

Berücksichtigung des nicht diffusen Schallfeldes im Hallraum durch Anwendung der radiosity -Methode

Uwe Stephenson

HafenCity Universität Hamburg, E-Mail: uwe.stephenson@hcu-hamburg.de

Einführung, Annahmen, Methodik

Nach Norm [1] wird der Diffusfeld-Schallabsorptionsgrad von Proben im Hallraum unter Anwendung der Sabine'schen Formel bestimmt. Dies ist jedoch systematisch falsch, da die Voraussetzung eines Diffusen Schallfeldes (Isotropie und Homogenität) nicht gegeben bzw. dieses eben durch den Absorber gestört ist. So ist die Bestrahlungsdichte ungleich verteilt, über dem Absorber durch einen „Sogeffekt“ übermäßig groß; dies täuscht einen zu hohen Absorptionsgrad vor, Werte über 1 sind nicht selten. Zudem schwanken die Ergebnisse stark unter den Laboratorien, möglicherweise abhängig von der Geometrie der Hallräume, inwieweit systematisch, ist aber kaum geklärt [2]. Zahlreiche Versuche zur Verbesserung der Diffusität des Schallfeldes wurden unternommen: Diffusoren, Schrägstellung der Wände u.v.a.m., waren aber nicht sehr erfolgreich. Ein diffuses Schallfeld bleibt eben eine Utopie, nur bei sehr kleinen Absorptionsgraden, und zwar auf allen Flächen, nicht nur im Mittel, wäre es näherungsweise möglich [3]. Stattdessen wird hier nun der Ansatz verfolgt, die Nichtdiffusität des Schallfeldes zu akzeptieren und rechnerisch zu berücksichtigen. Ein Schlüssel dazu ist die Berechnung und Berücksichtigung der ortsabhängig ungleichen Bestrahlungsstärken. Zunächst gelang dies teilweise, aber analytisch, durch Inversion der Kuttruff'schen Nachhallzeitformel [4], die zwar diffuse Reflexionen, nicht aber homogene Bestrahlung annimmt. Hieraus wurden in einem vorangehenden paper zu dieser Konferenz [5] Korrekturformeln für nach Sabine „gemessene“ bzw. rückgerechnete Proben-Absorptionsgrade hergeleitet, die zu plausiblen Ergebnissen führten. Kuttruff macht aber zu den Bestrahlungsstärken eine nur plausible Annahme, es gehen dabei die Flächenverhältnisse des Raumes ein, nicht aber die Geometrie (Abstände, Raumwinkel). Um auch diese sowie die tatsächlichen Bestrahlungsstärken zu berücksichtigen, wurde nun die aus der Beleuchtungssimulation bekannte „radiosity“-Methode angewandt, bei der die gegenseitige Bestrahlung der (in kleine patche zerlegten) Raumboflächen betrachtet wird. Allerdings nimmt auch diese diffuse Wandreflexionen an. Damit die, trotz der explizit angenommenen Quaderform des Raumes, zumindest plausibel sind, wird eine leichte Schrägstellung bzw. Nichtparallelität der Wände angenommen, die nach wenigen Reflexionen ähnlich wirkt wie Diffusoren.

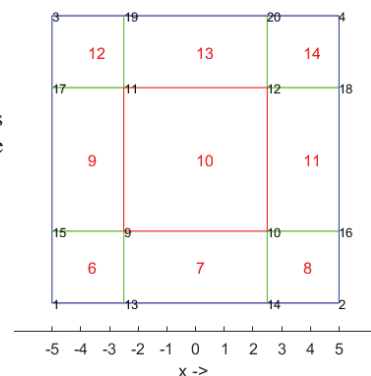
Um nicht alle Grundlagen des vorangehenden papers [5] wiederholen zu müssen, wird im Folgenden dieses samt der darin enthaltenen 43 Gleichungen und 3 Abbildungen vorausgesetzt und es wird fortlaufend weiter nummeriert. Gleichungen werden einfach mit (x) zitiert. Einige Grundlagen werden im Folgenden dennoch knapp wiederholt.

Entsprechend der energetischen Betrachtungsweise der geometrischen Raumakustik werden hier Welleneffekte nicht berücksichtigt. Alle Absorptionsgrade und Nachhallzeiten sind freilich aber frequenzabhängig.

Geometrische Parameter

Es sei also ein quaderförmiger Raum angenommen: Länge L , P = Breite/Länge, Q = Höhe/Länge (Abb.1.) Es sind Raumbvolumen V und Gesamtoberfläche S . Statt der ehemals 6 Quaderwände (1. = Boden) wird nun der Boden in 9 patche zerlegt, davon das mittlere die Probe (Abb.1B). Das ist eine äußerst grobe Zerlegung. Für radiosity sollte die Oberfläche an sich in viele (typ. $10^2 - 10^6$) patche zerlegt werden, aber für den Zweck nur der Nachhallzeitberechnung wird dies als ausreichend angenommen – was sich bestätigt. Für die 14 patche werden Flächenanteile $Q_i = S_i/S$ eingeführt (2). Die Probenfläche auf dem Boden habe in Richtung L die Länge Lp und in der Breite LPq , sodass ihr Flächenanteil am Boden $b = pq$ ist (4). Meist wird hier als Beispiel angenommen: $L=10m$, $P=1$ ($B=10m$), $Q=0.5$ ($H=5m$), also $V=500m^3$. $b=0.25$. Die Position der Quelle ist i.d.R. in der Mitte $(0,0,2.5)m$, des Empfangspunkts nahe einer Ecke $(4,4,2.5)m$, was sich aber nur schwach auf die Nachhallzeiten auswirkt.

Abbildung 1B: Grundriss des Hallraums, zerlegt in 9 patche Nr. 6-14, davon das mittlere Nr. 10 die Prüffläche; die ersten 5 patche sind identisch mit den anderen 5 Wänden. Vergl. Abb.1.



Physikalische Parameter

Der zu bestimmende Absorptionsgrad der Probe sei α_p , alle anderen Oberflächen haben den Absorptionsgrad α_0 , meist angenommen: 5%. Die Luftabsorption sei für diese Studie vernachlässigt. Ein diffuses Schallfeld vorausgesetzt, ist bekanntermaßen die äquivalente Absorptionsfläche

$$A = \sum \alpha_i S_i \quad (6)$$

(α_i = Absorptionsgrade der Einzelflächen, α_1 der mittlere des Bodens), der flächengemittelte Absorptionsgrad des Raumes ist dann allgemein bzw. hier speziell

$$\alpha \equiv \alpha_m = \frac{A}{S} = \sum \alpha_i Q_i = Q_1(\alpha_1 - \alpha_0) + \alpha_0 \quad (7)$$

Entsprechend dem Flächenanteil der Probe auf dem Boden ist

$$\alpha_1 = b(\alpha_p - \alpha_0) + \alpha_0 \quad (8).$$

Reflexionsgrade werden im Folgenden benannt $\rho = 1 - \alpha$.

Die Nachhallzeit-Grundformel

Gemeinsam allen grundlegenden Nachhallzeitformeln ist die Berechnung aus dem Verhältnis aus mittlerer freier

Weglänge Λ (3) und einer mittleren Absorptionsgröße [3]. Die Nachhall-Zeitkonstante ist dann

$$\tau = \frac{\Lambda}{c \cdot \alpha} \quad (10)$$

und die übliche, auf 60dB Pegelabfall bezogene Nachhallzeit

$$T = 6 \ln(10) \tau. \quad (11)$$

Mit der Schallgeschwindigkeit $c=340\text{m/s}$ bei 14°C und $\Lambda = 4V/S$ [4] ergibt das als allgemeine Nachhallzeit-Formel:

$$T = \frac{6 \ln(10)}{c} \frac{4V}{S \alpha} \approx \frac{0.163 \cdot V}{S \alpha} = \frac{C}{\alpha} \quad (12)$$

mit $C = 0.163 \cdot V/S$ (13). Speziell nach Sabine ergibt sich bekanntlich

$$T_{Sab} = \frac{C}{\alpha_m} = \frac{0.163 \cdot V}{A} \quad (14),$$

und nach Eyring [3] $T_{Ey} = \frac{C}{\alpha_m'}$ (16).

mit dem Absorptionsexponenten $\alpha_m' = -\ln(1 - \alpha_m)$ (15).

Berechnung des Absorptionsgrades d. Probe α_p aus Messungen der Nachhallzeiten ohne (T_0) und mit Probe (T)

Hierzu muss nur die Grundformel für die Nachhallzeit als Funktion eines mittleren Absorptionsgrades (12) invertiert und zweimal angewandt werden: Aus der Leermessung folgt der Absorptionsgrad der Hallraumoberfläche $\alpha_{0Sab} = C/T_0$ (29), aus der Messung mit Prüfobjekt (nach Sabine) der mittlere Abs.grad $\alpha_m = C/T$ (30). Das Weitere ist bekannt (Glngn. 29,30, Inversion Glngn. 7 und 8, bzw. Glng.31 [5]).

Umrechnungsprinzip

Ziel war es, nach Norm (also nach Sabine) bestimmte Proben-Absorptionsgrade „umzurechnen“ in realistischere, wie sie aus den gleichen gemessenen Nachhallzeiten nach Eyring oder Kuttruff bestimmt worden wären (Abb. 3 in [5]). Nun soll dieses Prinzip auch auf die nach dem stationären radiosity- Verfahren berechneten mittleren Absorptionsgrade angewandt werden. Die mittleren Absorptionsgrade der drei Methoden werden dazu gleich dem Sabine'schen gesetzt.

Kuttruff's Integralgleichung und radiosity

Es geht nun also um den diffuse Strahlungsaustausch zwischen der Raumboerfläche, später diskretisiert in kleine patche. Physikalische Größe bzw. gesuchte Funktion ist dabei die Bestrahlungsdichte B . (Definition: $B = I \cdot \cos(\vartheta)$, wobei I die Intensität der einfallenden Strahlung ist und ϑ der Einfallswinkel zur Flächennormale; die Intensität wird hier als Skalar aufgefasst.) Zur allgemeinen Berechnung der orts- und zeitabhängigen Verteilung $B(r, t)$ stellte Kuttruff eine Integralgleichung auf [4]:

$$B(r, t) = \int_S \frac{\cos(\vartheta) \cdot \cos(\vartheta')}{\pi \cdot R^2} \cdot \rho(r') \cdot B(r', t - \frac{R}{c}) dS' \quad (18),$$

wobei r den Empfangsort beschreibt, r' den Sendeort, R den Abstand zwischen Sende- und Empfangsort, ϑ bzw. ϑ' die Polarwinkel der Einstrahlung bzw. Abstrahlung empfangs- bzw. sendeseitig, $\rho(r')$ den lokalen Reflexionsgrad und S die Raumboerfläche. Kurzherleitung: Die einfallende Schallleistung ist also $dP = B(r') \cdot dS'$, die reflektierte $dP' = B(r') \cdot \rho(r') \cdot dS'$. Die (diff.) Empfangsfläche dS steht von dS' aus gesehen unter dem Polarwinkel ϑ' . Nach dem Lambert'schen Gesetz wird in diese Richtung der Anteil $dw/d\Omega = \cos(\vartheta')/\pi$ pro Raumwinkel, also die Schallleistung $dP'' = \cos(\vartheta')/\pi \cdot B(r') \cdot \rho(r') \cdot dS'$. ausgesandt, im Abstand $R = |r' - r|$ die Intensität $dI = \cos(\vartheta')/(\pi R^2) \cdot B(r') \cdot \rho(r') \cdot dS'$, welche auf dS unter dem dortigen Einfallswinkel ϑ den Bestrahlungsdichte-Beitrag

$dB = \cos(\vartheta) \cdot \cos(\vartheta')/(\pi R^2) \cdot B(r') \cdot \rho(r') \cdot dS'$ von dS' nach dS liefert. Über die gesamte Raumboerfläche (als Sendefläche) S integriert ergibt dies die Integralgleichung.

Danach hängt die Bestrahlungsdichte an einem Punkt r also von der an allen anderen Punkten r' zu früheren Zeiten $t - R/c$ ab. Eine solche Gleichung lässt sich nur numerisch lösen. Das ist die radiosity-Methode, wie sie in der Computergrafik bzw. Beleuchtungssimulation angewandt wird [6]. Dabei werden die Oberflächen und Abstände diskretisiert zu ΔS_i bzw. R_{ij} , (i =Start-, j =Zielpatch, s. Abb. 4) sodass sich für den stationären Fall, hier gleich auch für eine externe Punktschallquelle der Schallleistung P , ein lineares Gleichungssystem

$$B_j = \sum_{i=1}^K f_{ij} \Delta S_i \rho_i B_i + f_{0j} P \quad (19B)$$

für die zu bestimmenden Bestrahlungsstärken B_j ergibt. Ein Kernproblem ist hierbei die Bestimmung der „Formfaktoren“:

$$f_{ij} = \frac{1}{\Delta S_i \Delta S_j} \int_{\Delta S_i} \int_{\Delta S_j} \frac{\cos(\vartheta) \cos(\vartheta')}{\pi R^2} dS_i dS_j \approx \frac{\cos(\vartheta_{ij}) \cos(\vartheta_{ji})}{\pi R_{ij}^2} \quad (20B)$$

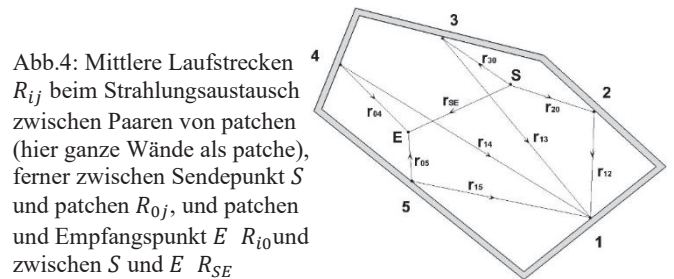


Abb.4: Mittlere Laufstrecken R_{ij} beim Strahlungsaustausch zwischen Paaren von patchen (hier ganze Wände als patche), ferner zwischen Sendepunkt S und patchen R_{0j} , und patchen und Empfangspunkt E R_{i0} und zwischen S und E R_{SE}

Dieses doppelte Flächen-Integral lässt sich nur für zueinander parallele oder senkrechte rechteckige Flächen exakt lösen [7,8] -mit extremem Aufwand- der hier nicht lohnt. Die „naive Lösung“ (2. Teil Glng. 20B) ist aber zu grob. Nun bietet es sich an, für die Produkte $f_{ij} \Delta S_i$ einzuführen als dimensionslose Umverteilungs- bzw. „Transfer-Faktoren“:

$$g_{ij} = f_{ij} \Delta S_i \quad \text{mit} \quad \sum_{i=1}^K g_{ij} = 1 \quad (44)$$

f_{ij} eingesetzt, ist dann

$$g_{ij} \approx \frac{\cos(\vartheta_{ji})}{\pi} \langle \frac{\cos(\vartheta_{ij}) \Delta S_i}{R_{ji}^2} \rangle \approx \frac{\cos(\vartheta_{ji})}{\pi} \Omega_{ij} \quad (45)$$

Der Ausdruck $\Omega_{ij} = \int_{\Delta S_i} \frac{\cos(\vartheta_{ij})}{R^2} dS_i \approx \langle \frac{\cos(\vartheta_{ij}) \Delta S_i}{R_{ji}^2} \rangle$ (46)

ist dabei (im 2. Teil näherungsweise) der Raumwinkel, unter dem die Sendefläche ΔS_i von der Mitte der Empfangsfläche j aus gesehen wird. Dies ist der Raumwinkel eines Pyramidenstrahls (Abb. 5).

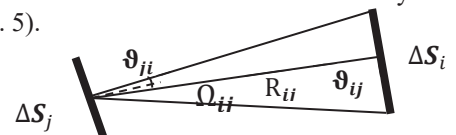


Abb.5: Geometrie (Schnitt) zur Berechnung der Raumwinkel bei radiosity und der Transferfaktoren g_{ij} nach Glng. 46; $\Delta S_{i,j}$ = patch-Flächen, Ω_{ij} = Raumwinkel von patch i von der Mitte von patch j aus gesehen.

Dieser lässt sich einfach und exakt berechnen: Aus den Seitenkantenvektoren der Pyramide werden die Seitenflächen-Normalen und zwischen jenen die Winkel auf der Einheitskugeloberfläche berechnet, aus dem „sphärischen Exzess“ (im Dreieck Winkelsumme minus π) der Raumwinkel. Man ist damit eines der beiden Flächenintegrale los; die Mittelung über die Empfangsfläche ΔS_j fehlt jedoch. Diese Näherung [9] soll jedoch akzeptiert

werden. Die Umverteilungsfaktoren g_{ij} müssen jedoch renormiert werden, damit $\sum_{i=1}^K g_{ij} = 1$. g_{ij} ist der Bruchteil der Energie, der vom j. zu einem i. patch umverteilt wird im Verhältnis zu allen. ($g_{ij} \neq g_{ji}$!)

Die f_{0j} stellen die Beziehung zur Schallquelle her. Für sie gilt analog

$$f_{0j} = \frac{1}{\Delta S_j} \int_{\Delta S_j} \frac{\cos(\vartheta)}{4\pi R^2} dS_j = \frac{1}{4\pi \Delta S_j} \Delta \Omega_{0j} \approx \frac{\cos(\vartheta_{j0})}{4\pi R_{0j}^2} \quad (47).$$

Zum Schluss müssen aus den Bestrahlungsstärken noch die einfallenden Intensitäten an einem Empfangspunkt bestimmt werden: $I(r_E) = \sum_{i=1}^K f_{i0} \Delta S_i \rho_i B_i + \frac{P}{4\pi R_{SE}^2}$ (48).

$$\text{mit } f_{i0} = \frac{1}{\Delta S_i} \int_{\Delta S_i} \frac{\cos(\vartheta_i)}{\pi R^2} dS_i = \frac{1}{\pi \Delta S_i} \Delta \Omega_{i0} \approx \frac{\cos(\vartheta_{i0})}{\pi R_{i0}^2} \quad (49)$$

Der rechte Term beschreibt den Direktschall $S \rightarrow E$. Diese speziellen Formfaktoren lassen sich exakt aus den Raumwinkeln bestimmen. Weiter lässt sich abkürzen:

$$h_{ij} = g_{ij} \rho_i = f_{ij} \Delta S_i \rho_i \quad (50)$$

Lösung für den stationären Fall

Damit wird aus (19B) für den stationären Fall (konst. P):

$$B_j = \sum_{i=1}^K h_{ij} B_i + f_{0j} P \quad (51)$$

Das kann man dann in Matrixform schreiben. (Die B_j sollen einen Spaltenvektor B bilden, ebenso die f_{0j} : $F_0 = \{f_{0j}\}$.)

einen). Sei H die Matrix der Koeffizienten $\{h_{ij}\}$ (i =Zeilen- j =Spaltennr.) Dann wird daraus:

$$B = H^T \cdot B + F_0 \cdot P \quad (52)$$

Führt man noch mit H^T die transponierte Matrix ein und $H^T - E = H'^T$ (E = Einheitsmatrix) so ergibt sich:

$$H'^T \cdot B = -F_0 \cdot P \quad (53)$$

Dieses inhomogene lineare Gleichungssystem ist auf die bekannte Weise zu lösen – wofür es fertige Programmierbefehle gibt. Ergebnis sind die Wand-Bestrahlungsstärken B . Abb. 6 zeigt ein berechnetes Histogramm dazu. Der rote Balken (etwa doppelter Wert wie sonst) bestätigt den „Sog-Effekt“. Da dieser mit dem Proben-Absorptionsgrad steigt, hängt auch die gesamte B -Verteilung von diesem ab.

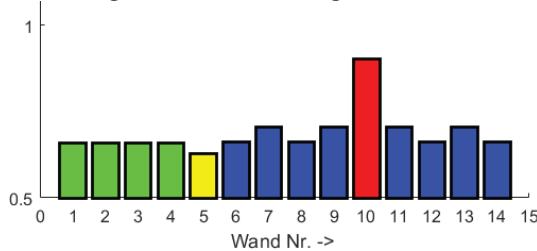


Abb.6: Normierte stationäre Bestrahlungsverteilung auf 14 patchen berechnet nach radiosity (Glng. 53) für den o.g. Standardfall, Abs.grad probe (patch Nr. 10) $\alpha_p = 1$, patch 5 = Decke, gegenüber.

Nach Kuttruffs nächst besserer Näherungslösung für die Nachhallzeit bestimmt ein mit Flächen und Bestrahlungsstärken gewichteter 'effektiver' Absorptionsgrad die Nachhallzeit [4,5]. In diskreter Form lautet er

$$\alpha_K = \frac{\sum_{i=1}^K \alpha_i S_i B_i}{\sum_{i=1}^K S_i B_i} \quad (21)$$

Voraussetzung dafür ist, dass die Schallenergie mit der gleichen Exponentialfunktion über allen Flächen abnimmt und dass, bei der Vorstellung der zeitabhängigen Energieumverteilung zwischen den patchen, die eigentlich

recht unterschiedlichen Laufstrecken durch die mittlere freie Weglänge ersetzt werden können. Dies bestätigte sich durch numerische Experimente – s.u.

Kuttruffs weitere Annahme, dass die Bestrahlungsdichte auf jeder Wand proportional ist zur „äquivalenten Reflexionsfläche“ aller anderen Flächen sei:

$$B_j \sim \sum_{i \neq j} \rho_i S_i \quad (22).$$

erwies sich allerdings nicht immer als richtig. Ohne dies weitere Annahme kann also nun aufgrund der Kenntnis der (Raumgeometrie-abhängigen) Bestrahlungsstärken der Wert von α_K nach Glng. 21 genutzt und in die allgemeine Glng. 12 eingesetzt werden, um die Nachhallzeit zu bestimmen.

Exemplarische Ergebnisse

Abb. 7 zeigt das Ergebnis für den o.g. Standardfall.

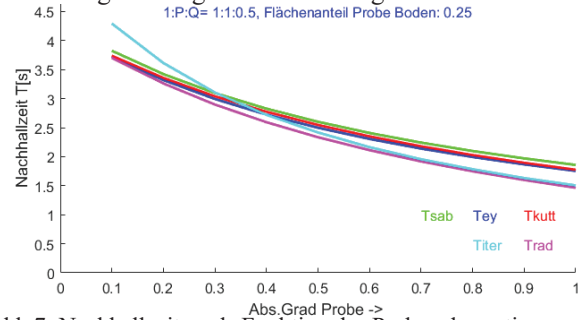
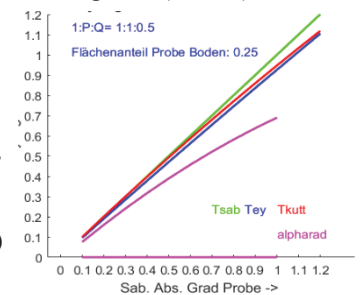


Abb.7: Nachhallzeiten als Funktion des Probenabsorptionsgrades nach: Sabine (grün), Eyring (blau), Kuttruff (rot), stat. radiosity violett, iterative radiosity (s.u) cyan, vergl. Abb. 2 für $Q=0.5$ (Werte in s für Sab: 1.858, Ey: 1.754, Kutt: 1.775, stat. rad. 1.464)

Setzt man den mittleren Absorptionsgrad nach Glng. 21 gleich dem Sabine'schen (s. „Umrechnungsprinzip“) und invertiert Glng. 21, so kann man auch wieder den effektiven Absorptionsgrad der Probe (hier $\alpha_{peff} = \alpha_{i0}$) rückgerechnet nach den verschiedenen Theorien angeben (Abb. 8).

Abb.8: Rückgerechnete Probenabsorptionsgrade (gleiche Farben wie in Abb.7.), vergl. Abb. 3 für $Q=0.5$, Standardfall (Werte für Ey: 0.93, Kutt: 0.95, stat. rad. 0.58)



Man beachte, dass die zur Rückrechnung benötigte B -Verteilung in Glng. 21 notgedrungen aus dem angenommenen, d.h. Sabine'schen Probenabsorptionsgrad per radiosity-Gleichungssystem bestimmt wird. Im Ergebnis sieht man klar, wie die Abweichungen anderer Absorptionsgrade nach unten mit zunehmendem Sabine-Absorptionsgrad steigen. Dabei führt die Anwendung der radiosity-Methode zu besonders kleinen Werten – eine Wirkung des „Sogeffektes“, s. Abb.6.

Zeitabhängige Lösung

Eine Berechnung des zeitabhängigen Verlaufs der Bestrahlungsstärken hätte den Vorteil, nicht auf o.g. Annahmen angewiesen zu sein. Dies läuft auf ein iteratives Umverteilverfahren von Energien zwischen Speicherplätzen

für die Bestrahlungsstärken $B_{L,j}$ in einer Umverteilmatrix hinaus: j =patch=Spalten-Nr., L = Zeitintervall= Zeilen-Nr. [10]. Vier Arten von Umverteil- bzw. Aufaddier-Anweisungen entsprechend den Glngn. 51 und 48, entsprechend den Laufstrecken R_{ji} zeitversetzt, sind in entsprechenden Programm-Schleifen zu realisieren. Dies wurde programmiert. Für nähere Beschreibung fehlt hier der Platz. Abb.9 zeigt als typisches Ergebnis Echogramm-Kurven für die Bestrahlungsstärken $B_{L,j}$, sowie Schroeder-rückwärts-summierte und Restnachhall-korrigierte Nachhallkurven für die Intensitäten. Aus diesen wurden per linearer Regression Nachhallzeiten (T_{30}) bestimmt. Man sieht: Abgesehen von Schwankungen während der ersten 2-3 Reflexionen, sind alle Kurven Geraden -und (mit äußerst geringen Abweichungen) parallel. Zudem erweist sich die Wahl des Zeitschrittes als unkritisch, selbst grobe Schritte entsprechend 1/3 der mittleren freien Weglänge oder den kürzesten Weglängen zwischen patchen sind möglich. Das bestätigt o.g. Hypothesen Kuttruffs zu Glng. 21.

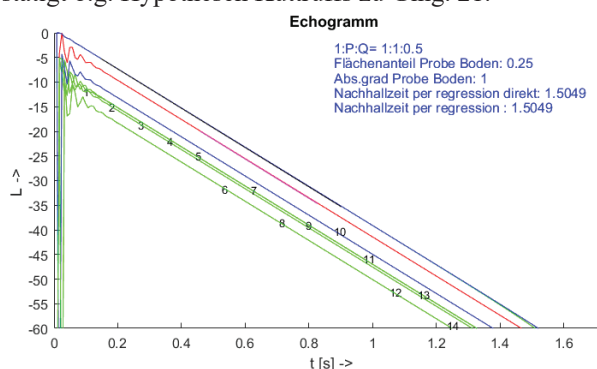


Abb.9: Echogramme (blau für B über Probefläche, grün über sonstigen patchen, nummeriert, und rot für Intensität an Messpunkt) und Nachhallkurve (schwarz) (Standardfall)

Zahlenwerte für Nachhallzeiten ergeben sich z.B. aus Abb.7. Diese hängen kaum vom Quellort ab.

Schlussfolgerungen

Eine weitere Rückrechnungsmethode von Nachhallzeiten auf Probenabsorptionsgrade nach dem radiosity-Verfahren wurde vorgestellt, die die ungleichen Bestrahlungsstärken, insbesondere den „Sogeffekt“ auf den Absorber genauer berücksichtigt. Die erhaltenen Proben-Absorptionsgrade sind niedriger, z.T. viel niedriger als unkorrigiert, überschreiten 1 nicht mehr. Dies könnte z.T. die erheblichen Unterschiede gemessener Absorptionsgrade in unterschiedlichen Hallräumen erklären. Es gibt offenbar eine fast perfekte Kopplung der einzelnen Bestrahlungsstärken via diffuse Strahlung- im Gegensatz zu den Effekten mit spiegelnden Reflexionen, die oft zu „durchhängenden“ Nachhallkurven, also vom Auswertebereich abhängigen Nachhallzeiten führen. Die iterative radiosity-Lösung lohnt sich hier deshalb kaum.

Die Methode kommt – sobald gewisse Formfaktoren für den spezifischen Hallraum einmal berechnet sind - mit nur wenig mehr Formeln als nach Sabine aus, ein lineares Gleichungssystem ist zu lösen. Die Rechenzeit ist vernachlässigbar.

Messungen von Bestrahlungsstärken neben Nachhallzeiten und eine entsprechend korrigierte Rückrechnung des Probenabsorptionsgrades bestätigten den eingeschlagenen Weg [11].

Ausblick

Auch radiosity geht von diffusen Reflexionen aus; das ist bedenklich, da nicht realistisch für große glatte Wände. Eine Schrägstellung der Wände könnte durch Schallteilchen-Simulation mit teils geometrischen, teils diffusen Reflexionen [12] versuchsweise simuliert werden.

Aus den Simulations-Ergebnissen sollten empirische, von der geometrischen Konstellation abhängige Korrekturformeln oder noch einfachere Algorithmen für eine genauere Bestimmung des Schallabsorptionsgrades von Proben hergeleitet werden. Darin könnte evtl. eine weitere Korrektur für den Kantenbeugungseffekt enthalten sein.

Literatur

- [1] DIN EN ISO 354:2003-12, Messung der Schallabsorption in Hallräumen. DIN Deutsches Institut für Normung e.V., 2003
- [2] Tompson, D.; Vercammen, M.; Round Robin Project – Research for investigation of absorption measurement deviation. Peutz B.V., Molenhoek, 2009 S. 14
- [3] Stephenson, U.M.: A rigorous definition of the term “diffuse sound field” and a discussion of different reverberation formulae; in: Proc. of ICA, Buenos Aires, Argentina, 2016
- [4] Kuttruff, H.: Room Acoustics. Elsevier Science Publishers Ltd., Barking, England, 3rd ed. (1991).
- [5] Stephenson, U.; Berücksichtigung des nicht-diffusen Schallfeldes im Hallraum durch Anwendung der Kuttruff’schen Nachhallzeitformel; proc. DAGA 2020 Hannover
- [6] Glassner, A. (ed.); An Introduction to Ray Tracing; Academic Press Ltd. London, San Diego, 2nd Printing (1990)
- [7] Mathiak, F.U.; Berechnung von Konfigurationsfaktoren polygonal berandeter ebener Gebiete; in: Wärme- und Stoffübertragung 19, Springer-Verlag 1985
- [8] Miles, R.N.; Sound Field in a Rectangular Enclosure with Diffusely Reflecting Boundaries; J. Sound. Vib. 92, (1984)
- [9] E.-M. Nosal, M. Hodgson, and I. Ashdown, “Improved algorithms and methods for room sound-field prediction by acoustical radiosity in arbitrary polyhedral rooms,” J. Acoust. Soc. Am. 116(2), 970–980 (2004).
- [10] Stephenson, U.; Quantized Pyramidal Beam Tracing - a new algorithm for room acoustics and noise immission prognosis; ACUSTICA united with acta acustica, vol. 82 (1996)
- [11] Weese, B., Steuck, C., Stephenson, U.; Verbesserte Berechnung des Schallabsorptionsgrades von Prüfobjekten im Hallraum durch Vermessung und Auswertung der Nicht-Diffusität des Schallfeldes; proc. DAGA 2020 Hannover, Hrsg. DPG-GmbH, Bad Honnef, 2020
- [12] Stephenson, U.: The Sound Particle Simulation Technique - An Efficient Prediction Method for Room Acoustical Parameters of Concert Halls. Reprint of the Audio Engineering Society, New York (1989), 86th AES Convention, Hamburg (1989).