

VDI-Buch

Handbuch der Audiotechnik

Bearbeitet von
Stefan Weinzierl

1. Auflage 2008. Buch. xvi, 1208 S. Hardcover

ISBN 978 3 540 34300 4

Format (B x L): 15,5 x 23,5 cm

Gewicht: 2063 g

[Weitere Fachgebiete > Technik > Elektronik > Mikroprozessoren](#)

Zu [Inhaltsverzeichnis](#)

schnell und portofrei erhältlich bei

The logo for beck-shop.de features the text 'beck-shop.de' in a bold, red, sans-serif font. Above the 'i' in 'shop' are three red dots of varying sizes, arranged in a slight arc. Below the main text, the words 'DIE FACHBUCHHANDLUNG' are written in a smaller, red, all-caps, sans-serif font.

beck-shop.de
DIE FACHBUCHHANDLUNG

Die Online-Fachbuchhandlung beck-shop.de ist spezialisiert auf Fachbücher, insbesondere Recht, Steuern und Wirtschaft. Im Sortiment finden Sie alle Medien (Bücher, Zeitschriften, CDs, eBooks, etc.) aller Verlage. Ergänzt wird das Programm durch Services wie Neuerscheinungsdienst oder Zusammenstellungen von Büchern zu Sonderpreisen. Der Shop führt mehr als 8 Millionen Produkte.

Kapitel 1

Grundlagen

Stefan Weinzierl

1.1	Audioübertragung	1
1.2	Audiosignale und -systeme	5
1.2.1	Kontinuierliche und diskrete Signale	5
1.2.2	Zeitsignale und spektrale Darstellung	6
1.2.3	Signalformen und Mittelwerte	9
1.2.4	Systeme und Systemeigenschaften	13
1.2.5	Impulsantwort	16
1.2.6	Übertragungsfunktion	16
1.3	Schall und Schallfeldgrößen	18
1.3.1	Schalldruck und Schallschnelle	20
1.3.2	Feldimpedanz und Kennimpedanz	21
1.3.3	Schallgeschwindigkeit	22
1.3.4	Frequenz und Wellenlänge	23
1.3.5	Schallenergie	24
1.3.6	Schalleistung und Wirkungsgrad	25
1.3.7	Schallintensität	26
1.4	Pegel	28
1.5	Idealisierte Schallfelder	32
1.5.1	Ebene Welle	33
1.5.2	Kugelwelle	34
1.5.3	Nahfeld und Fernfeld	35
	Normen und Standards	39
	Literatur	39

1.1 Audioübertragung

Jede Form der auditiven Kommunikation durchläuft eine Übertragungskette. Im einfachsten Fall besteht sie aus einer Schallquelle, der Luft als akustischem Medium und einem Hörer. Bereits hier beeinflussen die Eigenschaften der Quelle, des Mediums, des umgebenden Raums und des Empfängers das Verständnis der übermittelten Nachricht auf charakteristische Weise. Jeder Musiker und jeder Schauspieler kann

bestätigen, wie stark seine „Botschaft“ etwa von den Eigenschaften des Aufführungsraums beeinflusst wird. Selbst in dieser Alltagssituation wird die Kommunikation also durch ein Audiosystem vermittelt und durch dessen Eigenschaften spezifisch geprägt, erst recht natürlich bei der Übertragung durch technische, elektronische Medien.

In der Audiotechnik werden Techniken und Verfahren behandelt, wie sie bei der Aufnahme, Übertragung, Speicherung und Wiedergabe von Audiosignalen eingesetzt werden, d. h. von Signalen mit Frequenzanteilen zwischen etwa 16 Hz und 20 kHz, die am Ende der Übertragungskette ein hörbares Schallereignis produzieren. Die Bandbreite des Audiobereichs ist hierbei nur unscharf abgegrenzt. Während am unteren Ende des Spektrums körperlich empfundene Vibrationen im Bereich zwischen 15 und 20 Hz allmählich in eine Tonhöhenempfindung übergehen (Guttman u. Julesz 1963, Buck 1980), weist die Hörschwelle oberhalb von 15 kHz starke intersubjektive Unterschiede auf, und eine Frequenz von 20 kHz dürfte für die meisten Leser dieses Handbuchs bereits altersbedingt außerhalb des Hörfelds liegen.

Besonders komplex ist die Audioübertragungskette im Bereich der Musikproduktion (Abb. 1.1). Dort umfasst sie die Aufnahme und Bearbeitung von Musiksignalen, deren logische und elektrische Kodierung, die Speicherung auf diversen physischen Tonträgern und Datenformaten, deren mehrfache auditive Kontrolle bei den einzelnen Bearbeitungsschritten Aufnahme, Mischung und Mastering und schließlich die Wiedergabe beim Rezipienten über ein großes Spektrum elektroakustischer Wandlertypen und Wiedergabeverfahren.

Der Aufbau dieser Audioübertragungskette, an dem sich auch die Systematik des vorliegenden Handbuchs orientiert, ist das Ergebnis einer etwa 150-jährigen medientechnischen Entwicklung. Für den Umgang mit dem in dieser Zeit gewachsenen, kulturellen Erbe an Audioproduktionen und historisch gewachsenen Bearbeitungsprozessen, sowie für die Arbeit mit historischen Tonträgern selbst, etwa wenn diese archiviert, wiedergegeben oder restauriert werden sollen, ist zumindest ein grober Überblick über die technologische Evolution hilfreich. An manchen Stellen erschien dem Herausgeber daher auch in einem technischen Handbuch ein kurzer Abriss historischer Techniken und Verfahren sinnvoll. Abb. 1.2 gibt zunächst einen Gesamtüberblick über wesentliche Innovationen in der Geschichte der Audiotechnik.

Die Einführung digitaler Übertragungstechniken, die im Bereich der Audiotechnik seit Ende der 1970er Jahre zu beobachten ist, hat inzwischen alle Bereiche der Übertragungskette erreicht. Lediglich der letzte Schritt, die Schallübertragung zum Hörer, wird wohl für immer „analog“ bleiben. Die Digitalisierung, die einen grundlegenden Wandel der technischen, künstlerischen, wirtschaftlichen, rechtlichen und gesellschaftlichen Bedingungen von audiovisuellen Medien ausgelöst hat, hat unter anderem zu einer fortschreitenden Miniaturisierung der Übertragungssysteme geführt. So beinhaltet jedes Mobiltelefon heute eine hochintegrierte Kette aus elektroakustischen Wandlern, Kodierungsverfahren, digitaler Audiosignalverarbeitung und Drahtlostechnik, die nur noch von einem Team aus spezialisierten Entwicklern zu überblicken ist (Abb. 1.3).

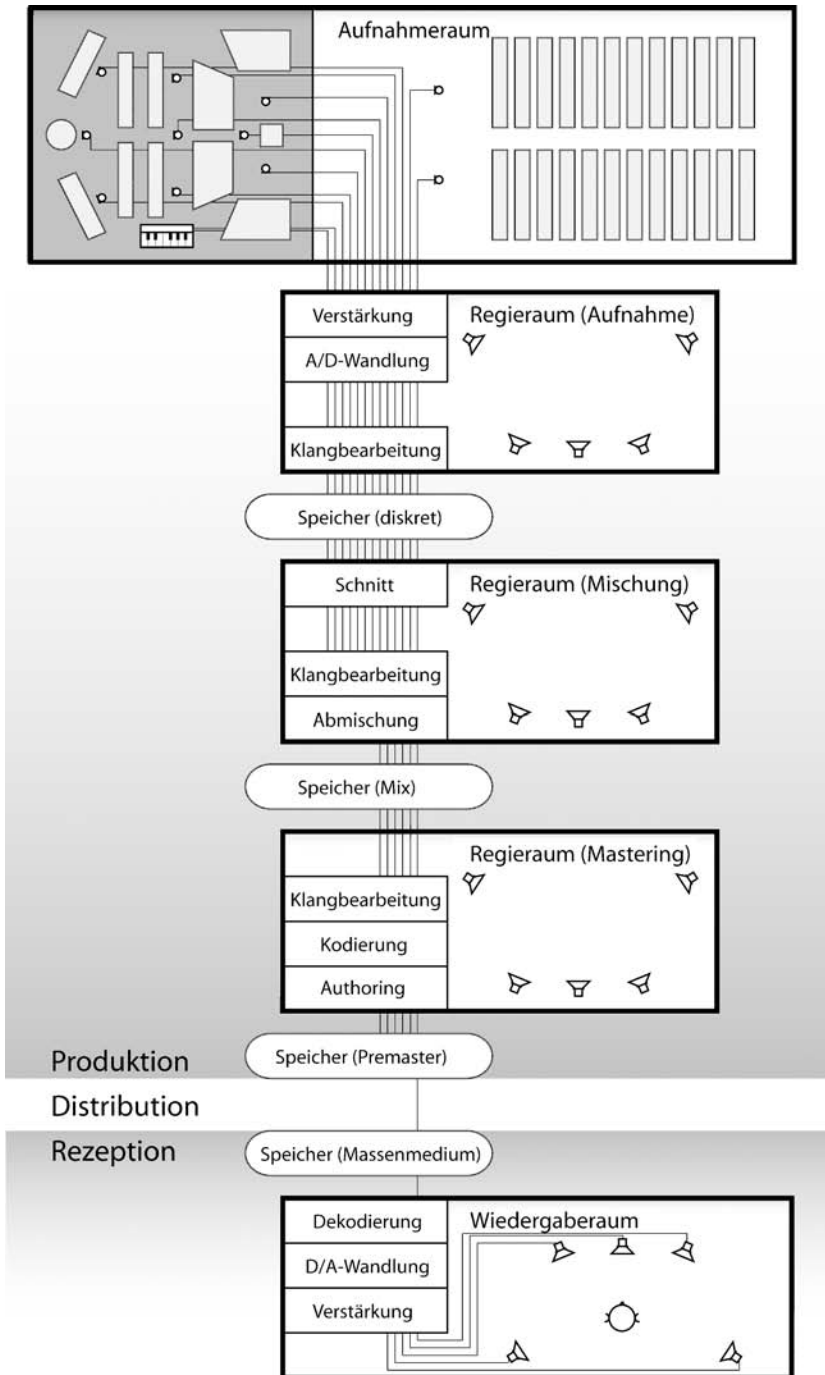


Abb 1.1 Audioübertragungskette im Bereich der Musikproduktion

Wandler		Aufnahme- und Wiedergabeverfahren	Tonträger, Formate und Medien
1860	Kontaktmikrofon (Philipp Reis 1861)		
1870		Phonographie (Thomas Alva Edison 1877)	Telefon (Alexander Graham Bell 1876) Wachszyylinder (Thomas Alva Edison 1877)
1880	Kohlemikrofon (David Edward Hughes 1878)		Grammophonplatte (Emil Berliner 1887)
1890			
1900			
1910	Kondensatormikrofon (Edward Christopher Wenthe 1917)		
1920		Elektrische Aufnahme und Wiedergabe (1925)	Rundfunk (In Deutschland 1923) Tonfilm (1927)
1930	Elektrodynamischer Konuslautsprecher (Edward Kellogg & Chester Rice, Western Electric 1925)		Magnetband (AEG/BASF 1935) Fernsehen (Sender Paul Nipkow 1935)
1940			Vinylplatte (1948)
1950		Stereofonie (1954)	
1960	Drahtlos-Mikrofon (Sennheiser 1957)		
1960	Elektret-Mikrofon (Sessler u. West 1962) Transistor-Kondensatormikrofon (Sennheiser 1962)	Quadrofonie (1968) Kunstkopfstereofonie (Kürer/Plenge/Wilkens 1969)	Stereofoner Rundfunk (USA 1961, BRD/DDR 1963) Compact Cassette (1965)
1970			
1980		Dolby Stereo (1976) Ambisonics (Gerzon 1978)	
1990		Digitales Kino (Dolby Digital, DTS, SDDS 1991-94) Wellenfeldsynthese (Berkhout/DeVries 1992) 5.1-Stereofonie (ITU-R BS. 997, 1993)	Audio CD (1982) Internet (TCP/IP 1982) Audio Interchange File Format (AIFF, 1985) DAT (1987) MiniDisc (1991) mp3 (,mp3-Extension, Winplay3 1995) DVD (1997)
2000			Digitaler Hörfunk (DAB Sachsen-Anhalt 1999)
2000	Kondensatormikrofon mit integriertem A/D-Wandler (Neumann Solution-D, 2003)		Digitales Fernsehen (DVB-T Berlin 2002)

Abb. 1.2 Zeittafel zur Geschichte der Audiotechnik

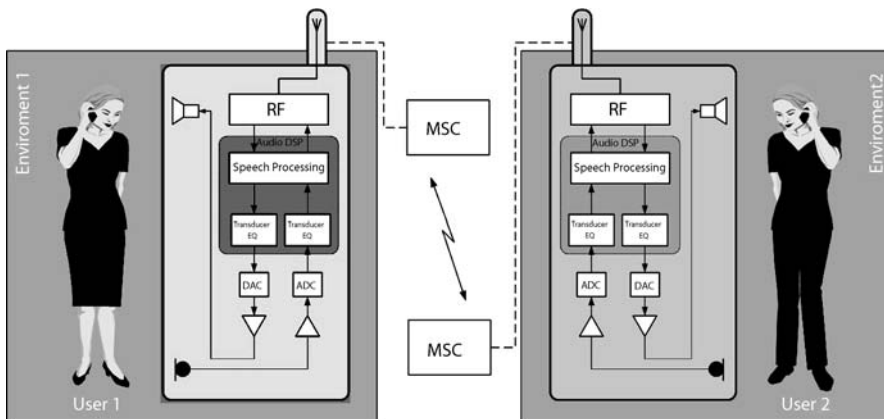


Abb. 1.3 Mobiletelefone als hochintegrierte Realisierungen einer komplexen Audioübertragungskette (Abb.: N. Zacharov/Nokia Corporation)

1.2 Audiosignale und -systeme

1.2.1 Kontinuierliche und diskrete Signale

Signale sind mathematische Funktionen oder Zahlenfolgen, die sich verändernde Größen beschreiben und dadurch Information repräsentieren. Beispiele aus dem Audibereich sind der Spannungsverlauf eines Mikrofons über der Zeit oder die Zahlenwerte, die ein Analog/Digital-Wandler nach der Abtastung dieses Signals generiert (Abb. 1.4). Bei Audiosignalen steht die horizontal aufgetragene, unabhängige Variable meist für einen Zeitverlauf, während die vertikal aufgetragene, abhängige Variable für einen Schalldruck oder eine elektrische Spannung stehen kann. Wenn beide Variablen beliebig fein abgestufte Werte annehmen können, spricht man von zeitkontinuierlichen bzw. wertekontinuierlichen Signalen, ansonsten von zeitdiskreten bzw. wertediskreten Signalen. Zeit- und wertekontinuierliche Signale nennt man *analog*, zeit- und wertediskrete Signale *digital*.

In Computern und digitalen Signalprozessoren können nur digitale Signale verarbeitet werden, da eine Darstellung von unendlich fein abgestuften Werten in einem binären System, das intern nur die Zustände 0 und 1 kennt, unendlich viel Speicherplatz und unendlich hohe Rechenleistung benötigen würde. Die Auflösung kann allerdings auch bei digitalen Signalen (wie bei der natürlich ebenfalls computergenerierten Abb. 1.4 links) so hoch sein, dass sie dem Betrachter quasi analog erscheint. Da auch bei analogen Systemen die Anzahl der unterscheidbaren Zustände durch das Auftreten von Störsignalen (Rauschen) beschränkt ist, ist die *verwertbare* Auflösung von digitalen Systemen heute meist höher als bei analogen Systemen.

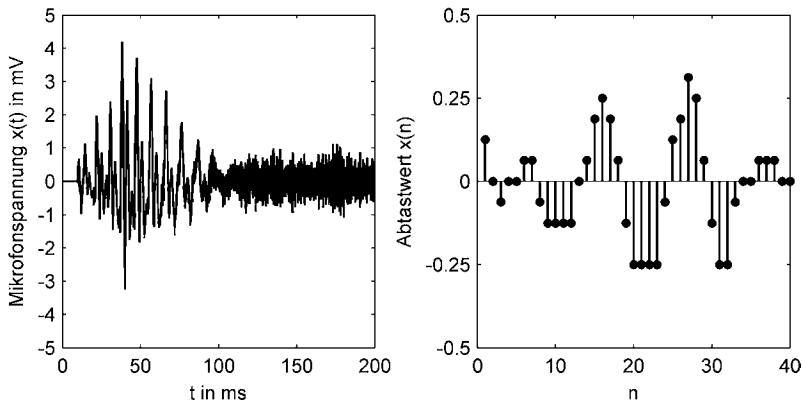


Abb. 1.4 Zwei Audiosignale: Zeit- und wertekontinuierliches Sprachsignal des Wortes „ich“ (links), aus der Analog/Digital-Wandlung eines Ausschnitts von 1 ms Dauer hervorgegangenes, zeit- und wertediskretes Signal, dargestellt als Zahlenfolge von Werten $x(n)$ über dem Index n (rechts)

1.2.2 Zeitsignale und spektrale Darstellung

Audiosignale lassen sich im Zeitbereich und im Frequenzbereich beschreiben. Während sich das Signal in der Zeitdarstellung als (diskrete oder kontinuierliche) Aneinanderreihung von Zuständen zu einzelnen Zeitpunkten t ergibt, kann man das Spektrum als Gewichtungsfunktion lesen, mit der harmonische Verläufe, d. h. sinusförmige, reine Töne mit der Frequenz f bzw. ω überlagert werden, um in ihrer Summe wiederum das Zeitsignal zu ergeben. Mathematisch erfolgt die Abbildung eines Zeitsignals $x(t)$ auf das zugehörige Spektrum $X(\omega)$ durch die Fouriertransformation (Analysegleichung)

$$X(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t) e^{-j\omega t} dt \quad (1.1)$$

Sie verwandelt den Zeitverlauf einer physikalischen Größe $x(t)$ (Schalldruck, elektrische Spannung) in eine spektrale Darstellung $X(\omega)$, die den Anteil von harmonischen Schwingungen mit der Frequenz ω am Gesamtsignal angibt.

Die inverse Fouriertransformation (Synthese Gleichung)

$$x(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} X(\omega) e^{j\omega t} d\omega \quad (1.2)$$

beschreibt die Abbildung, nach der sich Zeitsignale durch eine Überlagerung von komplexen, mit der Funktion $X(\omega)$ gewichteten Exponentialsignalen, d. h. sinus- und cosinusförmigen Schwingungen, zusammensetzen lassen.

Die Fouriertransformation für zeitdiskrete Signale lautet

$$X(\Omega) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} x(n) e^{-j\Omega n} \tag{1.3}$$

Sie verwandelt eine zeitliche Abfolge von Zahlenwerten $x(n)$ in eine spektrale Darstellung $X(\Omega)$, aus der sich die Anteile von Periodizitäten mit der Frequenz Ω innerhalb des Signals ablesen lassen. Auch hier lässt sich die Abbildung umkehren und es gilt

$$x(n) = \frac{1}{2\pi} \int_{2\pi} X(\Omega) e^{j\Omega n} d\Omega \tag{1.4}$$

Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, dass es Signale gibt, für die das Integral in (1.1) nicht lösbar ist bzw. für die die Summe in (1.3) nicht konvergiert, die somit keine Fouriertransformierte besitzen (Unbehauen 2002, Girod et al. 2005). Vor allem bei der Transformation digitaler Abtastwerte hat man es jedoch stets mit in der Zeit und in der Amplitude begrenzten Signalen zu tun, für die diese Einschränkung keine Rolle spielt.

Die Periodizität von Signalen kann entweder durch die Frequenz f oder die Kreisfrequenz ω ausgedrückt werden. Die Frequenz f steht bei periodischen Signalen für die Anzahl der Schwingungen pro Sekunde, die Kreisfrequenz ω steht für den pro Sekunde zurückgelegten Kreiswinkel Φ im Bogenmaß. Da sich eine sinusförmige Schwingung als ein längs einer Zeitachse projizierter, „abgewickelter“ Kreisumlauf darstellen lässt, entspricht ein voller Durchlauf einem Kreiswinkel von 2π .

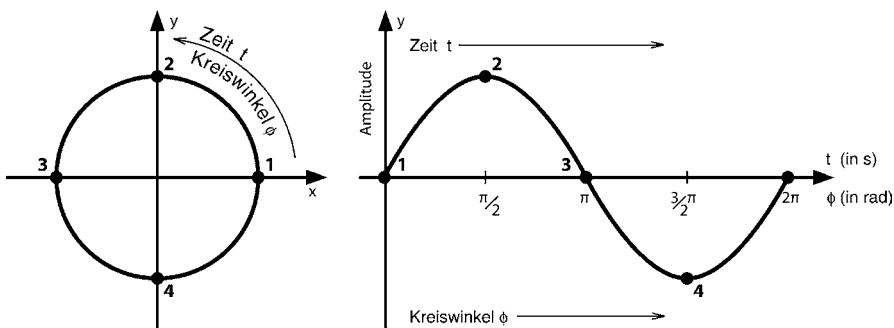


Abb. 1.5 Kreisumlauf und Sinusfunktion – Frequenz und Kreisfrequenz

Somit ist

$$\omega = 2\pi f \tag{1.5}$$

Die Einheit für die Frequenz f ist 1 Hertz (Hz) = s^{-1} , die Einheit der Kreisfrequenz ω mit $[\omega] = s^{-1}$ darf, um Verwechslungen vorzubeugen, nicht in Hz angegeben werden.

Solange bei zeitdiskreten Wertefolgen der zeitliche Abstand zwischen zwei Werten nicht bekannt ist, kann auch die Frequenz zunächst nur auf die Abtastfrequenz f_S bezogen werden, die aus dem zeitlichen Abstand zweier Abtastwerte resultiert. Die Frequenz zeitdiskreter Zahlenfolgen wird daher durch die *normierte Kreisfrequenz* Ω charakterisiert. Sie gibt den von Abtastwert zu Abtastwert zurückgelegten Kreiswinkel an. Erst wenn die Abtastfrequenz f_S bekannt ist und damit die Zeitdifferenz $T = 1/f_S$ zwischen zwei Abtastwerten, kann der Index n durch einen Zeitpunkt t und die dimensionslose normierte Kreisfrequenz Ω über den Zusammenhang

$$\Omega = 2\pi \frac{f}{f_S} \quad (1.6)$$

durch eine Frequenz f in Hz ersetzt werden.

Die Fouriertransformation ist eine eindeutige Abbildung, d.h. zu einem Signal $x(t)$ gehört genau ein Spektrum $X(\omega)$. Beide Darstellungen haben somit den gleichen Informationsgehalt. Die subjektive Klangempfindung, die mit einem Audiosignal verbunden ist, lässt sich jedoch mit einem Spektrum häufig besser beschreiben als mit der Zeitdarstellung. So ließe sich zwar die Tonhöhe, deren Empfindung beim Hörer durch zeitperiodische Signale ausgelöst wird, durch Bestimmung der Periodendauer auch im Zeitsignal erkennen. Die Klangfarbe jedoch, die jeder natürlichen Klangerzeugung zukommt, lässt sich einfacher im Spektrum des Klangs ablesen, wo neben der Grundfrequenz eine Reihe von Harmonischen oder Obertönen bei ganzzahligen Vielfachen der Grundfrequenz auftritt, deren Amplituden relativ zur Grundperiode für den Klang charakteristisch sind. Bei der Zählung der Harmonischen wird der Grundton als 1. Harmonische mitgezählt, bei der Zählung der Obertöne nicht, d.h. der 1. Oberton entspricht der 2. Harmonischen. Geräuschhafte Klänge weisen im Spektrum auch nichtharmonische Signalanteile auf, die zwischen den einzelnen Obertönen liegen.

Die Fouriertransformation nach (1.1) und (1.3) liefert zunächst eine komplexwertige Funktion $X(\omega)$ oder $X(\Omega)$, deren Werte sich in einem zweiten Schritt in einen Betrag und einen Phasenwinkel aufspalten lassen. Das Betragsspektrum (auch Amplitudengang) gibt dabei Auskunft über den Anteil bestimmter Frequenzen im Audiosignal, das Phasenspektrum (Phasengang) zeigt die Phasenlage dieser Komponenten relativ zum (willkürlich gewählten) Zeitnullpunkt (Abb. 1.6). Während man im Zeitverlauf in Abb. 1.6 nicht viel mehr als den periodischen, sinusähnlichen Verlauf erkennt, wird im Spektrum neben dem Grundton eine Folge von Obertönen sichtbar, außerdem rauschhafte Anteile, die hauptsächlich durch das Anblasgeräusch der Flöte bedingt sind. Die im Phasenspektrum sichtbare, chaotische Phasenlage der einzelnen Spektralanteile zueinander ist für den unmittelbaren Klangeindruck weitgehend unerheblich, allerdings kann die Änderung der Phasenlage durch ein Übertragungssystem sehr wohl eine Rolle spielen, da die Überlagerung von Signalen mit unterschiedlicher Phasenlage Klangverfärbungen durch frequenzabhängige Auslöschungen oder Verstärkungen hervorrufen kann.

Wenn sich der Zeitverlauf eines Signals durch eine Funktion $x(t)$ analytisch angeben lässt, kann das Spektrum nach (1.1) tatsächlich analytisch berechnet werden.

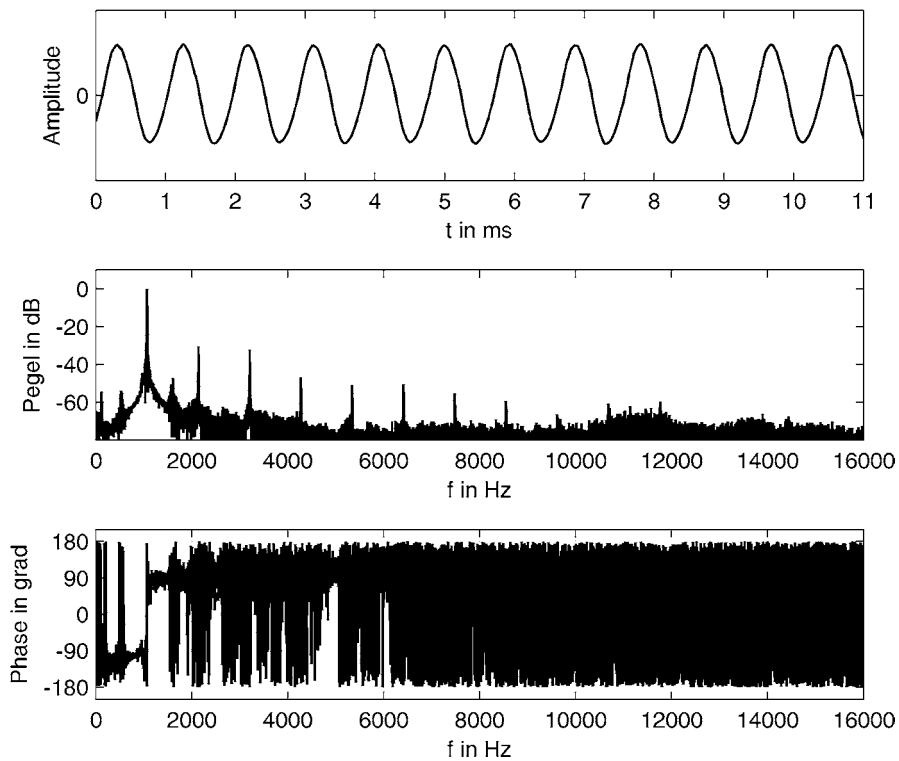


Abb. 1.6 Ton einer Querflöte (c''') entsprechend einem Grundton von etwa 1060 Hz): Zeitverlauf (oben), Betragsspektrum (Mitte) und Phasenspektrum (unten)

Da reale Musik- oder Sprachsignale jedoch keiner mathematischen Funktion folgen, überlässt man dies in der Praxis meist einem Computer, der abgetastete Zeitverläufe mit Hilfe eines FFT-Algorithmus, der nichts anderes als eine effiziente Realisierung von (1.3) darstellt, in spektrale Koeffizienten verwandelt (s. Kap. 15 und messtechnische Grundlagen in Kap. 21).

1.2.3 Signalformen und Mittelwerte

1.2.3.1 Deterministische Signale

Deterministische Signale sind in ihrem Zeitverlauf durch eine mathematische Funktion $x(t)$ gegeben. Beispiele sind *Sinussignale* der Form

$$x(t) = \hat{x} \sin \omega_0 t \quad (1.7)$$

mit dem Scheitelwert \hat{x} und einer singulären spektralen Komponente bei der Frequenz ω_0 .

Sägezahnsignale besitzen ein Spektrum, in dem alle harmonischen Vielfachen der Grundfrequenz ω_0 vertreten sind. *Rechtecksignale* enthalten im Spektrum nur ungeradzahlige Vielfache der Grundfrequenz, ebenso wie *Dreiecksignale*. Während die Amplitude der Harmonischen bei Rechteck- und Sägezahnsignalen umgekehrt proportional zur ihrer Ordnung abnimmt (entsprechend 6 dB/Oktave), fällt sie bei Dreiecksignalen umgekehrt proportional zum Quadrat der Ordnung ab (entsprechend 12 dB/Oktave).

Deterministische Signale wie die in Abb. 1.7 gezeigten lassen sich in reiner Form nur durch einen analogen oder digitalen Generator erzeugen. Natürliche Audiosignale weisen jedoch häufig gewisse Ähnlichkeiten mit diesen Zeitsignalen, und damit auch mit ihren spektralen Eigenheiten auf. So produziert die Querflöte in Abb. 1.6 ein weitgehend sinusförmiges Signal, in dem harmonische Vielfache nur mit relativ geringem Anteil von mehr als 30 dB unter der Grundfrequenz vertreten sind. Das von Streichinstrumenten (Violine, Violoncello) oder Doppelrohrblattinstrumenten (Oboe, Fagott) erzeugte Schallsignal weist dagegen aufgrund des sägezahnartigen Schwingungsverlaufs der Saite bzw. des Rohrblatts einen größeren Obertonanteil auf (s. Kap. 4). Die zur Übertragung digitaler Zahlenfolgen eingesetzten elektrischen Signale haben einen weitgehend rechteckförmigen Verlauf, dessen idealtypische Form allerdings nur in einem Kanal mit hoher Bandbreite dargestellt werden kann, in dem auch alle Harmonischen verlustfrei übertragen werden.

Wenn die Amplitude von Wechselgrößen durch einen Einzahlwert beschrieben werden soll, kann entweder der Scheitelwert (Spitzenwert) \hat{x} oder ein Mittelwert angegeben werden. Von Bedeutung sind der *arithmetische Mittelwert* \bar{x} mit

$$\bar{x} = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} x(t) dt, \quad (1.8)$$

der *Gleichrichtwert* $\bar{|x|}$ als arithmetisches Mittel über den Betrag der Wechselgröße mit

$$|\bar{x}| = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} |x(t)| dt \quad (1.9)$$

und der *Effektivwert* x_{eff} als quadratisches Mittel mit

$$x_{\text{eff}} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} x^2(t) dt} \quad (1.10)$$

Während der arithmetische Mittelwert für reine Wechselgrößen ohne Gleichanteil gleich Null ist, hat vor allem der Effektivwert eine wichtige Bedeutung, da er ein Maß für die Leistung der Wechselgröße ist. Die Signalleistung von elektrischen und

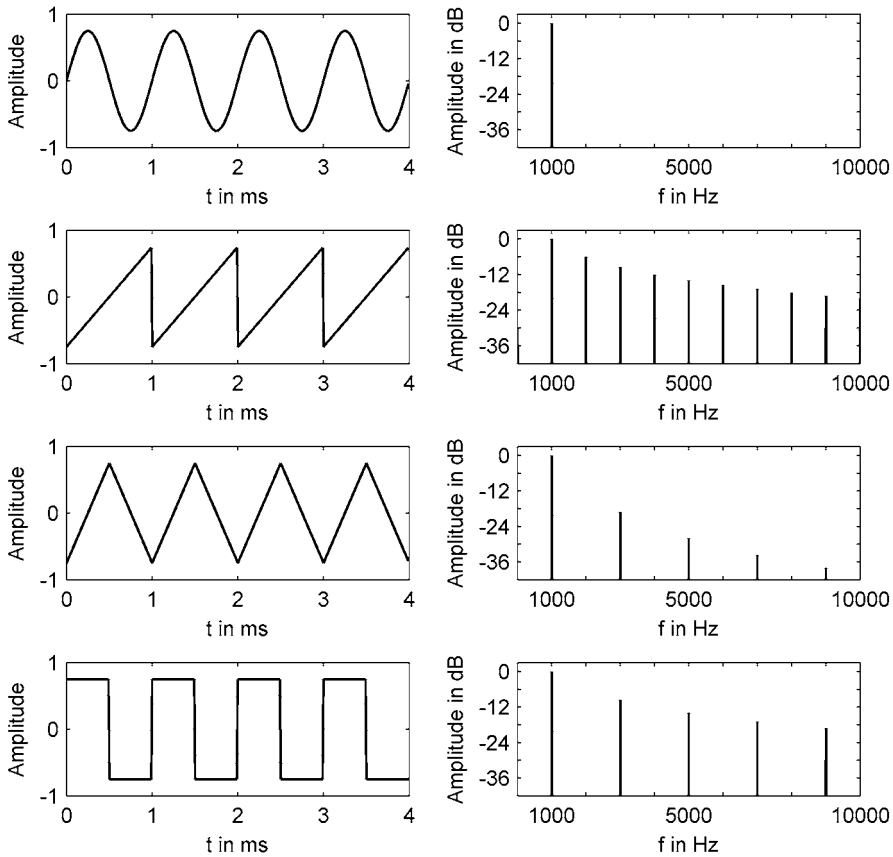


Abb. 1.7 Zeitverlauf und Betragsspektrum für einige deterministische, periodische Signale (Sinus-, Sägezahn-, Dreieck- und Rechtecksignal)

akustischen Größen ist stets proportional zum Quadrat der Feldgrößen (Strom, Spannung, Schalldruck, Schallschnelle). Somit gibt der Effektivwert als quadratischer Mittelwert (root mean square, RMS) den leistungsäquivalenten Gleichwert einer Feldgröße an: Die Gleichspannung U_{eff} transportiert dieselbe elektrische Leistung wie die Wechselspannung $U(t)$.

Das Verhältnis von Scheitelwert zu Effektivwert, der sog. *Scheitelfaktor* C (*crest factor*), mit

$$C = \frac{\hat{x}}{x_{\text{eff}}} \tag{1.11}$$

sowie der *Formfaktor* F (*form factor*) als Verhältnis von Effektivwert zu Gleichrichtwert mit

$$F = \frac{x_{\text{eff}}}{|\hat{x}|} \quad (1.12)$$

charakterisieren die Streuung der Amplitude um ihre Mittelwerte, unabhängig von der absoluten Amplitude des Signals. Insbesondere bei der Anzeige von Audiosignalen durch Aussteuerungsmessgeräte spielt dies eine Rolle, da hier meist ein Effektivwert angezeigt wird, sodass nur bei Kenntnis des Scheitelfaktors auf die tatsächlichen Spitzenwerte des Signals rückgeschlossen werden kann. Die Werte von C und F für die Signale aus Abb. 1.7 enthält Tabelle 1.1

Tabelle 1.1 Scheitelfaktor und Formfaktor für einige deterministische, periodische Signale

Signal	Scheitelfaktor	Formfaktor
Sinus	1,41	1,11
Dreieck	1,73	1,15
Sägezahn	1,73	1,15
Rechteck	1	1

1.2.3.2 Stochastische Signale

Stochastische Signale folgen einem zeitlichen Verlauf, der durch Zufallsprozesse generiert oder maßgeblich beeinflusst wird. Ihr Zeitverlauf lässt sich somit nicht durch eine mathematische Funktion, sondern lediglich durch zeitliche oder spektrale Mittelwerte beschreiben. Beispiele sind Rauschsignale, die häufig durch ihre mittlere spektrale Energieverteilung charakterisiert werden. Dazu gehört *weißes Rauschen* mit einer konstanten Signalleistung pro Frequenzbandbreite. *Rosa Rauschen* weist eine konstante Signalleistung pro Frequenzintervall f_2/f_1 auf, dies korrespondiert mit einer Abnahme der spektralen Energieverteilung $\sim 1/f$ entsprechend einer Abnahme von 3 dB pro Oktave. *Rotes Rauschen* (auch: braunes Rauschen) weist eine Abnahme der spektralen Energieverteilung $\sim 1/f^2$ entsprechend 6 dB pro Oktave auf. Rauschsignale gleicher spektraler Färbung können unterschiedliche Scheitelfaktoren aufweisen, von 1 (für Rechtecksignale mit stochastisch verteilter Periodendauer) bis zu sehr hohen Werten.

Sprache und Musik werden – auch wenn sie abschnittsweise Ähnlichkeit mit deterministischen Signalen haben können (s. Abb. 1.6) – in der Signaltheorie als stochastische Signale betrachtet, da sich ihr Verlauf nicht mathematisch vorher sagen lässt. Wie Rauschsignale können sie dabei sehr unterschiedliche Scheitelfaktoren aufweisen. Sprache besitzt typischerweise Scheitelfaktoren von 4 bis 10, Musik mit großer Dynamik auch höhere Werte.

Rosa Rauschen wird gerne als Referenzsignal, etwa zum Einmessen von Lautsprechersystemen verwendet, da es eine breitbandige Anregung bildet und gleichzeitig den auch bei Sprache und Musik im statistischen Mittel zu beobachtenden

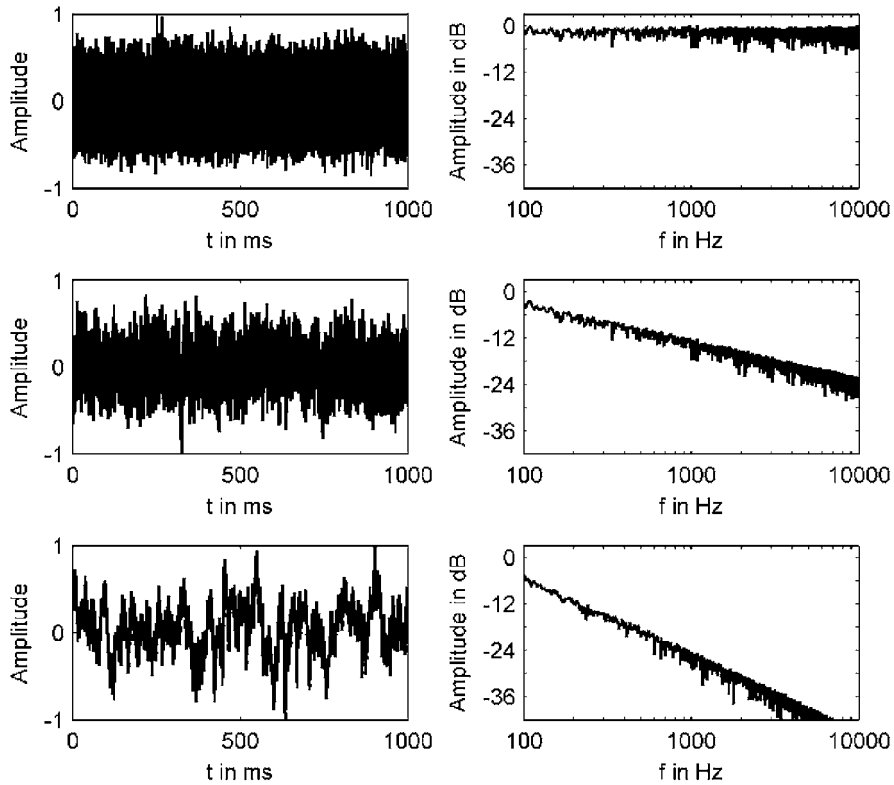


Abb. 1.8 Zeitverlauf und Leistungsdichtespektrum für unterschiedlich gefärbte Rauschsignale: Weißes Rauschen (oben), rosa Rauschen (Mitte) und rotes Rauschen (unten)

Abfall der spektralen Energieverteilung oberhalb von 1 bis 2 kHz nachbildet (Abb. 1.9). Die Verwendung von weißem Rauschen würde das System (hier insbesondere den Hochtöner) mit einer in der Praxis nicht auftretenden, hochfrequenten Signalleistung belasten.

1.2.4 Systeme und Systemeigenschaften

Als *Systeme* bezeichnet man Übertrager, die ein Eingangssignal $x(t)$ auf ein Ausgangssignal $y(t)$ abbilden.

$$y(t) = L\{x(t)\} \tag{1.13}$$

Zwei Beispiele für Systeme aus dem Bereich der Audiotechnik sind in Abb. 1.10 skizziert.

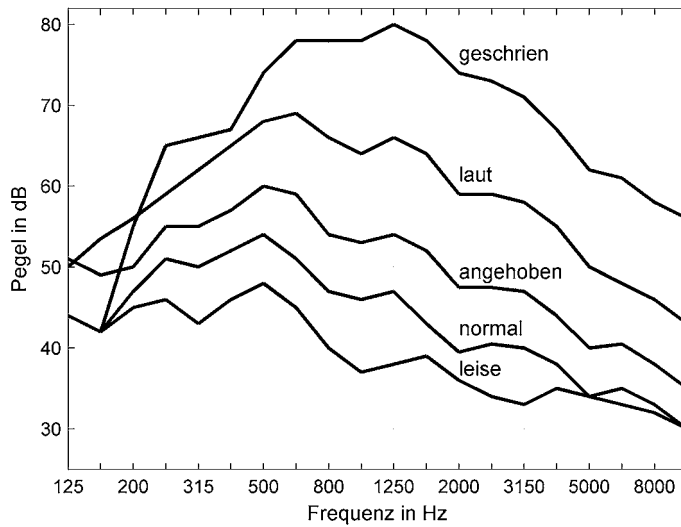


Abb. 1.9 Mittlerer Schalldruckpegel für einen männlichen Sprecher und verschiedene Sprachintensitäten in 1 m Entfernung (nach Fletcher 1961)

Beispiel 1

Als System kann die akustische Übertragungsstrecke eines Raums betrachtet werden, die einen Schalldruckverlauf am Punkt A in einen Schalldruckverlauf am Punkt B verwandelt. Die Wirkung des Systems besteht im Wesentlichen aus einer Zeitverschiebung durch die akustische Laufzeit von A nach B, aus einer frequenzabhängigen Dämpfung des Eingangssignals durch die Absorption beim Durchgang durch das Medium und schließlich aus einer Addition von Schallrückwürfen an den Wänden des Raums und dem daraus resultierenden Nachhall. Diese Wirkungen, die sich exemplarisch an der Impulsantwort im Zeitbereich und an der Übertragungsfunktion im Frequenzbereich ablesen lassen (Abb. 1.11), verändern das Eingangssignal $x(t)$ auf spezifische Weise (vgl. Kap. 5 Raumakustik).

Beispiel 2

Ein Dynamikkompressor ist ebenfalls ein System im Sinne von (1.13), das ein elektrisches Signal an seinem Eingang auf ein elektrisches Signal an seinem Ausgang abbildet. Die Wirkung des Systems besteht aus einer Verstärkung des Eingangssignals, die oberhalb eines Schwellwerts (threshold) am Eingang in eine um die sog. Ratio geringere Verstärkung übergeht. Der Übergang zwischen den beiden Verstärkungsfaktoren geschieht innerhalb von durch Attack und Release gesetzten Zeitfenstern (s. Kap. 13).

Eine für die mathematische Beschreibung ebenso wie für die technische Realisierung wesentliche Eigenschaft ist die *Linearität* und die *Zeitinvarianz* von Systemen. Linear sind Systeme dann, wenn eine Skalierung (Verstärkung/Abschwächung) des Eingangs und eine Überlagerung verschiedener Eingangssignale zu einer ebenso skalierten Überlagerung der jeweiligen Ausgangssignale führt, d. h.

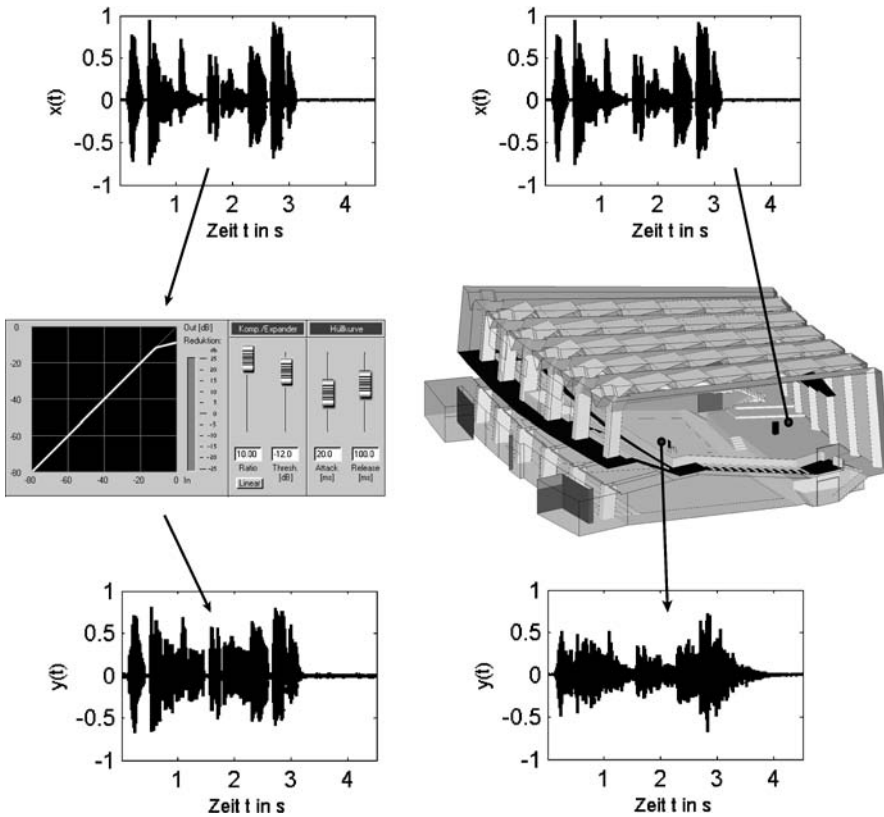


Abb. 1.10 Zwei Beispiele für Systeme in der Audiotechnik. Links: Ein Kompressor als nicht-lineare Abbildung eines elektrischen Signals am Eingang auf ein elektrisches Signal am Ausgang. Rechts: Ein raumakustisches System als näherungsweise lineare und zeitinvariante Abbildung eines Schalldruckverlaufs am Ort der Quellen auf einen Schalldruckverlauf am Ort des Empfängers

$$L\{a_1x_1(t) + a_2x_2(t)\} = a_1L\{x_1(t)\} + a_2L\{x_2(t)\} \quad (1.14)$$

Akustische Systeme sind in der Regel, außer bei sehr hohen Schallamplituden, lineare Systeme. In Beispiel 1 führt ein doppelt so lautes Anregungssignal am Ort A zu einem doppelt so lauten Signal am Ort B. Der Kompressor aus Beispiel 2 dagegen, der oberhalb einer gewissen Signalamplitude mit einer geringeren Verstärkung reagiert, ist ein nichtlineares System.

Zeitinvariant sind Systeme dann, wenn sie zu unterschiedlichen Zeiten gleich reagieren, d.h. wenn eine Zeitverschiebung am Eingang ein zeitverschobenes, ansonsten aber unverändertes Signal am Ausgang produziert:

$$y(t - \tau) = L\{x(t - \tau)\} \quad (1.15)$$

Akustische Systeme sind in erster Näherung meist zeitinvariant, solange man nicht Faktoren wie eine tageszeitabhängige Veränderung der Raumtemperatur und die dadurch bedingte Veränderung der Schallgeschwindigkeit (Abb. 1.13) oder veränderliche Luftströmungen im Raum berücksichtigt.

Linearität und Zeitinvarianz sind deshalb von grundlegender Bedeutung, da sich Systeme mit diesen Eigenschaften vollständig durch ihre Impulsantwort $h(t)$ und durch ihre Übertragungsfunktion $H(\omega)$ beschreiben lassen. Systeme, die entweder nichtlinear oder zeitvariant sind, können nur mit erheblich höherem Aufwand in ihrer Wirkung charakterisiert werden (Unbehauen 1998).

1.2.5 Impulsantwort

Weiß man, wie ein System auf eine Anregung durch einen infinitesimal kurzen Impuls $\delta(t)$ reagiert, d. h. kennt man die Impulsantwort $h(t)$ des Systems mit

$$h(t) = L\{\delta(t)\} \quad (1.16)$$

so lässt sich die Wirkung des Systems als Faltung des Eingangssignals mit der Impulsantwort beschreiben:

$$y(t) = L\{x(t)\} = \int_{-\infty}^{\infty} x(\tau)h(t-\tau)d\tau \quad (1.17)$$

Das auf der rechten Seite von (1.17) stehende Faltungsintegral war bis zur Einführung der Digitaltechnik eine rein abstrakte Form der Beschreibung von linearen und zeitinvarianten Systemen. Inzwischen sind jedoch digitale Algorithmen, die das Ergebnis einer Faltungsoperation praktisch ohne Zeitverzögerung (Latenz) zur Verfügung stellen (Gardner 1995), auf modernen Prozessoren auch in Echtzeit lauffähig. So bieten zahlreiche Audioworkstations heute eingebettete Faltungsprogramme an oder können Faltungsprogramme als Plug-in einbinden. Dabei besteht häufig die Möglichkeit, auf ein breites Angebot von Impulsantworten etwa zur Nachhallerzeugung zuzugreifen (s. Kap. 13.3) oder Impulsantworten von Systemen durch eine geeignete Messtechnik (s. Kap. 21) sogar selbst aufzunehmen, um die Wirkung des Systems anschließend durch Faltung zu simulieren.

1.2.6 Übertragungsfunktion

Transformiert man die Gleichung (1.17) mit Hilfe der Fouriertransformation nach (1.1) in den Frequenzbereich, so erhält man

$$Y(\omega) = H(\omega) \cdot X(\omega) \quad (1.18)$$

Dabei sind $X(\omega)$ und $Y(\omega)$ die Fourier-Transformierten, d. h. die Spektren von $x(t)$ und $y(t)$. $H(\omega)$ ist die Fourier-Transformierte der Impulsantwort $h(t)$, d. h.

$$H(\omega) = F\{h(t)\} \quad (1.19)$$

und wird als Übertragungsfunktion bezeichnet. Die Wirkung eines Systems lässt sich somit im Zeitbereich als Faltung des Eingangssignals $x(t)$ mit der Impulsantwort des Systems beschreiben oder im Frequenzbereich durch Multiplikation des Eingangsspektrums $X(\omega)$ mit der Übertragungsfunktion $H(\omega)$. Beide Darstellungen sind gleichwertig: So wie jedem Signal $x(t)$ eineindeutig ein Spektrum $X(\omega)$ zugeordnet ist, ist der Impulsantwort $h(t)$ eineindeutig eine Übertragungsfunktion $H(\omega)$ zugeordnet. Ebenso wie $X(\omega)$ ist auch die Übertragungsfunktion $H(\omega)$ eine komplexe Funktion mit dem Betrag $|H(\omega)|$ und dem Phasenwinkel $\angle H(\omega)$, wobei gilt

$$|H(\omega)| = \sqrt{\operatorname{Re}^2\{H(\omega)\} + \operatorname{Im}^2\{H(\omega)\}} \quad (1.20)$$

$$\angle H(\omega) = \arctan\left(\frac{\operatorname{Im}\{H(\omega)\}}{\operatorname{Re}\{H(\omega)\}}\right) \quad (1.21)$$

Die Formel für den Phasenwinkel gilt nur im Intervall $[-\pi; \pi]$ und für $\operatorname{Re}\{H(\omega)\} > 0$. Letzteres lässt sich aber jederzeit durch Erweitern mit (-1) erreichen.

Während das Betragsspektrum angibt, um welchen Faktor bestimmte Frequenzanteile durch das System verstärkt oder abgeschwächt werden, gibt das Phasenspektrum an, um welchen Phasenwinkel die jeweiligen Frequenzanteile am Ausgang verschoben auftreten.

Aus der Änderung des Phasenwinkels lässt sich die Zeitverschiebung berechnen, die ein Signal beim Durchgang durch das System erfährt. Da eine feste Zeitverschiebung bei doppelter Signalfrequenz auch einer doppelt so großen Phasenverschiebung entspricht, berechnet sich die Laufzeit im System stets als Quotient von Phasenverschiebung zu Signalfrequenz. Man unterscheidet zwischen der sog. *Phasenlaufzeit* $\tau_p(\omega)$ und der *Gruppenlaufzeit* $\tau_g(\omega)$ des Systems. Die Phasenlaufzeit $\tau_p(\omega)$ mit

$$\tau_p(\omega) = -\frac{\angle H(\omega)}{\omega} \quad (1.22)$$

entspricht der Zeit, um die ein sinusförmiges Signal am Ausgang des Systems verzögert erscheint. Die Gruppenlaufzeit $\tau_g(\omega)$ mit

$$\tau_g(\omega) = -\frac{d\angle H(\omega)}{d\omega} \quad (1.23)$$

entspricht der Zeit, um die eine Änderung der Hüllkurve eines sinusförmigen Trägersignals am Ausgang des Systems verzögert erscheint. Da die Information des Audiosignals, etwa Beginn und Ende eines Tons oder Modulationen seines Verlaufs, in der Hüllkurve kodiert sind und nicht in der Phasenlage der darunter liegenden Träger-

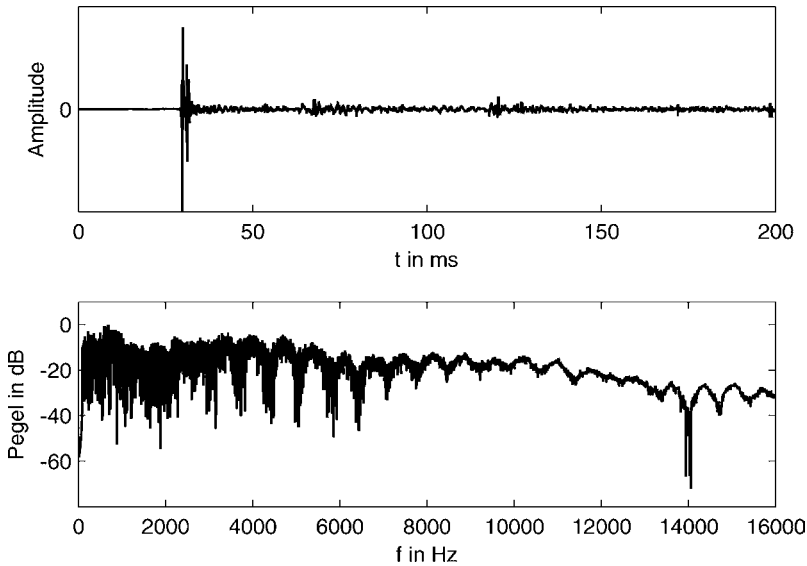


Abb. 1.11 Oben: Ausschnitt aus der Impulsantwort des Raums aus Abb. 1.10. Sichtbar ist die durch das System induzierte Laufzeit von 30 ms entsprechend einem Schallweg von 10 m, eine starke Reflexion nach wenigen ms (Bodenreflexion) sowie eine dichte Folge von Reflexionen von anderen Raumbegrenzungsflächen. Die Messung erfolgte mit einem Sinus-Sweep (s. Kap. 21 Messtechnik). Unten: Zugehörige Übertragungsfunktion (Betragsspektrum). Deutlich zu erkennen ist die Dämpfung hoher Frequenzen, die das Signal bei der akustischen Übertragung von A nach B erfährt.

schwingung, ist für den Höreindruck die Gruppenlaufzeit von größerer Bedeutung. Sie spielt z. B. bei der zeitlichen Überlagerung der Signalanteile von Mehrwege-Lautsprechern eine wichtige Rolle, bei denen die unterschiedlichen Signalwege (Tief-/Mittel-/Hochtöner) durch die Übertragungsfunktionen der Frequenzweiche und der Treiber mit unterschiedlichen Gruppenlaufzeiten behaftet sind und somit beim Hörer zu unterschiedlichen Zeitpunkten eintreffen (vgl. Kap. 8.3.1). Eine für alle Frequenzen konstante Laufzeit des Systems äußert sich in einem linearen Anstieg des Phasenfrequenzgangs. Solche Systeme werden daher als *linearphasig* bezeichnet. In diesem Fall sind Gruppenlaufzeit und Phasenlaufzeit identisch.

1.3 Schall und Schallfeldgrößen

Als Schall bezeichnet man Störungen eines mechanischen Gleichgewichts, welche sich als Schwingungen durch ein physikalisches Medium fortpflanzen. Im Gegensatz zum englischen Begriff *sound*, der auch für die auditive Wahrnehmung von akustischen Phänomenen steht, beschreibt *Schall* in der deutschsprachigen Terminologie zunächst nur den physikalischen Vorgang. Ein Beispiel für die Erzeugung und Ausbreitung eines Schallfelds zeigt Abb. 1.12. Ein bewegter Kolben, der für

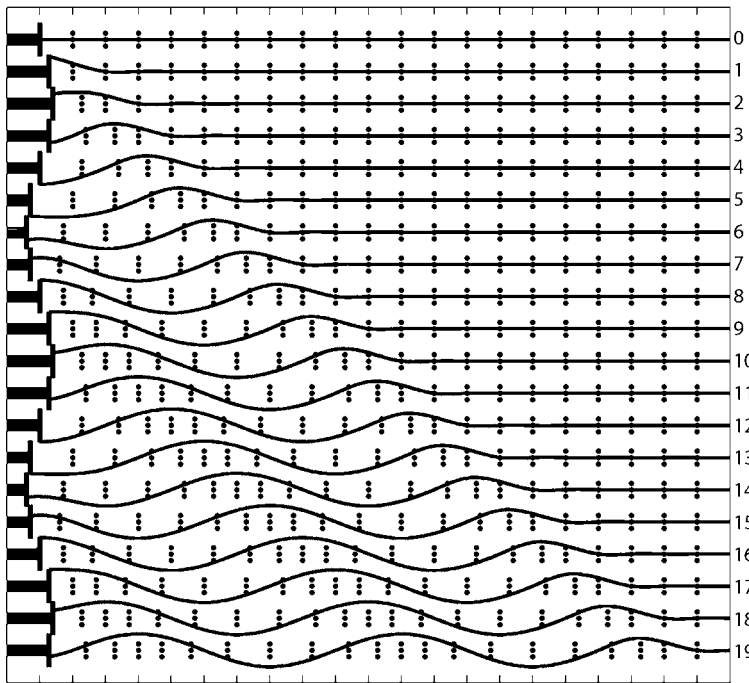


Abb. 1.12 Anregung und Ausbreitung einer ebenen Welle durch eine schwingende Oberfläche (dargestellt links als bewegter Kolben) für 20 aufeinanderfolgende Zeitpunkte. Skizziert ist die horizontale Auslenkung $\xi(t)$ von jeweils drei Molekülen um ihren Ruhepunkt, sowie die dadurch bedingte, lokale Modulation der stationären Dichte ρ_0 und des stationären Luftdrucks p_0 als Kurve entlang der Ausbreitungsrichtung der Schallwelle.

eine Lautsprechermembran oder den schwingenden Resonanzboden eines Musikinstruments stehen kann, löst eine Kettenreaktion von elastischen Stößen jeweils benachbarter Luftmoleküle aus, die sich mit konstanter Geschwindigkeit ausbreitet und schließlich durch die mechanische Erregung unseres Trommelfells am Ende der Übertragungsstrecke und die dadurch ausgelösten Nervenimpulse eine Hörempfindung hervorruft.

Im Gegensatz zu Strömungsphänomenen findet im Schallfeld keine Bewegung des Mediums insgesamt statt, sondern nur eine Schwingung lokaler Volumenelemente um ihren Ruhepunkt. Diese Schwingung breitet sich dann mit einer festen, von den Eigenschaften des Mediums abhängigen Geschwindigkeit c aus. Luftschall ist eine longitudinale *Kompressionswelle*, d. h. das Schallfeld bewirkt eine Verdünnung und Verdichtung des Mediums, die sich entlang der Ausbreitungsrichtung der Schwingung verändert, in Abb. 1.12 erkennbar als ortsabhängige Schwankung von Druck und Dichte um den atmosphärischen Ruhewert. In Festkörpern und Flüssigkeiten sind auch andere Ausbreitungsmechanismen möglich wie die *Torsionswelle* oder *Scherwelle*, bei der das Medium zwar elastisch verformt, aber nicht komprimiert wird, sowie die *Biegewelle* als Kombination von Kompressionswelle und Torsionswelle.

Zur Beschreibung von Schallfeldern wird in der Akustik eine Reihe von physikalischen Größen verwendet, deren Auswahl von den Eigenschaften des Schallfelds abhängt, die damit zum Ausdruck gebracht werden sollen.

1.3.1 Schalldruck und Schallschnelle

Druck und Schnelle sind die üblichen Größen zur Beschreibung der orts- und zeitabhängigen Struktur des Schallfelds. Als *Schalldruck* p bezeichnet man die durch die lokale Verdichtung des Mediums, d. h. durch die Abweichung ρ_{\sim} von der statischen Dichte ρ_0 bedingte Abweichung p vom statischen Luftdruck p_0 . Somit gilt

$$p_{ges} = p_0 + p \quad (1.24)$$

und

$$\rho_{ges} = \rho_0 + \rho_{\sim} \quad (1.25)$$

Wenn nicht speziell vermerkt, wird als Schalldruck stets der Effektivwert des Wechselschalldrucks bezeichnet (s. 1.10). Für harmonische, d. h. sinus- oder cosinusförmige Verläufe liegt der Effektivwert somit etwa um den Faktor 0,71 niedriger als der Spitzenwert (vgl. Tabelle 1.1). Bei hörbaren Schallvorgängen verändern sich Druck und Dichte im Medium so schnell, dass sich der durch die Verdichtung ausgelöste, lokale Temperaturanstieg nicht durch Wärmeleitung ausgleichen kann. Solche Zustandsänderungen nennt man *adiabatisch*, für sie gilt die adiabatische Zustandsgleichung:

$$\frac{p}{p_0} = \left(\frac{\rho_{\sim}}{\rho_0} \right)^{\kappa} \quad (1.26)$$

Für Luft und andere zweiatomige Gase beträgt der Adiabatenexponent $\kappa = 1,4$, für einatomige Gase ist $\kappa = 1,67$. Die Änderung des lokalen Drucks p ist also überproportional zur Änderung der lokalen Dichte ρ_{\sim} . Schalldruck, Schalldichte und Schalltemperatur verändern sich in ihrem orts- und zeitabhängigen Verlauf in einem Medium somit stets in analoger Weise. Der Schalldruck als feldbeschreibende Größe wird benutzt, weil er der Messung durch Mikrofone am leichtesten zugänglich ist. Auch das menschliche Gehör wirkt als Druckempfänger.

Verglichen mit den jeweiligen Ruhegrößen sind die Schallfeldgrößen p und ρ_{\sim} sehr klein. Selbst am Platz des Dirigenten eines im *fortissimo* spielenden Sinfonieorchesters beträgt der Schalldruck selten mehr als 2 Pa, verglichen mit einem statischen Luftdruck auf Meereshöhe von 101.325 Pa, auf den meisten Barometern noch in der veralteten Einheit als 1013 mbar angezeigt. Das menschliche Gehör ist also ein äußerst sensibler Druckempfänger und die in Abb. 1.12 skizzierte örtliche Auslenkung der Luftmoleküle um ihren Ruhepunkt ist in Wirklichkeit stark überzeichnet.

Als *Schallschnelle* v bezeichnet man die durch den lokalen Schallausschlag $\xi(t)$ bedingte Geschwindigkeit, mit der sich die Moleküle des Mediums um ihre Ruhelage bewegen.

$$\mathbf{v}(\mathbf{x}, t) = \frac{\partial}{\partial t} \xi(\mathbf{x}, t) \quad (1.27)$$

Im Gegensatz zum Schalldruck, der eine ungerichtete, skalare Feldgröße ist, ist die Schnelle eine vektorielle, gerichtete Größe. Ebenso wie beim Schalldruck tritt ein hörbares Schallereignis bereits bei sehr geringen Schallschnellen in der Größenordnung von $50 \text{ nm}\cdot\text{s}^{-1}$ auf. Tabelle 1.2 gibt eine Übersicht über Schalldrücke und Schallschnellen von einigen typischen Alltagsgeräuschen.

Tabelle 1.2 Schalldruck und Schallschnelle von Alltagsgeräuschen

Signal	Schalldruck	Schallschnelle
Formelzeichen	p	v
Einheit	$\text{Pa} = \text{Nm}^{-2}$	ms^{-1}
Hörschwelle bei 1 kHz	$2 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^{-8}$
Wald bei wenig Wind	$2 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-7}$
Bibliothek	$2 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-6}$
Büro	$2 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-5}$
dicht befahrene Stadtstraße	$2 \cdot 10^{-1}$	$5 \cdot 10^{-4}$
Presslufthammer, Sirene	2	$5 \cdot 10^{-3}$
Start von Düsenflugzeugen aus 200 m Entfernung	20	$5 \cdot 10^{-2}$
Schmerzgrenze	200	$5 \cdot 10^{-1}$

1.3.2 Feldimpedanz und Kennimpedanz

Der Quotient aus den komplexen Amplituden von Schalldruck p und Schallschnelle v wird als *Feldimpedanz* oder *spezifische Schallimpedanz* Z_S bezeichnet:

$$Z_S = \frac{P}{v} \quad (1.28)$$

Der Quotient aus den Amplituden von Schalldruck und Schallschnelle in einer ebenen, fortschreitenden Welle wird als *Kennimpedanz* oder *Wellenwiderstand* Z_0 bezeichnet. Während die Feldimpedanz von den Eigenschaften des Mediums ebenso wie von der Geometrie der Schallausbreitung abhängt und für jeden Punkt des Schallfelds unterschiedlich sein kann, hängt die Kennimpedanz nur von den Eigenschaften des Mediums ab (s. Abschn. 1.5.1). Der Begriff Impedanz verweist auf eine elektrische Analogie, indem – analog zur elektrischen Impedanz als Quotient

aus Spannung (Ursache) und Strom (Wirkung) – der Schalldruck als Ursache der Teilchenbewegung betrachtet wird und die Feldimpedanz als Widerstand, den das Medium der Bewegung seiner Moleküle entgegensetzt. Diese Analogie sollte allerdings nicht überstrapaziert werden, da man bei bestimmten akustischen Phänomenen, etwa bei der Schallabstrahlung schwingender Oberflächen ebenso die Schnelle als Ursache und den Druck als Wirkung auffassen kann. Die Anlehnung an die elektrischen Zusammenhänge ist allerdings insofern zutreffend, als dass sich Schalldruck und Schallschnelle nicht immer phasengleich verändern müssen, ähnlich wie Strom und Spannung bei kapazitiven und induktiven Widerständen einen Phasenversatz erleiden. Nur bei der ebenen, sich nur in eine Dimension ausbreitenden Welle wie in Abb. 1.12 sind Schalldruck und Schallschnelle in Phase. Bei anderen Schallfeldgeometrien wie der Kugelwelle ist die Feldimpedanz eine komplexe Größe, d.h. die Orte maximalen Drucks fallen nicht mit den Orten maximaler Schnelle zusammen (s. Abschn. 1.5).

1.3.3 Schallgeschwindigkeit

Die *Schallgeschwindigkeit* c in $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$, mit der sich eine Schallwelle ausbreitet, ist durch die Materialeigenschaften des Mediums gegeben. Für ideale Gase gilt

$$c = \sqrt{\frac{\kappa RT}{M_{\text{mol}}}} \quad (1.29)$$

mit dem Adiabatenexponent κ , der allgemeinen Gaskonstante $R = 8,314 \text{ Nm}\cdot(\text{mol}\cdot\text{K})^{-1}$, der molaren Masse M_{mol} des Mediums (für Luft ist $M \approx 0,029 \text{ kg}\cdot\text{mol}^{-1}$) und der Temperatur T in K (Kelvin).

Luft verhält sich jedoch nur näherungsweise wie ein ideales Gas. Da sie aus einer Mischung von Gasen mit unterschiedlichem Adiabatenexponent κ besteht, hängt die Schallgeschwindigkeit in Luft auch von deren genauer Zusammensetzung ab (Luftfeuchtigkeit, CO_2 -Gehalt). Bei normalen atmosphärischen Bedingungen dominiert jedoch der Einfluss der Temperatur. (Abb. 1.13).

In der Nähe der üblichen Raumtemperatur ist die Temperaturabhängigkeit der Schallgeschwindigkeit c annähernd linear und es gilt näherungsweise

$$c \approx 331,6 + 0,6 \cdot \theta \quad (1.30)$$

mit der Schallgeschwindigkeit in ms^{-1} und der Temperatur θ in $^\circ\text{C}$, bei einer relativen Luftfeuchtigkeit von 50%. Die Temperaturabhängigkeit der Schallgeschwindigkeit erklärt eine Reihe akustischer Alltagsphänomene. Dazu gehört der Anstieg der Tonhöhe von Blasinstrumenten oder Orgelpfeifen mit der Temperatur. Da die Schallwellenlänge des schwingenden Luftvolumens hier durch die Geometrie des Körpers vorgegeben ist, steigt die Frequenz der Schwingung, die über (1.31) mit der Wellenlänge

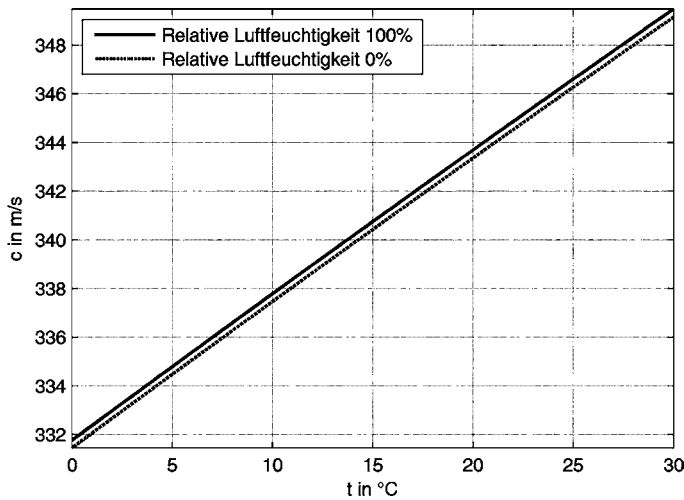


Abb. 1.13. Schallgeschwindigkeit in Abhängigkeit von Temperatur und Luftfeuchtigkeit (berechnet nach Cramer 1993)

verknüpft ist, gemäß (1.30) an, wenn sich das Instrument durch die Atemluft des Spielers oder durch eine veränderte Raumtemperatur erwärmt. Dadurch kann es zu Intonationsproblemen mit anderen Instrumenten kommen (s. Kap. 4.1.2). In Flüssigkeiten und Festkörpern, deren thermodynamische Eigenschaften nicht durch (1.29) beschrieben werden, breitet sich der Schall schneller aus als in Gasen (Tabelle 1.3).

Tabelle 1.3 Einige Schallgeschwindigkeiten in Gasen, Flüssigkeiten und Festkörpern bei $\theta = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$

Stoff	c in ms^{-1}
Wasserstoff	1309
Sauerstoff	326
Kohlendioxid	266
Luft	344
Wasser (dest.)	1492
Kupfer	3900
Eisen	5100

1.3.4 Frequenz und Wellenlänge

Schallwellen breiten sich mit einer festen, durch die thermodynamischen Bedingungen und die Materialeigenschaften des Mediums gegebenen Geschwindigkeit c aus. Daraus ergibt sich zwangsläufig ein umso kürzerer Abstand zwischen zwei Punkten gleichen Schalldrucks entlang der Ausbreitungsrichtung (Wellenlänge λ), je höher die Frequenz f der Schwingung ist. Es gilt

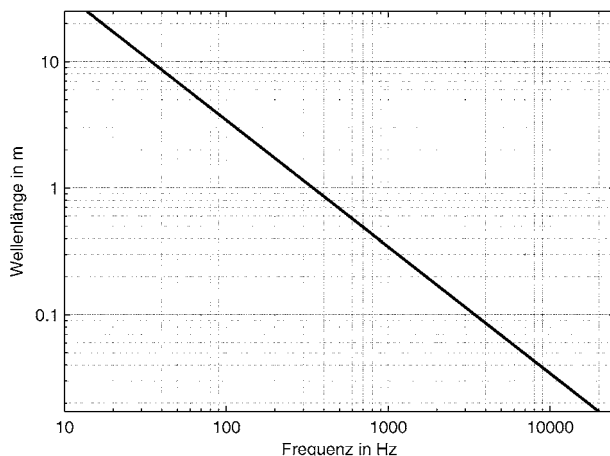


Abb. 1.14 Zusammenhang zwischen Frequenz und Wellenlänge bei einer Schallgeschwindigkeit von 344 ms^{-1} , entsprechend einer Lufttemperatur von $20 \text{ }^\circ\text{C}$

$$\lambda = \frac{c}{f} \quad (1.31)$$

Der Bereich hörbaren Schalls mit Frequenzen von 16 bis 16.000 Hz entspricht somit Schallwellenlängen von 21 m bis 2,1 cm. Die Wellenlänge von Schall wird häufig auch durch die *Wellenzahl* k ausgedrückt. Dabei gilt

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (1.32)$$

So wie die Kreisfrequenz ω den pro Sekunde zurückgelegten Phasenwinkel einer harmonischen Schwingung bezeichnet, so steht die Wellenzahl k für den pro Meter in eine bestimmte Beobachtungsrichtung zurückgelegten Phasenwinkel im Bogenmaß. Der räumliche Verlauf von akustischen Phänomenen, die sich aus der Wellennatur des Schalls erklären, lässt sich häufig in allgemeingültiger Form angeben, wenn er nicht auf den Abstand r in m, sondern auf die dimensionslose Größe kr bezogen wird. Ein Wert von $kr = 1$ steht dann für einen in Richtung von r zurückgelegten Phasenwinkel von $1/2\pi = 57,3^\circ$, was bei $f = 100 \text{ Hz}$ einer Wegstrecke von 55 cm, bei $f = 10.000 \text{ Hz}$ einer Wegstrecke von 5,5 mm entspricht (vgl. Abb. 1.19).

1.3.5 Schallenergie

Die in einem Schallfeld gespeicherte Schallenergie liegt als potentielle Energie der um den Schallausschlag ξ aus ihrem Gleichgewichtszustand gebrachten Moleküle und als kinetische Energie der mit der Schallschnelle v bewegten Moleküle vor. Da ξ und v von Ort zu Ort unterschiedlich sind, verwendet man auch die Schallenergie

meist als lokale Größe, indem man die Energie auf ein infinitesimal kleines Volumenelement bezieht und eine Schallenergiedichte w in $\text{J}\cdot\text{m}^{-3}$ berechnet. Jeder Punkt eines Schallfelds wirkt somit als Energiespeicher mit der Energiedichte

$$w = \underbrace{\frac{p^2}{2\rho_0 c^2}}_{\text{potentielle Energie}} + \underbrace{\frac{\rho_0 v^2}{2}}_{\text{kinetische Energie}} \quad (1.33)$$

Als Summe der durch Schalldruck und Schallschnelle bedingten Energiezustände breitet sich die Schallenergie ebenso wellenförmig durch das Medium aus wie die Feldgrößen selbst. Insbesondere wenn Druck und Schnelle in Phase sind, wie im Fall der ebenen Welle, folgt der Verlauf der Energiedichte dem der Feldgrößen p und v . Die gesamte im Schallfeld gespeicherte Energie berechnet sich als Integral der Schallenergiedichte über das vom Schallfeld eingenommene Volumen.

1.3.6 Schalleistung und Wirkungsgrad

Die Schalleistung P in Watt ist die gesamte Energie, die pro Zeit in Form von Schallwellen abgestrahlt, übertragen oder empfangen wird. In der Regel wird die Schalleistung als Maß für die akustische Wirksamkeit einer Schallquelle benutzt. Die empirisch ermittelten Schalleistungen einiger typischer Schallquellen enthält Tabelle 1.4.

Tabelle 1.4 Schalleistung musikalischer Klangquellen

Schallquelle	Schalleistung P in Watt	Quelle
Unterhaltungssprache, Mittelwert	$7 \cdot 10^{-6}$	(Reichardt 1968)
Violine (pp...ff)	$7 \cdot 10^{-7} \dots 8 \cdot 10^{-3}$	(Meyer 1993)
Waldhorn (pp...ff)	$3 \cdot 10^{-6} \dots 4 \cdot 10^{-1}$	(Meyer 1993)
Große Orgel (tutti)	1	(Ahnert 1984)
Großes Orchester (pp...ff)	0,1...10	(Ahnert 1984)

Als Maß für die Effizienz von Schallwandlern, die elektrische in akustische Energie umsetzen, wird der *Wirkungsgrad* η angegeben mit

$$\eta = \frac{P_{\text{ak}}}{P_{\text{el}}} \quad (1.34)$$

d. h. der Anteil der elektrischen Leistung P_{el} , der in akustische Leistung P_{ak} umgesetzt wird.

Während eine 100 W-Glühlampe immerhin 5 % der zugeführten elektrischen Leistung in Lichtleistung verwandelt (Energiesparlampen bis 25 %), gibt ein ebenfalls typischerweise mit 100 W elektrischer Leistung angetriebener Lautsprecher nur etwa

1 % als Schallleistung ab. Im Vergleich zu Licht- und Wärmequellen ist die von akustischen Quellen erzeugte Schallleistung also relativ gering.

1.3.7 Schallintensität

Während sich die Schallleistung als Maß für die Stärke einer Schallquelle eignet, ist für die Wirkung des Schallfelds an einem bestimmten Punkt im Raum nicht die gesamte von der Quelle produzierte Leistung von Interesse, sondern nur der Anteil, der den Empfängerort erreicht. Bei gerichteten Schallquellen kann ja der überwiegende Anteil der Leistung in eine vom Hörer abgewandte Richtung abgegeben werden. Ein Maß für die beim Empfänger ankommende Schallleistung ist die *Schallintensität* I . Sie gibt die pro Zeit durch eine Fläche S hindurchtretende Schallenergie an. Diese Fläche kann die Membran eines Mikrofons oder unser Trommelfell sein, stets ist die Schallwirkung von der gesamten auf die Oberfläche fallenden Schallleistung abhängig.

Die durch die Fläche S hindurchtretende Leistung errechnet sich als Integral der Schallintensität über die Fläche S

$$P = \int I dS \quad (1.35)$$

Die Schallintensität ist eine gerichtete Größe, ebenso ist dS in (1.35) ein senkrecht auf S stehendes, vektorielles Flächenelement. Aus (1.35) folgt unmittelbar, wie Abb. 1.15 illustriert, das Abstandsgesetz für die Schallintensität. In einem kugelförmigen Schallfeld breitet sich die Schallleistung auf konzentrischen Kugelschalen der Oberfläche $S = 4\pi r^2$ aus. Da die in einer Kugelschale enthaltene Gesamtleistung konstant ist, „verdünnt“ sich die Schallintensität bei konstanter Schallleistung der Quelle umgekehrt proportional zur Zunahme der Oberfläche mit

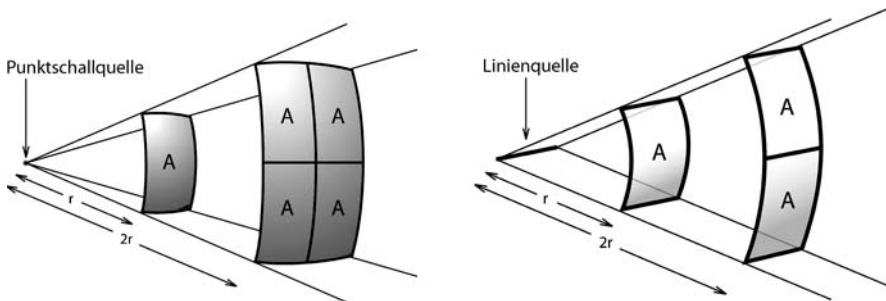


Abb. 1.15 Das Abstandsgesetz für die Schallintensität von Punktquellen (links) und Linienquellen (rechts) ergibt sich aus der Geometrie der Schallausbreitung. Für Punktquellen nehmen Schallintensitätspegel und Schalldruckpegel um 6 dB pro Entfernungsverdopplung ab, für Linienquellen mit 3 dB pro Entfernungsverdopplung.

$$I \sim \frac{1}{r^2} \quad (\text{Punktquelle}) \quad (1.36)$$

Dies entspricht einer Abnahme des Schallpegels für Intensität und Druck um 6 dB pro Entfernungsverdopplung. Für eine linienförmige Quelle breitet sich die Schalleistung auf Zylinderschalen der Oberfläche $S = 2\pi r l$ aus, wobei l für die Länge des Strahlers steht. Bei konstanter Leistung der Quelle verringert sich die Schallintensität daher mit

$$I \sim \frac{1}{r} \quad (\text{Linienquelle}) \quad (1.37)$$

entsprechend einer Abnahme des Schallpegels um 3 dB pro Entfernungsverdopplung (s. Abschn. 1.4).

Für eine ebene Schallwelle wie in Abb. 1.12 dagegen ist die Schallintensität und der Schalldruck unabhängig von der Entfernung, da die Oberfläche S in (1.35) mit der Entfernung von der Quelle konstant bleibt.

Im Hinblick auf die Abstandsregel verhalten sich fast alle natürlichen Schallquellen näherungsweise wie Punktquellen, sobald ihre Abmessungen relativ zur Entfernung vernachlässigbar sind. Linienförmig ausgedehnte Quellen, wie dicht befahrene Straßen, Züge, aber auch Lautsprecherarrays verhalten sich in unmittelbarer Umgebung der Quelle wie ideale Linienquellen, in größerer Entfernung wie Punktquellen. Im Zusammenhang mit ausgedehnten Schallquellen spricht man auch von *Nahfeld und Fernfeld* (s. Abschn. 1.5.3).

Die Schallintensität ist stets proportional zum Produkt aus Schalldruck und Schallschnelle,

$$\mathbf{I} = p \cdot \mathbf{v} \quad (1.38)$$

auch wenn dies nicht per Definition gilt, sondern aus (1.35) und (1.33) über den Energieerhaltungssatz abgeleitet werden kann (vgl. Möser 2005, S. 35f.). Der Vektor der Schallintensität \mathbf{I} zeigt also in die Richtung des Schnellektors \mathbf{v} . Im ebenen Schallfeld (Abschn. 1.5.1) genügt somit eine Messung von Schalldruck oder Schallschnelle, um die Schallintensität zu bestimmen:

$$I = Z_0 \cdot v^2 = \frac{p^2}{Z_0} \quad (1.39)$$

1.4 Pegel

Die in Abschnitt 1.3 eingeführten Schallgrößen p , v , P und I , ebenso wie die daraus erzeugten elektrischen Größen, werden im Bereich der Audiotechnik meist nicht in ihren physikalischen Einheiten Pa, ms^{-1} , Nm oder Jm^{-2} verwendet, sondern als Pegelgrößen in *Dezibel*, abgekürzt dB. Die Umwandlung von der physikalischen Einheit in einen Pegel geschieht bei Leistungsgrößen durch den zehnfachen dekadischen Logarithmus, so z. B. für die Schalleistung P mit

$$L_p = 10 \log \frac{P}{P_0} \text{ dB} \quad (1.40)$$

Tabelle 1.5 Relativpegel L und zugehörige Verhältnisse für Leistungsgrößen und Feldgrößen

Relativer Pegel L in dB	Verhältnis x_1/x_2 für Leistungsgrößen ($P_{\text{ak}}, P_{\text{el}}, I$)	Verhältnis x_1/x_2 für Feldgrößen (p, v, U, I)
0	1	1
1	1,26	1,12
2	1,58	1,26
3	2	1,41
4	2,51	1,58
5	3,16	1,78
6	4	2
10	10	3,16
20	100	10
30	1000	31,6
60	1.000.000	1000
100	10^{10}	10^5

Dabei wird der Logarithmus stets auf das *Verhältnis* zweier physikalischer Größen angewandt. Die Angabe eines Pegels in dB lässt daher zwei Interpretationen zu:

Zum einen kann sie als Relativpegel für ein bestimmtes Verhältnis P_1/P_2 der natürlichen Größen stehen. Bei Leistungsgrößen steht 3 dB für ein Verhältnis von 2:1 und 10 dB für ein Verhältnis von 10:1, ohne dass man dem eine Information über den absoluten Wert von P_1 oder P_2 entnehmen könnte. Aus Tabelle 1.5 kann man die ganzzahligen Pegelwerten entsprechenden, linearen Verhältnisse nach (1.40) ablesen.

Die Pegelangabe kann aber auch für einen absoluten Wert der physikalischen Größe stehen. Dazu muss letztere auf einen Referenzwert bezogen werden, anhand dessen sich aus dem Verhältnismaß in dB auf den Absolutwert zurückrechnen lässt. Der jeweilige Bezugswert kann als Zusatz hinter das dB-Zeichen gesetzt werden, etwa „dB (re 1 mW)“, „dB (1 mW)“, „dB (mW)“ oder „dBm“ für den elektrischen Leistungspegel, bezogen auf 1 mW. Hier unterscheidet sich die Nomenklatur nach IEC 27-3, ISO 31-7, DIN 5493-2 und der UIT. Im Bereich der Akustik werden die

Bezugsgrößen meist nicht genannt, weil sie nach DIN 1320 und DIN 45630 festgelegt sind und somit keine Unklarheiten (wie bei elektrischen Spannungspegeln) bestehen.

Tabelle 1.6 und 1.7 geben einen Überblick über die im Bereich der Audiotechnik gebräuchlichen Pegelangaben für akustische und elektrische Größen. Dabei ist zu beachten, dass die Pegeldefinition nach (1.40) per Konvention nur für Größen mit der Dimension einer Leistung gilt, wie die elektrische Leistung, die Schalleistung oder die Schallintensität (als Schalleistung pro Fläche). Für Größen, deren Quadrate sich proportional zu den Leistungsgrößen verhalten, sog. *Feldgrößen* wie Schalldruck, Schallschnelle (mit $I = v^2 Z_0 = p^2 Z_0^{-1}$) oder Strom und Spannung (mit $P_{el} = I^2 R = U^2 R^{-1}$) gilt entsprechend

$$L_p = 20 \log \frac{P}{P_0} \text{ dB} \quad (1.41)$$

Tabelle 1.6 Schallfeldgrößen und Schallpegel mit Bildungsregel und Referenzwert

Pegelgröße	Definition	Bezugsgröße	Kurzzeichen
Schalleistungspegel	$10 \log \frac{P}{P_0} \text{ dB}$	$P_0 = 10^{-12} \text{ W}$	dB
Schallintensitätspegel	$10 \log \frac{I}{I_0} \text{ dB}$	$I_0 = 10^{-12} \text{ Wm}^{-2}$	dB
Schalldruckpegel	$20 \log \frac{p}{p_0} \text{ dB}$	$p_0 = 2 \cdot 10^{-5} \text{ Pa}$	dB SPL

Diese Konvention gewährleistet, dass eine Reduktion der Schalleistung einer Quelle um 6 dB zu einer Reduktion des Schalldrucks am Empfängerort von ebenfalls 6 dB führt, auch wenn die Schalleistung selbst um den Faktor 0,25, der Schalldruck aber um den Faktor 0,5 abgefallen ist. Gleichzeitig ist der Referenzwert für den Schallintensitätspegel so gewählt, dass sich für den Intensitätspegel der gleiche Wert ergibt wie für den Schalldruckpegel, jedenfalls für das ebene Schallfeld mit einer Kennimpedanz von $Z_0 = \rho_0 c = 400 \text{ Nsm}^{-3}$. Aus diesem Grund wird häufig einfach von *Schallpegeln* gesprochen und offengelassen, ob ein Schalldruckpegel oder ein Schallintensitätspegel gemeint ist. Da diese Entsprechung jedoch nur für ein spezifisches Z_0 gültig ist, wird im weiteren Verlauf des Handbuchs stets die physikalische Größe genannt, auf die sich der Pegel bezieht.

Tabelle 1.7 Elektrische Größen und Pegel mit Bildungsregel und Referenzwert

Pegelgröße	Definition	Bezugsgröße	Kurzzeichen
Elektrischer Leistungspegel	$10 \log \frac{P}{P_0} \text{ dB}$	$P_0 = 1 \text{ W}$	dBW
Elektrischer Leistungspegel	$10 \log \frac{P}{P_0} \text{ dB}$	$P_0 = 1 \text{ mW}$	dBm
Elektrischer Spannungspegel	$20 \log \frac{U}{U_0} \text{ dB}$	$U_0 = 0,775 \text{ V}$	dBu
Elektrischer Spannungspegel	$20 \log \frac{U}{U_0} \text{ dB}$	$U_0 = 1 \text{ V}$	dBV

Aussteuerungsmessgeräte, die einen Spannungspegel in dB anzeigen, sind häufig auf einen institutionell normierten Referenzpegel bezogen. So ist im Rundfunkbereich in Deutschland eine Effektivspannung von 1,55 V = +6 dBu als „Vollaussteuerung“ oder „Funkhauspegel“ festgelegt, entsprechend zeigen Aussteuerungsmesser (allerdings nur in Deutschland) einen Pegel in dB (re 1,55 V) an.

Die Beliebtheit von Pegelangaben im Bereich der Akustik und der Audiotechnik hat mehrere Gründe: Zum einen macht es die Logarithmierung möglich, große Verhältniswerte durch handliche Pegelangaben zu benennen. So umfasst etwa der Bereich hörbarer Schalldrücke, also von der absoluten Hörschwelle bis zur Schmerzschwelle, Werte von 10^{-5} bis 10^2 Pa, also insgesamt sieben Zehnerpotenzen. Sie reduzieren sich bei Angabe eines Pegels auf einen Bereich von 0 bis 140 dB. Zum anderen sind Pegelwerte enger mit der durch einen Schallreiz ausgelösten Empfindungsstärke korreliert als lineare Größen. So ist zum Beispiel der eben merkliche Unterschied in der Lautheit zweier Schallreize proportional zum Verhältnis der Schalldrücke. Diese nach dem Physiologen E. H. Weber (1795–1878) als *Webersches Gesetz* bezeichnete Regel gilt für die meisten Sinnesqualitäten. Mathematisch ausgedrückt ist das Verhältnis von eben merklichem Unterschied ΔR zur Reizintensität R konstant:

$$\frac{\Delta R}{R} = k \quad (1.42)$$

Das Verhältnis wird als Webersche Konstante k bezeichnet. Ein Vergleich verschiedener Sinnesmodalitäten zeigt, dass insbesondere die Tonhöhenerkennung zu den empfindlichsten sensorischen Leistungen des Menschen gehört (Tabelle 1.8).

Da der Pegel nichts anderes als eine Verhältnisangabe ist, müsste der eben merkliche Unterschied somit stets der gleichen Pegeldifferenz entsprechen. Dies wurde außer für sehr leise Reize auch durch zahlreiche Untersuchungen bestätigt, etwa mit einem Wert von ca. 0,7 dB für die eben hörbare Schalldruckpegeldifferenz von weißem Rauschen (Gelfand 2004, S. 288ff.).

Tabelle 1.8 Eben merkliche Unterschiede für verschiedene Sinnesqualitäten, ausgedrückt als prozentuale Änderung des Reizes, die für eine zuverlässige Unterscheidung erforderlich ist (nach Atkinson et al. 2001). Die Werte sind nur Anhaltspunkte, da sie von weiteren Faktoren wie Signaltyp (Rauschen, Töne, Sprache), Präsentationsdauer u. ä. abhängen.

Qualität	Eben merklicher Unterschied
Lichtintensität	8 %
Schallintensität	5 %
Schallfrequenz	1 %
Geruchskonzentration	15 %
Salzkonzentration	20 %
Gehobenes Gewicht	2 %
Elektrischer Schlag	1 %

Ein weiterer Bezug zur Empfindungsstärke ergibt sich durch einen ebenfalls nicht nur für das Hören bestätigten Zusammenhang zwischen der absoluten Empfindungsstärke E und der Reizintensität R . Dieser folgt näherungsweise einem nach dem Psychologen S. S. Stevens (1906–1973) als *Stevenssches Potenzgesetz* bezeichneten Verlauf

$$E = k \cdot R^n \quad (1.43)$$

Neben der durch die Maßeinheit definierten Konstante k beschreibt der Exponent n die sensorische Empfindlichkeit für eine Zunahme des Reizes. Für $n > 1$ nimmt die Empfindung überproportional mit dem Reiz zu (z. B. für elektrische Stromimpulse), für $n < 1$ ist die Zunahme unterproportional (z. B. für Helligkeit oder Lautstärke), für $n = 1$ entsprechen sich die Veränderungen von Reiz und Empfindung (z. B. für die Schätzung von Längen). Trägt man sowohl Reiz als auch Empfindungsstärke in einem logarithmischen Maßstab auf, wird das durch (1.43) gegebene Potenzgesetz zu einer Geraden mit der Steigung n . So wurde für den Zusammenhang zwischen Schalldruck und Lautheitsempfindung in zahlreichen Untersuchungen ein Wert von $n = 0,6$ ermittelt. Damit entspricht eine Zunahme des Schalldruckpegels um 10 dB einer Verdopplung der Lautheit, auf diesem Wert beruht auch die Sone-Skala als Maßstab für die Verhältnislautheit (s. Abschn. 2.2.4 und Abb. 2.7).

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass sich eine Angabe der Größenverhältnisse von Audiosignalen (Schalldruck, Schallintensität und die entsprechenden elektrischen Größen) als Pegel in dB sowohl im Hinblick auf die Wahrnehmbarkeit von Unterschieden als auch im Hinblick auf die relative Empfindungsstärke aussagekräftig ist. Als Faustregel entspricht ein Pegelunterschied von etwa 1 dB einem gerade wahrnehmbaren Unterschied und ein Pegelunterschied von ungefähr 10 dB einer subjektiven Verdoppelung der Lautheit.

1.5 Idealisierte Schallfelder

Schallfelder werden durch mechanische Vorgänge erzeugt, welche die Moleküle des umgebenden Mediums in Schwingungen versetzen. Dies können schwingende Oberflächen sein, etwa der Resonanzboden eines Klaviers oder der Korpus einer Violine. Bei Blasinstrumenten oder Orgelpfeifen sind es schwingende Luftsäulen im Inneren des Instruments, die über eine Öffnung mit der Außenluft verbunden sind. Wie sich das Schallfeld im Raum verteilen wird, kann in der Regel nicht exakt vorhergesagt werden, da die beschriebenen Anregungsvorgänge, wie beispielsweise die Schwingungsmoden eines Violinkorpus, sehr komplex sind, ganz zu schweigen vom Prozess der Abstrahlung beim Übergang in ein anderes Medium (Luft), sowie dem Einfluss des Raums auf das abgestrahlte Wellenfeld.

Nur für sehr einfache Anregungen wie eine kolbenförmige Lautsprechermembran (Abb. 1.12) lässt sich die Schallabstrahlung mathematisch exakt beschreiben, und dies auch nur so lange, wie sich die Schwingung der Membran nicht durch die Ausbildung von Partialschwingungen (s. Kap. 8) in eine Überlagerung von Moden höherer Ordnung entwickelt.

Wie immer, wenn sich physikalische Probleme nicht exakt lösen lassen, behilft man sich mit Näherungslösungen durch Idealisierung der tatsächlichen Verhältnisse. Diese Idealisierungen machen bestimmte Vereinfachungen bezüglich der Symmetrie des abgestrahlten Schallfelds, die sich aus der Geometrie der Anregung ergeben, und erfüllen gleichzeitig die Schallfeldgleichungen.

Die Schallfeldgleichungen in ihrer allgemeinen, dreidimensionalen Form lauten

$$\Delta p = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} p \quad (1.44)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho_0} \text{grad} p \quad (1.45)$$

Sie beschreiben einen Zusammenhang zwischen Schalldruck p und Schallschnelle \mathbf{v} in einem gasförmigen Medium der Schallgeschwindigkeit c und der mittleren Dichte ρ_0 . Für die Differentialoperatoren grad und $\Delta = \text{divgrad}$ sei der physikalisch interessierte Leser auf Einführungen wie (Großmann 2005) oder akustische Lehrbücher wie (Morse u. Ingard 1987) verwiesen, zum Verständnis des vorliegenden Handbuchs sind sie jedoch nicht erforderlich.

Die Schallfeldgleichungen sind nichts anderes als ein Ausdruck von Masseerhaltung und Impulserhaltung für Gase bei adiabatischen Zustandsänderungen, d. h. Änderungen, die zu schnell erfolgen, als dass sich lokale Temperaturänderungen durch Wärmeleitung ausgleichen könnten. Eine Herleitung der Schallfeldgleichung aus diesen thermodynamischen Grundannahmen findet man etwa bei (Möser 2005). Sie sind also eine Art Mindestanforderung, die physikalisch mögliche Schallfelder erfüllen müssen, ohne dass daraus schon hervorgeht, wie diese Schallfelder tatsächlich

aussehen. Dies ergibt sich erst, wenn man zusätzliche Annahmen über Geometrie und Symmetrie des Schallfelds macht. Zwei Idealisierungen, die in der Praxis dabei besonders häufig Verwendung finden, sind die *ebene Welle* und die *Kugelwelle*.

1.5.1 Ebene Welle

Die ebene Welle ist ein Schallfeld, in dem sich Schalldruck und Schallschnelle nur in einer Dimension verändern, nämlich in Ausbreitungsrichtung des Schallfelds. Als Anregungsgeometrie für die ebene Welle kann man sich eine unendlich ausgehende Schallwand vorstellen, die auf ihrer ganzen Fläche eine konphase Schwingung ausführt. Dies ist näherungsweise in unmittelbarer Umgebung von großen schwingenden Oberflächen der Fall, oder in großer Entfernung von Schallquellen, wo die Krümmung von kugelförmigen Wellenfronten bereits vernachlässigbar geworden ist.

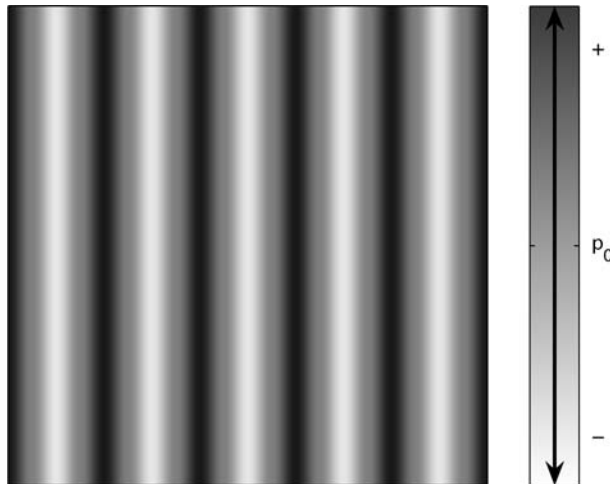


Abb. 1.16. Schalldruckverlauf in der ebenen Welle

Ebene Wellen, die sich in eine Raumdimension ausbreiten, sind somit Funktionen der Gestalt

$$p(x,t) = f\left(t \pm \frac{x}{c}\right) \quad (1.46)$$

d. h. orts- und zeitabhängige Schalldruckverläufe, die sich mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit c in x -Richtung verschieben, in y - und z -Richtung dagegen konstant sind. Die Funktion (1.46) erfüllt die Schallfeldgleichung (1.44). Mit (1.28) und (1.45) ergibt sich für die Kennimpedanz ein konstanter, reeller Wert von

$$Z_0 = \rho_0 c \quad (1.47)$$

In der ebenen Welle sind also Schalldruck und Schallschnelle in Phase, d. h. am Ort des maximalen Schalldrucks ist auch die Geschwindigkeit der Teilchenbewegung maximal.

1.5.2 Kugelwelle

Die Kugelwelle ist ein Schallfeld, in dem Schalldruck und Schallschnelle kugelförmige Symmetrie aufweisen, d. h. sich von der Schallquelle aus in konzentrischen Kugelschalen fortpflanzen. Als Anregungsgeometrie für die Kugelwelle kann man sich eine atmende Kugel (auch *Monopol* oder *Strahler nullter Ordnung*) vorstellen, etwa einen rhythmisch aufgeblasenen, kugelförmigen Luftballon, der ein ebenso kugelförmiges Schallfeld auf das umgebende Luftvolumen überträgt. Dies ist näherungsweise für sog. Volumenquellen der Fall, d. h. expandierende Körper, die klein zur abgestrahlten Wellenlänge sind. Dabei spielt es bei tiefen Frequenzen auch keine Rolle, ob die Volumenänderung nur in eine Richtung erfolgt wie bei der Lautsprechermembran in einem geschlossenen Gehäuse, oder allseitig wie bei der idealen, atmenden Kugel.

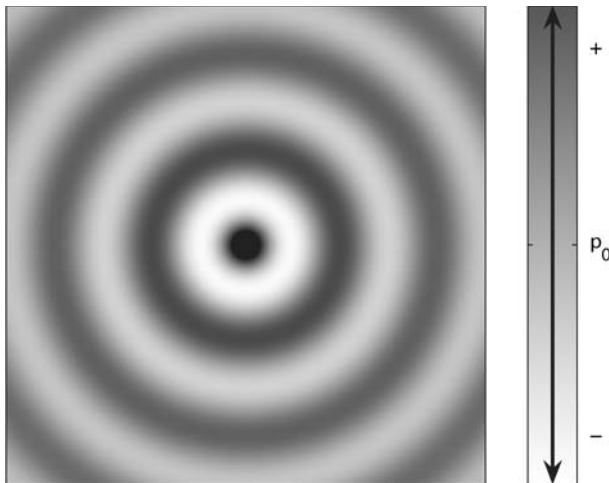


Abb. 1.17 Schalldruckverlauf in der Kugelwelle

Bei tiefen Frequenzen können fast alle natürlichen Schallquellen wie die menschliche Stimme oder Musikinstrumente näherungsweise als Monopole betrachtet werden. Bei Kugelwellen breitet sich die von der Quelle erzeugte Schallleistung P auf konzentrischen Kugelschalen mit dem Radius r in den Raum aus. Für die Schallintensität auf einer solchen Kugelschale gilt somit

$$I = \frac{P}{4\pi r^2} \quad (1.48)$$

Wegen $I \sim p^2$ (1.36) ergibt sich als Ansatz für den Schalldruck einer Kugelwelle

$$p(r, t) = \frac{A}{r} e^{j(\omega t - kr)} \quad (1.49)$$

Die Schallintensität der Kugelwelle nimmt also proportional $1/r^2$ ab, der Schalldruck mit $1/r$. Der Ausdruck $e^{j(\omega t - kr)}$ beschreibt den Phasenverlauf der Kugelwelle, der Faktor A ergibt sich als Konstante aus Überlegungen zur Schallabstrahlung. Setzt man (1.49) in die Schallfeldgleichung (1.45) ein, ergibt sich durch Anwendung der Produktregel bei der Bildung des Gradienten eine Schallschnelle von

$$v(r, t) = \frac{A}{r} \left(-\frac{1}{\rho_0 c} + \frac{1}{j\omega \rho_0 r} \right) e^{j(\omega t - kr)} \quad (1.50)$$

mit einer Feldimpedanz von

$$Z_{S \text{ Kugelwelle}} = \frac{1}{\frac{1}{\rho_0 c} + \frac{1}{j\omega \rho_0 r}} \quad (1.51)$$

Im Gegensatz zur ebenen Welle ist die Feldimpedanz hier eine komplexe Größe, die Orte maximalen Schalldrucks fallen nicht mit den Orten maximaler Teilchengeschwindigkeit zusammen. Erst in größerer Entfernung von der Kugelquelle wird der zweite, phasenverschobene Teil der Schnelle in (1.51) vernachlässigbar. Hier nähert sich die Feldimpedanz der Kugelquelle dem Wert $\rho_0 c$ der ebenen Welle. Dieser Bereich wird als Fernfeld (s.u.) bezeichnet, auch anschaulich werden die Wellenfronten einer Kugelquelle in großer Entfernung zunehmend eben.

1.5.3 Nahfeld und Fernfeld

Wichtig für das Verhalten von Schallquellen ist die Unterscheidung zwischen dem Nahfeld und dem Fernfeld einer Quelle. Dies spielt zum Beispiel eine Rolle beim Umgang mit ausgedehnten Schallquellen. So ist die Richtcharakteristik eines Lautsprechers nur im Fernfeld definiert und kann dementsprechend nur im Fernfeld gemessen werden. Andere Effekte wie die quadratische Zunahme der Schallschnelle und der daraus resultierende Nahbesprechungseffekt bei Aufnahmen mit Gradientenempfängern gelten nur im Nahfeld einer Schallquelle. Die Verwendung der Begriffe Nahfeld und Fernfeld in der Akustik ist deshalb teilweise verwirrend, weil

sie anhand unterschiedlicher Kriterien definiert werden, welche ihrerseits auf unterschiedliche Grenzabstände für den Übergang zwischen den beiden Regionen führen. So ist die Ausdehnung des für die Richtwirkung einer Schallquelle maßgeblichen Nahfelds proportional zur Schallfrequenz, während die Ausdehnung des durch den Verlauf der Schallschnelle definierten Nahfelds mit der Frequenz abnimmt. Im Einzelfall ist also stets zu spezifizieren, anhand welchen Kriteriums die Begriffe Nahfeld und Fernfeld verwendet werden oder ob für eine bestimmte Anwendung alle Kriterien erfüllt sein müssen.

Das **erste Kriterium** beruht auf der Annahme, dass alle Teilbereiche eines ausgedehnten Strahlers, etwa einer Lautsprechermembran oder eines Lautsprecherarrays, zum Betrachter die gleiche entfernungsbedingte Amplitudenabnahme aufweisen. Dies ist dann erfüllt, wenn der Abstand zwischen Quelle und Betrachter r groß ist gegenüber der Ausdehnung h der Quelle selbst (Abb. 1.18), d. h. für

$$r \gg h \quad (1.52)$$

Unter dieser Fernfeld-Bedingung erscheint die Quelle, geometrisch betrachtet, klein. Alle Bereiche des Strahlers liefern zum Schallfeld beim Betrachter näherungsweise den gleichen Beitrag. Dies gilt allerdings nur für den Betrag des Schalldrucks, nicht für dessen Phasenlage.

Das **zweite Kriterium** beruht auf der Annahme, dass sich die Phasenunterschiede, mit denen sich die Beiträge verschiedener Bereiche des Strahlers beim Betrachter überlagern, als Funktion des Winkels beschreiben lassen, unter dem sich der Betrachter vom Mittelpunkt des Strahlers aus gesehen befindet. Dies ist die Voraussetzung dafür, dass sich die Richtwirkung einer Schallquelle durch die Richtcharakteristik $L(\varphi, \delta)$ als Schalldruckpegel L in Abhängigkeit von einem horizontalen und vertikalen Neigungswinkel beschreiben lässt. Für geringe Entfernungen von der Quelle weicht der für die maximale Phasendifferenz maßgebliche Wegunterschied für die Randpunkte eines ausgedehnten Strahlers $r_1 - r_2$ in Abb. 1.18 jedoch von dem durch den Winkel θ gegebenen Ausdruck

$$r_2 - r_1 = h \cos \theta \quad (1.53)$$

ab.

Lässt man für den Phasenwinkel, der sich aus dieser im Nahfeld auftretenden Abweichung der laufzeitbedingten Interferenz von der durch (1.53) gegebenen Form ergibt, einen Wert von maximal $45^\circ = \pi/4$ zu, so muss ein Abstand von

$$r > \frac{h^2}{\lambda} \quad (1.54)$$

eingehalten werden (Herleitung z. B. Möser 2005, S. 85f.). Innerhalb des durch (1.54) gegebenen Nahfeld-Fernfeld-Übergangs überlagern sich die durch verschiedene Bereiche eines ausgedehnten Strahlers erzeugten Schalldrücke in so komplexer Form, dass sie nicht durch eine winkelabhängige Richtcharakteristik beschrieben

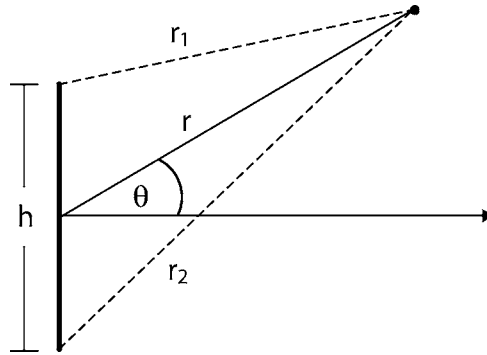


Abb. 1.18 Nahfeld und Fernfeld einer ausgedehnten Schallquelle – geometrische Größen

werden kann. Die Messung der Richtwirkung von Schallquellen muss daher in dem durch (1.54) definierten Fernfeld erfolgen. Goertz empfiehlt für Messungen an Lautsprecherarrays einen Mindestabstand von $r > h^2/2\lambda$ (s. Kap. 8.2.3.2), entsprechend einem maximal zulässigen Phasenwinkel von $\pi/2$, andere Autoren setzen den Nahfeld-Fernfeld-Übergang bei $r > h^2/4\lambda$ an (Fasold u. Sonntag 1993). Innerhalb des durch (1.54) definierten Nahfelds verhält sich der Linienstrahler näherungsweise wie eine ideale Linienquelle, mit einer Abstandsdämpfung von 3 dB pro Entfernungsverdopplung. Im Fernfeld nähert er sich dem Verhalten einer Kugelquelle an, mit einer Abstandsdämpfung von 3 dB pro Entfernungsverdopplung (vgl. Abschn. 1.3.7). Die durch (1.54) definierte Ausdehnung des Nahfelds gilt nicht nur für Linienstrahler, sondern für beliebige ausgedehnte Quellen. In diesem Fall steht h für die größte Ausdehnung der Quelle.

Das **dritte Kriterium** beruht auf der Forderung, dass im Fernfeld die Phasenunterschiede zwischen Schalldruck und Schallschnelle vernachlässigbar sind. Auf diesem Kriterium beruht auch die Definition von *Nahfeld* und *Fernfeld* nach DIN 1320. Ausgehend von dem durch (1.50) gegebenen Verlauf der Schallschnelle einer Punktquelle wird deutlich, dass im Nahfeld der auf dem Gradienten des $1/r$ -Abfalls im Schalldruck beruhende Term $1/j\omega\rho_0r$ in der Feldimpedanz überwiegt, der für einen Phasenversatz von 90° zwischen Druck und Schnelle steht. Für größere Entfernungen überwiegt der auf dem Gradienten des Phasenfaktors des Schalldrucks beruhende Term $1/\rho_0c$, der für einen gleichphasigen Verlauf von Druck und Schnelle steht. Definiert man als Übergang zwischen Nahfeld und Fernfeld den Abstand, bei dem ein Phasenversatz von 45° vorliegt, so bezeichnet das Nahfeld den Bereich mit

$$\frac{1}{\omega\rho_0r} > \frac{1}{\rho_0c} \Leftrightarrow r < \frac{c}{\omega} = \frac{\lambda}{2\pi} \tag{1.55}$$

d. h. Orte, deren Entfernung von der Quelle r klein ist im Verhältnis zur betrachteten Wellenlänge λ . Das Fernfeld bezeichnet den Bereich mit

$$\frac{1}{\omega\rho_0 r} < \frac{1}{\rho_0 c} \Leftrightarrow r > \frac{c}{\omega} = \frac{\lambda}{2\pi} \quad (1.56)$$

d. h. Orte, deren Entfernung von der Quelle r groß ist im Verhältnis zur betrachteten Wellenlänge λ . In der Literatur wird der Übergang zwischen Nahfeld und Fernfeld häufig auch bei $r = \lambda$ angesetzt. Der Abstand liegt somit um den Faktor 2π weiter von der Quelle entfernt als durch (1.55) bzw. (1.56) gegeben. An dieser Stelle beträgt der Phasenunterschied zwischen Druck und Schnelle nur noch ca. 9° .

Im Nahfeld ist $Z_S = j\omega\rho_0 r$ und $v \sim 1/r^2$, d. h. Druck und Schnelle sind um 90° phasenverschoben, die Schnelle nimmt quadratisch mit der Entfernung ab. Im Fernfeld ist $Z_0 = \rho_0 c$ und $v \sim 1/r$, d. h. Druck und Schnelle sind in Phase und die Schnelle nimmt, ebenso wie der Schalldruck, proportional zur Entfernung ab. Die überproportionale Abnahme der Schallschnelle im Nahfeld und der Phasenversatz zwischen Schallschnelle und Schalldruck bereiten in der Anschauung häufig Schwierigkeiten. Sie werden verständlich, wenn man bedenkt, dass die durch eine äußere Kraft ausgelöste Bewegung der Luftmoleküle nur dann ohne Phasenversatz in Schalldruck umgesetzt wird, wenn das Medium – so wie dies bei der ebenen Welle gegeben ist – keine „Ausweichmöglichkeit“ hat. Bei der Kugelwelle dagegen führt nur ein Teil der Geschwindigkeit, mit der die Teilchen in ein mit der Entfernung zunehmendes Luftvolumen hineingeschoben werden, zu einer Verdichtung des Mediums. Ein anderer Teil ist bewegte, aber unkomprimierte Mediumsmasse und somit für die Schallerzeugung verloren. Erst in größerer Entfernung von der Quelle werden benachbarte Kugelschalen zunehmend volumengleich, die Kugelwelle nähert sich den Verhältnissen der ebenen Welle an. Dies korrespondiert mit dem anschaulichen

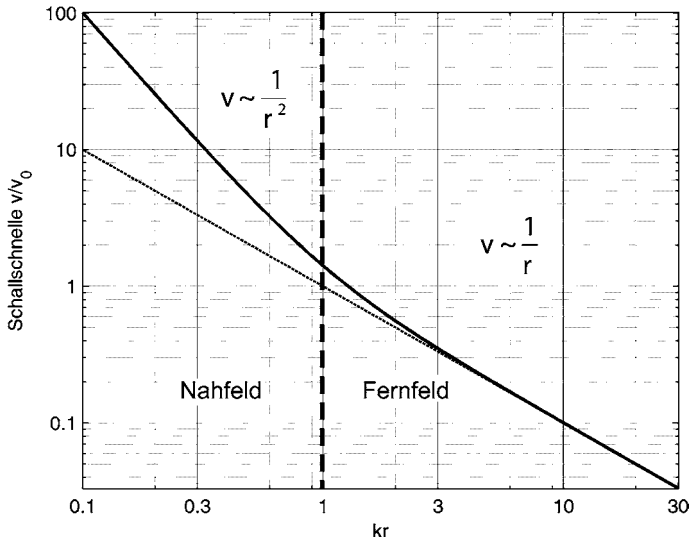


Abb. 1.19 Verlauf der Schallschnelle beim Übergang von Nahfeld zu Fernfeld, bezogen auf die Schallschnelle v_0 bei $kr = 1$

Bild, dass die gekrümmten Wellenfronten der Kugelwelle in großer Entfernung zunehmend eben aussehen.

Für das menschliche Ohr als Druckempfänger oder für Mikrofone, die auf den Schalldruck reagieren, hat die überproportionale Zunahme der Schallschnelle im Nahfeld keine Bedeutung. Bei Mikrofonen, die auf die Schallschnelle oder auf den dazu proportionalen Schalldruckgradienten reagieren, führt der Verlauf der Schallschnelle im Nahfeld zu einer ebensolchen Zunahme der vom Mikrofon abgegebenen Spannung. Da der Übergang zwischen Nah- und Fernfeld frequenzabhängig ist, äußert sich dies in einer Überbetonung tiefer Frequenzen (Nahbesprechungseffekt, Kap. 7.3.2).

Normen und Standards

- DEGA-Empfehlung 101:2006 Akustische Wellen und Felder
 DIN 1320:1997 Akustik. Begriffe
 DIN 5493-2:1994 Logarithmische Größen und Einheiten
 DIN 45630 Teil 1 Grundlagen der Schallmessung; Physikalische und subjektive Größen von Schall
 ISO 31-7:1992 Quantities and units – Part 7: Acoustics
 IEC 27-3:1989 Letters and symbols to be used in electrical technology – Part 3: Logarithmic quantities and units

Literatur

- Ahnert W (1984) Sound Energy of Different Sound Sources. 75th AES Convention, Paris, Preprint 2079
 Atkinson RL, Atkinson RC, Smith EE, Bem DJ, Nolen-Hoeksema S (2001) Hilgards Einführung in die Psychologie. Spektrum Akademischer Verlag, Heidelberg
 Buck M (1980) Perceptual Attributes of Supraliminal Low Frequency Sound and Infrasound. 66th AES Convention, Los Angeles, Preprint 1663
 Cramer O (1993) The variation of the specific heat ratio and the speed of sound in air with temperature, pressure, humidity, and CO₂ concentration. J Acoust Soc Amer 93(5):2510–2516
 Girod B, Rabenstein R, Stenger A (2005) Einführung in die Systemtheorie. Signale und Systeme in der Elektrotechnik und Informationstechnik. 3. Aufl. Teubner, Stuttgart
 Fasold W, Sonntag E (1973) Bauphysikalische Entwurfslehre. Band 4: Bauakustik. VEB Verlag für Bauwesen, Berlin
 Fletcher H (1961) Speech and Hearing in Communication, New York
 Gelfand SA (2004) Hearing. An Introduction to Psychological and Physiological Acoustics. 4. Aufl. Marcel Dekker, New York
 Großmann S (2005) Mathematischer Einführungskurs für die Physik. 9. Aufl. Teubner, Stuttgart
 Guttman N, Julesz B (1963) Lower Limits of Auditory Periodicity Analysis. J Acoust Soc Amer 35: 610
 Meyer J (1993) The Sound of the Orchestra. J Audio Eng Soc 41(4):203–213
 Möser M (2005) Technische Akustik. 6. Aufl. Springer, Berlin
 Morse PM, Ingard KU (1987) Theoretical Acoustics. B&T
 Reichardt W (1968) Grundlagen der technischen Akustik. Geest & Portig, Leipzig
 Unbehauen R (2002) Systemtheorie 1. Allgemeine Grundlagen, Signale und lineare Systeme im Zeit- und Frequenzbereich. 8. Aufl. Oldenbourg, München
 Unbehauen R (1998) Systemtheorie 2. Mehrdimensionale, adaptive und nichtlineare Systeme. 7. Aufl. Oldenbourg, München