

AKUSTICKÉ LISTY

České akustické společnosti
www.czakustika.cz

ročník 12, číslo 3

září 2006

Obsah

Akreditace a autorizace pro měření hluku

Josef Novák

3

Dvoufrekvenční adaptivní algoritmus pro potlačení vyšších harmonických v akustických rezonátorech

Two-frequency adaptive algorithm for suppression of higher harmonics in acoustic resonators

Milan Červenka a Michal Bednařík

5

Using Beam Tracing to Simulate Transmission of Sound Through Obstacles

Simulace přenosu zvuku překážkami metodou sledování kuželů

Vladimír Arnošt

9

Obsah Acta Acustica 92(3)

17

ČESKÁ AKUSTICKÁ SPOLEČNOST

Akreditace a autorizace pro měření hluku

Hygienické stanice od letošního roku důsledně vyžadují pro měření hluku splnění podmínek daných zákonem č. 258/2000 Sb. o ochraně veřejného zdraví. V této souvislosti se vyskytuje řada dotazů i chybných interpretací, uvádíme proto vysvětlení, konzultované s Národní referenční laboratoří pro měření a posuzování hluku v komunálním prostředí.

Vycházet je třeba ze zákona č. 258/2000 Sb. o ochraně veřejného zdraví v platném znění, se zahrnutím novel č. 274/2003 Sb. a č. 392/2005 Sb. V § 32a je uvedeno, že „měření hluku v životním prostředí člověka podle tohoto zákona může provádět pouze držitel osvědčení o akreditaci nebo držitel autorizace podle § 83c“.

U akreditace se zákon v poznámce pod čarou 4a) odkazuje na zákon č. 22/1997 Sb. o technických požadavcích na výrobky a o změně a doplnění některých zákonů. V § 14 tohoto zákona se definuje akreditace jako postup, na jehož základě se vydá osvědčení o tom, že právnická nebo fyzická osoba, která o ni požádala, je způsobilá ve vymezeném rozsahu provádět zkoušky výrobků, kalibraci měřidel a certifikační nebo jinou obdobnou technickou činnost. Akreditující osobou je Český institut pro akreditaci.

Autorizace pro účely zákona č. 258/2000 Sb. se definuje v § 83a až § 83f. Pověřenou autorizující osobou je Státní zdravotní ústav.

Z hlediska zákona č. 258/2000 Sb. je autorizace Státním zdravotním ústavem a akreditace Českým institutem pro akreditaci rovnocenná. Jiné výklady nemají žádnou oporu v obecně závazných předpisech.

Autorizace k úřednímu měření, vydávané Úřadem pro technickou normalizaci, metrologii a státní zkušebnictví, nejsou ve smyslu zákona o ochraně veřejného zdraví dostatečné pro měření hluku v životním prostředí člověka.

Josef Novák
Akustika Praha, s. r. o.

Dvoufrekvenční adaptivní algoritmus pro potlačení vyšších harmonických v akustických rezonátorech

Milan Červenka a Michal Bednařík

ČVUT–FEL, Technická 2, 166 27 Praha 6
e-mail: červenm3@fel.cvut.cz

When standing wave in an acoustic resonator is driven into high amplitude, nonlinear effects cause distortion of the wave, excitation of higher harmonics and decrease of quality factor of the resonator due to nonlinear dissipation. This paper deals with the technique of suppression of these nonlinear effects based on two-frequency driving of the standing wave. An iterative adaptive algorithm for calculation of the driving signal is developed and its functionality is experimentally demonstrated. It is shown that the higher harmonics can be efficiently suppressed which results in increase of the fundamental harmonic component amplitude.

1. Princip

Uvažujme jakostní akustický rezonátor, u něž jsou kmitočty vyšších vlastních módů celočíselnými násobky kmitočtu módu základního. Budeme-li takovýto rezonátor budít pomocí kmitajícího pístu na jednom z vlastních kmitočtů s dostatečně velkou amplitudou, dojde vlivem nelineárních interakcí k vybuzení pilovité rázové vlny, ke vzniku vyšších harmonických složek, a tím pádem i k nežádoucímu zvýšení disipace akustické energie, viz například [1].

Akustický tlak takovéto zvukové vlny můžeme v nějakém bodě rezonanční dutiny vyjádřit Fourierovou řadou sinusových členů, přičemž první z nich náleží kmitočtu buzení ω a ostatní, $n\omega$, celočíselným násobkům tohoto kmitočtu

$$p'(t) = P_1 \sin(\omega t + \psi_1) + P_2 \sin(2\omega t + \psi_2) + P_3 \sin(3\omega t + \psi_3) + \dots \quad (1)$$

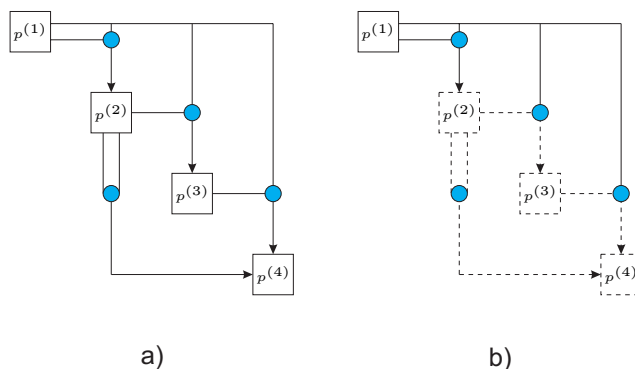
Amplitudy P_n a fáze ψ_n těchto členů jsou závislé na velikosti buzení a koeficientu jakosti rezonanční dutiny.

Časový průběh akustického tlaku lze popsat alternativním způsobem pomocí poruchové řady

$$p = p^{(1)} + p^{(2)} + p^{(3)} + p^{(4)} + \dots \quad (2)$$

Výhoda takovéto řady oproti řadě Fourierově spočívá v tom, že pouze prvních pár členů vystačí k dostatečně přesnému popisu dané veličiny. Nevýhodou je, že členy poruchové řady a řady Fourierovy si navzájem neodpovídají, neboť každý člen poruchové řady může obsahovat několik kmitočtových složek.

Je možné ukázat, že pro rezonanční dutinu popsanou modelem s kvadratickou nelinearitou bude každý z členů poruchové řady obsahovat několik kmitočtových složek. První z členů poruchové řady, $p^{(1)}$, odpovídá odezvě rezonanční dutiny na budící kmitočet ω v lineárním přiblížení. Člen $p^{(2)}$ vznikne díky kvadratické nelinearitě interakcí složky $p^{(1)}$ s ní samou, což znamená, že bude obsahovat kmitočet 2ω . Člen řady třetího, $p^{(3)}$, vznikne kvadratickou nelineární interakcí složek $p^{(1)}$ a $p^{(2)}$, takže bude obsahovat kmitočty $\omega + 2\omega = 3\omega$ a $2\omega - \omega = \omega$. Obdobným



Obrázek 1: a) proces generování prvních čtyř složek poruchové řady kvadratickou nelinearitou, b) zamezení vzniku členů vyšších řádů potlačením členu $p^{(2)}$

způsobem lze ukázat, že člen čtvrtého řádu, $p^{(4)}$, vzniklý interakcí složek $p^{(1)}$ s $p^{(3)}$ a složky $p^{(2)}$ s ní samou, bude obsahovat kmitočty 2ω a 4ω . U členů řádů vyšších je situace obdobná.

Proces generování těchto prvních čtyř složek je znázorněn na obrázku 1a. Je vidět, že členy $p^{(3)}$ a vyšší nutně potřebují ke svému vzniku člen $p^{(2)}$, bez něho vzniknout nemohou. Z toho plyne, že při potlačení tohoto členu zamezíme vzniku harmonických složek 2ω a všech vyšších. V práci [2] je teoreticky dokázáno, že toto potlačení lze dosáhnout buzením rezonátoru vhodně zvolenou kombinací harmonických signálů o kmitočtu ω a 2ω .

V následujícím odstavci je popsán algoritmus pro nalezení takovéhoho budícího signálu.

2. Adaptivní algoritmus

Vibrační stolek s pístem je buzen dvoufrekvenčním signálem, který můžeme vyjádřit následujícím způsobem

$$s(t) = S_1 \sin(\omega t) + S_2 \sin(2\omega t + \varphi_2), \quad (3)$$

kde ω odpovídá prvnímu vlastnímu kmitočtu rezonanční dutiny. Vhodnou volbou amplitudy S_2 a fáze φ_2 druhé harmonické buzení pro danou amplitudu S_1 harmonické první a příslušné fyzikální podmínky je tedy možné potlačovat vyšší harmonické ve spektru stojaté zvukové vlny, které vznikají v důsledku nelineárních interakcí.

Časový průběh akustického tlaku naměřeného u stěny rezonátoru může být vyjádřen ve tvaru

$$p'(t) = \sum_{n=1}^{\infty} P_n \sin[n\omega(t - t_0) + \psi_n] = \sum_{n=1}^{\infty} P_n \sin(n\omega t + \chi_n), \quad (4)$$

přičemž t_0 reprezentuje čas měření, jeho charakterem se jedná o náhodné číslo, fáze ψ_n pak reprezentují vzájemné fázové posuvy mezi jednotlivými harmonickými zvukové vlny. Vzhledem k náhodnosti t_0 můžeme položit $\psi_1 = 0$.

Pro realizaci algoritmu potlačujícího vyšší harmonické ve spektru zvukové vlny je třeba určit (změřit a vypočítat) koeficienty P_n a ψ_n pro daný budicí signál a konfiguraci. Knihovny systémů jako například Matlab či LabView mají implementovány algoritmy rychlé Fourierovy transformace, s jejichž pomocí je možné získat komplexní koeficienty řady¹

$$p'(t) = \sum_{n=-N}^N \hat{Q}_n \exp(jn\omega t), \quad (5)$$

kteřou můžeme zapsat v alternativním tvaru

$$p'(t) = 2 \sum_{n=1}^N \left[\operatorname{Re}(\hat{Q}_n) \cos n\omega t - \operatorname{Im}(\hat{Q}_n) \sin n\omega t \right], \quad (6)$$

přičemž je využito faktu, že pro koeficienty Fourierova rozvoje reálného signálu platí² $\hat{Q}_{-n} = \hat{Q}_n^*$ a že výstupní signál mikrofону odpovídající akustickému tlaku má nulovou stejnosměrnou složku. Porovnáním řady (6) s pravou stranou řady (4) dostaneme relace

$$2\operatorname{Re}(\hat{Q}_n) = P_n \sin \chi_n, \quad -2\operatorname{Im}(\hat{Q}_n) = P_n \cos \chi_n,$$

odkud můžeme vypočítat³

$$P_n = 2|\hat{Q}_n|, \quad \chi_n = -\operatorname{atan} \left[\frac{\operatorname{Re}(\hat{Q}_n)}{\operatorname{Im}(\hat{Q}_n)} \right], \quad (7)$$

takže pro vzájemné fázové posuvy mezi jednotlivými harmonickými ψ_n dostaneme jednoduchý vztah

$$\psi_n = \chi_n - n\chi_1. \quad (8)$$

Vlastní algoritmus je založený na minimalizaci druhé harmonické ve spektru akustického tlaku. Označíme-li

$\hat{S}_2 = S_2 \exp j\varphi_2$ (druhá harmonická buzení) a $\hat{P}_2 = P_2 \exp j\psi_2$ (naměřená druhá harmonická), lze formulovat tuto úlohu jako minimalizaci komplexní funkční závislosti $\hat{P}_2 = \hat{P}_2(\hat{S}_2)$, jinými slovy hledáme $\hat{S}_2$ takové, aby pro dané parametry (S_1 , ω , koeficient jakosti rezonátoru, ...) bylo $\hat{P}_2$ minimální. K tomuto účelu lze použít Newtonův iterační algoritmus, viz např. [3], tímto způsobem

$$\hat{S}_{2,m+1} = \hat{S}_{2,m} - \frac{\hat{P}_2(\hat{S}_{2,m})\Delta S}{\hat{P}_2(\hat{S}_{2,m} + \Delta S) - \hat{P}_2(\hat{S}_{2,m})}, \quad m = 0, 1, 2, \dots, \quad (9)$$

kde $\hat{S}_{2,0}$ je vhodně zvolená počáteční hodnota (amplituda a fáze druhé harmonické buzení) a ΔS je malé reálné číslo sloužící k numerické aproximaci derivace⁴. Modul a fáze postupně vypočítávaných čísel $\hat{S}_{2,m} = S_{2,m} \exp j\varphi_{2,m}$ se použije pro konstrukci budicího signálu (3).

Funkci adaptivního algoritmu je tedy možné popsat následujícím způsobem:

1. Pro danou amplitudu S_1 je zvolena nástřelná hodnota $\hat{S}_2$.
2. S použitím $\hat{S}_2$ je vibrační stolek buzen dvoufrekvenčním signálem (3).
3. Je změřen akustický tlak u stěny rezonanční dutiny, pomocí FFT, vzorců (7) a (8) je vypočten komplexní tlak $\hat{P}_2(\hat{S}_2)$.
4. Vibrační stolek je buzen dvoufrekvenčním signálem (3), přičemž druhá harmonická buzení je dána předpisem $\hat{S}_2 + \Delta S$.
5. Je změřen akustický tlak u stěny rezonanční dutiny, pomocí FFT, vzorců (7) a (8) je vypočten komplexní tlak $\hat{P}_2(\hat{S}_2 + \Delta S)$.
6. S využitím komplexních tlaků získaných v krocích 3 a 5 se pomocí vztahu (9) vypočte nová hodnota druhé harmonické buzení.
7. Proces cyklicky pokračuje krokem 2.

3. Experimentální sestava

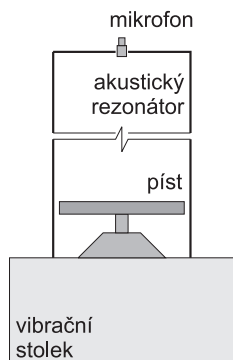
K realizaci výše uvedeného algoritmu byl použit PC se zásuvnou měřicí kartou National Instruments PCI-6251 (16 bitů, 1,25 MS/s), umožňující generování libovolných signálů na analogových výstupech a současné vzorkování na analogových vstupech. Řídící program byl sestaven v grafickém vývojovém prostředí LabView, které obsahuje funkce pro ovládání měřicí karty i rozsáhlé knihovny pro zpracování dat.

⁴Zde je využito skutečnosti, že derivace komplexní funkce jedné komplexní proměnné je rovna derivaci této komplexní funkce podle reálné části komplexního argumentu.

¹Stríška nad symbolem značí komplexní číslo.

²Hvězdička zde značí komplexně sdružené číslo.

³Při počítačové implementaci je nutné použít čtyřkvadrantovou knihovnu funkci pro arkustangens, tedy $\text{psi} = \text{atan2}(\operatorname{Re}\hat{Q}_n, -\operatorname{Im}\hat{Q}_n)$.



Obrázek 2: Experimentální přípravek

Vlastní experimentální přípravek je zobrazen na obrázku 2. Rezonanční dutinu tvoří skleněný válec o vnitřním průměru 46 mm a délce 340 mm. Tato dutina je na spodní straně uzavřena pístem, jehož vibrace jsou buzeny vibračním stolek LDS typ V201, na vrchní straně je dutina uzavřena plochým kovovým víčkem s malým otvorem uprostřed pro umístění 1/8" mikrofonu G.R.A.S. typ 40DP. Rezonanční dutina je vyplněna vzduchem za normálních podmínek.

K zesílení dvoufrekvenčního budicího signálu je použit výkonový zesilovač Mackie M1400, mikrofonem snímaný signál je před navzorkováním zesílen předzesilovačem G.R.A.S. typ 12AA.

4. Výsledky

Za daných podmínek měl první vlastní kmitočet rezonanční dutiny hodnotu $f = 509$ Hz, což byl i zvolený kmitočet první harmonické budicího signálu, kmitočet druhé harmonické buzení tedy byl 1018 Hz. Počítačově generovaný budicí signál byl vzorkován kmitočtem $F_{VZG} = 100$ kHz, signál mikrofonu byl vzorkován stejným kmitočtem $F_{VZM} = 100$ kHz, bylo snímáno vždy $N = 100\,000$ vzorků, čemuž odpovídá kmitočtové rozlišení ve spektru $\Delta f = F_{VZM}/N = 1$ Hz.

Na obrázku 3 je zobrazen případ, kdy amplituda buzení rezonanční dutiny nebyla příliš vysoká a ještě nedošlo k úplnému zformování rázové vlny. V horní části obrázku je plnou čarou zobrazen akustický tlak v případě monofrekvenčního buzení ($S_2 = 0$), v dolní části je pak zobrazeno jeho amplitudové spektrum. Z obrázků je patrné, že signál obsahuje vyšší harmonické a je nelineárně zkreslený. Časový průběh akustického tlaku v případě dvoufrekvenčního buzení (při zachované amplitudě první harmonické) je zobrazen přerušovanou čarou, signál je téměř harmonický. K nalezení amplitudy a fáze druhé harmonické budicího signálu byly potřeba čtyři iterace.

V tabulce 1 jsou uvedeny v decibelech amplitudy jednotlivých harmonických v případě monofrekvenčního buzení ($P_{n,M}$), v případě dvoufrekvenčního buzení ($P_{n,D}$) a jejich rozdíly. Z tabulky je vidět, že došlo k potlačení druhé harmonické o 41,5 dB, a tím pádem i k potlačení všech vyšších

Harmonická	1.	2.	3.	4.	5.
$P_{n,M}$ [dB]	150,0	138,2	131,9	128,4	125,3
$P_{n,D}$ [dB]	150,6	96,7	110,1	103,6	101,8
ΔP_n [dB] [‡]	0,6	−41,5	−21,8	−24,8	−23,5

$$^{\ddagger} \Delta P_n = P_{n,D} - P_{n,M}$$

Tabulka 1: Příklad slabšího buzení

harmonických více než o 20 dB. S přerušením nelineárních kaskádních procesů došlo i k nárůstu první harmonické o 0,6 dB.

Na obrázku 4 je zobrazena stejná situace, ale pro případ výrazně silnějšího budicího signálu, kdy se v akustickém rezonátoru objevuje strmá rázová vlna s množstvím mikrorázů. Časový průběh akustického tlaku je zobrazen plnou čarou v horní části obrázku, v dolní části je pak jeho amplitudové spektrum obsahující množství vyšších harmonických složek. Přerušovanou čarou je v horní části zobrazen průběh akustického tlaku po zapnutí druhé harmonické buzení a nalezení potřebné amplitudy a fáze (5 iterací) při nezměněné amplitudě první harmonické. Je patrné, že i zde se jedná o téměř harmonický signál.

Harmonická	1.	2.	3.	4.	5.
$P_{n,M}$ [dB]	154,9	144,7	139,6	136,5	134,0
$P_{n,D}$ [dB]	155,9	121,8	116,9	115,3	114,0
ΔP_n [dB]	1,1	−22,8	−22,6	−21,3	−20,0

Tabulka 2: Příklad silnějšího buzení

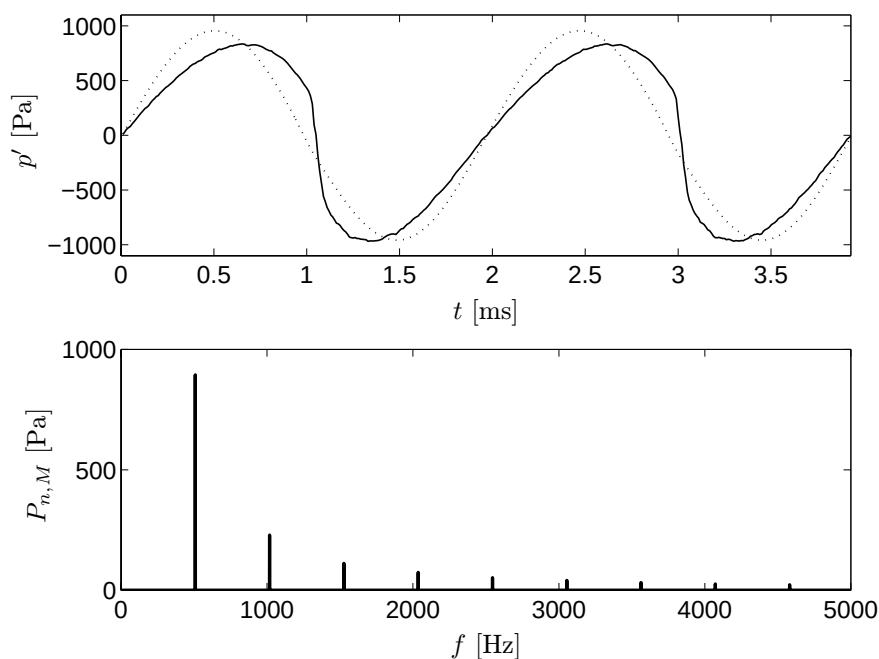
V tabulce 2 jsou v decibelech uvedeny amplitudy jednotlivých harmonických před zapnutím dvoufrekvenčního buzení a po něm, je z ní dobře vidět, že došlo k výraznému potlačení vyšších harmonických složek a k zesílení amplitudy složky základní.

5. Závěr

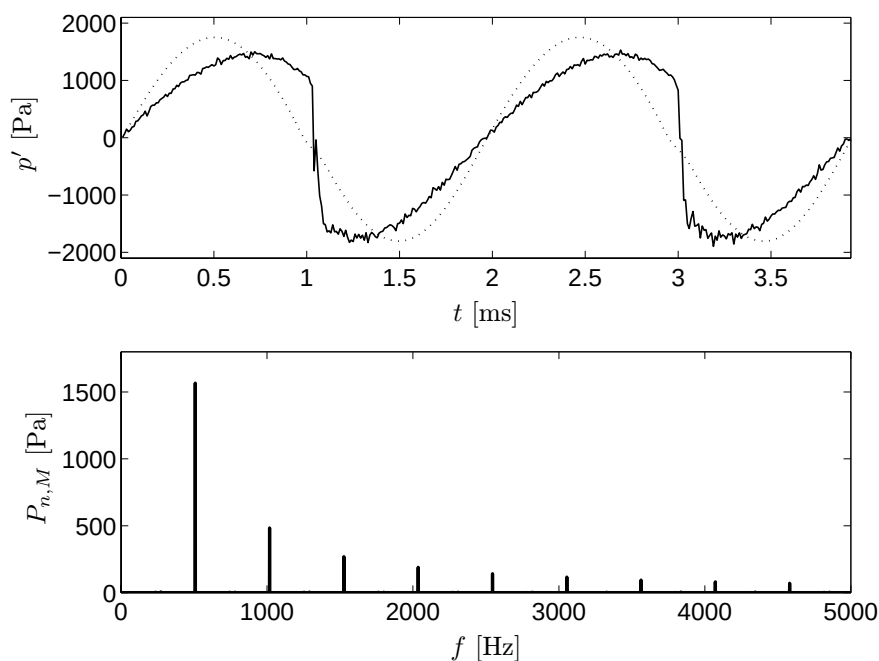
V rámci této práce byl navržen adaptivní iterační algoritmus pro výpočet amplitudy a fáze druhé harmonické složky dvoufrekvenčního signálu pro buzení intenzivních zvukových vln v akustických rezonátorech konstantního průřezu. Tento algoritmus byl implementován na PC v prostředí LabView. Experimentálně bylo ověřeno, že během několika iterací dochází k výraznému potlačení vyšších harmonických a ke zvýšení amplitudy základní harmonické.

Poděkování

Tato práce byla podpořena grantem GAČR 202/04/P099 a grantem GAČR 202/06/0576.



Obrázek 3: Slabší buzení. Nahoře: akustický tlak v případě monofrekvenčního buzení (plná čára) a v případě dvoufrekvenčního buzení (přerušovaná čára). Dole: Amplitudové spektrum akustického tlaku v případě monofrekvenčního buzení



Obrázek 4: Silnější buzení. Nahoře: akustický tlak v případě monofrekvenčního buzení (plná čára) a v případě dvoufrekvenčního buzení (přerušovaná čára). Dole: Amplitudové spektrum akustického tlaku v případě monofrekvenčního buzení

Reference

- [1] Lawrenson, Ch. G., Lipkens, B., Lucas, T. S., Perkins, D. S., Van Doren, T. W.: Measurements of macrosonic standing waves in oscillating closed cavities, *J. Acoust. Soc. Am.* **104**(2), 623-636, 1998.
- [2] Huang, P.-T., Brisson, J. G.: Active control of finite amplitude acoustic waves in a confined geometry, *J. Acoust. Soc. Am.* **102**(6), 3256-3268, 1997.
- [3] Rektorys, K.: *Přehled užité matematiky*, Nakladatelství Prometheus, 1996.

Using Beam Tracing to Simulate Transmission of Sound Through Obstacles

Vladimír Arnošt

UITs FIT VUT Brno, Božetěchova 2, 612 66 Brno, Czech Republic
e-mail: arnost@fit.vutbr.cz

Several sound propagation simulation methods have been developed in the past. The first of them, the source image method, was easy to implement, but it offered only very limited possibilities. The next method, ray tracing, improved upon it a lot, but the algorithm was still unable to find all sound paths in the specified volume. To solve this problem, beam tracing was introduced. In beam tracing, the sound no longer propagates in thin rays like light, but occupies a certain volume—a beam. If multiple beams together occupy the whole simulated room, all listeners will be covered and no sound path within the specified number of reflections will be missed.

All the methods deal with specular reflection or edge diffraction, but they completely ignore a whole class of sound waves which are equally as important—transmitted and refracted sound waves. This article extends the beam tracing method to model sound transmission as well as the normal specular reflections and edge diffraction. This makes it possible to simulate transmission of sound between rooms through the walls or various obstacles.

1. Introduction

Several simulation methods were invented in the past decades: *source-image method* and *ray tracing*. These methods consider only infinitely thin sound ‘rays’ which miss the listeners frequently and tend to produce false ‘hits’ elsewhere.

To overcome the limitation of thin rays, the *beam tracing* method was introduced in 1984 by Borish [4]. In beam tracing, sound no longer propagates in thin rays, but occupies a certain *volume* of air or other medium.

The normal beam tracing method [5, 6, 8] deals with specular reflection or edge diffraction, but it completely ignores a whole class of sound waves which are equally as important—*transmitted* and *refracted* sound waves. Sound transmission may be of less importance if you are designing a concert hall, but it cannot be dispensed with completely. The existing methods will not give us any answer if the sound source and the listener are in different rooms. Similarly, sound waves propagating through an obstacle may significantly influence the overall perception of sound in the room. This paper will describe how to model sound transmission [3] as well as the normal specular reflections.

2. Beam (Cone) Tracing in 2-D Space

The two-dimensional space provides a simplified framework to devise the simulation algorithm and to describe it with simpler equations. The 2-D space can also be viewed as an arbitrary cross section of a real 3-D space, if all walls are perpendicular to the 2-D plane. The 2-D beam will be called a *cone*.

2.1. Representation of Cones in Polar Coordinates

Expressing the 2-D cone in polar coordinates (φ, d) where φ is the angle and d is the distance from the cone origin O

is straightforward and very intuitive. While polar coordinates may be easy to comprehend, they have their own peculiarities and are not usable to represent 3-D cones later on. Using half-planes is more complicated, but extensible to any number of dimensions.

The cone is defined by two boundary lines originating in the cone origin O (expressed in Cartesian coordinates) and pointing at angles φ_1 and φ_2 .

The problem with this approach is that the result of rotating a point in polar coordinates results in a periodically repeating sequence of *aliased* angles $\varphi' = \varphi + 2\pi k$, where $\varphi \in \langle 0, 2\pi \rangle$ and $k \in \mathbb{Z}$. Thus it is impossible to tell if any angle α is *before* or *after* another angle β , because both ways are possible.

The angular cone can be defined so that the end angle φ_2 is oriented *clockwise* in respect of the start angle φ_1 . All angles must lie in the range $\langle 0, 2\pi \rangle$. It is possible that $\varphi_1 > \varphi_2$ if the cone crosses the horizontal axis $\varphi = 0$. Otherwise, $\varphi_1 \leq \varphi_2$ (figure 1).

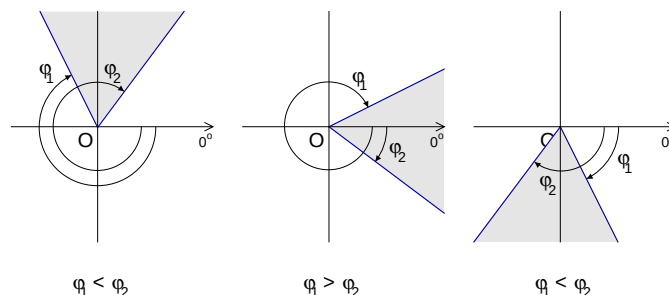


Figure 1: Cone as a range of angles in polar coordinates

The cone’s *bottom edge* is defined by a pair of distances d_1 and d_2 , together forming polar coordinates $A(\varphi_1, d_1)$ and $B(\varphi_2, d_2)$ relative to the cone origin O . The bottom edge defines the beginning of the ‘active’ part of the cone.

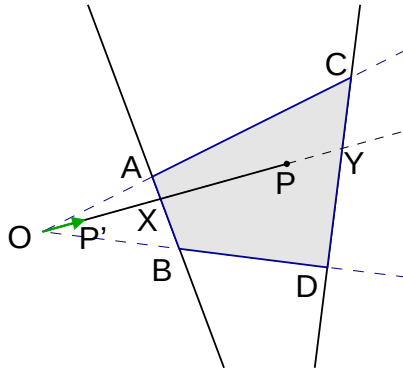


Figure 2: Determining if point P is inside a cone delimited by bottom (A, B) and top edges (C, D)

Anything closer to the cone origin is considered outside the cone.

When the cone hits an obstacle, the reflection line defines the *top edge* at polar coordinates $C(\varphi_1, d_3)$ and $D(\varphi_2, d_4)$. The cone is no longer open and extending into infinity. Anything behind the top edge becomes outside the cone. The cone is then a quadrilateral defined by polar coordinates $A(\varphi_1, d_1)$, $B(\varphi_2, d_2)$, $D(\varphi_2, d_4)$ and $C(\varphi_1, d_3)$ (figure 2).

Interior of Cones To determine if a point $P(\varphi_P, d_P)$ (relative to the cone origin O) is *inside* the cone, a series of tests must be followed:

1. The angle φ_P must lie in the interval of the boundary angles $\varphi_P \in \langle \varphi_1, \varphi_2 \rangle$ which is equivalent to:

$$\begin{aligned} \varphi_1 \leq \varphi_P \leq \varphi_2, & \quad \varphi_1 \leq \varphi_2 \\ \varphi_1 \leq \varphi_P < 2\pi \vee 0 \leq \varphi_P \leq \varphi_2, & \quad \varphi_1 > \varphi_2 \end{aligned} \quad (1)$$

2. The point distance d_P must lie within the bottom and top boundaries (if defined). Since only the cone side distances $d_1 \dots d_4$ are known, the distances corresponding to angle φ_P must be interpolated.

$$d_P \in \langle DI(\varphi_P, O, A, B), DI(\varphi_P, O, C, D) \rangle, \quad (2)$$

where $DI(\varphi_P, O, A, B)$ is the *distance interpolation function* working in polar coordinates:

$$DI = \frac{(B_y - A_y)(A_x - O_x) - (B_x - A_x)(A_y - O_y)}{(B_y - A_y) \cos \varphi_P - (B_x - A_x) \sin \varphi_P}. \quad (3)$$

If the denominator part of (3) is zero, the vector $\overline{OP}$ is parallel to vector $\overline{AB}$ and there is no intersection.

2.2. Propagation of Cones

The cone propagation algorithm works in a few simple steps:

1. Create the initial cone(s) spanning all spatial angles
2. Repeat for each newly created cone:

- (a) Find the nearest wall segments *visible* from the cone
- (b) For each reflection edge:
 - i. Create a new reflected cone (if possible)
 - ii. Create a new refracted cone (if possible)
 - iii. Create new diffraction cone(s) (if possible)
- (c) Find all listeners inside the cone and determine the sound paths from the sound source

3. Continue at point 2 if new cones were created

The algorithm performs a breadth-first search. In each iteration, another level of reflections is calculated. The number of ‘active’ cones grows exponentially, but the actual growth rate depends on the complexity of the simulated model. The more wall segments, the more split cones will have to be created.

2.3. Reflected Cones

Once the list of visible edges is ready, the cone may try to reflect from all the edges. Not all edges have to be reflective, some edges (e.g. the ‘world’ boundary) may be set up with infinite attenuation to stop all ‘leaked’ cones from bouncing back into the model space.

The original cone C_0 is split into n narrower cones exactly covering each visible edge E_i (figure 3). The cone origin O_0 is mirrored by each edge E_i to produce the new cone C_i origin O_i . The edge E_i becomes the new cone’s bottom edge $\overline{A_i B_i}$ (figure 4).

The reflected cones accumulate the *reflection attenuation* coefficients from the parent cones. When the reflection attenuation exceeds a threshold value, the cone propagation may be stopped, because its contribution to the overall sound field is negligible.

The *distance attenuation* may be estimated at this step too, but the exact distance from the sound source may not be determined until the listener is found. The cone’s boundaries lie at different distances from the origin and thus it is impossible to tell how *far* the cone is as a whole. If the estimated distance attenuation exceeds a threshold value, the cone may also be removed from further simulation because it is no longer significant. This rule can eliminate cones reflecting across huge distances throughout the model and can speed up the whole simulation.

2.4. Refracted Cones

Refraction may occur on any edge having a finite transmission attenuation. Acoustically insulating materials will have a very high attenuation and may be considered non-transmissive if their thickness is large enough to attenuate the sound waves below the threshold of hearing (0 dBA).

The cone refraction must take the *index of refraction* (IOR) into account. This means that the refracted cone points in a different direction than the incident cone. This

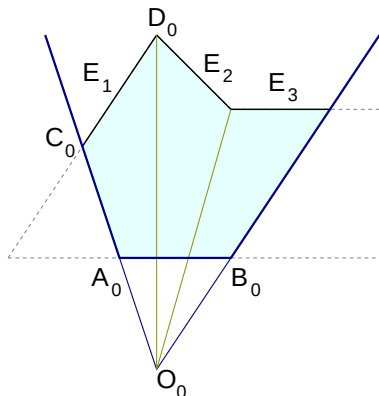


Figure 3: Splitting the cone C_0 before calculating reflected cones

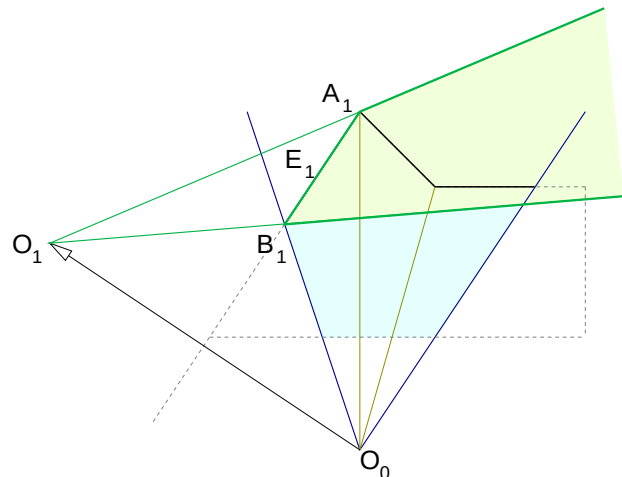


Figure 4: Reflecting cone C_0 around edge E_1 creates a new cone C_1

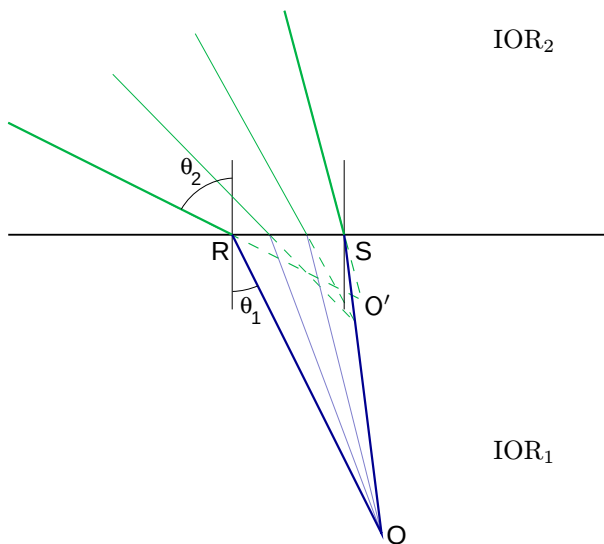


Figure 5: Cone refraction on a boundary with IOR of 2 : 1

in turn means that the refracted cone's origin will also be at a different place (figure 5).

According to *Snell's Law*, the incident ray will be refracted at angle θ_2 :

$$\theta_2 = \arcsin\left(\frac{\text{IOR}_1}{\text{IOR}_2} \cdot \sin \theta_1\right) = \arcsin\left(\frac{c_2}{c_1} \cdot \sin \theta_1\right). \quad (4)$$

Unfortunately, wave refraction is not a linear transformation in terms of angles. The refracted rays do not have a common intersection point so we cannot determine the *exact* origin O' of the refracted cone. The most obvious choice—the intersection of the refracted cone boundaries passing through points R and S—seems to be an acceptable approximation of the cone origin because all the interior rays will be still contained within the cone. If the width of the refracted cone is too large and the interior

would be too skewed, the cone can be split into several narrower ones which would match the actual refracted ray trajectories more accurately.

Total Reflection As with the light waves, the sound waves can also undergo a *total reflection*, where all the wave energy is reflected back and none is transmitted into the wall segment¹. This is possible if the incident sound waves hit the wall edge at an angle greater than the *critical angle* θ_{crit}

$$\theta_{\text{crit}} = \arcsin\left(\frac{\text{IOR}_2}{\text{IOR}_1}\right) = \arcsin\left(\frac{c_1}{c_2}\right). \quad (5)$$

Total reflection can occur only if the sound cone is moving from a dense to a less dense medium ($\text{IOR}_1 > \text{IOR}_2$). The medium density is inversely proportional to its wave propagation speed, hence total reflection requires that $c_1 < c_2$.

Virtually all liquid and solid materials exhibit sound propagation speeds higher than that of air and their relative IOR is smaller than 1. Air is therefore a 'denser' medium than e.g. water or steel.

For example, the critical angle θ_{crit} for the boundary of air—concrete is $\theta_{\text{crit}} = \arcsin\left(\frac{343}{1700}\right) \doteq 11.6^\circ$ and for air—steel it is $\theta_{\text{crit}} = \arcsin\left(\frac{343}{5000}\right) \doteq 4^\circ$. Such small angles sufficient for total reflection explain why concrete, brick or metal corridors convey sound so well, while giving it a very characteristic sharp timbre at the same time.

Since the angle of incidence of various parts of the sound cone is not constant, some parts of the cone may be reflected totally ($\theta_1 > \theta_{\text{crit}}$), while other parts (the ones closest to the wall edge normal vector where $\theta_1 < \theta_{\text{crit}}$) will

¹We assume that all walls are perfectly rigid and cannot transform wave energy into their own independent vibrations or dissipate it as heat.

be both reflected and refracted into the wall. The proportion of the refracted wave energy must be determined from the ratio of the total reflection zone width and the whole cone top edge width. Since wave energy density decreases with distance from the source, the different distances at each part of the cone must be considered too. The best approach seems to be to split the cone at the critical angle and process each part separately.

3. Determining the Sound Path

When simulating the propagation of sound cones, it is important to find all intersections of the cones with the listeners. The ways how to figure out if any point (listener) is inside the cone are described in the above sections. When the listener is found inside a cone, the whole path connecting it to the source must be found.

3.1. Direct Sound Path

If no refracted or diffracted cones exist in the hierarchy of cones linking the source and the listener, the sound path is a simple line between the virtual sound source (the origin of the intersecting cone) and the listener itself. The observed sound intensity (in $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$) will be exponentially decaying (or linearly decreasing in dB) with the distance travelled in each cone $\mathcal{C}_i$ due to internal friction of the medium as well as due to energy loss in each reflection. The intensity will be also inversely proportional to the distance due to wave spreading (the cone width is linearly increasing with the distance and the total energy it conveys is constant except for friction losses). The product of reflection attenuation coefficients must be also considered in the calculation. The intensity at the listener is

$$I = I_0 \cdot \frac{1}{\sum_{i=0}^n d_i} \cdot \prod_{i=0}^n e^{-\lambda_i d_i} \cdot \prod_{i=1}^n g_i, \quad (6)$$

where λ_i is the propagation attenuation of the i -th cone $\mathcal{C}_i$ per distance unit, d_i is the actual distance travelled in the cone and g_i is the reflection attenuation coefficient (gain) at the i -th boundary ($g_i \leq 1$).

The products in equation (6) can be better expressed as sums of attenuation coefficients expressed in decibels.

$$I_{\text{dB}} = I_{0\text{ dB}} - 10 \log \sum_{i=0}^n d_i - \sum_{i=0}^n \lambda_{i\text{ dB}} d_i - \sum_{i=1}^n g_{i\text{ dB}} \quad (7)$$

The time delay τ will be equal to the sum of propagation delays in each cone along the sound path. Each cone may have a different sound propagation speed c_i .

$$\tau = \sum_{i=0}^n \frac{d_i}{c_i} \quad (8)$$

The intensity and delay define one point of the desired impulse response

$$h(\tau) = I. \quad (9)$$

3.2. Refracted Sound Path

Unlike the previous case, finding the *exact* sound path through refracted sound cones is a difficult task. The main reason is that the relationship between the incident and refracted ray angle is not a *linear* function (see equation (4)).

According to Fermat's Principle, the actual path between two points taken by a beam of light (or sound) is the one which is traversed in the least time. If the two points lie across a refractive boundary, the trajectory is no longer a straight line, but it breaks at the boundary according to Snell's Law.

To determine the path, we must construct the propagation time function $t(\theta)$ for the incident angle θ , derive it and find its local minimum. Once found, we know at which angle to send the incident ray towards the boundary so that it reaches the listener. Finding the function extreme analytically is a time-consuming task and its complexity grows enormously with the number of consecutive refractions. It is not viable to try to look for an accurate analytical solution in our simulation algorithm so we must find a simpler way at the expense of precision.

Once we determine the exact sound path, the sound intensity and propagation delay are calculated the same way as in the case of direct sound path.

Refracted Sound Path Binary Search Algorithm

We can find an approximate value of the incident angle θ iteratively using a binary search algorithm. The algorithm will divide the initial cone $\mathcal{C}_0$ into two cones of half width, trace the division line across all reflections and refractions to the last (n -th) cone $\mathcal{C}_n$ containing the listener L and figure out if the listener is on the left or right side of the division line. The half containing the listener is subdivided again and the algorithm iterates until the listener is enclosed by a 'sufficiently' narrow cone.

We shall also define two points U, V in every iteration step so that each of them lies on one cone boundary at the same distance as the distance of the listener L from the last cone $\mathcal{C}_n$ origin O_n (see figure 6). This would ensure identical propagation times from the last cone origin to either of these points and to the listener if there was no refraction.

$$\|\overline{O_n U}\| = \|\overline{O_n V}\| = \|\overline{O_n L}\| \quad (10)$$

The iteration is terminated if the propagation times $t(\varphi_1)$ and $t(\varphi_2)$ from O_0 to points U, V differ less than a predefined Δt (or if the maximum number of iterations is exceeded)

$$|t(\varphi_1) - t(\varphi_2)| \leq \Delta t, \quad (11)$$

where φ_1 and φ_2 are the boundary angles of the 'narrowed' enclosing initial cone $\mathcal{C}'_0$.

Once found, the desired *estimate* of the incident angle θ is calculated as the axis of the 'narrowed' enclosing initial cone $\mathcal{C}'_0$:

$$\theta \doteq \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2}. \quad (12)$$

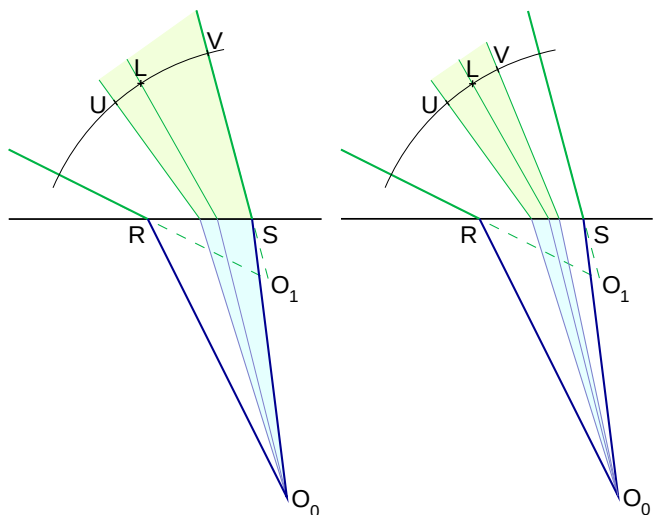


Figure 6: Two iterations of a sound path binary search algorithm

For maximum precision, the Δt should be set to the smallest discrete time quantum, i.e. the impulse response sampling rate:

$$\Delta t = T_s = \frac{1}{f_s}. \quad (13)$$

Refracted Sound Path Backtracing Algorithm

If even less precision is sufficient, we may cast a ray from the listener L to the last (n -th) cone's origin O_n , determine its intersection I_n with the cone bottom edge vector $\overline{A_n B_n}$. Then cast another ray from point I_n to the previous cone's origin O_{n-1} , etc. until we find the intersection I_1 with the initial cone's top edge $\overline{A_1 B_1}$. The vector $\overline{O_0 I_1}$ defines the approximate incident angle θ (see figure 7).

This algorithm's accuracy is affected by the fact that the refracted cone origins O_i cannot be determined precisely because the refracted rays do not have a *single* intersection point (see figure 5 on page 11).

Once we determine the exact sound path, the sound intensity and propagation delay are calculated the same way as in the case of direct sound path except that g_i is the *refraction attenuation* coefficient (gain) in this case. See equations (6) and (8) on page 12.

3.3. Diffracted Sound Path

The diffraction cone $\mathcal{C}_d$ acts as a new initial cone. It has no bottom boundary. The diffracted sound is approximated to originate at the corner around which the sound waves have bent. This will also produce the shortest sound propagation times, on par with Fermat's Principle.

We can use the *backtracing* algorithm to find the sound path again. We start at the listener L and project rays to the cone origins O_i backwards from the last to the first cone (figure 8). The sequence of points $L, O_n, O_{n-1}, \dots, O_1, O_0$ defines the sound path of diffraction.

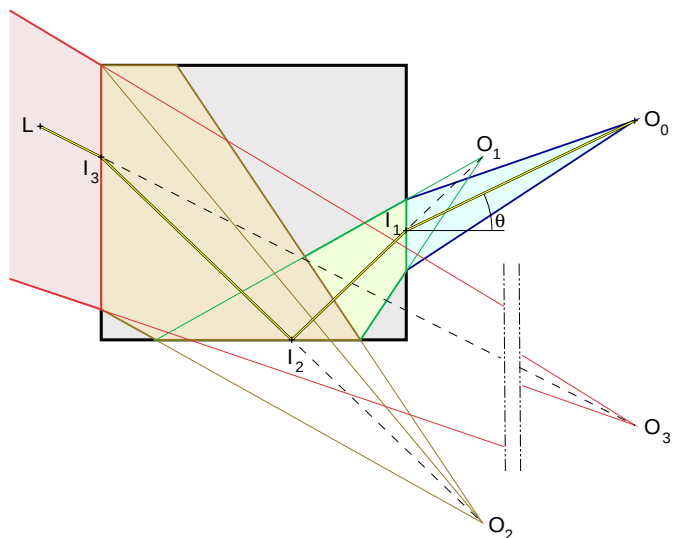


Figure 7: Tracing refracted path from listener L back to the sound source O_0

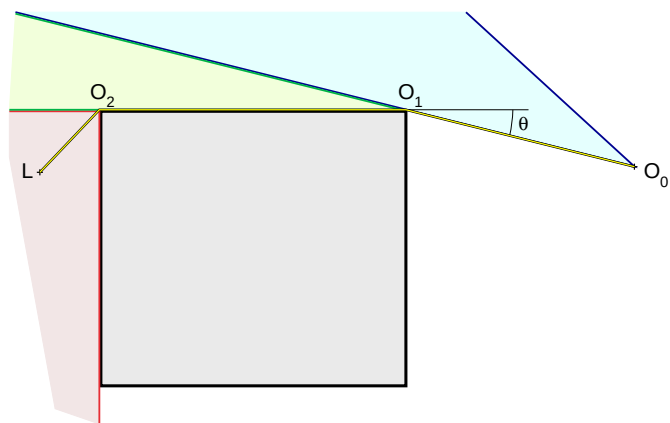


Figure 8: Tracing diffracted path from listener L back to the sound source O_0

The sound intensity in the diffracted cone depends on the degree of bending and therefore also on the angle inside the cone. High frequencies are attenuated more than low frequencies, so a proper low-pass filter must be inserted to this sound path's frequency characteristic.

Naturally, reflection, refraction and diffraction can occur in any order and combination during cone propagation simulation. The path-finding algorithm must be ready to handle all situations.

4. Examples

This section will demonstrate the algorithms presented in this paper on two models: two simple rooms separated by a solid wall and a complex concrete bunker. Special emphasis is put on sound wave refraction and transmission through the walls.

4.1. Two Rooms Separated by a Concrete Wall

This is a simple experiment demonstrating transmission of sound through a concrete wall (i.e. occlusion) between two rectangular rooms.

The scene in figure 9 consists of two rooms of identical dimensions 7×9 m. The rooms are surrounded by 0.5 m thick solid concrete walls. The sound source is placed near the center of the left room. Listener Mic2 is in the second room and relies purely on sound transmission.

The wall reflection attenuation coefficient was set to 3 dB and the wall refraction attenuation coefficient was set to 20 dB. The Src sound source intensity $I_{0\text{dB}}$ is 60 dB. Both the source and the listener are omnidirectional.

Figure 9 shows the sound paths during the early 5 reflections. We can see the sound waves being refracted in and out of the walls and reaching both listeners. The intensity of the transmitted waves is decreasing quickly because of higher attenuation of the concrete walls and also because of the 20 dB refraction attenuation.

Figure 10 contains the impulse response calculated for 10 reflections. There is a large number of lower-intensity peaks making the whole impulse response less regular.

The polar graph of the listener in figure 11 reveals that the transmitted sound waves tend to be limited to a few symmetrical groups of angles. This is because only incident angles smaller than the air–concrete critical angle of 11.64° can be refracted and transmitted to the other room.

The simulation algorithm used 37428 cones of up to 10th order to find 1278 unique sound paths between the source and the listener.

4.2. Concrete Bunker

This is an experiment demonstrating transmission of sound through a complex concrete bunker with a pair of steel doors.

The scene in figure 12 consists of two rooms: the bunker main room and the airlock. The bunker's outer dimensions are 20×20 m. The concrete walls are 1 m thick. The airlock is sealed by two solid steel doors 0.3 m thick. The sound source is placed near the top slightly right off the center. Listener Mic1 is located in the airlock. It relies on sound transmission to hear anything.

The concrete wall reflection attenuation coefficient was set to 2 dB and the wall refraction attenuation coefficient was set to 20 dB. The Src sound source intensity $I_{0\text{dB}}$ is 70 dB. Both the source and the listener are omnidirectional.

Figure 13 on page 16 shows the sound paths during the early 10 reflections. We can see a massive number of reflected sound paths. Most sound waves are refracted into the airlock wall, some pass through the inner door (Mic1 only). Listener Mic2 can hear only sounds coming from a narrow cone in the nearest wall. The rules of refraction do not allow any sound to escape anywhere else and reach

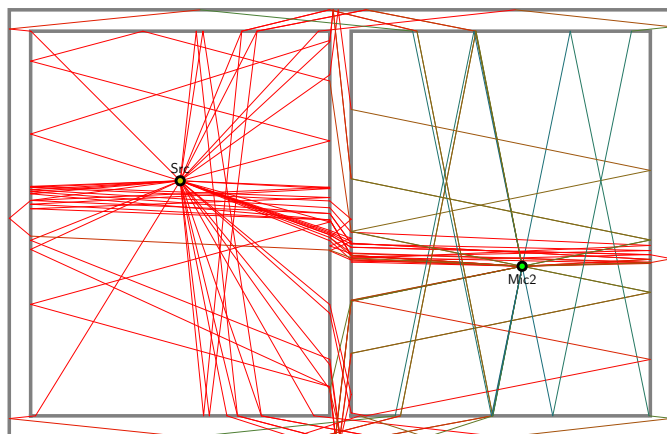


Figure 9: Sound paths in two rooms separated by a concrete wall (max. 5 reflections)

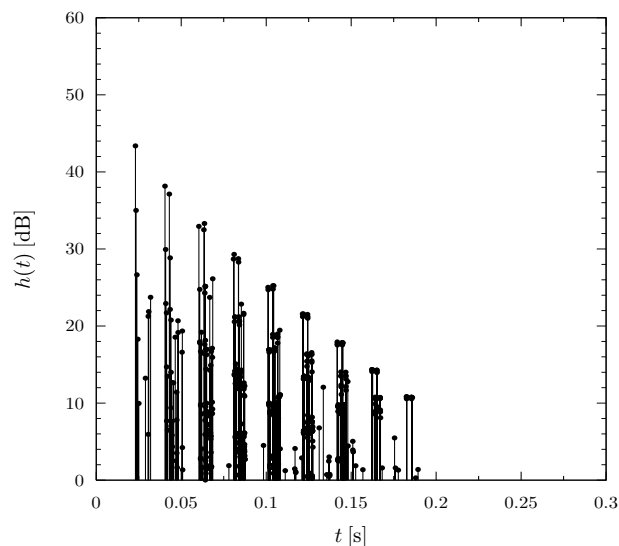


Figure 10: Impulse response between two rooms separated by a concrete wall (max. 10 reflections)

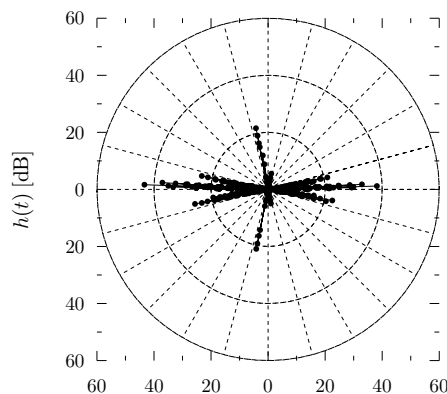


Figure 11: Angular distribution graph of impulse response between two rooms separated by a concrete wall

the listener because there are no reflecting objects outside the bunker.

Figure 14 contains the impulse response calculated for 10 reflections. We can see that the first few impulses are weaker than the main impulse corresponding to the shortest path. The early impulses are the result of sound transmission through the concrete walls. Since sound moves about 5 times faster in concrete than in air, it is possible that sound waves travelling a longer distance through the walls will reach the listener sooner than waves propagating mostly through air.

The polar graph of the listener in figure 15 shows that the listener can hear sounds coming from several directions, but mostly from the top and bottom walls. Listener Mic2 standing outside can hear the sound coming right out of the nearest wall even though the sound source is in a different direction from him.

The simulation algorithm used 167665 cones of up to 10th order to find 194 unique sound paths between the source and the listener Mic1 and 52 sound paths reaching the listener Mic2.

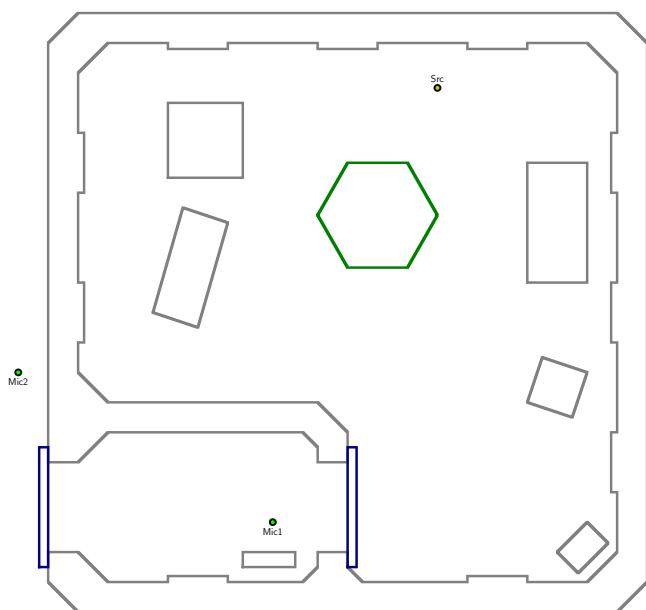


Figure 12: Concrete bunker with steel doors model setup

5. Conclusion

The algorithm published in [3] and summarized in this paper differs from the currently published methods by adding sound wave refraction. Many existing methods use edge diffraction based on the Geometrical Model of Diffraction [7, 8, 9], but none take sound transmission into account.

The initial experimental results using 2-D models reveal a promising potential of this simulation method. The method can be further improved by adding material filters and air absorption. Full 3-D implementation is pending.

References

- [1] Arnošt, V.: *Discrete Simulation of Sound Wave Propagation*. MOSIS 2000 Proceedings, roč. I. (2000), MARQ, Rožnov pod Radhoštěm, Czech Republic, 2000, pp. 241–246, ISBN 80-85988-44-5.
- [2] Arnošt, V.: *Počítačová simulace šíření zvuku*. Proceedings of the 1st Conference of Czech Student AES Section on Audio Technologies and Processing, roč. 1. (2000), FEI VUT Brno, Brno, Czech Republic, 2000, pp. 76–79, ISBN 80-214-1602-5.
- [3] Arnošt, V.: *Simulation of Spatial Sound Propagation*. Dissertation Thesis, Brno University of Technology, Brno, Czech Republic, 2006.
<http://www.fit.vutbr.cz/~arnost/papers/Arnost-Thesis2006-final.pdf>
- [4] Borish, J.: *Extension of the image model to arbitrary polyhedra*. Journal of the Acoustical Society of America, Volume 75(6), June 1984, pp. 1827–1836.
- [5] Funkhouser, T., Min, P. and Carlbom, I.: *Real-Time Acoustic Modeling for Distributed Virtual Environments*. Computer Graphics (SIGGRAPH 99 Proceedings), Addison-Wesley, USA, 1999, pp. 365–374, ISBN 0-201-48560-5.
- [6] Funkhouser, T., Tsingos, N., Carlbom, I., Elko, G., Sondhi, M., West, J. E.: *Modeling Sound Reflection and Diffraction in Architectural Environments with Beam Tracing*. Forum Acusticum, Sevilla, Spain, September, 2002.
- [7] Lokki, T., Svensson, P. and Savioja, L.: *An Efficient Auralization of Edge Diffraction*. Audio Engineering Society, Proceedings of the 21st International Conference, St. Petersburg, Russia, 2002.
- [8] Lokki, T.: *Physically-based Auralization – Design, Implementation, and Evaluation*. Dissertation Thesis, Helsinki University of Technology, Espoo, Finland, 2002, ISBN 951-22-6157-X.
- [9] Svensson, P.: *Time domain models of edge diffraction*. Norwegian University of Science and Technology, Trondheim, Norway, 2005.
<http://www.iet.ntnu.no/~svensson/ED.html>
- [10] Tsingos, N.: *A Geometrical Approach to Modeling Reflectance Functions of Diffracting Surfaces*. Bell Labs Technical Report 10009662-000802-04TM, USA, March 2000.

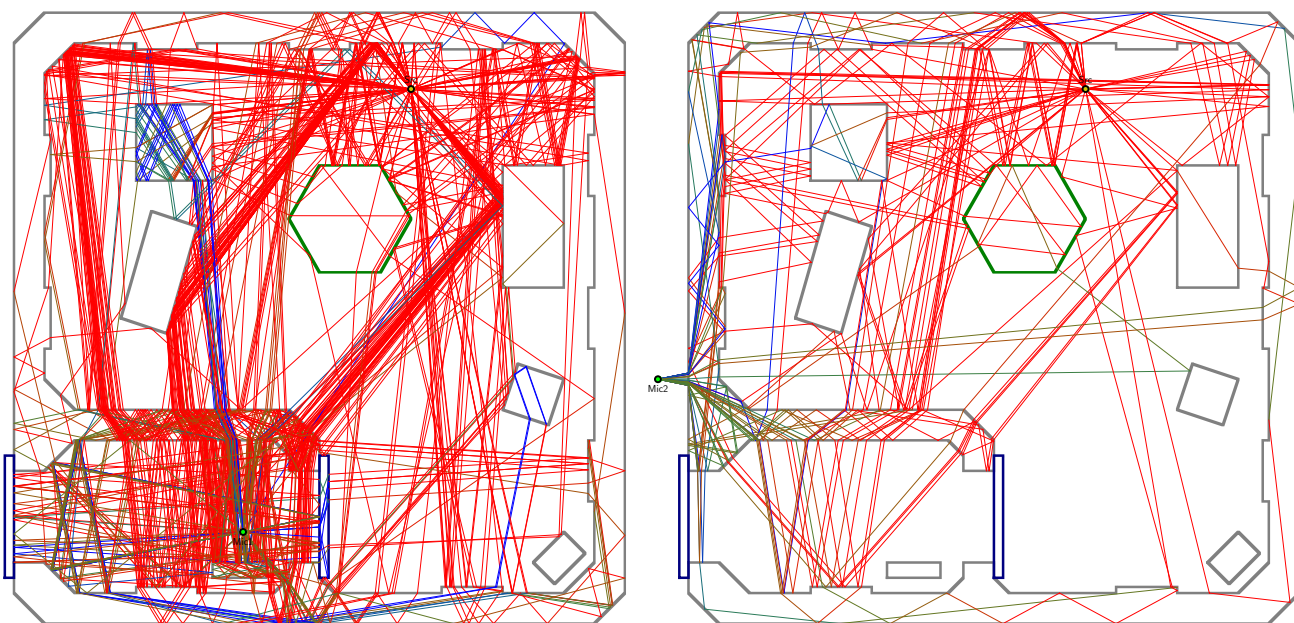


Figure 13: Sound paths in the concrete bunker model (max. 10 reflections)

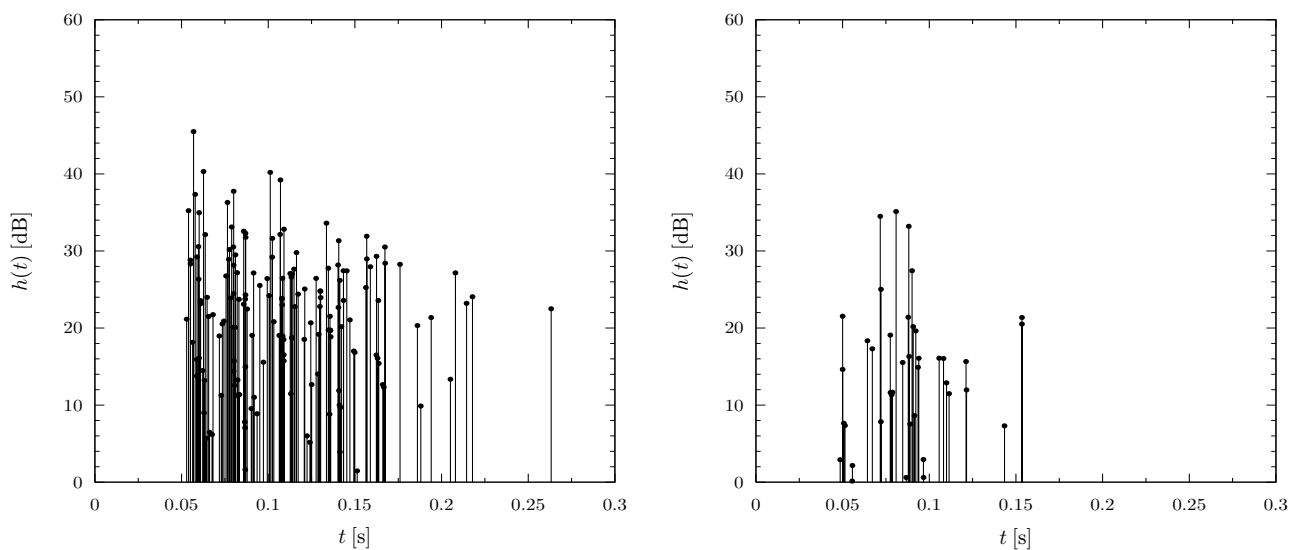


Figure 14: Impulse responses in the concrete bunker model (max. 10 reflections)

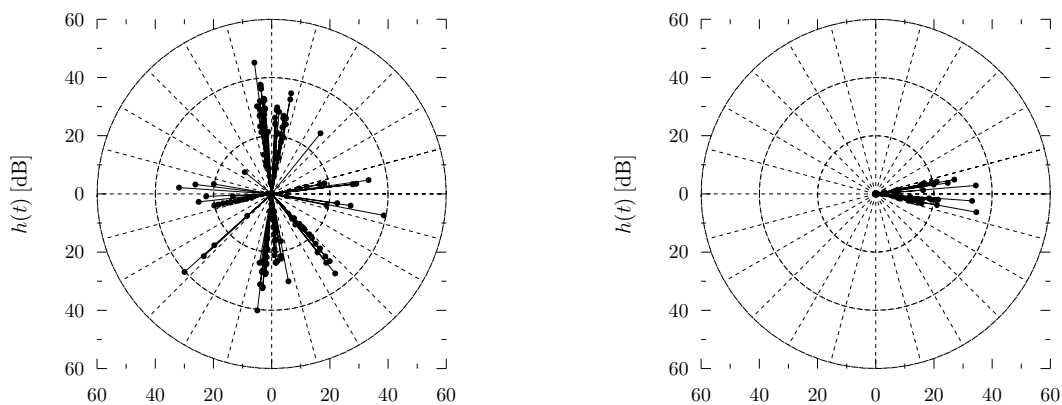


Figure 15: Angular distribution graphs of impulse responses in the concrete bunker model (max. 10 reflections)



No. 3 · pp. 345–499 · May/June 2006 E 21 466 · ISSN 1610-1928

Volume 92

ACTA ACUSTICA

UNITED WITH

ACUSTICA

The Journal of the European Acoustics Association (EAA) · International Journal on Acoustics

Table of Contents

Scientific Papers

General Linear Acoustics

- C. Guianvarc'h, J.-N. Durocher, M. Bruneau, A.-M. Bruneau**
Improved Formulation of the Acoustic Transfer Admittance of Cylindrical Cavities 345

- L. Le Marrec, P. Lasaygues, T. Scotti, C. Tsogka**
Efficient Shape Reconstruction of Non-Circular Tubes Using Broadband Acoustic Measurements 355

Atmospheric Sound

- D. Heimann**
Sound Propagation in a Nocturnal Slope-Wind Layer – A Numerical Model Study 362

Ultrasonics

- S. Lin**
Study on the Coupled Vibration of Compound Ultrasonic Vibrating System 370

Structural Acoustics

- O. A. B. Hassan**
Force Mobility of an Elastic Stratum over a Rigid Base. Part I: Approximate Solution 378

- O. A. B. Hassan**
Force Mobility of an Elastic Stratum over a Rigid Base. Part II: Exact Solution 390

- M. C. Djamaa, N. Ouelaa, C. Pezerat, J. L. Guyader**
Mechanical Radial Force Identification of a Finite Cylindrical Shell by an Inverse Method 398

Environmental Noise

- L. Volberg, M. Kulka, C. A. Sust, H. Lazarus**
Speech Intelligibility and the Subjective Assessment of Speech Quality in Near Real Communication Conditions ... 406

Computational and Numerical Acoustics

- S. M. Hasheminejad, M. Azarpeyvand**
Sound Pressure Attenuation in an Acoustically Lined Parallel-Plate Duct Containing an Off-Centre Cylindrical Radiator 417

- S. Marburg, F. Dienerowitz, D. Fritze, H.-J. Hardtke**
Case Studies on Structural-Acoustic Optimization of a Finite Beam 427



S. Hirzel Verlag · Stuttgart

III



No. 3 · pp. 345 – 499 · May/June 2006 E 21 466 · ISSN 1610-1928

Volume 92

ACTA ACUSTICA

UNITED WITH

ACUSTICA

The Journal of the European Acoustics Association (EAA) · International Journal on Acoustics

Hearing, Audiology and Psychoacoustics

H. Hachhiboğlu, F. Murtagh

An Observational Study of the Precedence Effect 440

B. Espinoza-Varas, H. Jang

Backward-Masked Frequency Discrimination by Young And Older Adults: Effects of Masker Level Variability 457

Speech

H. Hatzikirou, W. T. Fitch, H. Herzel

Voice Instabilities due to Source-Tract Interactions 468

Musical Acoustics

M. Wegener, S. Bergweiler, D. Zscherpel, W. Wirges, R. Gerhard-Multhaupt

Detection of Elliptical Oscillations and Monopole Breathing of Organ-Pipe Bodies with Piezoelectric Polymer Sensors 476

Technical and Applied Papers

L. Bychto, M. Maliński

Thermoacoustic Investigations of Air Tightness of Electronic Devices 482

Short Communications

S. Blairs

Sound Velocity in Liquid Metals and the Hard-Sphere Model 488

S. Blairs

Velocity of Sound in Liquid Metals at Melting Temperature 490

A. Belkacem, M. E. Zakharia, K. Besbes

A Fast Algorithm for 3D Planar Synthetic Aperture Imaging 493

European Acoustics Association News 497

Upcoming Events 497

Instructions for Authors 499

Editorial Board 500



Akustické listy: ročník 12, číslo 3 září 2006

ISSN: 1212-4702

Vydavatel: Česká akustická společnost, Technická 2, 166 27 Praha 6

Vytisklo: Nakladatelství ČVUT, výroba

Počet stran: 20

Počet výtisků: 200

Redakční rada: M. Brothánek, O. Jiříček, J. Kozák, R. Čmejla, F. Kadlec, J. Štěpánek, P. Urban, J. Burčík

Jazyková úprava: R. Svobodová

© ČsAS

Uzávěrka příštího čísla Akustických listů je 24. listopadu 2006.

NEPRODEJNÉ!