

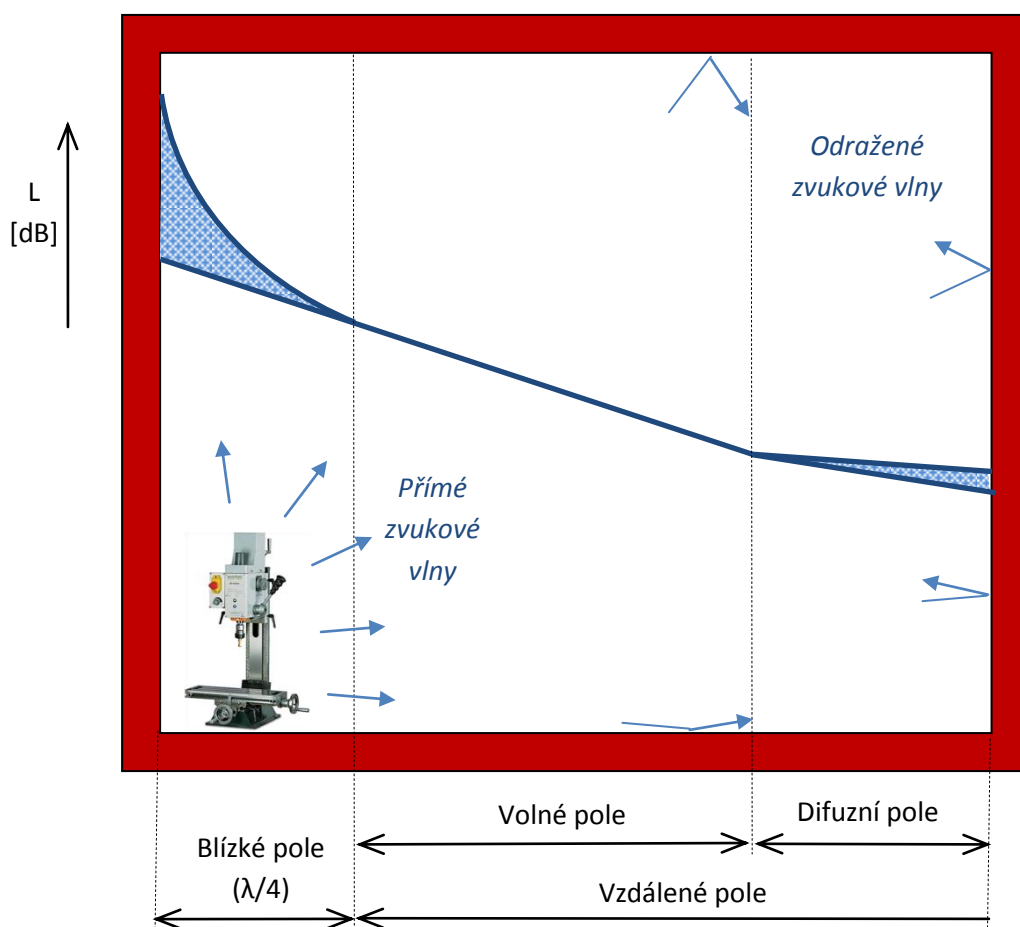
Akustická pole

Zdroj zvuku vytváří ve svém okolí akustické pole, které je závislé na mnoha faktorech:

- na umístění zdroje
- na tvaru vyzařovacích ploch zdroje
- na velikosti a tvaru prostoru
- na překážkách
- na pohltivosti okolních stěn a překážek
- na počtu zdrojů a jejich rozmístění

V obecném případě, pokud budeme uvažovat uzavřený prostor, se můžou vlivem akustického zdroje vytvořit tři typy akustických polí.

- Blízké (Fresnelovo) pole
- Volné pole (pole přímých vln)
- Difuzní pole (pole odražených vln)



Obr. 1 Zvukové pole v uzavřeném prostoru

Ne vždy se nutně musí v uzavřeném prostoru vytvořit všechny uvedené typy akustických polí. Pokud je zdroj zvuku v blízkosti stěny, pak se u této stěny vytvoří blízké pole a hned za ním (pokud je prostor dostatečně veliký) se vytvoří pole volné. Ve volném poli dochází k rovnoměrnému šíření akustické energie postupnými přímými vlnami (po kulových vlnoplochách). Šíření vlnoplochy ovlivňují překážky, které se v prostoru vyskytují. Tyto překážky část energie pohltí (v závislosti na pohltivosti překážky) a část se od nich odrazí, čímž vzniká pole odražených vln. Odražené vlny se překrývají a kříží a při dostatečném množství odražených vln vzniká difuzní pole. Pokud je prostor malý, volné pole se nevytvoří a v daném uzavřeném prostoru dojde přímo k vytvoření difuzního pole.

Sečtením účinků přímých a odražených zvukových vln dostaneme vztah pro výpočet hladiny akustického tlaku v určitém bodě uzavřeného prostoru:

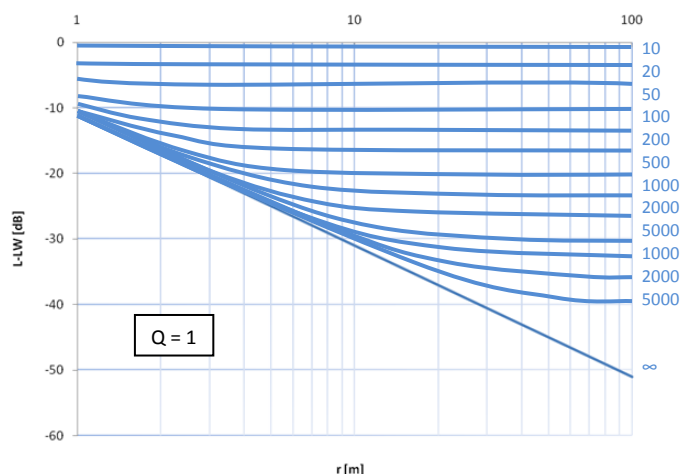
$$L = L_w + 10 \log \left[\frac{Q}{4\pi r^2} + \frac{4(1-\alpha_m)}{S\alpha_m} \right] \quad (1)$$

V tomto vztahu L_w je známá hladina akustického tlaku, r je vzdálenost od zdroje zvuku, S je součet všech ploch ohraničujících prostor, α_m je střední činitel zvukové pohltivosti a Q je faktor směrovosti zdroje. První člen v závorce se vztahuje k poli přímých vln a druhý člen k poli odražených vln. Z posouzení vzájemného poměru obou členů můžeme říct, ve kterém poli daný bod leží. Pokud je první člen v závorce větší než druhý, bod leží v poli přímých vln a naopak. Je zřejmé, že při vzájemné rovnosti obou členů lze odvodit vzdálenosti rozhraní volného pole a pole odražených vln, tj.:

$$r_d = \sqrt{\frac{S\alpha_m Q}{16\pi(1-\alpha_m)}} \quad (2)$$

Hladinu akustického tlaku v uzavřených místnostech lze také spočítat pomocí nomogramu na Obr. 2. Hladina akustického tlaku se pak spočítá ze vztahu $L = L_w + \Delta L$, kde ΔL je pokles hladiny akustického tlaku v uzavřeném prostoru:

$$\Delta L = 10 \log \left[\frac{Q}{4\pi r^2} + \frac{4(1-\alpha_m)}{S\alpha_m} \right] \quad (3)$$



Obr. 2 Utlum vzdáleností a absorbcí v uzavřeném prostoru

Nyní se podívejme na jednotlivé typy akustických polí detailněji. Jejich vlastnosti se v podstatných rysech liší a také výpočet charakteristik důležitých pro jejich popis.

Blízké (Fresnelovo) pole

V těsné blízkosti zdroje není rychlost kmitání částic nutně ve směru šíření akustických vln. Toto pole je obvykle nazýváno polem blízkým nebo také Fresnelovým. Důležitou vlastností tohoto pole je výrazná změna akustického tlaku s rostoucí vzdáleností od zdroje zvuku. Akustická intenzita není jednoznačně vztažena k efektivní hodnotě akustického tlaku. V tomto poli jsou akustické veličiny obtížně měřitelné, proto se měření v těchto oblastech vyhýbáme.

Volné pole

Zvuk se ve volném poli šíří v přímých vlnách, nedochází v něm k jeho odrazům, absorpci nebo jakékoli deformaci. V důsledku sférické divergence klesá akustický tlak s rostoucí vzdáleností podle následujícího vztahu:

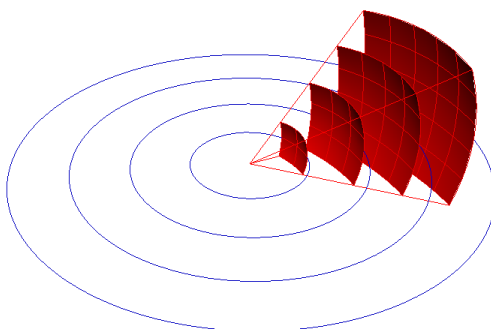
$$p^2 = \frac{W\rho cQ}{4\pi r^2} \quad (4)$$

Ve formě hladiny lze akustický tlak psát:

$$L_p = L_w + 10 \log \frac{Q}{4\pi r^2} = L_w + 10 \log Q - 20 \log r - 11 \quad (5)$$

Všimněme si, že jde o stejný výraz jako rovnice (1), pokud nebudeme uvažovat druhý člen v závorce rovnice (1).

Mějme bod, který je zdrojem zvuku (viz Obr. 3). Zvuk se šíří ve všech směrech ve vlnách ve tvaru koule se středem v bodovém zdroji. Kružnice znázorňují koule o poloměrech 2d, 3d, 4d a 5d. Veškerá akustická energie, která prochází kulovou výsečí na nejmenším poloměru, prochází také výsečemi všech následujících poloměrů. Je zřejmé, že tato energie je postupně rozložena do větších a větších ploch a tedy že akustická intenzita klesá nepřímo úměrně narůstajícímu poloměru. Jelikož kulová plocha má velikost $4\pi r^2$, klesá akustická intenzita se čtvercem poloměru. Tzn. dvojnásobný nárůst průměru kulové plochy z d na 2d sníží intenzitu na $\frac{1}{4}$ (viz první výseč na Obr. 3). Na průměru 3d je intenzita snížena už na $\frac{1}{9}$ a na průměru 4d na $\frac{1}{16}$ atd. (viz 2. a 3. výseč na Obr. 3). *Akustická intenzita je tedy ve volném poli nepřímo úměrná čtverci vzdálenosti.*



Obr. 3 Šíření zvuku od bodového zdroje ve tvaru kulových vlnoploch

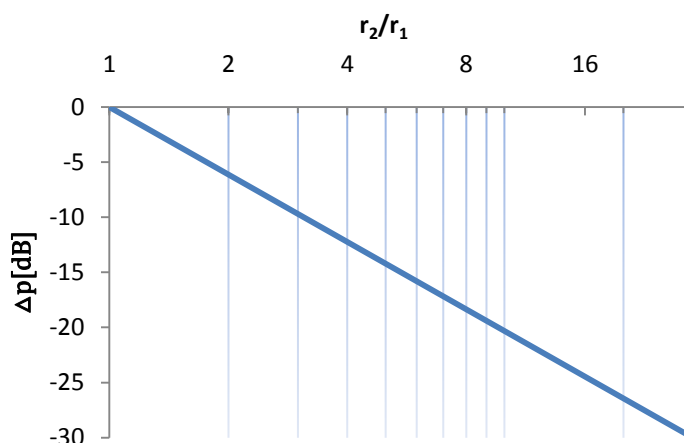
Akustická intenzita (neboli akustický výkon na jednotku plochy) je na rozdíl od akustického tlaku obtížně měřitelná veličina. Akustická intenzita je úměrná kvadrátu akustického tlaku:

$$I = \frac{p_{ef}^2}{\rho c} \quad (6)$$

Proto nepřímá úměra kvadrátu vzdálenosti v případě akustické intenzity se dá převést na prostou nepřímou úměru vzdálenosti v případě akustického tlaku. Jelikož v technické praxi se častěji počítá s hladinou dané veličiny, má vztah mezi akustickým tlakem a vzdáleností od zdroje následující podobu:

$$L_2 = L_1 - 20 \log \frac{r_2}{r_1} \quad (7)$$

To znamená, že zdvojnásobením vzdálenosti ve volném poli poklesne akustický tlak (ale stejně tak i akustická intenzita) o 6 dB (viz Obr. 4)



Obr. 4 Rozdíl hladiny akustického tlaku jako funkce vzdálenosti od zdroje

Pokud v prostoru působí více inkoherentních zdrojů zvuku, pak výsledný akustický tlak v daném bodě prostoru je roven součtu akustických tlaků od všech zdrojů, tzn.:

$$p_{celk}^2 = \sum_i p_i^2 \quad (8)$$

Celková hladina akustického tlaku je pak dána vztahem:

$$L = 10 \log \left(\sum_i 10^{0,1L_i} \right) \quad (9)$$

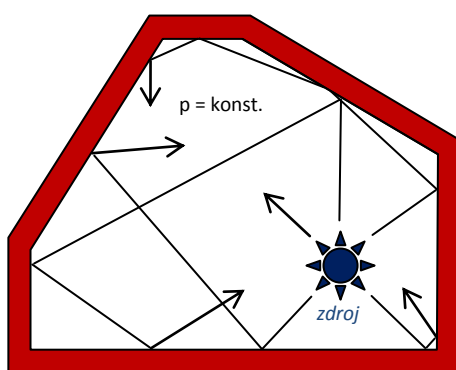
Difuzní pole

Difuzní pole je charakteristické tím, že v každém bodě uzavřeného prostoru je tok energie ve všech směrech se stejnou intenzitou, ale s náhodnou fází. Tím, že se vlny mnohonásobně odrážejí od stěn uzavřeného prostoru a žádná ze stěn není absolutně pohltivá, rozloží se akustický tlak rovnoměrně a akustická intenzita je v každém místě stejná (viz Obr. 5).

Důležitým parametrem v teorii difuzního pole je tzv. průměrová hodnota součinitele absorpce, která se získá ze součinitelů absorpce dílčích povrchů s různými absorpčními vlastnostmi z následujícího vztahu:

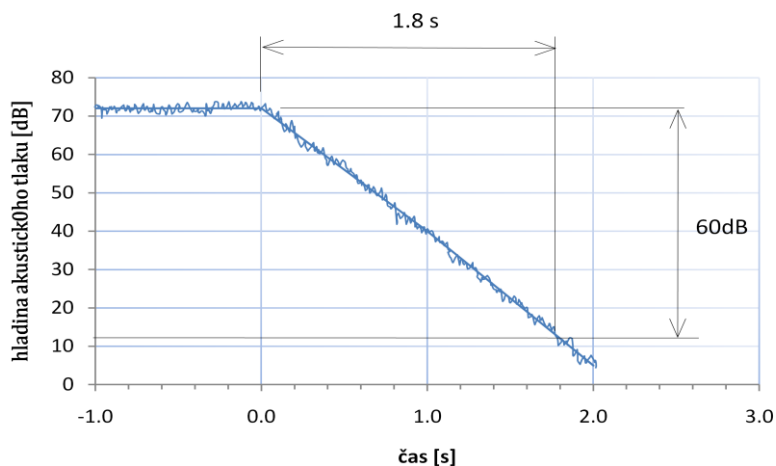
$$\alpha_m = \frac{\sum_i S_i \cdot \alpha_{mi}}{\sum_i S_i} \quad (10)$$

kde S_i je povrch i -té stěny místnosti a α_{mi} je součinitel absorpce i -té stěny místnosti. Všechny stěny místnosti však nesmí mít absolutní pohltivost, protože by byla porušena jedna z podmínek vzniku difuzního pole.



Obr. 5 Difuzní pole

Dalšími parametry charakteristickými pro difuzní pole je dozvuk (neboli průběh dozívání po odstranění zdroje zvuku) a doba dozvuku. Doba dozvuku je obvykle vymezena jako čas, za který se sníží intenzita zvuku o 60 dB, tzn. na tisícinu své hodnoty (viz Obr. 6). Velký čas dozvuku snižuje srozumitelnost řeči, naopak malý čas dozvuku vyvolává dojem „mrtvé místnosti“



Obr. 6 Časový průběh hladiny akustického tlaku při vypnutí zdroje zvuku

Doba dozvuku lze spočítat ze vztahu:

$$T_{60} = 0,161 \frac{V}{\alpha_m S} \quad (11)$$

Je-li do uzavřeného prostoru přiveden akustický výkon, dojde v okamžiku dopadu akustické vlny na stěnu tohoto prostoru k jeho pohlcování. V případě nepřetržitého pohlcování zvuku lze psát zákon zachování energie ve tvaru:

$$(W - W_p) d\tau = V dw \quad (12)$$

Kde W [W] je vyzařovaný akustický výkon, W_p [W] je pohlcovaný akustický výkon, V [m³] je objem prostoru a w [J/m³] je hustota akustické energie. Pohlcovaný akustický výkon závisí vedle celkové plochy stěn, jejich pohltivosti a hustoty akustické energie také na rychlosti zvuku. W_p lze spočítat ze vztahu:

$$W_p = \frac{1}{4} w c \alpha_m S \quad (13)$$

Jelikož nás nejčastěji zajímá ustálený stav, časová změna hustoty akustické energie je rovna nule, proto rovnice (12) přejde na tvar:

$$W = W_p \quad (14)$$

Pokud se zabýváme problémem snižování hluku v uzavřeném prostoru, je nutné znát mimo jiné i hladinu akustického tlaku v poli odražených vln, která je nezávislá pouze na přiváděném výkonu, ale i na akustických vlastnostech prostoru. V poli odražených vln je akustická energie dodávána do prostoru formou akustického výkonu W_R , který závisí na velikosti vyzařovaného akustického výkonu a na pohltivosti stěn:

$$W_R = W(1 - \alpha_m) \quad (15)$$

Dodávaný akustický výkon se musí rovnat pohlcenému akustickému výkonu, tzn.:

$$W_R = W_p \quad (16)$$

Pohlcený akustický výkon se určí ze vztahu rovnice (13). Dosazením pak dostaneme výraz:

$$W(1 - \alpha_m) = \frac{1}{4} w c \alpha_m S \quad (17)$$

Bez odvozování uveďme, že akustická intenzita je rovna součinu hustoty akustického výkonu a rychlosti zvuku, tj. $I = w \cdot c$. Připomeňme dále, že akustická intenzita je úměrná kvadrátu akustické tlaku (viz rovnice (6)). Dosazením a úpravou pak dostaneme vztah:

$$\frac{p^2}{\rho c} = \frac{4W(1-\alpha_m)}{S\alpha_m} \quad (18)$$

Když převedeme tento vztah do logaritmických stupnic pomocí definičního vztahu pro hladinu intenzity, obdržíme vztah pro výpočet hladiny akustického tlaku v poli odražených vln. Vztah platí za předpokladu, že vliv přímé vlny je nepodstatný:

$$L = L_w + 10 \log \frac{4(1-\alpha_m)}{S\alpha_m} \quad (19)$$

Druhý člen se často nahrazuje jednodušším výrazem:

$$L = L_w + 10 \log \frac{4}{A_n} \quad (20)$$

Kde A_n je celková absorpce povrchů místnosti, tj. konstanta vyjadřující schopnost prostoru pohlcovat akustickou energii:

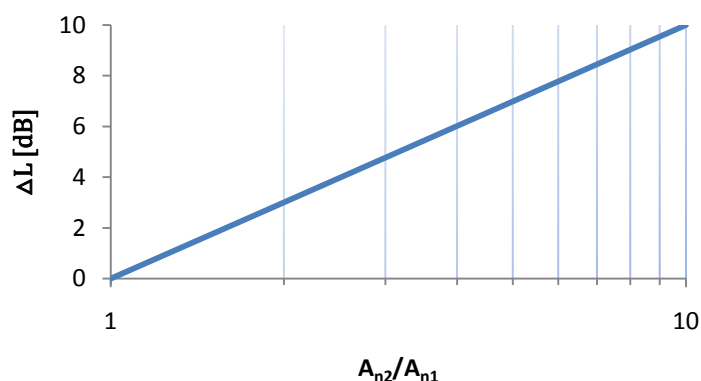
$$A_n = \frac{S\alpha_m}{(1-\alpha_m)} \quad (21)$$

Z uvedených vzorců je možné určit hladiny akustického výkonu na základě měření hladin akustického tlaku v poli odražených vln. Důležitým předpokladem však je znalost celkové absorpce povrchu.

Vrátíme-li se k rovnici (1), vyjadřující hladinu akustické intenzity v libovolném bodě místnosti ve vzdálenosti r od zdroje, můžeme konstatovat, že pokud se nacházíme v poli odražených vln, pak hladinu hluku lze snížit zvýšením pohltivosti stěn místnosti (viz druhý člen v závorce). Velikost tohoto snížení lze určit ze vztahu:

$$\Delta L = 10 \log \frac{A_{n2}}{A_{n1}} \quad (22)$$

kde A_{n1} a A_{n2} [m^2] jsou hodnoty akustických pohltivostí před a po úpravě daného prostoru. Snížení hladiny lze také určit z grafu na Obr. 7.



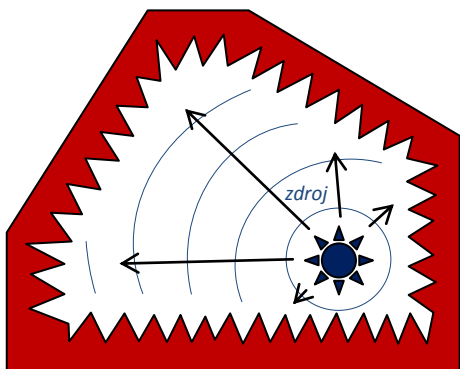
Obr. 7 Snížení hladiny akustické intenzity v poli odražených vln

Zvýšení pohltivosti stěn se projeví, jak je zřejmé z rovnice (1), pouze v poli odražených vln. Avšak použitím materiálů s větší pohltivostí dojde k rozšíření pole přímých vln (viz rovnice (2)). To je problém v případě velkých hal, kde v případě použití absorpčních materiálů na stěnách dojde k rozšíření prostoru, v němž nemá pohltivosti stěn vliv na hlukovou expozici, a pracovníci pak své stroje obsluhují v poli přímých vln.

Lze tedy shrnout, že zvukové pole daného uzavřeného prostoru lze upravovat změnou umístění zdroje zvuku, změnou počtu zdrojů a jejich rozmístěním, úpravou absorpce stěn a vkládáním dalších těles s vhodnými absorpčními vlastnostmi.

Bezdozvuková a dozvuková komora

Jak již bylo uvedeno, jednou z podmínek vzniku difuzního pole je, že žádná ze stěn nesmí mít absolutní pohltivost. V opačném případě by došlo k tomu, že akustické vlny by se od takové stěny neodrážely. Speciální případ nastává, pokud všechny stěny místnosti mají vysokou (teoreticky absolutní) pohltivost. Nedochozí pak k žádnému odrazu a akustické vlny se šíří jako ve volném zvukovém poli. Výsledné akustické pole má tedy pouze přímé složky akustických veličin. Prostor s takovými vlastnostmi se nazývá bezdozvuková (anechoická) komora. V praxi jsou takové prostory ohraničeny vysoce pohltivými materiály, jako jsou minerální vlna nebo skelná vata a navíc jsou stěny použitím dlouhých jehlanů tvarově upraveny tak, aby měly co největší plochu. Bezdozvukové komory se používají pro přesná akustická měření zdrojů zvuku bez přidavných rušivých prvků. Vlastnosti bezdozvukové komory jsou kromě uvedeného ovlivněny též frekvencí zdroje zvuku. Bezdozvukovost je vyšší při vyšších frekvencích. Nejnižší frekvence, pro kterou je možné danou bezdozvukovou komoru použít, závisí mj. na objemu místnosti.



Obr. 8 Bezdozvuková komora (model)



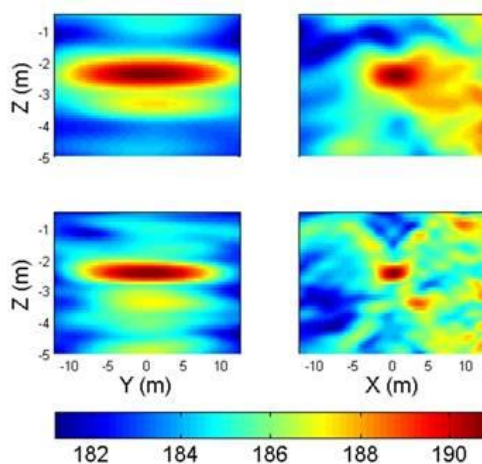
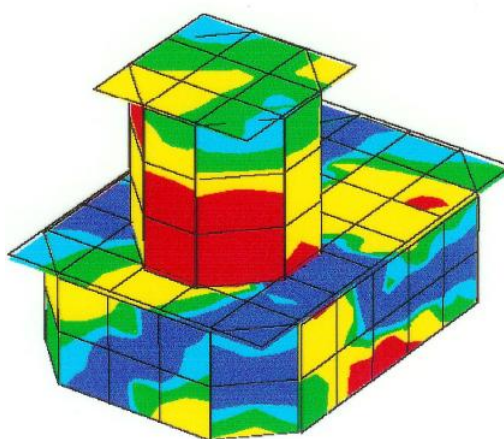
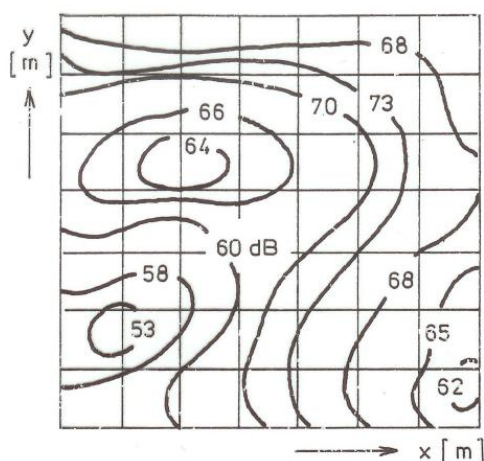
Obr. 9 Bezdozvuková komora (Škoda auto) [4]

Pro měření např. zvukově absorpčních vlastností různých materiálů nebo akustických výkonů zdrojů se používá naopak tzv. dozvuková komora, která se blíží teoretickému difuznímu akustickému poli. Stěny takové komory nejsou pokud možno rovnoběžné, aby bylo zamezeno stojatému vlnění, všechny povrchy místnosti pak mají velmi nízkou pohltivost, aby bylo dosaženo maximální odrazivosti. Odezva dozvukové komory na nízkofrekvenční širokopásmový hluk vykazuje několik vrcholů, které odpovídají vlastním frekvencím vzdušného obsahu komory. Růstem frekvence dochází k překrývání odezev u jednotlivých modů a tyto odezvy jsou pak méně zřetelné. Díky tomu dochází k zesilování hluku v komoře.

Zobrazení akustických polí

Akustické veličiny v daném prostoru lze zobrazit použitím mapy akustických veličin. Tyto mapy mohou mít různou podobu podle různých hledisek:

- zobrazovaná veličina
- mapa hladiny akustického tlaku
- mapa hladiny akustické intenzity
- dimenze zobrazení
- rovinné
- prostorové
- rozlišení velikosti veličiny
- zobrazení izoliniemi
- barevné zobrazení
- sloupcové zobrazení
- frekvenční pásmo
- úzkopásmové (pro jednotlivé frekvenční složky)
- oktávové, třetinooktávové atd. (pro jednotlivá pásma)
- pro celkovou hladinu akustické veličiny



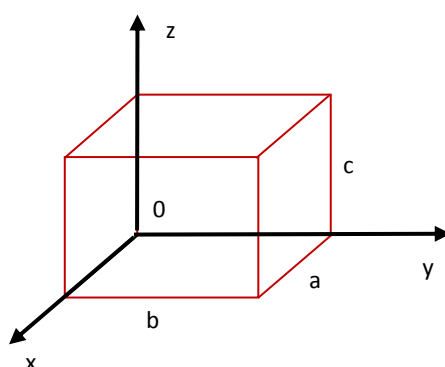
Obr. 10 Ukázky různých typů map akustických polí [1]

Vlastní frekvence uzavřeného pravoúhlého prostoru

Každý uzavřený prostor (hala, místnost, kabina) má schopnost rezonovat na určitých, tzv. vlastních frekvencích. Má tedy své modální vlastnosti, které jsou závislé na provozních frekvencích zdroje zvuku (např. stroje). Rezonanční stavy mohou výrazně ovlivnit hladinu hluku uvnitř uzavřeného prostoru a je tedy třeba znát modální vlastnosti daných prostorů.

Vlastní frekvence pravoúhlé místnosti je možné odvodit z vlnové rovnice. Pro náš případ je nejvhodnější vlnová rovnice pro rychlostní potenciál ve tvaru:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = \frac{1}{c} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} \quad (23)$$



Obr. 11 Pravoúhlý prostor

Řešením této parciální diferenciální rovnice budou dvě funkce. Jedna bude funkcí času $\cos(\omega t)$ druhá funkcí souřadnic $\psi(x, y, z)$. Výsledné řešení tedy hledáme ve tvaru:

$$\Phi = \psi(x, y, z) \cos \omega t \quad (24)$$

Dosazením předpokládaného řešení do vlnové rovnice získáme vztah:

$$\left[\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right] = - \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \psi(x, y, z) \quad (25)$$

Výraz v závorce na pravé straně rovnice nazvěme *vlnovým číslem* $k = \omega/c$. Řešení rovnice (25) hledejme ve tvaru součinu tří funkcí:

$$\psi(x, y, z) = X(x)Y(y)Z(z) \quad (26)$$

Kde členy součinu na pravé straně rovnice jsou funkce proměnných x, y, z . Po provedení parciálních derivací a dosazením do rovnice (25) dostaneme:

$$\frac{\partial X}{\partial x^2} \frac{1}{X} + \frac{\partial Y}{\partial y^2} \frac{1}{Y} + \frac{\partial Z}{\partial z^2} \frac{1}{Z} + k^2 = 0 \quad (27)$$

Jedinou možností, kdy výraz na levé straně bude roven nule, je, aby se jednotlivé členy staly konstantami:

$$k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 \quad (28)$$

V pravoúhlém prostoru tedy můžeme řešení rovnice (27) rozdělit do jednotlivých směrů. Např. pro šíření akustické vlny ve směru x bude platit rovnice:

$$\frac{\partial^2 X}{\partial x^2} + k_x^2 X = 0 \quad (29)$$

Jejíž řešením je vztah:

$$X = A_x \cos(k_x x + \varphi_x) \quad (30)$$

Kde A_x a φ_x jsou integrační konstanty.

Analogicky dospějeme k řešení ve zbývajících dvou směrech. Dosazením do rovnice (26) získáme rychlostní potenciál ve tvaru:

$$\Phi = A \cos(k_x x + \varphi_x) \cos(k_y y + \varphi_y) \cos(k_z z + \varphi_z) \quad (31)$$

Kde A je další konstanta.

K vyřešení rovnice (31) je třeba určit okrajové podmínky. Uvažujme opět pouze jeden směr. Akustickou rychlost získáme derivací rychlostního potenciálu podle tohoto směru:

$$v_x = \frac{\partial \Phi}{\partial x} = -B_x k_x \sin(k_x x + \varphi_x) \cos \omega t \quad (32)$$

Kde B_x je nová konstanta. Na stěně musí být akustická rychlost nulová, tj. pro $x = 0$ a pro $x = a$ platí:

$$\left. \begin{array}{l} v_x(0) = 0 \\ v_x(a) = 0 \end{array} \right\} \Rightarrow v_x = 0 \Rightarrow \sin(k_x x + \varphi_x) = 0 \quad (33)$$

Z toho plyne:

$$\begin{aligned} \varphi_x &= 0 \\ k_x &= \frac{n_x}{a} \pi \end{aligned} \quad (34)$$

kde $n_x = 0, 1, 2, 3, \dots$

Totéž lze psát i pro další dva směry, tedy s použitím vztahu (28) lze psát rovnici:

$$\left[\left(\frac{n_x}{a} \right)^2 + \left(\frac{n_y}{b} \right)^2 + \left(\frac{n_z}{c} \right)^2 \right] \pi^2 = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \quad (35)$$

Úpravou tohoto vztahu lze získat vztah pro výpočet vlastních frekvencí pravoúhlého uzavřeného prostoru o rozměrech $a \times b \times c$:

$$f_{xyz} = \frac{c}{2} \sqrt{\left(\frac{n_x}{a}\right)^2 + \left(\frac{n_y}{b}\right)^2 + \left(\frac{n_z}{c}\right)^2} \quad (36)$$

kde $n_x, n_y, n_z = 0, 1, 2, 3, \dots$ a které charakterizují jednotlivé tvary kmitů prostoru. Jelikož n_x, n_y, n_z mohou být různá celá čísla, je zřejmé, že každý prostor má nekonečně mnoho vlastních frekvencí. Úpravou rovnice pro rychlostní potenciál (31) lze spočítat akustickou rychlost a akustický tlak pro libovolný vlastní tvar:

$$\Phi = A \cos\left(\pi \frac{n_x x}{a}\right) \cos\left(\pi \frac{n_y y}{b}\right) \cos\left(\pi \frac{n_z z}{c}\right) \cos \omega t \quad (37)$$

Derivací tohoto výrazu podle času obdržíme vztah pro akustický tlak pro vlnu šířící se ve směru x , derivací podle vzdálenosti x obdržíme vztah pro akustickou rychlost. C_x a D_x v těchto výrazech jsou další konstanty:

$$p = C_x \cos\left(\pi \frac{n_x x}{a}\right) \sin \omega t \quad (38)$$

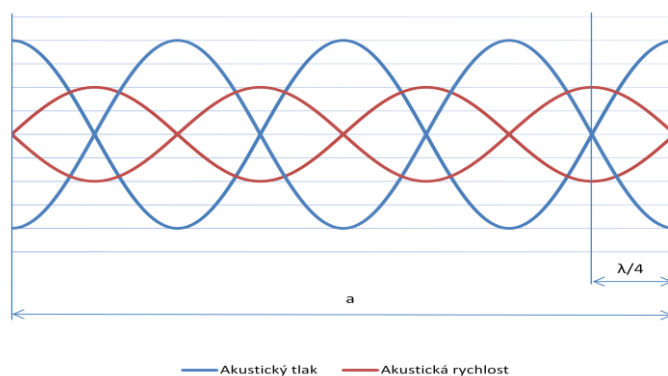
$$v_x = -D_x \sin\left(\pi \frac{n_x x}{a}\right) \cos \omega t \quad (39)$$

Z uvedených vztahů vyplývá několik významných skutečností:

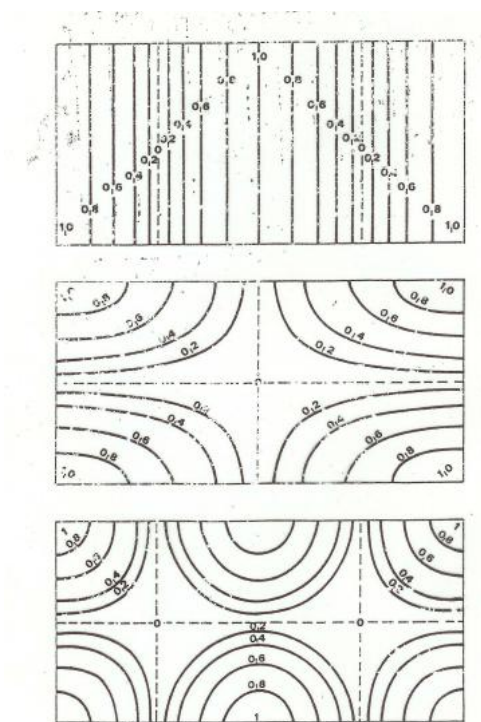
- Podél stěny nabývá akustický tlak vždy maximální hodnoty a naopak akustická rychlost je zde nulová.
- Akustická rychlost i akustický tlak jsou harmonicky proměnné podle funkce $\cos(\omega t)$.
- Akustická rychlost je proti akustickému tlaku fázově posunuta o $\lambda/4$, což znamená, že tam, kde má akustická rychlost uzel, tam má akustický tlak kmitnu (viz Obr. 12).
- Pro konkrétní bod prostoru jsou amplitudy akustického tlaku a akustické rychlosti konstantní.
- V uzavřeném prostoru existují tři druhy vlastních tvarů:
 - axiální, při nichž se vlnové složky pohybují rovnoběžně
 - tangenciální, při nichž jsou vlny tečné k některé dvojici stěn
 - šikmé, při nichž jsou vlnové složky šikmé ke všem třem dvojicím stěn.
- Pro všechny vlastní tvary je akustický tlak maximální na stěnách, v rozích a koutech prostoru. Z toho vyplývá, že při měření hladiny akustického tlaku nesmí být mikrofon umístěn v malé vzdálenosti od stěny, protože by mohl být údaj zvukoměru až o 6 dB vyšší, než je v poli odražených vln. Rozložení poměrných akustických tlaků pro základní tvary je na Obr. 13.
- Zvýšením hodnot n_x, n_y, n_z roste hodnota vlastních frekvencí, avšak zmenšuje se interval mezi nimi. Hustota vlastních frekvencí souvisí s představou difuzního pole – akustické pole v prostoru o objemu $V [m^3]$ lze považovat za difuzní, pokud v oktávových pásmech je frekvence:

$$f = \frac{400}{\sqrt[3]{V}} \quad (40)$$

- U nižších frekvencí, než vychází z rovnice (40), se nemůže vytvořit dostatečné difuzní pole, což se projevuje špatným přenosem mluveného slova, zpěvu apod.
- U hluku strojů se zvýrazňují ty frekvenční složky, jejichž frekvence je shodná s některou vlastní frekvencí místnosti, tj. místnost rezonuje. Pak dochází ke zvýšení hladiny hluku v dané místnosti.



Obr. 12 Stojaté vlnění uvnitř uzavřeného prostoru



Obr. 13 Tvary kmitů akustického prostoru [1]

Použitá literatura

- [1] Mišun, V., Vibrace a hluk (Vutium, VŠ skriptum)
- [2] Nový, R., Hluk a chvění, (Vydavatelství ČVUT, VŠ skriptum)
- [3] Alton Everest, F. , Master Handbook of Acoustics, 4th edition
- [4] http://www.skoda-auto.cz/CZE/news/info/news/News/Pages/2010_110_TechvyvojpodStrechou.aspx
- [5] <http://www.acoustics.org/press/160th/sutin.htm>