Prinzipien zur Schwingungsisolierung von Bauteilen stehen deshalb auch im Mittelpunkt der Arbeit.

Eine schematische Übersicht der Baugruppen eines typischen Plattenspielers zeigt Bild 1.

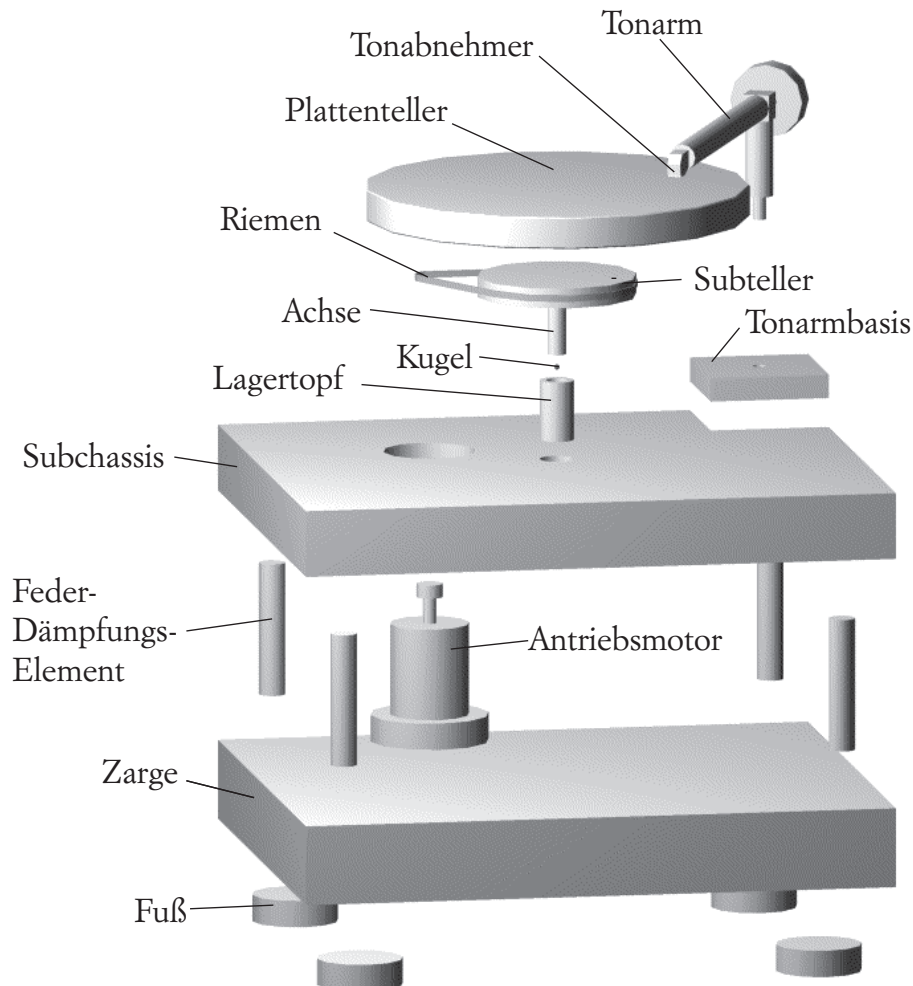


Bild 1: Typische Baugruppen eines Plattenspielers

Ein Plattenspieler besteht aus dem Laufwerk, dem Tonarm und dem Tonabnehmer¹ (HiFi-Jahrbuch, 1984). Die Grundlage bildet das Laufwerk, das für die konstante Rotation der Schallplatte auf dem Plattenteller verantwortlich ist und interne Störungen (Elektromotor, Tellerlager) wie auch externe Störungen (Körperschall, Luftschall) von der Schallplatte fernhalten soll. Die Entkopplung vom Körperschall übernehmen die Feder-Dämpfungs-Elemente, die

¹Der Tonabnehmer wird in der Fachliteratur häufig als Abtastsystem oder System bezeichnet. Wegen der Doppeldeutigkeit in bezug auf die hier untersuchten Modellsysteme wird im Folgenden ausschließlich der Begriff Tonabnehmer verwendet.

zwischen der Zarge und dem Subchassis, der Basis für die Aufbauten, angeordnet sind. Kapitel 2 bezieht bei der Abstimmung der Elemente die Konstruktion der Zarge und der Füße mit ein. Dem Subchassis (Kapitel 3) selber kommt die zentrale Aufgabe zu, die Aufbauten, bestehend aus Tellerlager mit Plattenteller und Tonarmbasis mit Tonarm, möglichst frei von Resonanzen, die durch Luftschall angeregt werden können, zu tragen. Variiert werden dabei die Geometrie wie auch die Materialien, die sich nicht nur durch sehr unterschiedliche Steifigkeiten, sondern auch durch unterschiedliche Werkstoffdämpfungen auszeichnen. Das Tellerlager (Kapitel 4), das in der Übersicht in Bild 1 durch den Lagertopf, die Kugel und die Achse angedeutet ist und geometrisch den Mittelpunkt des Plattenspielers darstellt, soll den Plattenteller möglichst toleranz- und geräuscharm führen. Dazu wird besonderes Augenmerk einerseits auf die Wahl der Reibpartner und andererseits auf die Geometrie gelegt. Der Antrieb des Subtellers und damit des Plattentellers erfolgt über einen Riemen, der nur begrenzte Möglichkeiten der Auslegung bietet. Den Schwerpunkt der Untersuchungen in Kapitel 5 bildet daher die Verbesserung der Drehmomentwelligkeit des Elektromotors. Eine weitgehend ungeklärte Frage ergibt sich aus der Ankopplung der Schallplatte an den Plattenteller. So ist die Schallplatte selber aufgrund ihrer Geometrie und des Materials anfällig für Schwingungen, die sowohl durch den Luftschall wie auch den Abtastvorgang angeregt werden können. Es wird daher untersucht (Kapitel 6), wie sich Kontaktzonen zwischen Schallplatte und Plattenteller bei ebenen und verwölbten Schallplatten ausbilden und durch Klemmechanismen verändern. Dem Tonarm kommt die Aufgabe zu, den Tonabnehmer an seiner Spitze unter vorgegebenem Abtastwinkel mit konstanter Auflagekraft und ohne Seitendruck durch die Plattenrinne zu führen. Mögliche Fehlerquellen stellen dabei Schwingungen des Tonarmlagers wie auch des Tonarmrohrs dar. Kapitel 7 beschäftigt sich mit der sogenannten Einpunktlagerung, die prinzipbedingt einen zusätzlichen Rotationsfreiheitsgrad enthält, der zu Störungen führt. Ziel ist dabei, die Drehschwingung um die Tonarmlängsachse, die durch den Abtastvorgang angeregt werden kann, zu minimieren.

Sowohl der Tonabnehmer, der die in Wellenschrift (Modulation) gespeicherten Signale der Plattenrinne abtastet und analog in elektrische Signale umwandelt, als auch die weitere elektrische und elektrodynamische Signalverarbeitung (Verstärker, Lautsprecher) sind nicht Gegenstand der Untersuchung.

2 Körperschallisolierung

2.1 Einleitung

Die Körperschallisolierung durch Feder–Dämpfungs–Elemente zwischen Zarge und Subchassis hat die Aufgabe, den Körperschall des mit der Zarge direkt gekoppelten Fundaments (dem Aufstellort) vom Subchassis und somit vom Abtastsystem fern zu halten. Da Körperschall in dem räumlich begrenzten Fundament eines Hauses meist aus einer komplizierten Kombination verschiedener Wellentypen besteht, ist es schwierig, die Körperschallisolierung für den allgemeinsten Fall darzustellen. Dies ist jedoch auch nicht nötig, da schwimmender Estrich als Fundament durch Trittschall und Anregung durch den Lautsprecher vorherrschend in vertikaler Richtung angeregt wird. Trittschall regt die tiefen Eigenfrequenzen des Fundaments an. Sie erreichen je nach Beschaffenheit, wie z.B. Geometrie, Material und Lagerung, sehr niedrige Werte bis ca. 10 Hz (Cremer und Heckel, 1995). Da der Lautsprecher, dessen Übertragungsbereich bei ca. 20 Hz beginnt, ohne weitere isolierende Maßnahmen aufgestellt ist, wird auch sein Körperschall übertragen. Zudem können Ausschwingvorgänge des Lautsprechers das Fundament in seinen tiefsten Eigenfrequenzen anregen, und generell sind indirekte Kopplungen über den Luftschall möglich. Die obere Grenze des Anregungsspektrums ist durch die Bandbreite des Lautsprechers festgelegt.

Das Minimalmodell eines einfachen wegerregten Schwingers nach Bild 2 zeigt nun, daß im hochfrequenten Bereich die Fundamentbewegungen u_G kaum noch auf die schwingende Masse m des Subchassis übertragen werden. Aus der Bewegungsgleichung

$$m\ddot{u} = -d(\dot{u} - \dot{u}_G) - c(u - u_G) \quad (1)$$

erhält man bekanntlich bei harmonischer Erregung $u_G(t) = u_0 e^{i\omega t}$ für den Betrag der Vergrö-

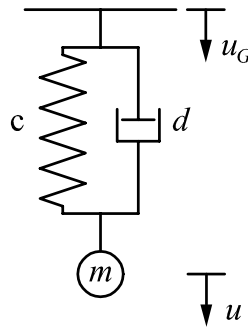


Bild 2: Wegerregter Einmassenschwinger mit relativer Dämpfung

ßerungsfunktion (vgl. z.B. Holzweißig und Dresig, 1992)

$$V = \left| \frac{u}{u_G} \right| = \sqrt{\frac{1 + 4D^2\nu^2}{(1 - \nu^2)^2 + 4D^2\nu^2}} \quad \text{mit} \quad \nu = \frac{\omega}{\omega_0}, \quad \omega_0^2 = \frac{c}{m}, \quad D = \frac{d}{2m\omega_0}, \quad (2)$$

so daß die Amplitude der Antwort für $\nu = \omega/\omega_0 \gg \sqrt{2}$ mit $2D/\nu$, d.h. mit 20 dB pro Dekade, abfällt. Die Dämpfung hat im Frequenzbereich $\nu > \sqrt{2}$ einen ungünstigen Einfluß auf die

Isolierwirkung, wie man bereits an der asymptotischen Relation $2D/\nu$ im Vergleich mit der Beziehung $1/\nu^2$ für das ungedämpfte System ablesen kann. Eine kleine Dämpfung ist aber in jedem Falle erwünscht, damit Eigenbewegungen hinreichend schnell abklingen.

Die Beschreibung des Feder–Dämpfersystems durch den wegerregten Einmassenschwinger ist jedoch aus verschiedenen Gründen nicht ausreichend:

- Die realen Federn und Dämpfer sind massebehaftet, so daß tatsächlich ein kontinuierliches Schwingungssystem mit unendlich vielen Eigenfrequenzen vorliegt. Die durch (2) beschriebene günstige Isolierwirkung bei masseloser Feder ist also nur bedingt zutreffend und wird im Eigenfrequenzbereich der Feder einbrechen. Da diese Eigenfrequenzen insbesondere bei der an sich erwünschten tiefen Abstimmung des Systems (1) im hörbaren Frequenzbereich liegen, darf der Einfluß der kontinuierlichen Massenverteilung nicht vernachlässigt werden.
- Instabilitäten der harmonischen Bewegung bei Aufhängung des Systems (1) im Schwerfeld sind grundsätzlich möglich (Magnus, 1961), so daß eine Abstimmung auch unter diesem Aspekt vorzunehmen ist. Bei tiefer Abstimmung, d.h. langer Feder, sind solche Instabilitäten am ehesten möglich.
- Auch wenn die vertikale Schwingungskomponente im Fundament vorherrschend ist, muß zumindest in der praktischen Auslegung des Feder–Dämpfungssystems auf horizontale Anregung geachtet werden.

2.2 Theoretische Untersuchungen

2.2.1 Massebehaftete Feder mit Werkstoffdämpfung

Es ist bekannt, daß in massebehafteten Federn Eigenschwingungen entstehen können, die im zugehörigen Frequenzbereich zu einer deutlichen Verschlechterung der Körperschallisolierung führen. Auf die Vergrößerungsfunktion wirkt sich dies in Form zusätzlicher Resonanzüberhöhung aus, deren Frequenzlage vom Verhältnis der zu entkoppelnden Masse zur Federmasse abhängt und deren Amplitude von der Dämpfung beeinflußt wird.

Die Grundprinzipien lassen sich anhand der Dehnschwingungen eines wegerregten, massebelegten Stabes mit Endmasse gemäß Bild 3 zeigen. Die harmonische Wegerregung $u_G =$

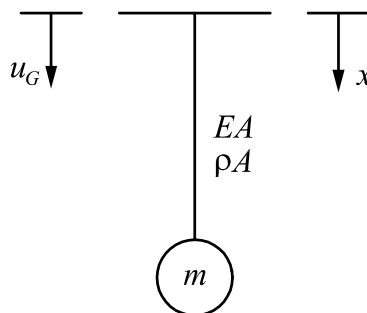


Bild 3: Wegerregter Stab mit Endmasse

$u_0 e^{i\omega t}$ wirkt über den Stab auf die zu isolierende Masse m . Das Kontinuum, das die Feder repräsentiert, hat die Länge l , die Querschnittsfläche A , die Dichte ρ und die Masse $m_f = lA\rho$. Die Werkstoffdämpfung des Materials läßt sich bequem durch die Fortsetzung des Hookeschen Gesetzes in der komplexen Ebene,

$$\sigma(t) = \text{Re}\langle E \hat{\epsilon} e^{i\omega t} \rangle \quad (3)$$

mit Hilfe eines komplexen Elastizitätsmoduls

$$E = E' + iE'' = E'(1 + i\eta) \quad (4)$$

beschreiben. Dabei kann der Verlustfaktor

$$\eta = \frac{E''}{E'} \quad (5)$$

aufgrund unterschiedlicher Relaxationsphänomene in Materialien durch verschiedene Modelle beschrieben werden. Allen Modellen gemeinsam ist eine Frequenzabhängigkeit $\eta(\omega)$, die in der Praxis über genormte Versuche bestimmt wird. Der im Folgenden benutzte konstante Verlustfaktor η_0 ist zwar physikalisch nicht zu rechtfertigen, stellt aber dennoch häufig eine sehr gute Näherung dar (Cremer und Heckel, 1995). Der Verlustfaktor beschreibt die Hysterese des Materials und damit die Umwandlung von mechanischer Energie in Wärme. Fortschreitende Wellen klingen umso stärker exponentiell ab, je größer der Verlustfaktor ist.

Die Dauerlösung der erzwungenen harmonischen Schwingung

$$U(x, t) = \text{Re}\langle u(x) e^{i\omega t} \rangle \quad (6)$$

ist durch die Differentialgleichung

$$(EAu')' + \rho A \omega^2 u = 0 \quad (7)$$

und die Randbedingungen

$$u(0) = u_0 \quad (8)$$

$$EAu'(l) = m\omega^2 u(l) \quad (9)$$

festgelegt. Bei konstanter Steifigkeit und Massenbelegung lautet die Lösung der Dgl. (7)

$$u(x) = u^+ e^{-ikx} + u^- e^{ikx} \quad (10)$$

mit

$$k^2 = \frac{\rho \omega^2}{E} \quad (11)$$

als Frequenzparameter. Führt man noch

$$u_l = u(l) \quad (12)$$

als weitere Unbekannte ein, so ergeben sich die beiden Konstanten u^+ und u^- und die gesuchte Amplitude u_l der Endverschiebung aus der Lösung des Gleichungssystems

$$\begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 \\ e^{-ikl} & e^{ikl} & -1 \\ -ikEAe^{-ikl} & ikEAe^{ikl} & -m\omega^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u^+ \\ u^- \\ u_l \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u_0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (13)$$

Nach numerischer Auswertung erhält man die gesuchte Vergrößerungsfunktion $|u_l/u_0|$ in Abhängigkeit von der Erregerkreisfrequenz ω .

Bild 4 zeigt Vergrößerungsfunktionen in dB für verschiedene Massenverhältnisse m/m_f von 10, 100 und 1500 im ungedämpften Fall $\eta_0 = 0$ (Harris, 1961). Zu sehen ist die Verschie-

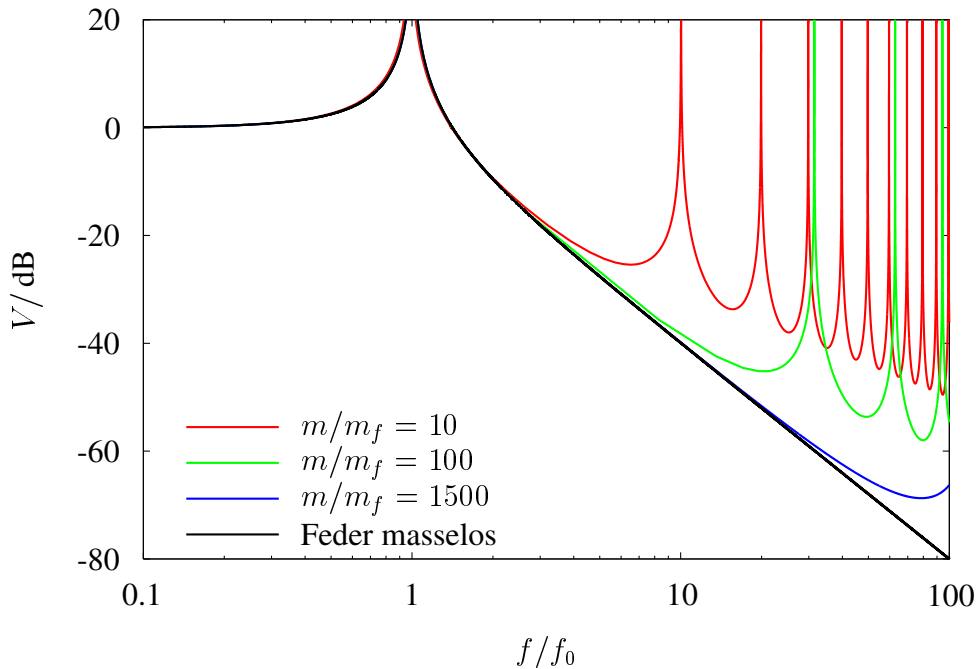


Bild 4: Einfluß der Federmasse m_f auf die Vergrößerungsfunktion $V = u_l/u_0$ des kontinuierlichen Dehnschwingers mit Endmasse m . Bezugsfrequenz $f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{EA}{ml}}$, Dämpfung $\eta_0 = 0$

bung der charakteristischen Federresonanzen für größer werdende Massenverhältnisse m/m_f hin zu größeren Frequenzen. Im Fall $m/m_f = 1500$ sind die Federresonanzen so weit nach rechts verschoben, daß sie im dargestellten Frequenzbereich nicht mehr enthalten sind. So ist diese Vergrößerungsfunktion fast mit derjenigen der masselosen Feder identisch. Charakteristisch für den ungedämpften Fall $\eta_0 = 0$ ist die über alle Grenzen wachsende Vergrößerungsfunktion im Resonanzfall. Bei Vernachlässigung der Werkstoffdämpfung ($\eta_0 = 0$) läßt sich die Amplitude der Endmasse auch einfach formelmäßig darstellen

$$u(l) = \frac{u_0}{\cos kl - \frac{m}{m_f} kl \sin kl}. \quad (14)$$

Der Frequenzparameter (11),

$$kl = \sqrt{\frac{m_f}{m}} \frac{\omega}{\omega_0} \quad \text{mit} \quad \omega_0^2 = \frac{EA}{ml}, \quad (15)$$

ist dann reell, und die Resonanzfrequenzen folgen als Nullstellen des Nenners in (14). Ist die Feder­masse klein im Vergleich zur Endmasse, so dominiert der kl -Term in diesem Ausdruck, so daß man die Federresonanzen näherungsweise durch $\sin(kl) = 0$ bestimmen kann, d.h. bei

$$kl = \pi, 2\pi, 3\pi, \dots \quad (16)$$

findet. Im Rahmen dieser Näherung kennzeichnet ω_0 gerade die niedrigste Eigenkreisfrequenz des Systems, so daß die bezogenen Federresonanzstellen in Übereinstimmung mit Bild 4 bei

$$\frac{f}{f_0} = \frac{\omega}{\omega_0} = \pi \sqrt{\frac{m}{m_f}}, 2\pi \sqrt{\frac{m}{m_f}}, \dots \quad (17)$$

liegen.

Bei Berücksichtigung der Dämpfung $\eta_0 > 0$ fallen die Amplituden an den Resonanzstellen der Feder mit 40 dB pro Dekade ab (vgl. Bild 5). Die bekannte Verbreiterung der Grund-

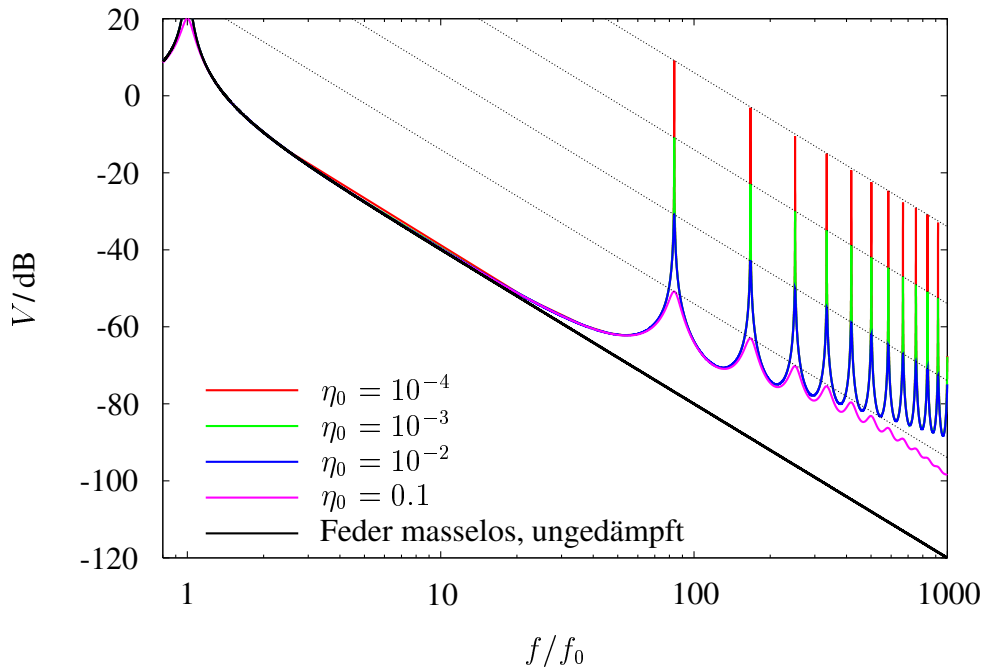


Bild 5: Einfluß der Werkstoffdämpfung η_0 auf die Vergrößerungsfunktion $V = u_l / u_0$ des kontinuierlichen Dehnschwingers mit Endmasse m . Bezugsfrequenz $f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{EA}{ml}}$, Endmasse/Feder­masse $m/m_f = 707$

resonanz des Einmassenschwingers ist bei den zugrundeliegenden schwachen Dämpfungen in Bild 5 nicht mehr zu erkennen. Die Beziehung (15) bleibt auch bei Berücksichtigung der

Werkstoffdämpfung richtig, allerdings ist dann mit E auch k komplex, was zu einem unhandlichen Ausdruck für den Betrag der Endverschiebung führt. Bei schwacher Dämpfung $\eta_0 \ll 1$ läßt sich aus (15) jedoch leicht die Näherung

$$\left| \frac{u(l)}{u_0} \right| = \frac{2}{\eta_0} \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^{-2} \quad (18)$$

für die Überhöhung an den Resonanzstellen herleiten (in Bild 5 als dünne Hilfslinien eingezeichnet). Sie begründet den auch in der numerischen Auswertung festgestellten Abfall mit 40 dB/Dekade. Bei $\eta_0 = 0.1$ ist diese Näherung bereits im Frequenzbereich, der in Bild 5 dargestellt ist, nicht mehr gültig. Für große Werte von η_0 tritt ein unrealistisch starker Abfall im höherfrequenten Bereich auf, der sich in Bild 5 bei $\eta_0 = 0.1$ bereits andeutet, so daß das Modell (jedenfalls mit frequenzunabhängigem Verlustfaktor) dann nicht mehr brauchbar ist.

2.2.2 Schraubenfeder mit externer Dämpfung

Eine Schraubenfeder aus Stahl hat eine zu geringe innere Dämpfung. Es besteht jedoch aufgrund der Bauform die Möglichkeit, die Feder durch Silikonöl gemäß Bild 6 extern zu bedämpfen. Das mit Silikonöl gefüllte zylinderförmige Gefäß ist mit dem Subchassis der Masse m

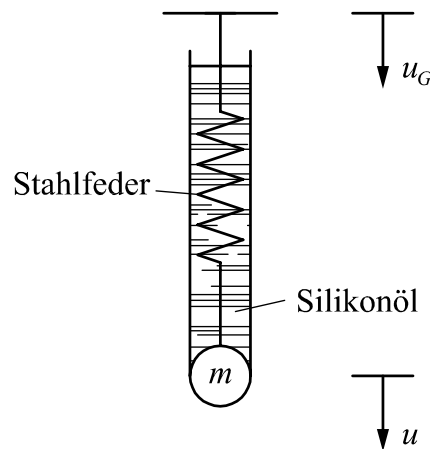


Bild 6: Stahlschraubenfeder mit externer Bedämpfung durch Silikonöl

fest verbunden, so daß die einzelnen Federwindungen aufgrund der Ölviskosität bewegungshemmende Kräfte erfahren, wenn sie sich relativ zum Öl, d.h. relativ zur Endmasse, bewegen.

Die Analyse des Modells in Bild 7 gibt einen Anhaltspunkt für die zu erwartenden Ergebnisse. Die Federmasse m_f wird in n gleich große Teilmassen $\bar{m} = m_f/n$ aufgeteilt. Die Dämpfung des Silikonöls wird durch Dämpfer d zwischen jeder Teilmasse $\bar{m}$ und der Endmasse m modelliert. Zwischen den Teilmassen $\bar{m}$ wirkt die Federsteifigkeit $\bar{c}$ und die schwache Eigendämpfung der Schraubenfeder $\bar{d}$. Zusätzlich ist ein relativer Dämpfer d_R und ein absoluter Dämpfer d_A vorgesehen. Die komplexen Amplituden u_k der Dauerlösung $u_k e^{i\omega t}$ bei har-

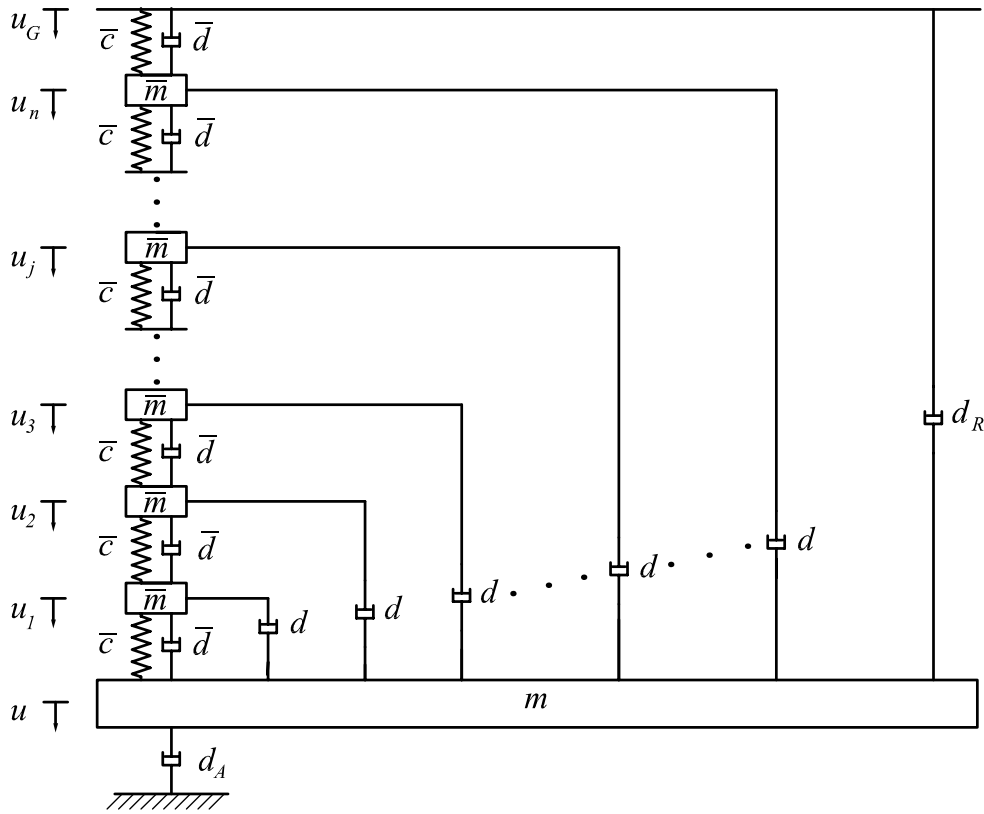


Bild 7: Unendliche Schwingerkette zur Modellierung der extern bedämpften Schraubenfeder. Federmasse $m_f = n\bar{m}$, Eigendämpfung $\bar{d}$, externe Silikondämpfung d , relative Dämpfung d_R , absolute Dämpfung d_A

monischer Wegerregung $u_G(t) = u_0 e^{i\omega t}$ erhält man aus der Lösung des Gleichungssystems:

$$\begin{aligned}
 0 &= (\bar{c} + i\omega\bar{d})(u - u_1) + i\omega d(nu - u_1 - u_2 - \dots - u_n) + i\omega d_R(u - u_0) \\
 &\quad + i\omega d_A u - m\omega^2 u \\
 0 &= (\bar{c} + i\omega\bar{d})(u_1 - u_2) - \bar{c}(u - u_1) - i\omega\bar{d}(u - u_1) - i\omega d(u - u_1) - \bar{m}\omega^2 u_1 \\
 &\quad \vdots \\
 0 &= (\bar{c} + i\omega\bar{d})(u_j - u_{j+1}) - \bar{c}(u_{j-1} - u_j) - i\omega\bar{d}(u_{j-1} - u_j) - i\omega d(u - u_j) - \bar{m}\omega^2 u_j \\
 &\quad \vdots \\
 0 &= (\bar{c} + i\omega\bar{d})(u_n - u_0) - \bar{c}(u_{n-1} - u_n) - i\omega\bar{d}(u_{n-1} - u_n) - i\omega d(u - u_n) - \bar{m}\omega^2 u_n
 \end{aligned} \tag{19}$$

Für verschiedene Dämpfungen $d = 2Dm\omega_0$ ohne Berücksichtigung der übrigen Dämpfungsmechanismen ergeben sich die Vergrößerungsfunktionen in Bild 8 bei einem Massenverhältnis $m/m_f = 707$. Der Dämpfungsgrad $D \approx 8 \cdot 10^{-4}$ stellt in etwa ein Optimum dar, bei dem die Vergrößerungsfunktion in einem schmalen Frequenzbereich sogar günstiger ist als die des idealisierten Schwingers mit masseloser Feder. Bei weiterer Vergrößerung von D über 10^{-3} hinaus werden die Kurven wieder merklich angehoben (der Übersichtlichkeit halber in Bild 8 nicht dargestellt).

Den alleinigen Einfluß der Relativedämpfung $d_R = 2D_R m\omega_0$ zeigt Bild 9. Erwartungsgemäß wird die Grundresonanz maßgeblich beeinflusst, im Resonanzbereich der Feder ist die

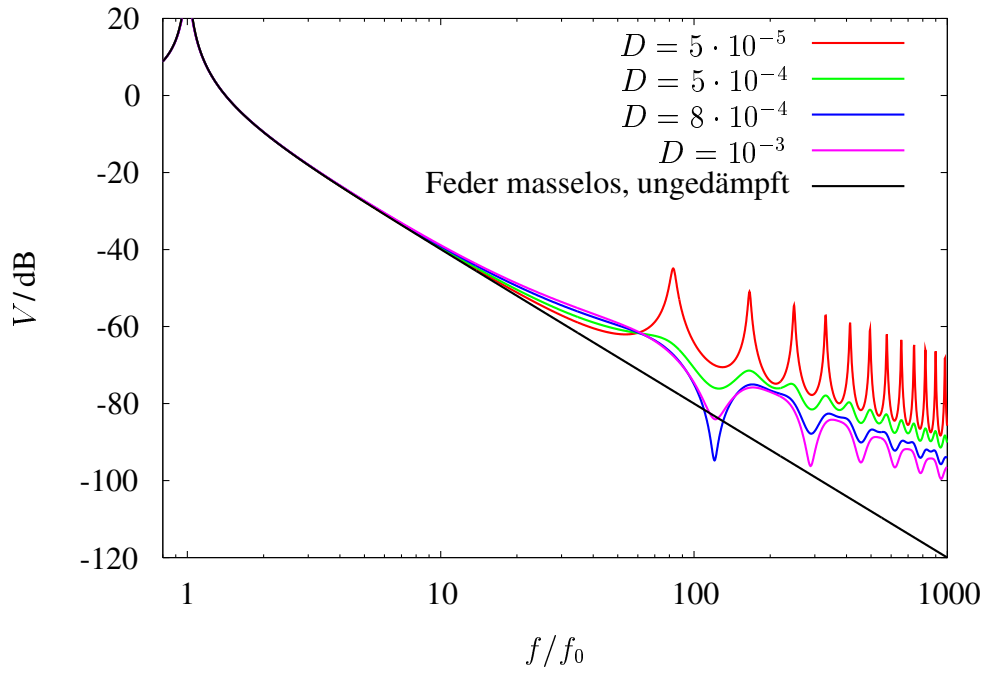


Bild 8: Einfluß der Dämpfung $d = 2Dm\omega_0$ durch Silikonöl auf die Vergrößerungsfunktion $V = u/u_o$ der Schwingerkette nach Bild 7 mit $n = 60$. $d_R = d_A = \bar{d} = 0$, $\omega_0 = 2\pi f_0$, $\omega_0^2 = \frac{\bar{c}}{nm}$, Endmasse/Federmasse $m/m_f = 707$

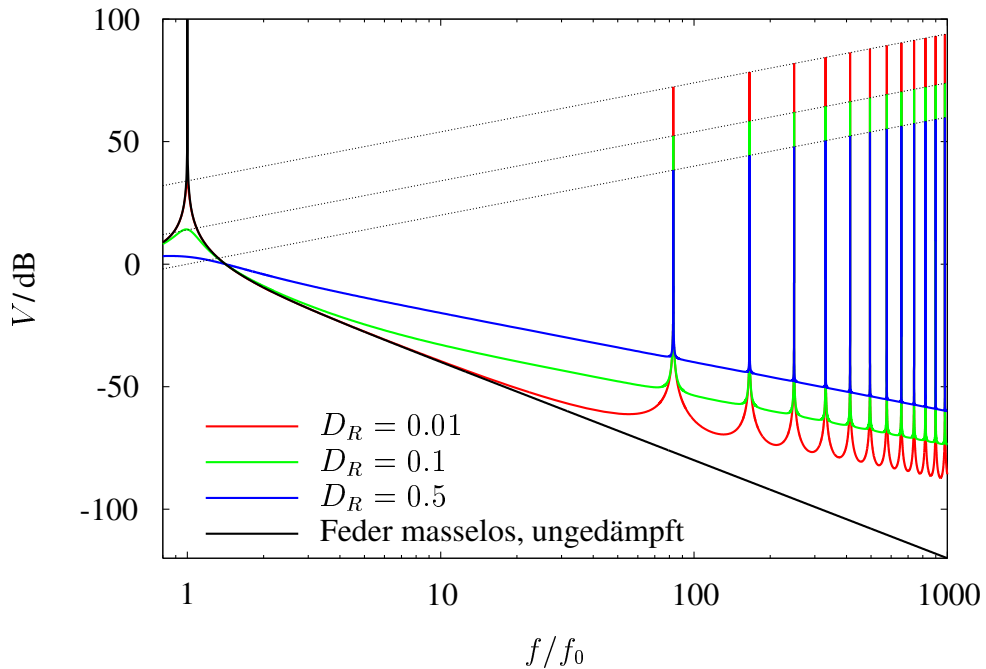


Bild 9: Einfluß der relativen Dämpfung $d_R = 2D_Rm\omega_0$ auf die Vergrößerungsfunktion $V = u/u_G$ der Schwingerkette nach Bild 7 mit $n = 60$. $d = d_A = \bar{d} = 0$, $\omega_0 = 2\pi f_0$, $\omega_0^2 = \frac{\bar{c}}{nm}$ Endmasse/Federmasse $m/m_f = 707$

Isolierwirkung aber nicht zufriedenstellend. Um die Resonanzspitzen zu verkleinern, ist eine große Dämpferkonstante erforderlich, die jedoch gleichzeitig zu einer deutlichen Verschlechterung im Frequenzbereich zwischen den Resonanzspitzen führt. Eine Kontrolle der Rechenergebnisse für das diskrete Modell mit 60 Teilmassen erhält man durch Übergang zu einem kontinuierlichen Schwinger. Hierfür ergibt sich der Anstieg der Vergrößerungsfunktion an den Resonanzspitzen zu

$$\frac{1}{2D} \frac{\omega}{\omega_0} . \quad (20)$$

Der Verlauf dieser Funktion ist in Bild 9 wieder als dünne Hilfslinie eingezeichnet.

Im Falle der Absolutdämpfung ($d_A \neq 0$) ist die Isolierwirkung ähnlich unzureichend wie im gerade betrachteten Fall.

Auf eine Darstellung des Einflusses von $\bar{d}$ wurde verzichtet. Durch $\bar{d}$ wird die Werkstoffdämpfung modelliert, so daß man bei realistischen (kleinen) Werten die Verhältnisse entsprechend Bild 5 wiederfindet.

2.2.3 Stabilitätsuntersuchungen

Bei der Beurteilung der dynamischen Stabilität einer Bewegung geht es bekanntlich um die Frage, ob Abweichungen von einer betrachteten Grundbewegung für alle Zeiten eine vorgegebene Schranke nicht überschreiten, sofern nur die Anfangsstörungen hinreichend klein sind. Das bisher benutzte Modell eines einfachen Schwingers kann herangezogen werden, um Aussagen über die Stabilität der Vertikalbewegung des Subchassis zu gewinnen. Das Schwerkpendel mit elastischem Faden (Bild 10) wird durch die Zarge, an der Feder und Dämpfungsgehäuse befestigt sind, durch Verschiebungen $u_G(t) = u_0 \cos \omega t$ des Aufhängepunktes wegerregt. Gegenüber Abschnitt 2.2.2 kennzeichnet d hier die maßgebende Relativdämpfung der Masse m , c ist die Federkonstante und l_0 die Länge der masselosen, unbelasteten Feder. Mit Hilfe der

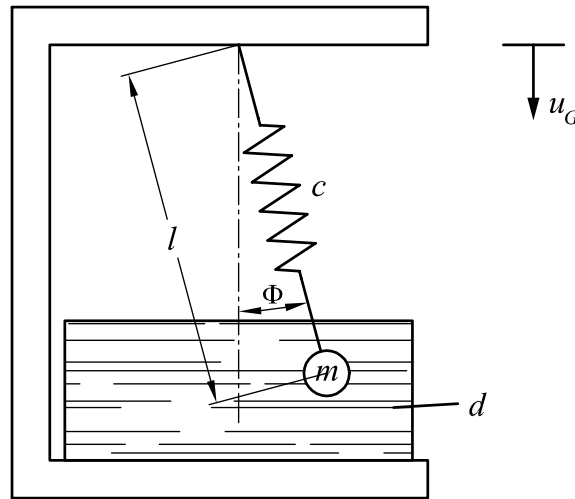


Bild 10: Schwerkpendel mit elastischem Faden. Erregung über Feder und Dämpfer

Lagrangefunktion

$$L = \frac{1}{2} m u_0^2 \omega^2 \sin^2 \omega t + m u_0 \omega \sin \omega t (l \sin \phi \dot{\phi} - \dot{l} \cos \phi)$$

$$+ \frac{1}{2} m \dot{l}^2 + \frac{1}{2} m l^2 \dot{\phi}^2 - \frac{1}{2} c (l - l_0)^2 + m g (u_0 \cos \omega t + l \cos \phi) \quad (21)$$

und der Dissipationsfunktion

$$D = \frac{1}{2} d (l^2 \dot{\phi}^2 + \dot{l}^2) \quad (22)$$

erhält man die beiden Bewegungsgleichungen:

$$\begin{aligned} m \ddot{l} + d \dot{l} + m(g + u_0 \omega^2 \cos \omega t) \cos \phi + c(l - l_0) - m l \dot{\phi}^2 &= 0 \\ m l \ddot{\phi} + (2m \dot{l} + d l) \dot{\phi} + m(g + u_0 \omega^2 \cos \omega t) \sin \phi &= 0 \end{aligned} \quad (23)$$

Mit l_s als Länge der Feder unter Belastung durch das Eigengewicht der angehängten Masse, den Kennkreisfrequenzen ω_x und ω_ϕ der Vertikal- bzw. Pendelschwingung, dem Dämpfungsmaß D , der bezogenen Amplitude γ ,

$$l_s = l_0 + \frac{mg}{c}, \quad \omega_x^2 = \frac{c}{m}, \quad \omega_\phi^2 = \frac{g}{l_s}, \quad D = \frac{d}{2m\omega}, \quad \gamma = \frac{u_0}{l_s}, \quad (24)$$

sowie der relativen Federverlängerung gegenüber der statischen Gleichgewichtslage,

$$x = \frac{l}{l_s} - 1, \quad (25)$$

als neuer Variablen gehen die Gleichungen (23) über in

$$\begin{aligned} \ddot{x} + 2D\omega\dot{x} + \omega_x^2 x - (1+x)\dot{\phi}^2 + \omega_\phi^2 (1 - \cos \phi) - \gamma\omega^2 \cos \omega t \cos \phi &= 0 \\ \ddot{\phi} + (\omega_\phi^2 + \gamma\omega^2 \cos \omega t) \sin \phi + x\ddot{\phi} + 2\dot{x}\dot{\phi} + 2D\omega(1+x)\dot{\phi} &= 0. \end{aligned} \quad (26)$$

Die Grundbewegung

$$\begin{aligned} x^*(t) &= V \gamma \cos(\omega t - \psi) \\ \phi^*(t) &= 0, \end{aligned} \quad (27)$$

deren Stabilität untersucht werden soll, genügt offensichtlich den entkoppelten Gleichungen (26), wenn die Vergrößerungsfunktion V und der Phasenwinkel ψ

$$V = \frac{\omega^2}{\sqrt{4D^2\omega^4 + (\omega_x^2 - \omega^2)^2}}, \quad \tan \psi = \frac{2D\omega^2}{\omega_x^2 - \omega^2}, \quad (28)$$

der Vertikalschwingung eingesetzt werden. Wir untersuchen Nachbarbewegungen der Grundlösung (27),

$$\begin{aligned} x &= x^* + \tilde{x} \\ \phi &= \phi^* + \tilde{\phi}, \end{aligned} \quad (29)$$

wobei die durch eine übergesetzte Tilde gekennzeichneten Abweichungen als so klein vorausgesetzt werden, daß bezüglich dieser Größen linearisiert werden kann:

$$\ddot{\tilde{x}} + 2D\omega\dot{\tilde{x}} + \omega_x^2 \tilde{x} = 0 \quad (30)$$

$$(1 + x^*)\ddot{\tilde{\phi}} + 2(\dot{x}^* + D\omega(1 + x^*))\dot{\tilde{\phi}} + (\omega_\phi^2 + \omega^2\gamma \cos \omega t)\tilde{\phi} = 0. \quad (31)$$

Offensichtlich ist die durch (30) beschriebene Nachbarbewegung als gedämpfte Schwingung asymptotisch stabil. Die interessantere Gleichung für die Winkelabweichung (31) ist linear, hat aber periodische Koeffizienten mit der Periode $2\pi/\omega$. Nach Einführung der dimensionslosen Größen

$$\lambda^2 = \frac{\omega_\phi^2}{\omega^2}, \quad \tau = \omega t - \psi, \quad ()' = \omega () \quad (32)$$

geht sie über in

$$(1 + V\gamma \cos \tau)\tilde{\phi}'' + 2[D(1 + V\gamma \cos \tau) - V\gamma \sin \tau]\tilde{\phi}' + [\lambda^2 + \gamma \cos(\tau + \psi)]\tilde{\phi} = 0. \quad (33)$$

Diese Gleichung gehört in die Klasse der Hillschen Differentialgleichungen. Aus der Theorie ist bekannt, daß die Grenzen möglicher Instabilitätsgebiete durch die Existenz 2π - bzw. 4π -periodischer Lösungen

$$\begin{aligned} \tilde{\phi}_{2\pi} &= \frac{a_0}{2} + \sum_{k=1}^{\infty} a_k \cos k\tau + \sum_{k=1}^{\infty} b_k \sin k\tau \\ \tilde{\phi}_{4\pi} &= \frac{c_0}{2} + \sum_{k=1}^{\infty} c_k \cos \frac{k\tau}{2} + \sum_{k=1}^{\infty} d_k \sin \frac{k\tau}{2} \end{aligned} \quad (34)$$

festgelegt sind (Merkin, 1997). Einsetzen des Lösungsansatzes in Gleichung (33) und nachfolgende Fourierentwicklung ergibt als Bedingung für 2π -periodische Lösungen

$$\begin{aligned} &\frac{1}{2}\lambda^2 a_0 + \left(\frac{1}{2}V\gamma + \frac{1}{2}\gamma \cos \psi\right) a_1 + \left(DV\gamma - \frac{1}{2}\gamma \sin \psi\right) b_1 \\ &+ \left[\frac{1}{2}\gamma \cos \psi a_0 + (\lambda^2 - 1) a_1 + 2Db_1 + \frac{1}{2}\gamma \cos \psi a_2 + \left(2DV\gamma - \frac{1}{2}\gamma \sin \psi\right) b_2\right] \cos \tau \\ &+ \left[-\frac{1}{2}\gamma \sin \psi a_0 - 2Da_1 + (\lambda^2 - 1) b_1 + \left(-2DV\gamma + \frac{1}{2}\gamma \sin \psi\right) a_2 + \frac{1}{2}\gamma \cos \psi b_2\right] \sin \tau \\ &+ \sum_{k=2}^{\infty} \left[\left(V\gamma \frac{1-k^2}{2} + \frac{1}{2}\gamma \cos \psi\right) a_{k-1} + \left(DV\gamma (k-1) + \frac{1}{2}\gamma \sin \psi\right) b_{k-1} \right. \\ &+ \left. (\lambda^2 - k^2) a_k + 2Dk b_k \right. \\ &+ \left. \left(V\gamma \frac{1-k^2}{2} + \frac{1}{2}\gamma \cos \psi\right) a_{k+1} + \left(DV\gamma (k+1) - \frac{1}{2}\gamma \sin \psi\right) b_{k+1}\right] \cos k\tau \\ &+ \sum_{k=2}^{\infty} \left[\left(-DV\gamma (k-1) - \frac{1}{2}\gamma \sin \psi\right) a_{k-1} + \left(V\gamma \frac{1-k^2}{2} + \frac{1}{2}\gamma \cos \psi\right) b_{k-1} \right. \\ &- 2Dk a_k + \left. (\lambda^2 - k^2) b_k \right. \\ &+ \left. \left(-DV\gamma (k+1) + \frac{1}{2}\gamma \sin \psi\right) a_{k+1} + \left(V\gamma \frac{1-k^2}{2} + \frac{1}{2}\gamma \cos \psi\right) b_{k+1}\right] \sin k\tau = 0 \end{aligned} \quad (35)$$

bzw. als Bedingung für 4π -periodische Lösungen

$$\frac{1}{2}\lambda^2 c_0 + \left(\frac{1}{2}V\gamma + \frac{1}{2}\gamma \cos \psi\right) c_2 + \left(DV\gamma - \frac{1}{2}\gamma \sin \psi\right) d_2 \quad (36)$$

$$\begin{aligned}
& + \left[\left(\lambda^2 - \frac{1}{4} + \frac{3}{8}V\gamma + \frac{1}{2}\gamma \cos \psi \right) c_1 + \left(D \left(1 + \frac{1}{2}V\gamma \right) - \frac{1}{2}\gamma \sin \psi \right) d_1 \right. \\
& + \left. \left(\frac{3}{8}V\gamma + \frac{1}{2}\gamma \cos \psi \right) c_3 + \left(\frac{3}{2}DV\gamma - \frac{1}{2}\gamma \sin \psi \right) d_3 \right] \cos \frac{\tau}{2} \\
& + \left[\left(D \left(-1 + \frac{1}{2}V\gamma \right) - \frac{1}{2}\gamma \sin \psi \right) c_1 + \left(\lambda^2 - \frac{1}{4} - \frac{3}{8}V\gamma - \frac{1}{2}\gamma \cos \psi \right) d_1 \right. \\
& + \left. \left(-\frac{3}{2}DV\gamma + \frac{1}{2}\gamma \sin \psi \right) c_3 + \left(\frac{3}{8}V\gamma + \frac{1}{2}\gamma \cos \psi \right) d_3 \right] \sin \frac{\tau}{2} \\
& + \left[\frac{1}{2}\gamma \cos \psi c_0 + (\lambda^2 - 1) c_2 + 2Dd_2 + \frac{1}{2}\gamma \cos \psi c_4 + \left(2DV\gamma - \frac{1}{2}\gamma \sin \psi \right) d_4 \right] \cos \tau \\
& + \left[-\frac{1}{2}\gamma \sin \psi c_0 - 2Dc_2 + (\lambda^2 - 1) d_2 + \left(-2DV\gamma + \frac{1}{2}\gamma \sin \psi \right) c_4 + \frac{1}{2}\gamma \cos \psi d_4 \right] \sin \tau \\
& + \sum_{k=3}^{\infty} \left[\left(V\gamma \frac{4-k^2}{8} + \frac{1}{2}\gamma \cos \psi \right) c_{k-2} + \left(DV\gamma \frac{k-2}{2} + \frac{1}{2}\gamma \sin \psi \right) d_{k-2} \right. \\
& + \left. \left(\lambda^2 - \frac{k^2}{4} \right) c_k + Dk d_k \right. \\
& + \left. \left(V\gamma \frac{4-k^2}{8} + \frac{1}{2}\gamma \cos \psi \right) c_{k+2} + \left(DV\gamma \frac{k+2}{2} - \frac{1}{2}\gamma \sin \psi \right) d_{k+2} \right] \cos \frac{k\tau}{2} \\
& + \sum_{k=3}^{\infty} \left[\left(-DV\gamma \frac{k-2}{2} - \frac{1}{2}\gamma \sin \psi \right) c_{k-2} + \left(V\gamma \frac{4-k^2}{8} + \frac{1}{2}\gamma \cos \psi \right) d_{k-2} \right. \\
& + \left. -Dk c_k + \left(\lambda^2 - \frac{k^2}{4} \right) d_k \right. \\
& + \left. \left(-DV\gamma \frac{k+2}{2} + \frac{1}{2}\gamma \sin \psi \right) c_{k+2} + \left(V\gamma \frac{4-k^2}{8} + \frac{1}{2}\gamma \cos \psi \right) d_{k+2} \right] \sin \frac{k\tau}{2} = 0 .
\end{aligned}$$

Es genügt, die weitere Vorgehensweise zur Ermittlung der 4π -periodischen Lösung zu erläutern. Aus (34) erhält man ein lineares Gleichungssystem für die unbekannten Entwicklungskoeffizienten c_k und d_k . Die Einzelgleichungen kann man unmittelbar an den Vorfaktoren der $\cos k\tau/2$ - bzw. $\sin k\tau/2$ -Terme ablesen. Das unendliche, lineare Gleichungssystem hat Bandstruktur mit der Bandbreite 5.

Das Frequenzverhältnis ω/ω_x , die Dämpfung D und die Amplitude der Grundschiwingung u_0 betrachten wir als gegeben. Dann ist die Vergrößerungsfunktion V und die Phase ψ der vertikalen Grundschiwingung durch (28) festgelegt, und der einzig verbleibende freie Parameter λ^2 ist so zu bestimmen, daß das lineare Gleichungssystem nichttriviale Lösungen für die Fourierkoeffizienten hat. λ^2 kann also als Eigenwert mit Standardroutinen leicht berechnet werden, wenn in der Fourierreihe eine endliche, aber hinreichend große Anzahl von Gliedern mitgenommen wird.

Bei Vernachlässigung der Dämpfung ($D = 0$ und $\psi = 0$) ist das Gleichungssystem entkoppelt und nur noch tridiagonal. Es hat dann die in Tabelle 1 dargestellte Struktur. Bei verschwindender Amplitude der Auflagerbewegung sind die zur Abkürzung eingeführten Größen

$$A = V\gamma \quad \text{und} \quad B = \frac{1}{2}\gamma \cos(\psi) \quad (37)$$

ebenfalls Null und die Gleichungssysteme aus Tabelle 1 nehmen Diagonalform an. Für diesen

c_0	c_2	c_4	c_6	c_8	$\dots$
$\frac{1}{2}\lambda^2$	$\frac{1}{2}A + B$				
B	$\lambda^2 - 1$	B			
	$-\frac{3}{2}A + B$	$\lambda^2 - 4$	$-\frac{3}{2}A + B$		
		$-\frac{5}{2}A + B$	$\lambda^2 - 9$	$-\frac{5}{2}A + B$	
			$\dots$	$\dots$	$\dots$
c_1	c_3	c_5	c_7	c_9	$\dots$
$\lambda^2 - \frac{1}{4} + \frac{3}{8}A + B$	$\frac{3}{8}A + B$				
$-\frac{5}{8}A + B$	$\lambda^2 - \frac{9}{4}$	$-\frac{5}{8}A + B$			
	$-\frac{21}{8}A + B$	$\lambda^2 - \frac{25}{4}$	$-\frac{21}{8}A + B$		
		$-\frac{45}{8}A + B$	$\lambda^2 - \frac{49}{4}$	$-\frac{45}{8}A + B$	
			$\dots$	$\dots$	$\dots$

Tabelle 1: Koeffizientenschema der geradzahigen bzw. ungeradzahigen Entwicklungskoeffizienten der 4π -periodischen Fourierreihe (34) für den Spezialfall $D = 0$

trivialen Fall ($D = 0, \gamma = 0$) findet man also die Stabilitätsgrenze bei

$$\lambda = \frac{n}{2}, \quad n = 0, 1, \dots \quad (38)$$

Zur numerischen Ermittlung des Eigenwerts λ^2 für $\gamma \neq 0$ und $D \neq 0$ wurde die Routine des allgemein verfügbaren und bewährten Software-Pakets EISPACK (Smith et. al., 1976; Garbow et. al., 1977) benutzt. Das Ergebnis ist in den Stabilitätskarten des Bildes 11 für drei verschiedene Werte der Erregerkreisfrequenz dargestellt. Auf der Abszisse ist das Quadrat der

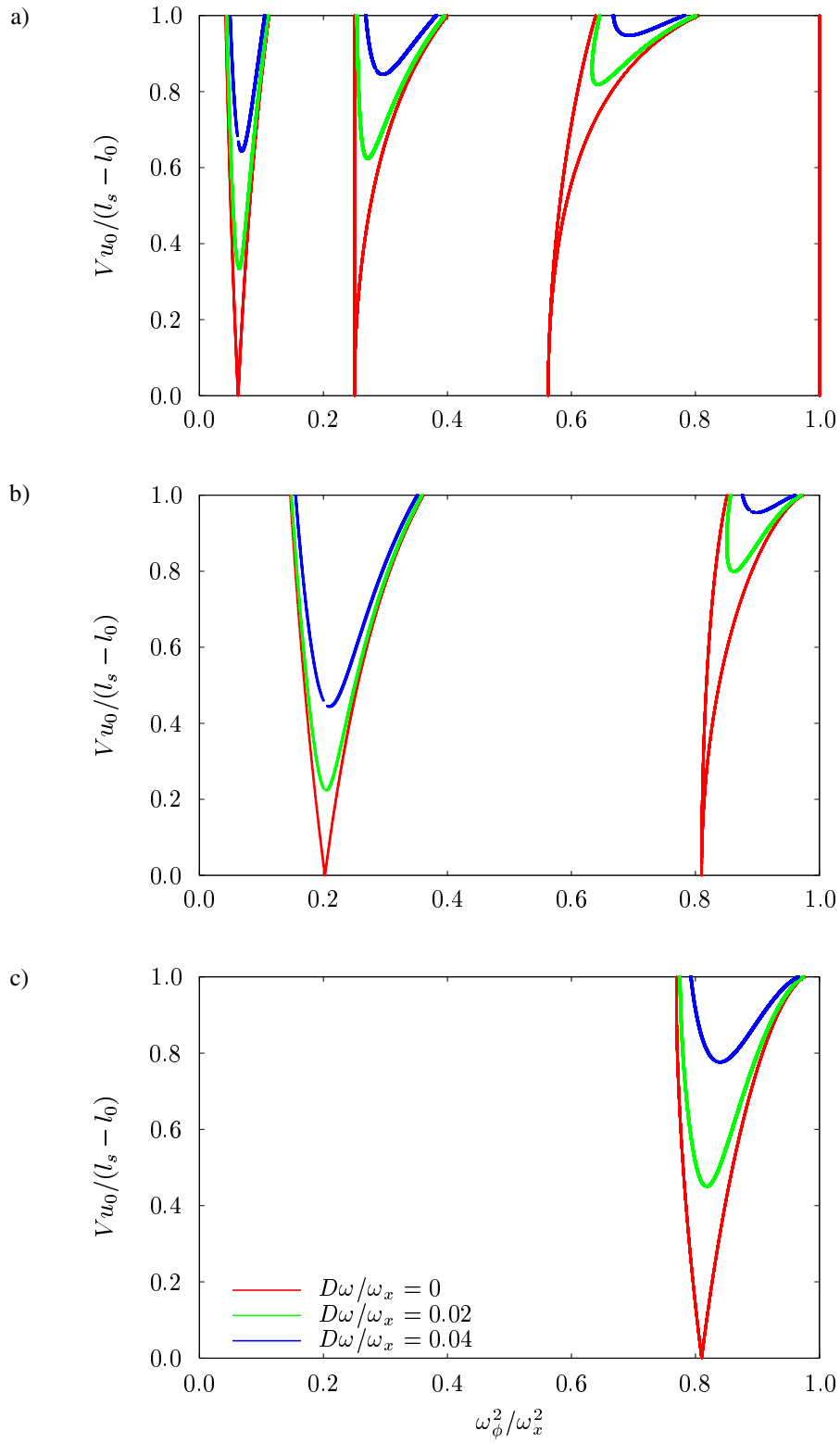


Bild 11: Stabilitätsgrenzen des vertikal wegerregten elastischen Pendels für die Erregerfrequenzen a) $\omega / \omega_x = 0.5$, b) $\omega / \omega_x = 0.9$, c) $\omega / \omega_x = 1.8$ in Abhängigkeit von der Dämpfung $d / (2m\omega_x)$

Pendel– zur Vertikalfrequenz,

$$\frac{\omega_\phi^2}{\omega_x^2} = \frac{mg}{cl_s} = \frac{mg/c}{mg/c + l_0} < 1, \quad (39)$$

aufgetragen. Die Ordinate stellt die bezogene Amplitude der Grundbewegung

$$\frac{Vu_0}{l_s - l_0} = \frac{Vu_0}{mg/c} \quad (40)$$

dar, die auf das Intervall $[0, 1]$ beschränkt wurde. In Übereinstimmung mit (38) beginnen die Instabilitätsgebiete auf der horizontalen Achse im Falle $D = 0$ bei

$$\left(\frac{\omega_\phi}{\omega_x}\right)^2 = \left(\frac{\omega_\phi}{\omega} \frac{\omega}{\omega_x}\right)^2 = \lambda^2 \left(\frac{\omega}{\omega_x}\right)^2 = \frac{n^2}{4} \left(\frac{\omega}{\omega_x}\right)^2, \quad (41)$$

z.B. in Bild 11a mit $\omega/\omega_x = 0.5$ bei

$$\left(\frac{\omega_\phi}{\omega_x}\right)^2 = \frac{1}{16}, \frac{4}{16}, \frac{9}{16}. \quad (42)$$

Mit wachsender Erregerfrequenz wandern die Instabilitätsgebiete nach rechts, so daß in den Stabilitätskarten des Bildes 11 für $\omega/\omega_x = 0.9$ nur noch zwei instabile Bereiche verbleiben und für $\omega/\omega_x = 1.8$ nur noch ein instabiler Bereich verbleibt. Für $\omega/\omega_x > 2$ ist die vertikale Grundschiwingung (im betrachteten Amplitudenbereich) immer stabil. Infolge der Dämpfung werden die Stabilitätsgrenzen stets angehoben. In der Praxis ist also eine Instabilität des Subchassis infolge Wegerregung nicht zu befürchten, da hierfür bei tiefer Abstimmung der Subchassisaufhängung eine rein harmonische Bewegung des Aufhängepunktes extrem niedriger Frequenz erforderlich wäre.

Bei der Abstimmung der Feder ist aber darauf zu achten, daß eine (z.B. während der Bedienung des Plattenspielers) angestoßene freie Vertikalschwingung stabil bleibt. Die Grundschiwingung ist dann im ungünstigsten Fall verschwindender Dämpfung von der Form

$$x^* = \frac{u_0}{l_s} \cos \omega_x t = \gamma \cos \omega_x t, \quad (43)$$

so daß die für periodische Auflagerbewegungen durchgeführte Stabilitätsanalyse gültig bleibt, wenn man den Trägheitsterm $\omega^2 \gamma \cos \omega t$ in (31) streicht und $\omega^2 = \omega_x^2$, $V = 1$, sowie $\psi = 0$ setzt. Die normierte Differentialgleichung (33) lautet dann

$$(1 + V\gamma \cos \tau) \tilde{\phi}'' + 2[D(1 + V\gamma \cos \tau) - V\gamma \sin \tau] \tilde{\phi}' + \lambda^2 \tilde{\phi} = 0. \quad (44)$$

Sie stimmt mit der Gleichung bei Magnus (1969) überein, wenn man auch für die Nachbarbewegung die Dämpfung vernachlässigt. Das Hauptinstabilitätsgebiet liegt dann bekanntlich bei

$$\lambda = \frac{\omega_\phi}{\omega_x} = \frac{1}{2}. \quad (45)$$

Es würde getroffen, wenn die statische Federauslenkung unter Eigengewicht der angehängten Masse ein Drittel der Länge der unbelasteten Feder beträgt. In der späteren Federauslegung kann jedoch von statischen Dehnungen in der Größenordnung von 200 % ausgegangen werden, so daß man dann mit

$$\frac{\omega_\phi}{\omega_x} \approx \frac{2}{3} > \frac{1}{2} \quad (46)$$

hinreichend weit von der Stabilitätsgrenze entfernt ist.

2.3 Realisierung

2.3.1 Schlußfolgerungen

Aus den bisherigen theoretischen Überlegungen ergeben sich die folgenden Schlußfolgerungen:

1. Die Feder–Dämpfungs–Elemente sind so auszuwählen, daß die Vertikalschwingung des Subchassis eine möglichst tiefe Kennkreisfrequenz ω_0 hat, damit der Abfall der Vergrößerungsfunktion mit 40 dB pro Dekade bei Körperschallanregung im überkritischen Bereich $\omega > \sqrt{2}\omega_0$ zur Schwingungsisolierung genutzt werden kann.
2. Die Feder–Dämpfungs–Elemente sollten eine möglichst kleine Masse haben, um die störenden Federresonanzen gemäß Bild 4 in einen möglichst hohen Frequenzbereich zu schieben.
3. Die Dämpfung der Feder durch Silikonöl reduziert die Resonanzüberhöhung im höherfrequenten Anregungsbereich auf ein akzeptables Maß. Gemäß Bild 8 darf hierzu die Dämpfung weder zu groß noch zu klein sein.
4. Auf die dynamische Stabilität der Vertikalschwingung, die bei Wegerregung unkritisch ist und bei Eigenschwingungen durch geeignete Abstimmung $\omega_\phi/\omega_x \neq 1/2$ leicht vermieden werden kann, hat eine Vergrößerung der Dämpfung stets günstigen Einfluß.

Die Forderungen (1) und (2) an die Feder–Dämpfungs–Elemente sind gegenläufig und erfordern deshalb einen Kompromiß. So ist eine tief abgestimmte Grundfrequenz mit einer erhöhten Federmasse verbunden, da jeder Werkstoff nur eine begrenzte lineare Dehnung zuläßt. Dies wird an dem folgenden Beispiel deutlich. Es wird eine in der Praxis gebräuchliche Abstimmung des Systems auf 3.3 Hz einer Abstimmung auf 2.3 Hz gegenübergestellt. Bei Verwendung von handelsüblichen Stahlschraubenfedern (Gutekunst, 1992) mit der Vorgabe maximaler linearer Dehnung pro Windung ergibt sich die folgende Tabelle:

Grundresonanz	m/m_f	Federlänge l_0	Einbaulänge l_s	2. Eigenfrequenz
3.3 Hz	1404	23 mm	46 mm	382.9 Hz
2.3 Hz	707	31.4 mm	79 mm	190.5 Hz

Die Reduzierung der niedrigsten Eigenfrequenz von 3.3 auf 2.3 Hz verschiebt den Federresonanzbereich um ca. 200 Hz nach unten.

In Bild 12 sind die Vergrößerungsfunktionen für extern bedämpfte Stahlfedern aufgetragen. Die Kurve für die Dämpfung $d = 0.05 \text{ kg/s}$ und die Abstimmung $f_0 = 2.3 \text{ Hz}$ hat für tiefe Anregungsfrequenzen bis 130 Hz erwartungsgemäß den niedrigsten Verlauf. Bei 130 Hz schneidet sie die Kurven für die höhere Abstimmung 3.3 Hz und zeigt aufgrund der zweiten Eigenfrequenz bei 190.5 Hz ein deutlich schlechteres Übertragungsverhalten im Bereich bis 250 Hz. Wird die Dämpfung bei der 2.3 Hz–Abstimmung auf $d = 0.8 \text{ kg/s}$ erhöht, so bleibt die Vergrößerungsfunktion bei der zweiten Eigenfrequenz unter 60 dB, während der deutlich niedrigere Verlauf bis 130 Hz gegenüber der 3.3 Hz–Abstimmung erhalten bleibt. Generell gilt, daß bei größerer Dämpfung eine tiefere Abstimmung gewählt werden kann. Dies ist in Bild 12 im Vergleich der Kurven gleicher Dämpfung, z.B. $d = 0.05 \text{ kg/s}$, zu erkennen.

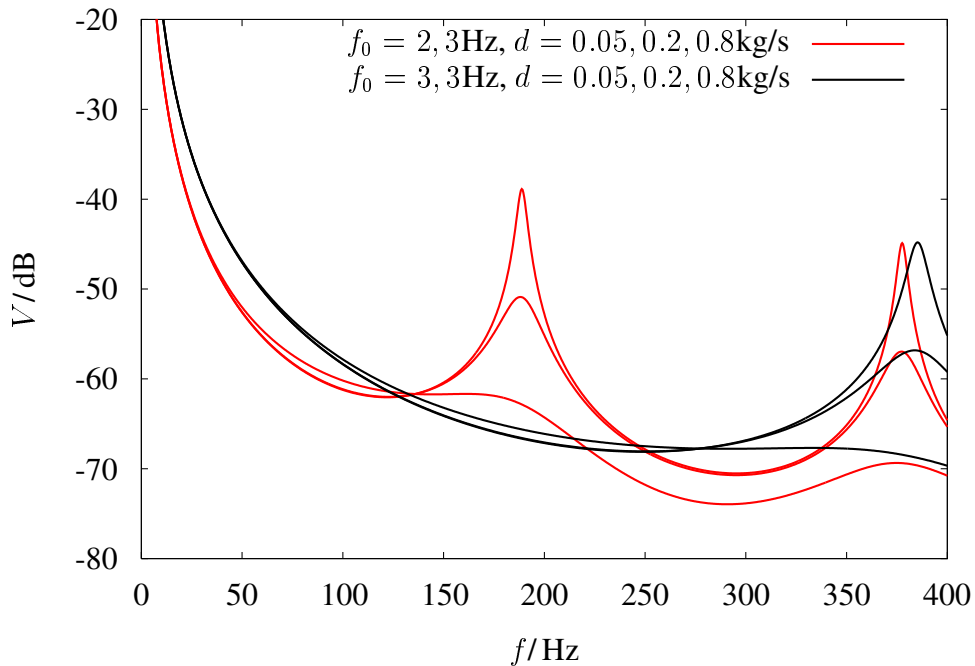


Bild 12: Einfluß der Dämpfung auf die Vergrößerungsfunktion u/u_G der Schwingerkette nach Bild 7 mit $n = 60$.
 $d_R = d_A = \bar{d} = 0$, $d = 2Dm\omega_0$, $\omega_0 = 2\pi f_0$, $\omega_0^2 = \frac{\bar{c}}{nm}$

Die Erfüllung der Forderung (3) ist schwierig, da das theoretische Modell nur als grobe Orientierung hinsichtlich der komplexen Dämpfungsverhältnisse dienen kann. Die Einstellung des „optimalen“ Dämpfungsparameters kann nur auf experimentelle Weise geschehen, indem die Viskosität der Dämpferflüssigkeit oder die Eintauchtiefe der Schraubenfeder variiert wird.

Eine prinzipielle Variante zu der bisher betrachteten silikonbedämpften Schraubenfeder stellt die Verwendung von Elastomeren dar. Bei diesen ist aufgrund von Zusätzen ein breites Spektrum möglicher innerer Dämpfungen zu erzielen. Jedoch sind bei den stark dehnbaren Elastomeren, wie z.B. Kautschuk, auch nur geringe Verlustfaktoren $\eta < 0.005$ zu erzielen. Mischungen mit höheren Dämpfungen haben zwangsläufig geringere maximale Dehnung und führen so zu höheren Eigengewichten der Federn, was ihre Isolierwirkung gemäß Bild 4 verschlechtert. Zudem ist der komplexe Elastizitätsmodul stark frequenzabhängig, d.h. mit zunehmender Frequenz nehmen Verlustfaktor und E-Modul zu. Auch ohne eine genaue Modellierung durch Erweiterung des zugrundeliegenden Modells (Bild 3) durch $E(\omega)$ und $\eta(\omega)$ ist sofort plausibel, daß die Vergrößerungsfunktionen für höhere Frequenzen angehoben werden. Erschwerend hinzu kommen bei Elastomeren ausgeprägte Alterungsprozesse, die gerade in Bezug auf die Dämpfung schwer kontrollierbar sind.

Aus den genannten Gründen scheint die Verwendung von Elastomeren keine spezifischen Vorteile gegenüber einer silikonbedämpften Stahlfeder zu bieten, die deshalb im Folgenden realisiert wird.

2.3.2 Konstruktive Umsetzung

Das Subchassis ist ein plattenartiger Körper, für dessen horizontale Ausrichtung im Raum drei Feder–Dämpfungs–Elemente in Richtung des Schwerfeldes angeordnet werden. Der Vorteil von Druckfedern besteht darin, daß kaum Beschränkungen bezüglich des Bauraums einzuhalten sind, da die Elemente unter dem Subchassis angeordnet werden können. Nachteilig ist ihre größere horizontale Steifigkeit, die vorhanden und erforderlich ist, um die statische Stabilität des Subchassis und seiner Aufbauten zu sichern. Demgegenüber kommt das an Zugfedern aufgehängte Subchassis dem Modell eines Fadenpendels nahe, dessen horizontale Pendelfrequenz von der Länge der statisch belasteten Feder l_s abhängt. Wie man an Gleichung (39) abliest, ist die Eigenfrequenz der Horizontalbewegung immer kleiner als die der Vertikalschwingung, so daß bei horizontaler Körperschallanregung der Zarge sogar eine tiefere Abstimmung als in vertikaler Richtung erzielt wird.

Diese Überlegungen motivieren die symmetrische Aufhängung des Subchassis an drei Feder–Dämpfungs–Elementen, wie in Bild 13 dargestellt. Damit die prinzipbedingte axiale

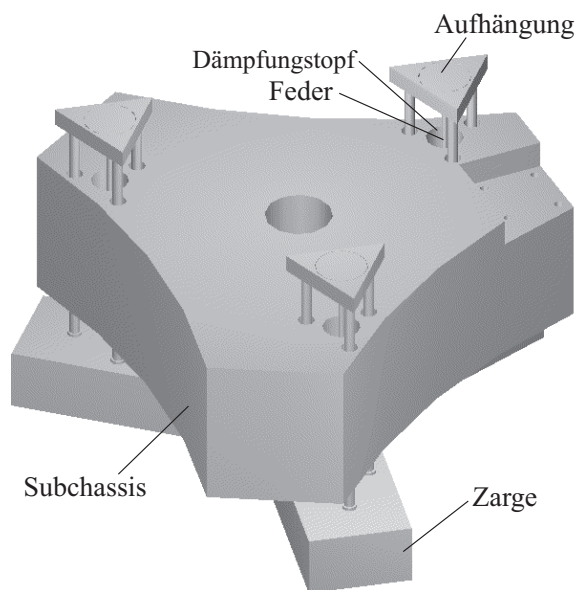


Bild 13: Hängendes Subchassis an drei Feder–Dämpfungs–Elementen

Verdrehung der Zugfeder bei Verlängerung nicht zu einer resultierenden Torsion des Subchassis führt, sind die Aufhängepunkte der Federn als Loslager ausgeführt. Wie im Teilausschnitt des oberen Federaufhängepunktes in Bild 14 zu sehen ist, greift die Öse der Zugfeder in den Haken der Aufhängung ein, so daß ein nahezu punktförmiger Kontakt entsteht, der keine Momente in axialer Richtung überträgt. Die oberen Federaufhängepunkte sind in jede Raumrichtung verstellbar. Um den unteren und oberen Aufhängepunkt jeder einzelnen Feder senkrecht zum Subchassis festzulegen, ist ein Verstellbereich von 4 mm in beliebiger Richtung der ho-

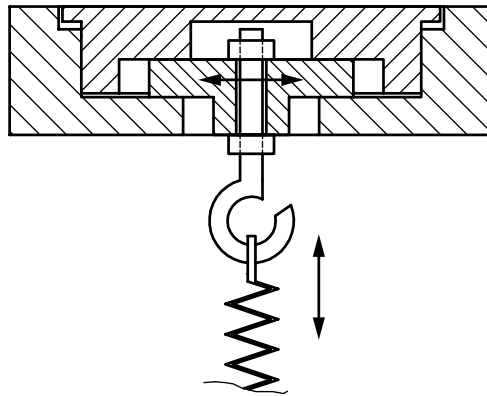


Bild 14: Teilausschnitt des oberen Federaufhängepunktes

horizontalen Ebene vorgesehen. Für den Ausgleich von Fertigungstoleranzen der Federlänge ist eine vertikale Verstellmöglichkeit von 3 mm nach Herstellerangaben ausreichend.

Für die in Abschnitt 2.2.2 eingeführte Relativdämpfung d_R des Subchassis sind Reibflächen vorgesehen, die sowohl in vertikaler als auch in horizontaler Richtung wirken. Um in jeder Schwingungsrichtung in der horizontalen Ebene gleiche Dämpfung zu erzielen, sollten die Reibflächen unter gleichen Winkeln zu den 120°-Symmetrielinien der Aufhängung entsprechend Bild 15 angeordnet werden. Die Dämpfungskonstante bei beliebigem α ist dann pro-

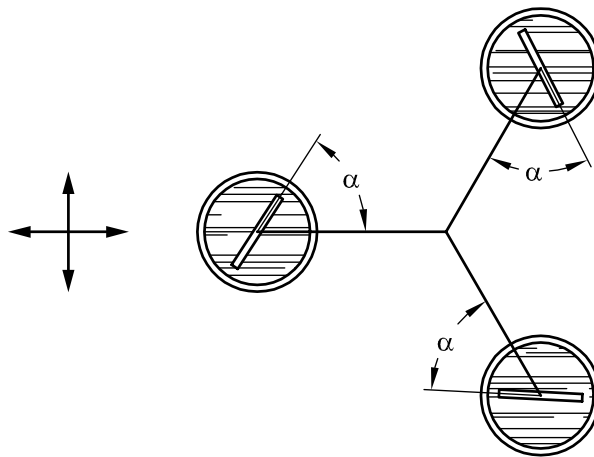


Bild 15: Orientierung der Reibflächen in den Dämpfungstöpfen

portional $1.5A$, wenn A die wirksame Reibfläche eines Einzelements beschreibt. Durch die Gestaltung der Reibflächen, z.B. durch Drahtgeflechte verschiedener Dichte, kann die Dämpfung beeinflusst werden. Theoretische Aussagen sind allerdings kaum möglich, so daß man auf Experimente angewiesen ist.

2.3.3 Fehleranalyse und Einstellung

Gleiche Federsteifigkeiten, Federlängen und Dämpfungen der vorgesehenen Feder-Dämpfungs-Elemente sowie ihre symmetrische Anordnung können konstruktiv nur im Rahmen gewisser

Toleranzen realisiert werden, so daß bei Abweichungen die Entkopplung der Vertikalschwingung von den übrigen Freiheitsgraden des Systems (Taumel- und Horizontalbewegungen) nicht mehr gewährleistet ist. Es müssen deshalb die möglichen Fehler analysiert und ausgeglichen werden.

Unterschiedliche Federsteifigkeiten und Federlängen. Den Ausgleich unterschiedlicher Federsteifigkeiten und Federlängen illustriert das zweidimensionale Modell in Bild 16. In der

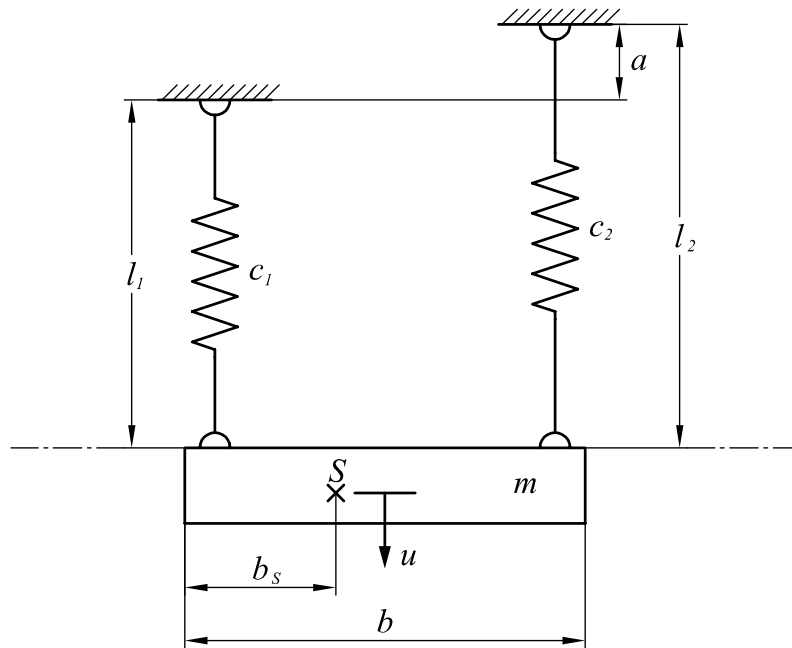


Bild 16: 2D-Modell mit unterschiedlichen Federsteifigkeiten und Federlängen

statischen Gleichgewichtslage hängt das horizontal ausgerichtete Subchassis der Masse m an zwei Federn unterschiedlicher Federsteifigkeiten c_1 und c_2 und unterschiedlicher Längen l_1 und l_2 . Der relative Abstand der Aufhängpunkte ist $a = l_2 - l_1$. Eine rein vertikale Schwingung $u(t)$ um die Gleichgewichtslage ist möglich, wenn in den Bewegungsgleichungen

$$m\ddot{u} + (c_1 + c_2)u = mg - c_1(l_1 - l_{01}) - c_2(l_2 - l_{02}) \quad (47)$$

$$\Theta\ddot{\varphi} = c_1 b_s (u + l_1 - l_{01}) - c_2 (b - b_s)(u + l_2 - l_{02}) \quad (48)$$

die rechten Seiten verschwinden. Hieraus erhält man

$$a = l_{02} - l_{01} \quad (49)$$

$$b_s = b \frac{c_2}{c_1 + c_2}, \quad (50)$$

wobei l_{01} und l_{02} die Längen der unbelasteten Federn bezeichnen. Unterschiedliche Federlängen l_{01} und l_{02} können also durch die relative Vertikalverstellung a der Aufhängpunkte ausgeglichen werden. Die Position des Schwerpunkts b_s kann zur Kompensation unterschiedlicher Federsteifigkeiten c_1 und c_2 herangezogen werden.

Übertragen auf unser dreidimensionales Problem ergibt sich die folgende Vorgehensweise. Das Subchassis wird zunächst hilfswise so unterstützt, daß es horizontal liegt und alle drei Federn nahezu entlastet sind. Durch vertikale Feinverstellung der oberen Aufhängepunkte werden sodann alle Federn vollständig entlastet. Nach Entfernen der Hilfsunterstützung wird eine aus unterschiedlichen Federsteifigkeiten resultierende Schiefstellung des Subchassis durch das Aufbringen von zwei Ausgleichsmassen kompensiert.

Federn aus gleicher Produktion weisen nur sehr geringe Abweichungen voneinander auf. Das bedeutet jedoch nicht, daß die Einstellmöglichkeiten überflüssig sind. Die vertikale Verstellung der oberen Federangriffspunkte gleicht zusätzlich eine mögliche Schiefstellung der gesamten Zarge aus, während die Ausgleichsmassen dazu nötig sind, den durch die Unsymmetrien der Subchassisaufbauten aus dem Symmetriemittelpunkt verschobenen Schwerpunkt wieder zu korrigieren.

Es ist offensichtlich, daß im Falle schräg stehender Federn die Vertikalbewegung mit Horizontal- und Drehbewegungen gekoppelt ist. Es wird deshalb sehr genau die senkrechte Lage der Federn mit Hilfe eines Fadenpendels durch Horizontalverschiebung der Aufhängepunkte eingestellt.

Unterschiedliche relative Dämpfungen. Der Ausgleich unterschiedlicher relativer Dämpfungen in den drei Feder-Dämpfungs-Elementen ist praktisch deutlich schwieriger. Wir gehen davon aus, daß die unterschiedlichen Federsteifigkeiten und Federlängen nach dem obigen Schema ausgeglichen sind, und somit das ungedämpfte System vertikal schwingt. Das erweiterte Modell in Bild 17 geht von einer überkritischen Anregung $u_0 \cos(\omega t)$ jedes Feder-

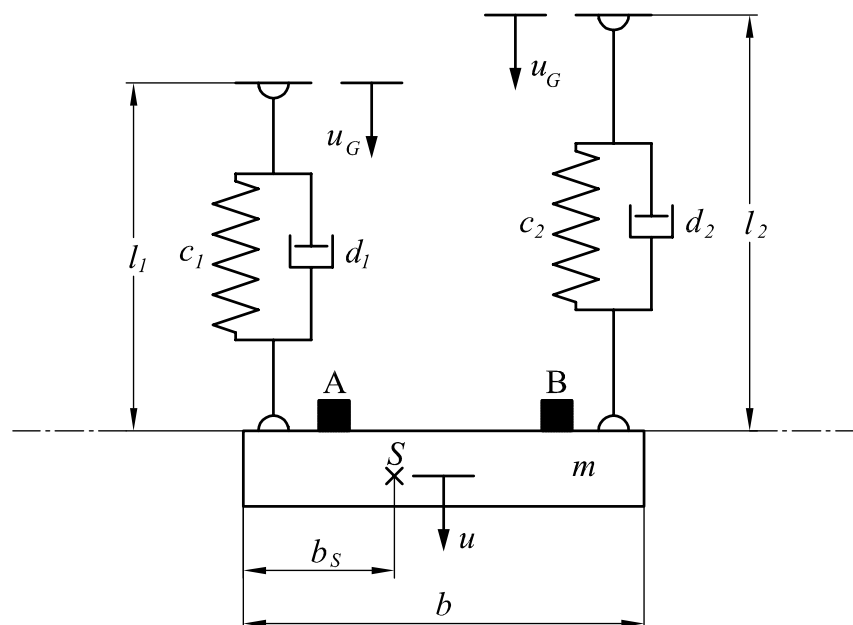


Bild 17: 2D-Modell mit unterschiedlichen Federsteifigkeiten, Federlängen und Dämpfern bei Wegerregung der oberen Federaufhängepunkte

aufhängepunktes aus. Wichtig ist, daß die Anregungsamplitude und Phase überall gleich sind. Sind die Dämpfungen nicht optimal eingestellt, so ergibt sich zwischen den zwei Beschleunig-

gungsaufnehmern A und B an den unteren Federaufhängepunkten eine Phasen- und Amplitudendifferenz. Derjenige Dämpfer, an dem die größere Amplitude und die größere Phasenverschiebung zur Anregung $u_0 \cos(\omega t)$ gemessen wird, ist zu stark bedämpft. Die Dämpfung wird über eine Füllstandsanzeige und Skaleneinteilung der eintauchenden Reibfläche variiert. Das hier dargestellte Prinzip ist praktisch nur außerordentlich aufwendig zu realisieren, so daß im Rahmen dieser Arbeit auf den Einsatz zusätzlicher Reibflächen und die Realisierung der dargestellten Prüftechnik ganz verzichtet wurde. Auch ohne diese Reibflächen ist jedoch mit dem Vorhandensein einer kleinen Relativedämpfung d_R zu rechnen, da die in das Ölbad getauchte Schraubenfeder selbst als Reibfläche wirkt. Da alle drei Schraubenfedern gleichartig sind, sind nennenswerte Unterschiede in ihrer Dämpfungswirkung bei gleichen Füllständen des Ölbad nicht zu erwarten.

2.4 Messungen

Die Messung der Vergrößerungsfunktion $V(\omega)$ erfolgt, wie in Bild 18 ersichtlich, durch Anregung der auf Gummipuffern gelagerten Zarge durch einen elektromagnetischen Schwingerreger. Die Beschleunigung der Zarge wird durch den Beschleunigungsaufnehmer A , die Be-

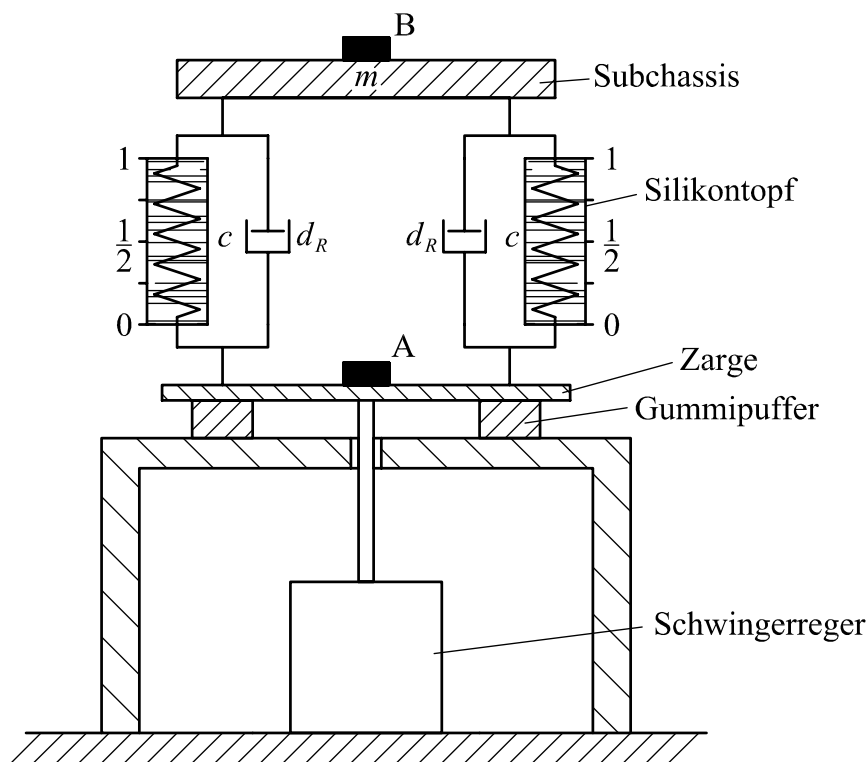


Bild 18: Meßstand (schematisch)

schleunigung des Subchassis durch den Beschleunigungsaufnehmer B gemessen. Die zentrale Einheit der Meßapparatur ist ein modular aufgebauter Signalanalysator Brüel & Kjaer Typ 3550, in dem die Signalgebung des Schwingerregers, die Meßgrößenaufbereitung, die Bewertung und die Speicherung integriert sind. Für die Beschleunigungsaufnehmer A und B gilt

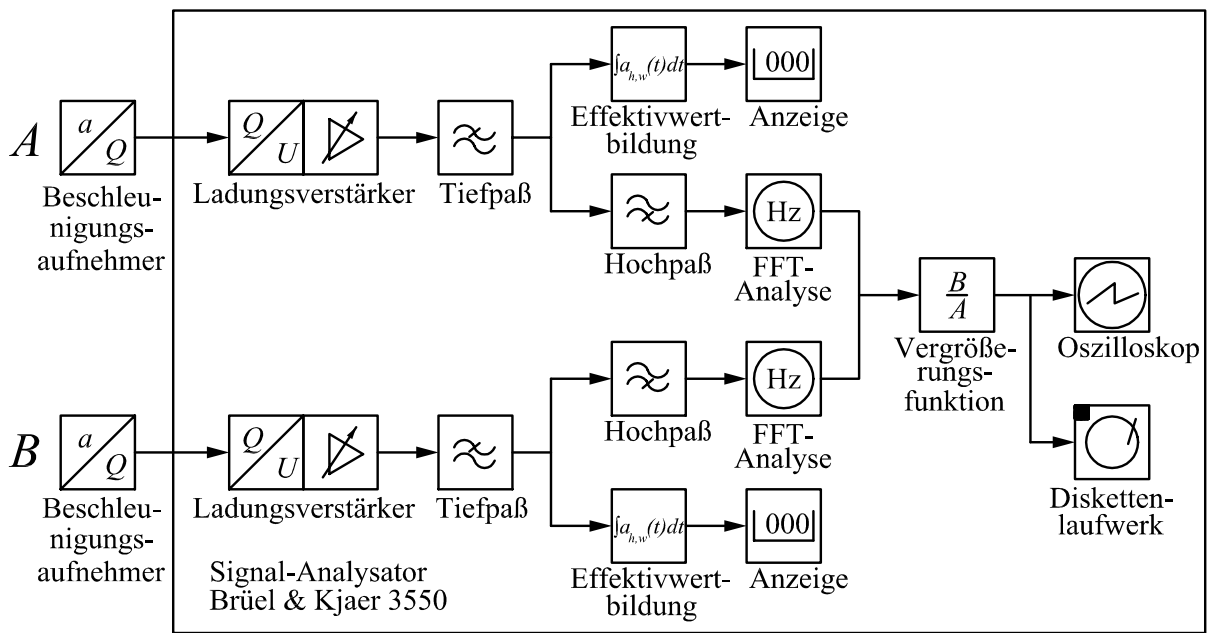


Bild 19: Blockschaltbild der Meßkette

das Blockschaltbild der Meßkette entsprechend Bild 19. Die Signale der Beschleunigungsaufnehmer werden getrennt verstärkt und durch einen Tief- und Hochpaß geschickt. Nach der schnellen Fourier-Transformation wird die Übertragungsfunktion gebildet und auf dem Monitor dargestellt bzw. auf Diskette gespeichert.

Die Meßkette besteht aus den folgenden Geräten:

- zwei Beschleunigungsaufnehmer Brüel & Kjaer Typ 4374,
- zwei Ladungsverstärker Brüel & Kjaer Typ 3020,
- zwei Signalanalysator-Interfaces Brüel & Kjaer Typ 7521,
- zwei Fast-Fourier-Analysatoren Brüel & Kjaer Typ 2035 mit programmierbarem Filter und Mittelwertbildung,
- ein Kalibrator Brüel & Kjaer Typ 4291.

Die Ansteuerung des Leistungsverstärkers des Schwingerregers erfolgt durch einen Signalgenerator, der ebenfalls im Signalanalysator Brüel & Kjaer Typ 3550 enthalten ist. Das zugehörige Blockschaltbild ist in Bild 20 dargestellt. Die zugehörigen Meßgeräte sind:

- ein Dual-Signalgenerator Brüel & Kjaer Typ 3017,
- ein Leistungsverstärker Brüel & Kjaer Typ 2707,
- ein Permanentmagnet-Schwingungserregergrundkörper Brüel & Kjaer Typ 4805,
- ein Schwingerregerkopf Brüel & Kjaer Typ 4812.

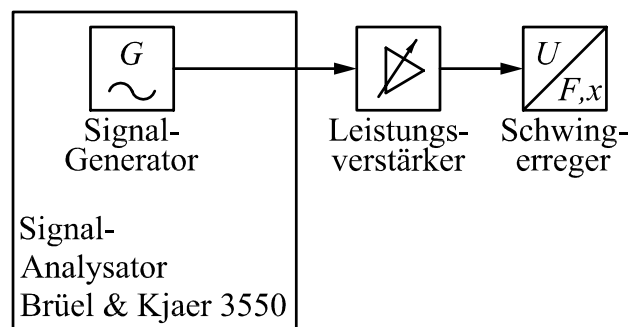


Bild 20: Blockschaltbild des Schwingerregers

Die Beschleunigungsaufnehmer werden mit dem Kalibrator auf Frequenz- und Amplitudengenauigkeit kontrolliert. Zusätzlich wird die Amplituden- und Phasenkohärenz der Beschleunigungsaufnehmer am gleichen Ort *A* gemessen. Es zeigt sich, daß ab 10 Hz bis ca. 1100 Hz gemessen werden kann. Die untere Grenze ergibt sich aus der Meßelektronik, die obere Grenze durch die Kopplung des Beschleunigungsaufnehmers mit dem Meßobjekt (Wachs). Der Meßbereich wird deshalb auf 800 Hz festgelegt und der Schwingererreg mit weißem Rauschen bis 800 Hz angesteuert.

Für die Grundabstimmungen 2.3 Hz und 3.3 Hz ohne Füllung des Dämpfungsgehäuses mit Silikonöl werden die vertikalen Übertragungsfunktionen gemessen. Die Ergebnisse sind in Bild 21 dargestellt. Bis ca. 70 Hz stimmen die Übertragungsfunktionen mit den theoretischen aus Bild 12 überein. Danach führt das nur noch schwache Signal in Beschleunigungsaufnehmer B zu einer stark verrauschten Kurve. Die erste Resonanz der Stahlfeder für die 2.3 Hz-Abstimmung zeigt sich aber durch einen deutlichen Einbruch der Übertragungsfunktion bei 197 Hz auf -30 dB. Auch die Resonanzüberhöhung bei 390 Hz bei der 3.3 Hz-Abstimmung stimmt mit der Rechnung überein. Allerdings ist die eingespeiste Erregerleistung im höherfrequenten Bereich zu klein (oder die Isolierwirkung der Aufhängung zu gut), um ein zuverlässig meßbares Signal des Beschleunigungsaufnehmers am Subchassis zu erhalten. Lediglich im Bereich zwischen 500 Hz und 600 Hz hat das Nutzsignal einen hinreichend großen Rauschabstand, der eine gesicherte Ermittlung der Übertragungsfunktion erlaubt. Warum die Übertragungsfunktion gerade in diesem Intervall merklich ansteigt, konnte nicht gedeutet werden.

Zur Messung der Übertragungsfunktionen mit silikonbedämpfter Stahlfeder für die 2.3 Hz-Abstimmung wird ein Silikonöl mit der Viskosität 175000 mm/s verwendet. Es zeigt sich in Bild 22, daß bereits eine geringe Füllhöhe des Silikontopfes von 1/4 der Einbaulänge der Feder den Peak bei 197 Hz auf -52 dB absenkt. Eine Verschlechterung der Isolierwirkung im niederfrequenten Bereich ist mit dieser Dämpfung nicht verbunden, wie der Vergleich mit der Kurve für die Füllstandshöhe Null zeigt. Aus den oben dargelegten Gründen stellt die Vergrößerungsfunktion für Frequenzen > 200 Hz nur noch eine ungünstige Abschätzung dar. Die in diesem Bereich erzielbare Pegelabsenkung von höchstens 50 dB im Mittel ist für praktische Zwecke ausreichend.

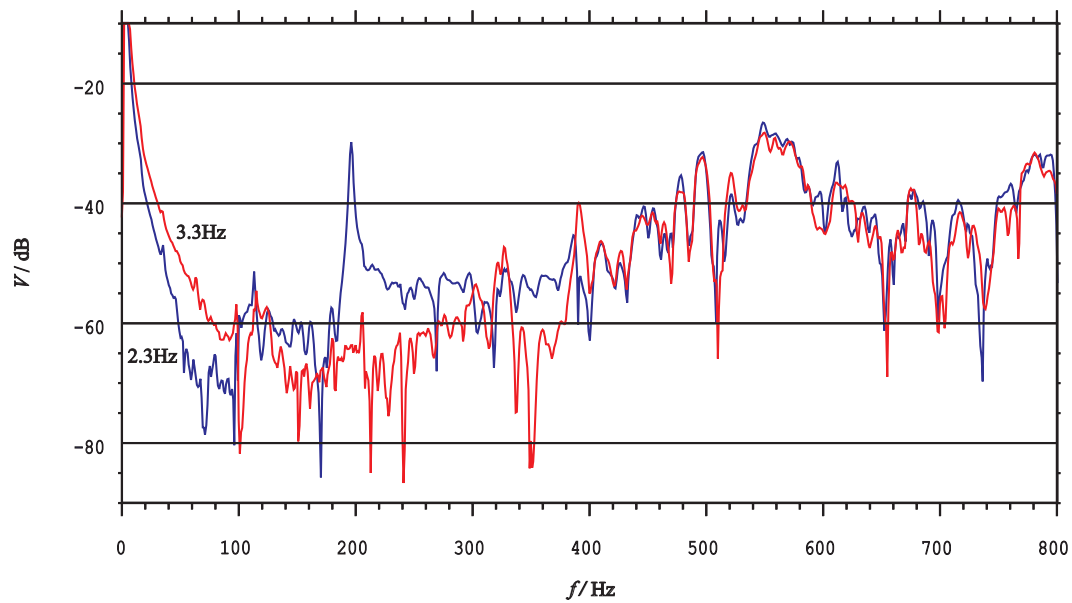


Bild 21: Gemessene Übertragungsfunktionen $V = B/A$ als Funktion der Frequenz für die Grundabstimmungen 2.3 Hz und 3.3 Hz ohne Dämpfung durch Ölbad

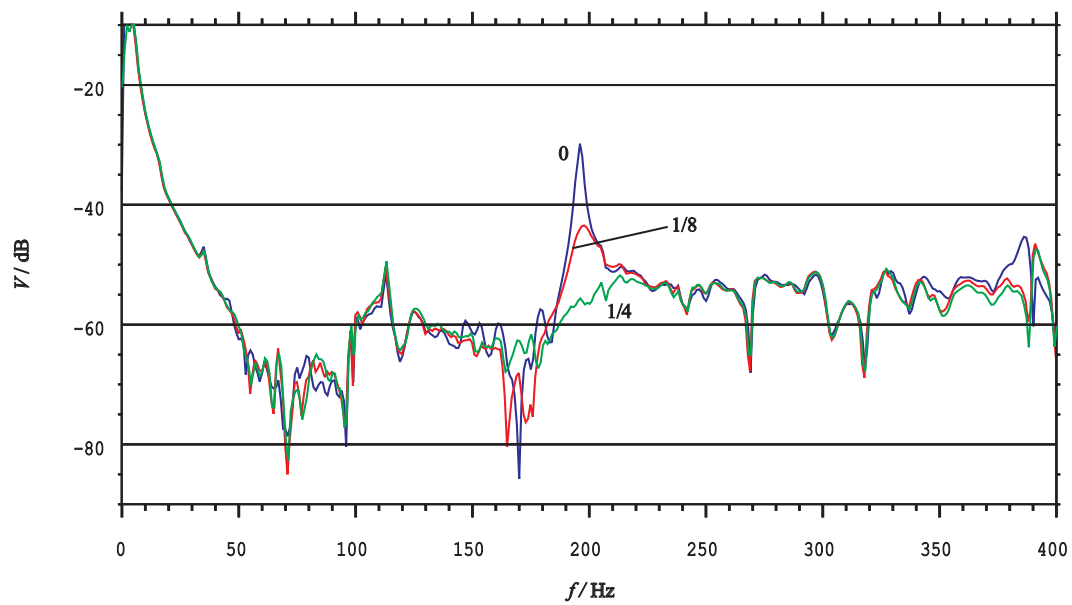


Bild 22: Gemessene Übertragungsfunktionen $V = B/A$ als Funktion der Frequenz für die Grundabstimmung 2.3 Hz mit verschiedenen relativen Füllhöhen des Dämpfungsgehäuses mit Silikonöl

3 Subchassis

3.1 Problemstellung

Das Subchassis ist ein Körper mit ebener Oberfläche, der als Plattform für die Aufbauten, bestehend aus Teller mit Tellerlager, Tonarm und Motor, dient. Damit es wie in Kapitel 2 als starrer Körper behandelt werden kann und damit sich die Aufbauten nicht relativ zueinander bewegen und den Abtastvorgang stören, muß es dynamisch steif sein, d.h. möglichst hohe Eigenfrequenzen aufweisen. Gleichzeitig sollte sein Material hohe innere Dämpfung aufweisen, um Körperschallrückkopplungen aufgrund von Resonanzen des Tellerlagers, des Tonarms und des Motors zu mindern. Es stellt sich die Frage, welche Geometrie und welches Material für das Subchassis zu wählen sind. Dabei ist sofort einsichtig, daß beide Aspekte gleichzeitig betrachtet werden müssen.²

Die Geometrie ist gewissen Nebenbedingungen unterworfen, die in Bild 23 veranschaulicht werden. Zwischen dem Tellerlager und dem Tonarm ist ein vorgegebener Abstand einzu-

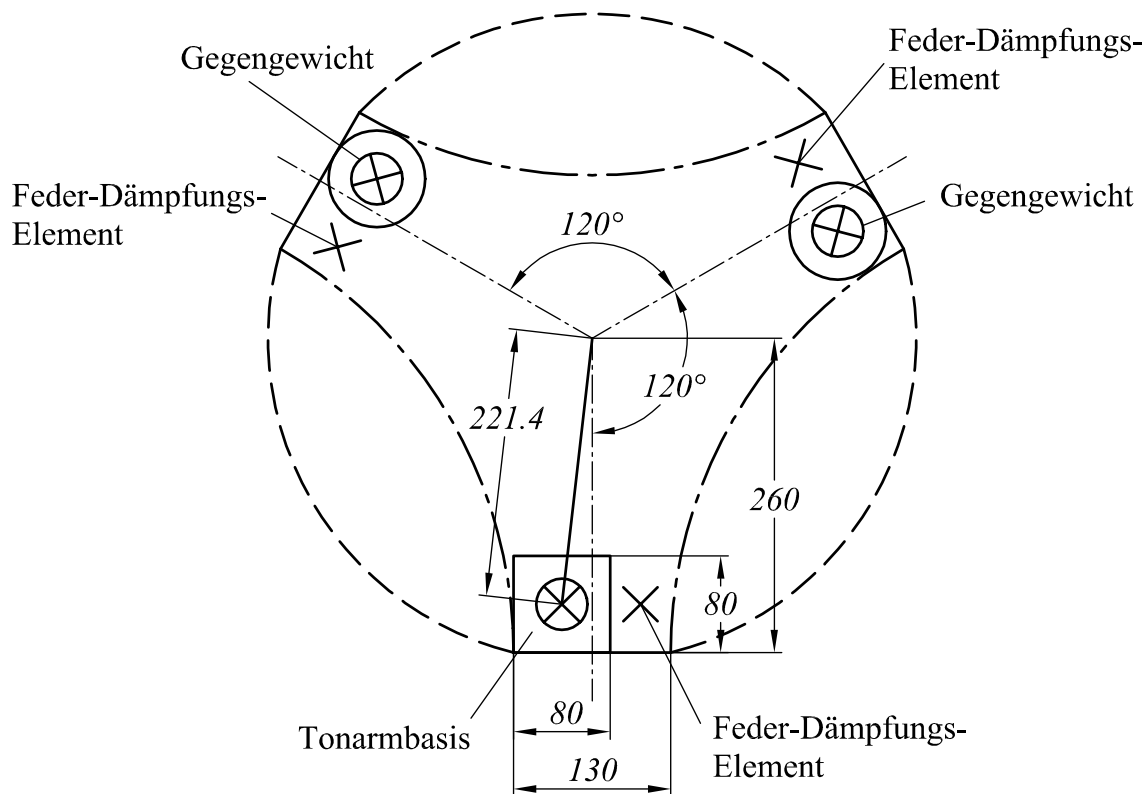


Bild 23: Geometrische Nebenbedingungen des Subchassis

halten, der im Fall eines 9 Zoll-Tonarms ca. 220 mm betragen muß. Zudem wird aus den Überlegungen zur Schwingungsisolierung des Subchassis eine 120°-Symmetrie angestrebt, bei der das Tellerlager den Mittelpunkt des Subchassis bildet. Die Feder-Dämpfungs-Elemente sind dazu sternförmig angeordnet. Ohne Beschränkung der Allgemeinheit wird angenommen, daß

²Nur im Falle eines Körpers, der keine nichttragenden Zusatzmassen enthält, kann die geometrische Gestaltung und die Auswahl des Materials getrennt betrachtet werden.

sich die 80×80 mm große Tonarmbasis direkt neben einem Feder–Dämpfungs–Element befindet. Würde diese Anordnung nicht so gewählt, ergäbe sich eine erhöhte Grundfläche, die zwangsläufig in einer niedrigeren ersten Eigenfrequenz des Subchassis resultierte. Die notwendige Schenkelbreite der sternförmigen Arme, die sich aus der Breite der Tonarmbasis und der Fläche für das Dämpfungsgehäuse und seine Aufhängung ergibt, muß somit 130 mm, die Schenkellänge 260 mm betragen.

Eine gewisse Drehträgeit des Subchassis ist erforderlich, um die Übertragung von Resonanzen des Motors auf den Abtastvorgang zu verringern. Anhand des Bildes 45 wird deutlich, daß das Subchassis und der Plattenteller, verbunden durch den elastischen Riemen, einen Torsionsschwinger bilden. Ist die Trägheit des Subchassis im Verhältnis zum Teller zu klein und die Abstimmung der Feder–Dämpfungs–Elemente sehr niedrig, schwingt bei möglichen Resonanzen des Motors das Subchassis relativ zum Teller.

Eine obere Grenze für die Masse von Subchassis und Aufbauten wird aus konstruktiven Gründen im Hinblick auf die Realisierung der Aufhängung mit ca. 20 kg vorgegeben. Für das Subchassis verbleibt damit eine Masse von 15 kg, wenn man die Masse des Plattentellers mit ca. 2 kg, die des Lagers mit ca. 0.8 kg und die des Tonarms mit ca. 0.8 kg ansetzt. Die geringe Masse des Motors von ca. 0.2 kg ist im Rahmen dieser Abschätzung unerheblich.

An den Anschlußstellen der zu montierenden Aufbauten muß das Material des Subchassis hinreichend unnachgiebig sein, um eine genaue und steife Verbindung dieser Bauteile mit dem Subchassis zu gewährleisten. Hohe Steifigkeit des Materials bei gleichzeitiger hoher innerer Dämpfung sind im allgemeinen widersprüchliche Forderungen, so daß es sinnvoll sein kann, diese beiden Funktionen voneinander zu trennen. Natürlich sollte man immer versuchen, Körperschallanregungen des Subchassis durch Tonarm, Tellerlager und Motor durch schwingungsisolierenden Aufbau dieser Bauteile auf dem Subchassis, z.B. durch tief abgestimmte Gummifedern, möglichst zu vermeiden.

Die Problemstellung legt eine zweistufige Vorgehensweise nahe. Zunächst werden mit Hilfe von Finite–Element–Rechnungen mögliche Geometrie–Materialkombinationen nach der maximalen ersten Eigenfrequenz ausgewählt. Die Subchassis werden anschließend experimentell untersucht. Diese Untersuchung ist unbedingt erforderlich, da erst jetzt die innere Dämpfung des Materials erfaßt wird. So hat z.B. Stahl ein großes Verhältnis von Elastizitätsmodul und Dichte, so daß nach dem Kriterium der Eigenfrequenzmaximierung gute Ergebnisse zu erwarten sind. Die extrem geringe Werkstoffdämpfung führt jedoch dazu, daß angeregte Eigenschwingungen hohe Amplituden aufweisen und nicht ausreichend gedämpft werden. Diese Dröhnneigung kann nur durch zusätzliche Maßnahmen, wie Dämpfungsbeschichtungen oder Einsätze aus anderen Materialien verringert werden. Die in Tabelle 2 zusammengestellten Materialien belegen den oben schon erwähnten Sachverhalt, daß hohe Steifigkeit mit geringer Werkstoffdämpfung erkauft wird. Die mitteldichte Faserplatte MDF wird häufig als Subchassismaterial eingesetzt. Die unter Druck verpreßten Fasern sind nicht gerichtet und ergeben eine relativ hohe innere Dämpfung. PMMA, das zur Gruppe der Thermoplaste gehört und unter dem Markennamen Plexiglas bekannt ist, weist bei erhöhter innerer Dämpfung ein deutlich schlechteres Verhältnis des E–Moduls zur Dichte auf. Ein extrem hohes Verhältnis hat G10. Es handelt sich um ein Epoxy–Glasfaser–Gemisch, das unter sehr hohem Druck aushärtet. Gegenüber herkömmlichen Epoxy–Glasfaser–Gemischen konnte der E–Modul verdoppelt werden. Aus der Kategorie der klassischen Sandwichleichtbauweise wird beispielhaft ein

Material	$E / \text{N/mm}^2$	η	$\rho / \text{kg/dm}^3$
MDF	3000	0.01	0.6
PMMA	3000	0.02	1.2
Fiberglas	6000	0.02	1.2
G10	30000	0.02	1.8
Glas–Kevlar–Sandwich	1000	0.03	0.5
Aluminiumschaum	6000	0.003	0.6
Aluminium	71000	0.0001	2.7
Stahl	210000	0.0001	7.8

Tabelle 2: Elastizitätsmodul E , Verlustfaktor η und Dichte ρ einiger Werkstoffe

Glas–Kevlar–Sandwich untersucht, das durch die Kombination zweier Werkstoffe neben einer hohen Steifigkeit eine besonders hohe innere Dämpfung aufweist. Ein relativ junger Werkstoff ist der Aluminiumschaum, der durch Treibmittel hergestellt wird. Seine Eigenschaften sind weitestgehend homogen und aufgrund seiner geringen Dichte bei relativ hoher Steifigkeit herausragend. Noch zu beachten sind die klassischen Werkstoffe wie Stahl und Aluminium, die ein großes Verhältnis des E -Moduls zur Dichte aufweisen. Jedoch hat Stahl den Nachteil einer hohen Dichte, so daß die geeignete geometrische Gestaltung eine besondere Rolle spielt, damit die Stahlkonstruktion nicht zu schwer wird.

Es sei noch einmal darauf hingewiesen, daß ein günstiges Material nicht aufgrund des höchsten Verhältnisses von E zu ρ ausgewählt werden kann, da auch das Massenverhältnis der nichttragenden Aufbaumassen zur Masse des Subchassis in die Eigenfrequenz eingeht, die damit nicht mehr $\sqrt{E/\rho}$ proportional ist.

3.2 Finite-Element-Rechnungen

3.2.1 Homogenes Vollmaterial

Die durch die Vorüberlegungen motivierte geometrische Form des Subchassis zeigt Bild 24. Freie geometrische Parameter sind die Dicke d und der Abstand a , den die kreisbogenförmige Berandung vom Symmetriezentrum hat. Der Radius des Randes ist durch a und die beiden Endpunkte des Bogens gegeben. Der kleinste für a zulässige Wert beträgt 135 mm, da andernfalls der Bogen so stark gekrümmt ist, daß die vorgegebene minimale Schenkelbreite längs einer Symmetrieachse unterschritten würde. Bei $a = 188.8$ mm ist die Berandung gerade. Für weiter anwachsende Werte von a nehmen die Ausbauchungen zu und erreichen eine vollkreisförmige Form bei $a = 275$ mm. Die obere Grenze der Dicke d wird aus ästhetischen und konstruktiven Gründen (Aufhängung an Feder–Dämpfer–Elementen) mit 150 mm festgelegt.

Zur Berechnung der Eigenfrequenzen wurde das Finite–Element–Programm Cosmos/M (Structural Research and Analysis Corporation, 1997) verwendet. Die Modellierung unter Einbeziehung der Aufbaumassen durch zusätzliche Volumenelemente zeigt Bild 25. Kleinere Einschränkungen mußten dabei aufgrund der Knotenbeschränkungen des verfügbaren Programms in Kauf genommen werden. So ist das Lager mit einer Bauhöhe von 60 mm in der realen Ausführung im Subchassis versenkt, im Modell jedoch aufgesetzt. Das Dreiecksvolumen im Sym-

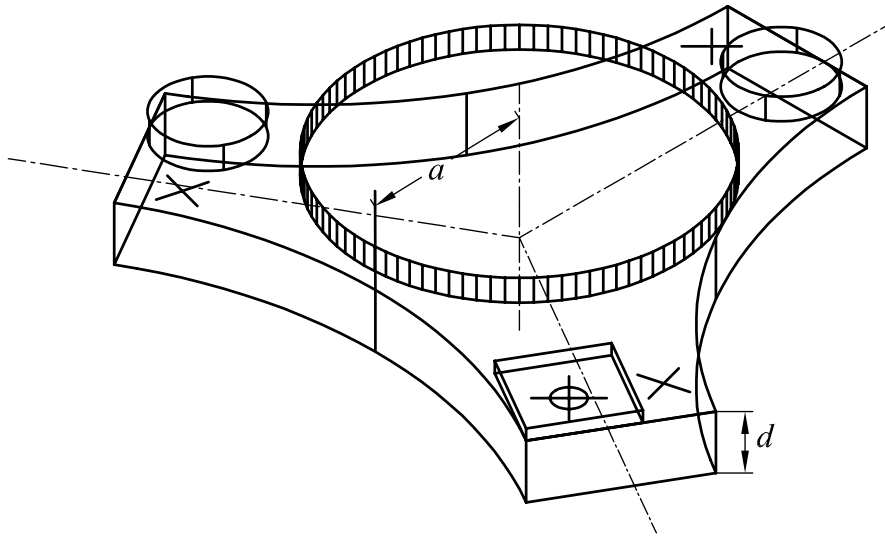


Bild 24: Definition der Körperdicke d und des Bogenparameters a

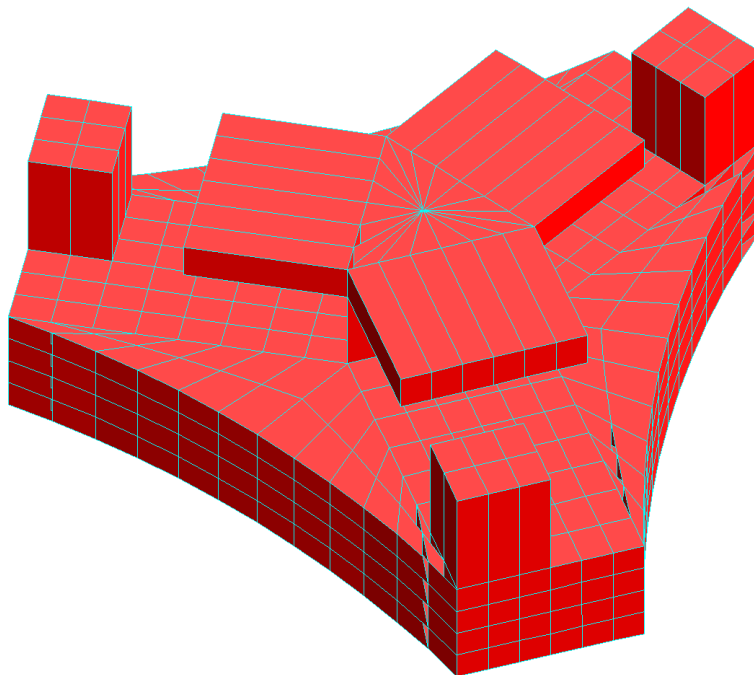


Bild 25: Finite-Element-Modell des Subchassis aus 8-Knoten-3D-Elementen (1008 Elemente, 1381 Knoten) unter Berücksichtigung der Aufbauten

metriezentrum modelliert über eine angepaßte Dichte die Lagermasse von 0.8 kg. Der Plattenteller wird durch drei unter 120° -Winkel angeordnete Rechteckplatten ersetzt. Geometrie und Dichte dieser Rechteckvolumen sind so angepaßt, daß die Masse von 2 kg und das Massenträgheitsmoment eines typischen Plattentellers nachgebildet werden. Für den Tonarm werden drei symmetrisch angeordnete Volumina modelliert, von denen zwei als Ausgleichsmassen zur Sicherstellung der 120° -Symmetrie dienen. Alle Volumina zur Modellierung der Aufbauten werden als starr angenommen, da die Anschlußflächen der Aufbauten aus Stahl hergestellt und sehr großflächig dimensioniert werden. Die Abstimmung der Feder-Dämpfer-Systeme auf 2.3 Hz ist niedrig gegenüber den zu erwartenden Eigenfrequenzen des Subchassis, so daß es als unfesselt betrachtet werden kann. Bei den Berechnungen werden insgesamt 1008 Elemente (8-Knoten-3D) und 1381 Knoten verwendet.³

Beispielhafte Ergebnisse sind in Bild 26 für das Material MDF dargestellt. Aufgetragen

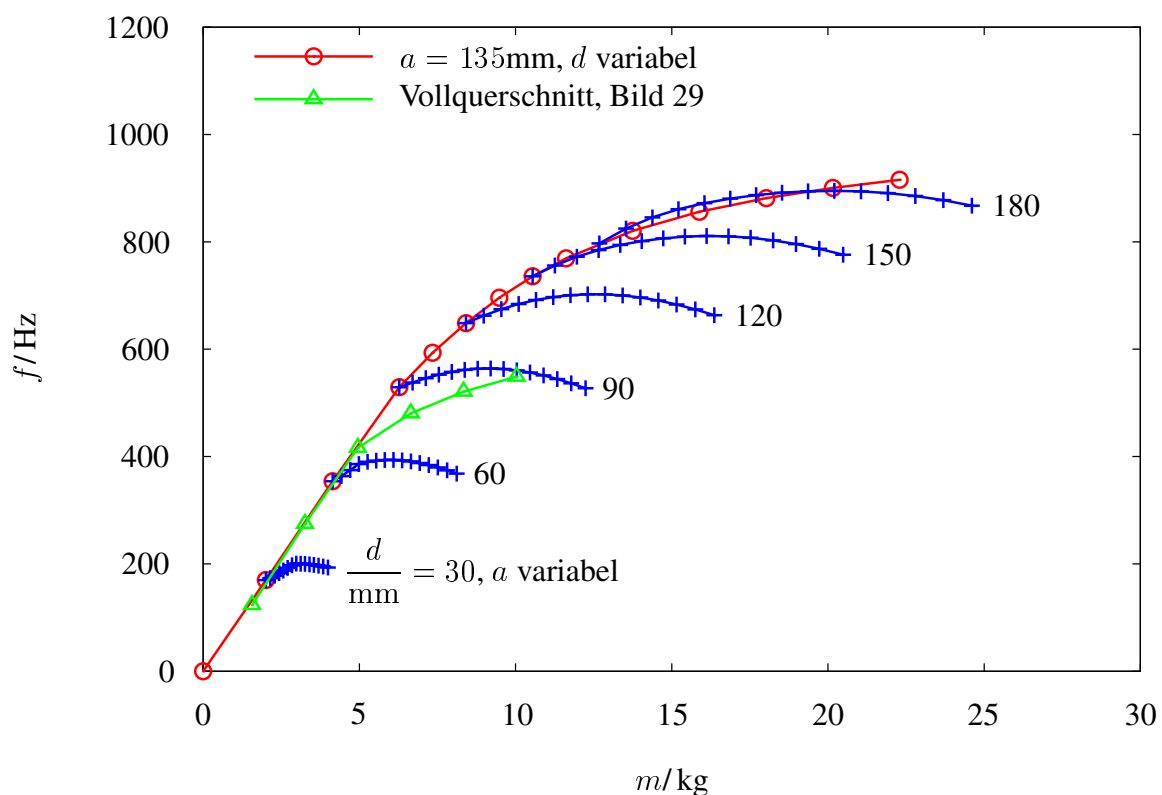


Bild 26: Niedrigste Eigenfrequenz in Abhängigkeit von der Gesamtmasse m für MDF-Vollmaterial bei Variation des Bogenparameters a und der Körperdicke d sowie zum Vergleich für das als Vollquerschnitt ausgeführte Subchassis in Bild 29

ist die erste Eigenfrequenz $f(a, d)$ über der Gesamtmasse m des Subchassis bei Variation der Dicke d in 30 mm-Schritten und des Parameters a in 10 mm-Schritten. Für geringe Dicken $d = 30$ mm und $d = 60$ mm gibt es innerhalb des zulässigen Bereichs $135 \text{ mm} < a < 275 \text{ mm}$ einen Wert $a^*(d)$, der einem doppelten Eigenwert entspricht.

³Daß die Knotenanzahl deutlich kleiner ist als der in der Programmversion zulässige Wert von 3000 hängt damit zusammen, daß das Programm doppelte Knoten in Schnittflächen bei Symmetriespiegelung mitzählt und mit der Obergrenze vergleicht.

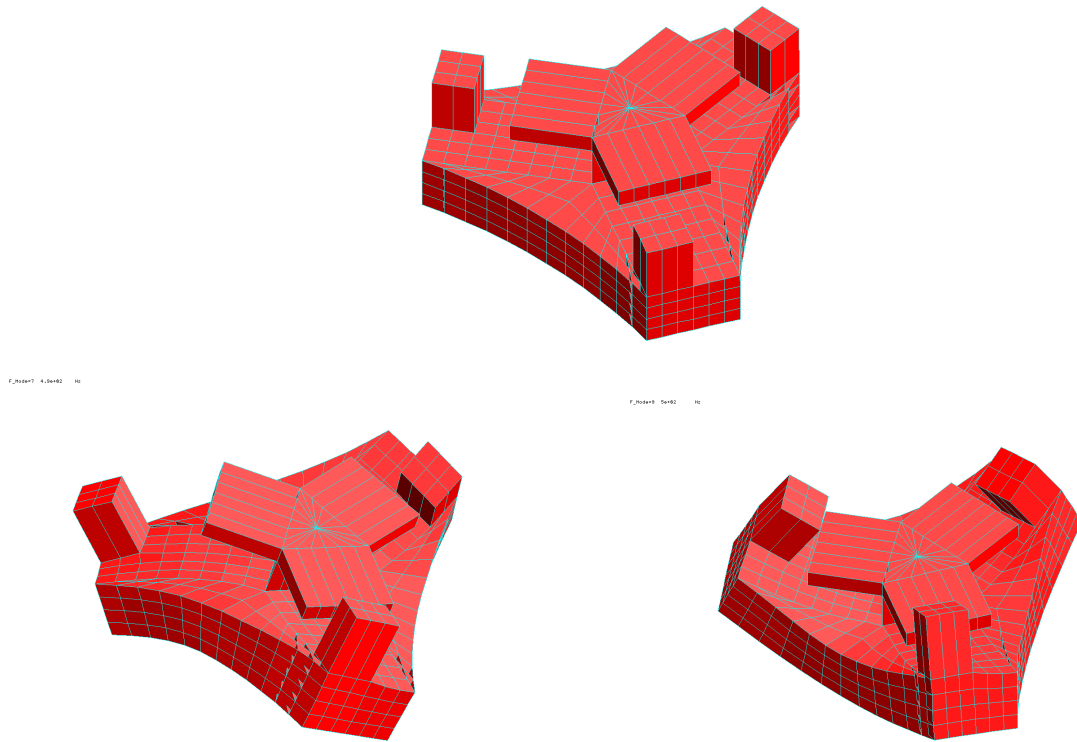


Bild 27: Torsions- und Biegemode des Subchassis

Für $a < a^*(d)$ ist der erste Mode eine Biegeschwingung, für $a > a^*(d)$ eine Torsionschwingung, d.h. für $a^*(d)$ sind die Eigenfrequenzen beider Eigenschwingungsformen gleich groß. In Bild 26 deutet sich dieses Umschlagen in einer Unstetigkeit in der Steigung der Frequenzkurven in den Punkten $f(a = 205 \text{ mm}, d = 30 \text{ mm})$ bzw. $f(a = 175 \text{ mm}, d = 60 \text{ mm})$ an. Torsions- und Biegeeigenformen sind in Bild 27 dargestellt. Für Dicken $d \geq 90 \text{ mm}$ in Bild 26 bestimmt stets der Torsionsmode die niedrigste Eigenfrequenz.

Bei geringen Körperdicken nimmt die erste Eigenfrequenz $f(a, d)$ mit d deutlich zu (vgl. die mit Kreisen markierte Kurve in Bild 26), während die Variation des Parameters a bei festgehaltener Dicke nur zu schwachen Frequenzänderungen führt (in Bild 26 mit Kreuzen markierte Linien). Bei gegebener Gesamtmasse $m < 15 \text{ kg}$ des Subchassis erhält man damit eine maximale erste Eigenfrequenz, wenn a den kleinsten zulässigen Wert annimmt und die Dicke so gewählt wird, daß man die vorgegebene Masse erhält. Da für große Dicken die Schubverformungen zunehmend an Bedeutung gewinnen, wächst die Frequenz nicht mehr proportional $\sqrt{d^3/d} \sim m$, sondern strebt für großes d einer Sättigung zu, so daß das theoretische Optimum nicht mehr auf der Kurve mit $a = a_{\min} = 135 \text{ mm}$ zu finden ist. Die erzielbare Frequenzsteigerung ist jedoch praktisch bedeutungslos, so daß in der Folge stets von der Lösung $a = a_{\min}$ ausgegangen werden kann.

Es stellt sich dann aber die Frage, ob nicht andere geometrische Grundformen noch günstigere Ergebnisse liefern. Es wurde deshalb auch die Frequenzkurve für den Extremfall rechteckiger Schenkel berechnet und in Bild 26 eingetragen. Die geometrische Form des Subchassis ist dann so wie in Bild 29 dargestellt, wenn man sich den Profilquerschnitt durch einen Vollquerschnitt ersetzt denkt. Während für kleine Gesamtmassen kaum eine Abweichung von der

Lösung mit ausgerundetem Rand zu erkennen ist, werden für $m > 5$ kg die Frequenzen deutlich schlechter.

Für die Materialien aus Tabelle 2 zeigt Bild 28 die berechneten maximalen ersten Eigenfrequenzen zu vorgegebener Masse m . Das Material Aluminiumschaum weist gegenüber MDF

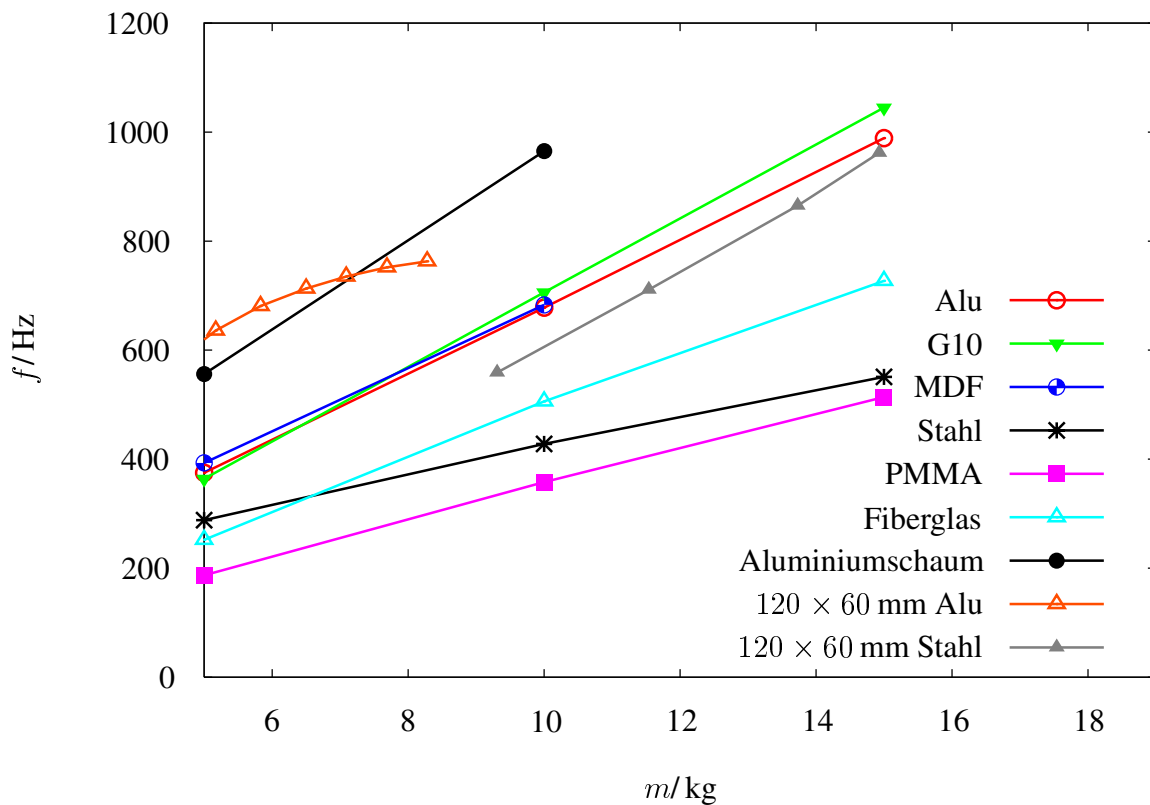


Bild 28: Niedrigste Eigenfrequenz in Abhängigkeit von der Gesamtmasse für verschiedene Materialien

bei gleichbleibender Dichte einen doppelt so hohen E -Modul auf. Dies führt zu einer einfachen Skalierung der Frequenzen mit dem Faktor $\sqrt{2}$. Demgegenüber sind für Fiberglas die Materialparameter Dichte und E -Modul gegenüber MDF doppelt so groß, so daß für ein System ohne Zusatzmassen bei gleicher Geometrie dieselbe Eigenfrequenz zu erwarten ist. Das Bild 28 zeigt jedoch, daß die Eigenfrequenz von Fiberglas bei 10 kg deutlich höher liegt als diejenige von MDF bei 5 kg. Plexiglas weist aufgrund der doppelt so großen Dichte gegenüber MDF eine deutlich geringere erste Eigenfrequenz bei gleicher Masse auf. Stahl fällt, abgesehen von Plexiglas, merklich gegenüber den anderen Werkstoffen ab. Die extrem hohe Dichte erlaubt bei gleicher Masse nur eine geringe Dicke des Subchassis.

Bei Aluminium, mit dem gleichen Verhältnis E/ρ wie Stahl, ist wegen der geringeren Dichte eine dreifach größere Dicke möglich. Die Frequenzen für diesen Werkstoff stimmen fast mit denen von MDF überein. Abschließend ist anzumerken, daß das Glas-Kevlar-Sandwich wegen seiner extremen Inhomogenitäten mit dem benutzten Modell nicht berechnet werden kann und deshalb ausgeklammert wurde. Zum Vergleich sind in Bild 28 noch die Ergebnisse für Profilquerschnitte eingetragen, die hinsichtlich der Frequenzmaximierung eine durchaus interessante Alternative bieten.

3.2.2 Homogenes Profilmaterial

Das Material Stahl ist aufgrund der hohen Dichte nicht als Vollmaterial für das Subchassis geeignet. Jedoch sind Profilrohre erhältlich, von denen wir rechteckige Hohlquerschnitte untersuchen. Die Querschnitte sind bestimmt durch die Höhe h , die Breite b und die Wandstärke d . Im Sternmittelpunkt werden die Profilrohre zusammengeschweißt. Aus den geometrischen Nebenbedingungen ist die Querschnittsbreite b mit mindestens 130 mm festgelegt. Wenn jedoch die Tonarmbasis zur Federaufhängung in Bild 23 geschickt angeordnet wird, ist eine Querschnittsbreite von 120 mm entsprechend der DIN-Norm 59410 bzw. 59411 noch ausreichend. Nach DIN-Norm verfügbare Querschnittshöhen sind 60 mm oder 80 mm. Zusätzlich wird noch die Querschnittsbreite $b = 140$ mm untersucht, die mit der Höhe 80 mm genormt angeboten wird. Über die Norm hinausgehend sind im Handel Wandstärken zwischen 4 mm und 8 mm erhältlich.

Im Vergleich zu Stahl bietet Aluminium nach DIN-Norm nicht die gewünschten Abmessungen. Problematisch sind relativ geringe Wandstärken von höchstens 4 mm, so daß sich die folgenden Rechnungen auf Querschnitte beziehen, die aus Vollmaterial gefräst werden. Aufgrund des zu erwartenden deutlich geringeren Gesamtgewichts gegenüber Stahl, werden Wandstärken von 4 mm bis 12 mm variiert, während die Querschnittsbreiten und -höhen aus der DIN-Norm von Stahl übernommen werden.

Das Finite-Element-Programm Cosmos/M wird, wie im Fall des homogenen Vollmaterials, zur Berechnung der maximalen ersten Eigenfrequenz verwendet. Die Modellierung der Aufbauten erfolgt wie in Abschnitt 3.2.1. Aus der dort geschilderten Knotenbeschränkung ergibt sich eine Modellierung bei Verwendung von 8-Knoten-3D-Elementen mit 1440 Knoten und 714 Elementen. Wie Bild 29 zeigt, ist das zugehörige Netz relativ grob. Zum Vergleich

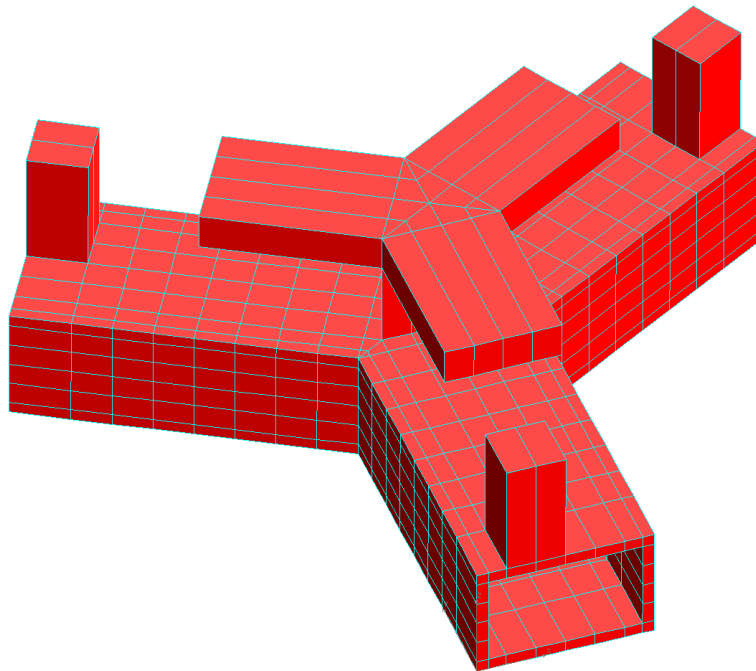


Bild 29: Modellierung des Subchassis aus homogenem Profilmaterial mit 8-Knoten-3D-Elementen (718 Elemente, 1440 Knoten)

wird deshalb der tragende Hohlkörper auch aus dicken Schalenelementen modelliert. Gerechtfertigt ist dieses Vorgehen durch die im Vergleich zu den Querschnittsabmessungen b und h geringe Wandstärke d . Das Bild 30 zeigt das deutlich feinere Netz aus 1617 Elementen und 1619 Knoten. Wie zu erwarten ist, liegen die ersten Eigenfrequenzen für beide Materialien

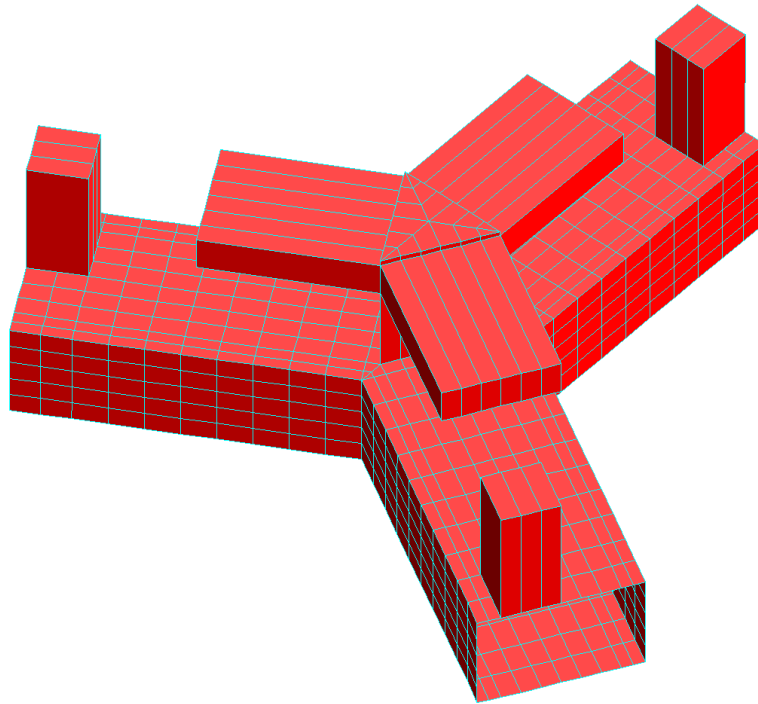


Bild 30: Modellierung des Subchassis aus homogenem Profilmaterial mit dicken Schalenelementen und 8-Knoten-3D-Elementen (1617 Elemente, 1619 Knoten)

im Vergleich zu den Vollkörpern relativ niedrig. Dies ist auf Querschnittsdeformationen, insbesondere bei den Profilen mit kleiner Wanddicke, zurückzuführen, wie man bei Betrachtung der Eigenschwingungsformen erkennt. Deshalb werden an beiden Enden der drei Einzelprofile Querschotts vorgesehen, die wegen ihrer hohen Steifigkeit aufgrund der Scheibentragwirkung die Beibehaltung der Querschnittsform erzwingen. Bei der Berechnung mit 3D-Elementen entsprechend Bild 29 werden die Schotts durch lokale Änderung der Materialkonstanten modelliert, da andernfalls die erlaubte Knotenzahl überschritten würde. Im Innen- und Außenbereich wird in einem Elementring von ca. 5 mm bzw. 40 mm der E-Modul der Elemente um den Faktor 100 erhöht. Die Masse der Schotts wird durch Erhöhung der Dichte der Ringe um das 4.9-fache innen bzw. um das 1.4-fache aussen berücksichtigt. Für das 2D-Modell werden die Schotts genauso modelliert wie der Profilquerschnitt.

Die erste Eigenfrequenz als Funktion der Wanddicke d ist in Bild 31 für das Aluminiumprofil mit dem Querschnitt 120×60 mm aufgetragen. Die bei der Verwendung von Schalenelementen erhaltenen niedrigeren Frequenzen deuten darauf hin, daß die Modellierung mit Volumenelementen wie erwartet noch zu grob ist. Beide Modelle spiegeln die beachtliche Verbesserung durch die Verwendung von Querschotts in gleicher Weise wieder. Die Verhinderung der Querschnittsdeformation führt dazu, daß die niedrigste Eigenfrequenz in etwa auf den doppelten Wert anwächst. Das lineare Anwachsen der Frequenz mit der Wanddicke bei

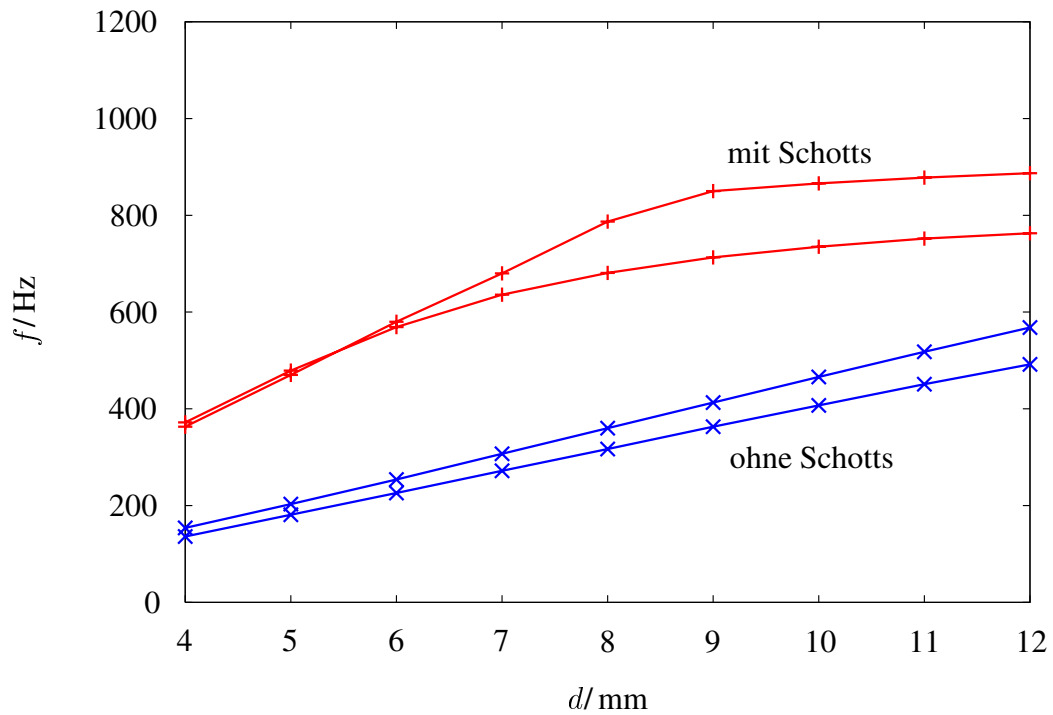


Bild 31: Niedrigste Eigenfrequenz für 120×60 mm Aluminiumprofile als Funktion der Wanddicke unter Berücksichtigung von Querschotts. Vergleich der Modellierung aus Schalenelementen und 8Knoten-3D-Elementen.

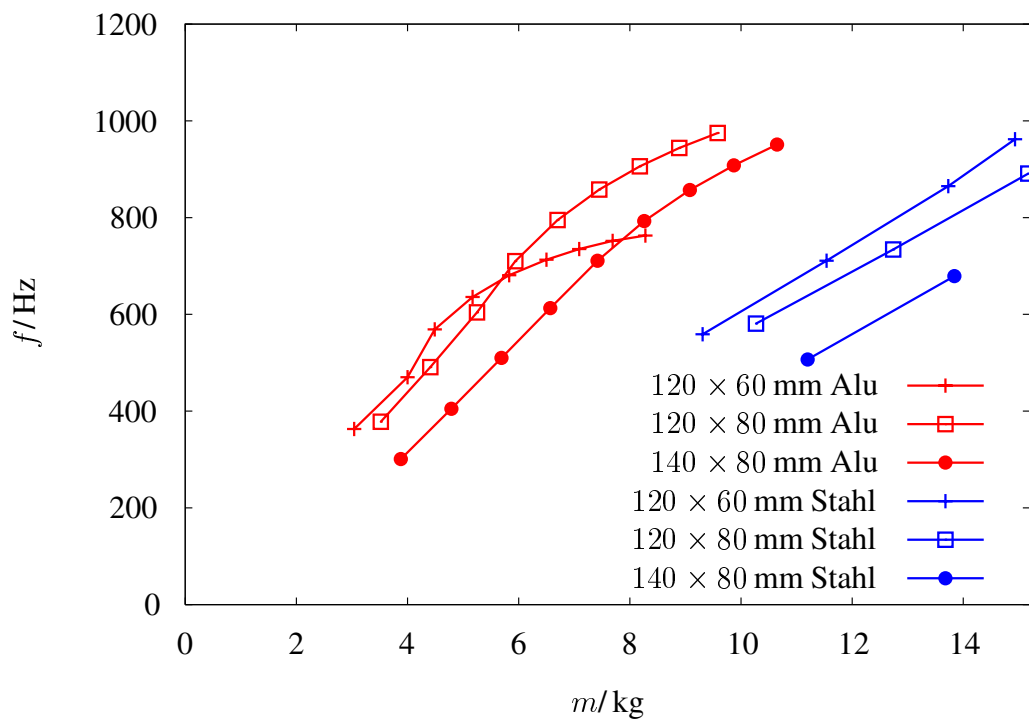


Bild 32: Niedrigste Eigenfrequenz in Abhängigkeit der Wandstärke für Aluminium- und Stahlprofile mit den Querschnittsgeometrien 120×60 mm, 120×80 mm und 140×80 mm bei Verwendung von Querschotts

kleinen Werten von d und der Verwendung von Schotts gilt bis etwa $d = 8$ mm. Danach ist nur noch ein schwaches Anwachsen der Frequenz mit wachsendem d zu erzielen.

Rechnungen für unterschiedliche Profilquerschnitte wurden nur noch unter Verwendung von Schalenelementen und Querschotts durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Bild 32 für die oben ausgewählten Profile aus den Werkstoffen Aluminium und Stahl dargestellt. Mit Stahlprofilquerschnitten erreicht man Frequenzen, die etwa so groß sind wie die von MDF-Vollplatten. Wegen der geringeren Dichte bei gleichem Verhältnis von E/ρ erzielt man mit Aluminiumprofilen gleicher Masse deutlich höhere Frequenzen. Wie der Vergleich von Profil- und Vollquerschnitten in Bild 28 exemplarisch zeigt, stellt die Verwendung profilierten Materials eine durchaus interessante Alternative dar, die praktisch berücksichtigt werden muß. Nachteilig ist jedoch die schwache Werkstoffdämpfung.

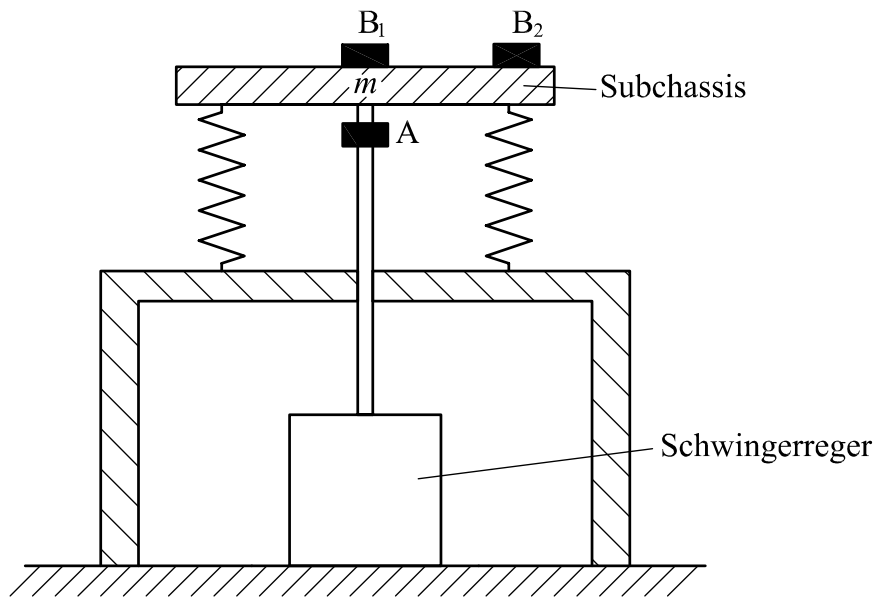
3.3 Messungen

Um einen Eindruck von der inneren Dämpfung des Materials zu erhalten, sollen exemplarisch drei Varianten für das Subchassis meßtechnisch untersucht werden. Da das Material MDF oft in der Praxis verwendet wird und bei entsprechender Körperdicke eine hohe erste Eigenfrequenz garantiert, wird ein Probekörper mit den Maßen $d = 150$ mm und $a = 150$ mm verwendet. Aus der Gruppe der rechteckigen Profile wird der Stahlquerschnitt 120×80 mm mit Wanddicke $d = 5$ mm untersucht. Ein Glas-Kevlar-Sandwich mit den Parametern $d = 150$ mm und $a = 188.8$ mm, dessen Eigenfrequenzen wegen der vorhandenen Inhomogenitäten rechnerisch nicht ermittelt wurden, dient als Vergleich. Dieses Modell ist aus verklebten, 15 mm dicken Einzelstrukturen aufgebaut.

Da es bei dieser meßtechnischen Untersuchung im wesentlichen um die Dämpfungseigenschaften geht, wurden die Modelle ohne zusätzliche Aufbaumassen untersucht. Die dann zu erwartende Eigenschwingungsform ist durch den Biegemode gegeben. Der Versuchsaufbau ist in Bild 33 prinzipiell dargestellt. Der Probekörper wird auf sehr weich abgestimmten Druckfedern gelagert, damit – wie in der Rechnung – die Verhältnisse des ungefesselten Schwingers approximiert werden. Der Schwingerreger wird durch eine kurze Stahlstange mit dem Probekörper mittig verbunden. In der Anschlußstelle zum Subchassis ist ein Kraftaufnehmer A integriert, und die Beschleunigungen werden an den Positionen B_1 und B_2 in Bild 33 entweder mittig oder auf dem Außenrand gemessen.

Die Meßkette entspricht derjenigen aus Bild 19 mit dem Unterschied, daß der Beschleunigungsaufnehmer in A durch einen Kraftaufnehmer ersetzt ist. Die Ansteuerung des Schwingerreger erfolgt so, wie in Bild 20 dargestellt.

Die Meßergebnisse sind in Bild 34 gezeigt. Die gemessenen Übertragungsfunktionen B_1/A bzw. B_2/A sind in Bild 34 als rote bzw. blaue Linien dargestellt. Zwischen der Eigenfrequenz des Starrkörpermodes (theoretisch bei 0 Hz) und der ersten Eigenfrequenz der Biegeschwingung entsteht die typische Antiresonanz, die fast zur Auslöschung des Beschleunigungssignals B_1 im Zentrum des Subchassis führt. Die niedrigste Eigenfrequenz der Biegeschwingung ist durch die erste Resonanzüberhöhung an beiden Meßstellen ablesbar. Die zugehörigen Frequenzen sowie die Übertragungsfunktionen im Zentrum und am Außenrand sind in der Tabelle 3 für alle drei Modelle angegeben. Die letzte Spalte enthält die Masse. Sie stellt insofern eine Kontrolle der Meßergebnisse dar, als die Werte auch aus den Kehrwerten der Übertra-

**Bild 33:** Meßstand (schematisch)

gungsfunktionen bei 0 Hz in sehr guter Näherung ermittelt werden können. Bis zu Frequenzen

	f/Hz	V_1/kg^{-1}	V_2/kg^{-1}	m/kg
Glas-Kevlar-Sandwich	824	51.2	17.4	4.5
120 × 60 mm Stahl	1356	82.9	35.5	10
MDF	1100	30.4	15	14.9

Tabelle 3: Meßergebnisse

von 1.6 kHz können die Meßergebnisse als zuverlässig betrachtet werden. Für darüberliegenden Frequenzen liefern sie nur noch einen Anhaltspunkt, da in diesem Bereich die Befestigung der Beschleunigungsaufnehmer (Wachs) nicht mehr ausreichend ist und die Ergebnisse verfälschen kann. Eine genauere Analyse, die für unsere Zwecke aber nicht erforderlich ist, wäre durch sorgfältiges Verkleben der Aufnehmer möglich.

Der Vergleich zwischen der berechneten (1121 Hz) und gemessenen (1100 Hz) Biegeeigenfrequenz für das Subchassis aus MDF-Vollmaterial ist ausgezeichnet. Für das Stahlprofil ist die Übereinstimmung der Rechnung (1534 Hz) mit der Messung (1356 Hz) weniger gut, aber noch akzeptabel, wenn man berücksichtigt, daß die ausgeführte und für die Messung benutzte Konstruktion Aussparungen in der Deckplatte zur Aufnahme der Aufbauten sowohl im Zentrum als auch am Rande enthält.

Die Stahlausführung hat von allen Modellen die höchste Biegeeigenfrequenz. Bei fast doppelt so großer Masse im Vergleich mit dem Glas-Kevlar-Sandwich sind jedoch die Resonanzüberhöhungen deutlich größer, was auf die guten Dämpfungseigenschaften der Sandwichkonstruktion hinweist, die sich auch an der flacheren und breiteren Übertragungsfunktion an der Resonanzstelle zeigen. Das Subchassis aus MDF-Vollmaterial weist die geringsten Resonanzüberhöhungen auf. Es ist jedoch zu beachten, daß die Werkstoffdämpfung zwar deutlich höher

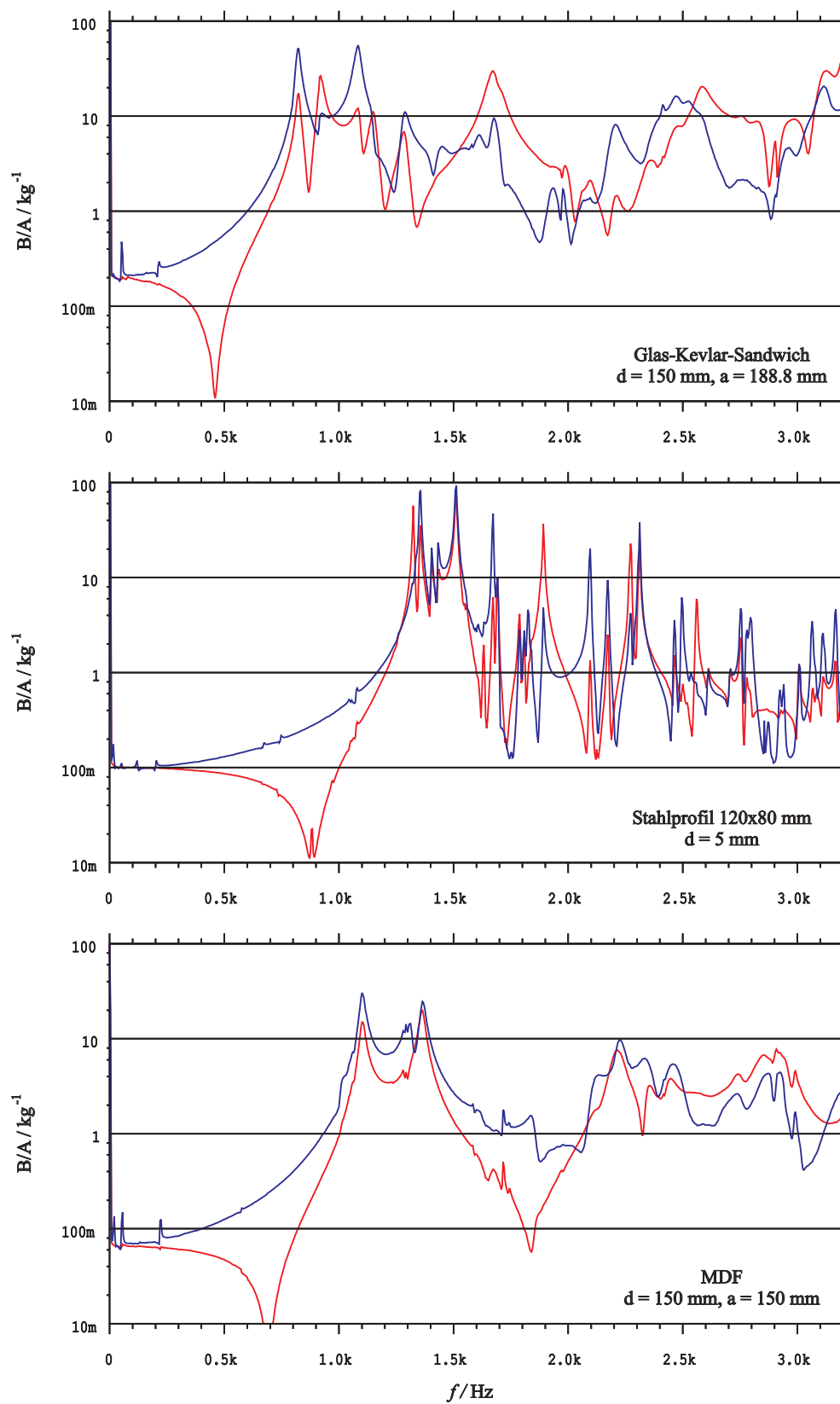


Bild 34: Gemessenes Fourierspektrum B/A als Funktion der Frequenz für Kevlar, Stahl und MDF. Die rote Kurve entspricht der Position B_1 des Beschleunigungsaufnehmers B, die blaue Kurve der Position B_2 . (In der Skalenbezeichnung der wiedergegebenen Originalmeßschriebe steht hier und im Folgenden m für den Faktor 10^{-3} , k für den Faktor 10^3).

als bei Stahl ist, aber gegenüber dem Glas–Kevlar–Sandwich bei Berücksichtigung des Gesamtgewichts sehr viel niedriger liegt. Eine Abschätzung des Masseneinflusses kann wie folgt geschehen. Bezeichnet $\tilde{m}$ die der Gesamtmasse m proportionale modale Masse, $\tilde{c}$ die modale Steifigkeit und η den Verlustfaktor, so liefert das Modell des kraftherregten Einmassenschwingers für das Verhältnis von Beschleunigungs– und Kraftamplitude

$$\frac{a}{F} = \frac{\omega^2}{\tilde{c}(1 + i\eta) - \tilde{m}\omega^2} . \quad (51)$$

Im Resonanzfall $\omega^2 = \tilde{c}/\tilde{m}$ gilt also

$$\left| \frac{a}{F} \right| = \frac{1}{\eta\tilde{m}} \sim \frac{1}{\eta m} , \quad (52)$$

so daß sich ein höherer Verlustfaktor genauso auf die Resonanzüberhöhung auswirkt wie eine höhere Masse.

Aufgrund der beschränkten Frequenzauflösung können die tatsächlichen Amplituden nur näherungsweise wiedergegeben werden. Dies gilt insbesondere auch für die niedrigsten Eigenfrequenzen der Stahlkonstruktion, die somit nicht ohne externe Bedämpfung verwendet werden kann. Bei der Sandwichkonstruktion ist noch anzumerken, daß ein Kohle–Kevlar–Sandwich aus Kostengründen nicht untersucht wurde. Aufgrund des zehnfach höheren E–Moduls der Zwischenschichten ist zu erwarten, daß die erste Eigenfrequenz deutlich ansteigt und die Amplitude wegen der hohen inneren Dämpfung niedriger als beim MDF–Chassis ausfällt. Insgesamt stellt das Subchassis aus MDF–Vollmaterial der rechnerisch ermittelten geometrischen Form hinsichtlich Kosten, Maximalfrequenz und Dämpfung einen guten Kompromiß dar.

4 Tellerlager

4.1 Anforderungen

Die Ziele für die Konstruktion des Tellerlagers bestehen darin, den Plattenteller bei einer Drehzahl von 33.33 U/min so toleranz- und geräuscharm wie möglich zu lagern.

In der radialen Führung sind geringe Toleranzen erforderlich, um die Übertragung tieffrequenter Störungen, d.h. die Abweichungen des Tellerlagers vom idealen Rundlauf, auf den Abtastvorgang zu minimieren. Zusätzlich besteht die Gefahr von Eigenresonanzen der axialen Lagerung, die sich in hochfrequenten Geräuschen ausdrücken. Die Schwierigkeit in der Lösungsfindung drückt sich in der Wahl der Reibpartner aus. Harte Reibpartner wie z.B. Stahl/Stahl tendieren zu Kratzgeräuschen, können jedoch eng toleriert werden. Im Vergleich dazu weisen weiche Reibpartner wie z.B. Teflon/Stahl fast keine Geräuschneigung auf, sind aber schlecht tolerierbar und können nur gering belastet werden. Aus der Problematik des Antriebs ist bekannt, daß die Drehmomentwelligkeit des Motors umso geringer wird, je niedriger das aufzubringende Motormoment ist. Deshalb ist eine notwendige Forderung, ein Tellerlager mit geringem Reibmoment zu konstruieren. Die Zielvorgabe einer langen Lebensdauer beinhaltet mehrere Aspekte. So ist eine geringe Verschleißrate der Reibpartner notwendig. Zusätzlich wirken sich passende Wärmeausdehnungskoeffizienten der Reibpartner positiv auf Toleranzen, Geräusche und Reibung aus. Weiterhin muß die Zerstörung des Tellerlagers aufgrund einer möglichen Fehlbedienung des Plattenspielers durch konstruktive Hilfsmaßnahmen ausgeschlossen werden.

Für das Tellerlager sind Nebenbedingungen einzuhalten, die aus dem Plattenteller wie auch aus dem Antrieb resultieren. So ergibt sich aus dem Antrieb die Forderung nach einem ausreichenden Massenträgheitsmoment des Plattentellers, die zu einer Gewichtsvorgabe führt. Der Durchmesser des Plattentellers ist mit 300 mm vorgegeben. Bei einem erforderlichen Plattentellergewicht von 1.5 kg ist die axiale Belastung des Lagers mit 15 N zuzüglich des Lagergewichts und einer Normschallplatte vorgegeben. Die radiale Belastung ist schwer zu definieren und hängt vorrangig von der Bauform des Lagers und von Unwuchten des Plattentellers ab. Weitere geometrische Nebenbedingungen des Tellerlagers ergeben sich im Zusammenspiel mit dem Plattenteller und dem Subchassis. Eine toleranzarme Kopplung an den Plattenteller muß gewährleistet sein. Zudem darf das Lager gewisse Abmaße nicht überschreiten, damit es im Subchassis integriert werden kann. So ist die Bauhöhe auf 100 mm und der Durchmesser auf 60 mm festgelegt, damit die Positionierung des Antriebsmotors neben dem Lager möglich ist. Zusätzlich ist die Zentrierung der Schallplatte mit einem Durchmesser von 7.2 mm entsprechend der DIN 45547 einer Normschallplatte zu berücksichtigen.

Die zu untersuchenden Fragestellungen beziehen sich auf die Geometrie des Lagers wie auch auf die Materialauswahl der Reibpartner. Die Frage der Geometrie wird im nächsten Abschnitt nach allgemeiner Beschreibung vielfältiger Lagerungsarten vor dem Hintergrund möglicher Betriebsstörungen diskutiert. Für den resultierenden Grobentwurf werden anschließend verschiedene Werkstoffpaarungen der Reibpartner bewertet. Im letzten Abschnitt des Kapitels wird das Tellerlager ausgelegt und die Konstruktion detailliert.

4.2 Auswahl der Lagerung

Aus den Zielvorgaben für das Tellerlager lassen sich die vier Teilfunktionen in Tabelle 4 zusammenfassen. Für diese Teilfunktionen müssen Lösungen gefunden werden, die einerseits

1	axiale Lagerung
2	radiale Führung
3	Schutz vor axialem Abziehen
4	radiale Begrenzung

Tabelle 4: Teilfunktionen des Tellerlagers

die Anforderungen erfüllen und sich andererseits zu einem Bauteil kombinieren lassen. Die vielfältigen Lösungen sind in dem morphologischen Kasten in Bild 35 zusammengefaßt und werden im Folgenden bewertet.

Aufgrund der Zielsetzung geringer Geräuschentwicklung sind für die axiale Lagerung wie auch für die anderen aufgeführten Funktionen Wälzlager nicht geeignet (Lösungen: 1.1; 2.3; 3.1). Durch das Abrollen der Wälzkörper auf den Lagerringen entstehen Eigenresonanzen, die nicht bedämpft werden können. Auch bei der coulombschen Festkörperreibung (Lösung 1.2) ist die Geräuschentwicklung zu groß, wobei zusätzlich noch die Reibung extrem hoch ist. Selbst bei der Verwendung von Teflon auf Stahl mit einem extrem geringen Reibbeiwert führt die hohe Belastung bei der axialen Lagerung aufgrund der endlichen Flächenausdehnung zu einem großen Bremsmoment. Bei dem Einsatz einer Fluidlagerung oder einer elektromagnetischen Lagerung (Lösungen: 1.3; 1.6) in axialer Richtung treten prinzipbedingte Störungen auf, die nur unter erheblichem Aufwand beseitigt werden können. Die Pulsation der Pumpe bei der Fluidlagerung kann durch große Ausgleichsbehälter beseitigt werden. Die starken Magnetfelder der elektromagnetischen Lagerung sind schwer abzuschirmen. Zusätzlich bilden die Lagerungsarten schwingende Systeme mit einer tiefen Eigenfrequenz. Externe Bedämpfung führt dabei zu großen Reibungsverlusten. Das hydrodynamische axiale Gleitlager (Lösung 1.5) scheidet aufgrund der geringen Rotationsgeschwindigkeit und des geringen Bauumfangs aus. Es kann sich kein Schmierkeil aufbauen, so daß ständig Festkörperreibung mit einem großen Lagerspiel entsteht. Bei der axialen Lagerung durch eine Kugel in einem Kalottenstein (Lösung 1.4) sind aufgrund der Punktlagerung die Reibung und die Geräuschentwicklung minimal. Die Lagerung ist definiert und läßt auf eine hohe Resonanzfrequenz schließen. Problematisch ist jedoch die extrem hohe Flächenpressung, die nur durch den Einsatz eines Schmiermittels zu einer ausreichenden Lebensdauer führt. Insofern ist eine Kombination der Kugel im Kalottenstein mit der elektromagnetischen Lagerung (Kombination Lösungen 1.4 und 1.6) denkbar. Hierbei wird die elektromagnetische Lagerung zur Reduzierung der Flächenpressung der Kugel im Kalottenstein eingesetzt. Die Tragkraft der elektromagnetischen Lagerung ist aufgrund ihrer lediglich unterstützenden Funktion in diesem Fall etwas geringer, und die Problematik der Eigenresonanz entfällt. Der hohe Aufwand bleibt jedoch erhalten, so daß letztlich die geometrische Auslegung der Kugel im Kalottenstein und das verwendete Material darüber entscheiden, ob eine Unterstützung durch ein elektromagnetisches Lager erforderlich ist.

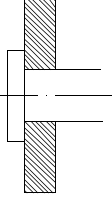
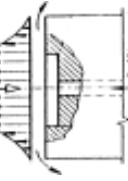
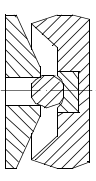
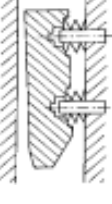
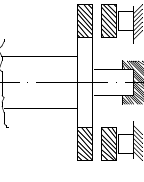
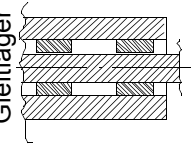
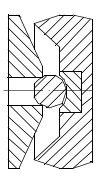
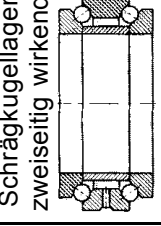
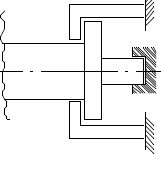
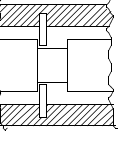
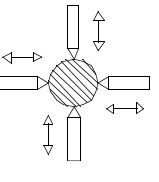
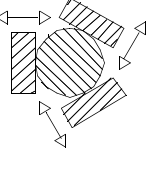
Lösungen		1	2	3	4	5	6
Funktionen	1	axiale Lagerung 	Coulomb'sche Festkörperreibung 	hydrostatische Fluidlagerung 	Kugel in Kalottenstein 	hydrodynamisches Gleitlager 	magnetische Lagerung 
	2	Wälzlager 	Gleitlager 	Wälzlager 	Kugel in Kalottenstein 		
	3	axial Schrägguggellager zweiseitig wirkend 	Klauen von außen 	Stifte gegen Anschlag 			
	4	Stifte 	Backen 				
	5						

Bild 35: Morphologischer Kasten zu den vier Teilfunktionen des Tellerlagers

Für die Realisierung der radialen Führung kommt wegen der hohen Reibung und Geräuschentwicklung bei gepaßten Bauteilen (Lösung 2.1) nur eine Gleitlagerbuchse in Betracht (Lösung 2.2). Um eine niedrige Geräuschentwicklung zu erzielen, muß besonders auf die Auswahl der Materialien in Bezug auf Toleranzen und Reibbeiwerte geachtet werden.

Als Schutz vor axialem Abziehen ist wegen der schlechten Zugänglichkeit des Lagers die Lösung der Klauen von außen (Lösung 3.2) nicht geeignet. Die einfacher zu realisierenden Stifte, die gegen einen Anschlag geschraubt werden (Lösung 3.3), benötigen einen geringeren Bauraum und sind leichter einstellbar.

Für die radiale Begrenzung ist ebenfalls die Lösung mit den Stiften (Lösung 4.1) geeignet. Die Wahl der Stifte ermöglicht zudem die Kombination der Funktion des Schutzes vor axialem Abziehen und der radialen Begrenzung in einem Bauelement.

Zusammenfassend werden die ausgewählten Lösungen in Bild 36 dargestellt. Zur axialen

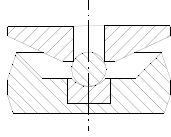
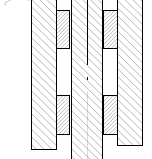
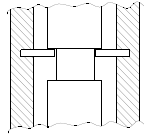
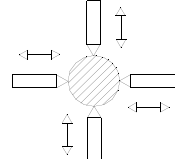
Teil- funktion	axiale Lagerung / radiale Führung		Schutz vor axialem Abziehen	radiale Begrenzung
Lösung	Kugel in Kalottenstein 	Gleitlager 	Stifte gegen Anschlag 	
Nummer	1.4	2.2	3.3	4.1

Bild 36: Ausgewählte Lösungen zu den vier Teilfunktionen des Tellerlagers

Lagerung und radialen Führung durch die Kugel im Kalottenstein ist anzumerken, daß diese Lösung funktional getrennt werden kann. Man ergänzt die fehlende radiale Führung bei einer Kugel auf flachem Stein durch eine Gleitlagerbuchse. Da jedoch die Reibung durch die zusätzliche Gleitlagerbuchse zunimmt und enge radiale Toleranzen bei entsprechender Wahl der Radienverhältnisse zwischen Kugel und Kalotte gewährleistet werden können, ist die funktionale Kombination zu bevorzugen.

Die geometrische Anordnung der ausgewählten Teillösungen in einem Grobentwurf führt unter Beschränkung auf die axiale Lagerung und die radiale Führung zu der Frage einer normalen oder invertierten Lagerung, wie sie in Bild 37 skizziert ist. Bei der normalen Lagerung rotiert die Achse mit der eingepreßten Kugel in dem feststehenden Lagertopf, der den Gleitlagerring und die Kalotte aufnimmt. Da der Schwerpunkt aus Plattenteller und Achse deutlich oberhalb des Auflagerpunktes liegt, befindet sich das rotierende System in einem instabilen Gleichgewicht. Aufgrund der Toleranzen des Gleitlagerrings entsteht eine ständige Taumelneigung. Die Amplitude des Winkels kann bei einer langen Achse verringert, aber prinzipbedingt nicht beseitigt werden. Im Gegensatz dazu rotiert bei der invertierten Lagerung der Lagertopf

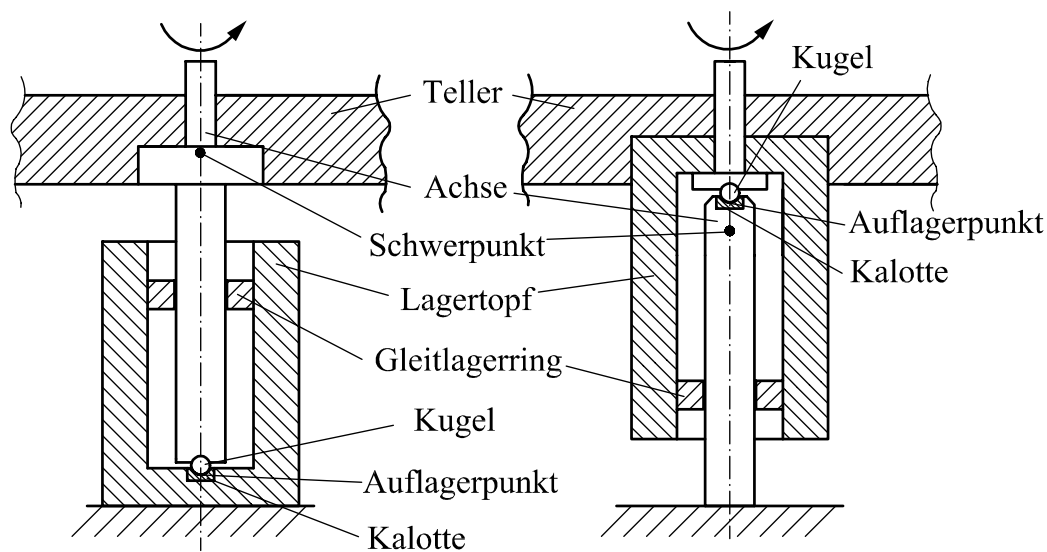


Bild 37: Normale (links) und invertierte (rechts) Lagerung

um die feststehende Achse. Ist der Schwerpunkt aus Plattenteller und Lagertopf auf gleicher Höhe wie im Fall der normalen Lagerung, so ist die Taumelneigung deutlich verringert, da der Abstand zwischen Schwerpunkt und Auflagerpunkt stark vermindert ist. Wird der Schwerpunkt durch konstruktive Maßnahmen, z.B. durch einen langen, schweren Lagertopf, abgesenkt, befindet sich der Schwerpunkt unterhalb des Auflagerpunktes. Dadurch ist ein stabiles Gleichgewicht gewährleistet. Das System hat im Fall von Störungen die Eigenfrequenz eines physikalischen Pendels. Die Taumelneigung ist nicht mehr vorhanden, und der Gleitlagerring stützt das System nur im Fall von Störungen ab, d.h. die Normalkraft geht im Normalbetrieb gegen Null. Insgesamt ergibt sich somit bei der invertierten Lagerung neben geringerer Toleranzen im Rundlauf eine Reduzierung der Geräusche und eine deutliche Abnahme der Reibung im Gleitlagerring.

Es ist das Ziel der nachfolgenden Diskussion, die Resonanzfrequenz ω_0 des physikalischen Pendels entsprechend

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{mgs}{\Theta}} \quad (53)$$

unter Beachtung der im Betrieb auftretenden möglichen Störungen zu optimieren. Dazu sind bei festgelegter Systemmasse m als Parameter das Massenträgheitsmoment Θ und der Abstand s zwischen Schwerpunkt und Auflagerpunkt variierbar. Jedoch sind die Parameter s und Θ voneinander abhängig, so daß nur noch der Schwerpunktabstand s als Variable bleibt.

Die auftretenden Störungen im Betrieb des Tellerlagers veranschaulicht das Bild 38, das die invertierte Lagerung ohne den abstützenden Gleitlagerring zeigt. Auf das rotierende System wirken die Kräfte F_T und F_R . Unter F_T ist die Auflagekraft des Tonabnehmers von ca. 0.02 N zu verstehen, die über den maximalen Hebelarm von 0.15 m zum Auflagerpunkt ein Moment von 3 mNm hervorruft. Je niedriger der Schwerpunkt des Systems, desto geringer ist der sich im Gleichgewicht einstellende Winkel α . Die Riemenkraft F_R beinhaltet die konstante Riemenvorspannung wie auch periodische Anteile durch die Störungen des Motors. Um ein resultierendes Kippmoment auf das System zu vermeiden, muß der Antrieb auf der Höhe des

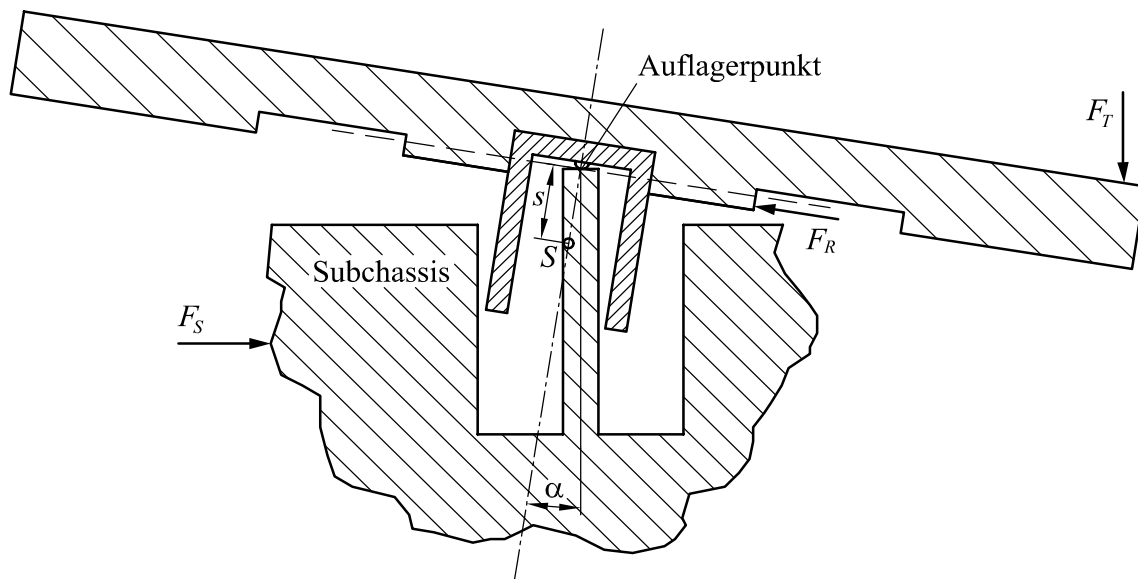


Bild 38: Störungen am System aus Tellerlager, Plattenteller und Subchassis

Auflagerpunktes erfolgen. Zusätzlich kann ein mitlaufendes Hilfsrad nach Bild 39 die einseitige Zugspannung auf das Kalottenlager verhindern. Die leicht unterschiedlichen Trumkräfte

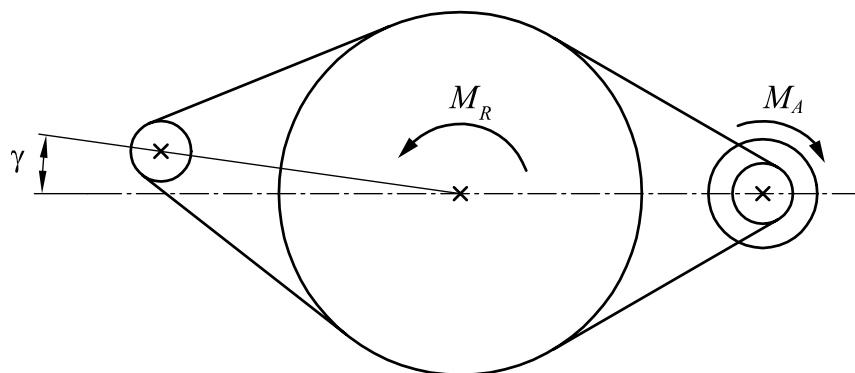


Bild 39: Skizze des Riemenantriebs mit Hilfsrad

durch den Reibungsverlust M_R des Tellerlagers können durch geringfügige Verschiebung γ des Hilfsrades aus der Symmetrieachse ausgeglichen werden. Auf das Subchassis, d.h. die feststehende Lagerachse, wirkt die Kraft F_S , die aus der Feder-Dämpfer-Aufhängung resultiert. Zur Minimierung des Einflusses dieser Störung ist s optimal Null, so daß kein Kippmoment entsteht.

Da F_S wesentlich größer als F_T ist, wird der Schwerpunktabstand s zum Auflagerpunkt minimiert. Um eine möglichst geringe Winkelauslenkung α durch F_T sicherzustellen, wird der Abstand des Gleitlagerrings zum Auflagerpunkt im Rahmen der geometrischen Nebenbedingungen maximiert und das Gleitlager möglichst eng toleriert.

4.3 Werkstoffpaarungen

Nach Bild 37 werden mögliche Werkstoffpaarungen des Kalottenlagers und des Gleitlagers vor dem Hintergrund der Belastung auf Reibungs- und Verschleißzahlen untersucht.

Für das Kalottenlager ist eine extrem geringe Reibungs- und Verschleißzahl notwendig, da auf der kleinen, annähernd punktförmigen Reibfläche eine hohe Belastung von 25 N wirkt. Die Werkstoffe müssen eine hohe Druckfestigkeit aufweisen, so daß insbesondere Keramik oder Stahl in Betracht kommen. Kunststoffe wie PTFE besitzen zwar sehr gute Reibwerte, sind für diesen Anwendungsfall jedoch zu weich. Bei Keramik/Keramik- oder Keramik/Stahl-Paarungen stellt sich die Frage nach dem Einsatz von Schmiermitteln. Das Bild 40 zeigt, daß eine Schmierung für geringe Reibungs- wie auch Verschleißzahlen unbedingt notwendig ist. Beim Trockenlauf liegen die Gleitreibungskoeffizienten und der Verschleiß sowohl bei reinen

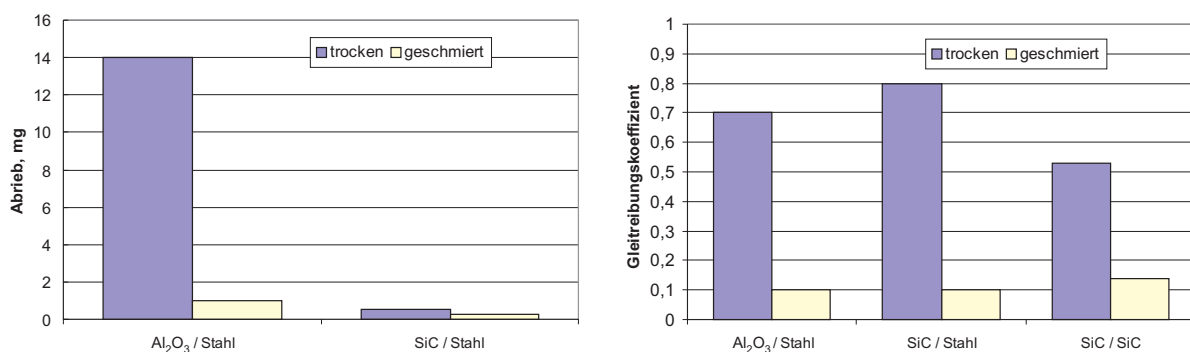


Bild 40: Einfluß der Schmierung auf die Gleitreibungskoeffizienten und den Verschleiß von Keramik/Stahl- und Keramik/Keramik-Paarungen (Falex-Prüfmaschine, Punktkontakt) (Habig, 1993)

Keramik-Paarungen wie auch bei den Keramik/Stahl-Paarungen um ein Mehrfaches höher. Die Werte der Keramik/Stahl-Paarungen sind mit der Falex-Prüfmaschine, ein rotierender Stahlring gegen einen Keramikblock, die Keramik/Keramik-Paarung hingegen bei Punktkontakt aufgenommen worden. Die Vergleichbarkeit ergibt sich daraus, daß der Gleitreibungskoeffizient unabhängig von der Gleitgeschwindigkeit und der Normalkraft ist, wie auch in mehreren Versuchen bestätigt wird (Habig, 1993). Die Zusammensetzung des Schmiermittels hat erheblichen Einfluß auf die Koeffizienten. Wie Bild 41 und Bild 42 zeigen, variieren bei Verwendung verschiedener Additive zum Schmiermittel Hexadecan die Werte sehr stark.

Für die hier zu konstruierende Lagerung soll zunächst unter der Annahme eines optimalen Betriebes, d.h. einer kontinuierlich ausreichenden Schmierung, die ideale Materialpaarung ermittelt werden. Unter dem Gesichtspunkt der minimalen Reibung sind die Paarungen Aluminiumoxid/Stahl und Siliziumkarbid/Stahl unter Verwendung des Additivs Stearinsäure mit einem Gleitreibungskoeffizienten von 0,08 als ideal anzusehen. Die jeweiligen Verschleißkoeffizienten sind ebenfalls gering, wobei der Wert für die SiC/Stahl-Paarung noch unterhalb des Wertes der Aluminiumoxid/Stahl-Paarung liegt. Ein weiterer Grund für die Wahl einer Keramik/Stahl-Kombination ist in der gewünschten Präzision der Lagerung zu sehen. Bei der Verwendung von unterschiedlichen Werkstoffen für Kugel und Kalotte läßt sich der Verschleiß auf den weicheren der beiden Partner begrenzen. Hierbei ist der Volumenverlust der Kalotte, die Ausbildung einer Ringnut, ungünstiger als das Abplatten der Kugel. Im Betrieb wird so

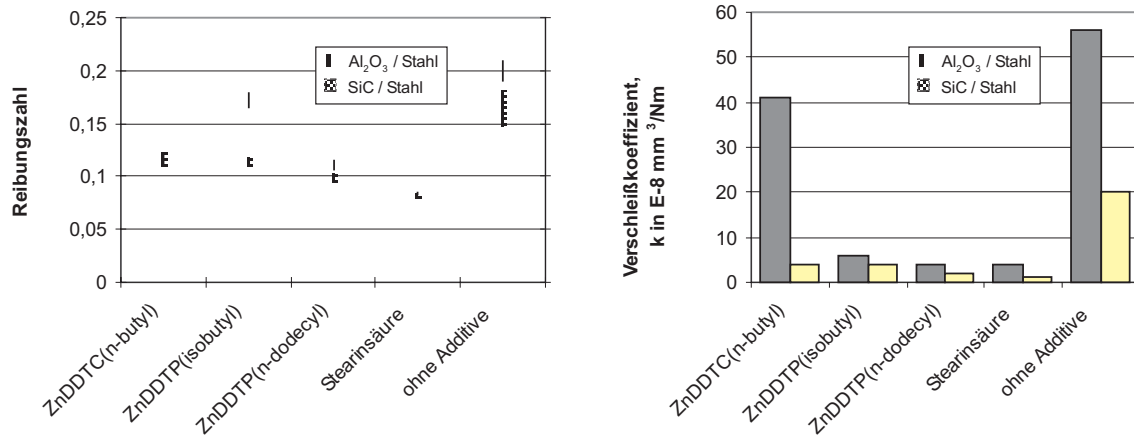


Bild 41: Einfluß von Schmieröladditiven auf die Gleitreibungs- und Verschleißkoeffizienten von Stahl(100Cr6)/Keramik-Paarungen (Vier-Kugel-Apparat) (Habig, 1993)

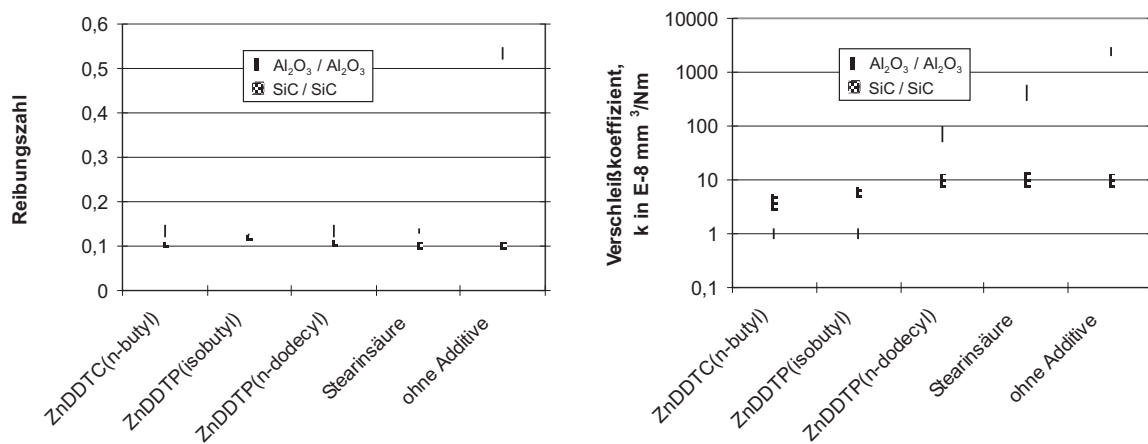


Bild 42: Einfluß von Schmieröladditiven auf die Gleitreibungs- und Verschleißkoeffizienten von Keramik/Keramik-Paarungen (Vier-Kugel-Apparat) (Habig, 1993)

die leichter auswechselbare Stahlkugel verschleifen, während die Keramikkalotte aufgrund ihrer erheblich höheren Druckfestigkeit ihre Kontur annähernd beibehält. Dagegen spricht für eine Keramik/Keramik-Paarung die Möglichkeit, bei der Kugel eine geringere Oberflächenrauigkeit zu erzielen, die einen besseren Gleitreibungskoeffizienten garantiert. Insofern geben Bild 41 und Bild 42 diesen Aspekt nur unzureichend wieder, da alle Versuche mit gleicher Mittenrauigkeit der Kugeln von $< 0.011 \mu\text{m}$ durchgeführt wurden. Im Störbetrieb jedoch, d.h. einem möglichen Trockenlauf bei unzureichender Schmierung, wirkt sich eine unterschiedliche Werkstoffpaarung positiv aus, da hier die Reib- und Verschleißwerte niedriger liegen.

Für das Gleitlager ist fast keine Normalkraft zu erwarten. So bietet sich als Werkstoff für den Gleitring PTFE an, da der Gleitreibungskoeffizient mit ca. 0.1 minimal ist. PTFE ist chemikalien- und lösungsmittelbeständig und nimmt kein Wasser auf. Es wird reines PTFE ohne Zusätze verwendet, da die durch die Zusätze erreichten Materialeigenschaften, wie z.B. eine höhere Festigkeit, bei den hier auftretenden geringen Belastungen eine untergeordnete Rolle spielen und der Gleitreibungskoeffizient sich zudem verschlechtert. Als Reibpartner sollte zur Optimierung des Gleitreibungskoeffizienten aufgrund der Abhängigkeit von der Oberflächengüte nicht die Achse selbst gewählt werden, da diese nur unter erheblichem Aufwand mit einer ausreichend glatten Oberfläche versehen werden kann. Geeignet ist jedoch eine Laufbuchse aus poliertem Saphir (Aluminiumoxid). Die resultierende Rauheit beträgt $1 \mu\text{m}$. Weiterhin ist Saphir sehr hart, so daß sich der Verschleiß auf den PTFE-Ring begrenzen läßt. Dieser wird sich in der Einlaufphase der Laufbuchse anpassen, so daß sich während des Betriebs kein hoher Verschleiß einstellt. Eine Schmierung zur Begrenzung des Verschleißes oder zur Verminderung der Reibung ist bei Verwendung von PTFE eigentlich nicht notwendig. Jedoch ist im späteren Betrieb unter Umständen eine Schmierung zur Minderung der Geräuschentwicklung sinnvoll. Eine Erhöhung des Reibwertes ist in diesem Anwendungsfall hinnehmbar, da während des Betriebes die Belastung sehr gering sein wird. Als Schmierstoffe stehen besondere Fette mit geeigneten Eigenschaften zur Verfügung.

4.4 Konstruktive Auslegung

Zunächst wird die Dimensionierung des Kalotten- und des Gleitlagers durchgeführt, danach endgültig die Geometrie des Lagers festgelegt.

Bei dem Kalottenlager stellt sich die Frage nach dem geeigneten Radienverhältnis. Überlegungen mit Berücksichtigung einer Störung veranschaulicht das Bild 43. Der Radius der Stahlkugel r muß kleiner als der Kalottenradius R sein, da nur so eine Einpunktlagerung gewährleistet ist, d.h. $\frac{r}{R} < 1$. Es wird nun angenommen, daß im Kugelmittelpunkt tangential eine Störkraft F_U angreift, die z.B. aus der Unwucht des Plattentellers resultiert. Das neue Gleichgewicht stellt sich mit dem Winkel β zur vertikalen Achse ein. Auf den Abtastvorgang wirkt sich die tangentielle Verschiebung x der Radienmittelpunkte aus, die sich zu $x = (R - r) \sin \beta$ ergibt. Ist der Winkel β gegeben, so entsteht eine umso kleinere Verschiebung x , je näher das Radienverhältnis $\frac{r}{R}$ bei Eins liegt. Wie nahe dieses Verhältnis letztlich bei Eins liegen darf, entscheiden die Toleranzen des Herstellers. Die technischen Daten ergeben sich aus Bild 43 und der Tabelle 5. Die gewählte Kombination ist innerhalb der DIN- und Zoll-Radien das größtmögliche Radienverhältnis $\frac{r}{R}$. Bei einer Unwucht von 1 N resultiert eine Verschiebung $x = 2,39 \mu\text{m}$, ein extrem geringer Wert. Damit erreicht das Kalottenlager bei der radialen

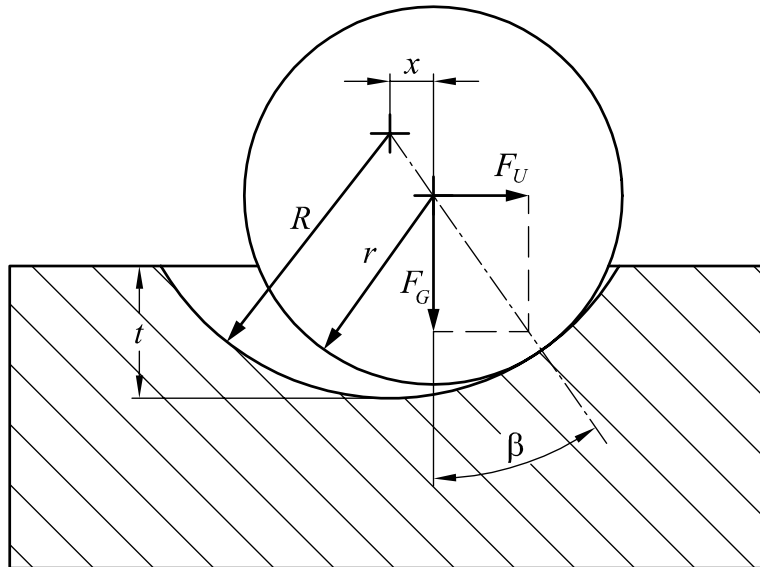


Bild 43: Tangentiale Verschiebung x des Kugelmittelpunkts zum Kalottenmittelpunkt durch eine Störkraft F_U

R	$1,25\text{mm} \pm 0,05\text{mm}$
E_R	$5 \cdot 10^5 \text{N/mm}^2$
t	$0,45\text{mm} \pm 0,03\text{mm}$
β_{max}	$50,25^\circ$
r	$1,19\text{mm} \pm 0,0025\text{mm}$
E_r	$2,1 \cdot 10^5 \text{N/mm}^2$
ν	0,3
F_G	25N

Tabelle 5: Technische Daten des Kalottenlagers

Führung den Toleranzbereich von Gleitlagern.

Es steht noch der Spannungsnachweis für die gewählten Radien und Werkstoffe aus. Dazu ist bekannt, daß die maximale Flächenpressung für ein Spitzenlager $p_{zul} = 3000 \text{ N/mm}^2$ ist (Hildebrand, 1983). Nach Hertz gilt für Spitzenlager:

$$p_{max}^3 = \frac{6F\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{R}\right)^2}{\pi^3(1 - \nu^2)^2\left(\frac{1}{E_r} + \frac{1}{E_R}\right)^2} \leq p_{zul}^3. \quad (54)$$

Es ergibt sich mit den gewählten Werten eine Flächenpressung von $p_{max} = 592 \text{ N/mm}^2$, die deutlich unter dem zulässigen Wert liegt. Selbst bei einer doppelt so großen Belastung von $F = 50 \text{ N}$ liegt die Flächenpressung wegen $F^{\frac{1}{3}}$ nur 26 % höher. Der sensible Parameter ist das Radienverhältnis $\frac{r}{R}$, da z.B. bei einem geänderten Kugelradius von $r = 1 \text{ mm}$ die Flächenpressung auf $p_{max} = 1541 \text{ N/mm}^2$, d.h. den dreifachen Wert, ansteigt.

Bei dem Gleitlager ist aufgrund der ausschließlich abstützenden Funktion im Fall von Störungen der Durchmesser des Lagers im Hinblick auf Reibungsverluste frei wählbar. Jedoch gibt die Festigkeit der tragenden Achse einen Anhaltspunkt, so daß ein Durchmesser von 10 mm festgelegt wird.

Die Konstruktion in Bild 44 wurde mit Hilfe des CAD-Programms Autocad / Mechanical Desktop (1997) erstellt (Wibbeling, 1999), das zur Berechnung von Massenträgheiten geeignet ist. Bei der Berechnung des Schwerpunktabstandes $s = 0.5 \text{ mm}$ ist zu beachten, daß die Schallplatte sowie die Plattenklemme mitberücksichtigt werden. Bei der Schallplatte handelt es sich um eine 180 g-Pressung. Die Plattenklemme ist nach den Vorgaben (s. Kapitel 6) mit einem Durchmesser von 80 mm konstruiert. Da s sehr gering ist, sind zur Sicherheit austauschbare Unterlegscheiben vorgesehen, die bei Bedarf den Plattenteller und somit den Gesamtschwerpunkt absenken. Durch einen einfachen Pendelversuch des kompletten Systems aus Teller, Lager, Schallplatte und Plattenklemme ist der Schwerpunkt kontrollierbar. Die sehr eng tolerierten Stifte, die in die Ringnut der Achse eingreifen, schützen vor axialem Abziehen und garantieren gleichzeitig die radiale Begrenzung.

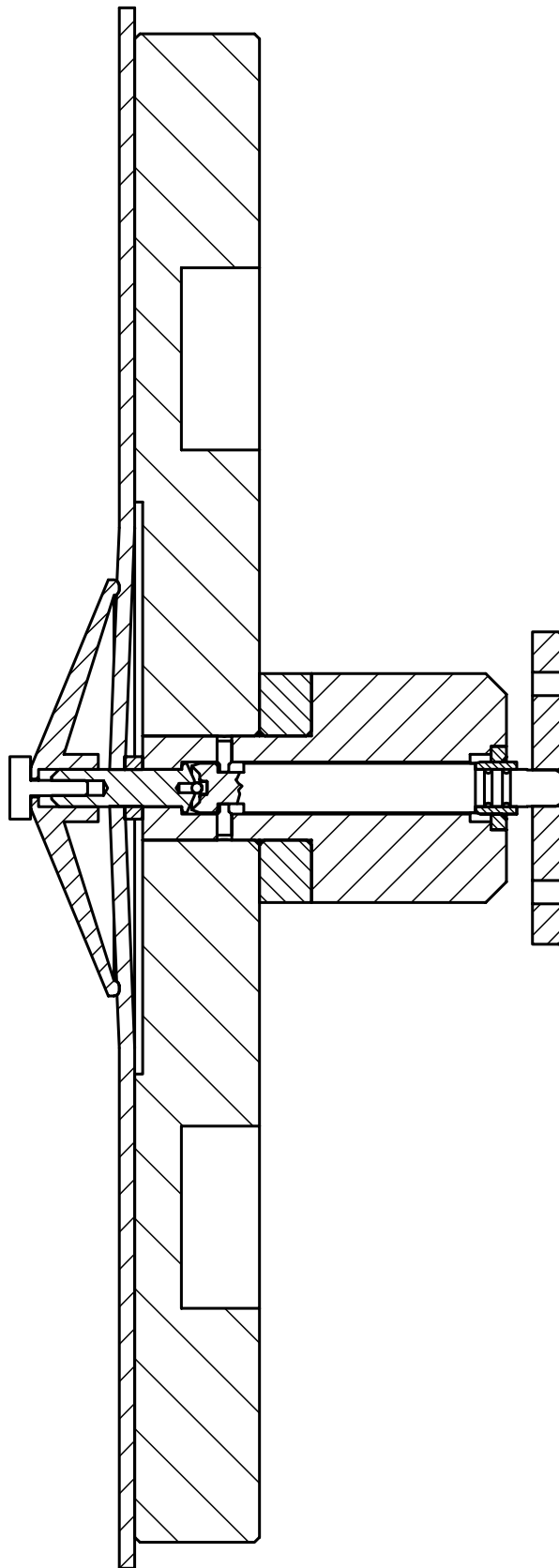


Bild 44: Gesamtansicht des Systems aus Teller und Lager

5 Antrieb

5.1 Riemenantrieb

Die Aufgabe des Antriebs besteht darin, den Plattenteller relativ zum Subchassis mit einer konstanten Drehzahl von 33.33 U/min zu rotieren.

Es können zwei Störungen im Betrieb auftreten. Das aus der grundlegenden Theorie zu erwartende konstante Drehmoment eines Elektromotors unterliegt in der Praxis kleinen Schwankungen. Diese sogenannte Drehmomentwelligkeit, die periodisch ist und je nach Motortyp aus verschiedenen oberwellenhaltigen Frequenzspektren besteht, überträgt sich auf den Antrieb. Die nichtperiodische Störung ergibt sich aus dem Reibmoment, das aus dem Abtastvorgang der Schallplatte durch den Diamanten resultiert. Damit gemeint ist nicht die konstante Gleitreibung, die bei Abtastung einer unmodulierten Rille vorhanden ist, sondern das sich ständig ändernde Bremsmoment bei modulierten Rillen. Bei sehr starken Modulationen treten sogenannte Klemmeffekte (Webers, 1985) auf, die den Plattenteller abbremesen. Die verlorengegangene Energie muß der Motor wieder aufbringen. Beide Störungsarten führen zu Frequenzmodulationen des abgetasteten Signals, d.h. ein Sinuston mit der Kreisfrequenz Ω wird mit allen im Antrieb enthaltenen Störfrequenzen ω nach

$$\cos \left(\Omega t - \frac{\delta \Omega}{\omega} \sin \omega t \right) \quad (55)$$

moduliert.

Der Plattenteller kann auf zwei verschiedene Arten angetrieben werden. Bei dem Direktantrieb (Merkle und Schmieder, 1975) ist die Plattentellerachse mit der Motorachse identisch, d.h. der Plattenteller ist mit der Achse des Motors starr verbunden. Ein prinzipielles Problem stellt dabei der geringe Bauraum für das gemeinsame Lager dar. Zusätzlich werden alle Störungen durch die Drehmomentwelligkeit direkt auf den Plattenteller übertragen. Im Gegensatz dazu besteht bei einem indirekten Antrieb über einen Riemen zwischen Motor und Plattenteller die Möglichkeit, diese Störfrequenzen über die Abstimmung des Riemens, d.h. des Feder-Masse-Systems, zu minimieren.

Die folgenden Ausführungen beziehen sich auf den riemengetriebenen Plattenteller, dessen mechanisches Ersatzmodell in Bild 45 aufgezeigt wird. Zentrale Komponente des Antriebs ist der Elektromotor, dem die Massenträgheitsmomente des Rotors Θ_R und des Gehäuses Θ_G zugeordnet werden.⁴ Der Rotor des Motors ist über einen Riemen der Federkonstante c_1^* und der Dämpfung d_1^* mit dem Plattenteller (Trägheitsmoment Θ_T) verbunden. Das Gehäuse ist über eine Schwingungsisolierung c_2^* und d_2^* mit dem Subchassis Θ_S gekoppelt. Zwischen dem Subchassis und der Zarge wirken die Feder-Dämpfungs-Elemente, die schon ausgelegt sind und die Drehsteifigkeit c_3^* und d_3^* aufweisen. Für das Fundament gilt die Annahme, daß es keine Torsionsschwingungen auf das System überträgt, bzw. daß die Feder-Dämpfungs-Elemente c_3^* so tief abgestimmt sind, daß die Anregung vernachlässigbar ist.

Zur Anordnung des Motorgehäuses in diesem System ist anzumerken, daß eine Positionierung

⁴Im allgemeinen wird das feststehende Gehäuse als Stator bezeichnet. Da jedoch das Gehäuse des Motors aufgrund möglicher Körperschallrückkopplungen zum Plattenteller und Tonarm schwingungsfähig auf dem Subchassis gelagert ist, ist diese Bezeichnung unpassend.

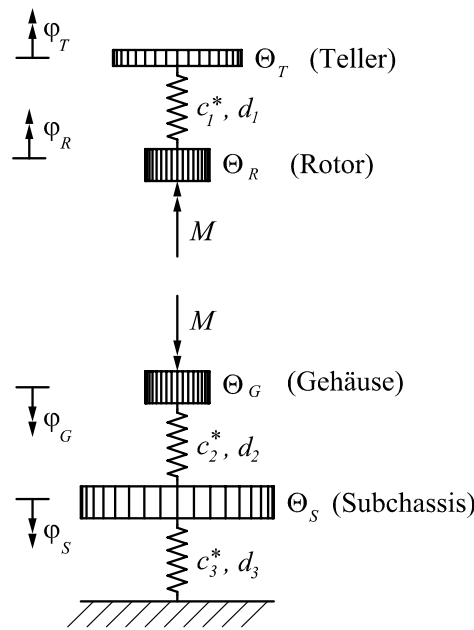


Bild 45: Gesamtsystem des Antriebs. Massenträgheitsmomente: Θ_T Teller, Θ_R Rotor, Θ_G Gehäuse, Θ_S Subchassis. Das Motormoment M ist i.a. abhängig vom mechanischen System.

auf dem Subchassis selten ist. Normalerweise koppelt es starr mit der Zarge, d.h. mit dem Fundament. Dies hat jedoch den Nachteil, daß der Motor nicht vom Fundament entkoppelt wird und Störungen über den Riemen auf den Plattenteller überträgt. Zusätzlich ist durch diese Anordnung die Funktion der Feder-Dämpfungs-Elemente beeinträchtigt, da der Riemen deutlich höher abgestimmt wird als die Feder-Dämpfungs-Elemente und damit einen unsymmetrischen seitlichen Zug auf das Subchassis ausübt. In diesem Fall kann die Anregung des Fundaments auf das System als nicht mehr vernachlässigbar angesehen werden. Die Anordnung des Motorgehäuses auf dem Subchassis hat jedoch den Nachteil, daß der unvermeidliche Körperschall des Motors auf das Subchassis übertragen werden kann, so daß Rückkopplungen über den Tonarm entstehen. Die dafür vorgesehene Schwingungsisolation c_2^* und d_2^* soll deshalb nicht nur in Torsionsrichtung wirken, sondern auch in alle Raumrichtungen. Der Abstimmung zu tiefen Frequenzen sind jedoch Grenzen gesetzt, da sonst ein Zweimassenschwinger mit dem Subchassis entsteht. Die Anordnung des Motors auf dem Subchassis ist deshalb nur sinnvoll, wenn der Motor wenig Körperschall abgibt.

Ein großes Problem in diesem mechanischen Ersatzmodell stellt die Beschreibung des Motors dar. Es wäre wünschenswert, die elektrischen Differentialgleichungen für das Moment M aufzustellen und simultan mit den mechanischen zu lösen. Jedoch ist sofort einsichtig, daß die hier betrachtete Drehmomentwelligkeit bei Kleinstmotoren schwer zu beschreiben ist. Zusätzlich ist die Erfassung der benötigten Daten eines konkreten Motors aufwendig. Wenn man ein Ersatzmodell für die elektrische Seite des Problems formuliert, ist das Moment M auf jeden Fall abhängig von der Abstimmung des mechanischen Systems, d.h. M ist eine Funktion aller Größen $\Theta_T, c_1^*, d_1^*, c_2^*, d_2^*, \Theta_S, c_3^*, d_3^*$.

Einen Grenzfall dieses Modells stellt die Wegerregung $\varphi_R - \varphi_G = \varphi_0 \cos \omega t$ dar, d.h. es wird angenommen, daß die Anregung des Systems durch den Motor mit Hilfe einer vor-

gegebenen Schwingungsamplitude φ_0 bei der Frequenz ω beschrieben werden kann. Diese Betrachtungsweise ist für eine weiche Kopplung des Motors mit dem Subchassis wie auch mit dem Plattenteller denkbar. Bildlich gesprochen kann der Motor dann frei schwingen, und die übertragenen Winkelauslenkungen φ_T und φ_S sind gering. Die Momentenwelligkeit des Motors muß dementsprechend hochfrequent gegenüber der Riemen–Teller–Resonanzfrequenz sein. So liegt z.B. für einen Synchronmotor, der am Netz betrieben wird, die erste Störfrequenz bei 100 Hz. Wird jedoch ein sehr weicher Riemen verwendet, nimmt die Gefahr von Eigenresonanzen des Riemens stark zu. Der Riemen muß demnach als kontinuierlicher Schwinger angesehen werden, der zu Schwingungen in Normalen– wie auch in Biegerichtung angeregt werden kann. Zudem kann ein weicher Riemen bei geringer Vorspannung einen erhöhten Schlupf zwischen Antriebsrad und Riemen und alle dazugehörigen Probleme wie Stick–Slip–Effekt und die dadurch verstärkten Eigenresonanzen hervorrufen. Erst eine experimentelle Untersuchung kann letztlich Aufschluß darüber geben, ob ein weich abgestimmtes System durch den Grenzfall der Wegerregung beschrieben werden kann.

Alle angesprochenen Probleme zeigen, daß der mechanischen Auslegung des Systems relativ enge Grenzen gesetzt sind, um die Übertragung der Momentenwelligkeit des Motors auf den Plattenteller, d.h. auf die vom Tonarm abgetastete Winkeldifferenz $\varphi_T - \varphi_S$, zu reduzieren. Die folgende Optimierung zielt deshalb darauf ab, experimentell die Momentenwelligkeit des Motors zu reduzieren. Dazu wird zunächst ein herkömmliches System mit einem am 220 V–Netz betriebenen Klauenpol–Synchronmotor meßtechnisch untersucht und relativ zu dieser Referenz das Verhalten des gleichen Systems mit geänderter elektrischer Ansteuerung bewertet. Dabei ist der verwendete Motor in der Bauart und der Leistungsklasse übereinstimmend, jedoch für Niederspannung ausgelegt. Abschließend werden die Ergebnisse für einen Scheibenläufer–Synchronmotor mit ca. dreifachem Drehmoment aufgezeigt.

5.2 Referenz

Als Referenz dient ein handelsüblicher 2–phasiger Synchronmotor, der über einen 1.78 mm dicken Rundriemen einen 2 kg schweren Plattenteller antreibt. Der Motor ist an Gummifedern aufgehängt und mit einem ca. 7 kg schweren Subchassis aus Vollmaterial gekoppelt. Die Feder–Dämpfer–Abstimmung des Subchassis in Torsionsrichtung liegt bei ca. 3 Hz. Die Riemenuntersetzung beträgt 1:7.5, um die 250 U/min des Motors auf die Solldrehzahl einzustellen. Das Antriebsrad des Motors mißt im Durchmesser 13.3 mm, angetrieben wird ein Subteller von 100 mm Durchmesser. Der Achsenabstand von 75 mm bewirkt, daß die Länge des Riemens, der nicht umschlungen ist und damit den federnden Anteil darstellt, 61 mm beträgt.

Der Synchronmotor gehört zu der Baugruppe der Klauenpolmotoren. Der Dauermagnetrotor ist von zwei aneinandergereihten Ringspulen umgeben, die so gegeneinander verdreht sind, daß eine gleichmäßige Verzahnung entsteht. Die zwei Phasen sollen mit um 90° verschobenen Sinusspannungen angesteuert werden. Die hier untersuchte 110 V–Ausführung wird direkt am Netz betrieben, wobei die fehlende zweite Phase durch einen Vorkondensator erzeugt wird. Da der Motor 12 Pole besitzt, ergibt sich bei einer Netzfrequenz von 50 Hz die Umdrehungszahl von 250 U/min. Zur Charakterisierung des maximal abgegebenen Moments wird das Synchrondrehmoment, das für den Motor garantierte Kippmoment bei Nennstrom, definiert. Bei der verwendeten Baugröße von 51 mm Durchmesser beträgt das Synchronmoment

nach Angabe des Herstellers 10 mNm.

Für die nachfolgenden Messungen kommt nur der Kanal *A* aus der Meßkette Bild 19 zum Einsatz. Der Meßaufnehmer wird auf dem Subchassis so ausgerichtet, daß die Bahnbeschleunigung $a\ddot{\varphi}_S$ im maximal möglichen Abstand von $a = 300$ mm zum Mittelpunkt gemessen wird.

Zunächst wird ein reduziertes System aus Motor und Subchassis untersucht. Der Plattenteller ist nicht eingebunden, d.h. $\Theta_T = c_1^* = d_1^* = 0$. Die Kopplung zwischen Gehäuse und Subchassis ist mit $c_2^* = \infty$ starr. Das Ergebnis zeigt Bild 46. Aufgetragen ist die Beschleunigung

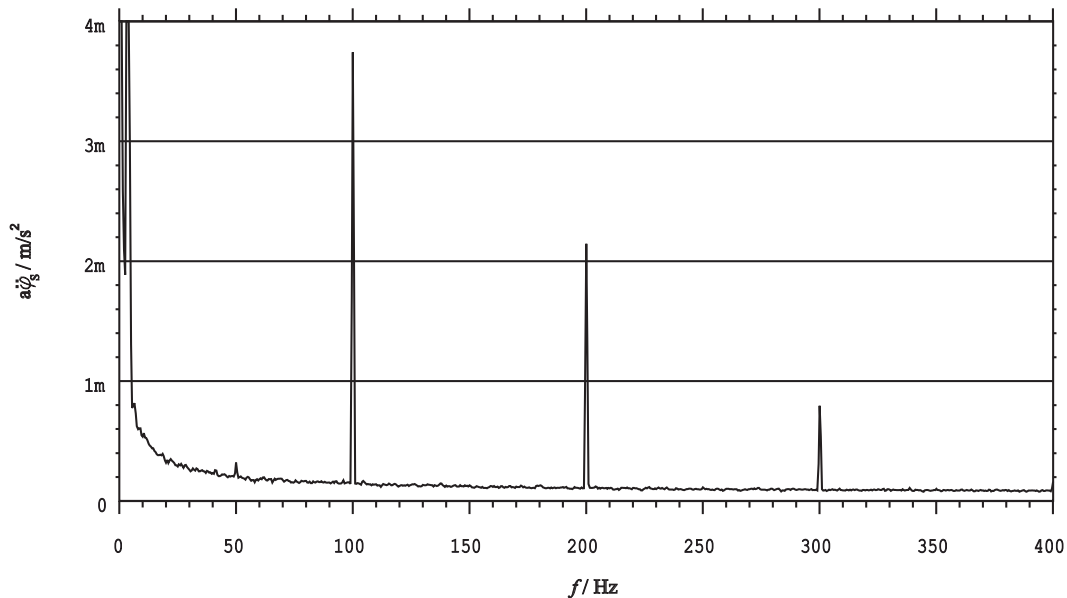


Bild 46: Gemessene Beschleunigung $a\ddot{\varphi}_S$ des Subchassis gegen die Frequenz der Referenz mit Netzspeisung (Ordinate: $m=10^{-3}$). Reduziertes System $\Theta_T = c_1^* = d_1^* = 0$, Starr gekoppelter Motor $c_2^* = \infty$

nigung $a\ddot{\varphi}_S$ in mm/s^2 gegen die Frequenz f in Hz. Das Fourierspektrum der gemessenen Schwingung zeigt deutlich die 100 Hz–Störfrequenz der Drehmomentwelligkeit mit den dazugehörigen Oberwellen bei 200 Hz und 300 Hz. Die besonders hohe Störfrequenz bei 100 Hz ergibt sich aus der Bauform des Motors. Der Peak bei 50 Hz ist vergleichsweise gering.

Die folgenden zwei Messungen, die nicht graphisch dargestellt werden, behandeln geänderte mechanische Parameter. So wird zunächst das gesamte System mit starrer Kopplung $c_2^* = \infty$ zwischen Gehäuse und Subchassis untersucht. Es ist auffallend, daß nur die Amplitude des 100 Hz–Peaks um 30% reduziert ist, während die anderen Amplituden bei 200 Hz und 300 Hz nahezu unverändert bleiben. Anschließend wird die starre Kopplung des Gehäuses an das Subchassis durch weiche Gummifedern ersetzt. Die 200 Hz– und 300 Hz–Peaks treten nicht mehr auf, der 100 Hz–Peak bleibt nahezu unverändert.

Wenn für das mechanische Ersatzsystem aus Bild 45 eine Wegerregung $\varphi_R - \varphi_G = \varphi_0 \cos \omega t$ angenommen wird, und die Vergrößerungsfunktionen für $a\ddot{\varphi}_S$ mit bekannten Trägheitsmomenten und angepaßten Federkonstanten c_1^* und c_2^* ohne Berücksichtigung von Dämpfung berechnet werden, lassen sich die Messungen in Bild 47 qualitativ nachvollziehen. Die Tabelle 6 enthält alle Meßwerte der drei Systeme im Vergleich zu den theoretischen Vergrößerungsfunktionen. Für die 100 Hz– und 200 Hz–Peaks stimmen die gemessenen mit den theo-

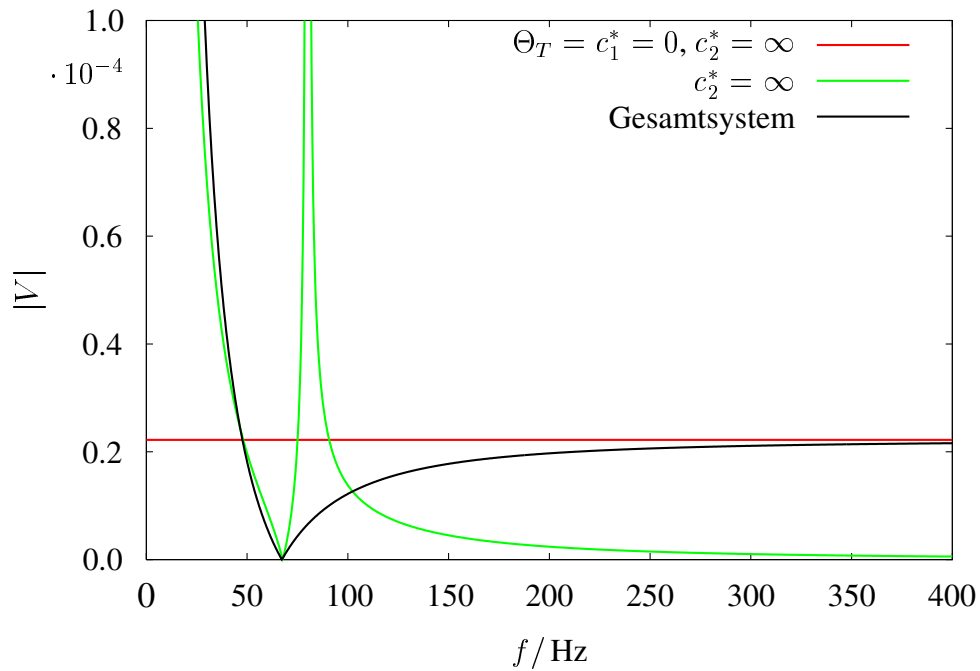


Bild 47: Vergrößerungsfunktionen $|V| = |\varphi_S/\varphi_0|$ für drei verschiedene Systeme mit Wegerregung $\varphi_R - \varphi_G = \varphi_0 \sin \omega t$. Angepaßte Federkonstanten c_1^* und c_2^* ohne Dämpfung $d_1^* = d_2^* = d_3^* = 0$. System 1: Reduziertes System $\Theta_T = c_1^* = 0$, Starr gekoppelter Motor $c_2^* = \infty$, System 2: Gesamtsystem, Starr gekoppelter Motor $c_2^* = \infty$, System 3: Gesamtsystem

100 Hz	System 1	System2	System3
Messung $a\ddot{\varphi}_S/\text{mm/s}^2$	3.74	2.08	2.28
Theorie V	2.22	1.22	1.36
200 Hz	System 1	System2	System3
Messung $a\ddot{\varphi}_S/\text{mm/s}^2$	2.14	1.86	0.22
Theorie V	2.22	1.97	0.24
300 Hz	System 1	System2	System3
Messung $a\ddot{\varphi}_S/\text{mm/s}^2$	0.79	0.60	0.28
Theorie V	2.22	2.11	0.13

Tabelle 6: Vergleich der theoretischen mit den experimentell ermittelten Meßwerten für die drei untersuchten Systeme. System 1: $\Theta_T = c_1^* = d_1^* = 0$, $c_2^* = \infty$, System 2: $c_2^* = \infty$, System 3: Gesamtsystem

retischen Werten im Rahmen der Meßgenauigkeit sehr gut überein. Beim 300 Hz–Peak sind große Abweichungen beim System mit weichen Gummifedern festzustellen. Hier könnten die vernachlässigten Dämpfungen der Gehäuseaufhängung eine Rolle spielen. Abschließend sei darauf hingewiesen, daß sich mit dem Grenzfall einer Momentenerregung $M = m_0 \cos \omega t$ keine qualitativ ähnlichen Ergebnisse erzielen lassen.

5.3 Antrieb mit Synthesenetz

Die zugrundeliegende Idee (Uhle, 1999) besteht darin, die elektrische Ansteuerung des Motors zu optimieren. Es ist bekannt, daß das 220V–Netz keine rein sinusförmige Spannung liefert. Der in Wirklichkeit stark oberwellenbehaftete Sinus könnte zu den gemessenen Pendelmomenten bei den Vielfachen von 100 Hz führen. Die Pendelmomente können jedoch auch ihre Ursache in der Anordnung und Geometrie der Polung, in Sättigungseffekten und auch in dem stromlosen Rastmoment eisenbehafteter Statoren haben (John und Liska, 1975). Diese Probleme zweiter Ordnung bewirken, daß das resultierende Magnetfeld nicht rein sinusförmig ist. Wir versuchen, diese Effekte durch gezielte Einspeisung von Oberwellen auszugleichen. Aus der Theorie ist bekannt, daß die Oberwellen nur Vielfache der Grundfrequenz der Speisespannung von 50 Hz sein können. Die Amplitude und die Phasenlage sind unbekannt. Dabei ist aufgrund der Konvergenz der zu suchenden Reihe eindeutig, daß die Amplituden zu größeren Frequenzen hin abnehmen müssen.

Die Ansteuerung des Motors beschreibt das Blockschaltbild 48. Mit Hilfe eines Wave–Programms werden auf den zwei zueinander phasenkohärenten Kanälen A und B passende Funktionen mit einer Auflösung von 16 Bit im Computer generiert und über einen D/A–Wandler in einen Spannungsverstärker gegeben. Das Ergebnis kontrollieren ein Oszilloskop und zwei Multimeter zur Effektivwertmessung. Die Anordnung besteht aus den folgenden Geräten:

- ein Pentium 133 MHz
- eine Stereo–Soundkarte Soundblaster 128 PCI
- ein Stereo–Spannungsverstärker Onix OA21
- ein Oszilloskop
- zwei Multimeter

Das reduzierte System 1 des starr an das Subchassis gekoppelten Motors ohne Antrieb des Plattentellers reicht zur Beurteilung der Qualität des Motors unter der Annahme aus, daß Rückkopplungen über den Riemen die Qualität der Optimierung nicht beeinflussen. Diese Annahme ist durch die Analyse des Referenzsystems gerechtfertigt, da das mechanische System aus Teller, Riemen und Untersetzungsverhältnis nicht verändert werden soll.

Wie vom Hersteller des Motors angegeben, werden die zwei Phasen zunächst mit gleicher Spannungsamplitude um 90° verschoben angesteuert. Die Spannungsamplituden werden so gewählt, daß ein Strom von 30 mA, 60 mA, 90 mA und 120 mA fließt. Der vom Hersteller angegebene Nennstrom von 150 mA konnte durch den Verstärker nicht stabil gehalten werden, da

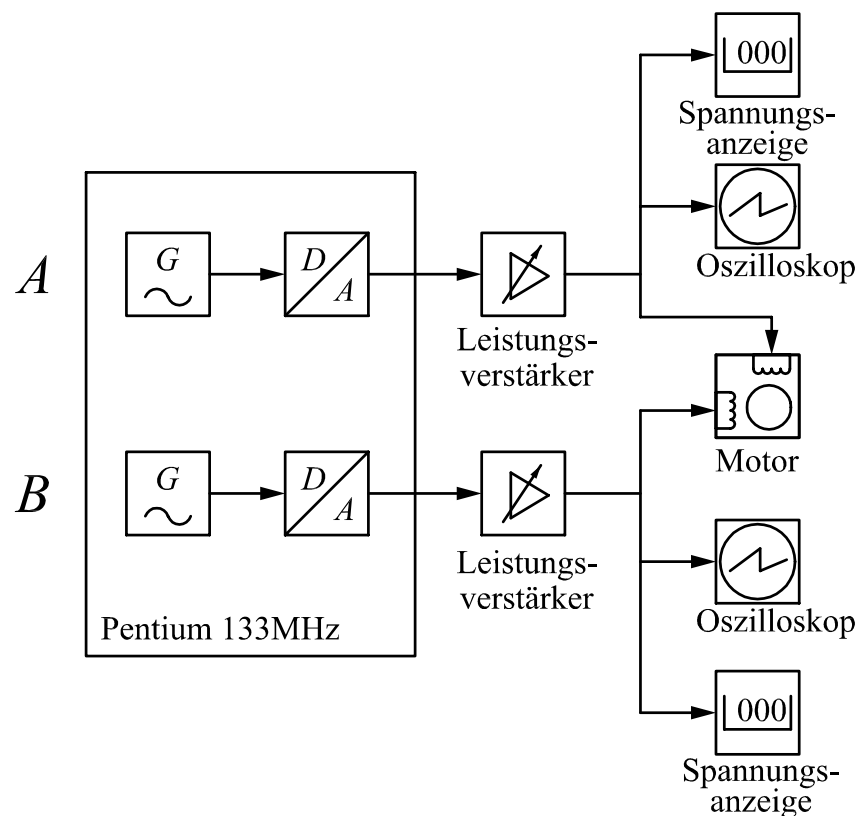


Bild 48: Blockschaltbild der Ansteuerung des Motors

die Erwärmung des Motors zu groß war. Die dafür erforderliche Nennspannung von weit über 30 V läßt auch darauf schließen, daß der Motor im gesättigten Bereich betrieben wird. Die Ergebnisse für diese Ansteuerungsart haben ein qualitativ ähnliches Spektrum wie die Referenz ergeben. Für 30 mA stimmt das Ergebnis auch quantitativ überein, was darauf hindeutet, daß der um 90° verschobene reine Sinus noch keinen Vorteil gegenüber der oberwellenbehafteten Netzspannung bietet. Bei größeren Nennströmen werden die Ergebnisse zudem noch deutlich schlechter.

Die Strategie zur Optimierung beginnt mit der Einregelung der Grundwelle von 50 Hz. Die Veränderung der Spannungsamplitude einer Phase und ihre leichte Verschiebung zur zweiten Phase haben den 100 Hz–Peak stark, die übrigen Peaks gar nicht beeinflußt. Durch sukzessive Änderung dieser beiden Parameter kann ein Optimum eingeregelt werden, in dem der 100 Hz–Peak nicht mehr vorhanden ist. Die Ergebnisse für Spannungen, Ströme und Phasenlage faßt die Tabelle 7 zusammen. Bei genauer Betrachtung zeigen sich bei 96 Hz und 104 Hz noch geringe Peaks, die mit ansteigender Spannungsamplitude wachsen. Es handelt sich hier um Frequenzmodulationen mit Modulationsfrequenz 4 Hz. Sie resultiert aus der Umdrehungszahl des Motors und läßt auf Fehler im Gleitlager schließen. Die 200 Hz– und 300 Hz–Peaks nehmen, wie schon oben erwähnt, stark zu und gehen deutlich über das Niveau der Referenz hinaus.

Die Frage, welche Stromstärke sinnvoll ist, hängt davon ab, wie stark diese Peaks durch weitere Optimierung reduziert werden können, und wie groß das Synchronmoment bei niedri-

I	$\approx 30 \text{ mA}$	$\approx 60 \text{ mA}$	$\approx 90 \text{ mA}$	$\approx 120 \text{ mA}$	Referenz
U_A/V	14.24	20.16	25.14	30.6	–
U_B/V	14.31	20.03	25.11	30.7	–
$\varphi(U_A/U_B)$	87.12°	90.36°	93.06°	94.86°	–
I_A/mA	32.5	62.5	89.7	117.2	–
I_B/mA	30.2	58.5	85.8	114.1	–
$a\ddot{\varphi}_S(96\text{Hz})/\text{mm/s}^2$	0.19	0.22	0.26	0.36	3.74 (100Hz)
$a\ddot{\varphi}_S(200\text{Hz})/\text{mm/s}^2$	0.22	2.61	5.59	8.64	2.14
$a\ddot{\varphi}_S(300\text{Hz})/\text{mm/s}^2$	0	0.7	2.94	3.85	0.79

Tabelle 7: Meßergebnisse nach eingeregelter Grundwelle für verschieden starke Bestromungen . Relative Veränderung der Amplituden und Phasenlage

ger Bestromung ist. Es zeigt sich, daß das Synchronmoment bei der Bestromung mit 30 mA schon höher liegt als bei der Referenz. Insofern ist schon jetzt eine Betriebsart gefunden, deren Störpeaks im Vergleich mindestens eine Zehnerpotenz niedriger liegen.

Zusätzlich wird im folgenden versucht, den 200 Hz–Peak durch Addition oder Subtraktion von Oberwellen zu eliminieren. Dazu wird mit der ersten Oberwelle bei 100 Hz mit 1/100 Amplitude zur Grundwelle gestartet und die Auswirkungen durch eine erneute Messung beurteilt. Zeigt sich eine Reduzierung des Peaks, so wird solange die Amplitude der Oberwelle verändert, bis auf diese Weise der Peak nicht mehr reduziert werden kann. Anschließend wird die Phasenlage zur 50 Hz Grundwelle nach derselben Vorgehensweise verändert und bewertet, danach wiederum die Amplitude usw.. Im Fall, daß diese iterative Vorgehensweise nicht mehr zu einer Verringerung des gemessenen Peaks beiträgt, wird die nächste Oberwelle berücksichtigt. Bei dem hier untersuchten Motor läßt sich der 200 Hz–Peak bei 30 mA Bestromung um ca. 30 % reduzieren. Es treten zusätzlich Wechselwirkungen zwischen der Oberwellenkorrektur und der schon eingeregelter Grundwelle auf. Die Anzahl der Parameter, zwei Amplituden und zwei Phasen pro Oberwelle, lassen eine manuelle Optimierung bei diesem Motortyp nicht zu, so daß an dieser Stelle ein Regelkreis notwendig wäre, der jedoch nicht untersucht wurde. Trotzdem ist festzuhalten, daß der Motor auf Korrekturen reagiert.

Die Messung des Motors bei einer Bestromung von 30 mA mit einer addierten 5. Oberwelle mit 1/55 Amplitude zur Grundwelle und Phasenlage 0° ist in Bild 49 zu sehen. Der 200 Hz–Peak beträgt nur noch 0.16 mm/s^2 .

In Bild 49 ist zu erkennen, daß der in Bild 46 vergleichsweise geringe Peak bei 50 Hz von 0.38 mm/s^2 jetzt im Verhältnis zu den optimierten Peaks den größten Anteil darstellt. Da der Abtastvorgang der Schallplatte proportional zu der Geschwindigkeit ist, müssen alle absolut gemessenen Beschleunigungen mit f skaliert werden. So ist die weitere Verringerung des 50 Hz Peaks von besonderem Interesse. Als Ursache kommt eine axiale Unsymmetrie des Dauermagnetrotors in Frage, der einseitig einen verringerten und anderseitig einen vergrößerten Luftspalt zwischen Dauermagnet und Spule zur Folge hat. Es wird deshalb ein Gleichanteil zu beiden Speisespannungen hinzugegeben, der sukzessiv eingeregelt wird. Um einen ausreichenden Signalrauschabstand der Meßaufnehmer zu garantieren, wird für diese Untersuchung der Motor separat in weichen Gummifedern aufgehängt, so daß aufgrund des verringerten

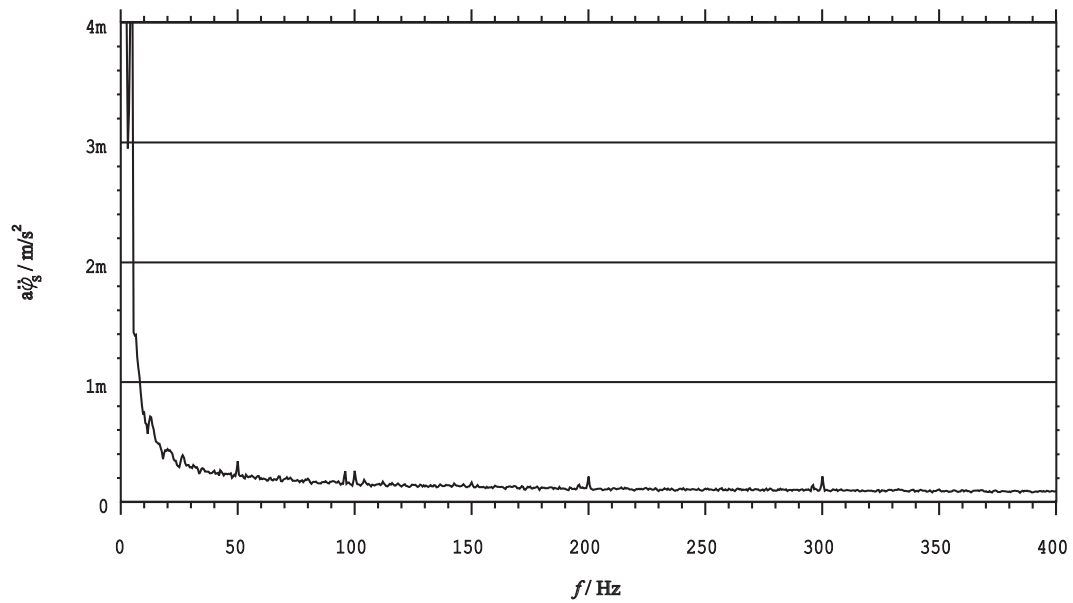


Bild 49: Gemessene Beschleunigung $a\ddot{\varphi}_S$ des Subchassis gegen die Frequenz des oberwellenkorrigierten Motors. Reduziertes System $\Theta_T = c_1^* = d_1^* = 0$, Starr gekoppelter Motor $c_2^* = \infty$

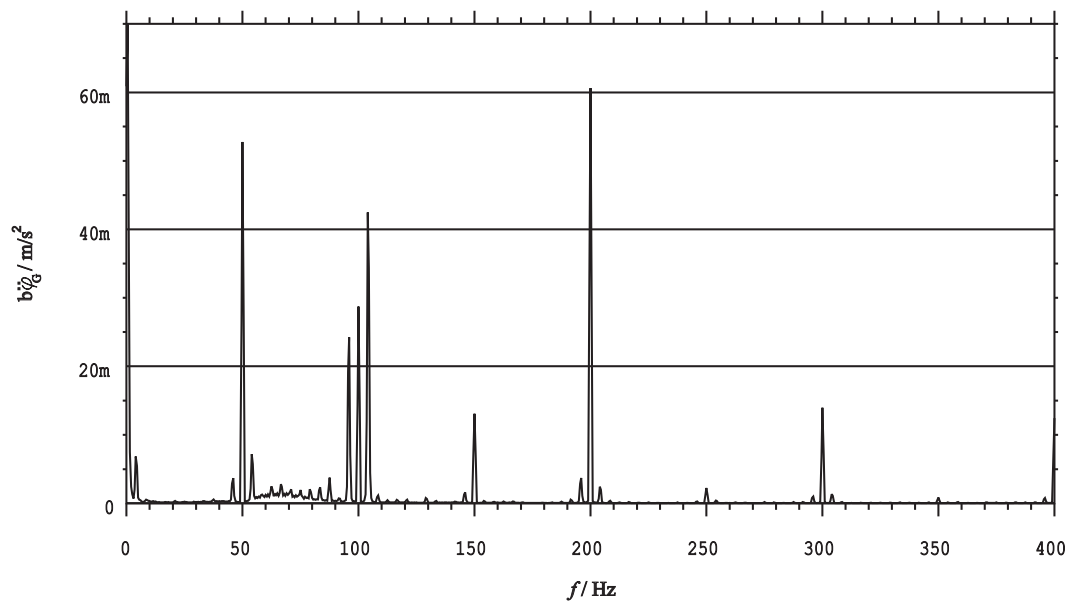


Bild 50: Gemessene Beschleunigung $b\ddot{\varphi}_G$ des separaten Motors gegen die Frequenz ohne Offsetkorrektur

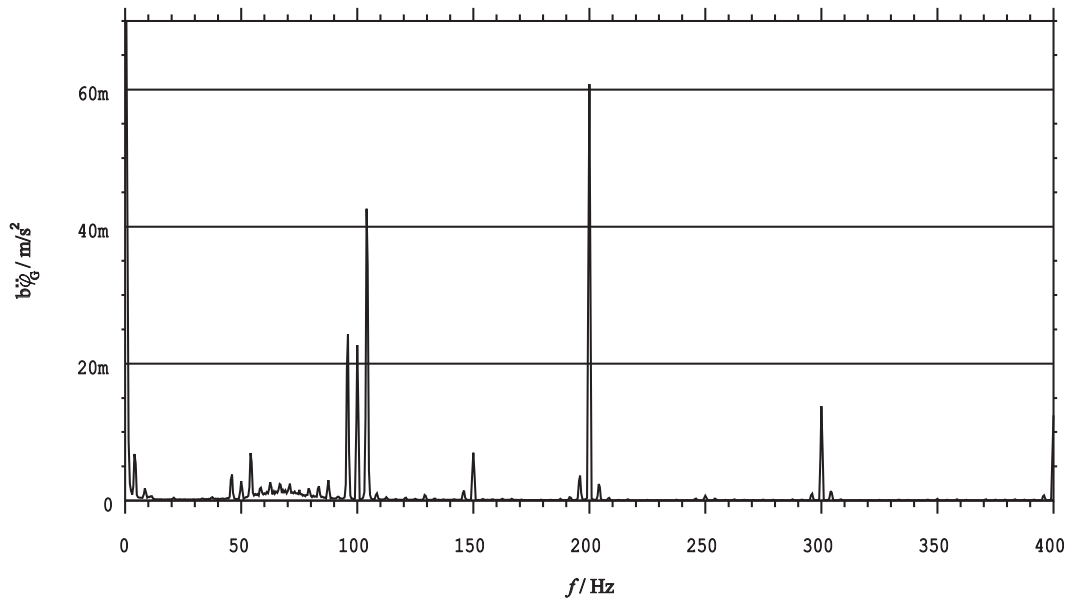


Bild 51: Gemessene Beschleunigung $b\ddot{\varphi}_G$ des separaten Motors gegen die Frequenz mit Offsetkorrektur

Trägheitsmoments größere Amplituden $b\ddot{\varphi}_G$ am Motorgehäuse im Abstand $b = 35$ mm auftreten. Das Bild 50 zeigt die gemessenen Amplituden ohne Korrektur des Offsets, das Bild 51 zeigt das Ergebnis mit Korrektur. Der 50 Hz–Peak kann von 53 mm/s^2 auf 2.75 mm/s^2 reduziert werden. Der Offset von U_1 beträgt 15 mV, der von U_2 10 mV. Um den gemessenen Peak bei 50 Hz kleiner als 5 mm/s^2 zu halten, ist eine Verstärkerdrift von $\pm 2 \text{ mV}$ zulässig. Es ist anzumerken, daß der unkorrigierte Peak in Bild 50 nicht aus einem Nullabgleich resultiert, sondern aus dem vorhandenen Offset des verwendeten Verstärkers. Für diesen Versuchsaufbau werden zwei Mono–Verstärker des Typs HP3130 zwischen den Stereoverstärker und die Phasen des Motors geschaltet, die eine Offsetkorrektur zulassen. Bei Nullabgleich beträgt der Peak bei 50 Hz noch 21.2 mm/s^2 .

5.4 Scheibenläufermotor

Wenn die Drehmomentwelligkeit des Motors die einzige auftretende Störung beim Antrieb eines Plattenspielers wäre, wäre das Ziel der Optimierung im letzten Abschnitt erreicht. Theoretisch kann man diesen Weg noch weiter gehen, indem man versucht, einen kleineren Motor derselben Baureihe zu optimieren. Dadurch würden die auf das Subchassis übertragenen Oberwellen aufgrund des kleineren Trägheitsmomentverhältnisses Θ_R/Θ_S und der angenommenen kleineren absoluten Drehmomentwelligkeit reduziert. Da jedoch durch die modulierten Rillen der Schallplatte eine nichtperiodische zusätzliche Störung vorhanden ist, ist der Antrieb durch einen sehr drehmomentschwachen Motor mit weicher Riemenabstimmung nicht möglich. Man stelle sich eine einmalige starke Modulation in der Schallplatte vor, die zu einem Klemmeffekt führt. Der Teller wird abgebremst, da der Antriebsriemen nachgibt und auch der Synchronmotor durch die Belastung mit einem größeren Fehlwinkel zwischen dem Permanentmagnetläufer und der Drehfeldachse reagiert. Das Ergebnis ist ein sich nur langsam wieder einpendelnder Teller mit der Resonanzfrequenz des gesamten Systems. Ein schwerer Teller würde die Am-

plitude der Pendelung stark verringern, da die gespeicherte kinetische Energie des Tellers groß gegenüber der Bremsenergie des Klemmeffekts ist. Wenn man sich jedoch mehrere aufeinanderfolgende Modulationen vorstellt und berücksichtigt, daß der Masse des Tellers Grenzen gesetzt sind, ergeben sich Abweichungen von der Solldrehzahl.

Deshalb soll im Folgenden ein drehmomentstarker Scheibenläufermotor untersucht werden. Dieser Synchronmotor zeichnet sich durch ein extrem geringes stromloses Rastmoment im Verhältnis zum Synchronmoment aus. Zusätzlich sind die Spulen der zwei Phasen räumlich soweit voneinander getrennt, daß nach Angabe des Herstellers keine gegenseitige elektrische Beeinflussung eintritt. Insofern ist von einem annähernd sinusförmigen Verlauf des Magnetfeldes auszugehen.

Die Ansteuerung des Motors ist identisch mit der aus Bild 48. Zur Beurteilung der Drehmomentwelligkeit soll wiederum das reduzierte System des starr an das Subchassis gekoppelten Motors ohne Antrieb des Plattentellers ausreichen. Da das Trägheitsmoment des Rotors Θ_R nur ein Drittel des Klauenpolmotors beträgt, sind die Meßwerte für $a\ddot{\varphi}_S$ entsprechend zu skalieren. Das Synchronmoment bei Nennstrom ist ca. 6 mal größer. Da der Motor 50 Pole hat, wird die Grundfrequenz auf 104 Hz festgelegt, um eine Umdrehungszahl von ca. 250 U/min zu erreichen.

Das Meßergebnis bei symmetrischer Bestromung und einer Phase von 90° zeigt das Bild 52.

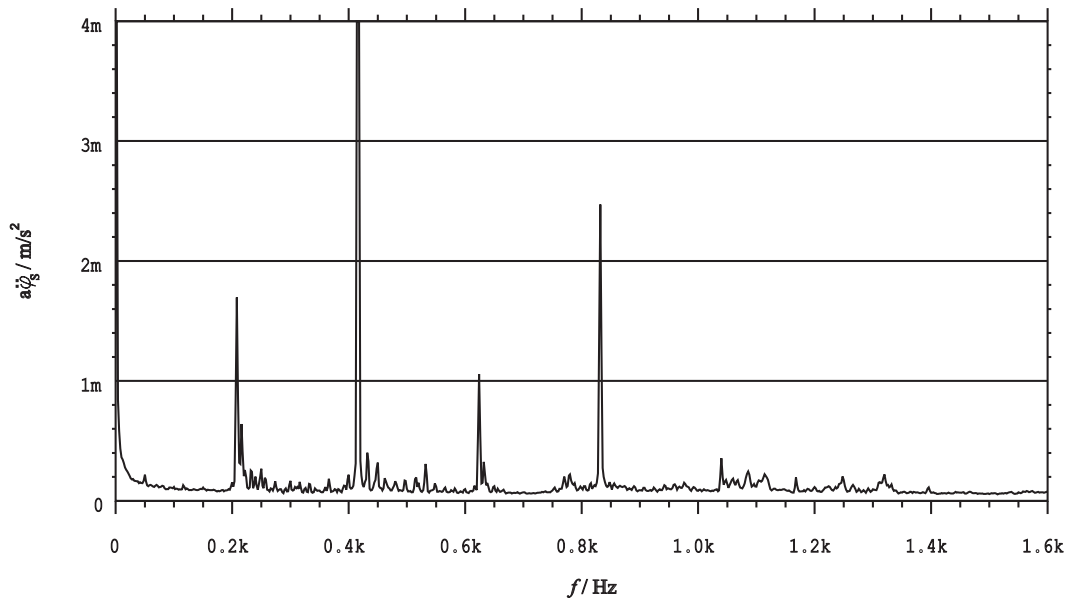


Bild 52: Gemessene Beschleunigung $a\ddot{\varphi}_S$ des Subchassis gegen die Frequenz des symmetrisch angesteuerten Scheibenläufermotors. Reduziertes System $\Theta_T = c_1^* = d_1^* = 0$, Starr gekoppelter Motor $c_2^* = \infty$. Die Amplitude bei 432 Hz beträgt 16 mm/s².

Die Anwendung der Optimierungsstrategie durch sukzessives manuelles Einregeln der Grundwelle und der Oberwellen hat zu extremen Verbesserungen der Drehmomentwelligkeit geführt. Das Ergebnis zeigt Bild 53 bei Verwendung der Speisespannungen aus Tabelle 8. Die Verbesserung gegenüber der symmetrischen Ansteuerung macht die Tabelle 9 deutlich.

In Bild 53 zeigt sich, daß die Peaks, die aus den Kugellagergeräuschen resultieren, schon

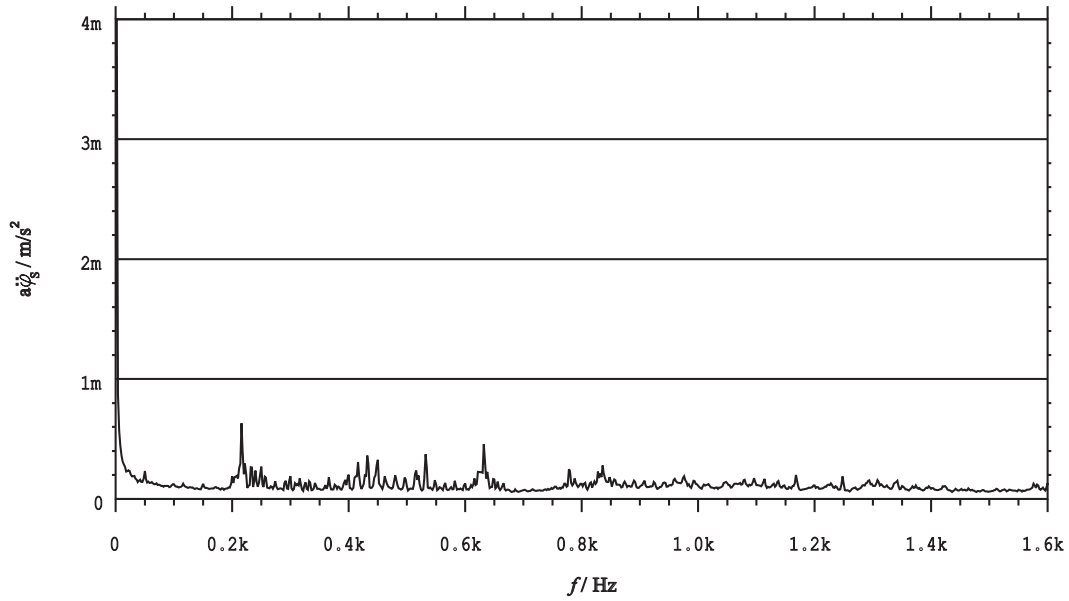


Bild 53: Gemessene Beschleunigung $a\ddot{\varphi}_S$ des Subchassis gegen die Frequenz des oberwellenkorrigierten Scheibenläufermotors. Reduziertes System $\Theta_T = c_1^* = d_1^* = 0$, Starr gekoppelter Motor $c_2^* = \infty$

$$\begin{aligned}
 U_A/U_0 &= \sin\left(2\pi\left(ft - \frac{1}{4} + 0.0036\right)\right) - \frac{1}{5.9} \sin\left(2\pi\left(5ft - \frac{1}{4} - 0.0075\right)\right) \\
 &\quad + \frac{1}{50} \sin\left(2\pi\left(9ft - \frac{1}{4} - 0.0026\right)\right) \\
 U_B/U_0 &= \sin\left(2\pi\left(ft\right)\right) - \frac{1}{5.9} \sin\left(2\pi\left(5ft - 0.0075\right)\right) + \frac{1}{50} \sin\left(2\pi\left(9ft - 0.0026\right)\right)
 \end{aligned} \tag{56}$$

Tabelle 8: Oberwellenkorrigierte Speisespannung (normiert)

	208 Hz	416 Hz	624 Hz	832 Hz
$a\ddot{\varphi}_S / \text{mm/s}^2$ symmetrisch	1.7	16.0	1.06	2.47
$a\ddot{\varphi}_S / \text{mm/s}^2$ optimiert	0.19	0.31	0.39	0.21

Tabelle 9: Vergleich der gemessenen Beschleunigung $a\ddot{\varphi}_S$ bei symmetrischer und optimierter Ansteuerung des Scheibenläufermotors

deutlich höher liegen als die durch die Optimierung beeinflussbaren Peaks. Insofern ist eine genaue Einregelung des Optimums nicht mehr weiter verfolgt worden. Es ist wahrscheinlich, daß die Umrüstung des Motors auf Sintergleitlager die Geräusche des Motors noch deutlich senken wird und eine verbesserte Einregelung des Motors sinnvoll erscheint. Eine Schwierigkeit liegt jedoch in der Erwärmung des Motors wie auch des verwendeten Verstärkers. Die resultierende Drift des Verstärkers führt zu einer deutlichen Verschlechterung des manuell eingeregelten Optimums. Versuche mit einem leistungsstärkeren Verstärker haben jedoch gezeigt, daß dieses Problem deutlich reduziert wurde. Ein Regelkreis würde zusätzlich Abhilfe schaffen. An der Bestromung in Tabelle 8 ist auffällig, daß die Korrektur mit der 5. Oberwelle ca. ein Sechstel zur Grundwelle beträgt. Diese relativ große Amplitude deutet darauf hin, daß das Magnetfeld des Motors deutlich von der optimalen Sinusform abweicht. Zum Vergleich ist deshalb ein Motor aus der gleichen Serie, jedoch größerer Leistungsstufe untersucht worden. Die dort benötigte Korrektur liegt bei der 5. Oberwelle nur noch bei einem Dreißigstel der Grundwelle.

Abschließend ist anzumerken, daß der Scheibenläufer in der Praxis erst eingesetzt werden kann, wenn die Lagerprobleme und die Regelungsprobleme ausgeräumt sind. Der Klauenpolmotor ist mit der optimierten Ansteuerung im Hinblick auf die absolute Drehmomentwelligkeit vorzuziehen.

6 Plattenteller

6.1 Problemstellung

Aufgrund der geringen Dicke der Schallplatte im Verhältnis zum Radius und des weichen Materials PVC hat eine frei schwingende Schallplatte sehr tiefe Eigenfrequenzen. Die Kopplung der Schallplatte mit dem Plattenteller hat deshalb zum Ziel, Biege- und Torsionsschwingungen, die durch den Luftschall oder den Abtastvorgang angeregt werden, zu minimieren.

Hinsichtlich der geometrischen und konstruktiven Gestaltung des Plattentellers wird zunächst theoretisch untersucht, unter welchen Bedingungen für verschieden steife Schallplatten ein gleichmäßiger Anpreßdruck im Rillenbereich auf dem Plattenteller vorliegt. Dabei werden auch Ringkräfte zugelassen, die im Bereich des Plattenlabels aufgebracht werden. Bei der Verwendung von Klemmechanismen ist auf die Funktionalität der Bedienung zu achten. Sie sollte einfach sein und eine Überbeanspruchung der Schallplatte vermeiden. Konstruktive Nebenbedingungen ergeben sich aus der selbstverständlichen Forderung, daß der Rillenbereich für die Abtastung durch den Tonarm frei gehalten bleibt und durch den Klemmechanismus nicht beschädigt wird.

Die für Plattenteller üblicherweise verwendeten Materialien sind sehr unterschiedlich in ihrer Härte und reichen von sehr weichen Tellerauflagen aus Filz oder Gummi bis zu sehr harten Plattentellern aus Plexiglas oder Glas. Da die Dämpfungseffekte theoretisch schwierig zu erfassen sind, werden exemplarisch die Materialien Filz, Gummi und Plexiglas experimentell untersucht. Auch Experimente zu dieser Frage sind schwierig, und die durchgeführten Stoßversuche können nur einen Eindruck hinsichtlich der Wirkung unterschiedlicher Kopplungsmaterialien liefern. Diese Versuche werden gleichzeitig genutzt, um die Wirksamkeit des Klemmechanismus zu überprüfen.

6.2 Kontaktverhältnisse unter idealisierten Bedingungen

6.2.1 Lösung der Plattengleichung

Die Abmessungen einer DIN-Schallplatte nach DIN 45547 sind mit

$$\begin{array}{ll} \text{Innenradius} & a = 3.6 \text{ mm}, \\ \text{Labelradius} & c = 55 \text{ mm}, \\ \text{Außenradius} & R = 150 \text{ mm} \end{array} \quad (57)$$

vorgegeben. Nach praktischen Erfahrungen schwanken die Plattendicken (je nach Herstellungszeitraum) im Bereich von

$$1.3 \text{ mm} < h < 3 \text{ mm} . \quad (58)$$

Elastizitätsmodul $E = 6 \cdot 10^8 \text{ N/m}^2$, Querkontraktionszahl $\nu = 0.3$ und Dichte $\rho = 1250 \text{ kg/m}^3$ sind realistische Werte der Materialkonstanten. Da h/R klein ist, kann die Durchbiegung $w(r)$ nach der Theorie dünner Platten

$$\Delta \Delta w = \frac{p}{B} \quad (59)$$

berechnet werden, wobei der Deltaoperator bei der im Folgenden angenommenen Rotations-symmetrie die Form

$$\Delta \equiv \frac{d^2}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} = ()'' + ()'/r \quad (60)$$

annimmt. In (59) bezeichnet p die Flächenlast und

$$B = \frac{Eh^3}{12(1 - \nu^2)} \quad (61)$$

die Plattenbiegesteifigkeit. Das radiale Biegemoment

$$M = -B(w'' + \nu w'/r), \quad (62)$$

die Querkraft

$$Q = -B(w''' + w''/r - w'/r^2) \quad (63)$$

und die mit B multiplizierte Durchbiegung und Verdrehung $\psi = -w'$ seien im Zustandsvektor

$$\mathbf{z}^T(r) = [Bw(r), B\psi(r), M(r), Q(r)] \quad (64)$$

zusammengefaßt. Das Reaktionsmoment in Umfangsrichtung ergibt sich hieraus zu

$$M_\phi = -B(\nu w'' + w'/r) = \nu M + (1 - \nu^2)B\psi/r. \quad (65)$$

Bezeichnet $\mathbf{py}(r)$ mit

$$\mathbf{y}^T = [r^4/64, -r^3/16, -r^2(3 + \nu)/16, -r/2] \quad (66)$$

eine Partikularlösung der Plattengleichung (59) für $p = \text{const}$, so kann die vollständige Lösung in der Form

$$\mathbf{z}(r) = \mathbf{A}(r, r_0)(\mathbf{z}(r_0) - \mathbf{py}(r_0)) + \mathbf{py}(r) \quad (67)$$

geschrieben werden. Bei bekannten Anfangswerten an der Position r_0 ist damit der Zustand an einer beliebigen Stelle r bestimmt. Die Übertragungsmatrix

$$\mathbf{A}(r, r_0) = \begin{bmatrix} 1 & F_{12}(\rho)r_0 & F_{13}(\rho)r_0^2 & F_{14}(\rho)r_0^3 \\ 0 & F_{22}(\rho) & F_{23}(\rho)r_0 & F_{24}(\rho)r_0^2 \\ 0 & F_{32}(\rho)/r_0 & F_{33}(\rho) & F_{34}(\rho)r_0 \\ 0 & 0 & 0 & F_{44}(\rho) \end{bmatrix} \quad \text{mit } \rho = r/r_0 \quad (68)$$

ergibt sich aus den vier Fundamentallösungen $\{1, r, r^2, r^2 \ln r\}$ der homogenen Gleichung (59) unter Beachtung der Anfangsbedingungen $\mathbf{A}(r_0, r_0) = \mathbf{I}$ (Einheitsmatrix). Die hierbei auftretenden Funktionen $F_{ik}(\rho)$ kann man Tabelle 10 entnehmen.

Die Anwendung der Übertragungsbeziehung (67) wird in Abschnitt 6.2.2 und Abschnitt 6.2.3 gezeigt. Eine bequeme Alternative stellt die Verwendung von Computeralgebra-Programmen dar. Mit Hilfe von Maple V (vgl. z.B. Hörhager, 1996; Heck, 1993) wurden die nachfolgenden Analysen kontrolliert.

$$\begin{aligned}
F_{12} &= \frac{1}{4}[(1 - \nu) - 2(1 + \nu) \ln \rho - (1 - \nu)\rho^2], \\
F_{13} &= \frac{1}{4}[+1 + 2 \ln \rho - \rho^2], \\
F_{14} &= \frac{1}{4}[-1 - \ln \rho + \rho^2 - \rho^2 \ln \rho], \\
F_{22} &= \frac{1}{4\rho}[2(1 + \nu) + 2(1 - \nu)\rho^2], \\
F_{23} &= \frac{1}{4\rho}[-2 + 2\rho^2], \\
F_{24} &= \frac{1}{4\rho}[1 - \rho^2 + 2\rho^2 \ln \rho], \\
F_{32} &= \frac{1}{4\rho^2}[-2(1 - \nu^2) + 2(1 - \nu^2)\rho^2], \\
F_{33} &= \frac{1}{4\rho^2}[2(1 - \nu) + 2(1 + \nu)\rho^2], \\
F_{34} &= \frac{1}{4\rho^2}[-(1 - \nu) + (1 - \nu)\rho^2 + 2(1 + \nu)\rho^2 \ln \rho], \\
F_{44} &= \frac{1}{\rho}.
\end{aligned} \tag{69}$$

Tabelle 10: Funktionen $F_{ik}(\rho)$ nach Marguerre/Woernle (1989)

6.2.2 Ebener Plattenteller mit ausgespartem Labelbereich

Eine handelsübliche Schallplatte weist keine gleichförmige Dicke auf, da die Platte im Innenbereich durch das aufgeklebte Label eine Verdickung erfährt. Liegt eine solche Platte auf einem ebenen Teller auf, so ist ein gleichmäßiges Anliegen im Rillenbereich nicht gewährleistet. Die mit Maple berechneten Biegelinien in Bild 54 machen deutlich, daß selbst minimale Verdickungen im Labelbereich zu sehr ungünstigen Kontaktverhältnissen führen. So liegt die Platte bei einer Labeldicke von nur 0.05 mm erst im Außenbereich $r > 121$ mm voll an und bei einer Labeldicke von 0.2 mm nahezu im gesamten Rillenbereich hohl und erst für $r > 147$ mm an. Um die Kontaktverhältnisse zu verbessern, ist es üblich, den Plattenteller im Labelbereich auszusparen.

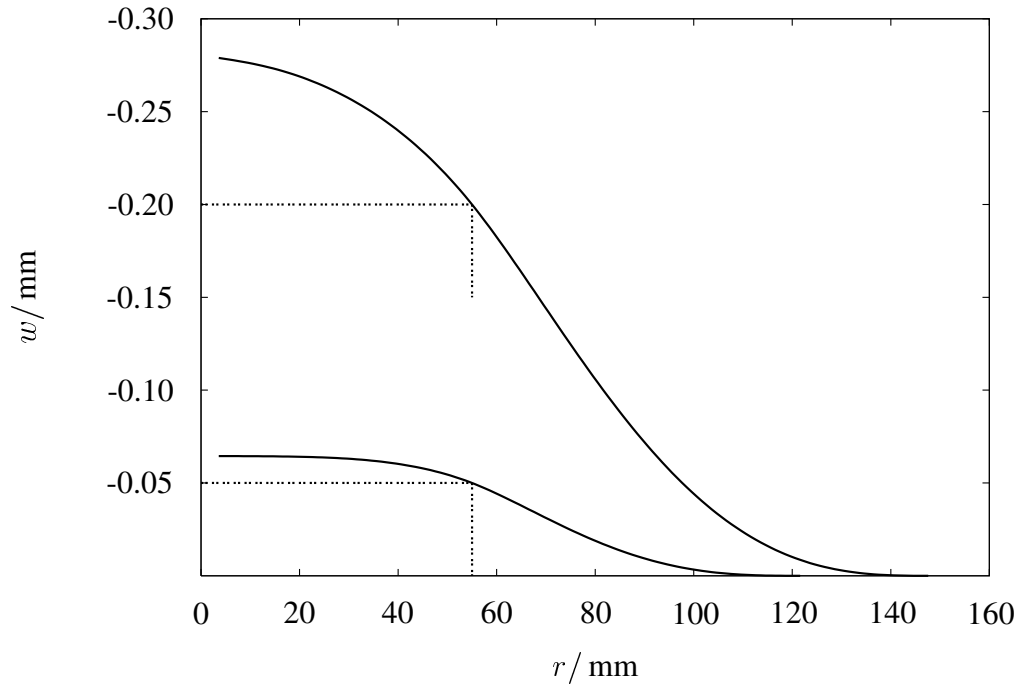


Bild 54: Ungünstige Kontaktverhältnisse bei ebenem Plattenteller aufgrund minimaler Plattenverdickung im Labelbereich

Belastung durch Eigengewicht. Die durch ihr Eigengewicht belastete Schallplatte liege auf einem ebenen Plattenteller auf, der im Bereich des Plattenlabels $r < c$ eine Aussparung erhält. Im Außenbereich $d < r < R$ liege die Platte an, so daß dort der Zustandsvektor identisch Null ist und wegen

$$0 = B\Delta\Delta w = p = p_g - p_d \quad (70)$$

der Anpreßdruck p_d mit der Flächenbelastung $p_g = \rho gh$ durch Eigengewicht übereinstimmt. Im Bereich $c < r < d$ hebt die Platte von der Unterlage ab. Die auf $r < d$ entfallende Gewichtskraft der Platte wird durch die ringförmigen Linienlasten F_c bei $r = c$ und F_d bei $r = d$ aufgenommen. Durch Anwendung von (67) folgt für den Zustandsvektor am Innenrand ($r = a$) bzw. am Ende der Labelaussparung ($r = c$)

$$\begin{aligned} z_i(a) &= p_g \{y_i(a) - A_{ij}(a, d) y_j(d)\} - A_{i4}(a, c) F_c - A_{i4}(a, d) F_d \\ z_i(c) &= p_g \{y_i(c) - A_{ij}(c, d) y_j(d)\} - A_{i4}(c, d) F_d, \end{aligned} \quad (71)$$

wobei hier und im Folgenden über j von 1 bis 4 zu summieren ist. Da der Innenrand kräfte- und momentenfrei ist, und da die Durchbiegung an der Stelle $r = c$ verschwindet, stehen zur Berechnung der drei Unbekannten F_c , F_d und d die Bedingungen

$$\begin{aligned} z_3(a) &= 0 \\ z_4(a) &= 0 \\ z_1(c) &= 0 \end{aligned} \quad (72)$$

zur Verfügung, die zu einer nichtlinearen Gleichung für den unbekannten Kontaktradius d führen. Mit den Zahlenwerten (57) erhält man als numerische Lösung

$$d = 88.12 \text{ mm.} \quad (73)$$

Die Kontaktverhältnisse sind also relativ günstig. Abgesehen von einer ca. 33 mm breiten ringförmigen Zone am Innenrand liegt die Platte im übrigen Rillenbereich mit gleichförmiger Pressung auf.

Zusätzliche Belastung durch eine Ringkraft. Um eine Verspannung der Schallplatte zu erreichen, kann man eine Überhöhung D im Bereich des Plattenzentrums vorsehen und durch eine in b wirkende Ringkraft F_b geeigneter Größe die Platte im gesamten Rillenbereich an den Teller anlegen (Bild 55). Der Anpreßdruck im Rillenbereich stimmt nach wie vor mit

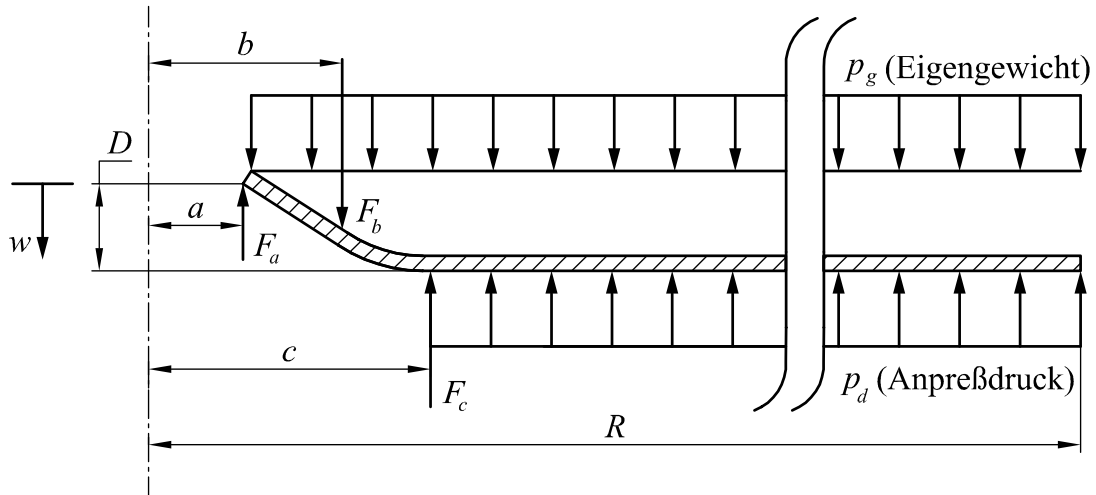


Bild 55: Schallplatte auf einem ebenen Plattenteller mit zentraler Überhöhung D

der Flächenbelastung durch Eigengewicht überein. Die zusätzliche Ringkraft F_b bewirkt also keine Erhöhung der Flächenpressung sondern wird als linienförmige Ringkraft bei $r = a$ und $r = c$ abgesetzt. Die statische Analyse kann auf den in Bild 55 dargestellten Bereich $a < r < c$ beschränkt werden. Die beiden Unbekannten F_b und F_c bestimmen den Zustand vollständig. Das Übertragungsverfahren (67) ergibt zwei lineare Gleichungen,

$$A_{14}(a, c) F_c - A_{14}(a, b) F_b = (y_1(a) - A_{1j}(a, c) y_j(c)) p_g + w_c \quad (74)$$

$$A_{34}(a, c) F_c - A_{34}(a, b) F_b = (y_3(a) - A_{3j}(a, c) y_j(c)) p_g, \quad (75)$$

zur Berechnung von F_b und F_c . Hat die Klemmkraft F_b einen hiervon abweichenden Wert, so ist der vollständige Kontakt im Rillenbereich $c < r < R$ nicht mehr gewährleistet. Bild 56 illustriert den Einfluß sowohl zu kleiner als auch zu großer Klemmkräfte.

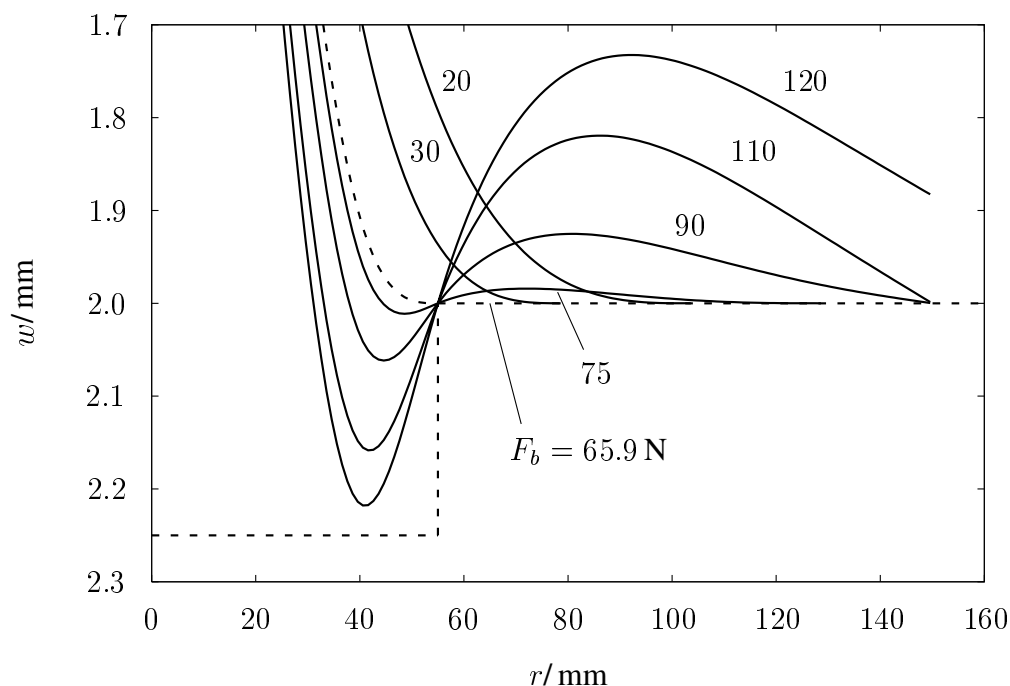


Bild 56: Einfluß der Klemmkraft F_b auf die Durchbiegung. Ebener Plattenteller

6.2.3 Gekrümmter Plattenteller

Geometrische Form. Es wird angenommen, daß die Dicke abzuspielender Schallplatten in den durch (58) gegebenen Grenzen variiert, während Dichte, Elastizitätsmodul und Querkontraktionszahl als unveränderlich betrachtet werden. Eine Schallplatte fiktiver Dicke, deren Durchbiegung unter Eigengewicht kleiner ist als die realer Platten, wird im Folgenden als Referenzplatte bezeichnet. Wird diese durch ihr Eigengewicht belastet und im Rillenbereich durch eine konstante Flächenpressung unterstützt, so erfährt sie eine charakteristische Durchbiegung $\bar{w}(r)$, die die geometrische Form des konkaven Tellers bestimmt. Zur Berechnung werden die Parameter aus Bild 57 verwendet. Überstrichene Größen beziehen sich immer auf

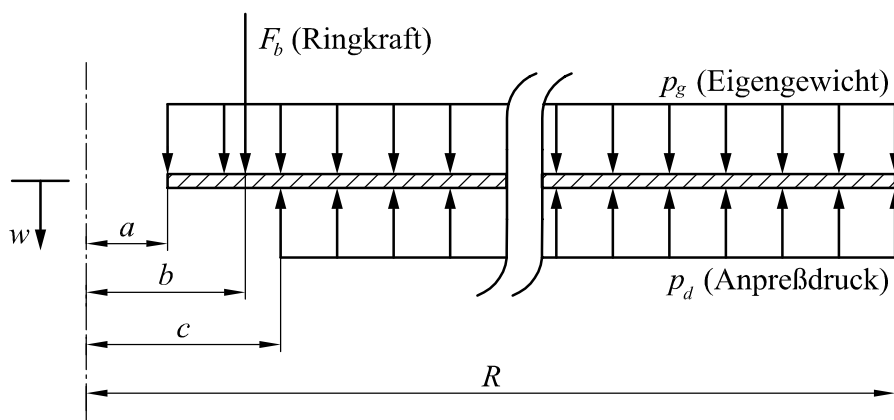


Bild 57: Ersatzmodell zur Berechnung der Plattentellerkrümmung

die Referenzplatte. Der Zustand am Außenradius R ist aufgrund der Randbedingungen durch

$$\bar{\mathbf{z}}^T(R) = [0, \bar{B}\bar{\psi}(R), 0, 0] \quad (76)$$

bis auf die zunächst unbekannte Plattenverdrehung $\bar{\psi}(R)$ gegeben. Übertragung auf $r = c$ und danach auf $r = a$ (vgl. Bild 57 mit $F_b = 0$) liefert nach zweimaliger Anwendung von (67) mit $\bar{p} = \bar{p}_g - \bar{p}_d$ bzw. $\bar{p} = \bar{p}_g$ den Zustandsvektor am kräfte- und momentenfreien Innenrand:

$$\bar{\mathbf{z}}(a) = \mathbf{A}(a, R)\bar{\mathbf{z}}(R) - (\bar{p}_g - \bar{p}_d)\mathbf{A}(a, R)\mathbf{y}(R) - \bar{p}_d\mathbf{A}(a, c)\mathbf{y}(c) + \bar{p}_g\mathbf{y}(a). \quad (77)$$

Aus $\bar{z}_3(a) = 0$ folgt

$$\bar{B}\bar{\psi}(R) = \frac{(\bar{p}_g - \bar{p}_d)A_{3i}(a, R)y_i(R) + \bar{p}_dA_{3i}(a, c)y_i(c) - \bar{p}_gy_3(a)}{A_{32}(a, R)}, \quad (78)$$

während $\bar{z}_4(a) = 0$ den Zusammenhang

$$\bar{p}_d = \frac{R^2 - a^2}{R^2 - c^2} \bar{p}_g = \left\{ 1 + \frac{c^2 - a^2}{R^2 - c^2} \right\} \bar{p}_g \quad (79)$$

zwischen Eigengewichtsbelastung und Anpreßdruck ergibt, der auch unmittelbar aus dem Kräftegleichgewicht folgt.

Mit (78) und (79) können Durchbiegung und Schnittgrößen leicht aus (67) berechnet werden. Bild 58 zeigt die Durchbiegung. Im Bereich $c \leq r \leq R$ muß der Plattenteller gemäß

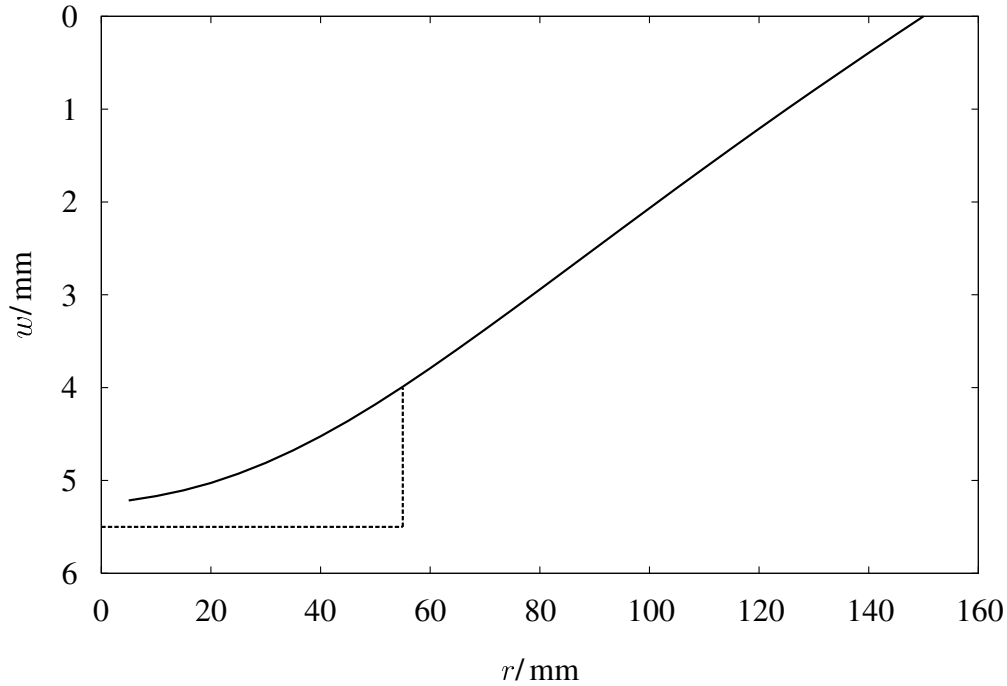


Bild 58: Biegelinie der Referenzschallplatte mit der Dicke $\bar{h} = 0.5$ mm. Die Ecke kennzeichnet die Aussparung des Plattentellers im Labelbereich.

dieser Biegelinie gefertigt werden, damit die Referenzplatte im Rillenbereich mit dem Anpreßdruck (79) anliegt. Die dargestellte Aussparung im Labelbereich $r \leq c$ stellt die freie Verformung der Platte sicher.

Zusätzliche Belastung durch eine Ringkraft. Werden auf diesen konkaven Plattenteller Schallplatten aufgelegt, deren Biegesteifigkeit größer ist als die der Referenzplatte, so werden diese nur durch ihr Eigengewicht belasteten Platten nicht im gesamten Rillenbereich aufliegen. Nur geringfügig dickere Schallplatten liegen im äußeren Plattenbereich auf, lösen sich jedoch noch im Rillenbereich ab. Stärkere Platten liegen nur auf ihrem Außenrand auf. Um Kontakt im gesamten Rillenbereich zu erzwingen, wird eine zusätzliche Ringkraft entsprechend Bild 59 an der Stelle $r = b$ im Bereich des Plattenlabels durch eine Plattenklemme aufgebracht. Das mechanische Ersatzmodell für die Berechnung zeigt Bild 60. Aufgrund des geforderten Kon-

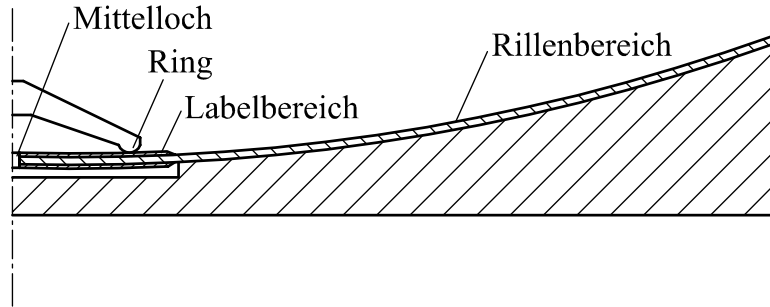


Bild 59: Schallplatte auf einem konkaven Plattenteller (nicht maßstäblich)

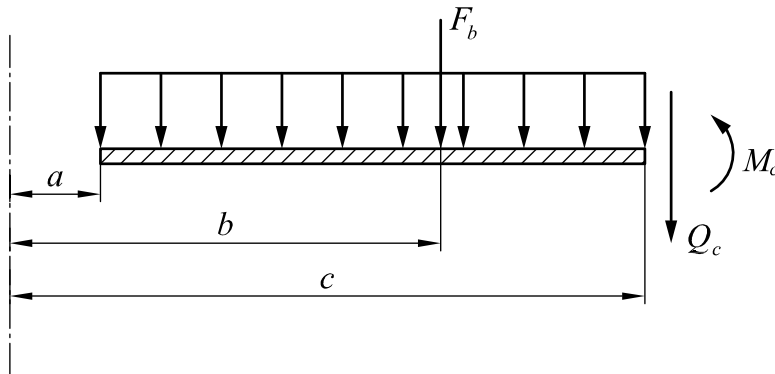


Bild 60: Betrachtung als Kontaktproblem

taktes der dickeren Platte mit dem konkaven Teller ist ein gleichmäßiger Anpreßdruck im Rillenbereich garantiert und der Zustandsvektor bei $r = c$ durch die geometrische Form des Tellers gegeben,

$$\mathbf{z}(c) = \bar{\mathbf{z}}(c)B/\bar{B}, \quad (80)$$

so daß für die Berechnung das Modell in Bild 60 herangezogen werden kann. Mit Hilfe von (67) erhält man dann

$$z_i(a) = A_{ij}(a, c)\bar{z}_j(c)B/\bar{B} - p_g A_{ij}(a, c)y_j(c) + p_g y_3(a) + A_{i4}(a, b)F_b, \quad (81)$$

wobei über j von 1 bis 4 zu summieren ist. Insbesondere ergeben sich aus den am Innenrand verschwindenden Schnittgrößen

$$z_3(a) = A_{3j}(a, c)\bar{z}_j(c)B/\bar{B} - p_g A_{3j}(a, c)y_j(c) + p_g y_3(a) + A_{34}(a, b)F_b = 0 \quad (82)$$

$$z_4(a) = A_{44}(a, c)\bar{z}_4(c)B/\bar{B} - p_g A_{44}(a, c)y_4(c) + p_g y_4(a) + A_{44}(a, b)F_b = 0 \quad (83)$$

zwei Gleichungen für Größe F_b und Position b der Ringkraft. (83) stellt wieder das Kräftegleichgewicht dar und führt auf

$$F_b = -\frac{1}{b} \left\{ c \bar{Q}(c) B/\bar{B} + \frac{p_g}{2}(c^2 - a^2) \right\}. \quad (84)$$

Aus dem Quotienten der nach F_b aufgelösten Gleichungen (82) und (83)

$$\frac{A_{34}(a, b)}{A_{44}(a, b)} = \frac{A_{3j}(a, c)y_j(c) - y_3(a)}{A_{44}(a, c)y_4(c) - y_4(a)} \quad (85)$$

erhält man eine Bestimmungsgleichung für b . Der einfache Term auf der rechten Seite ergibt sich, wenn man die mit $F_b = 0$, $B = \bar{B}$ und $p_g = \bar{p}_g$ für die Referenzplatte geltenden Beziehungen (82) und (83) berücksichtigt. Explizit lautet die transzendente Gleichung für b

$$F_{34}(a/b) = \frac{4 + 4(1 + \nu) \ln(a/c) - (1 - \nu)c^2/a^2}{8(1 - a^2/c^2)}. \quad (86)$$

Bemerkenswerterweise ist der Angriffsradius b der Klemmkraft nur von den Radien a und c abhängig, nicht aber von der Plattendicke. Erst dadurch wird die Konstruktion einer einfachen Plattenklemme ermöglicht, mit der für unterschiedlich dicke Schallplatten ein konstanter Anpreßdruck im gesamten Rillenbereich prinzipiell einstellbar ist. Die numerische Lösung der Gleichung (86) für $a = 3.6$ mm und $c = 55$ mm ergibt

$$b = 38.88 \text{ mm}. \quad (87)$$

Der Anpreßdruck im Rillenbereich $c \leq r \leq R$ folgt aus

$$\Delta\Delta w = \frac{p}{B} = \frac{\bar{p}}{B} = \frac{p_g - p_d}{B} = \frac{\bar{p}_g - \bar{p}_d}{B} \quad (88)$$

zu

$$p_d = \left\{ 1 + \frac{h^2}{h^2} \frac{c^2 - a^2}{R^2 - c^2} \right\} p_g = \left\{ 1 + 0.155 \frac{h^2}{h^2} \right\} p_g. \quad (89)$$

Die quadratische Zunahme mit der Plattendicke h relativiert sich durch den Vorfaktor 0.155.

Als Problem verbleibt die Schwierigkeit, bei der Bedienung die richtige Ringkraft (84) einzustellen. Ist diese zu groß, so verliert die Schallplatte wie bei einem ebenen Plattenteller im Extremfall den flächigen Kontakt. Ist die Kraft zu klein, so liegt der Rillenbereich der Schallplatte nicht vollständig auf. Insofern ist eher eine zu geringe Ringkraft in Kauf zu nehmen, wenn die Plattenklemme durch Augenschein eingestellt wird. Grundsätzlich könnte dieses Problem durch Anbringen eines ringförmigen Kontaktsensors am Innenrand ($r \approx c$) des Tellers gelöst werden.

6.3 FE-Kontaktanalyse räumlich vorverformter Platten

Schallplatten, die nicht dem Ideal einer ebenen Platte entsprechen, werden im Folgenden mit Hilfe der Finiten-Element-Methode untersucht. Generell kann jede Vorverformung $v(r, \varphi)$ durch eine in φ periodische Funktion mit der Periode 2π dargestellt werden. Fourierentwicklung bezüglich φ liefert

$$v(r, \varphi) = c_0(r) + c_1(r) \cos(\varphi) + s_1(r) \sin(\varphi) + c_2(r) \cos(2\varphi) + s_2(r) \sin(2\varphi) + \dots \quad (90)$$

Die Schwierigkeit besteht darin, daß die genauen Vorverformungen einer Schallplatte nicht bekannt sind. Die wahrscheinlichsten Vorverformungen, die z.B. durch unsachgemäße Lagerung der Schallplatten infolge Kriechens zu erwarten sind, werden jedoch den niedrigsten Termen der obigen Fourierreihe entsprechen. Der Einfluß dieser Einzelterme auf die Kontaktverhältnisse wird beispielhaft untersucht. Von Bedeutung sind dabei rotationssymmetrische Vorbeulen und π -periodische Wellen, während 2π -periodische Anteile $r \cos \varphi$ bzw. $r \sin \varphi$ als unwesentliche Starrkörperdrehung unberücksichtigt bleiben können. Zur Beschreibung der Amplitude der Vorverformung dient im folgenden der zusätzliche Parameter v_0 .

Wegen der Symmetrie der betrachteten Vorbeulen genügt die Analyse einer Viertelplatte mit entsprechenden Randbedingungen auf den Symmetrieachsen. Die Schallplatte wird aus Dreiecksschalenelementen modelliert. Zur Kontaktanalyse wird das FE-Programm Cosmos/M unter Verwendung von 1-Knoten-Kontaktelementen im Bereich $c < r < R$ an jedem Knoten der Platte eingesetzt. Fehlende Kontaktelemente im Labelbereich $r < c$ simulieren die Aussparung des Plattentellers. Zielfläche der Kontaktelemente ist eine ebene Fläche, die aus einem festgehaltenen Vierecksschalenelement besteht. Position und übertragene Kraft von Kontaktelementen, die sich während der nichtlinearen Rechnung schließen, werden vom Programm in einer Datei mit den zugehörigen Elementnummern ausgegeben. Zur Vermeidung einer singulären Steifigkeitsmatrix muß die vorverformte Schallplatte mit weichen Federelementen gelagert werden. Die Steifigkeit dieser Elemente wird durch Vergleichsrechnungen so angepaßt, daß im Falle rotationssymmetrischer Vorverformung die Rotationssymmetrie des Problems nicht gestört wird. Die Schrittweite der nichtlinearen Rechnung hatte keinen Einfluß auf die Ergebnisse, so daß die Belastung in nur einem Schritt aufgebracht werden konnte.

Vorstudien. Zur Kontrolle des Rechenablaufs wurden zunächst axialsymmetrische Probleme betrachtet, die einen Vergleich mit exakten Lösungen der Plattentheorie aus Abschnitt 6.2 erlauben.

Die Vorstudie einer kegelförmig vorverformten Platte $v(r, \varphi) = v_0 r/R$ der Amplitude $v_0 = 1 \text{ mm}$ unter Eigengewichtsbelastung hat gezeigt, daß die Kontaktanalyse sehr sensibel auf kleine Störungen reagiert. Die automatische Generierung der kreisförmigen Berandung durch Vorgabe von insgesamt 25 Stützstellen lieferte zunächst eine nach Augenschein vernünftige kreisförmige Randkurve. Die nur bei entsprechender Vergrößerung sichtbaren Abweichungen der generierten Randknotenpunkte von der Kreisform machte sich jedoch in einer sichtbaren Störung der Symmetrie bemerkbar. In Bild 61 a) sind die geschlossenen Kontaktelemente durch kleine Kreise markiert. Die geschilderte Abweichung von der Rotationssymmetrie äußert sich in fehlendem Kontakt auf der horizontalen und vertikalen Symmetrieachse. Bei der Erhöhung der Elementdichte macht sich dieser Fehler noch stärker bemerkbar, da dann auch

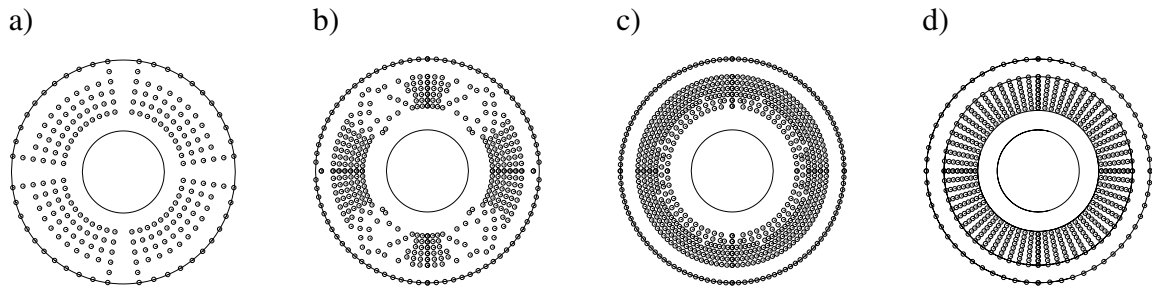


Bild 61: Kontaktzonen einer kegelförmig vorverformten Platte $v(r, \varphi) = \frac{v_0}{R}r$ mit $v_0 = 1$ mm unter Eigengewicht. Vorstudie zu Netzgenerierungen: a) geometrische Abweichungen, b) Gapiterationen, c) automatisch generiertes Netz, d) axialsymmetrisches Netz

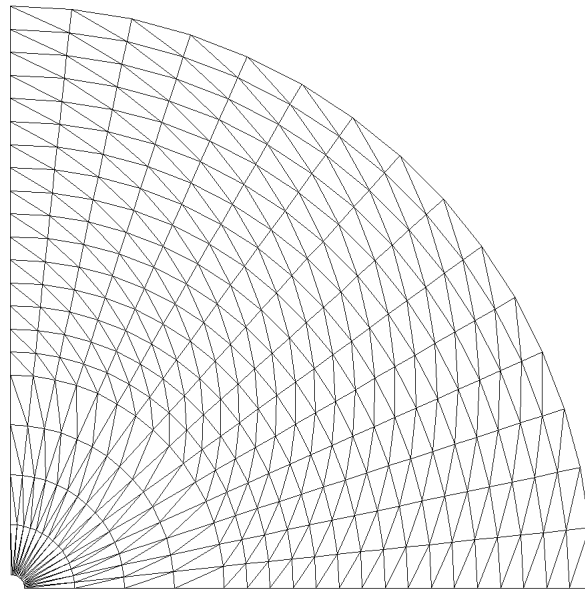


Bild 62: Finite-Element-Netz der Viertelplatte

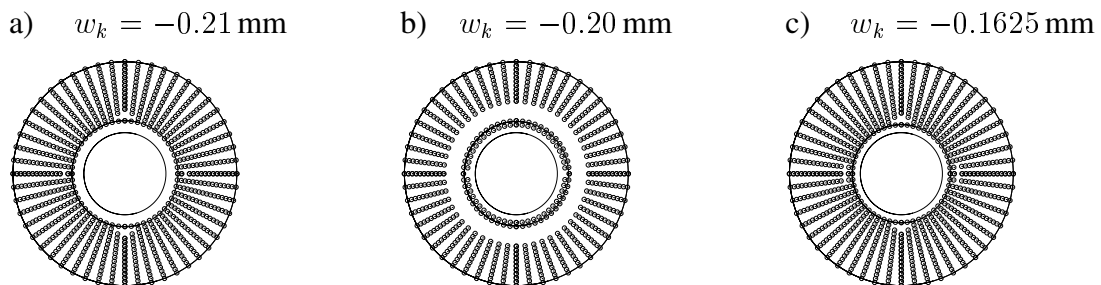


Bild 63: Kontaktzonen einer ebenen Platte unter Eigengewicht und ringförmiger Klemmkraft für verschiedene Verschiebungen w_k des Klemmrings. Zentraler Distanzring $D = 2$ mm, Klemmradius $b = 42.15$ mm. Einfluß der Diskretisierung

weitere Nachbargaps auf radialen Strahlen offen bleiben. Um diesen Fehler zu beheben, wurden in allen weiteren Rechnungen die Randknotenpunkte exakt berechnet und vorgegeben.

Es zeigte sich ferner, daß bei höheren Elementdichten der im FE-Programm implementierte Algorithmus nicht befriedigend arbeitete. Bei mehr als 350 Kontaktelementen wird die Kontaktiteration zwar ohne Fehlermeldung durchgeführt, das Ergebnis der Rechnung weist jedoch gravierende Störungen der Rotationssymmetrie auf (Bild 61 b)). In den nachfolgenden Rechnungen wurde die Anzahl der Gapelemente deshalb auf 350 beschränkt.

Für die hier untersuchte Kegelschale ist eine unregelmäßige automatische Vernetzung mit Elementen annähernd gleicher Seitenlängen leicht möglich. Bild 61 c) gibt das Ergebnis für ein solches Netz wieder. Die sichtbaren Unregelmäßigkeiten am Innenrand der Kontaktzone hängen mit der unregelmäßigen Struktur des Netzes zusammen. Das theoretisch zu erwartende ringförmige Kontaktgebiet wird korrekt wiedergegeben. Für beliebig vorverformte Platten kann die automatische Netzgenerierung jedoch nicht benutzt werden, so daß die Koordinaten aller Knotenpunkte unter Verwendung der Kommandosprache des FE-Programms einzeln generiert wurden. Bild 61 d) zeigt das zufriedenstellende Ergebnis der Kontaktanalyse und Bild 62 das zugrundeliegende Netz.

Bei der Deutung der Ergebnisse muß generell berücksichtigt werden, daß der Algorithmus die Kontaktbedingungen nur an diskreten Stellen überprüft und einhält. Dies kann zu überraschenden Effekten führen, die mit der Kontinuumslösung in Widerspruch stehen. Bild 63 zeigt die Kontaktzonen einer ebenen Platte, die im Zentrum durch einen 2 mm dicken Distanzring aufliegt. Die Platte ist durch ihr Eigengewicht und eine ringförmige Klemmkraft belastet. Die Plattentheorie liefert hierzu Lösungen mit Kontaktzonen, die sich von außen zum Platteninneren hin mit zunehmender Verschiebung des Klemmrings ausweiten. Für die Klemmverschiebungen mit $w_k = -0.21$ mm und $w_k = -0.1625$ mm wird das Kontaktgebiet richtig wiedergegeben (Bild 63 a) und c)), da sich sein Innenrand genau an der Position eines Ringes von Kontaktelementen befindet. Endet die Kontaktzone gerade zwischen zwei Ringen von Kontaktelementen, so stützt sich die Platte auf diesen beiden Ringen ab und hebt in einem ringförmigen Gebiet in der Nachbarschaft wieder ab. Durch Verfeinerung des Netzes kann dieser Effekt abgeschwächt werden. Er ist jedoch als Diskretisierungsfehler mit der verwendeten Software ohne adaptive Netzverfeinerung prinzipiell nicht zu vermeiden.

Kegelförmig vorverformte Platte. Wenn Schallplatten liegend gelagert werden und aufgrund der größeren Dicke des Labels nur dort unterstützt sind, ist im Laufe der Zeit eine bleibende, rotationssymmetrische Kriechverformung möglich, die hier durch die schon diskutierte kegelförmige Platte mit der Vorverformung $v(r, \varphi) = v_0 R/r$ approximiert wird. Ein positives v_0 bedeutet, daß die unbelastete Platte am Außenrand eines ebenen Plattentellers aufliegt. Auch negative Werte für v_0 sind von Interesse, da sie einfach dem Wechsel der Schallplatten-seite entsprechen.

Für positive Amplituden verschiedener Größe sind die Kontaktzonen infolge Eigengewichtsbelastung in Bild 64 dargestellt. Bei großer Amplitude ($v_0 = 2$ mm) liegt die Platte nur in einer schmalen weit außen liegenden Zone und auf dem Außenrand an. Mit kleiner werdender Vorverformung verbreitert sich die Kontaktzone und wandert nach innen, bis sie bei etwa $v_0 = 0.5$ mm den ausgesparten Labelbereich erreicht. Bei noch kleineren Amplituden wandert das Kontaktgebiet wieder nach außen, und es verbleibt nur eine schmale innere Zone, in

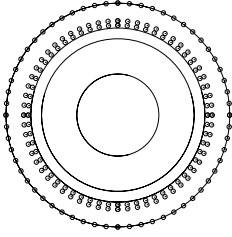
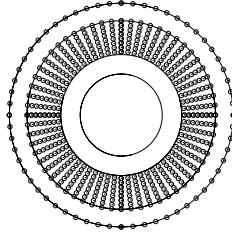
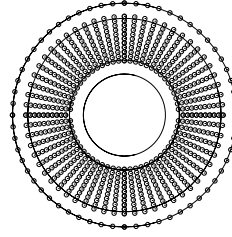
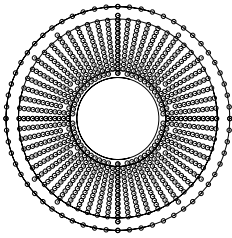
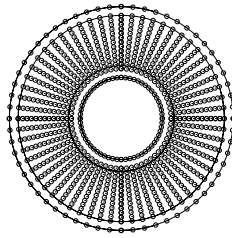
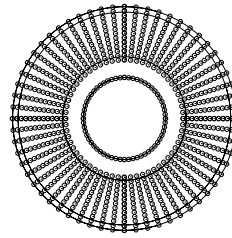
a) $v_0 = 2 \text{ mm}$ b) $v_0 = 1 \text{ mm}$ c) $v_0 = 0.75 \text{ mm}$ d) $v_0 = 0.5 \text{ mm}$ e) $v_0 = 0.25 \text{ mm}$ f) $v_0 = 0.1 \text{ mm}$ 

Bild 64: Kegelförmig vorverformte Platte $v(r, \varphi) = \frac{v_0}{R}r$ unter Eigengewicht

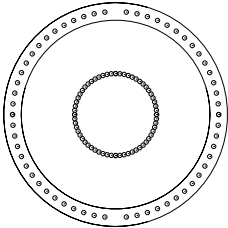
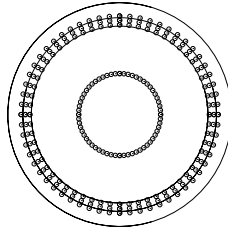
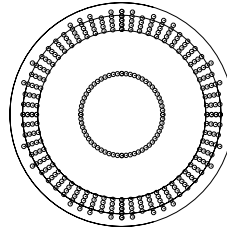
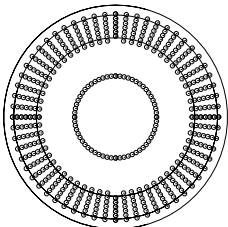
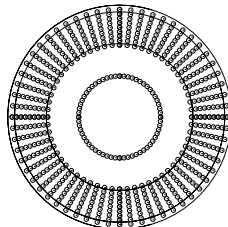
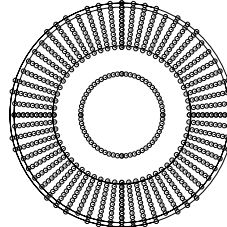
a) $v_0 = -2 \text{ mm}$ b) $v_0 = -1 \text{ mm}$ c) $v_0 = -0.75 \text{ mm}$ d) $v_0 = -0.5 \text{ mm}$ e) $v_0 = -0.25 \text{ mm}$ f) $v_0 = -0.1 \text{ mm}$ 

Bild 65: Kegelförmig vorverformte Platte $v(r, \varphi) = \frac{v_0}{R}r$ mit negativer Amplitude unter Eigengewicht

der die Platte abhebt. In diesem Bereich sehr kleiner Vorverformungen ist der innere Gapring stets geschlossen. Die Ergebnisse der analytischen Rechnung sind als durchgezogene kreisförmige Begrenzungen des Kontaktbereichs in Bild 64 ebenfalls dargestellt. Lediglich bei der größeren Vorverformung bei $v_0 = 2$ mm in Bild 64 a) sind merkliche Abweichungen zwischen der FE-Lösung und der analytischen Rechnung festzustellen. Sie hängen wahrscheinlich mit der Schalentragswirkung der Struktur zusammen, die in der FE-Modellierung berücksichtigt, jedoch von der analytischen Plattenlösung nicht erfaßt wird.

Im Gültigkeitsbereich der Plattentheorie sind die Kontaktzonen für Platten mit gleichem Parameter

$$\frac{pR^4}{Bv_0} = \frac{12(1-\nu^2)\rho gR^4}{Eh^2v_0} \quad (91)$$

identisch. Die Ergebnisse in Bild 64, die mit den Daten in Abschnitt 6.2 berechnet worden sind, können deshalb leicht auf andere Materialdaten übertragen werden. Ist z.B. der E-Modul der Platte doppelt so groß, so erhält man die gleiche Kontaktzone wie in Bild 64, jedoch für eine halb so große Amplitude v_0 .

Sind die Amplituden der kegelförmigen Vorverformung negativ, so ist nach Bild 65 ein Kontakt auf dem Innenrand des Plattentellers charakteristisch. Bei $v_0 = -2$ mm ist nur noch ein weiterer äußerer Kontaktring auszumachen, der sich bei geringeren Amplituden zu einer breiter werdenden Kontaktzone aufweitet. Abweichungen zur Plattentheorie treten wieder nur bei der betragsmäßig größten Amplitude auf. Im Vergleich zu Bild 64 sind die Kontaktzonen bei gleichen absoluten Amplituden geringer. Die Breite der Zone für $v_0 = -0.5$ mm entspricht derjenigen für $v_0 = 1$ mm. Wenn man annimmt, daß bei diesen Amplituden der Rillenbereich einer realen Schallplatte gerade noch ausreichend unterstützt wird, so muß man die Lösungen für $v_0 = \pm 2$ mm, -0.75 mm, -1 mm als praktisch unbrauchbar bezeichnen.

Die Verwendung einer Plattenklemme schafft in diesen Fällen keine Abhilfe. Für die Amplitude $v_0 = -2$ mm und bei Verwendung eines zentralen Distanzrings von $D = 2$ mm zeigt Bild 66 die nach wie vor ungünstigen Kontaktverhältnisse. Der Parameter w_k beschreibt den Abstand des Klemmrings vom Plattenteller. Das negative Vorzeichen zeigt an, daß sich die Klemme über dem Teller befindet. Bei den Klemmringpositionen $w_k = -0.7$ mm und -0.6 mm liefern die Finite-Element-Methode und die Plattentheorie einen übereinstimmenden Berühring. Im übrigen führt die steifere Schalenwirkung wieder zu den schon für den Lastfall Eigengewicht beobachteten Abweichungen (da $|v_0|$ relativ groß ist). Beide Methoden machen aber deutlich, daß im wichtigen Rillenaußenbereich ein Aufliegen der Platte auf dem Teller auch mit einer Plattenklemme nicht erreicht werden kann. Mit der Klemme kann allenfalls die Kontaktzone am Innenrand (in der Umgebung des Plattenlabels) verbreitert werden.

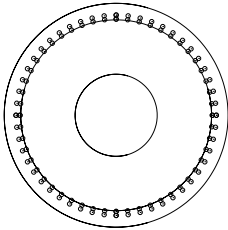
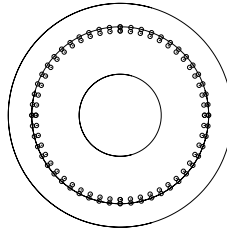
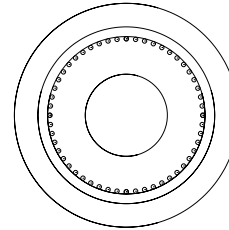
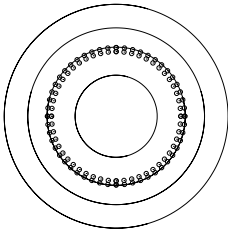
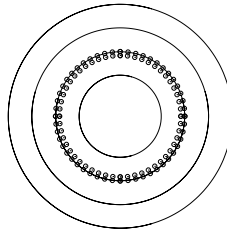
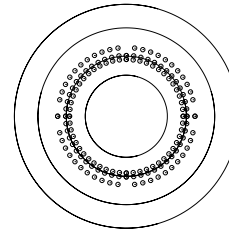
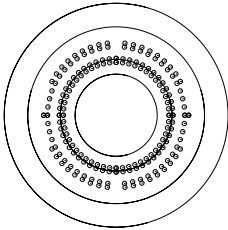
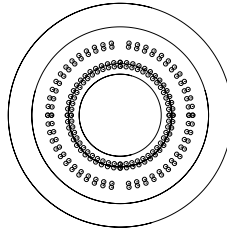
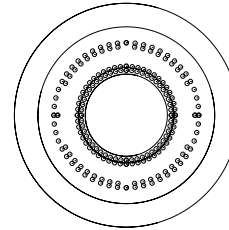
a) $w_k = -0.7 \text{ mm}$ b) $w_k = -0.6 \text{ mm}$ c) $w_k = -0.5 \text{ mm}$ d) $w_k = -0.4 \text{ mm}$ e) $w_k = -0.35 \text{ mm}$ f) $w_k = -0.3 \text{ mm}$ g) $w_k = -0.25 \text{ mm}$ h) $w_k = -0.2 \text{ mm}$ i) $w_k = -0.15 \text{ mm}$ 

Bild 66: Einfluß einer ringförmigen Klemmkraft auf die Kontaktzone der kegelförmig vorverformten Platte. Vorverformung $v(r, \varphi) = \frac{v_0}{R}r$, $v_0 = -2 \text{ mm}$, Zentraler Distanzring $D = 2 \text{ mm}$, Klemmradius $b = 42.15 \text{ mm}$

Sinusförmig vorverformte Platten. Die Vorverformung

$$v(r, \varphi) = \frac{v_0}{R} r \sin(2\varphi) \quad (92)$$

wird untersucht, um Plattenwelligkeiten zu modellieren, die durch Kriechdeformationen bei senkrecht schrägstehender Aufbewahrung ohne seitliche Unterstützung entstehen können.

Die resultierenden Kontaktzonen der nur durch Eigengewicht belasteten Platte mit verschiedenen Amplituden v_0 der Vorverformung zeigt Bild 67. Für geringe Welligkeiten, z.B.

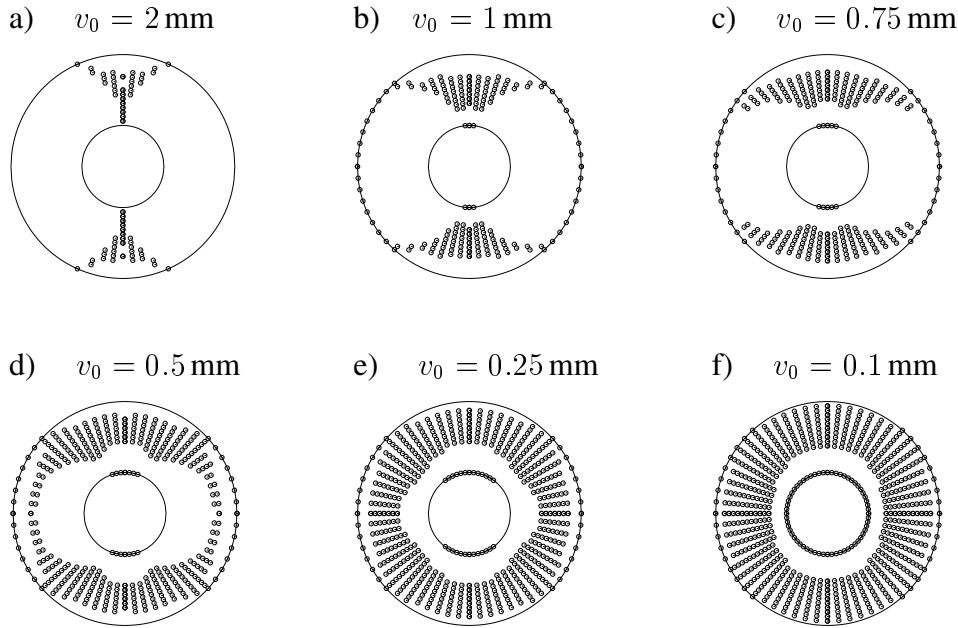


Bild 67: Sinusförmig vorverformte Platte unter Eigengewicht

$v_0 = 0.25$ mm (Bild 67 e)) und $v_0 = 0.1$ mm (Bild 67 f)), nähert sich das Muster dem einer entsprechend gering kegelförmig vorverformten Platte. Jedoch ist bemerkenswert, daß die Platte für größere Amplituden zwar am Außenrand noch aufliegt, sich aber im wichtigen Rillenbereich großflächige Zonen ausbilden, in denen kein Kontakt erzielt werden kann. Es ist anschaulich klar, daß die Kontaktverhältnisse durch Klemmen verbessert werden können.

Beispielhaft wird für eine Welligkeit mit der Amplitude $v_0 = 1$ mm eine zusätzliche Belastung durch eine Ringkraft aufgebracht (Bild 68). Die Problematik der richtigen Wahl der Anpreßkraft, die schon in der analytischen Rechnung für die ebene Platte deutlich wurde, spiegelt sich auch hier wider. Bei zu geringer Belastung liegt die Platte im wesentlichen außen auf, bei zu hoher Belastung stützt sie sich nur auf dem Innenring $r = c$ ab. Für Klemmenverschiebungen im Bereich zwischen $w_k = -0.7$ mm und $w_k = -0.2$ mm führt die Anwendung der Klemme zu einer deutlichen Verbesserung der Kontaktverhältnisse (Bild 68 d) bis i)). Das Auftreten eines geschlossenen Doppelrings, verbunden mit einem Ablösen in seiner Umgebung (Bild 68 f) bis i)), deutet auf den oben dargestellten Diskretisierungseffekt hin. Dies wurde numerisch bestätigt durch geringfügige Veränderung der Klemmposition $w_k = -0.4$ mm, mit der man eine nahezu geschlossene „Rechteckzone“ in Bild 68 g) erreicht.

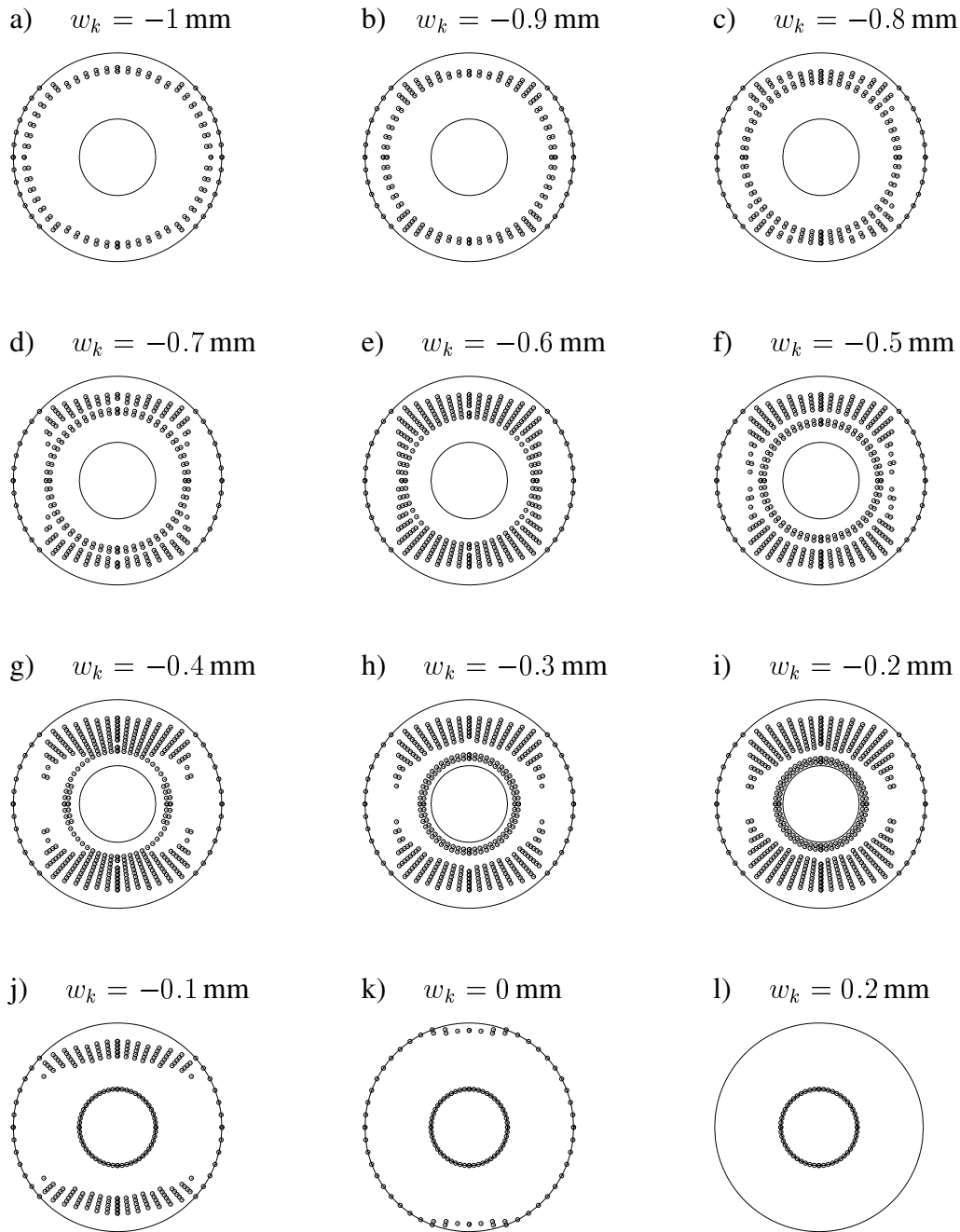


Bild 68: Einfluß einer ringförmigen Klemmkraft auf die Kontaktzone der sinusförmig vorverformten Platte. Vorverformung $v(r, \varphi) = \frac{v_0}{R} r \sin(2\varphi)$, $v_0 = 1 \text{ mm}$, Zentraler Distanzring $D = 3 \text{ mm}$, Klemmradius $b = 42.15 \text{ mm}$

6.4 Diskussion und praktische Umsetzung

Die analytischen und numerischen Untersuchungen zur Kopplung der Schallplatte mit dem Plattenteller geben Hinweise auf die konstruktive Umsetzung. So ist eine Labelaussparung nötig, da andernfalls schon bei einer Labelüberhöhung von 0.2 mm die Schallplatte nur noch Kontakt auf dem Außenradius hat und ansonsten hohl liegt (Bild 54).

Die Frage, ob ein ebener Plattenteller mit oder ohne Ringklemme verwendet wird, hängt von mehreren Faktoren ab. Bei einer ebenen Schallplatte, die nur durch ihr Eigengewicht belastet ist, ist die geschlossene Zone groß genug (Abschnitt 6.2.2). Zusätzlich sprechen praktische Erwägungen wie einfache und schnelle Bedienbarkeit für diese Lösung. Wenn die Schallplatte jedoch Vorverformungen aufweist, so kann eine praktisch leicht handhabbare Ringklemme (Bild 44) bei richtiger Einstellung die Kontaktzonen zwischen Schallplatte und Teller vergrößern. Ein positives Beispiel stellen hierfür die sinusförmig vorverformte Platte in Bild 68 d) bis i) dar, die deutliche Verbesserungen gegenüber Bild 67 b) aufweisen. Andererseits konnte der wichtige Außenbereich einer kegelförmig stark vorverformten Platte auch durch Klemmen nicht geschlossen werden, auch wenn sich marginale Verbesserungen gegenüber Bild 65 a) ergaben (Bild 66).

Insofern zeigen die Analysen insgesamt, daß ein zusätzlicher Klemmring bei richtiger Bedienung nützlich sein wird. Es besteht allerdings die Gefahr des Unter- bzw. Überklemmens (Bilder 68 a, k, l), wobei das Überklemmen deutlich schädlicher ist. Einen Anhaltspunkt für die richtige Position w_k des Klemmrings liefert Bild 69. Dargestellt ist die aufgeprägte Gesamt-

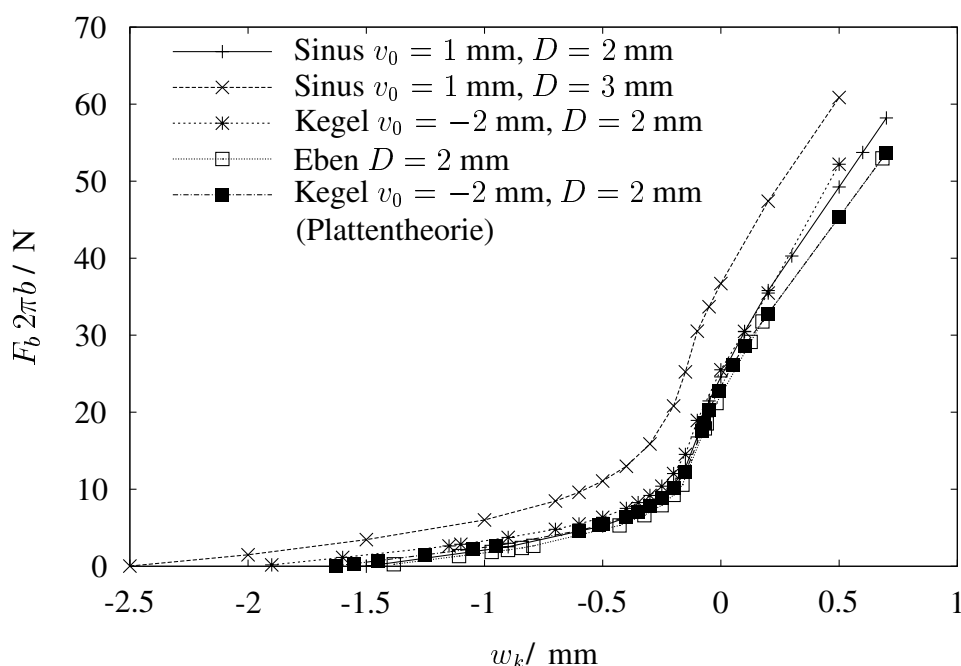


Bild 69: Gesamte Ringkraft als Funktion der Klemmenverschiebung

klemmkraft über der Verschiebung des Klemmrings für unterschiedlich vorverformte Platten. Qualitativ lassen sich die Kurven in einen flachen Bereich zu geringer Klemmverschiebung,

in einen Übergangsbereich rasch zunehmender Steigung und einen Bereich zu großer Klemmverschiebung $w_k > -0.1$ mm unterteilen. Dabei ist bemerkenswert, daß bei gleicher Höhe des zentralen Distanzrings von $D = 2$ mm die Kurven im Übergangsbereich fast übereinander liegen. Die Klemmposition, die nach Bild 66 und Bild 68 ein möglichst gutes Anliegen der Schallplatte gewährleistet, liegt in diesem Übergangsbereich $-0.5 \text{ mm} < w_k < -0.1 \text{ mm}$ und ist somit unabhängig von der Vorverformung. Es bietet sich deshalb an, den ausgeprägten Wechsel in der Steigung der nichtlinearen Federkennlinie $c = dF_b/dw_k$ als Kriterium für die optimale Position der Klemme zu definieren. Nach Bild 69 liegt dieser Wechsel bei $w_k \approx -0.3$ mm. Die Größe der absoluten Kraft kann kein Kriterium darstellen, da diese mit den Material- und Geometrieparametern stark variiert. Es bleiben somit drei Möglichkeiten, die richtige Klemmposition einzustellen. (i) Es wird dem Benutzer zugetraut, bei der Verschraubung des Klemmrings die deutliche Zunahme des aufgebrachten Moments festzustellen. (ii) Alternativ kann ein Meßsystem vor Fehlbedienung schützen. Ist dieser Aufwand zu groß, so kann auch (iii) eine einfache Wegbegrenzung vor der Gefahr des Überklemmens schützen. Gegen die dritte, einfache Lösung spricht jedoch die Variation der Dicke handelsüblicher Schallplatten, da sich das definierte optimale Klemmaß auf die Mittelfläche der Platte bezieht und außer Acht läßt, daß die Ringklemme auf der Oberfläche der Platte aufsetzt. Neben der Problematik der richtigen Einstellung der Klemmenverschiebung besteht auch die Gefahr zu großer absoluter Klemmkraft, die die Schallplatte unzulässig hoch beanspruchen und schädigen können. So zeigt Bild 69, daß sich die Klemmkraft um 30 % erhöht, wenn die Dicke des Distanzringes von 2 auf 3 mm vergrößert wird. Bei optimaler Wahl im Hinblick auf günstige Kontaktverhältnisse nimmt sie den Wert von mindestens 10 N an, was in etwa dem zehnfachen Eigengewicht der Platte entspricht.

Mit einem konkaven Plattenteller kann der Anpreßdruck signifikant gesteigert werden, wie die Analyse im Abschnitt 6.2.2 für eine ebene Platte gezeigt hat. Ergebnisse für vorverformte Schallplatten konnten mit dem vorhandenen Finite-Element-Programm aufgrund der beschränkten Möglichkeiten in der Netzgenerierung und Elementanzahl nicht erzielt werden. Insofern steht diese interessante Alternative zum ebenen Plattenteller noch einer weitergehenden theoretischen und numerischen Untersuchung offen.

6.5 Messungen

Unterschiedliche Materialien. Um einen Eindruck zu erhalten, wie sich unterschiedliche Materialien auf das Dämpfungsverhalten einer Schallplatte auswirken, werden exemplarisch Filz- und Gummiauflagen sowie ein reiner Plexiglasteller mit einem Kugelfallversuch nach Bild 70 untersucht. Die Stahlkugel mit Durchmesser $d = 3$ mm trifft in der Mitte des Rillenbereichs im Abstand r vom Plattenzentrum auf und simuliert eine Stoßanregung der Platte (Collomns, 1982). Die transiente Schwingungsantwort auf die Impulsanregung nimmt der Beschleunigungsaufnehmer A auf, der auf dem Kreisbogen vom Radius r , jedoch 90° versetzt zum Auftreffpunkt der Kugel angeordnet ist. Auftreffpunkt und Meßpunkt sind so hinreichend weit voneinander entfernt, daß kleinere Ungenauigkeiten in der Position des tatsächlichen Auftreffpunktes vernachlässigbar sind. Die Kugelfallhöhe ist so gewählt, daß bei mäßiger Beanspruchung der Schallplatte der Signal-Rausch-Abstand genügend groß ist.

Die untersuchten Tellerauflagen sind ca. 4 mm dicke Gummi- oder Filzauflagen. Der Plat-

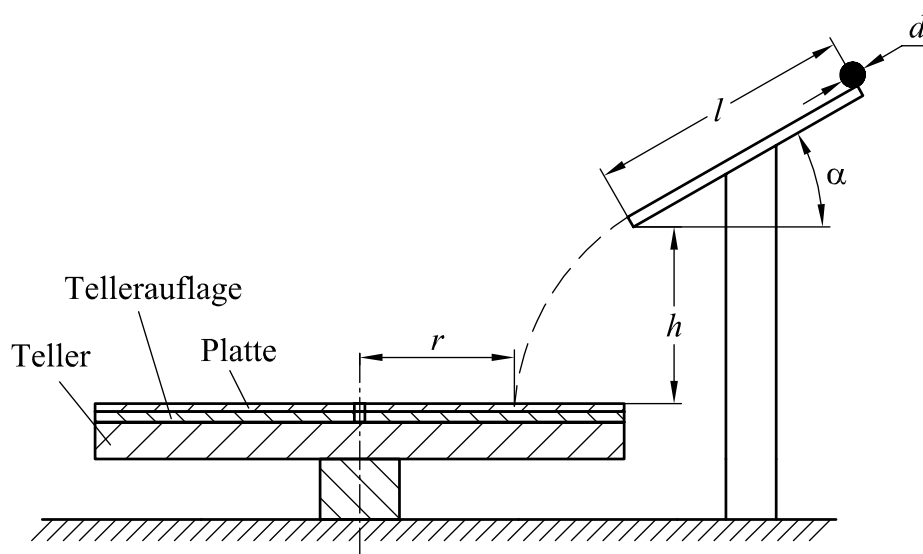


Bild 70: Kugelfallversuch. Die weiteren Abmessungen sind $h = 78 \text{ mm}$, $l = 120 \text{ mm}$, $\alpha = 35^\circ$ und $r = 80 \text{ mm}$.

tenteller besteht aus Plexiglas, so daß bei der Untersuchung dieses Materials die Schallplatte unmittelbar aufliegt. Für diese Messung wird die Fallhöhe h um 4 mm verringert. Der Plattenteller liegt auf dem fest mit dem Boden verbundenen Tellerlager auf.

Bei den Messungen wird ein 0.7 g leichter Beschleunigungsaufnehmer Brüel & Kjaer Typ 4374 verwendet, um die Rückkopplung auf die ca. 100 g schwere Schallplatte möglichst gering zu halten. Die Meßkette entspricht derjenigen aus Bild 19 unter ausschließlicher Benutzung des Kanals A. Für diesen Versuch wird im Unterschied dazu jedoch ein Rechteckzeitfenster definiert, dessen Bereichsgrenzen so festgelegt sind, daß das Abklingen des Impulses vollständig enthalten ist. Das Zeitsignal der gemessenen Beschleunigung zeigt das Bild 71 für die Materialien Filz, Gummi und Plexiglas. Die stärkere Bedämpfung der Schallplatte durch Plexiglas gegenüber Gummi und Filz zeigt sich in der geringeren Abklingzeit. Die Fouriertransformation des Zeitsignals im Frequenzbereich bis 3.2 kHz in Bild 72 bestätigt das deutlich günstigere Verhalten von Plexiglas und Gummi gegenüber Filz.

Schallplatte auf ebenem Plattenteller mit Klemmring. Der oben beschriebene Kugelfallversuch wurde auch benutzt, um Aufschluß über die Wirkung einer Plattenklemme zu erhalten. Die Schallplatte wurde hierzu auf einen Plexiglasteller mit Labelaussparung unter Verwendung eines zentralen Distanzrings von $D = 1 \text{ mm}$ aufgelegt. Die Beschleunigungen wurden in verschiedenen Fallversuchen gemessen, wobei die jeweilige Position der Plattenklemme durch Verdrehen der Stellschraube des M6-Gewindes mit 1 mm-Steigung festgelegt wurde. Die 0° Position der Stellschraube entspricht einer Lage der Plattenklemme, bei der sie die Schallplatte gerade berührt. Die Fouriertransformierte der gemessenen Zeitsignale ist in Bild 73 für verschiedene Winkelpositionen der Stellschraube dargestellt. Bei 90° ist die Klemmung der Schallplatte noch zu gering, bei 270° bereits wieder zu groß. Diese Grenzfälle korrespondieren mit den in Abschnitt 6.2.2 beschriebenen Effekten des Unter- bzw. Überklemmens. Im Bereich zwischen 135° und 225° sind die Spektren des Zeitsignals günstiger und nehmen bei 180° ein deutlich ausgeprägtes Optimum an. Der Winkelbereich, in dem Verbesserungen zu

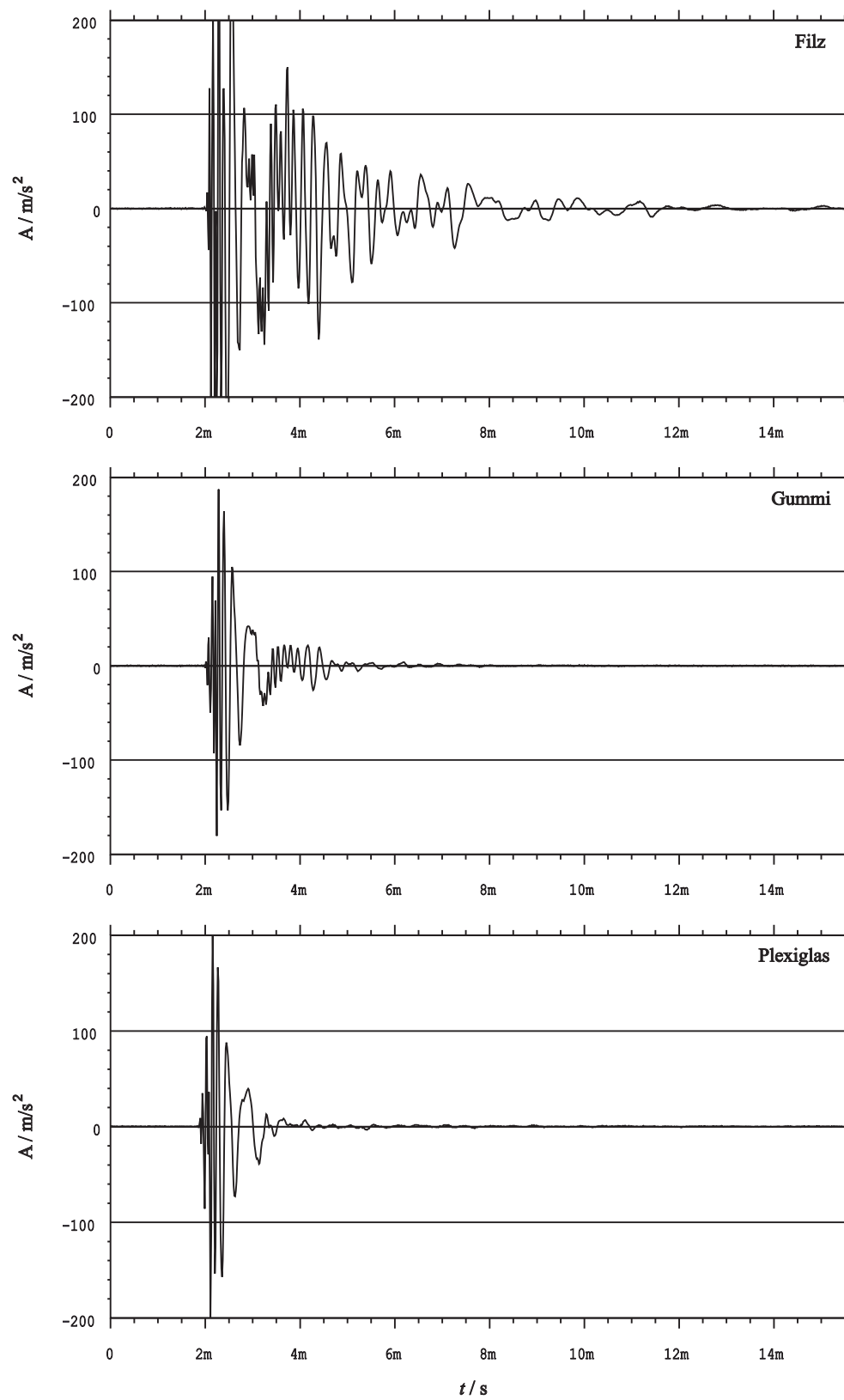


Bild 71: Gemessene Beschleunigung gegen die Zeit des Kugelfallversuchs für die Materialien Filz, Gummi und Plexiglas

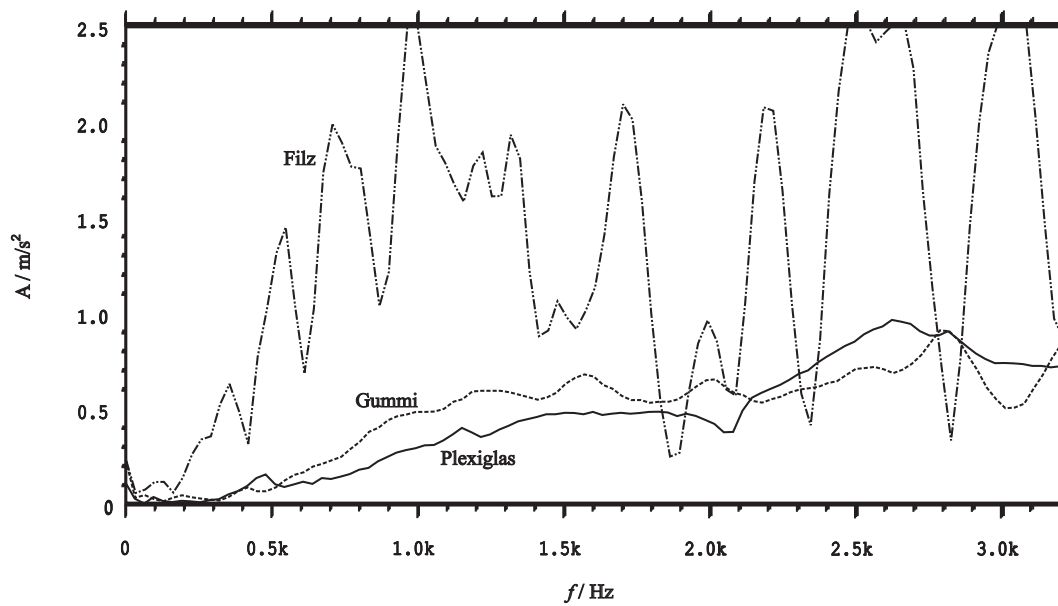


Bild 72: Fouriertransformierte der gemessenen Beschleunigung gegen die Frequenz für die Materialien Filz, Gummi und Plexiglas

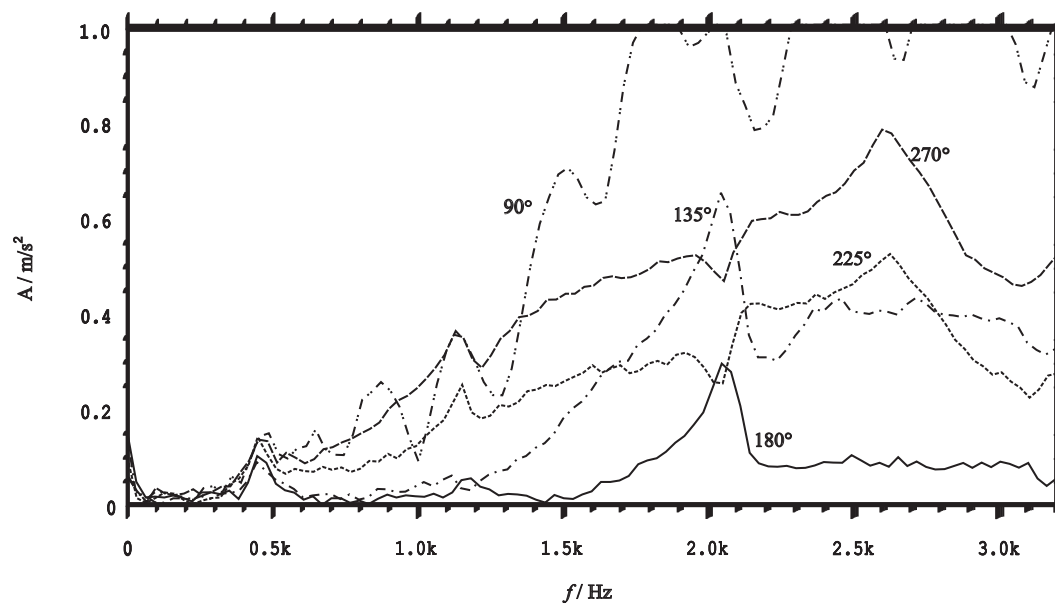


Bild 73: Fouriertransformierte der gemessenen Beschleunigung gegen die Frequenz für verschiedene Klemmverschiebungen w_k . Ebener Plexiglasteller mit Labelaussparung

erzielen sind, entspricht Variationen der Klemmposition von nur 0.25 mm, so daß in der Praxis ein dickerer zentraler Distanzring mit $D = 2$ mm und einem weniger empfindlichen Einstellbereich zu bevorzugen ist. Die Ergebnisse in Bild 72 unterstreichen die durchaus positive Wirkung einer Plattenklemme, machen aber auch noch einmal die Problematik der richtigen Einstellung deutlich. Hinsichtlich des letzten Aspekts ist noch anzumerken, daß man bei der Verdrehung der Stellschraube den durch die höhere Federsteifigkeit bedingten höheren Widerstand beim Übergang zu größeren Verstellwinkeln deutlich spürt.

7 Tonarm

In diesem Kapitel soll das System aus Tonarm und Tonabnehmer untersucht werden. Die auftretenden Resonanzen haben vielfältige Ursachen. Sie führen zu Signalverfälschungen und –verlusten. Es ist seit langem bekannt, daß eine der Hauptursachen dieser Störungen in der Lagerung des Tonarms zu suchen ist. Unter den vielfältigen Möglichkeiten der Lagerung stellt die Einpunktlagerung prinzipiell die resonanzärmste dar. Diese wird theoretisch untersucht und ein optimierter Tonarm mit dem Ziel entwickelt, die bekannte Taumelneigung bei Einpunktlagerung (Kirbach, 1999) zu vermeiden.

7.1 Funktionsweise des Tonarms

Das grundlegende Prinzip der Abtastung einer Schallplatte ist in Bild 74 veranschaulicht. Der

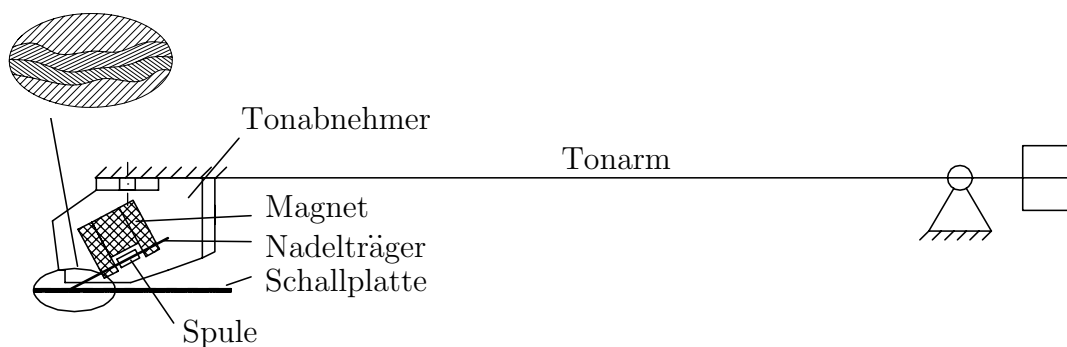


Bild 74: Prinzipskizze des Abtastvorgangs eines elektrodynamischen Abtastsystems

federnd gelagerte Nadelträger wird durch die Modulationen in der Schallplatte angeregt. Die Spulen auf dem Nadelträger induzieren nur dann ein der gespeicherten Information proportionales Signal, wenn der Tonabnehmer störungsfrei durch den Tonarm geführt wird. Schwingt jedoch der Tonarm, so entstehen Signalverfälschungen, da die Relativgeschwindigkeit zwischen dem Nadelträger und dem Tonabnehmergehäuse für das Signal maßgebend ist. Die Störungen können vielfältige Ursachen haben (Kuppek, 1981):

- Das wegerregte Feder–Masse–System hat eine niedrigste Eigenfrequenz, die sich aus der Elastizität der Nadelträgeraufhängung und den als starr betrachteten Massen ergibt. Es ist in der Praxis üblich, dieses System auf ca. 10 Hz abzustimmen, damit einerseits die abgetasteten Frequenzen des hörbaren Bereichs, die bei ca. 20 Hz beginnen, auf jeden Fall im überkritischen Bereich liegen und andererseits tieffrequente Plattenwelligkeiten im unterkritischen Bereich verbleiben (und kein Signal liefern).
- Die häufig verwendeten Kugellager zur Lagerung des Tonarms neigen im Frequenzbereich zwischen 100 Hz und 300 Hz zu ungewollten Geräuschen, die sich dem Abtastvorgang überlagern. Kardanisch spitzengelagerte Tonarme weisen ähnliche Probleme auf, da auch sie nicht spielfrei eingestellt werden können.

beschrieben. Die an der Nadelspitze A in y - und z -Richtung wirkenden Kräfte sind der Relativverschiebung

$$\begin{pmatrix} q_2 \\ q_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} w_2 + a_3 \varphi_1 - a_1 \varphi_3 \\ w_3 + a_1 \varphi_2 \end{pmatrix} \quad (96)$$

(bzw. der Relativgeschwindigkeit) des Punktes A gegenüber dem Tonarm proportional. In (96) bezeichnen w_2 und w_3 die abzutastenden Modulationen der Schallplatte in horizontaler und vertikaler Richtung. Bei Vernachlässigung von Kreiselwirkungen und bei Beschränkung auf kleine Verdrehungen ($\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$) um die Koordinatenachsen in der statischen Gleichgewichtslage lauten die linearisierten Bewegungsgleichungen

$$\begin{aligned} & \begin{pmatrix} \Theta_{11} & \Theta_{12} & \Theta_{13} \\ \Theta_{12} & \Theta_{22} & \Theta_{23} \\ \Theta_{13} & \Theta_{23} & \Theta_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varphi_1 \\ \varphi_2 \\ \varphi_3 \end{pmatrix}'' + \begin{pmatrix} +d_{22}a_3a_3 & +d_{23}a_1a_3 & -d_{22}a_1a_3 \\ +d_{23}a_1a_3 & +d_{33}a_1a_1 & -d_{23}a_1a_1 \\ -d_{22}a_1a_3 & -d_{23}a_1a_1 & +d_{22}a_1a_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varphi_1 \\ \varphi_2 \\ \varphi_3 \end{pmatrix} \\ & + \begin{pmatrix} +c_{22}a_3a_3 + mgs_3 & +c_{23}a_1a_3 & -c_{22}a_1a_3 \\ +c_{23}a_1a_3 & +c_{33}a_1a_1 & -c_{23}a_1a_1 \\ -c_{22}a_1a_3 & -c_{23}a_1a_1 & +c_{22}a_1a_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varphi_1 \\ \varphi_2 \\ \varphi_3 \end{pmatrix} \\ & = \begin{pmatrix} a_3c_{22} \\ a_1c_{33} \\ a_1c_{22} \end{pmatrix} \hat{w}_2 + \begin{pmatrix} a_3c_{23} \\ a_1c_{33} \\ a_1c_{23} \end{pmatrix} \hat{w}_3 + \begin{pmatrix} a_3d_{22} \\ a_1d_{33} \\ a_1d_{22} \end{pmatrix} \dot{w}_2 + \begin{pmatrix} a_3d_{23} \\ a_1d_{33} \\ a_1d_{23} \end{pmatrix} \dot{w}_3. \end{aligned} \quad (97)$$

Der Nachteil der Einpunktlagerung liegt darin, daß keine Momente um die Tonarmlängsachse aufgenommen werden können. Neben den für die Funktion zwingend erforderlichen Drehfreiheitsgraden um die y - und z -Achse stellt die Verdrehung um die x -Achse einen unerwünschten zusätzlichen Freiheitsgrad dar, so daß ein dynamischer vertikaler Spurwinkelfehler φ_1 entstehen kann. Er führt zu einem Verkanten des Tonabnehmerdiamanten in der Schallplattenrille. Eine Verdrehung φ_1 um die Längsachse sollte also nach Möglichkeit nicht auftreten. Wie die Bewegungsgleichungen (97) zeigen, sind aber alle drei Verdrehungen i.a. miteinander gekoppelt. Eine Entkopplung der Koordinate φ_1 erreicht man offensichtlich mit

$$a_3 = 0 \quad \text{und} \quad \Theta_{12} = \Theta_{13} = 0, \quad (98)$$

so daß die erste Gleichung in (97) die einfache freie Pendelschwingung

$$\Theta_{11} \ddot{\varphi}_1 + mgs_3 \varphi_1 = 0 \quad (99)$$

beschreibt. Ergänzt um die üblichen Anforderungen aus praktischen Erfahrungen im Tonarmbau (Kuppek, 1981) ergeben sich die folgenden Bedingungen für die Gestaltung des einpunktgelagerten Tonarms:

1. Drehpunkt L und Auflagepunkt A müssen auf gleicher Höhe liegen: $a_3 = 0$.
2. Die Massendeviationsmomente Θ_{12} und Θ_{13} müssen verschwinden.
3. Der Schwerpunkt muß unterhalb der Linie $A-L$ liegen: $s_3 > 0$ (statische Stabilität).
4. Die Eigenfrequenzen der Vertikal- und Horizontalschwingung müssen ca. 10 Hz betragen.

5. Die Auflagekraft in Punkt A muß ca. 25mN betragen.
6. Die Länge des Tonarms a_1 soll ca. 230 mm betragen.

7.3 Konstruktive Gestaltung des einpunktgelagerten Tonarms

Einpunktlager. Das Lager besteht aus der Lagerspitze und einem kalottenförmigen Lagerstein (Bild 76). Es kann Druckkräfte in z -Richtung aufnehmen. Damit kein Gleiten in x - bzw. y -Richtung auftritt, wird im Gegensatz zum Tellerlager nicht die Werkstoffpaarung Keramik/Stahl sondern Stahl/Stahl benutzt, da hierfür der Haftreibungskoeffizient größer ist. Dreht sich der Tonarm um die y -Achse um den Winkel φ_2 , so rollt die Spitze mit dem Verrundungsradius r_2 in dem kalottenförmigen Lagerstein mit dem Radius $r_1 > r_2$ ab. Die Spitze verdreht sich um den Winkel φ_3 , wenn der Tonarm um die z -Achse geführt wird (Bohrreibung). Mit beiden Verdrehungen sind nur sehr geringe Bewegungswiderstände verbunden.

Bei der Auslegung des Spitzenlagers haben wir auf die Erfahrungen der Feinwerktechnik zurückgegriffen (Hildebrand, 1983). Die Lagerkalotte wird mit Hilfe der Mikrofrästechnik (Weinert, 2000) aus gehärtetem Spezialstahl hergestellt, die Spitze aus gehärtetem Präzisionsrundstahl (poliert, 1% Cr und 1% Wo). Ein Anhaltswert für die maximal zulässige Flächenpressung ist für Spitzenlager $p_{zul} = 3000 \text{ N/mm}^2$. Die Hertzsche Pressung beträgt ca. 2000 N/mm^2 bei einer Belastung mit der Gewichtskraft von ca. 3 N, wenn der Spitzenverrundungsradius $r_1 = 0.3 \text{ mm}$ mit einem Lagersteinverrundungsradius $r_2 = 0.5 \text{ mm}$ gepaart wird.

Tonabnehmer. Konkret wird der MC-Tonabnehmer „Rohmann“ der Firma Ortofon modelliert. Die für die Konstruktion des Tonarms relevanten Daten des Tonabnehmers sind:

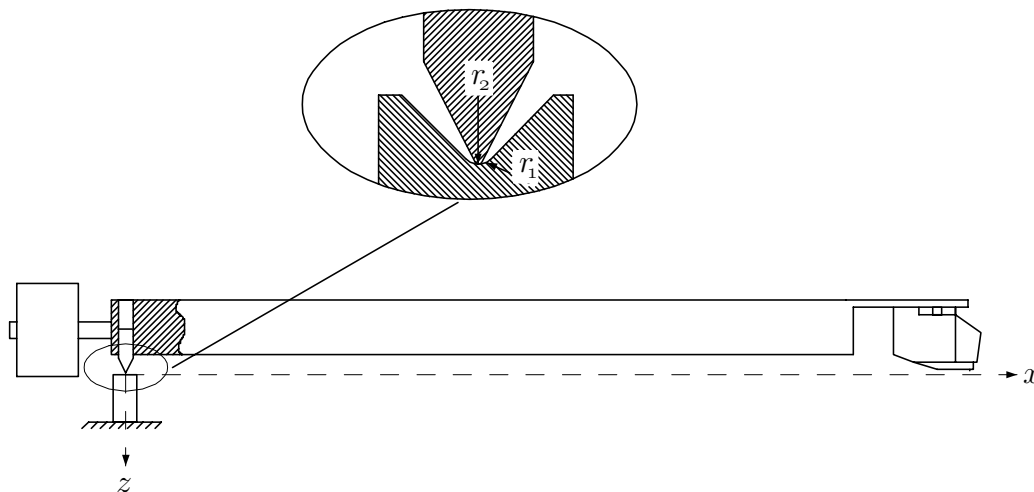


Bild 76: Prinzipskizze eines Tonarms mit Einpunktlagerung mit vergrößerter Darstellung des Einpunktlagers bestehend aus dem kalottenförmigen Lagerstein mit dem Radius r_1 und der Lagerspitze mit dem Radius $r_2 < r_1$

Gewicht:	9 g
vertikale dynamische Nadelnachgiebigkeit	12 $\mu\text{m/mN}$
empfohlene Auflagekraft	25 mN

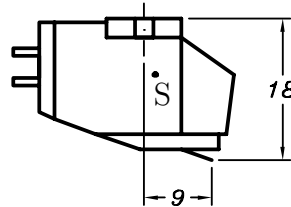


Bild 77: Skizze und relevante Abmessungen des Tonabnehmers „Rohmann“ der Firma Ortofon

Aus Bild 77 ist die Einbauhöhe, d.h. der Abstand vom Abtastdiamanten bis zur Befestigungsplatte (18 mm), zu entnehmen. Sie geht in die Abtasthöhe a_3 ein. Es ist zu beachten, daß von der Einbauhöhe die statische Absenkung infolge des Eintauchens der Federaufhängung durch das Eigengewicht abzuziehen ist. Der Abstand zwischen den Befestigungslöchern und dem Abtastdiamanten (9 mm) wird zur Positionierung des Tonabnehmers im Headshell benötigt. Der Tonabnehmer wird durch vier Teilkörper unterschiedlicher Dichten so modelliert, daß seine Masse von 9 g und die Lage des (geschätzten) Schwerpunkts korrekt wiedergegeben werden. Da der Tonabnehmer neben dem Headshell die einzige Unsymmetrie zur x - z -Ebene bewirkt, ist die Lage seines Schwerpunkts wichtig.

Tonarmrohr und Headshell. Der Durchmesser des Tonarmrohrs beträgt 15 mm bei einer Wanddicke von 1.5 mm. Der Werkstoff ist ein Verbundwerkstoff aus 62.5 % HM-Kohlefasern in Epoxydharz. Der E-Modul erreicht die Werte von Stahl bei nur einem Viertel der Dichte. So ist eine hohe Eigenfrequenz bei relativ hoher Dämpfung garantiert. Aufgrund des großen Abstandes des Headshells zum Drehpunkt ist ein möglichst geringes Gewicht dieses Bauteils wünschenswert. Aussparungen bei gleichzeitiger Erhöhung der Wanddicke ergeben bei gleicher Masse eine Verbesserung der Biege- und Torsionssteifigkeit. Als Werkstoff wird hochreines Magnesium verwendet, welches eine extrem hohe innere Dämpfung aufweist.

Gegengewichte. Die Forderung $\Theta_{13} = 0$ führt zu einer neuartigen Gestaltung der Gegengewichte entsprechend Bild 78. Üblicherweise (Rietschel, 1999) werden diese im vierten Qua-

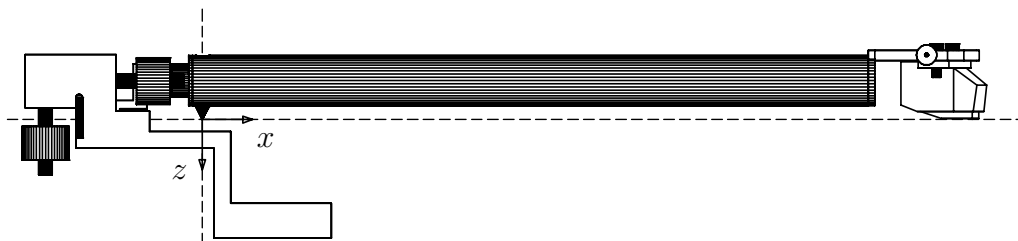


Bild 78: Seitenansicht des Tonarms in y -Richtung zur Veranschaulichung der Geometrie der Gegengewichte unter der Forderung $\Theta_{13} = 0$

dranten ($x < 0$, $z < 0$) des in Bild 78 dargestellten x - z -Systems angeordnet, da dort genügend Bauraum zur Verfügung steht und die dort angeordneten Gegengewichte die gewünschte

Schwerpunktverlagerung nach links (Auflagekraft) und nach unten (Stabilität) offensichtlich gewährleisten. Für das auszugleichende Deviationsmoment des Tonarms $\Theta_{13} = - \int xz dm$ ist diese Anordnung jedoch kontraproduktiv, da sie mit dem gleichen Vorzeichen eingeht.

In Bild 78 wird der positive Beitrag des Tonarmrohres, des Headshells und des Tonabnehmers zum Deviationsmoment Θ_{13} durch den negativen Beitrag der Gegengewichte im ersten und dritten Quadranten kompensiert. Die Einhaltung aller Nebenbedingungen wird durch die Forderung $\Theta_{13} = 0$ wesentlich schwieriger.

Die Forderung $\Theta_{12} = 0$ ist bei im wesentlichen symmetrischer Bauweise des Tonarms mit der x - z -Ebene als Symmetrieebene leichter zu erfüllen. Lediglich geringe Massen des Headshells, des Tonabnehmers und des Antiskatinghebels stören die Symmetrie. Der Abgleich von Θ_{12} kann deshalb durch ein leichtes Gegengewicht am Headshell, wie in Bild 79 dargestellt, erfolgen.



Bild 79: Ansicht des Tonarms in z -Richtung zur Begründung des zusätzlichen Gegengewichts am Headshell unter der Forderung $\Theta_{12} = 0$

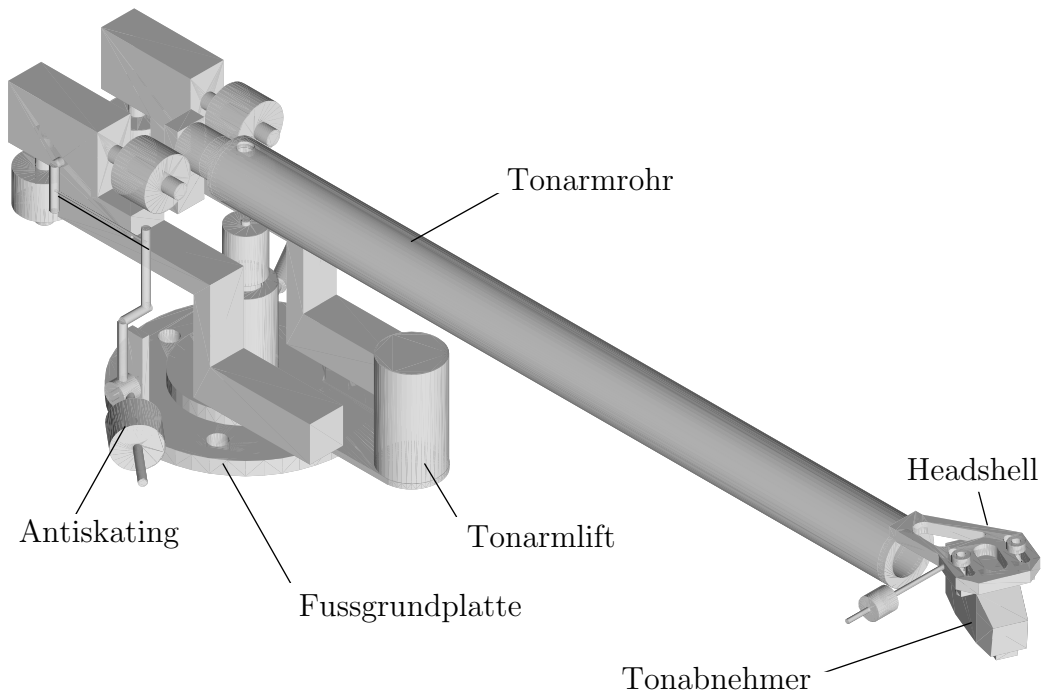
Gesamtkonstruktion. Die endgültige Festlegung der Gegenmassen und die Einhaltung aller Nebenbedingungen erfolgte iterativ durch schrittweise Veränderung des Entwurfs (Schneider, 1998). Die dreidimensionale Modellierung erfolgte mit Hilfe des CAD-Programms AutoCad/Mechanical Desktop (Autodesk, 1997). Das Programm berechnet die Massenträgheitsmomente Θ_L , die Masse und die Koordinaten des Schwerpunktes, so daß für ein gegebenes Modell die Einhaltung der Nebenbedingungen überprüft werden kann.

Bild 80 zeigt den optimierten Tonarm und Tabelle 11 die zugehörigen Daten. Die Auflagekraft beträgt 25 mN, die Eigenfrequenzen betragen in vertikaler Richtung 9.8 Hz und in horizontaler Richtung 9.7 Hz.

Die Antiskatingkraft wird über den Faden und den Hebel mit einem entsprechend dimensionierten Gewicht aufgebracht. Der Faden liegt annähernd in der x - y -Ebene, so daß nur das benötigte Moment um die z -Achse anliegt. Befindet sich der Tonarm in der Anfangsrille der Schallplatte, so steht der Hebel parallel zur x - y -Ebene. Es wirkt dann das maximale Moment. Entsprechend der abnehmenden Skatingkraft zur Schallplattenmitte hin nimmt die Antiskatingkraft des Tonarms in dieser Richtung ab.

Zur besseren Handhabung des Tonarms ist der Tonarmlift drehbar gelagert und über einen Hebel bedienbar.

Die zum Fehlerausgleich vorgesehenen Einstellmöglichkeiten des Tonarms sind in Bild 81 veranschaulicht:

**Bild 80:** Geometrische Form des optimierten Tonarms

Parameter	Wert
Θ_{11}	$1.349 \cdot 10^{-4} \text{ kgm}^2$
Θ_{22}	$1.23 \cdot 10^{-3} \text{ kgm}^2$
Θ_{33}	$1.20 \cdot 10^{-3} \text{ kgm}^2$
Θ_{12}	$-1.29 \cdot 10^{-8} \text{ kgm}^2$
Θ_{13}	$-3.37 \cdot 10^{-8} \text{ kgm}^2$
Θ_{23}	$2.57 \cdot 10^{-7} \text{ kgm}^2$
a_1	0.2289 m
a_3	0.0 m
s_1	0.00179 m
s_2	0.0 m
s_3	0.0023 m
m	0.304 kg

(100)

Tabelle 11: Daten

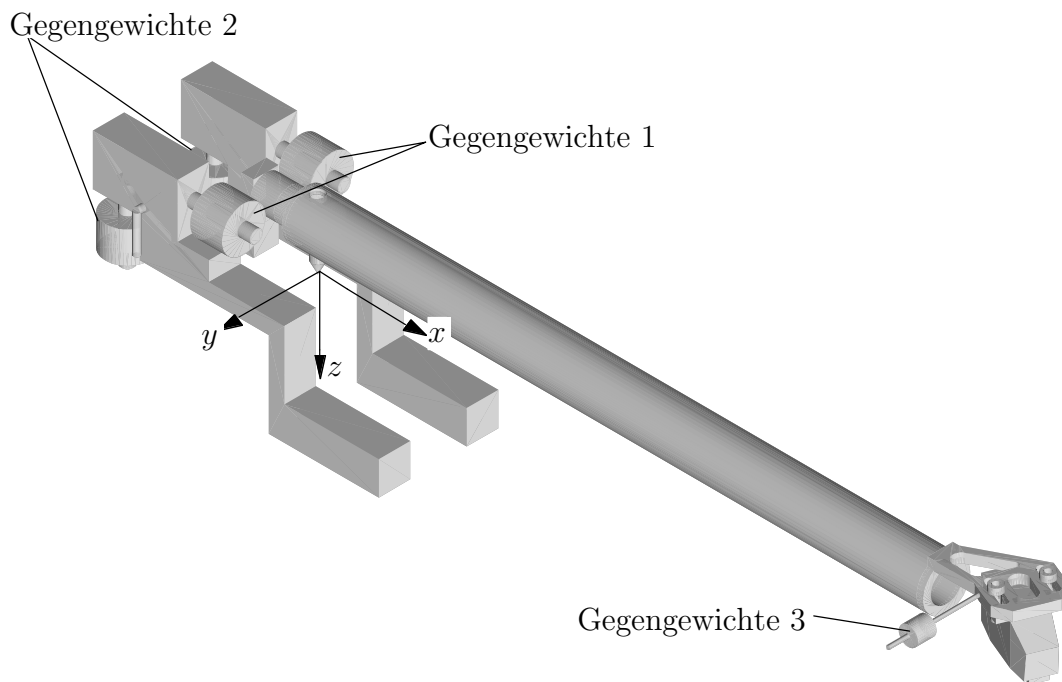


Bild 81: Bezeichnung der Einstellmöglichkeiten des dynamischen Teils des Tonarms

- Die zylinderförmigen Gegengewichte 1 haben ein Feingewinde der Steigung 0.3 mm. Sie werden paarweise in x -Richtung verschoben (Abgleich der Auflagekraft).
- Die Höhe der Lagerspitze kann in z -Richtung mit Hilfe einer Feingewindeimbusschraube der Steigung 0.3 mm im Tonarmrohr verändert werden (Höhenabgleich $a_3 = 0$).
- Die zylinderförmigen Gegengewichte 2 haben ein Feingewinde der Steigung 0.3 mm. Sie werden paarweise in z -Richtung verschoben (Abgleich der Forderung $\Theta_{13} = 0$).
- Das zylinderförmige Gegengewicht 3 am Headshell wird durch einen O-Ring fixiert. Die Einstellgenauigkeit beträgt ca. 0.5 mm (Abgleich von $\Theta_{12} = 0$).

8 Zusammenfassung

Die auf der Analyse der einzelnen Baugruppen basierenden Erkenntnisse und schwingungstechnischen Verbesserungen wurden in einem Gesamtentwurf eines funktionsfähigen Plattenspielers (Bild 82) konstruktiv bis zur Fertigungsreife umgesetzt.

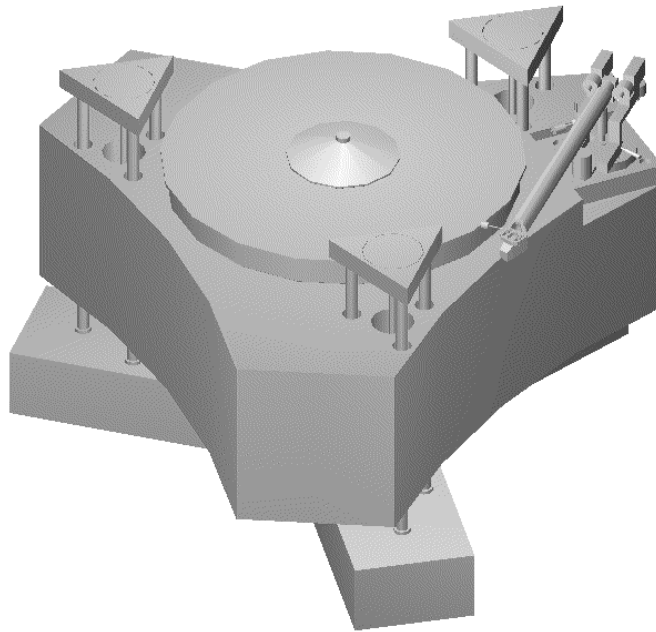


Bild 82: Gesamtsystem des Plattenspielers

Zur Körperschallisolierung des Subchassis vom Fundament ist die hängende Anordnung der Feder–Dämpfungs–Elemente gewählt worden, um die Isolierwirkung nicht nur in der vertikalen Richtung, sondern in der gleichen Güte auch für horizontale Anregung zu erzielen. Die sehr vorteilhafte tiefe Abstimmung der Grundresonanz auf 2.3 Hz konnte gewählt werden, weil Resonanzüberhöhungen im Eigenfrequenzbereich der massenbehafteten Stahlfedern durch die vorgesehene Bedämpfung mit Silikonöl merklich gemindert werden. Dieser Weg wurde deshalb gewählt, weil keine Werkstoffe zur Verfügung stehen, die einerseits eine hohe Dehnung zulassen und andererseits eine hohe Werkstoffdämpfung aufweisen. Die Vorzüge der tiefen Abstimmung sind in der Praxis nur zu realisieren, wenn die Zarge mit den Aufhängetürmen für die Federn extrem steif ausgelegt wird, um Kopplungen, die zu einem Einbruch der Übertragungsfunktion bei tiefen Frequenzen führen, zu vermeiden. Insofern sind der weiteren Absenkung der Grundresonanz des Systems Grenzen gesetzt, da die Höhe der Aufhängetürme bei Verringerung der Eigenfrequenz quadratisch anwächst. Des weiteren kann die erforderliche höhere externe Bedämpfung durch Silikonöl nicht mehr aufgebracht werden, die auch

dazu nötig ist, bei extremer Wahl der Abstimmung mögliche Stabilitätsprobleme des Systems auszuschließen. In der konstruktiven Gestaltung wurde darauf geachtet, daß die erforderlichen Verstellmöglichkeiten der Federaufhängepunkte vorhanden sind. Die richtige Reihenfolge dieser Einstellungen zur Vermeidung von Koppelschwingungen ist dabei von besonderer Bedeutung.

Das Subchassis wurde zunächst theoretisch im Hinblick auf sein Eigenschwingungsverhalten untersucht. Dabei ist ein Finite-Element-Programm eingesetzt worden, um das Subchassis mit angekoppelten nichttragenden Aufbaumassen zur Berücksichtigung des Plattentellers sowie des Tonarms auf eine maximale erste Eigenfrequenz zu optimieren. Diese Zusatzmassen machten, bei Variation der Geometrie des Subchassis, eine gleichzeitige Einbeziehung des verwendeten Materials erforderlich. Um die Schwingungsamplituden gering zu halten, sind die Materialien auch unter dem Aspekt der Werkstoffdämpfung ausgewählt worden. Daher sind anschließend exemplarisch Subchassis, die nach dem Ziel der maximalen ersten Eigenfrequenz geometrisch optimiert worden sind, im Labor untersucht worden. Dabei hat sich gezeigt, daß MDF-Vollmaterial auch hinsichtlich der Werkstoffdämpfung einen sehr guten Kompromiß darstellt. Ein ebenfalls meßtechnisch untersuchtes Glas-Kevlar-Sandwich konnte in der verwendeten Geometrie nicht ganz die Werte von MDF-Vollmaterial erreichen. Jedoch ist anzunehmen, daß mit einem deutlich teureren Kohle-Kevlar-Sandwich weitere Verbesserungen der dynamischen Steifigkeit erzielbar sind.

Für das Tellerlager ist die invertierte Lagerung ausgewählt worden. Die Vorteile liegen in einer geringeren Resonanzanfälligkeit gegenüber externen Störungen, da der Schwerpunkt nur geringfügig unterhalb des Auflagerpunktes liegt. Es stellt sich wie bei einem physikalischen Pendel ein stabiles Gleichgewicht ein. In der konstruktiven Umsetzung wurden Reibpartner mit extrem geringen Oberflächenrauigkeiten ausgewählt, so daß eine ausreichende Lebensdauer gewährleistet ist. Zusätzliche Maßnahmen sichern das Lager vor Beschädigung während der Bedienung des Plattenspielers.

Der Verbesserung der Gleichlaufeigenschaften durch Abstimmung des mechanischen Systems aus Plattenteller und Antriebsriemen zur Unterdrückung der Drehmomentwelligkeit des Motors sind enge Grenzen gesetzt. So bezogen sich die Untersuchungen auf die absolute Verringerung der Drehmomentwelligkeit von Synchronmotoren. Durch Einspeisung einer stark oberwellenbehafteten Spannung konnte die durch die Bauform verursachte Drehmomentwelligkeit signifikant reduziert werden, so daß eine Anordnung des Motors auf dem Subchassis möglich wurde. Die Korrekturen sind jedoch sehr sensibel in der Amplitude wie auch in der Phasenlage, so daß bei dem Motor höherer Leistung immer wieder Driftprobleme des Verstärkers auftraten. Hier würde ein Regelkreis, der im Rahmen dieser Arbeit nicht realisiert wurde, eine praktikable Lösung darstellen.

Für die Kopplung der Schallplatte auf dem Plattenteller sind die Vor- und Nachteile einer Ringklemme im Bereich des Plattenlabels mit Hilfe analytischer und Finite-Element-Rechnungen diskutiert worden. Ist die Schallplatte eben, so hat sie bei ausschließlicher Eigengewichtsbelastung fast bis zum Labelbereich Kontakt mit dem Plattenteller. Wenn die Schallplatte jedoch vorverformt ist, so kann die zusätzliche Belastung durch eine Ringklemme die Kontaktzonen bei nicht zu großer Vorverformung deutlich vergrößern. Schwierigkeiten bereitet die praktische Umsetzung, da die sensible Position der Ringklemme zur Erzielung einer Verbesserung relativ gering ist. Es wurde gezeigt, daß der Steigungswechsel der nichtlinearen

Federkennlinie ein praktikables Kriterium zur Einstellung der optimalen Position bietet.

Die nachteilige Taumelneigung der bekannten schwingungsarmen Einpunktlagerung des Tonarms wurde theoretisch in einem Modell erfaßt und durch eine besondere geometrische Gestaltung der Tonarmgegengewichte behoben. Dabei mußten zusätzliche Einstellmöglichkeiten vorgesehen werden, um verbleibende Fehler auszugleichen. Der Fehlerabgleich und der Aufbau der hierzu erforderlichen Meßtechnik stellt ein eigenständiges Problem dar, das im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr untersucht wurde.

Literatur

Autocad R14 / Mechanical Desktop 2. Autodesk, (1997).

BATTERMANN N., KÖHLER R. : Elastomere Federung – Elastische Lagerung. Verlag W. Ernst u. Sohn, Berlin (1982).

BLAKE M.P., MITCHELL W.S. : Vibration and Acoustic Measurement Handbook. Spartan Books, New York – Washington (1972).

BOLTIN W.W. : Kinetische Stabilität Elastischer Systeme. VEB, Berlin (1961).

COLLOMS M. : The Goldmund Reference Turntable, A technical Report. the absolute sound, Issue 52, S.108–138 (1982).

Cosmos/M. Structural Research and Analysis Corporation, 1997.

CREMER L., HECKEL M. : Körperschall. Springer, Heidelberg (1995).

HOLZWEISSIG F., DRESIG H. : Lehrbuch der Maschinendynamik. Fachbuchverlag Leipzig, Leipzig (1992).

DIN 45500: Heimstudio–Technik (HI–FI), Mindestanforderungen an Schallplatten–Abspielgeräte. Beuth Verlag, Berlin (1975).

DIN 45507: Meßgeräte für Frequenzschwankungen bei Schallspeichergeräten. Beuth Verlag, Berlin (1975).

DIN 45544: Rempel–Meß–Schallplatte. Beuth Verlag, Berlin (1971).

DIN 45547: Schallplatte ST 33. Beuth Verlag, Berlin (1981).

DIN 53513: Bestimmung der viskoelastischen Eigenschaften von Gummi. Beuth Verlag, Berlin (1975).

FASOLD W. : Taschenbuch Akustik. VEB Verlag Technik, Berlin (1984).

FERMER M. : The VPI TNT Turntable. the absolute sound, Issue 62 (1989).

FRAUENDORF H.–G., FREITER G. : Antriebssysteme für Plattenabspielgeräte. Funkschau 1970, Heft2 (1970).

GARROW B.S. ET. AL. : Matrix eigensystem routines – EISPACK guide extension. Springer, New York (1977).

HABIG K.-H. : Tribologisches Verhalten keramischer Werkstoffe. expert Verlag, Ehningen (1993).

HARRIS C.M. : Shock Vibration Handbook. McGraw-Hill, New York (1961).

- HECKEL M., MÜLLER H.A. : Taschenbuch der Technischen Akustik. Springer, Heidelberg (1994).
- HiFi: Jahrbuch 1984. Vereinigte Motor Verlage (1984).
- HILDEBRAND S. : Feinmechanische Bauelemente. Carl Hanser, München (1983).
- HÖRHAGER M. : Maple in Technik und Wissenschaft, Maple Praxis. Addison–Wesley, Bonn (1996).
- JANITZ M. : Radio–Platte–Band als Hörerlebnis. (1988).
- JOHN A., LISKA M. : Synchron–Kleinstmotoren mit Permanentmagnet– oder Hystereseläufer. in: Elektrische Klein– und Kleinstmotoren, ETG–Fachberichte 1/1975, VDE–Verlag, Siemens AG, Nürnberg.
- KIRBACH U. : Masse mit Klasse. Audiophile, Heft 3 (1999).
- KREUTH H. P. : Schrittmotoren. Oldenburg, München Wien (1988).
- KUPPEK H. : Arm in Arm. Stereoplay, Heft 11 (1981).
- LOOS W. : Tonabnehmer für die Schallplattenwiedergabe: Aufbau, Eigenschaften und Vergleich der marktgängigen Typen. Franzis, München (1983).
- MAGNUS K. : Schwingungen. Teubner, Stuttgart (1961).
- MARGUERRE K., WOERNLE H.T. Elastic Plates. Blaisdell Publishing Company, Waltham (1999).
- MEIROVITCH L. : Analytical Methods in Vibrations. MacMillian, New York (1967).
- MERKIN D.R. : Introduction to the Theory of Stability. Springer, New York (1997).
- MERKLE A. , SCHMIDER F. : Zentralantriebsmotor für Plattenspieler. in: Elektrische Klein– und Kleinstmotoren, ETG–Fachberichte 1/1975, VDE–Verlag, Papst–Motoren KG, St. Georgen im Schwarzwald.
- MOCZALA H. : Elektrische Kleinstmotoren und ihr Einsatz. Expert–Verlag, Grafenau (1979).
- PRAUTZSCH F. : Schrittmotor–Antriebe. escap Handbuch, La Chaux–de–Fonds, Schweiz.
- RIETSCHEL B. : Arme für Reiche. Audiophile, Heft 3 (1999).
- SCHMIDT H. : Schalltechnisches Taschenbuch. VDI–Verlag, Düsseldorf (1989).
- SMITH B.T. ET. AL.: Matrix eigensystem routines – EISPACK guide. 2nd ed., Springer, New York (1976).
- SCHNEIDER M. : Schwingungstechnisch optimierte Konstruktion eines Tonarm–Tonabnehmersystems. Studienarbeit, Fachgebiet Maschinendynamik, Universität Dortmund (1998).

UHLE M. : Ideen zur Verringerung der Drehmomentwelligkeit des Synchronmotors. Private Mitteilungen Universität Dortmund (1999).

WEBERS J. : Handbuch der Tonstudioteknik. 4. Auflage, Franzis-Verlag, Poing (1985).

WEINERT K. : Mikrofräsen. Institut für Spanende Fertigung, Universität Dortmund (2000).

WIBBELING S. Konstruktion eines Plattenteller-Lager-Systems unter schwingungstechnischen Gesichtspunkten. Studienarbeit, Fachgebiet Maschinendynamik, Universität Dortmund (1999).

WITTENBURG J. : Schwingungslehre. Springer, Heidelberg (1996).

Lebenslauf

Name:		Kleimann, Markus
Geburtsdatum:		04.07.1969
Geburtsort:		Bochum
Familienstand:		ledig
Staatsangehörigkeit:		deutsch
Schulausbildung:	1975 – 1979	Grundschule in Dortmund
	1979 – 1988	Friedrich-Bährens Gymnasium in Schwerte
Studium:	1989 – 1995	Physik, Fachrichtung Festkörperphysik an der Universität Dortmund,
	28.03.1995	Diplom
Berufliche Tätigkeit:	4.1995 – 3.2000	Wissenschaftlicher Angestellter am Fachgebiet Mechanik, insbesondere Maschinendynamik der Fakultät Maschinenbau der Universität Dortmund, Prof. Dr.–Ing. K. Thermann

