

1. Einleitung

Die virtuelle Akustik oder Auralisation bezeichnet die akustische Simulation von Räumen. Dies bedeutet, dass Audiosignale so verändert werden, dass sie für einen Hörer klingen, als hörte er sie in dem simulierten Raum aus Lautsprechern. Das Ergebnis der Simulation wird hierbei durch die Geometrie bzw. die Beschaffenheit des Raums sowie die Positionen der Lautsprecher und des durch Mikrofone ersetzten Hörers bestimmt. Methoden der Auralisation finden unter anderem in Effektgeräten der Musikelektronik, sowie im Zusammenhang mit der Simulation von Freisprecheinrichtungen Anwendung.

In dem vorliegenden Buch wird eine stereophone Raumsimulation nach dem von Allen und Berkley vorgestellten Spiegelquellenmodell beschrieben (vgl. Literaturverzeichnis [ALL]). Hierzu werden die nötigen Grundlagen der technischen Akustik sowie der Elektroakustik vermittelt, aus denen das Spiegelquellenmodell hergeleitet wird. Weiterhin wird die für die Raumsimulation benötigte Filtertheorie im Zusammenhang mit Methoden der effizienten Implementierung von FIR-Filtern erklärt.

Damit der Leser die Möglichkeit hat, die beschriebenen Verfahren direkt testen zu können, wurden sie als Software für MATLAB und C/C++ implementiert. Die entwickelten Module werden im Rahmen dieses Buches ausführlich erklärt und können unter www.gunnar-eisenberg.de/virtuelle-akustik als Softwarepaket heruntergeladen werden (vgl. Literaturverzeichnis [EIS]).

Das Softwarepaket umfasst die Raumsimulation nach dem Spiegelquellenmodell, das über seine Parameter einen intuitiven Zugriff auf die simulierte Geometrie sowie die simulierten Wandmaterialien erlaubt. Weiterhin enthält das Softwarepaket ein effizientes FIR-Filter, das nach der Methode der partitionierten Faltung arbeitet, und sehr lange Raumimpulsantworten aus dem Spiegelquellenmodell mit geringen Latenzzeiten effizient verarbeiten kann.

Die Implementierung in MATLAB wurde aufgrund der hohen Übersichtlichkeit und Kompaktheit gewählt, um so dem Leser eine steile Lernkurve zu ermöglichen. Die Implementierung in C/C++ wurde gewählt, um einerseits Echtzeitaug-

1. Einleitung

lichkeit, andererseits ein hohes Maß an Modularisierung zu erreichen. Hierzu sind die entwickelten C/C++ Module mit der Linux Audio Developers Simple Plugin API (LADSPA) Schnittstelle ausgestattet. Hierbei handelt es sich, anders als der Name vermuten lässt, um eine plattformunabhängige Plugin-Schnittstelle, die über C/C++ bedient wird und zusammen mit einem entsprechendem Host in Echtzeit betrieben werden kann. Damit der Leser die implementierten LADSPA-Plugins direkt testen kann, enthält das Softwarepaket weiterhin einen generischen LADSPA C++ Host, der sich durch seine Kapselung und Erweiterbarkeit auszeichnet und ebenfalls im Rahmen dieses Buches beschrieben wird.

Das vorliegende Buch versteht sich als Praxisseminar, das dem Leser die nötige Theorie und Praxis zur virtuellen Akustik vermitteln will, um ihn so in die Lage zu versetzen, eigene Algorithmen entwerfen und implementieren zu können. Hierfür werden Kenntnisse der Signalverarbeitung und der höheren Mathematik, sowie Kenntnisse in MATLAB und C/C++ vorausgesetzt. Sowohl bei der Implementierung in MATLAB als auch in C/C++ wurde in diesem Zusammenhang bewusst die Verwendung von Fremdbibliotheken auf ein Minimum beschränkt, um so den Umfang der geforderten Vorkenntnisse möglichst gering halten zu können.

2. Akustische Grundlagen

2.1 Schallfeldgrößen

Schall bezeichnet im Allgemeinen die mechanischen Schwingungen und Wellen eines elastischen Mediums. Die folgenden Ausführungen beschränken sich auf Luftschall, also die Schallausbreitung in Gasen, da dieser für die Raumakustik besonders wichtig ist. Phänomene des Medienwechsels und Körperschalls, wie sie in Räumen mit schallabsorbierenden Körpern auftreten, werden nicht betrachtet, da das in diesem Buch vorgestellte Spiegelquellenmodell nur leere Räume simuliert.

Das Auftreten einer Schallwelle bewirkt räumliche und zeitliche Änderungen des Drucks p , der Dichte ρ und der Temperatur v der Luft sowie Schwankungen des Ortes x und der Geschwindigkeit v der Luftmoleküle (auch Schnelle genannt). Schallwellen breiten sich in Luft in Form von Longitudinalwellen mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit c aus. Die Wellenlänge λ und die Frequenz f der erregenden Schwingungen sind direkt über die Schallgeschwindigkeit verkoppelt:

$$c = \lambda \cdot f . \quad (1)$$

Im Folgenden werden die durch die Schalleinwirkung auftretenden Wechselgrößen mit \sim indiziert, die ohne die Schalleinwirkung vorhandenen atmosphärischen Größen tragen – als Index. Die Wechselgrößen sind stets klein gegenüber den Gleichgrößen. Der normale atmosphärische Druck beispielsweise beträgt 1 bar = 10^5 Pa = 10^5 N/m², normale Sprache hingegen erzeugt einen Schalldruck von ca. 0,1 Pa. Somit unterscheiden sich Gleich- und Wechselgröße um sechs Zehnerpotenzen. Aufgrund der kleinen Amplituden der Schallschwingungen kann das zugrunde liegende Medium als linear angenommen werden (vgl. [FEL] S. 1ff, [VEI] S. 25ff).

2.2 Grundgleichungen der Schallausbreitung

Die physikalischen Vorgänge in einem Schallfeld lassen sich durch zwei Grundgleichungen angeben, durch die Bewegungsgleichung (2) und die Kontinuitätsgleichung (3) bzw. (5), die den Schalldruck und die Schnelle miteinander ver-

2. Akustische Grundlagen

koppeln. Die anderen in Abschnitt 2.1 genannten Größen lassen sich aus diesen beiden herleiten. Auf abstrakter Ebene lässt sich ein Schallfeld sogar mit nur einer Größe (Geschwindigkeitspotential) beschreiben (vgl. Abschnitt 2.3), die jedoch keine physikalische Deutung erlaubt (vgl. auch [FEL] S. 3ff und [CRE] S. 160ff).

Die **Bewegungsgleichung** stellt ein Verhältnis zwischen der örtlichen Druckänderung p und der zeitlichen Schnelleänderung v her. Die Ruhedichte des schwingenden Mediums geht als ρ ein.

$$\text{grad } p = -\rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} \quad (2)$$

Die **Kontinuitätsgleichung** beschreibt ein Volumenelement bezüglich seiner elastischen Eigenschaften,

$$\text{div } \vec{v} = -\frac{1}{\chi p_-} \cdot \frac{\partial p}{\partial t} \quad (3)$$

wobei χ den Adiabatenexponenten des Mediums darstellt, der nur von der Ruhetemperatur und von dem chemischen Aufbau des Gases abhängig ist. Für zweiatomige Gase (Luft) ist $\chi = 1,40$ bei einer Temperatur von 0°C . Der Ruhedruck des Mediums geht als p_- ein. Wird folgender Zusammenhang der Thermodynamik

$$c^2 = \frac{\chi p_-}{\rho} \quad (4)$$

verwendet, so lässt sich die Kontinuitätsgleichung (3) auch folgendermaßen schreiben:

$$\text{div } \vec{v} = -\frac{1}{\rho c^2} \cdot \frac{\partial p}{\partial t} \quad (5)$$

2.3 Wellengleichung

Im Folgenden wird aus den beiden Grundgleichungen (2) und (5) des Schallfeldes die allgemeine Wellengleichung des Luftschalls hergeleitet. Hierzu ist es erforderlich, ein fiktives Geschwindigkeitspotential Φ zu definieren, das keine physikalische Bedeutung hat, jedoch die Herleitung *einer* Wellengleichung möglich macht (vgl. [LEH] sowie [FEL] S. 6ff und S. 19ff):

$$\vec{v} = -\text{grad } \Phi. \quad (6)$$

Es wird die Divergenz der Bewegungsgleichung (2) gebildet. Mit dem Nablaoperator $\vec{\nabla}$ und dem Laplaceoperator Δ in kartesischen Koordinaten ergibt sich folgende Herleitung (vgl. auch [BRO] S. 468f und [LEN] S. 12).

$$\begin{aligned} \text{div grad } p &= -\text{div } \rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} \\ \Leftrightarrow \Delta \cdot p &= -\vec{\nabla} \cdot \rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} \\ \Leftrightarrow \frac{\partial^2}{\partial x^2} p + \frac{\partial^2}{\partial y^2} p + \frac{\partial^2}{\partial z^2} p &= -\rho \left(\frac{\partial^2}{\partial x \cdot \partial t} v_x + \frac{\partial^2}{\partial y \cdot \partial t} v_y + \frac{\partial^2}{\partial z \cdot \partial t} v_z \right). \quad (7) \end{aligned}$$

Die Kontinuitätsgleichung (5) wird nach der Zeit abgeleitet. Mit der Divergenz in kartesischen Koordinaten ergibt sich (vgl. auch [BRO] S. 468f und [LEN] S. 12):

$$\frac{\partial}{\partial t} \text{div } \vec{v} = -\frac{1}{\rho c^2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} p \quad (8)$$

$$\Leftrightarrow \vec{\nabla} \cdot \frac{\partial}{\partial t} \vec{v} = -\frac{1}{\rho c^2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} p \quad (9)$$

$$\Leftrightarrow \frac{\partial^2}{\partial x \cdot \partial t} v_x + \frac{\partial^2}{\partial y \cdot \partial t} v_y + \frac{\partial^2}{\partial z \cdot \partial t} v_z = -\frac{1}{\rho c^2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} p. \quad (10)$$

2. Akustische Grundlagen

Die Gleichung des Geschwindigkeitspotentials Φ (6) wird nach der Zeit abgeleitet und mit $-\rho$ erweitert:

$$-\rho \frac{\partial}{\partial t} \vec{v} = \rho \frac{\partial}{\partial t} \text{grad } \Phi \quad (11)$$

$$-\rho \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} v_x \\ v_y \\ v_z \end{pmatrix} = \rho \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \Phi \\ \frac{\partial}{\partial y} \Phi \\ \frac{\partial}{\partial z} \Phi \end{pmatrix} \quad (12)$$

$$-\rho \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial t} v_x \\ \frac{\partial}{\partial t} v_y \\ \frac{\partial}{\partial t} v_z \end{pmatrix} = \rho \begin{pmatrix} \frac{\partial^2}{\partial x \cdot \partial t} \Phi \\ \frac{\partial^2}{\partial y \cdot \partial t} \Phi \\ \frac{\partial^2}{\partial z \cdot \partial t} \Phi \end{pmatrix}. \quad (13)$$

Das Einsetzen der Bewegungsgleichung (2) in Gleichung (13) ergibt folgende Gleichung:

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x} p \\ \frac{\partial}{\partial y} p \\ \frac{\partial}{\partial z} p \end{pmatrix} = \rho \begin{pmatrix} \frac{\partial^2}{\partial x \cdot \partial t} \Phi \\ \frac{\partial^2}{\partial y \cdot \partial t} \Phi \\ \frac{\partial^2}{\partial z \cdot \partial t} \Phi \end{pmatrix}. \quad (14)$$

Wird nun über das Wegelement ds integriert,

$$\int \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x} p \\ \frac{\partial}{\partial y} p \\ \frac{\partial}{\partial z} p \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \partial x \\ \partial y \\ \partial z \end{pmatrix} = \int \rho \begin{pmatrix} \frac{\partial^2}{\partial x \cdot \partial t} \Phi \\ \frac{\partial^2}{\partial y \cdot \partial t} \Phi \\ \frac{\partial^2}{\partial z \cdot \partial t} \Phi \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \partial x \\ \partial y \\ \partial z \end{pmatrix} \quad (15)$$

ergibt sich:

$$p = \rho \frac{\partial}{\partial t} \Phi. \quad (16)$$

Die Differentiation nach der Zeit und Erweiterung mit ρ/c^2 ergibt:

$$\frac{1}{\rho c^2} \frac{\partial}{\partial t} p = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \Phi. \quad (17)$$

Das Einsetzen der Gleichung (17) und (8) liefert letztendlich die allgemeine **Wellengleichung** des Luftschalls

$$\operatorname{divgrad} \Phi = \Delta \Phi = \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} \Phi. \quad (18)$$

Die physikalischen Schallfeldgrößen der Schnelle v und des Schalldrucks p lassen sich aus Lösungen der Wellengleichung über die bereits genannten Beziehungen (6) und (16) bestimmen.

$$\vec{v} = -\operatorname{grad} \Phi \quad (6)$$

$$p = \rho \frac{\partial}{\partial t} \Phi \quad (16)$$

2.4 Kugelförmige Schallabstrahlung

Die kugelförmige Schallabstrahlung ist von besonderer Bedeutung, da Lautsprecher unter der Voraussetzung, dass die Wellenlänge des abgestrahlten Schalls deutlich größer als die Abmessungen des Strahlers ist, als Kugelstrahler angesehen werden können. Die im Spiegelquellenmodell vorkommenden Schallquellen (sowohl Primär- als auch Spiegelquellen) stellen kugelförmige Schallstrahler dar.

Die Wellengleichung (18) hat mit dem Laplaceoperator in Kugelkoordinaten (r, ϑ, φ) die folgende Form (vgl. [BRO] S. 469):