

Berechnung des tieffrequenten Schallfeldes in Rundfunkproduktionsräumen

Roman Stumpner

Institut für Rundfunktechnik, D-80939 München, Germany

Die Berechnung des Schallfeldes in Rundfunkproduktionsräumen (Tonregien) ist bisher mit zufriedenstellender Genauigkeit nur in einem Frequenzbereich ab einigen hundert Herz möglich. Der Grund: die angewendeten geometrischen Berechnungsmethoden werden ungenau, wenn die Wellenlängen nicht mehr klein gegenüber den reflektierenden Wänden sind. Da in diesen Räumen Musiksignale ab ca. 50 Hz abgestrahlt werden, sind sie im akustischen Sinne kleine Räume.

Bild 1 zeigt Terz-Übertragungsmaße mehrerer Lautsprecher-Mikrofon-Situationen in einer Tonregie mit ca. 160 m³ Volumen und einer Nachhallzeit von 0.2 s. Grundlage der Berechnung war das Spiegelschallquellenverfahren (SSQ - 6.Ordnung) unter Berücksichtigung des komplexen winkelabhängigen Reflexionsfaktors [3]. Die ebenfalls komplexe und winkelabhängige Lautsprecher-Übertragungsfunktion wurde im reflexionsarmen Raum gemessen.

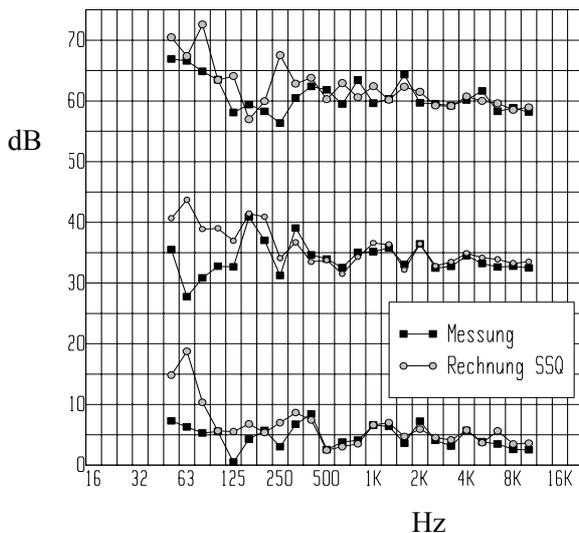


Bild 1: Übertragungsmaße verschiedener Lautsprecher-Mikrofon-Situationen

Die Berechnungsergebnisse zeigen bei tiefen Frequenzen Abweichungen von der Messung, wie sie auch in anderen vergleichbaren Räumen immer wieder festgestellt wurden.

Um bei tiefen Frequenzen die Simulationsergebnisse zu verbessern, wurde das SSQ-Verfahren mit einem einfachen Algorithmus auf Basis des Kirchhoff-Helmholtz-Integrals (KHI) erweitert. Dabei werden die Reflexionsfaktoren R , die in der geometrischen Akustik nur für Punkte gelten, durch Wandübertragungsfunktionen H_W ersetzt, bei denen die ganze Wand mit einbezogen wird. **Bild 2** zeigt das Prinzip.

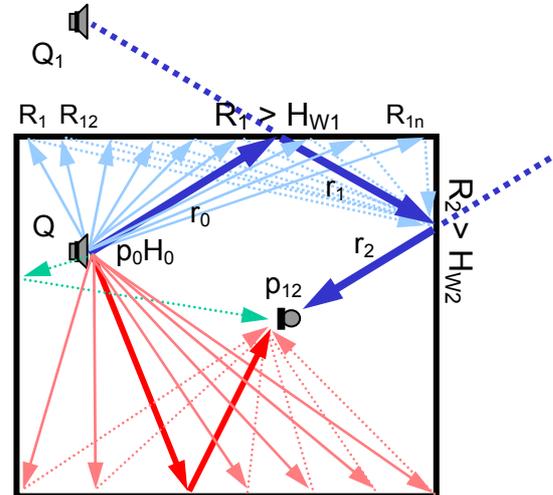


Bild 2: Prinzip des erweiterten SSQ-Verfahrens

Schalldruck der Spiegelquelle N-ter Ordnung:

$$p_N = p_0 H_0 \frac{R_1 R_2 \dots R_N}{(r_0 + r_1 + \dots + r_N)} e^{-jk_0(r_0+r_1+\dots+r_N)} \quad (1)$$

⇒

$$p_N = p_0 H_{W1} H_{W2} \dots H_{WN} e^{-jk_0(r_0+r_1+\dots+r_N)} \quad (2)$$

- p_0 : Referenzschalldruck der Quelle
- H_0 : winkelabhängige Übertragungsfunktion der Quelle
- r : Strahlabschnitte von SSQ
- k_0 : Wellenzahl in Luft $2\pi/\lambda$

Dazu werden die Wandflächen zunächst in Flächenelemente zerlegt (Abmessung $\leq \lambda/6$), dann werden die Schalldrücke für jedes Flächenelement bestimmt und im jeweiligen Empfangspunkt aufsummiert.

Das KHI (3) ermöglicht die Berechnung des Schalldrucks in einem Volumen V , wenn Druck p_s und Schnelle v_s auf der Oberfläche S bekannt sind. Die Beziehung kann auch benutzt werden, um Druck und Schnelle auf S selbst zu bestimmen. Dazu ist die Berechnung eines Gleichungssystems notwendig, da die Größen in der Gleichung von der Lösung selbst abhängen (BEM).

$$p_1 = \frac{jk_0 Z_0}{4\pi} \int_S v_s \frac{e^{-jk_0 r}}{r} ds + \frac{1}{4\pi} \int_S p_s \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{e^{-jk_0 r}}{r} \right) ds \quad (3)$$

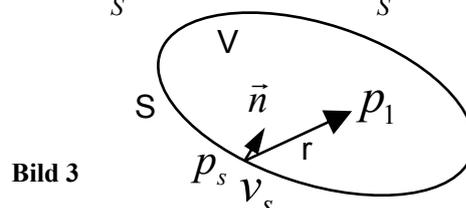


Bild 3

Im hier beschriebenen Algorithmus werden Druck und Schnelle jedoch nur für die von der Wand reflektierte Welle eingesetzt, da der Schalldruck p_1 nach dem Überlagerungsprinzip ermittelt wird. Für jede Reflexion muss das Integral also einmal berechnet werden. Dabei werden die Flächenelemente ΔS als lokal reagierend angesehen, d.h. sie verhalten sich, als ob sie unabhängig von den Nachbar-elementen in einer unendlich großen Wand schwingen würden.

Im rechten Teil des KHI steht die Richtungsableitung der Greenschen Funktion:

$$\frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{e^{-jk_0 r}}{r} \right) = \vec{n} \text{ grad} \left(\frac{e^{-jk_0 r}}{r} \right) \quad (4)$$

Unter Berücksichtigung des in **Bild 4** definierten Koordinatensystems ergibt sich hierfür:

$$\frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{e^{-jk_0 r_1}}{r_1} \right) = n_z \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{e^{-jk_0 r_1}}{r_1} \right) = \left(\frac{1}{r_1} + jk_0 \right) \cos \Theta_1 \frac{e^{-jk_0 r_1}}{r_1} \quad (5)$$

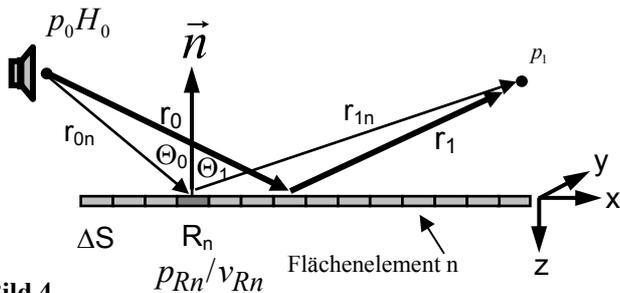


Bild 4

Für die Reflexion 1. Ordnung ist der durch p_0 und H_0 gegebene Schalldruck des Lautsprechers im Abstand r_{0n} :

$$p_Q = p_0 \frac{H_0}{r_{0n}} e^{-jk_0(r_{0n}-r_0)} \quad (6)$$

Der Allpassanteil für r_0 wird dabei abgezogen (2). Die wandnormale Schnelle der einfallenden Welle ist dann:

$$v_{en} = \frac{p_Q}{Z_0} \cos \Theta_{0n} \quad (7)$$

Daraus ergibt sich für die reflektierte Welle:

$$v_{Rn} = -v_{en} R_n \quad p_{Rn} = v_{en} Z_0 R_n \quad (8)$$

R_n ist der komplexe winkelabhängige Reflexionsfaktor für ebene Wellen:

$$R_n = \frac{Z_w(\Theta_0) - Z_0 / \cos \Theta_0}{Z_w(\Theta_0) + Z_0 / \cos \Theta_0} \quad (9)$$

Z_w : Wandimpedanz

Z_0 : Kennimpedanz der ebenen Welle

Die Übertragungsfunktion H_{W1} 1. Ordnung in numerischer

Schreibweise lautet dann:

$$H_{W1} = - \frac{jk_0 Z_0 \Delta S}{4\pi} \sum_n v_{Rn} \frac{e^{-jk_0(r_{1n}-r_1)}}{r_{1n}} + j \frac{k_0 \Delta S}{4\pi} \sum_n p_{Rn} \cos \Theta_{1n} \left(1 - j \frac{1}{k_0 r_{1n}} \right) \frac{e^{-jk_0(r_{1n}-r_1)}}{r_{1n}} \quad (10)$$

Reflexionen 1. Ordnung können mit (10) immer berechnet werden, auch dann, wenn keine geometrisch sichtbaren Spiegelquellen existieren. Für die höheren Ordnungen sollten nur noch sichtbare Spiegelquellen berechnet werden, um zu hohen Frequenzen eine bessere Konvergenz zum SSQ-Verfahren zu gewährleisten. In (6) wird dabei $p_0 H_0 = 1$ gesetzt. Das gleiche gilt für den Strahlabschnitt r_0 der einfallenden Welle, da dieser Weg sonst doppelt berücksichtigt würde:

$$p_Q = e^{-jk_0(r_{0n}-r_0)} \quad (11)$$

Bild 5 zeigt die erneut berechneten Übertragungsmaße (aus **Bild 1**) mit dem von 50 Hz - 315 Hz angewendeten Algorithmus.

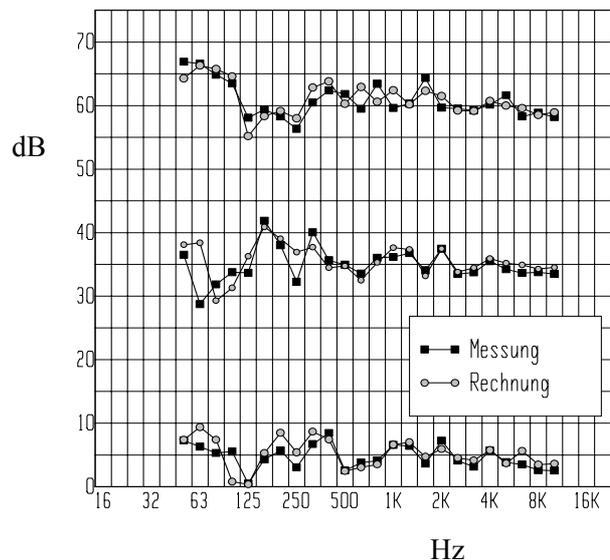


Bild 5: Übertragungsmaße mit erweitertem SSQ berechnet

Erfahrungen zeigen, dass der Algorithmus nicht zu einer systematischen Verbesserung führt. Je nach Lautsprecher-Mikrofon-Aufstellung kann der positive Einfluss variieren. Tendenziell zeigt sich jedoch eine spürbare Verbesserung gegenüber der rein geometrischen Berechnung. Vor allem Auralisierungen zeigen mehr Realitätsnähe im tieffrequenten Hörbereich. Die Berechnung höherer Ordnungen ist durch das SSQ-Verfahren stark begrenzt, deshalb beschränkt sich die Anwendung auf bedämpfte Räume mit niedriger Nachhallzeit. Beugungseffekte werden nicht berücksichtigt.

Literatur

[1] Handbook of Acoustics, Malcolm J. Crocker
 [2] Stumpner, Goossens, Über den Einfluss des Reflexionsfaktors in der raumakustischen Simulation, Daga 2004
 [3] Mechel, Schallabsorber Band 1-3, Hirzel Verlag
 [4] Pommerer, An investigation into sound fields in highly damped rooms, University of Southampton, 1999