

Nichtlineare Systemidentifikation an Hornlautsprechern

W. KLIPPEL, Audio Research Group, University of Waterloo, Waterloo, Kanada

1 Einleitung

Elektrodynamische Druckkammerlautsprecher mit Hornschallführung verursachen erhebliche nichtlineare Verzerrungen im abgestrahlten Schallsignal. Dennoch sind Hornlautsprecher aufgrund ihres hohen Wirkungsgrades und ihrer Richtcharakteristik für professionelle Beschallungsaufgaben unentbehrlich.

In der Vergangenheit wurden physikalische Modelle entwickelt, die die Entstehung und Ausbreitung der nichtlinearen Verzerrungen in Hornlautsprechern beschreiben. In diesem Beitrag werden Methoden diskutiert, die es erlauben, die theoretischen Modelle in realen Lautsprechern zu verifizieren und die freien Modellparameter zu schätzen. Eine vollständige Systembeschreibung des Hornlautsprechers ist für die Entwicklung und Anpassung von aktiven Entzerrungssystemen erforderlich, die über eine inverse Signalvorverarbeitung die Verzerrungen im Schalldruck vermindern.

2 Ergebnisse der physikalischen Modellierung

Einige der nichtlinearen Mechanismen im Hornlautsprecher können durch ein Ersatzschaltbild mit konzentrierten Elementen in Abb. 1 beschrieben werden. Der Widerstand R_e und die Induktivität L_e der Schwingspule bilden zusammen mit dem elektrodynamischen Koppelvierpol den elektrischen Eingangskreis. Die mechanische Auslenkung der Schwingspule ist im Druckkammerlautsprecher sehr klein, so daß Veränderungen des Kraftfaktors Bl und der Induktivität durch die Auslenkung der Schwingspule praktisch keine Rolle spielen. Das mechanische Schwingungssystem enthält die Masse m , den Reibungsparameter R_D und die auslenkungsabhängige Nachgiebigkeit $c_D(x)$ der Membranaufhängung. Das mechanische System ist über die Membran mit der Fläche S_D mit dem akustischen System verkoppelt. Die akustische Nachgiebigkeit $C_v(p_v)$ des abgeschlossenen Luftvolumens V_v hinter der Membran verändert sich mit dem dort herrschenden Schalldruck p_v entsprechend der Nichtlinearität des Adiabatengesetzes $p_v V_v^\gamma = \text{const.}$ $C_v(p_v)$ und $c_D(x)$ können durch Transformation zu einer gemeinsamen Nachgiebigkeit $C_G(x, p_G)$ zusammengefaßt werden. Die Nachgiebigkeit $C_G(x, p_G)$ der Druckkammer ist bei Berücksichtigung der Nichtlinearität des Adiabatengesetzes vom Schalldruck p_G und aufgrund der

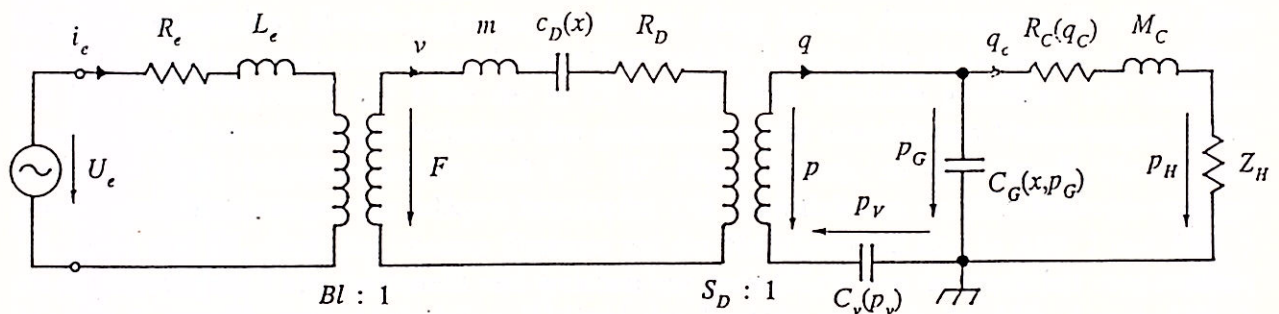


Abb. 1: Ersatzschaltbild des Hornlautsprechers

Amplitude $|K_2(j\omega)|$, $|K_3(j\omega)|$ und die beiden Intermodulationen $|I_2(j\omega)|$ und $|I_3(j\omega)|$ werden bei Anregung des Lautsprechers mit einem elektrischen Zweitonsignal

$$u(t) = \operatorname{Re} \{ Ue^{j\omega t} + Ue^{j\omega_o t} \} \quad (1)$$

im abgestrahlten Schalldrucksignal

$$p(t) = \operatorname{Re} \left\{ P(j\omega)e^{j\omega t} + P(j\omega_o)e^{j\omega_o t} + K_2(j\omega)e^{2j\omega t} + K_3(j\omega)e^{3j\omega t} + I_2(j\omega)e^{j(\omega + \omega_o)t} + I_3(j\omega)e^{j(2\omega + \omega_o)t} + \dots \right\} \quad (2)$$

erzeugt.

Die von $C_v(p_v)$ und $c_D(x)$ verursachten Verzerrungsprodukte liegen im unteren Bereich des Übertragungsbandes. Die Parameter $C_G(x)$ und $R_C(q_C)$ erzeugen dagegen Klirrprodukte und Intermodulationen, deren Amplitude von der Anregungsfrequenz nahezu unabhängig sind. Die Verzerrungen von $C_G(p_G)$ und $C'(p)$ steigen mit 6 bzw. 12 dB/Oktave zu höheren Frequenzen an.

3 Schätzung der Systemparameter

Aus den Ergebnissen der physikalischen Modellierung des Hornlautsprechers können blockorientierte Systemmodelle abgeleitet werden. Sie beschreiben den Signalverlauf zwischen dem elektrischen Eingang und dem resultierenden Schalldruck mit Hilfe von linearen und nichtlinearen Teilsystemen und einfachen Verbindungsgliedern (Addierer, Multiplizierer). Für jede nichtlineare Verzerrungsursache ergibt sich eine charakteristische Systemstruktur und bestimmte Übertragungseigenschaften der Teilsysteme. Die veränderlichen Treiberparameter $C_v(p_v)$, $C_G(p_G)$, $R_C(q_C)$ und die nichtlineare Wellenausbreitung führen auf ein S_m -System. Dieses Systemmodell, siehe Abb. 1 des Beitrages [3] in diesem Band, besteht aus einer Parallelschaltung von nichtlinearen Zweigen i -ter Ordnung ($1 < i \leq m$). Jeder Zweig i enthält zwei lineare Systeme $H_{i,1}(j\omega)$ und $H_{i,2}(j\omega)$, die ein Potenzierglied i -ter Ordnung in einer Kettenschaltung einschließen. Die auslenkungsabhängige Nachgiebigkeit $C_G(x)$ führt auf ein anderes, ein sogenanntes faktorierbares Polynomsystem zweiter Ordnung, das im quadratischen Zweig an Stelle des Systems $H_{2,1}(j\omega)$ und dem Quadrierer zwei lineare Teilsysteme $H_x(j\omega)$ und $H_p(j\omega)$ enthält, deren Ausgänge über einen Multiplizierer verbunden sind.

Die Anpassung des Systemmodelles an den konkreten Hornlautsprecher ist ein Identifikationsproblem. Hierbei wird zunächst das nichtlineare Übertragungsverhalten des Lautsprechers gemessen und anschließend die Modellparameter so geschätzt, daß zwischen dem Verhalten des Systemmodelles und des Lautsprechers die größte Ähnlichkeit besteht.

Die Identifikation der S_m -Modelle soll an einem konkreten Beispiel illustriert werden. Für einen kommerziellen Hornlautsprecher wurde bei einer hohen Aussteuerung ($P=50W$) eine erweiterte Intermodulationsmessung durchgeführt und die Amplituden- und Phasenfrequenzgänge der linearen Teilsysteme mit Hilfe der in [3] vorgestellten Methode geschätzt. Die mittleren quadratischen Abweichungen zwischen den gemessenen und modellierten Verzerrungen waren gering ($\approx 1\text{dB}$ Amplitudenfehler und $3 - 10^\circ$ Phasenfehler), so daß das S_m -Modell den gemessenen Hornlautsprecher adäquat beschreibt. Die identifizierten Amplitudenfrequenzgänge $|H_{2,1}(j\omega)|$ und $|H_{3,1}(j\omega)|$ der linearen Systeme vor der Nichtlinearität sind in Abb. 2 und Abb. 3 als durchgezogene Linie dargestellt und weichen nur geringfügig von der punktiert dargestellten linearen Gesamtübertragungsfunktion $|H_1(j\omega)|$ des Lautsprechers ab. In Abb. 4 und Abb. 5 zeigen die durchgezogenen Kurven den Amplitudenfrequenzgang $|H_{2,2}(j\omega)|$ und $|H_{3,2}(j\omega)|$ der linearen Systeme nach der Nichtlinearität und die punktierte Linie einen Amplitudenanstieg von 12dB/Oktave.

Die Ergebnisse der Identifikation können mit Hilfe der theoretischen Modelle interpretiert werden. Die oben angegebene Tabelle zeigt für jeden veränderlichen Parameter den prinzipiellen

Veränderung des Volumens der Druckkammer auch von der Auslenkung x abhängig. Mit dem Auftreten einer turbulenten Strömung bei hohen Schnellen ($v > 1$ m/s) verändert sich ebenfalls der Strömungswiderstand $R_L(q_c)$ im Phasenanaßglied, das die Druckkammer mit dem Horneingang verbindet. Der Volumenfluß q_c , der die Druckkammer verläßt und in den Verbindungskanälen die Luftmasse M_c bewegt, bestimmt über die Hornimpedanz Z_H den Schalldruck p_H am Eingang des Hornes. Die Hornimpedanz $Z_H(j\omega)$ ist in einem weiten Frequenzbereich oberhalb der Eckfrequenz ω_H des Hornes annähernd konstant und das dominante Element im mechanischen und akustischen System. Erst bei der Kreisfrequenz ω_m wird $m\omega_m > |S_D^2 Z_H(\omega_m)|$ und die Übertragungsfunktion fällt mit 6 dB/Oktave ab.

Eine weitere entscheidende Verzerrungsursache ist die nichtlineare Ausbreitung der Schallwelle bei endlichen, aber nicht mehr vernachlässigbaren Amplituden. Dieser Prozeß kann durch ein Schwingungssystem mit verteilter Masse und Nachgiebigkeit beschrieben werden, wobei die Nachgiebigkeit $C'(p(t,x))$ sich mit dem Schalldruck verändert, siehe Beitrag [1] in diesem Band. Eine Störung breitet sich bei hohem, positiven Wechseldruck schneller aus als bei einem kleinen oder negativen Schalldruck und führt zu der bekannten Aufsteilung der Schallwelle.

Das Ersatzschaltbild Abb. 1 des Treibers und das nichtlineare Ausbreitungsmodell in [1] führen auf nichtlineare Differentialgleichungen, die im Kleinsignalbereich mit Hilfe des Volterra-Ansatzes in [2] gelöst wurden. Hierbei wurden die Systemfunktionen erster bis dritter Ordnung bestimmt, die die Amplitude und Phase des linearen Anteils und der entstehenden quadratischen und kubischen Verzerrungskomponenten beschreiben.

Die Ergebnisse der Modellierung zeigen, daß die veränderlichen Parameter $c_D(x)$, $C_v(p_v)$, $R_L(q_c)$, $C_G(x, p_G)$ und $C'(p)$ spezifische Verzerrungen verursachen, die sich in ihren spektralen Eigenschaften grundsätzlich unterscheiden. In der folgenden Tabelle ist die prinzipielle Abhängigkeit der Amplitude der einzelner Verzerrungskomponenten von der Frequenz des elektrischen Anregungstones für jede einzelne Verzerrungsursache angegeben:

Parameter	Harmonische Verzerrungen	Intermodulationen	lin. System vor der Nichtlinearität	lin. System nach der Nichtlinearität
$C_v(p_v)$ $c_D(x)$	$ K_2(\omega) \sim \omega^{-2}$ $ K_3(\omega) \sim \omega^{-3}$	$ I_2(\omega) \sim \omega^{-1}$ $ I_3(\omega) \sim \omega^{-2}$	$ H_{2,1}(\omega) \sim \omega^{-1}$ $ H_{3,1}(\omega) \sim \omega^{-1}$	$ H_{2,2}(\omega) \approx \text{const.}$ $ H_{3,2}(\omega) \approx \text{const.}$
$C_G(x)$	$ K_2(\omega) \approx \text{const.}$	$(\omega + \omega_0)^2$ $ I_2 \sim \frac{\quad}{\omega\omega_0}$	$ H_x(\omega) \sim \omega^{-1}$ $ H_p(\omega) \approx \text{const.}$	$ H_{2,2}(\omega) \sim \omega$ $ H_{3,2}(\omega) \sim \omega$
$C_G(p_G)$	$ K_2(\omega) \sim \omega$ $ K_3(\omega) \sim \omega$	$ I_2(\omega) \sim \omega$ $ I_3(\omega) \sim \omega$	$ H_{2,1}(\omega) \approx \text{const.}$ $ H_{3,1}(\omega) \approx \text{const.}$	$ H_{2,2}(\omega) \sim \omega$ $ H_{3,2}(\omega) \sim \omega$
$R_C(q_C)$	$ K_2(\omega) \approx \text{const.}$ $ K_3(\omega) \approx \text{const.}$	$ I_2(\omega) \approx \text{const.}$ $ I_3(\omega) \approx \text{const.}$	$ H_{2,1}(\omega) \approx \text{const.}$ $ H_{3,1}(\omega) \approx \text{const.}$	$ H_{2,2}(\omega) \approx \text{const.}$ $ H_{3,2}(\omega) \approx \text{const.}$
$C'(p)$	$ K_2(\omega) \sim \omega$ $ K_3(\omega) \sim \omega^2$	$ I_2(\omega) \sim \omega$ $ I_3(\omega) \sim \omega^2$	$ H_{2,1}(\omega) \approx \text{const.}$ $ H_{3,1}(\omega) \approx \text{const.}$	$ H_{2,2}(\omega) \sim \omega$ $ H_{3,2}(\omega) \sim \omega^2$

Diese Abschätzung gilt natürlich nur in einem eingeschränkten Frequenzbereich $\omega_H < \omega < \omega_M$ und unter der Annahme, daß $Z_H(j\omega) = \text{const.}$ ist. Die harmonischen Verzerrungen mit der

Amplitudenfrequenzgang der linearen Teilsysteme vor und nach der statischen Nichtlinearität. Der geringe Abfall der Amplitude der Teilsysteme vor der Nichtlinearität und der deutliche lineare bzw. quadratische Anstieg der Teilsysteme hinter der Nichtlinearität zeigen, daß der in der letzten Zeile der Tabelle aufgeführte Parameter $C'(p)$, d.h. die Wellenaufsteilung, die dominante Verzerrungsursache in diesem Hornlautsprecher ist. Nur bei tiefen Frequenzen weicht $|H_{3,2}(j\omega)|$ deutlich von dem 12 dB-Anstieg ab und deutet auf andere Verzerrungsursachen hin.

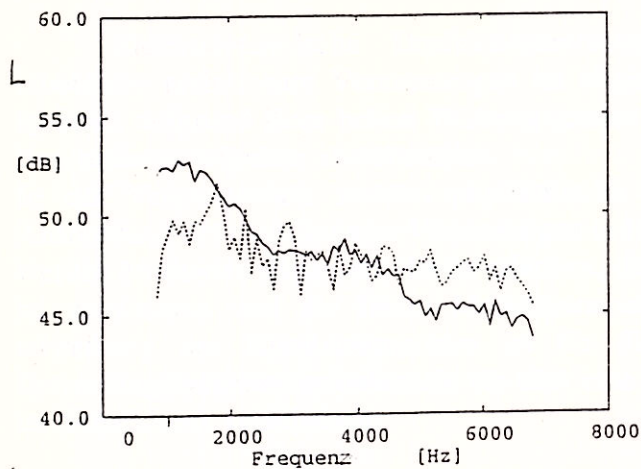


Abb. 2: System $H_{2,1}(j\omega)$

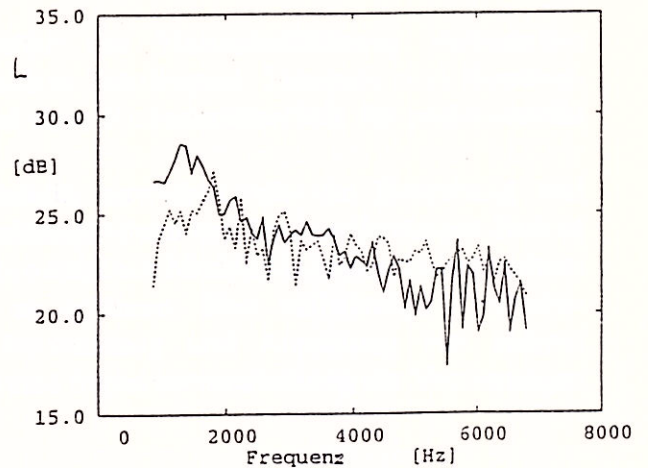


Abb. 3: System $H_{3,1}(j\omega)$

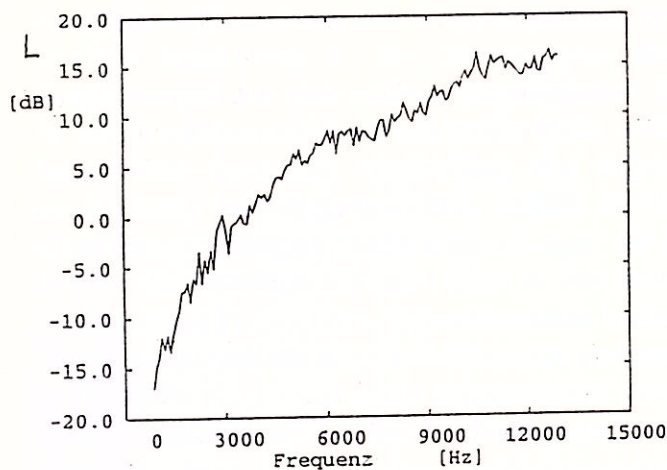


Abb. 4: System $H_{2,2}(j\omega)$

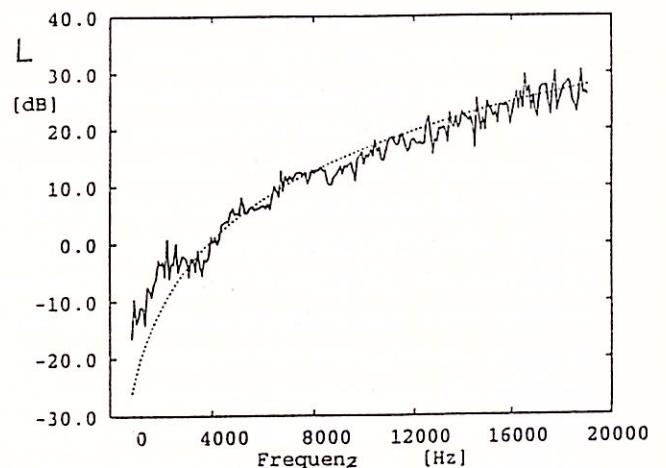


Abb. 5: System $H_{3,2}(j\omega)$

4 Literatur

- [1] W. Klippel, "Nichtlineare Wellenausbreitung in Hörnern," 20. Tagung der Deutschen Arbeitsgemeinschaft für Akustik (DAGA '94), Dresden (1994), In: Tagungsband Fortschritte der Akustik.
- [2] W. Klippel, "Modelling the Nonlinear Transfer Characteristic of Horn Loaded Compression Drivers," Beitrag für J. Acoust. Soc. Am. eingereicht.
- [3] W. Klippel, "Parameterschätzung an nichtlinearen S_m -Systemen," 20. Tagung der Deutschen Arbeitsgemeinschaft für Akustik (DAGA '94), Dresden (1994), In: Tagungsband Fortschritte der Akustik.