AKUSTICKÉ LISTY

České akustické společnosti
www.czakustika.cz

ročník 21, číslo 1–2 červen 2015

Obsah

ČESKÁ AKUSTICKÁ SPOLEČNOST

Vážení kolegové,

v předcházejících letech jste v prvním čísle Akustických listů na tomto místě nacházeli zápis z Valné hromady České akustické společnosti, kde jste se mohli dočíst, kdo byl zvolen do Rady společnosti, co se stalo v roce minulém, případně co se chystá na rok příští. Novela občanského zákoníku nám však přichystala zásadní legislativní změnu fungování naší společnosti a tu se vám zde pokusím osvětlit.

Především se nám změnil oficiální název, nyní jsme Česká akustická společnosti, z. s. Zkratka „z. s." znamená zapsaný spolek, což představuje jedinou občanským zákoníkem povolenou právní formu organizací, jako je ta naše. Náš spolek je zapsán ve spolkovém rejstříku vedeném u Městského soudu v Praze, oddíl L, vložka 5446. S tím souvisí spisová značka „L 5446 vedená u Městského soudu v Praze", která je nedílnou součástí našeho oficiálního názvu. K tomu nám zůstalo naše identifikační číslo (IČ dříve IČO) 00538027.

Nejvyšším orgánem spolku je Členská schůze, která nahradila naše Valné hromady. První členská schůze se konala 22. ledna 2015 a schválila nové stanovy spolku stejně jako tříčlennou radu spolku, která je nyní ve složení Ondřej Jiříček – předseda, Vilém Kunzl – místopředseda a Marek Brothánek – sekretář. Pouze tito členové mají právo vystupovat jménem spolku a ke každému právnímu úkonu jsou potřeba alespoň dva. Všechny dokumenty včetně obsazení statutárního orgánu (rady) lze nalézt v spolkovém rejstříku na webu. Všechny informace jsou také na webu společnosti, proto je již nadále v Akustických listech nebudeme zveřejňovat.

Navzdory změnám, které nám vnutil nový občanský zákoník, se pokusíme zachovat vše tak, jak byli naši členové zvyklí, tedy společnost bude nadále řídit větší rada složená z předsedů odborných skupin a dalších kooptovaných členů a budeme se snažit dvakrát do roka uspořádat akustický seminář, kde se mohou členové setkávat a zároveň seznamovat s novinkami z oboru.

Rád bych při této příležitosti také obrátil vaši pozornost na webové stránky společnosti www.czakustika.cz, kde i nadále budou uveřejňovány aktuality týkající se dění v naší společnosti. Je zde také uzavřená část, ve které naleznete sborníky ze seminářů a především si zde můžete upravit svá osobní data. Logovací jméno na tyto stránky je vaše osobní číslo a heslem je prvních sedm cifer rodného čísla, pokud jste si ho již nezměnili. Ocenili bychom, kdybyste si dali do pořádku především e-mailové adresy, abychom vás mohli upozorňovat na semináře a odborné přednášky. Jiných spamů se nemusíte obávat.

Doufám, že pro většinu členů bude naše společnost plnit úlohu prostoru pro setkávání s kolegy z oboru a naše akce i Akustické listy pro vás budou zdrojem nových informací, tak jak tomu bylo i v minulých letech.

Ondřej Jiříček

Za Josefem Novákem

Josef Novák se narodil 4. září 1947 v učitelské rodině v Dašicích u Pardubic. Snad právě tato okolnost způsobila, že po absolvování oboru sdělovací elektrotechnika na Fakultě elektrotechnické ČVUT v Praze nastoupil jako pedagog na tehdejší Filmové a televizní průmyslové škole v Čimelicích. Záhy ovšem na kariéru středoškolského profesora rezignoval a stal se pracovníkem akustického oddělení Výzkumného ústavu zvukové, obrazové a reprodukční techniky (VÚZORT) v Praze. Zde získal titul kandidáta věd a začal rozvíjet svoji všeobecnou angažovanost v oboru akustiky. Ve své výzkumné práci se věnoval především problémům v oblasti působení hluku na člověka, ať již ve vztahu ke srozumitelnosti řeči, či šíření hluku ve vnitřním a venkovním prostředí. Kromě své odborné činnosti, díky které postupně získával pozice nejen v československé, ale i v evropské a světové akustické obci, se angažoval i společensky, významně se podílel na snahách vedení ústavu o získání vlastní budovy pro VÚZORT a po roce 1989 byl jedním z kandidátů na ředitele ústavu. Tyto snahy ovšem skončily zároveň s transformací výzkumného ústavu na akciovou společnost mířící do prvního kola kuponové privatizace. I zde Josef Novák nezůstával stranou, stal se největším individuálním akcionářem společnosti a věnoval velké úsilí přeměně organizace výzkumného charakteru na fungující obchodní společnost. Přesto nezůstával slepý k okolnímu dění, takže záhy pochopil marnost této snahy a v roce 1994 spolu s dalšími dvěma kolegy z trosek akustického oddělení založil společnost Akustika Praha. Právě Josef Novák byl otcem myšlenky i autorem názvu společnosti. Ačkoliv byly obchodní schopnosti „otců zakladatelů" téměř nulové, společnost si díky své odborné úrovni dokázala v průběhu několika let vybudovat nezastupitelnou pozici na českém trhu a dnes patří k nejvýznamnějším subjektům ve svém oboru.

Přes všechnu práci spojenou s budováním a vedením společnosti Akustika Praha neustával Josef Novák ve svých společenských aktivitách, takže se celkem logicky stal předsedou České akustické společnosti, jejímiž členy byli od počátku a jsou dodnes nejvýznamnější osobnosti z oboru akustiky v České republice. Z pozice předsedy společnosti pokračoval v rozvíjení mezinárodní spolupráce, využívaje k tomu své kontakty z doby působení ve VÚZORT i z další činnosti. Tato jeho aktivita přinesla i přes obavy řady kolegů výsledek v podobě úspěšného uspořádání jednoho z nejvýznamnějších světových akustických kongresů, Inter-Noise, v roce 2004 v Praze.

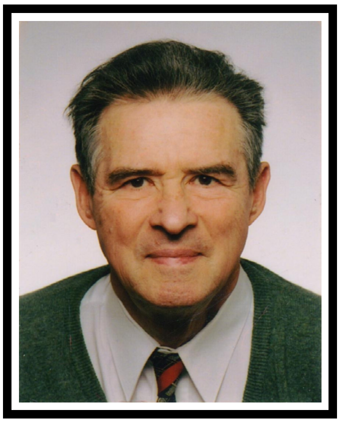
Již v době své práce ve VÚZORT se Josef Novák začal podílet na práci v oblasti normalizace. Tuto svoji činnost nepřerušil ani po založení vlastní společnosti a jako dlouholetý předseda Technické normalizační komise č. 8 se zasloužil o kvalitní překlady řady mezinárodních norem i o vznik dalších významných dokumentů v oblasti akustiky.

Přes svoji velikou angažovanost pracovní i společenskou v oboru akustiky si po celá léta nacházel čas i na své mimopracovní lásky. Jednou z nich byla nesporně hudba. Jako člen rockové kapely se v letech studia na pracovišti FEL ČVUT v Poděbradech krátce věnoval hře na klavír, jako posluchač dával ovšem téměř výhradně přednost hudbě symfonické a vokální. Byl dlouholetým abonentem cyklů České filharmonie, s jejímiž členy ho postupně pojily v rámci práce v oboru akustiky i osobní kontakty, a není náhodou, že jeho synové mají jména dvou významných českých hudebních skladatelů. Stejně tak horoval Josef Novák pro výtvarné umění, především malířství, a nebylo mu zatěžko věnovat čas studiu několika semestrů dějin umění, aby tuto svoji lásku podepřel i odbornými znalostmi. Byl též velmi dobrým fotografem, opět s potřebnými teoretickými znalostmi z tohoto oboru.

Josef Novák přes jednoznačnou prioritu, se kterou se angažoval v oboru akustiky, věnoval nemalou část svého času i řadě dalších aktivit a lze jen s obdivem sledovat, v jakém rozsahu. Jeho dílo zůstalo nedokončeno, zákeřná nemoc ukončila jeho život zcela nečekaně, uprostřed práce, které se do posledních dnů nepřestal věnovat. Odešel náhle a zůstává tu po něm prázdné místo.

Tomáš Rozsíval

In memoriam – prof. Zdeněk Škvor



Není snadné psát tyto řádky. Dne 24. března 2015, ve věku nedožitých osmdesáti let, nás navždy opustil prof. Ing. Zdeněk Škvor, DrSc. Mám za to, že není třeba mnoho dodávat. Pro většinu z nás, co se zabýváme akustikou, byl kolegou, učitelem, rádcem, mentorem a nezřídka mnohem více. Není u nás asi mnoho akustiků, kteří by neznali alespoň nějaký jeho text. Pro mladší generaci je však dobré připomenout, že odešel odborník na elektroakustiku, jehož význam přesahoval hranice naší republiky, a to zejména frankofonním směrem, spoluzakladatel České (tehdy ještě Československé) akustické společnosti a její druhý předseda.

Prof. Škvor se narodil 21. srpna 1935 v Písku. Tam také vystudoval gymnázium. Ve studiích pokračoval na Fakultě elektrotechnické ČVUT, kde absolvoval v roce 1958 v oboru rozhlasová, filmová a televizní technika a poté tam také nastoupil jako odborný asistent. Hned od počátku své profesní kariéry se věnoval elektroakustice, ve které získal postupně kandidaturu (1967), habilitaci (1974), velký doktorát (1986) a profesuru (1986).

Výzkumné aktivity soustředil především na oblast elektroakustických měničů, které byly námětem jak jeho kandidátské práce (elektrostatický měnič), tak i publikací z poslední doby (především náhradní obvody kmitajících těles). V této oblasti je autorem řady patentů a publikací, z nichž připomeňme alespoň monografii Akustika a elektroakustika, vydanou v roce 2001 nakladatelstvím Academia (a reeditovanou nakladatelstvím Česká technika v roce 2012), a knihu Vibrating Systems and Their Equivalent Circuits z roku 1991, vydanou v nakladatelství Elsevier.

Pozoruhodná je i jeho pedagogická činnost. Za hlavní počin může být považováno koncipování doktorského studijního programu v oboru Akustika a výchova mnoha doktorandů. Několikrát působil i jako pozvaný profesor na Université du Maine. Za své vědecké, pedagogické a další zásluhy získal mnohá ocenění jak doma (zlatá Felberova medaile), tak i v zahraničí (zlatá medaile Francouzské akustické společnosti, zlatá medaile na výstavě EUREKA 97 v Bruselu).

Prof. Škvor byl člověk klasického vzdělání, který ovládal latinu, hru na flétnu, byl sadařem, malířem krajinek či portrétů. Práce v oblasti elektroakustických měničů mu pomáhala v boji se zákeřnou nemocí. Ještě necelé dva týdny před jeho skonem jsme spolu připravovali nové projekty. Věnujme mu všichni tichou vzpomínku. Výsledky jeho práce, třeba ve formě jeho poslední knihy Elektroakustika a akustika, nás budou ještě dlouho provázet.

Libor Husník

Akustické listy, **21**(1–2), červen 2015, str. 5–13

Autodemodulační děje v nelineárním zvukovém poli

Self-demodulation Effects in Nonlinear Sound Field

Petr Koníček

ČVUT v Praze, Fakulta elektrotechnická, katedra fyziky, Technická 2, 166 27 Praha 6
e-mail: konicek@fel.cvut.cz

The self-demodulation effects in the finite-amplitude focused sound beam in the thermoviscous fluid is investigated in this paper. Focused acoustic beams of periodic waves with an initially Gaussian amplitude distribution are considered. The numerical algorithm is based on the numerical solution of the nonlinear parabolic Khokhlov-Zabololotskaya-Kuznetsov (KZK) equation in the frequency domain. The presented model enables to study the process of nonlinear generation of a low-frequency signal by the amplitude modulated high-frequency carrier wave. In this paper the usage of the autodemodulation effect to transfer the simple audiosignal is described. The frequency spectra of the autodemodulated waves with frequencies within the hearing range for humans (20 Hz – 20 kHz) are discussed.

1. Úvod

Fokusované nelineární ultrazvukové svazky je možné využít pro přenos audiosignálů na větší vzdálenosti. Ve vhodně amplitudově nebo frekvenčně modulované ultrazvukové nosné vlně dochází vlivem nelineárních interakcí ke vzniku signálu v audiooblasti v poměrně velké vzdálenosti od zdroje. Tento děj nazýváme autodemodulace. Termín zavedl Berktay již v roce 1965 v [1]. Ve své práci ukazuje, že tvar demodulované vlny je úměrný druhé derivaci čtverce vysílané vlny. Tato skutečnost je poměrně zásadní pro využití jevu autodemodulace (viz např. [2]). V této práci bude prezentováno použití tohoto principu pro přenos jednoduchého audiosignálu pomocí modulované ultrazvukové nosné vlny.

Autodemodulační děj probíhá v blízkém poli vysílače, který nazýváme rovněž audioreflektor. Budeme předpokládat, že signál zdroje je v čase periodický. Proto budeme hledat řešení modelové rovnice ve frekvenční oblasti. Modelovou rovnici budeme řešit numericky. Na závěr budeme analyzovat frekvenční složení vlny vzniklé autodemodulací pro různé modulace audioreflektoru.

2. Modelová rovnice

Audioreflektor pracuje s poměrně vysokou hladinou akustické intenzity, při které se již významně projeví nelineární děje. V této práci použijeme KZK rovnici pro popis šíření fokusované vlny konečné amplitudy vyzařované audioreflektorem ([3],[4]). Bezrozměrný tvar této rovnice pro případ osové symetrie můžeme napsat ve tvaru

$$\frac{\partial^2 w}{\partial\sigma\partial\tau'} = \alpha r_0 \frac{\partial^3 w}{\partial\tau'^3} + \frac{r_0}{2l_\mathrm{d}}\frac{\partial^2 w^2}{\partial\tau'^2} + \frac{1}{4G}\left(\frac{1}{\xi}\frac{\partial}{\partial\xi} + \frac{\partial^2}{\partial\xi^2}\right) w, \quad (1)$$

kde w je bezrozměrná akustická rychlost, τ' je bezrozměrný retardovaný čas, σ je bezrozměrná souřadnice ve směru šíření vlny, ξ je bezrozměrná souřadnice ve směru kolmém ke směru šíření vlny, l_d je vzdálenost formování rázu pro rovinnou vlnu ve volném poli, G je fokusační součinitel, α je lineární absorpční koeficient prostředí,

$$w = \frac{v_z}{v_\mathrm{m}}, \quad \tau' = \omega\tau, \quad \sigma = \frac{z}{r_0}, \quad \xi = \frac{r}{R}, \quad (2)$$

kde v_z je akustická rychlost ve směru osy z, v_m je amplituda rychlosti kmitání zdroje na frekvenci nosné vlny, ω je úhlová frekvence nosné vlny, r_0 je difrakční délka (tj. Rayleighův poloměr)

$$r_0 = \frac{\omega R^2}{2c_0}, \quad (3)$$

c_0 je rychlost šíření zvuku v okolním prostředí, R je poloměr zdrojové vlny. Retardovaný čas τ je dán jako

$$\tau = t - \frac{z}{c_0}, \quad (4)$$

kde t je čas, z je souřadnice ve směru šíření vlny.

3. Modulace nosné vlny

Výchylku zdroje $f(t)$ můžeme popsat pomocí rovnice

$$f(t) = E(t)\sin\omega t, \quad (5)$$

kde časově závislý člen $E(t)$ vyjadřuje amplitudovou modulaci nosné vlny. Pokud chceme využít autodemodulaci k přenosu audiosignálů pomocí ultrazvukové nosné vlny, můžeme použít předzpracovanou amplitudovou modulaci, vyjádřenou jako ([6])

$$E(t) = \sqrt{1 + m\iint g(t)\,\mathrm{d}t^2}, \quad (6)$$

kde $g(t)$ je signál, který chceme přenést a který vznikne autodemodulací, m je koeficient, který ovlivňuje hloubku modulace. Použitím (6) zajistíme mnohem menší zkreslení než při použití klasické amplitudové modulace

$$E(t) = 1 + mg(t). \quad (7)$$

Přijato 18. září 2014, akceptováno 20. dubna 2015.

3.1. Základní předpoklady

Jestliže chceme použít modulaci popsanou rovnicí (6), musíme zajistit splnění následujících podmínek

1. $E(t)$ se mění v čase pomalu ve srovnání s nosnou frekvencí ω.
2. Vlivem termoviskózních jevů je nelineární interakční oblast omezena na blízké pole zdroje. Musí platit
$$\alpha r_0 \geq 1. \tag{8}$$
3. Difrakční délka r_0 je větší než charakteristická délka nelineární interakční oblasti l_α
$$r_0 > l_\alpha, \tag{9}$$
kde
$$l_\alpha = \frac{1}{2\alpha}. \tag{10}$$
4. Nosná vlna musí být směrová
$$k_0 RG \gg 1, \tag{11}$$
kde
$$k_0 = \frac{\omega}{c_0} \tag{12}$$
a R je poloměr zdroje.
5. Pracujeme mimo nelineární interakční oblast
$$z \gg l_\alpha. \tag{13}$$
6. Nelineární jevy jsou slabší než disipační jevy
$$G_0 < 1, \tag{14}$$
kde G_0 je Goldbergovo číslo
$$G_0 = \frac{2\beta v_\mathrm{m} \rho_0 c_0}{b\omega}, \tag{15}$$
kde β je parametr nelinearity prostředí, ρ_0 je hustota prostředí a b je koeficient difuze prostředí.

3.2. Autodemodulace jednoduchého signálu

V tomto odstavci popíšeme použití autodemodulace k přenosu jednoduchého signálu. Chceme vysílat takový signál, který po autodemodulaci vytvoří harmonickou vlnu o frekvenci Ω, kterou můžeme vyjádřit jako
$$g(t) = \cos \Omega t. \tag{16}$$
Po dosazení (16) do (6) dostaneme pro časovou závislost výchylky zdroje vztah
$$f(t) = \sqrt{1 - m \cos \Omega t}\, \sin \omega t. \tag{17}$$
První člen představuje obalovou křivku, která obepíná harmonickou nosnou frekvenci, představovanou druhým členem. Vlna (17) je periodická na intervalu $< 0, 2\pi/\Omega >$.

Rovnici (17) vyjádříme ve frekvenční oblasti pomocí Fourierovy řady jako
$$f(t) = \sum_{n=n_1}^{n_2} a_n \cos(n\Omega t) + \sum_{n=n_1}^{n_2} b_n \sin(n\Omega t). \tag{18}$$
Dále budeme pracovat s hloubkou modulace $m = 1$. Koeficienty a_n můžeme vyjádřit jako
$$a_n = \frac{A_n(\omega,\Omega)}{\pi \left[-8\left(4n^2+1\right)\omega^2\Omega^2 + \left(1-4n^2\right)^2 \Omega^4 + 16\omega^4\right]}, \tag{19}$$
kde
$$\begin{gathered} A_n(\omega,\Omega) = \sqrt{2}\Omega^2 \left\{ \left[\left(1-4n^2\right)\Omega^2 + 8n\omega\Omega - 4\omega^2\right] \times \right. \\ \sin\left[\frac{2\pi(n\Omega+\omega)}{\Omega}\right] + \\ \left. (2n\Omega + 2\omega + \Omega)[(2n-1)\Omega + 2\omega] \sin\left[2\pi\left(n - \frac{\omega}{\Omega}\right)\right]\right\}. \end{gathered} \tag{20}$$
Platí, že $a_n = 0$, pokud podíl ω/Ω je celé číslo.

Koeficienty b_n můžeme vyjádřit jako
$$b_n = \frac{B_n(\omega,\Omega)}{\pi\left(16\,\omega^4 - 8\,\left(1+4\,n^2\right)\,\omega^2\,\Omega^2 + \left(1-4\,n^2\right)^2 \Omega^4\right)}, \tag{21}$$
kde
$$\begin{gathered} B_n(\omega,\Omega) = \sqrt{2}\,\Omega^2 \left\{ -16\,n\,\omega\,\Omega - (2\,\omega + \Omega + 2\,n\,\Omega) \times \right. \\ (2\,\omega + (-1+2\,n)\,\Omega) + \\ \cos\left[2\,\pi\,\left(n - \frac{\omega}{\Omega}\right)\right](2\,\omega - \Omega - 2\,n\,\Omega) \times \\ \left. (2\,\omega + \Omega - 2\,n\,\Omega)\cos\left[\frac{2\,\pi\,(\omega + n\,\Omega)}{\Omega}\right]\right\}. \end{gathered} \tag{22}$$

4. Numerické řešení

Periodické řešení rovnice (1) je možno hledat ve tvaru Fourierovy řady. Tato operace sníží počet proměnných v rovnici na dvě (σ a ξ pro případ časové periodicity řešení v proměnné τ'). Rovnice (1) byla z tohoto důvodu řešena numericky ve frekvenční oblasti. Použitá numerická metoda je podrobně popsána např. v [5] nebo v [6]. Pro řešenou úlohu je tato metoda mírně rozšířena na rovnici obsahující navíc fokusační součinitel G. Dále stručně popíšeme hlavní kroky použité metody.

Vyjádříme w ve tvaru Fourierovy řady
$$w(\tau',\sigma,\xi) = \sum_{n=1}^{M} \left[g_n(\sigma,\xi)\sin n\tau' + h_n(\sigma,\xi)\cos n\tau'\right]. \tag{23}$$
Pro potřeby numerického řešení jsme zvolili konečný počet harmonických M (a tím i konečný počet rovnic). Po

dosazení (23) do rovnice (1) dostaneme soustavu $2M$ diferenciálních rovnic pro fourierovské koeficienty g_n a h_n

$$\frac{\partial g_n}{\partial \sigma} = -n^2 \alpha r_0 g_n + \frac{1}{4nG}\left(\frac{1}{\xi}\frac{\partial h_n}{\partial \xi} + \frac{\partial^2 h_n}{\partial \xi^2}\right) + \frac{n r_0}{2 l_d}\left[\frac{1}{2}\sum_{k=1}^{n-1}(g_k g_{n-k} - h_k h_{n-k}) - \sum_{k=n+1}^{M}(g_{k-n} g_k + h_{k-n} h_k)\right], \quad (24)$$

$$\frac{\partial h_n}{\partial \sigma} = -n^2 \alpha r_0 h_n - \frac{1}{4nG}\left(\frac{1}{\xi}\frac{\partial g_n}{\partial \xi} + \frac{\partial^2 g_n}{\partial \xi^2}\right) + \frac{n r_0}{2 l_d}\left[\frac{1}{2}\sum_{k=1}^{n-1}(h_k g_{n-k} + g_k h_{n-k}) + \sum_{k=n+1}^{M}(h_{k-n} g_k - g_{k-n} h_k)\right], \quad (25)$$

kde $n = 1, 2, 3, \dots, M$. Pro soustavu rovnic (24) a (25) je nutno nalézt numerické řešení, neboť jejich analytické řešení není známo.

Soustavu rovnic (24) a (25) budeme řešit pomocí metody sítí. Velikosti kroků ve směru os σ a ξ označíme $\Delta\sigma$ a $\Delta\xi$. Jednotlivé body sítě vyjádříme jako

$$\xi_i = i\Delta\xi, \qquad \sigma_j = j\Delta\sigma, \quad (26)$$

hodnoty fourierovských koeficientů v jednotlivých bodech sítě označíme jako

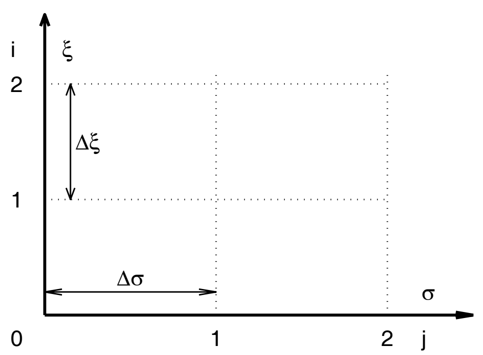
$$g_{n,i}^{(j)} = g_n(\sigma_j, \xi_i), \qquad h_{n,i}^{(j)} = n_n(\sigma_j, \xi_i). \quad (27)$$

Dále označíme

$$R = \frac{\Delta\sigma}{\Delta\xi^2}. \quad (28)$$

Ve směru šíření vln vyjádříme derivaci v prvním řádu přesnosti

$$\frac{\partial g_n}{\partial \sigma} = \frac{1}{\Delta\sigma}\left(g_{n,i}^{(j+1)} - g_{n,i}^{(j)}\right). \quad (29)$$



Obrázek 1: Schéma obdélníkové sítě

Ve směru kolmém ke směru šíření vln použijeme vzorce druhého řádu přesnosti

$$\frac{\partial g_n}{\partial \xi} = \frac{1}{2\Delta\xi}\left(g_{n,i+1}^{(j+1)} - g_{n,i-1}^{(j+1)}\right), \quad (30)$$

$$\frac{\partial^2 g_n}{\partial \xi^2} = \frac{1}{(\Delta\xi)^2}\left(g_{n,i+1}^{(j+1)} - 2g_{n,i}^{(j+1)} + g_{n,i-1}^{(j+1)}\right). \quad (31)$$

Derivace h_n vyjádříme analogicky.

Dosazením diferenčních rovnic (29), (30) a (31) do (24) a (25) dostaneme soustavu nelineárních diferenčních rovnic. Tuto můžeme zapsat v maticovém tvaru jako

$$D_n g_n^{(j+1)} - \frac{R}{4Gn} A h_n^{(j+1)} = g_n^{(j)} + s g_n^{(j+1)}, \quad (32)$$

$$D_n h_n^{(j+1)} + \frac{R}{4Gn} A g_n^{(j+1)} = h_n^{(j)} + s h_n^{(j+1)}, \quad (33)$$

kde $g_n^{(j)}$, $h_n^{(j)}$ jsou sloupcové vektory, dané vztahy

$$g_n^{(j)} = \begin{pmatrix} g_{n,0}^{(j)} \\ g_{n,1}^{(j)} \\ \vdots \\ g_{n,i_{\max}-1}^{(j)} \\ g_{n,i_{\max}}^{(j)} \end{pmatrix}, \quad h_n^{(j)} = \begin{pmatrix} h_{n,0}^{(j)} \\ h_{n,1}^{(j)} \\ \vdots \\ h_{n,i_{\max}-1}^{(j)} \\ h_{n,i_{\max}}^{(j)} \end{pmatrix}, \quad (34)$$

D_n je čtvercová diagonální matice řádu $i_{\max} + 1$ rovná

$$D_n = d_n E, \quad (35)$$

kde E je jednotková matice řádu $i_{\max} + 1$. Koeficienty d_n jsou si rovny a jsou dány jako

$$d_n = 1 + n^2 \alpha r_0 \Delta\sigma, \quad (36)$$

A je tridiagonální matice

$$A = \begin{pmatrix} -4 & 4 & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 & 0 \\ 1-\frac{1}{2} & -2 & 1+\frac{1}{2} & 0 & \dots & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1-\frac{1}{4} & -2 & 1+\frac{1}{4} & \dots & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{5}{6} & -2 & \dots & 0 & 0 & 0 \\ \vdots & & & & \ddots & & & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \dots & 1-\frac{1}{2(I-2)} & -2 & 1+\frac{1}{2(I-2)} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & 1-\frac{1}{2(I-1)} & -2 \end{pmatrix}, \quad (37)$$

kde $I = i_{\max}$, $sg_n^{(j+1)}$ a $sh_n^{(j+1)}$ jsou sloupcové vektory dané vztahy

$$sg_n^{(j+1)} = \frac{nr_0\Delta\sigma}{2l_d}\begin{pmatrix} G_{n,0}^{(j+1)} \\ G_{n,1}^{(j+1)} \\ \vdots \\ G_{n,I-1}^{(j+1)} \\ G_{n,I}^{(j+1)} \end{pmatrix},$$

$$sh_n^{(j+1)} = \frac{nr_0\Delta\sigma}{2l_d}\begin{pmatrix} H_{n,0}^{(j+1)} \\ H_{n,1}^{(j+1)} \\ \vdots \\ H_{n,I-1}^{(j+1)} \\ H_{n,I}^{(j+1)} \end{pmatrix}, \tag{38}$$

kde $G_{n,i}^{(j)}$ a $H_{n,i}^{(j)}$ jsou konvoluční součty popsané vztahy (39) a (40)

$$\mathrm{G}_{n,i}^{(j)} = \frac{1}{2}\sum_{k=1}^{n-1}\left(g_{k,i}^{(j)}\, g_{n-k,i}^{(j)} - h_{k,i}^{(j)}\, h_{n-k,i}^{(j)}\right) - \sum_{k=n+1}^{M}\left(g_{k-n,i}^{(j)}\, g_{k,i}^{(j)} + h_{k-n,i}^{(j)}\, h_{k,i}^{(j)}\right) \tag{39}$$

a

$$\mathrm{H}_{n,i}^{(j)} = \frac{1}{2}\sum_{k=1}^{n-1}\left(h_{k,i}^{(j)}\, g_{n-k,i}^{(j)} + g_{k,i}^{(j)}\, h_{n-k,i}^{(j)}\right) + \sum_{k=n+1}^{M}\left(h_{k-n,i}^{(j)}\, g_{k,i}^{(j)} - g_{k-n,i}^{(j)}\, h_{k,i}^{(j)}\right). \tag{40}$$

Změny g_n a h_n způsobené nelineárními členy jsou malé ve srovnání se změnami způsobenými difrakčními členy (viz např. [5]). V nelineárních členech proto můžeme použít výsledky z předešlé vrstvy. Tím přejde soustava $2M(i_{\max}+1)$ nelineárních rovnic (32) a (33) na M soustav lineárních rovnic, jejichž řešení je podstatně jednodušší, n-tou rovnici můžeme zapsat jako

$$\begin{pmatrix} D_n & -\dfrac{R}{4Gn}A \\ \dfrac{R}{4Gn}A & D_n \end{pmatrix}\begin{pmatrix} g_n^{(j+1)} \\ h_n^{(j+1)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} g_n^{(j)} + sg_n^{(j)} \\ h_n^{(j)} + sh_n^{(j)} \end{pmatrix}, \tag{41}$$

kde $n = 1, \ldots, M$. Soustava (41) byla řešena prostou iterací. Jeden krok této iterace můžeme napsat ve tvaru

$$\begin{pmatrix} g_{n(\nu+1)}^{(j+1)} \\ h_{n(\nu+1)}^{(j+1)} \end{pmatrix} = \frac{R}{4Gnd_n}\begin{pmatrix} 0 & A \\ 0 & -\frac{R}{4Gnd_n}A^2 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} g_{n(\nu)}^{(j+1)} \\ h_{n(\nu)}^{(j+1)} \end{pmatrix} + \frac{1}{d_n}\begin{pmatrix} E & 0 \\ -\frac{R}{4Gnd_n}A & E \end{pmatrix}\begin{pmatrix} g_n^{(j)} + sg_n^{(j)} \\ h_n^{(j)} + sh_n^{(j)} \end{pmatrix}, \tag{42}$$

kde iterační krok je značen ν. Postačující podmínka pro konvergenci iterací je, aby

$$||M||_\infty < 1, \tag{43}$$

tj. norma iterační matice M musí být menší než 1. Iterační matici jsme v (42) zapsali ve tvaru

$$M = \frac{R}{4Gnd_n}\begin{pmatrix} 0 & A \\ 0 & -\frac{R}{4Gnd_n}A^2 \end{pmatrix}. \tag{44}$$

Pro její normu platí

$$||M||_\infty = \max\left\{\frac{R}{4Gnd_n}||A||_\infty, \left(\frac{R}{4Gnd_n}\right)^2 ||A^2||_\infty\right\}. \tag{45}$$

Nejpřísnější je tato podmínka pro $n = 1$. Po dosazení z (28) za R dostáváme podmínku konvergence prosté iterace ve tvaru

$$\frac{\Delta\sigma}{\Delta\xi^2} < \frac{G}{2}. \tag{46}$$

Tato rovnice představuje podmínku pro volbu velikosti kroků numerické sítě. Vidíme, že není možné volit velikost kroku v proměnných σ a ξ nezávisle, kroky $\Delta\sigma$ a $\Delta\xi$ musí splňovat podmínku (46).

4.1. Parametry numerického výpočtu

Výpočet byl proveden pro 240 harmonických ($M = 240$). Srovnáním prezentovaných výsledků s výpočty pro 360 harmonických bylo ověřeno, že tento počet harmonických je pro popis přenosu audiosignálu dostačující. Do 200 kHz nejsou ve srovnávaných datech žádné rozdíly, u vyšších frekvencí jsou rozdíly velmi malé.

Šířka oblasti byla zvolena 5 m, což odpovídá $\xi_{\max} = 20$. Krok v příčném směru byl zvolen $\Delta\xi = 0{,}125$, to znamená 160 bodů na poloměru. Krok ve směru šíření vlny byl zvolen $\Delta\sigma = 0{,}004$. Podmínka konvergence (46) je pro takto zvolené $\Delta\xi$ a $\Delta\sigma$ s rezervou splněna. Šíření vlny bylo modelováno do vzdálenosti 45 m od zdroje. To odpovídá $\sigma_{\max} = 80$.

4.2. Počáteční podmínka

Reálný zdroj audioreflektoru může být tvořen soustavou piezoměničů, které jsou uspořádány tak, aby společně vytvářely fokusovanou zvukovou vlnu. Fokusace v našem jednoduchém modelu je popsána použitím modelové rovnice (1), která popisuje již zfokusované zvukové svazky. V této práci je použit model zdroje s fokusačním součinitelem $G = 50$. Příčné rozložení akustické rychlosti na zdroji bylo popsáno pomocí Gaussova rozložení. Pro $\sigma = 0$ je akustická rychlost v dána jako

$$v = v_{\mathrm{m}}\mathrm{e}^{(\xi/k)^2}, \tag{47}$$

kde $k = 0{,}5$. Frekvence nosné vlny byla $\omega = 60$ kHz.

4.3. Okrajové podmínky

Ve středu oblasti pro $\xi = 0$ musí platit okrajová podmínka, která zajistí symetrii řešení. Pro akustickou rychlost proto musí platit, že

$$\left.\frac{\partial v}{\partial \xi}\right|_{\xi=0} = 0. \tag{48}$$

Z toho plyne, že derivace všech frekvenčních složek akustické rychlosti musí být také rovna nule

$$\left.\frac{\partial g_n}{\partial \xi}\right|_{\xi=0} = \left.\frac{\partial h_n}{\partial \xi}\right|_{\xi=0} = 0. \tag{49}$$

pro $n = 1, 2, 3, \ldots, M$.

Na hranici integrační oblasti pro pro $\xi = \xi_{\max}$ předpokládáme, že akustická rychlost je nulová, takže

$$g_{n,i_{\max}}^{(j)} = 0, \tag{50}$$

$$h_{n,i_{\max}}^{(j)} = 0. \tag{51}$$

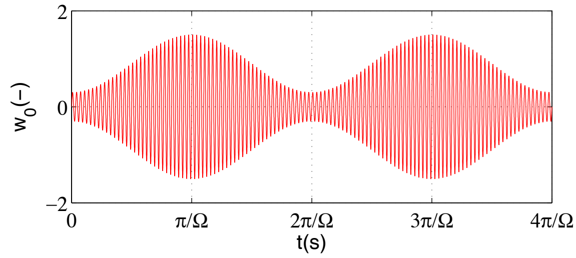
Podmínky (50) a (51) platí jen do okamžiku, než se zvukový svazek rozšíří natolik, že se dostane až na okraj integrační oblasti. Aby tento případ nenastal, je třeba volit integrační oblast dostatečně velkou. V našem případě se nejvíce rozšiřuje vlna o frekvenci $\Omega = 1\,000$ Hz, na 45 metrech ovlivní oblast zhruba tři metry od osy. Šířka integrační oblasti byla zvolena pět metrů, takže podmínky (50) a (51) zůstávají v platnosti po celou dobu výpočtu a nedochází k žádnému numerickému „odrazu“ vlny.

5. Výsledky

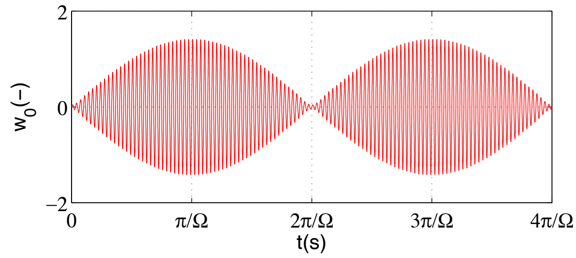
Pro přenos jednoduchého harmonického signálu o jedné frekvenci byla nosná vlna modulována pomocí předzpracované amplitudové modulace popsané vztahem (6). V dále uvedených výsledcích budeme srovnávat výsledky pro tři různé případy modulace nosné vlny. Tyto modulace se budou lišit použitým počtem koeficientů ve vztahu (18), který představuje Fourierovu řadu předzpracované modulace (6).

Na obrázcích 2, 3 a 4 vidíme časové průběhy bezrozměrné akustické rychlosti modulované nosné vlny vyzařované zdrojem (pro $z = 0$ m). Jednotlivé průběhy jsou vypočteny pomocí (18) pro různé n_1 a n_2. Obrázek 2 je vypočten pro tři budící harmonické ($n_1 = 59$ a $n_2 = 61$), obrázek 3 pro dvacet budících harmonických ($n_1 = 50$ a $n_2 = 70$) a obrázek 4 pro padesát budících harmonických ($n_1 = 35$ a $n_2 = 85$). Porovnáním průběhů na obrázcích 2 a 3 vidíme, že s rostoucím počtem použitých členů roste také hloubka modulace. Průběhy na obrázcích 3 a 4 jsou okem téměř nerozlišitelné.

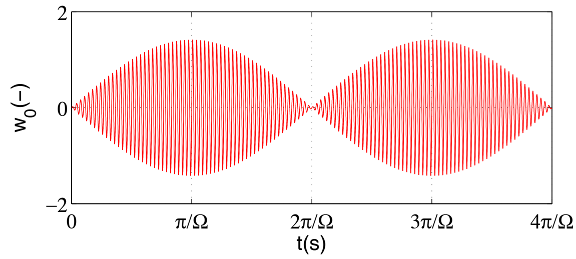
Na obrázcích 5, 6 a 7 vidíme frekvenční spektrum signálu vysílaného zdrojem pro $z = 0$. Jednotlivé obrázky opět odpovídají různým intervalům n_1 a n_2, stejně jako obrázky 2, 3 a 4. Srovnáním jednotlivých obrázků vidíme, že šířka frekvenčního spektra budící vlny na zdroji se s rostoucím rozdílem $n_2 - n_1$ zvětšuje.



Obrázek 2: Časový průběh bezrozměrné akustické rychlosti zdroje pro $n_1 = 59$ a $n_2 = 61$



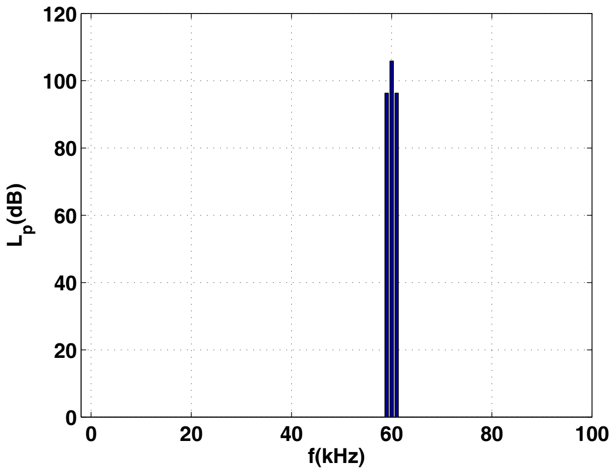
Obrázek 3: Časový průběh bezrozměrné akustické rychlosti zdroje pro $n_1 = 50$ a $n_2 = 70$



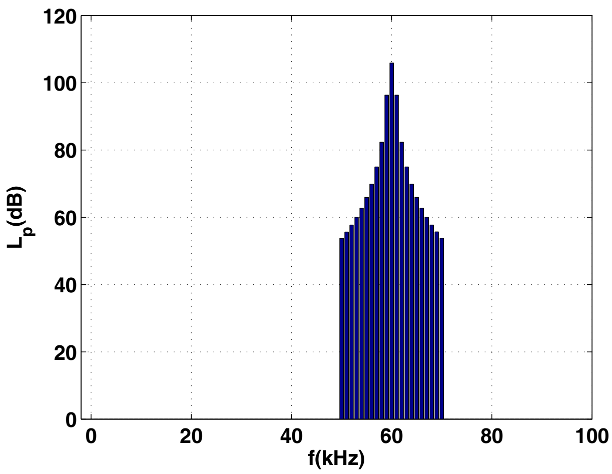
Obrázek 4: Časový průběh bezrozměrné akustické rychlosti zdroje pro $n_1 = 35$ a $n_2 = 85$

Na obrázcích 8, 9 a 10 vidíme frekvenční složení signálu pro $z = 30$ m. Jednotlivé obrázky opět odpovídají různým intervalům n_1 a n_2.

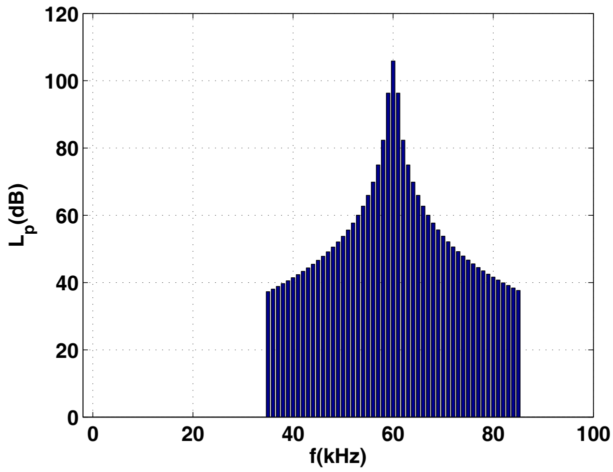
Pro jednoduchý případ přenosu jedné harmonické budící signál obsahuje pouze diskrétní frekvence. Vlivem nelineárních interakcí vznikají v šířící se vlně jejich součtové a rozdílové frekvence. Ve vlně vzniklé autodemodulací proto máme pouze diskrétní frekvence. V obrázcích 8, 9 a 10 nás zajímá především frekvenční oblast 20 Hz až 20 kHz, která odpovídá slyšitelnému zvuku. Všechny frekvence v této oblasti vznikly nelineárními interakcemi v modulované nosné vlně. Mezi obrázky 8, 9 a 10 můžeme pozorovat podstatné rozdíly. V případě obrázku 8 vznikla požadované vlna na frekvenci 1 kHz. Současně s ní



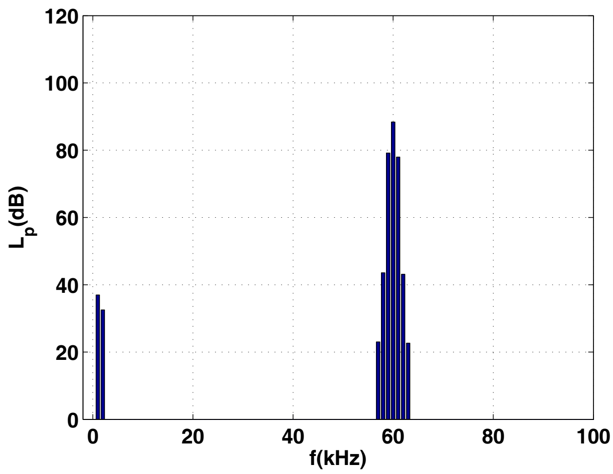
Obrázek 5: Frekvenční skladba pro $z = 0$ m ($R = 0{,}25$ m, $v_{\mathrm{m}} = 0{,}015$ m.s^{-1}, $G = 50$, $n_1 = 59$ a $n_2 = 61$)



Obrázek 6: Frekvenční skladba pro $z = 0$ m ($R = 0{,}25$ m, $v_{\mathrm{m}} = 0{,}015$ m.s^{-1}, $G = 50$, $n_1 = 50$ a $n_2 = 70$)



Obrázek 7: Frekvenční skladba pro $z = 0$ m ($R = 0{,}25$ m, $v_{\mathrm{m}} = 0{,}015$ m.s^{-1}, $G = 50$, $n_1 = 35$ a $n_2 = 85$)

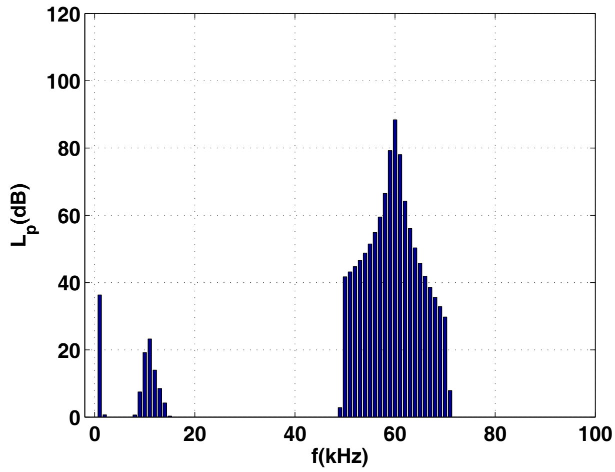


Obrázek 8: Frekvenční skladba pro $z = 30$ m ($R = 0{,}25$ m, $v_{\mathrm{m}} = 0{,}015$ m.s^{-1}, $G = 50$, $n_1 = 59$ a $n_2 = 61$)

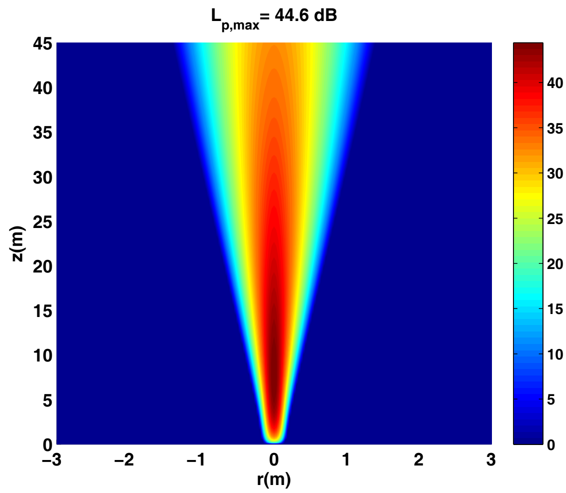
však autodemodulacemi vznikla také vlna slabší o 4,5 dB na frekvenci 2 kHz, která je nežádoucí. V případě obrázku 9 vidíme, že opět vznikla požadovaná vlna na frekvenci 1 kHz. I v tomto případě nám autodemodulací navíc vznikly ve slyšitelné oblasti vlny na nežádoucích frekvencích 8 kHz, 9 kHz, 10 kHz, 11 kHz a 12 kHz. Z těchto nežádoucích vln je nejsilnější ta na frekvenci 10 kHz, která je o 23,3 dB slabší než požadovaná vlna na 1 kHz. V případě obrázku 10 také vznikla požadovaná vlna na frekvenci 1 kHz. V tomto případě nemáme ve slyšitelné oblasti již žádné nežádoucí vlny.

Na obrázcích 11, 12 a 13 vidíme prostorové rozložení hladiny akustického tlaku pro požadovanou vlnu o frekvenci $\Omega = 1$ kHz. Jednotlivé obrázky opět odpovídají různým intervalům n_1 a n_2. Rozložení hladin akustického tlaku na jednotlivých obrázcích jsou prakticky shodná. Pokud by nám nevadily další frekvenční složky ve slyšitelné oblasti, vystačili bychom tedy i s modulací na třech frekvencích.

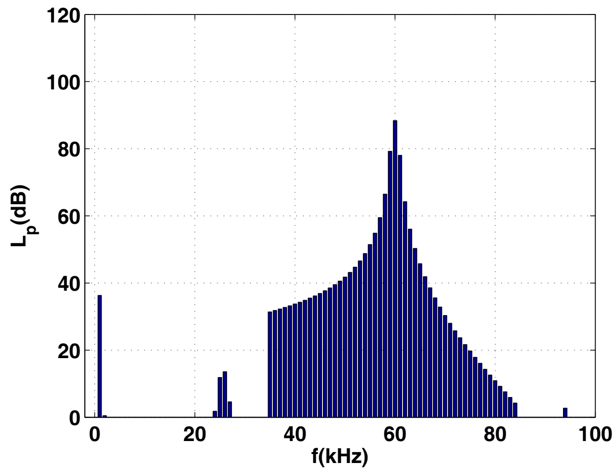
Prostorové rozložení všech harmonických v modulované nosné vlně současně s vlnami vzniklými autodemodulací vidíme přehledně v obrázcích 14, 15 a 16. Jednotlivé obrázky opět odpovídají různým intervalům n_1 a n_2.



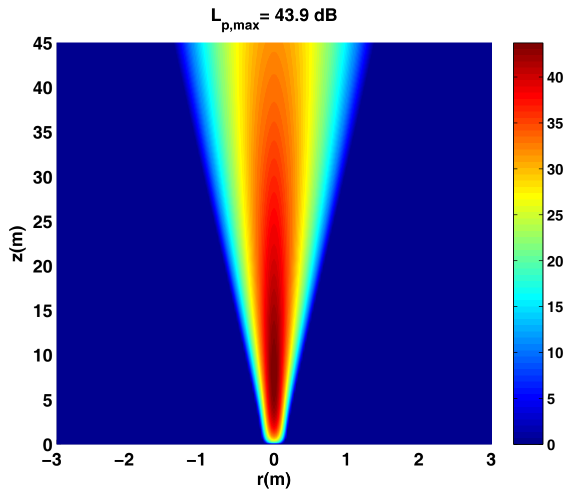
Obrázek 9: Frekvenční skladba pro $z = 30$ m ($R = 0{,}25$ m, $v_\mathrm{m} = 0{,}015$ m.s^{-1}, $G = 50$, $n_1 = 50$ a $n_2 = 70$)



Obrázek 11: Prostorové rozložení hladiny akustického tlaku pro $F = 1$ kHz ($R = 0{,}25$ m, $v_\mathrm{m} = 0{,}015$ m.s^{-1}, $G = 50$, $n_1 = 59$ a $n_2 = 61$)



Obrázek 10: Frekvenční skladba pro $z = 30$ m ($R = 0{,}25$ m, $v_\mathrm{m} = 0{,}015$ m.s^{-1}, $G = 50$, $n_1 = 35$ a $n_2 = 85$)

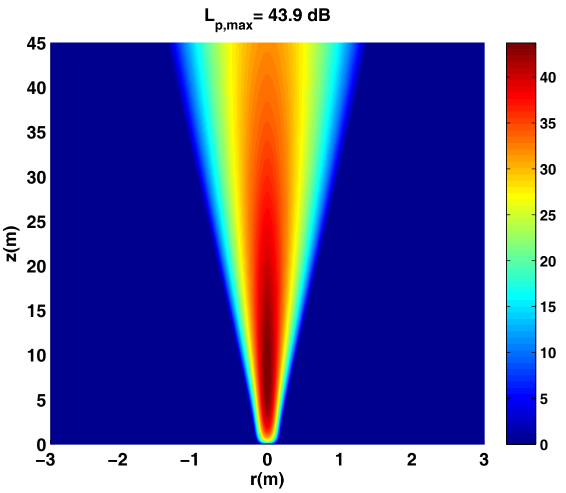


Obrázek 12: Prostorové rozložení hladiny akustického tlaku pro $F = 1$ kHz ($R = 0{,}25$ m, $v_\mathrm{m} = 0{,}015$ m.s^{-1}, $G = 50$, $n_1 = 50$ a $n_2 = 70$)

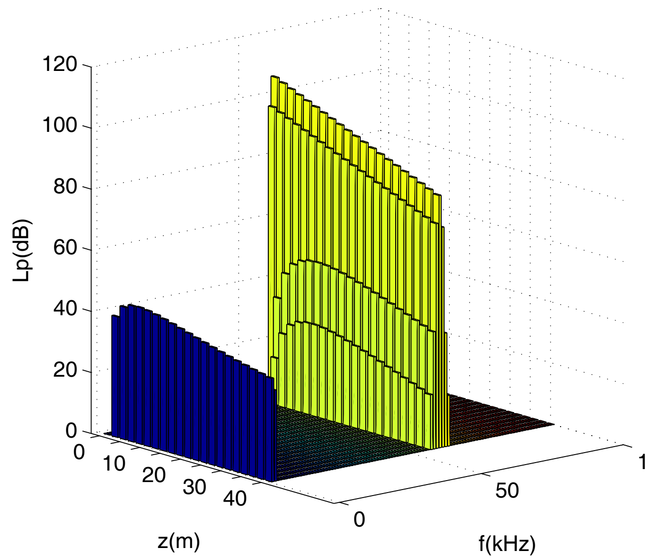
6. Závěr

V textu je prezentována metoda přenosu audiosignálu na větší vzdálenosti využívající proces autodemodulace ve vhodně modulovaném fokusovaném ultrazvukovém svazku konečné amplitudy. Dále je prezentováno použití popsané metody pro jednoduchý případ přenosu jedné harmonické o frekvenci 1 kHz pro různé případy modulace nosné vlny.

Použitý teoretický model bere v úvahu nelineární, termoviskózní a difrakční děje, které probíhají v šířícím se fokusovaném akustickém svazku. Aby došlo vlivem nelineárních interakcí v modulované nosné vlně ke vzniku požadovaného audiosignálu, je třeba použít předzpracovanou modulaci (18). V textu je prezentováno srovnání vlastností vln vzniklých pro různý počet frekvenčních složek v modulované nosné vlně, který nastavíme volbou parametrů n_1 a n_2 ve vzorci (18). I pro velmi malý počet frekvenčních složek v modulované nosné vlně vzniká autodemodulací vlna na požadované frekvenci 1 kHz. Tato vlna vzniká již pro modulovanou vlnu se třemi harmonickými. S přibývajícím počtem harmonických v modulované vlně se v podstatě nemění amplituda vlny na frekvenci 1 kHz, ale klesají amplitudy nežádoucích harmonických složek ve slyšitelné oblasti, které vznikly rovněž autodemodulací v šířícím se ultrazvukovém svazku. Při modulaci nosné vlny třemi harmonickými vzniká navíc vlna na frekvenci 2 kHz, která je

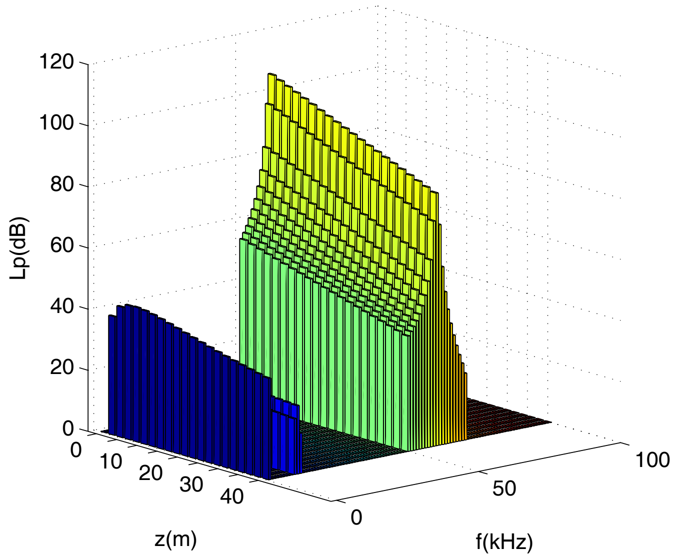


Obrázek 13: Prostorové rozložení hladiny akustického tlaku pro F = 1 kHz (R = 0,25 m, v_{m} = 0,015 m.s^{-1}, G = 50, n_1 = 35 a n_2 = 85)

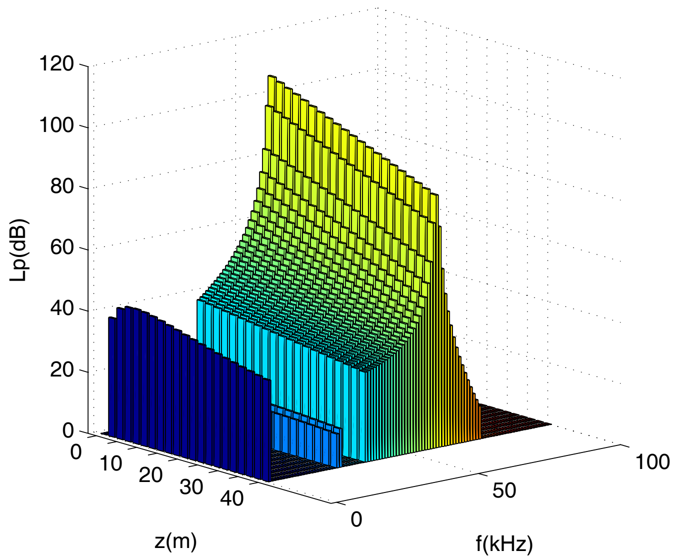


Obrázek 14: Prostorové rozložení všech harmonických (R = 0,25 m, v_{m} = 0,015 m.s^{-1}, G = 50, n_1 = 59 a n_2 = 61)

o 4,5 dB slabší než vlna na frekvenci 1 kHz. Při modulaci nosné vlny třiceti harmonickými vzniknou navíc nežádoucí vlny na frekvencích 8 kHz, 9 kHz, 10 kHz, 11 kHz a 12 kHz. Z nich nejsilnější je vlna na frekvenci 10 kHz, tato je o 23,3 dB slabší než vlna na frekvenci 1 kHz. Při modulaci nosné vlny padesáti harmonickými nám v audiooblasti vznikne pouze požadovaná vlna o frekvenci 1 kHz. Vidíme, že volbou počtu harmonických pro modulaci nosné ultrazvukové vlny pomocí vztahu (18) můžeme výrazně ovlivnit



Obrázek 15: Prostorové rozložení všech harmonických (R = 0,25 m, v_{m} = 0,015 m.s^{-1}, G = 50, n_1 = 50 a n_2 = 70)



Obrázek 16: Prostorové rozložení všech harmonických (R = 0,25 m, v_{m} = 0,015 m.s^{-1}, G = 50, n_1 = 35 a n_2 = 85)

frekvenční složení vln v audiooblasti, které vzniknou autodemodulačním procesem ve větší vzdálenosti od zdroje.

Poděkování

Výzkum byl podpořen projektem GAČR 202/09/1509.

Reference

[1] H. O. Berktay: *Possible exploitation non-linear of acoustics under-in water transmitting applications*, J. Sound Vib. 2, pp. 435–461, 1965.

[2] H. J. Vos, D. E. Goertz and Nico de Jong: *Self-demodulation of high-frequency ultrasound*, J. Acoust. Soc. Am. 127(3), pp. 1208–1217, 2010.

[3] N. S. Bachvalov, Y. M. Zhileikin, E. A. Zabolotskaya: *Nonlinear Theory of Sound Beams*, American Institute of Physics, Translation series, New York, 1987.

[4] O. V. Bessonova, V. A. Khokhlova: *Spatial Distributions Of Acoustic Parameters In Nonlinear Focused Beams Of Various Geometry*, ISNA 18 Conference Proceedings, Stockholm, pp. 34–37, 2008.

[5] S. I. Aanonsen: *Numerical computation of the nearfield amplitude sound beam*, Report no. 73, University of Bergen, Department of Mathematics, 1983.

[6] M. A. Averkiou, Y. S. Lee, M. F. Hamilton: *Self-demodulation of amplitude- and frequency modulated pulses in a thermoviscous fluid*, J. Acoust. Soc. Am. 94(5), pp. 2876–2883, 1993.

[7] S. I. Aanonsen, T. Barkve, J. Naze Tjøta, S. Tjøta: *Distortion and harmonic generation in the nearfield of a finite amplitude sound beam*, J. Acoust. Soc. Am. 75, 749–768, 1984.

Akustické listy, **21**(1–2), červen 2015, str. 15–21

Approximate Determination of the Weighted Apparent Sound Reduction Index of Structures on Silicate and Brick Bases

Předběžné stanovení vážené stavební neprůzvučnosti konstrukcí na silikátové a cihelné bázi

Jaroslav Vychytil

CTU in Prague – Faculty of Civil Engineering, Department of Building Structures, Thakurova 7, 166 29 Prague 6
e-mail: jaroslav.vychytil@fsv.cvut.cz

This article presents three main domains in building acoustics and focuses on the quantities expressing sound insulation in detail. It describs how the usual methods employed for expressing sound insulation in dependence on its frequency are relatively complicated for most architects and builders (amateurs in the field of acoustics). In the preliminary phase of the project, it is necessary to design appropriate material solutions. In this phase it is sufficient to determine the sound insulation properties of the separating structures, yet this must be done with sufficient accuracy. The present contribution focused on simple calculations used to determine the weighted apparent sound reduction index, should help in this end.

1. Introduction

Acoustic comfort is one of the most important criteria in spaces where people spend time. Building structures must be created so that the noise does not endanger the health of people, allowing them to sleep, rest and or work in satisfactory conditions. The designer must take account of all the criteria, which concern building acoustics – the sound insulation properties of structures, the sound pressure level in protected spaces and room acoustics, for example questions related with speech intelligibility.

Expression of the weighted apparent sound reduction index and the weighted normalized impact sound pressure level is relatively complicated. The designers must rely on product catalogues with measured sound insulation parameters in the preliminary design phase of separating structures (choice of material solutions), or possibly on specialized publications with an overview of the sound insulation properties of selected structures (for example [4] to [7], [9]). Trouble can occur, though, with the use of monolithic, double and other more complicated structures. Simple methods used for the direct determination of the one-numeric quantity of sound insulation are described here.

2. Acoustic quantities in building acoustics

2.1. The category of requirements

We must take into account these three aspects to provide a complex evaluation of the building in terms of sound protection:

- the requirement for sound insulation (weighted apparent sound reduction index and weighted normalized impact sound pressure level);
- the requirement for sound pressure level in interior and exterior protected spaces (maximal sound pressure level, equivalent continuous sound pressure level, standardized A-weighted energy equivalent sound pressure level etc.);
- the requirement for room acoustics (reverberation time, speech intelligibility etc.).

In this paper, we limit our attention only to the aspect of sound insulation, specifically the weighted apparent sound reduction index. The next published article will deal with the issue of determining the weighted normalized impact sound pressure level.

2.2. Quantities representing sound insulation

Sound insulation expresses the ability of a separating structure to impended sound propagated from the room of the noise source to the receiving room (from noisy space to protected space). Requirements are placed on interior separating structures, on external cladding and on fill holes. This issue is quite extensive, so we limit ourselves to the description of the sound insulation of internal structures (walls and ceilings). Quantities needed to assess by these structures are listed in Table 1 (only quantities which can be determined by calculation). Required quantities in numeric form are not listed here because they are described according to the type of the protected spaces in the applicatory legislation (for example, in Czech Republic in norm ČSN 73 0532 [2]).

Přijato 31. července 2014, akceptováno 2. února 2015.

Structure	Assessment quantity	Lettering
wall	weighted apparent sound reduction index	R'_{w}
ceiling	weighted normalized impact sound pressure level	L'_{nw}
interior door and window	weighted sound reduction index	R_{w}

Table 1: Requirements for sound insulation of interior structures

3. Sound insulation determination by calculation

3.1. Sound reduction index

A choice exists between technical and operational methods for the calculation of the sound reduction index. The technical method is more significant – the sound reduction index is determined for 16 third octave bands. This method allows a view of the shape of the sound reduction index in the whole sound insulation zone. Because comparing these values is very complicated, these values must be compared with the reference curve. The value of weighted sound reduction index R_{w} is subtracted under the requirement imposed on the deviation between the sound reduction index and the reference curve. The modified Watters method (described e.g. in [3]) is used to determine the sound reduction index of materials, particularly for a silicate base. The standard ČSN EN 12354-1 [1] deals with detailed calculation of airborne sound insulation between rooms. Computational methods derived in [8] are used to determine the sound reduction index of wooden structures and of structures with fill.

The operational method can be used for preliminary and tentative determination of the sound reduction index of single-layer or double structures (see following text). This method allows direct determination of the weighted sound reduction index R_{w}.

The weighted apparent sound reduction index R'_{w} must be determined for comparison with the norm (for example, in Czech Republic in standard ČSN 73 0532 [2]). This value reflects indirect transmission (shown in Figures 1 and 2). It can be determined precisely, but through a very laborious process, or much more simply by the relation:

$$R'_{\mathrm{w}} = R_{\mathrm{w}} - k_1 \qquad \text{(dB)}. \tag{1}$$

In the equation (1) denotes k_1 correction presenting indirect (flanking) transmission. Corrections for prevalent structures are as follows (according to ČSN 73 0532 [2]):

- $k_1 = 2$ dB
  for separating structures in regular buildings;
- $k_1 = 2$ to 5 dB
  for heavy separating structures in skeletal buildings;
- $k_1 = 4$ to 8 dB
  pro light separating structures in skeletal buildings.

Structural material	Bulk density ρ (kg/m^3)	Speed of sound in material c (m/s)	Loss factor η (–)
light-weight concrete	1 000	2 280	0.007
	1 100	2 468	
	1 200	2 582	
	1 300	2 675	
	1 400	2 739	
	1 500	2 817	
	1 600	2 861	
	1 700	2 920	
	1 800	2 963	
	1 900	3 000	
	2 000	3 041	
mass concrete, reinforced concrete	2 300	3 162	0.08
	2 400	3 228	
	2 500	3 286	
full (solid) brick (classic)	1 800	2 108	0.035
	2 000	2 300	
perforated brick (classic)	900	2 108	

Table 2: Input data reflected in Tables 4 and 5 (from [3])

Simplified operational method for single-layer structures The calculation relations in Table 4 (less common semi-rigid structures) and in Table 5 (rigid structures) can be used for a quick numerical expression of the sound reduction index of simple wall and board structures. In Tables 4 and 5 indicates:

ρ the bulk density of assessment structure in kg/m^3;
h the thickness of assessment structure in meters.

The input data reflected in Tables 4 and 5 are listed in Table 2. Structural separation by surface density (flexible, semi-rigid and rigid structures) is evident from Table 3.

Simplified operational method for double structures Single-layer structures must usually have a large

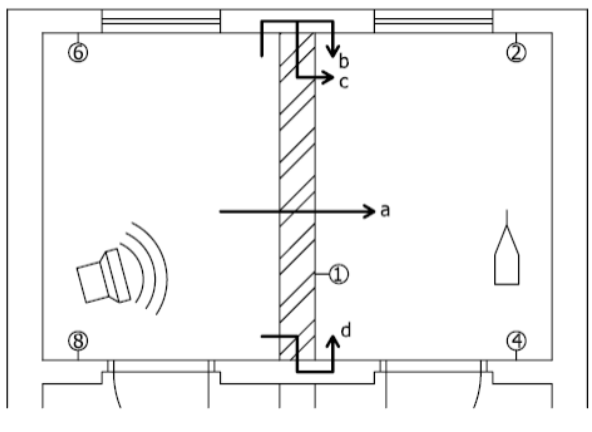


Figure 1: Sound propagation between rooms in floor projection (a – direct way; b to d – indirect ways)

Structure	Requirement	Parameter	Calculation of parameter
flexible	$m' \leq m'_C$	m' *(surface density of given structure)*	see (3)
semi-rigid	$m'_C \leq m' \leq m'_S$	m'_C *(surface density at the interface between flexible and semi-rigid structure)*	$m'_C = k_C \times \frac{\rho}{c}$ $k_C = 25.49 \times \eta^{0.1}$
rigid	$m' \geq m'_S$	m'_S *(surface density at the interface between semi-rigid and rigid structure)*	$m'_S = k_S \times m'_C$ $k_S = 2^{x+1}$ $x = 1.33 \times \eta^{-0.157}$
Explanatory	ρ bulk density in kg/m^3 c speed of sound in material in m/s η loss factor (dimensionless quantity)		

Table 3: Partition of structures according to flexural rigidity

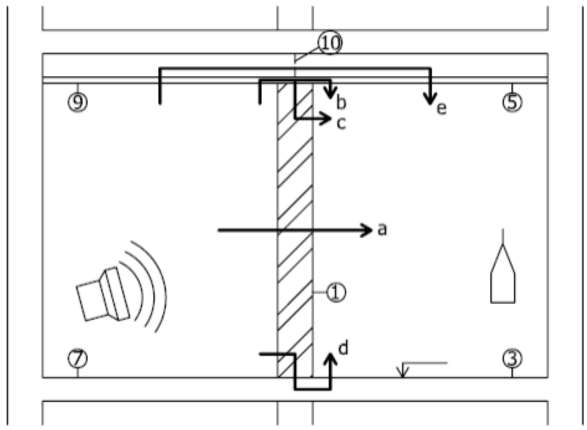


Figure 2: Sound propagation between rooms in vertical section (a – direct way; b to e – indirect ways)

thickness from acoustic reasons. For example, the minimum thickness of the walls between apartments is 0.18 m, if we use reinforced concrete, or 0.33 m, if it is from full brick.

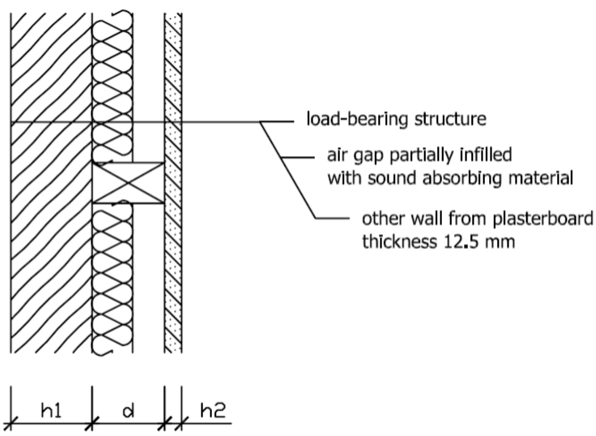


Figure 3: Example of a double structure

Double structures are a solution in this case. Ideally, they are made composed of (see Figure 3):

- a flexural rigid structure (e.g. brick base);
- an air gap (for elimination of standing waves ideally with a sound-absorbing material in half of thickness air gap at least);
- a flexural flexible structure which forms the other wall or deck (e.g. plasterboard).

We prefer the width of the air gap d in the interval $(d_{\min}, d_{\max})$. The maximum width of the air gap is not limited, but it is recommended as $d_{\max} = 0.2$ m. A further increase is not very effective. The minimum width of the air gap (quoted in meters) is determined from the equation:

$$d_{\min} = 0.73 \times \left(\frac{1}{m'_1} + \frac{1}{m'_2}\right), \tag{2}$$

in which is:

m'_i surface density of sub-structure in kg/m^2, calculated as:

$$m'_i = \rho_i \times h_i \ , \tag{3}$$

in which:

ρ_i bulk density of sub-structure in kg/m^3;
h_i thickness of sub-structure in meters;
i sub-structure (1 – solid wall, 2 – other wall, usually plasterboard).

The requirement that the resonance frequency f_r was outside of the sound insulation band can be observed through the correct proposal of the air gap by equation (2):

$$f_r = \frac{1}{2\pi} \times \sqrt{\frac{E_d}{d} \times \left(\frac{1}{m'_1} + \frac{1}{m'_2}\right)} \leq 70 \text{ Hz} \ . \tag{4}$$

In equation (4):

E_d (Pa) pressure elastic modulus of material in the gap,

d (m) proposed width of the air gap according to the above principles, while this value is in meters with accuracy to the centimetres (always rounding up).

If, for example, by calculating $d_{\min} = 0.082$ m; the minimal width that we can choose is 0.090 m. The designer can choose the width of the air gap as 0.090 m; 0.100 m; 0.110 m;... ; 0.200 m in this case.

After putting $E_d = 140$ kPa (pressure elastic modulus of air) into the equation (4), we obtained:

$$f_\mathrm{r} = 60 \times \sqrt{\frac{1}{d} \times \left(\frac{1}{m'_1} + \frac{1}{m'_2}\right)} \leq 70 \text{ Hz} . \quad (5)$$

Simplified method for structures with a non-plasterboard wall Plasterboard is used as a flexural flexible structure most often in practice. The following computational relationship is used for orientation verification of sound reduction index of a double structure with another wall or soffit.

$$R_\mathrm{w} = R_{m\mathrm{w}} + D_{R_\mathrm{w}}, \quad (6)$$

In this equation:

R_w (dB) weighted sound reduction index of double structure,

$R_{m\mathrm{w}}$ (dB) weighted sound reduction index of two-element structure, without the influence of the spaces between them, determined by:

$$R_{m\mathrm{w}} = 20 \lg(10^{R_1/20} + 10^{R_2/20}), \quad (7)$$

for which

R_1 (dB) the weighted sound reduction index of rigid wall (determined by the previous text);

R_2 (dB) the weighted sound reduction index of other wall or soffit (e.g. data from catalogues).

In the case that the other wall or soffit is from plasterboard with a thickness 12.5 mm (bulk density 730 kg/m^3; speed of sound 1 775 m/s; loss factor 0.021), $R_2 = 28$ dB. After putting into equation (7):

$$R_{m\mathrm{w}} = 20 \lg(25.119 + 10^{R_1/20}), \quad (8)$$

D_{R_w} (dB) transmission loss influence of the gap between the solid wall and the other wall according to Table 6.

The quantities are as follows in Table 6:

m'_1 surface density of flexural rigid structure in kg/m^2; determined using equation (3);

D value of transmission loss in the air gap at a frequency higher than the quadruple of the resonance frequency. It is in dB and is determined by Table 7.

Calculation of the transmission loss in the air gap is dependent on parameter r (–), which represents the influence of the fill in the air gap. It is dependent on the sound absorption coefficient at the frequency 500 Hz "α_{500}" and it is calculated by:

$$r = 10 \lg(1 + \alpha_{500}). \quad (9)$$

Two situations can occur:

a) Using materials with a sound-absorbing function.
We use the values listed in Table 8 possibly in Figure 4 (or from catalogues of sound-absorbing materials). These values are given depending on the thickness of the sound-absorbing material.

b) Using materials without a sound-absorbing function.
We use $r = 0$.

Calculation example:

Determine the weighted sound reduction index:

a) of a simple wall from reinforced concrete (thickness is 0.17 m; bulk density is 2 400 kg/m^3);

b) the same wall with another wall from plasterboard of thickness 12.5 mm (bulk density 730 kg/m^3). The air gap between the sub-walls is wide 0.1 m and is partially filled with sound-absorbing material of thickness 50 mm.

Solution:

a) We obtain using the corresponding relation in Table 5:
$R_\mathrm{w} = 20 \lg(1.27\rho \times h) = 20 \lg(1.27 \times 2400 \times 0.17)$
$\underline{R_\mathrm{w} = 54.3 \text{ dB}}$

b) Sound reduction index of the wall including plasterboard (with zero air gap) using equation (8):
$R_{m\mathrm{w}} = 20 \lg(25.119 + 10^{54.3/20})$
$\underline{R_{m\mathrm{w}} = 54.7 \text{ dB}}$

The gap width 0.1 m is greater than 0.07 m (according to Table 7) → we use equation:

$$D = 17.6 \times \lg\left(\frac{d}{0.07}\right) + 3.78 + r .$$

The value of r is obtained from Table 8. We find after its insertion:

$$D = 17.6 \times \lg\left(\frac{0.1}{0.07}\right) + 3.78 + 2.04 = 8.5 \text{ dB} .$$

The gap thickness 0.1 m satisfies the requirement at the resonance frequency according to equation (5):

$$\begin{aligned} f_\mathrm{r} &= 60 \times \sqrt{\frac{1}{0.1} \times \left(\frac{1}{2\,400 \times 0.17} + \frac{1}{730 \times 0.012\,5}\right)} \\ &= 60 \times \sqrt{\frac{1}{0.1} \times \left(\frac{1}{408} + \frac{1}{9.125}\right)} \\ &= 63.51 \text{ Hz} \leq 70 \text{ Hz} . \end{aligned}$$

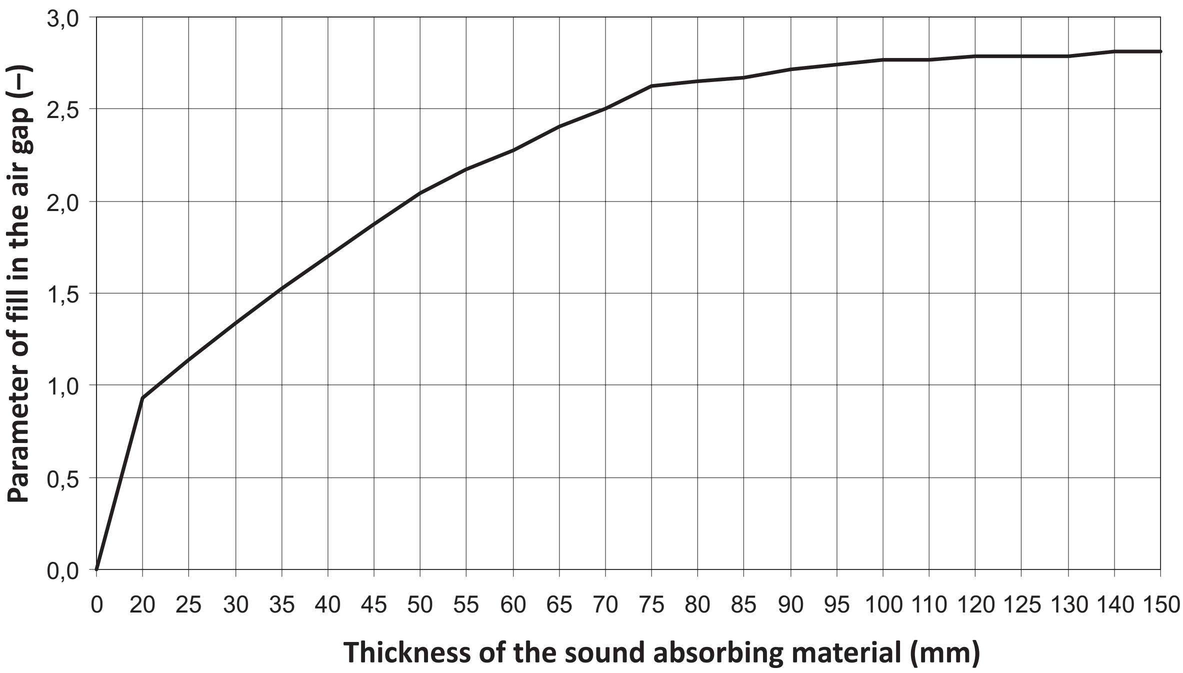


Figure 4: Dependence of fills parameter in the air gap to the thickness of the sound absorbing material

According to Table 6, the gap width 0.1 m is in the interval:

$$d \in (0.73\,\text{to}\,1.44) \times \left(\frac{1}{m_1'} + 0.11\right) \; ,$$
$$d = 0.082 \text{ m to } 0.162 \text{ m} \; .$$

We use this relation to calculate transmission loss D_{R_w} from Table 6:

$$\underline{D_{R_\mathrm{w}}} = 0.917D - 1.374 = 0.917 \times 8.5 - 1.374$$
$$= \underline{6.5 \text{ dB}} \; .$$

We obtained the weighted sound reduction index of the whole structure by substituting partial quantities in equation (6):

$$\underline{R_\mathrm{w}} = 54.7 + 6.5 = \underline{61.2 \text{ dB}} \; .$$

4. Conclusion

Simple methods used for prediction of the weighted sound reduction index of interior ceiling and wall structures (single-layer and double walls, simple cases of ceilings etc.) are described in this paper. These methods can help designers in preliminary determination of sound insulation of partition structures. We must not forget that other parameters influence the sound insulation (for example, the influence of the grid carrying the other wall, the influence of material fills in the air gap, multiplicity of structures, etc). It is important to realize that the accuracy of calculation is associated with many boundary conditions. As a result, only measurement is decisive.

Acknowledgement

This text was supported by the grant SGS13/108/OHK1/2T/11 “Acoustics of buildings from renewable materials”. Therefore, I want to thank the Faculty of Civil Engineering CTU in Prague for its allocation.

Structural material	Bulk density ρ (kg/m^3)	Calculation relation	Restriction h (mm)
light-weight concrete	1 000	$R_\mathrm{w} = 21.5 + 8.52\,\lg(146.91\,h)$	7 to 99
	1 100	$R_\mathrm{w} = 21.9 + 8.52\,\lg(159.03\,h)$	6 to 99
	1 200	$R_\mathrm{w} = 22.8 + 8.52\,\lg(166.37\,h)$	6 to 89
	1 300	$R_\mathrm{w} = 23.8 + 8.52\,\lg(172.36\,h)$	
	1 400	$R_\mathrm{w} = 25.1 + 8.52\,\lg(176.49\,h)$	
	1 500	$R_\mathrm{w} = 26.1 + 8.52\,\lg(181.51\,h)$	
	1 600	$R_\mathrm{w} = 27.4 + 8.52\,\lg(184.35\,h)$	5 to 89
	1 700	$R_\mathrm{w} = 28.6 + 8.52\,\lg(188.15\,h)$	5 to 79
	1 800	$R_\mathrm{w} = 29.8 + 8.52\,\lg(190.92\,h)$	
	1 900	$R_\mathrm{w} = 31.1 + 8.52\,\lg(193.30\,h)$	
	2 000	$R_\mathrm{w} = 32.3 + 8.52\,\lg(195.95\,h)$	
mass concrete, reinforced concrete	2 300	$R_\mathrm{w} = 45.5 + 11.16\,\lg(159.69\,h)$	6 to 49
	2 400	$R_\mathrm{w} = 46.5 + 11.16\,\lg(163.03\,h)$	
	2 500	$R_\mathrm{w} = 47.6 + 11.16\,\lg(165.95\,h)$	
full (solid) brick (classic)	1 800	$R_\mathrm{w} = 49.2 + 8.52\,\lg(115.64\,h)$	< 80
	2 000	$R_\mathrm{w} = 50.1 + 8.52\,\lg(126.17\,h)$	
perforated brick (classic)	900	$R_\mathrm{w} = 24.6 + 8.52\,\lg(115.64\,h)$	

Table 4: Calculation relations for determining the weighted sound reduction index of semi-rigid structures (this type of structure is not very prevalent in practice)

Structural material	Bulk density ρ (kg/m^3)	Calculation relation	Restriction h (mm)
light-weight concrete	1 000 to 1 100	$R_\mathrm{w} = 20\,\lg(0.67\,\rho \times h)$	≥ 100
	1 200 to 1 600		≥ 90
	1 700 to 2 000		≥ 80
mass concrete, reinforced concrete	2 300 to 2 500	$R_\mathrm{w} = 20\,\lg(1.27\,\rho \times h)$	≥ 50
full (solid) brick (classic)	1 800 to 2 000	$R_\mathrm{w} = 20\,\lg(1.05\,\rho \times h)$	≥ 80
perforated brick (classic)	900		

Table 5: Calculation relations for determining the weighted sound reduction index of rigid structures

Distance between wall and plasterboard wall or plasterboard deck d (m)	Calculation of transmission loss
$d < 0.73 \times \left(\frac{1}{m'_1} + 0.11\right)$	*deterioration; not recommended; Expansion of distance width is needful.*
$d \in (0.73 \text{ to } 1.44) \times \left(\frac{1}{m'_1} + 0.11\right)$	$D_{R_\mathrm{w}} = 0.917D - 1.374$
$d > 1.44 \times \left(\frac{1}{m'_1} + 0.11\right)$	$D_{R_\mathrm{w}} = D$

Table 6: The calculation of transmission loss influence of the gap between the solid wall and other wall (for double structures)

Distance between the flexural rigid structure and the flexural flexible structure (e.g. distance between concrete wall and plasterboard)	Calculation of transmission loss in the gap
$d \leq 0.07$ m	$D = 11 \times \lg\left(\frac{d}{0.07}\right) + 3.78 + r$
$d > 0.07$ m	$D = 17.6 \times \lg\left(\frac{d}{0.07}\right) + 3.78 + r$

Table 7: The calculation of transmission loss in the gap at a frequency higher than quadruple of resonance frequency

Thickness of sound absorbing material (mm)	r (dB)
0	0.00
20	0.93
25	1.14
30	1.34
35	1.52
40	1.70
45	1.88
50	2.04
55	2.17
60	2.28
65	2.41
70	2.50

Thickness of sound absorbing material (mm)	r (dB)
75	2.62
80	2.65
85	2.67
90	2.72
95	2.74
100	2.76
110	2.76
120	2.79
125	2.79
130	2.79
140	2.81
150–200	2.81

Table 8: Values of fill parameters in the air gap (with partial use of [3] and [8])

References

[1] ČSN EN 12354-1: *Building acoustics – Estimation of acoustical performance of buildings from the performance of elements – Part 1: Airborne sound insulation between rooms.* Prague: ÚNMZ, April 2001. Czech Republic.

[2] ČSN 73 0532: *Acoustics – Protection against noise in buildings and evaluation of acoustic properties of building elements – Requirements.* Prague: ÚNMZ, February 2010. Czech Republic.

[3] Čechura, J.: *Stavební fyzika 10: Akustika stavebních konstrukcí.* Prague: CTU in Prague, October 1999. Czech Republic. p. 56–60, 67.

[4] Fasold, W., Kraak, W., Schirmer, W.: *Taschenbuch Akustik, Teil 2.* Berlin: VEB Verlag Technik, 1984. Germany. p. 874–877.

[5] Mareš, J.: *Příčky v pozemních stavbách.* Prague: SNTL, 1971. Czechoslovakia. p. 38–56, 74–79, 154–160.

[6] Puškáš, J., Hofman, R., Schwarz, J., Tomašovič, P., Zajac, J.: *Znižovanie hluku v pozemných stavbách.* Prague: SNTL Prague, SVTL Bratislava, 1988. Czechoslovakia. p. 155, 176–178.

[7] Sadowski, J.: *Akustyka architektoniczna.* Panstwowe wydawnictwo naukowe, Warszawa – Poznan 1976, Poland. p. 356–361, 366–367.

[8] Vychytil, J.: *Determining the sound reduction index of structures in special cases. The development of computational methods used to predict the sound insulation of wooden structures and of structures with embankments.* Dissertation work. Prague: CTU in Prague, Faculty of Civil Engineering, Department of Building Structures. May 2012. Czech Republic.

[9] Zajac, J., Szabó, D.: *Akustické požiadavky na deliace konštrukcie, Priečky.* Bratislava: STU in Bratislava, 2009. Slovak Republic. ISBN 978–80–227–3113-3. p. 87–101, 107–111, 120–154.

Akustické listy: ročník 21, číslo 1–2 červen 2015 ISSN: 1212-4702
Vydavatel: Česká akustická společnost, z. s., Technická 2, 166 27 Praha 6 Vytisklo: Nakladatelství ČVUT, výroba
Počet stran: 24 Počet výtisků: 200

Uzávěrka příštího čísla Akustických listů je 31. srpna 2015.