

AKUSTICKÉ LISTY

České akustické společnosti

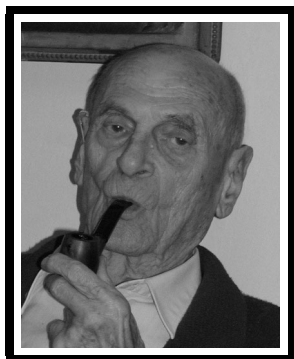
ročník 10, číslo 3

říjen 2004

Obsah

Zemřel profesor Dr. Ing. Josef Merhaut, DrSc.	3
Docent Zdeněk Kyncl oslavil sedmdesáté narozeniny	4
Počátky měření akustických obkladů v Čechách Beginnings of measurements of acoustical facings in Bohemia <i>Milan Krňák</i>	5
Vyjádření prostorového zvukového pole pomocí pole povrchového Expression of spatial sound field by means of surface field <i>Zdeněk Kyncl</i>	9

ČESKÁ AKUSTICKÁ SPOLEČNOST

Zemřel profesor Dr. Ing. Josef Merhaut, DrSc.

30. července 2004 ve věku nedožitých 87 let zemřel v Suchdole nad Lužnicí prof. Josef Merhaut, nestor české akustiky a elektroakustiky. Narodil se 5. listopadu 1917 v Praze. Po maturitě na reálném gymnáziu v Praze – Vinohradech ve Slovenské ulici nastoupil v roce 1936 na Fakultu strojní a elektrotechnickou Českého vysokého učení technického v Praze, kde studoval až do uzavření vysokých škol. Během druhé světové války pracoval u firmy Vacka a Šíkola v oboru rentgenů, později v podniku Telegrafia v Pardubicích a vysokoškolská studia ukončil v roce 1946. V roce 1948 získal doktorský titul Dr. Ing. V roce 1961 obhájil doktorskou práci Intermodulační zkreslení reproduktorů a získal titul doktora technických věd (DrSc.).

Jeho odborným zaměřením od počátku vlastní profesní kariéry byla oblast elektroakustiky a zejména elektroakustických měničů. V tomto oboru získal velký mezinárodní věhlas a uznání. Ve své práci vždy spojoval vědní přístup k řešení problémů s experimentálním ověřováním a praktickou aplikací. Tímto pojetím své práce ovlivňoval své spolupracovníky a později za svého působení na vysoké škole i své studenty.

V letech 1946–1964 působil v podniku Tesla, kde zastával funkci ředitele Výzkumného ústavu elektroakustiky (VÚELA). Při náročné řídicí práci vždy soustavně odborně pracoval, vždy si našel čas na práci v laboratoři a na spolupráci s dílnou. Systematická práce přinášela významné výsledky. V roce 1948 pro první poválečný Vsesokolský slet vyprojektoval originální zemní reproduktor pro ozvučení plochy strahovského stadionu. Má velký podíl na úspěchu naší elektroakustiky na Světové výstavě EXPO 1958 v Bruselu.

V roce 1964 byl jmenován vysokoškolským profesorem a od roku 1965 působil na Fakultě elektrotechnické Českého vysokého učení technického jako pedagog, vedoucí katedry a proděkan. Kromě práce pedagogické se intenzivně věnoval i vědecké práci. Koncem šedesátých let teoreticky zpracoval, navrhl a zkonstruoval elektrostatický tlakový reproduktor, který ve své době svou originalitou a svými vlastnostmi vzbudil celosvětovou pozornost.

Prof. Merhaut je autorem velké řady publikací. Uveďme jeho nejznámější českou knihu Teoretické základy elektroakustiky, která vyšla v řadě vydání v nakladatelství Academia. Jeho anglická kniha Theory of electroacoustics, vydaná v nakladatelství McGraw Hill, je jako učebnice používána k výuce akustiky a elektroakustiky a zejména elektroakustických měničů v magisterských a doktorských studijních programech na řadě zahraničních univerzit.

Významná byla jeho činnost v oblasti technické normalizace, kde působil v řadě komisí. Mimořádně významné bylo jeho působení v Mezinárodní elektrotechnické komisi IEC (International Electrotechnical Commission), kde pracoval řadu let v pracovní komisi 29 WG 1 (Reproduktory) a v letech 1977–1984 byl jejím předsedou. Po dvě období (1978–1984) zastával též prestižní funkci voleného viceprezidenta IEC.

Prof. Merhaut byl čestným členem České akustické společnosti, členem Acoustical Society of America a Audio Engineering Society.

Odborná, tvůrčí a publikační aktivita prof. Merhauta byla obdivuhodná. Ještě v letech 2000–2002 se významně podílel na řešení grantového projektu v oboru měničů a zpracoval originálním způsobem řadu otázek týkajících se zejména tranzientních odezev a v letech 2003 a 2004 pracoval na výzkumném záměru z oboru hudební akustiky.

Každý, kdo znal prof. Merhauta, ví, že kromě vážného přístupu k vědeckým a odborným otázkám uměl o řadě věcí hovořit zcela nevázně s osobitým a pro něho typickým humorem. Tento humor k němu patřil stejně neodmyslitelně jako jeho dýmka. Tak jsme ho znali a tak na něj budeme stále vzpomínat.

Zdeněk Škvor

Docent Zdeněk Kyncl oslavil sedmdesáté narozeniny



Druhého října letošního roku se v plné fyzické i vědecké síle dožil svých v pořadí již sedmých kulatých narozenin doc. RNDr. Zdeněk Kyncl, DrSc., dlouholetý člen České akustické společnosti.

Na jednu ze svých budoucích rolí, kterou je role velmi dobrého pedagoga, se připravoval v letech 1953–1957 na Fakultě přírodních věd Vysoké školy pedagogické, kde studoval obor fyzika – matematika. Jeho vědecká práce začala v roce 1964, kdy byl přijat na katedru fyziky na Fakultě elektrotechnické Českého vysokého učení technického v Praze, kde působí dosud. V roce 1971 získal titul CSc. v oboru aplikovaná fyzika obhájením kandidátské práce na téma „Studium fyzikálních parametrů akustických absorpčních materiálů pomocí impulsní vlny“. V roce 1972 mu byl udělen titul RNDr. v oboru experimentální fyzika na základě rigorózního řízení na Matematicko-fyzikální fakultě Univerzity Karlovy. V roce 1976 obdržel docenturu v oboru aplikovaná fyzika na Fakultě elektrotechnické Českého vysokého učení technického v Praze, jeho habilitační práce byla na téma „Teoretická

a experimentální analýza akustické impulsní vlny“. V roce 1987 získal titul DrSc. v oboru fyzika pevných látek a akustika, disertační práci na téma „Statistická teorie interakce impulsního zvuku s ohraničeným prostorem“ obhájil na Matematicko-fyzikální fakultě Univerzity Karlovy.

Do povědomí mezinárodního vědeckého společenství se doc. Kyncl zapsal především několika desítkami vědeckých prací věnovaných teoretické a experimentální analýze tranzientního zvukového pole. Mnohé z jeho prací byly citovány autory pocházejícími např. z Anglie, Francie, Německa, Holandska, USA, Kanady, a to v článcích publikovaných v časopisech JASA, Acustica, Applied Acoustics, Journal of Sound and Vibration a dalších.

Na Fakultě elektrotechnické se mimo vědecké práce věnuje též výuce. Studenti jej znají např. z přednášek a cvičení předmětů Fyzika 1, Fyzika 2 a též z předmětu Teorie zvukového pole, který vybudoval pro doktorský obor Akustika. Věren svému fyzikálně-pedagogickému vzdělání, podílí se podstatným dílem na tvorbě skript pro výuku fyziky. Pod jeho vedením úspěšně dokončila inženýrské i doktorandské studium řada studentů.

Je členem několika odborných komisí, můžeme zmínit např.: habilitační komise na Fakultě elektrotechnické a Fakultě strojní ČVUT v Praze, oborové rady doktorandského studia na Fakultě elektrotechnické ČVUT v Praze, Matematicko-fyzikální fakultě UK a Technické univerzitě v Liberci. Dále je členem rady České akustické společnosti a též předsedou odborné skupiny „Akustika“ Fyzikální sekce Jednoty českých matematiků a fyziků.

Účastníci populárních Akustických seminářů znají doc. Kyncla nejen jako autora vysoce fundovaných přednášek, ale též jako „kapelníka příležitostné kutálky MUSICA ACUSTICA BOHEMICA“, která vždy pečovala o vysokou společenskou úroveň těchto seminářů.

Věříme, že se ještě na mnoha příštích seminářích budeme moci těšit na jeho přednes jak odborný, tak umělecký, a přejeme mu hodně zdraví a pracovní pohody do dalších let.

Ilona Ali Bláhová

Počátky měření akustických obkladů v Čechách

Milan Krňák

Kafkova 20, 160 00 Praha

A short story about the measurement of the sound absorption coefficient in reverberation rooms made in the time for and after the World War II in the laboratory in the Czechoslovak broadcast and in the Institute for broadcast and television.

Zvýšený zájem o prostorovou akustiku a akustické obklady ve třicátých letech minulého století souvisí s rozvojem elektroakustických měničů a jejich používání zejména v rozhlasovém provozu. Je to především vliv doby dozvuku na kvalitu modulace, jak se zvukovému signálu v rozhlase říká, sejmuté mikrofonom v uzavřeném prostoru. A doba dozvuku je nepřímě úměrná zvukové pohltivosti.

V Československu byla projektována a v roce 1933 uvedena do provozu nová rozhlasová budova Ministerstva pošt a telegrafů v Praze na Vinohradech [1]. Proč měl právě rozhlas zájem o měření činitele zvukové pohltivosti α_S materiálů a akustických obkladů zájem? Asi nebyli pracovníci rozhlasu zcela spokojeni s akustickými vlastnostmi studií, řešených podle anglického vzoru hadrovou akustikou z literatury a patrně také z osobních kontaktů jim bylo známo řešení akustiky studií obklady ze dřeva, uplatňované ve studiích německého rozhlasu. Proto ing. Kleiner ze zkušebny Radiojournalu, obeznámený s publikacemi z oboru prostorové akustiky, dostal v roce 1936 možnost zřídit v prázdné místnosti pokusné studio. Byla to tedy dozvuková místnost o objemu 181 m^3 , s hladkou cementovou omítkou a dobou dozvuku na 125 Hz 11,5 s, na 1000 Hz 8,5 s a na 4000 Hz 2,5 s. V článcích [2] a [3] uvádí ing. Kleiner jako příklady jím naměřené kmitočtové charakteristiky činitele zvukové pohltivosti desek z dřevité vlny (asi Heraklit), akustické omítky, plsti, tkaného koberce, překližky a záclon se vzduchovým polštářem, tlumených píšťal a rezonátorů. Zajímavé jsou dva typy dvouprvkových soustav z děrované překližky, voskovaného plátna, neklížené vaty a minerální vlny. Měření bylo umožněno díky vynálezu „logaritmického registračního voltmetru“ a tónového generátoru záznamového typu s „heultónem“. Generátor měl k jednomu ladícímu kondenzátoru připojen malý otočný kondenzátor, poháněný asynchronním motorkem. Tím docházelo ke kmitočtové modulaci a vybuzení měřené místnosti v širším pásmu kmitočtů. Kapacita tohoto kondenzátoru se dala změnit, čímž se měnila šířka pásma budícího signálu. Zbývá dodat, že tento schopný technik se nedožil osvobození, protože byl popraven Němci.

Když jsem z jara 1949 přešel z rozhlasového provozu do tehdy založeného Ústavu rozhlasu a televize, do oddělení akustiky, vedeného pozdějším ředitelem tohoto ústavu Dr. Jožkou Habancem, bylo mým prvořadým úkolem zří-

dit z kovárny n. p. Aritma dozvukovou místnost. Abych o akustice vůbec něco věděl, strávil jsem první dva dny studiem knížky prof. Slávika z ČVUT „Akustika kinematografu“. Také jsem se seznámil se základním vztahem prostorové akustiky od pana Sabina, který mě provázel až do penze. Podle rámcových pokynů Jožky jsem vybral ve skladu velké reproduktory a stíněné kabely, ze zkušebny jsem vyzvedl všesměrový dynamický mikrofon Western Electric. Mikrofonní zesilovač s jednoduchým oktávovým filtrem byl předválečný výrobek ing. Kleinera. Také záznamový generátor a logaritmický zapisovač, osazené ještě nožičkovými elektronkami, byly dědictvím po ing. Kleinerovi. Dále jsme pro zlepšení hlukových poměrů nechali zazdít okna, bohužel jen čtvrtkou. Po obtížném pokládání kabelů, místnost byla totiž situována v sousední budově a měla vchod jen z továrního dvora, se mohlo měřit. Tato dozvuková místnost později sloužila VÚRTu až do devadesátých let.

Tehdy se v rozhlasových studiích, zejména v nově zakládaných krajských studiích, používaly tzv. A-rámy. Byly navrženy podle akustických obkladů, použitých v prostorách v bývalém karlínském Národním domě, upraveném s německou důkladností pro jejich rozhlasové vysílání v protektorátě. Sestávaly se z laťových rámu 8 cm tlustých, s lícovou překližkou, prořezanou soustavou okružních pilek šterbinovými otvory. Rezonanci, tedy maximum činitele pohltivosti, měly u 600 Hz. Dalším typem byly B-rámy jen s pětinou řad otvorů a maximem α_S na 250 Hz. Používaly se také kmitající desky na stejných, nebo až 25 cm tlustých rámech, zhotovené z tenké překližky, připevněné přes plst.

Jaké bylo moje překvapení po návratu do ústavu po vojně, když jsme byli z kovárny vystěhováni. Shodou okolností byl v té době, a ne naposled, náš ústav reorganizován a spojen s částí Výzkumného ústavu spojů, zabývající se problematikou rozhlasových vysílačů a jejich antén. Dostali jsme také od oddělení telefonářů tohoto ústavu do užívání jejich dozvukovou místnost o objemu 162 m^3 . Byl to bankovní trezor bývalé „Dresdner Bank“, ve sklepe budovy Spojů na rohu Opletalovy ulice a třídy Politických vězňů.

A tak zase začalo od začátku zařizování. Po prvním měření prázdné místnosti jsme byli s kolegou Dočkalem překvapeni kratší dobou dozvuku oproti výpočtu. Při prohlídce stěn jsem si všiml, že omítka tvoří na stěnách i na stropě nízké pravidelné vlnky. Při poklepu na vlnky se

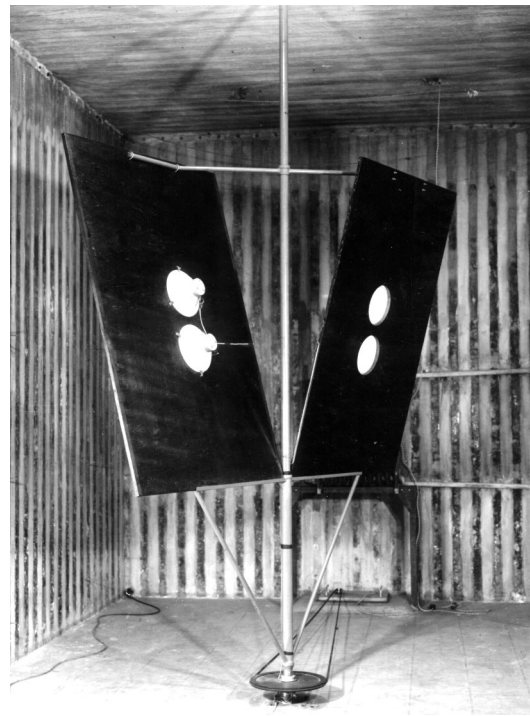
ozval dutý zvuk a s troškou násilí tenká vrstva omítky odpadla a objevila se narezlá ocel! Pro zvýšení bezpečnosti trezoru tvořily totiž dvě vnitřní vrstvy stavební konstrukce dvě řady kolejnic, s mezerami vyplněnými maltovinou. Omítka na této asi 8 cm široké výplni držela dobře, ale na patkách kolejnic nikoliv. Proto mohla kmitat a tedy i pohlcovat zvuk a zkracovat dobu dozvuku. Nastoupili zedníci, kteří všechnu omítku otloukli a mezery mezi patkami kolejnic začistili cementovou maltou. Doba dozvuku pak stoupla u 125 Hz ze 7,2 s na 12,9 s, ale hlavně u 6300 Hz z 1,3 s na 2,2 s. Toto konstrukční řešení přinášelo velkou výhodu, protože kromě výše uvedených mezer bylo možno kdekoli vyvrtat otvor, vyříznout závit a cokoliv připevnit. Škoda, že tímto způsobem nebyla zpevněna i podlaha. Také jsme zrušili mramorem obložený krb, postavený okolo dvojitého tělesa ústředního topení, a odlili betonové poklopy na větrací otvory. Aby vnitřní obyčejné dveře nepohlcovaly zvuk svým kmitáním, doplnili jsme je sice primitivními, avšak 14 cm tlustými těžkými dveřmi ze dvou dřevotřískových desek, s gumovým těsněním a s uzávěry, opatřenými excentry. Také jsme ještě nechali zprovoznit ocelové trezorové dveře, pochopitelně kromě zamykání na klíče. A také jsme je důsledně při měření zavírali.

Došlo také k modernizaci elektronického řetězu použitím nově v oddělení nízkofrekvenční techniky vyvinutého studiového mikrofonního zesilovače a třetinooktávového filtru Tesla a především nového zapisovače a tónového generátoru od firmy Brüel & Kjær. Velkým ulehčením vyhodnocování záznamů doznívání na voskovaném papíře bylo použití dodávaného kruhového měřítka a také použití vstupního logaritmického potenciometru s rozsahem zmenšeným na 50 dB. Po letech jsme takové měřítko vykonstruovali ve dvojnásobné velikosti pro zvýšení přesnosti odečítání a poskytli je ostatním pracovníkům, měřícím dobu dozvuku. Později jsme používali měřicí mikrofonní zesilovač a šumový generátor, oba s vestavěnými třetino-oktávovými RC filtry a vyvinuté ing. Minaříkem v našem oddělení. Mikrofon byl umístován buď do čtyř dolních rohů, nebo do čtyř poloh v prostoru místnosti.

Oddělení akustiky také spolupracovalo s pracovníky Čs. rozhlasu a Spojprojektu na akustických úpravách nových studií a po jejich dokončení měřilo dobu dozvuku. Konfrontací s výsledky měření v dozvukové místnosti se zdálo, že pohlcování zvuku realizovaných obkladů je nižší. Proto jsme kromě vývoje obkladů přemýšleli také o regulérnosti měření. Především jsme se setkávali s většími odchylkami v naměřených dobách dozvuku, ovlivněnými polohou mikrofonu. Zvýšení počtu poloh při ručním vyhodnocování však nebylo únosné, a tak nás napadlo zavěsit mikrofon na lanko a kabel tak, aby se při doznívání kýval přibližně po úhlopříčce místnosti a snímal doznívání ve více místech. Ale kromě kondičního cvičení s obsluhou dveří nepřinesl tento pokus žádoucí výsledek. Na dozvukových záznamech se objevilo jen těžko proložitelné zvlnění.

Vážnou příčinou odchylek mohlo také být nedostatečné splnění podmínky vytvoření difuzního pole, a to jak při bu-

zení místnosti, tak i při doznívání. Proto jsme se rozhodli, myslím, že podle kanadského vzoru, zkonstruovat rotační křídla, difuzory. Jejich překližkové desky jsme podle obrázku 1 současně využili jako reproduktorové ozvučnice. Ani toto opatření neznamenalo výraznou změnu, ale rozhodně se regulérnost měření nezhoršila.

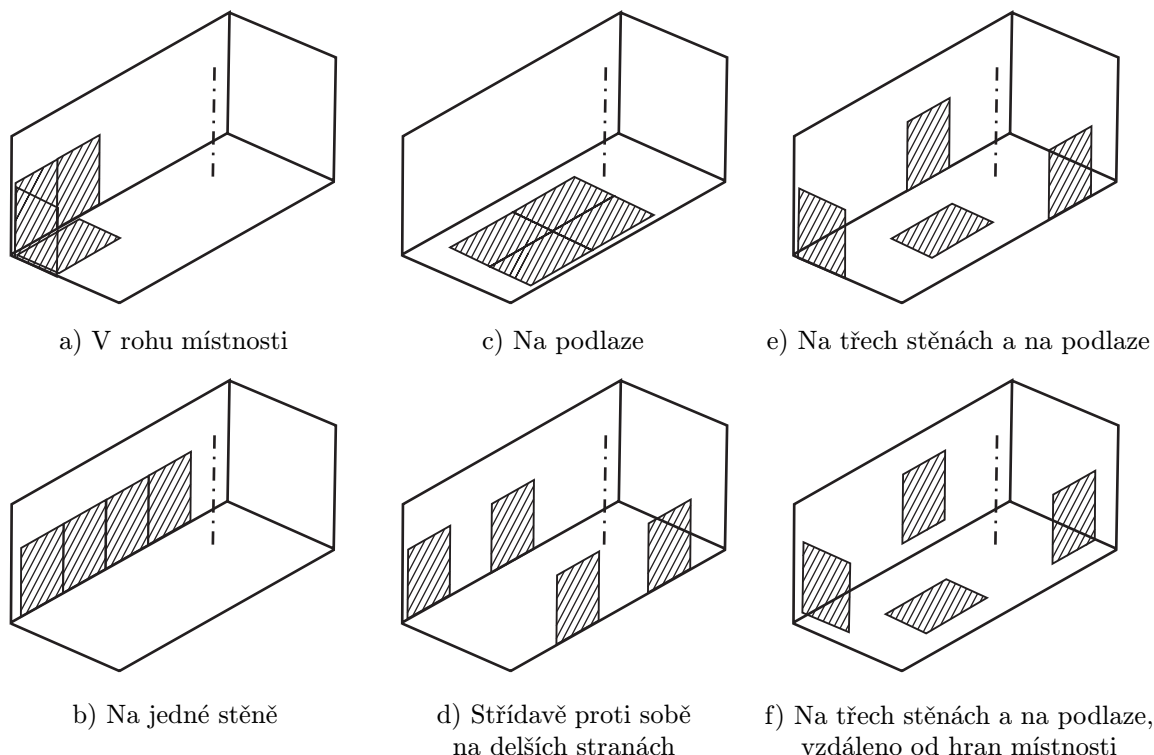


Obrázek 1: Rotační reproduktorová soustava

Dalším polem pro experimenty bylo uspořádání vzorku. Pro vývojové práce jsme vykonstruovali stavebnici umožňující vytváření vzduchového polštáře různé tloušťky a také sestavení dvou nebo tříprvkových rezonančních soustav. Osový rozměr jednoho pole jsme zvolili 60×80 cm, jako kompromis mezi dřevařským a metrickým modulem. Používali jsme čtyři rámy, každý o devíti polích, celkem tedy $17,28 \text{ m}^2$, což bylo asi 9,2 % plochy povrchu místnosti. Domnívali jsme se, že difuzitu pole nejméně narušíme rozmístěním pohlcujících ploch po celé místnosti. Pro takové uspořádání také mluvilo tlumení všech vlastních kmitů místnosti na nízkých kmitočtech.

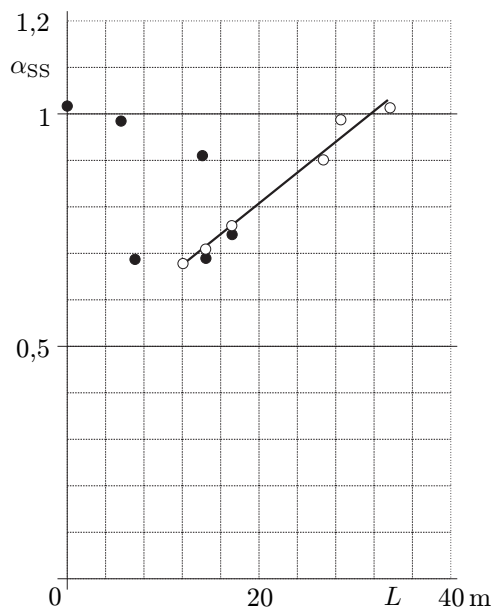
Také jsme věděli o ohybovém jevu na rozhraní mezi povrchem s různým činitelem pohltivosti a také o interferenčním jevu, nárůstu akustického tlaku směrem ke stěně v poli stojatých vln. K ověření těchto vlivů jsme uskutečnili měření porézního materiálu o tloušťce 4 cm v šesti výrazně odlišných polohách rámu, naznačených na obrázku 2.

Z naměřených kmitočtových charakteristik činitele zvukové pohltivosti jsme vypočítali průměr α_{SS} pro pásmo středních kmitočtů 400 až 6300 Hz a z výkresu uspořádání vzorku jsme odměřili délku hran vystavených tomu nebo onomu jevu. Podle grafu na obrázku 3 je vidět jasná zá-



Obrázek 2: Náčrt šesti uspořádání vzorku ze čtyř rámců se skleněným „staplem“

vislost na ohybovém jevu (kroužky), zatímco plnými body pro interferenční jev spojitou čáru proložit nelze.



Obrázek 3: Závislost průměrného činitele zvukové pohltivosti α_{SS} na délce hran vzorku L vystavených ohybovému jevu (kroužky) a interferenčnímu jevu (velké body)

V roce 1958 jsme vyvíjeli dva typy sádrových rezonátorů s kuželovými otvory, a to se vzduchovými polštáři o výškách 1,5 cm, s maximem pohlcování na 1250 Hz a se 4 cm polštářem, s maximem na 400 Hz. Mimo měření

každého typu samostatně jsme je změřili dohromady sesunutě k sobě, tedy s jednou společnou hranou. Při druhém měření byly jednotlivé kusy, rozměrů 60 × 45 cm, šachovnicovitě prostřídány a očekávali jsme, že výsledné hodnoty pohlcování stoupnou. To se však nestalo, obě kmitočtové charakteristiky byly prakticky shodné, ale v maximu na 800 Hz asi o 0,12 vyšší než z obou jednotlivých měření vypočítaný průměr! Z toho jsme usoudili, že ohybový jev se projeví významně jen při velkém rozdílu hodnot α_S . Proč však při měření téměř dvojnásobné plochy vzorku hodnoty stoupaly, zatímco měly klesnout, jsme si nevysvětlili.

Postupem doby se na nás obraceli výrobci a projektanti o měření a konzultace. Tehdejší poměry nám umožňovaly měření realizovat a konzultace poskytovat zdarma. Pro ulehčení práce projektantů akustických úprav jsme sestavili 80 tabulek akustických materiálů a obkladů a s popisem metodik použitých měření je vydali [4]. Záhy se dostalo publikaci označení „žlutá knížka“. Tato činnost dala také popud k vydání první, sice jen oborové, normy na měření činitele zvukové pohltivosti v dozvukové místnosti.

Reference

- [1] Singer, A.: O výstavbě technických zařízení v rozhlasové budově v Praze, *Slaboproudý obzor*, Vol. 1, s. 31, 69, Praha 1936.
- [2] Kleiner, J.: Pokusné studio československého rozhlasu, *Slaboproudý obzor*, Vol. 1, s. 100, Praha 1936.

- [3] Kleiner, J.: Akustická obložení stěn studií, *Otisk ze Slaboproudého obzoru*, Elektrotechnický svaz čsl., s. 42, Praha 1937.
- [4] Dočkal, P., Krňák, M.: *Materiály pohlcující zvuk*, Ediční a propagační středisko spojů, Ministerstvo spojů, Praha 1959.
- [5] Krňák, M.: *Protokoly P113, 179, 278, 386 o dozvukové místnosti*, VÚRT, Praha 1954, 1955, 1956, 1959.

Vyjádření prostorového zvukového pole pomocí pole povrchového

Zdeněk Kyncl

ČVUT – FEL, Technická 2, 166 27 Praha 6

e-mail: kynclz@fel.cvut.cz

Based on both the Gauss' theorem and the Green's integral formula, the relationship between the surface sound field and the consequent interior field is expressed by the Helmholtz-Huygens integral [1, 2]. Afterwards, the Helmholtz-Huygens integral is simplified to the so-called Huygens-Rayleigh integral, expressing the emission of the sound field by vibrating rigid plane surface. Derivation is made for both transient and periodic sound fields.

1. Úvod

Vyjádření zvukového pole v části prostoru pomocí pole povrchového vychází z Gaussova teorému, který vyjadřuje vztah mezi integrálem vektorové veličiny $\vec{E}$ přes uzavřenou plochu (S_G) a objemovým integrálem divergence této veličiny přes část prostoru (V_G), ohraničenou touto plochou [2]. Exaktní matematické řešení tohoto problému stanovíme pro oba typy idealizovaného zvukového pole, a to idealizované pole tranzientní [3] a idealizované pole časově periodické [4]. Přitom budeme předpokládat, že linearizační neurčitosti zkoumaného zvukového pole jsou zanedbatelné [5].

2. Řešení pro tranzientní zvukové pole

2.1. Základní rovnice tranzientního zvukového pole

Nechť tranzientní zvukový zdroj, umístěný vně zkoumané části prostoru, vyzáří impulsní vlnu. V každém bodě prostoru lze pak zaznamenat *akustický impuls*. Sortiment tranzientních zvukových zdrojů je velmi široký, od jiskrových impulsních zdrojů používaných k impulsním akustickým měřením, přes tvářecí stroje generující nárazový hluk ve výrobních halách, po perkusní hudební nástroje [6]. Akustický impuls $p(\vec{r}, t)$ je spojitou funkcí času i souřadnic se spojitými derivacemi a jeho obalová křivka klesá asymptoticky k nule, přičemž platí

$$p(\vec{r}, t) \begin{cases} = 0 & \text{pro } t \leq t_0 \\ \neq 0 & \text{pro } t_k < t < t_{k+1}, \quad k = 0, 1, \dots, \end{cases} \quad (1)$$

kde t_0 je počátek impulsu a t_k je okamžik k -tého průchodu akustického tlaku nulovou hodnotou.

Předpokládejme, že tranzientní zvukové pole ve vyšetřované části prostoru lze se zanedbatelnou neurčitostí popsat linearizovanými dynamickými a termodynamickými zákony [5].

Pro akustický tlak v daném bodě lineárního tranzientního pole pak podle [3] platí

$$\int_{t_0}^{\infty} p(\vec{r}, t) dt = 0, \quad \int_{t_0}^{\infty} p^2(\vec{r}, t) dt = B(\vec{r}) < \infty, \quad (2)$$

kde $B(\vec{r})$ je expozice akustického tlaku. Vztah mezi akustickým tlakem a akustickou rychlostí je dán [5] linearizovanou Eulerovou rovnicí

$$-\nabla p(\vec{r}, t) = \varrho_s \frac{\partial \vec{v}(\vec{r}, t)}{\partial t}. \quad (3)$$

Vyjádření tranzientního zvukového pole v části prostoru pomocí pole povrchového budeme formulovat pomocí rychlostního potenciálu, definovaného implicitním vztahem

$$\vec{v} = -\nabla \phi. \quad (4)$$

Dosadíme-li (4) do linearizované pohybové rovnice [5], dostaneme po malé úpravě vztah umožňující vyjádření akustického tlaku

$$p = \varrho_s \frac{\partial \phi}{\partial t}. \quad (5)$$

Je zřejmé, že pro rychlostní potenciál platí vlnová rovnice

$$\Delta \phi = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2}. \quad (6)$$

Řešení našeho problému budeme nejdříve hledat pro rychlostní potenciál a na základě vztahů (5) a (4) stanovíme řešení pro akustický tlak a akustickou rychlost.

Za předpokladu, že platí podmínky (1) a (2), můžeme na akustické impulsy, zaznamenané v tranzientním zvukovém poli, aplikovat Fourierovu transformaci

$$P(\vec{r}, f) = \int_{-\infty}^{\infty} p(\vec{r}, t) \exp(-j2\pi ft) dt, \quad (7)$$

$$V_n(\vec{r}, f) = \int_{-\infty}^{\infty} v_n(\vec{r}, t) \exp(-j2\pi ft) dt, \quad (8)$$

$$\Phi(\vec{r}, f) = \int_{-\infty}^{\infty} \phi(\vec{r}, t) \exp(-j2\pi ft) dt. \quad (9)$$

Je zřejmé, že dolní mez je ve všech případech $t_0 > -\infty$.

Aplikujeme-li Fourierovu transformaci na linearizovanou Eulerovu rovnici (3), dostaneme vztah mezi Fourierovými obrazy normálové složky akustické rychlosti a akustického tlaku

$$V_n(\vec{r}, f) = -\frac{1}{j2\pi f \varrho} \frac{\partial P(\vec{r}, f)}{\partial n}. \quad (10)$$

Aplikujeme-li dále Fourierovu transformaci na rovnice (4) a (5), dostaneme vztahy, které nám umožní vyjádřit potenciálové řešení pomocí akustické rychlosti a akustického tlaku

$$V_n(\vec{r}, f) = -\frac{\partial \Phi(\vec{r}, f)}{\partial n}, \quad (11)$$

$$P(\vec{r}, f) = j2\pi f \varrho_s \Phi(\vec{r}, f). \quad (12)$$

Aplikujeme-li nakonec Fourierovu transformaci na vlnovou rovnici (6), dostaneme tranzientní vlnovou rovnici

$$\Delta \Phi(\vec{r}, f) + \left(\frac{2\pi f}{c}\right)^2 \Phi(\vec{r}, f) = 0. \quad (13)$$

2.2. Přejít od Gaussovy věty k větě Greenově

Při hledání integrálního vztahu, umožňujícího vyjádření zvukového pole v části prostoru pomocí pole povrchového, vyjdeme ze známého Gaussova teorému [2]

$$\oint_{(S_G)} \vec{E} \cdot d\vec{S} = \iiint_{(V_G)} \operatorname{div} \vec{E} dV, \quad (14)$$

kde $\vec{E} = \vec{E}(\vec{r}, f)$ je spojitá komplexní vektorová funkce proměnných $(\vec{r}, f)$, se spojitými derivacemi, jejíž fyzikální význam zatím neznáme (obecně analytická funkce). Budeme hledat takovou modifikaci Gaussovy věty, která bude platit pro lineární zvukové pole, takže integrandy budou vyjadřovat akustické veličiny. Předpokládáme, že integrační oblasti (S_G) a (V_G) jsou jednoduše souvislé.

Nechť

$$d\vec{S} = dS \vec{n}^0$$

je vektorový element integrační plochy, kde $\vec{n}^0$ je jednotkový vektor vnější normály. Dosadíme-li do (14) $\operatorname{div} \vec{E} = \nabla \cdot \vec{E}$ můžeme Gaussovu větu vyjádřit ve tvaru

$$\oint_{(S_G)} \vec{E} \cdot \vec{n}^0 dS = \iiint_{(V_G)} \nabla \cdot \vec{E} dV. \quad (15)$$

Prvním krokem na cestě k akustické interpretaci Gaussovy věty je její převod na větu Greenovu, která rovněž vyjadřuje vztah typu *povrch* $\rightarrow$ *vnitřek*, avšak zavádí skalární funkce

$$\Phi = \Phi(\vec{r}, f),$$

$$\Psi = \Psi(\vec{r}, f),$$

kterými lze po vhodné modifikaci Gaussovy věty vyjádřit zvukové pole uvnitř ohraničeného prostoru na základě analýzy pole na jeho ohraničující ploše [2].

Zatím předpokládáme pouze to, že jde o funkce analytické v jednoduše souvislé oblasti V_G , ohraničené plochou S_G .

Abychom tyto funkce implantovali do Gaussovy věty, zavedeme vektorové funkce

$$\vec{E} = \Phi \nabla \Psi,$$

$$\vec{F} = \Psi \nabla \Phi,$$

které po řadě dosadíme do Gaussovy věty (15)

$$\oint_{(S_G)} \Phi \nabla \Psi \cdot \vec{n}^0 dS = \iiint_{(V_G)} \nabla \cdot (\Phi \nabla \Psi) dV,$$

$$\oint_{(S_G)} \Psi \nabla \Phi \cdot \vec{n}^0 dS = \iiint_{(V_G)} \nabla \cdot (\Psi \nabla \Phi) dV.$$

Dosadíme-li do těchto rovnic podle známých identit:

$$\nabla \Psi \cdot \vec{n}^0 = \frac{\partial \Psi}{\partial n},$$

$$\nabla \Phi \cdot \vec{n}^0 = \frac{\partial \Phi}{\partial n},$$

$$\nabla \cdot (\Phi \nabla \Psi) = \nabla \Phi \cdot \nabla \Psi + \Phi \Delta \Psi,$$

$$\nabla \cdot (\Psi \nabla \Phi) = \nabla \Psi \cdot \nabla \Phi + \Psi \Delta \Phi,$$

dostaneme

$$\oint_{(S_G)} \Phi \frac{\partial \Psi}{\partial n} dS = \iiint_{(V_G)} (\nabla \Phi \cdot \nabla \Psi + \Phi \Delta \Psi) dV,$$

$$\oint_{(S_G)} \Psi \frac{\partial \Phi}{\partial n} dS = \iiint_{(V_G)} (\nabla \Psi \cdot \nabla \Phi + \Psi \Delta \Phi) dV.$$

Odečteme-li druhou rovnici od rovnice první, vyruší se v trojném integrálu součiny

$$\nabla \Phi \cdot \nabla \Psi - \nabla \Psi \cdot \nabla \Phi = 0$$

a dostaneme hledanou větu Greenovu

$$\oint_{(S_G)} \left(\Phi \frac{\partial \Psi}{\partial n} - \Psi \frac{\partial \Phi}{\partial n} \right) dS = \iiint_{(V_G)} (\Phi \Delta \Psi - \Psi \Delta \Phi) dV. \quad (16)$$

2.3. Přejchod od Greenovy věty k Helmholtzově rovnici

Integrand $(\Phi \Delta \Psi - \Psi \Delta \Phi)$ ve větě Greenově (16) nabíží určité zjednodušení v případě, že obě komplexní skalární funkce

$$\Phi = \Phi(\vec{r}, f), \quad \Psi = \Psi(\vec{r}, f)$$

vyhovují vlnové rovnici (13). Dosadíme do Greenovy věty (16) podle tranzientní vlnové rovnice (13)

$$\Delta \Phi(\vec{r}, f) = - \left(\frac{2\pi f}{c} \right)^2 \Phi(\vec{r}, f),$$

$$\Delta \Psi(\vec{r}, f) = - \left(\frac{2\pi f}{c} \right)^2 \Psi(\vec{r}, f).$$

Pro integrand dostaneme

$$\Phi \Delta \Psi - \Psi \Delta \Phi = -\Phi \left(\frac{2\pi f}{c} \right)^2 \Psi + \Psi \left(\frac{2\pi f}{c} \right)^2 \Phi = 0,$$

takže integrál na pravé straně nabude nulové hodnoty. Dosadíme-li tento výsledek do Greenovy věty, dostaneme Helmholtzovu rovnici

$$\oint_{(S_G)} \left(\Phi \frac{\partial \Psi}{\partial n} - \Psi \frac{\partial \Phi}{\partial n} \right) dS = 0, \quad (17)$$

která nás dovede k vyjádření zvukového pole v ohraničeném prostoru pomocí pole na jeho povrchu [2].

2.4. Přejchod od Helmholtzovy rovnice k Helmholtzovu-Huygensovu integrálu

Předpokládejme, že v Helmholtzově rovnici (17) je $\Phi(\vec{r}, f)$ Fourierův obraz tranzientního rychlostního potenciálu. Předpokládejme, že zdroje tranzientního zvukového pole jsou umístěny vně ohraničeného prostoru V_G . O funkci $\Psi(\vec{r}, f)$ (funkce Greenova) rovněž předpokládáme, že v ohraničeném prostoru V_G vyhovuje tranzientní vlnové rovnici a je volena tak, aby zprostředkovala vztah mezi zvukovým polem na povrchu a uvnitř zkoumaného ohraničeného prostoru. Obě komplexní funkce $\Phi(\vec{r}, f)$, $\Psi(\vec{r}, f)$ jsou tedy analytické, což v našem případě zejména znamená, že jsou spojité, mají nejméně do druhého řádu spojitě derivace a nabývají ve všech bodech ohraničeného prostoru V_G konečných hodnot.

Za Greenovu funkci, od níž očekáváme, že splní funkci akustického mostu mezi povrchem a vnitřkem ohraničeného prostoru, zvolíme [2]

$$\Psi = \frac{\exp(-j\omega\xi/c)}{\xi}, \quad (18)$$

kde ξ je vzdálenost libovolného bodu tranzientního zvukového pole $\vec{r}$ od vnitřního bodu ohraničeného prostoru

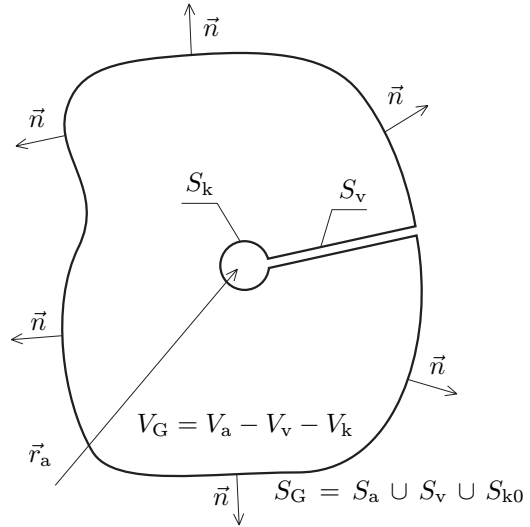
$\vec{r}_a$, v němž chceme vyjádřit rychlostní potenciál pomocí Helmholtzovy rovnice (17) (viz obrázek 1), tj.

$$\xi = |\vec{r} - \vec{r}_a| = \sqrt{(x - x_a)^2 + (y - y_a)^2 + (z - z_a)^2}. \quad (19)$$

Vektor

$$\vec{\xi} = \vec{r} - \vec{r}_a = (x - x_a)\vec{i} + (y - y_a)\vec{j} + (z - z_a)\vec{k} \quad (20)$$

je tedy polohový vektor libovolného bodu v tranzientním zvukovém poli vzhledem k počátku ve vyšetřovaném bodě $\vec{r}_a$.



Obrázek 1: K odvození Helmholtzova-Huygensova integrálu

Je tu však problém. Funkce (18) nevyhovuje pro danou integrační plochu základní podmínce analytičnosti, neboť

$$\lim_{\xi \rightarrow 0} \frac{\exp(-j\omega\xi/c)}{\xi} = \infty. \quad (21)$$

Integrační oblast, ohraničující prostor, v němž leží bod $\vec{r}_a$, není tedy Gaussovská. K vyřešení tohoto problému zkonstruujeme Gaussovskou integrační plochu S_G tak, aby byla jednoduše souvislá a ohraničovala jednoduše souvislý prostor, v němž bude Greenova funkce (18) dosahovat pouze konečných hodnot. Nejdříve opíšeme kolem vyšetřovaného bodu $\vec{r}_a$ kulovou plochu S_k o poloměru ξ_k , kterou pak spojíme s původním povrchem válcovým kanálkem o poloměru r_v . Nová integrační oblast S_G se tedy skládá z plochy S_a , která zbyla z původní integrační uzavřené plochy po vyříznutí vstupního otvoru pro spojovací válcový kanálek, dále z pláště spojovacího válcového kanálku S_v a nakonec z plochy S_{k0} , která zbyla po vyříznutí vstupního otvoru pro spojovací kanálek do kulové plochy S_k , opsané kolem vyšetřovaného bodu (viz obrázek 1)

$$S_G = S_a \cup S_v \cup S_{k0}. \quad (22)$$

Ve všech bodech prostoru, ohraničeného touto plochou, je tedy Greenova funkce (18) konečná a platí pro ni vlnová rovnice (13). Integrál po uzavřené Gaussovské ploše

S_G v Helmholtzově rovnici (17) teď můžeme vyjádřit jako součet tří integrálů po jednotlivých částech S_a , S_v , S_{k0} , přičemž nás bude zajímat limitní případ

$$\begin{aligned} & \lim_{r_v \rightarrow 0} \iint_{(S_a)} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial n} - \Phi \frac{\partial}{\partial n} \right) \frac{\exp(-j\omega\xi/c)}{\xi} dS + \\ & + \lim_{r_v \rightarrow 0} \iint_{(S_v)} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial n} - \Phi \frac{\partial}{\partial n} \right) \frac{\exp(-j\omega\xi/c)}{\xi} dS + \\ & + \lim_{\xi_k \rightarrow 0} \iint_{(S_{k0})} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial n} - \Phi \frac{\partial}{\partial n} \right) \frac{\exp(-j\omega\xi/c)}{\xi} dS = 0. \end{aligned}$$

Je zřejmé, že limitu prvního integrálu můžeme vyjádřit jako integrál po uzavřené ploše, limita druhého integrálu je nulová a integrační oblast ve třetím integrálu můžeme změnit na celou plochu kulovou S_k , takže Helmholtzova rovnice se zjednoduší na tvar

$$\begin{aligned} & \iint_{(S_a)} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial n} - \Phi \frac{\partial}{\partial n} \right) \frac{\exp(-j\omega\xi/c)}{\xi} dS + \\ & + \lim_{\xi_k \rightarrow 0} \iint_{(S_k)} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial n} - \Phi \frac{\partial}{\partial n} \right) \frac{\exp(-j\omega\xi/c)}{\xi} dS = 0. \quad (23) \end{aligned}$$

Rozložme limitní integrál na dva integrály

$$\begin{aligned} & \lim_{\xi_k \rightarrow 0} \iint_{(S_k)} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial n} - \Phi \frac{\partial}{\partial n} \right) \frac{\exp(-j\omega\xi/c)}{\xi} dS = \\ & = \lim_{\xi_k \rightarrow 0} \iint_{(S_k)} \frac{\partial \Phi}{\partial n} \frac{\exp(-j\omega\xi/c)}{\xi} dS - \\ & - \lim_{\xi_k \rightarrow 0} \iint_{(S_k)} \Phi \frac{\partial}{\partial n} \frac{\exp(-j\omega\xi/c)}{\xi} dS. \quad (24) \end{aligned}$$

Podle obrázku 1 a definice vektoru $\vec{\xi}$ (19) platí v prvním integrálu na pravé straně pro derivaci podle normály ke kulové ploše S_k (vektor normály směřuje vně ohraničeného prostoru, což je v tomto případě do středu kulové plochy S_k , má tedy opačný směr než vektor $\vec{\xi}$)

$$\frac{\partial \Phi(\vec{\xi}_k)}{\partial n} = - \frac{\partial \Phi(\vec{\xi}_k)}{\partial \xi}.$$

Pro libovolnou dvojici bodů souměrně sdružených podle středu kulové plochy S_k potom zřejmě platí

$$\lim_{\xi_k \rightarrow 0} \frac{\partial \Phi(\vec{\xi}_k)}{\partial n} = - \lim_{\xi_k \rightarrow 0} \frac{\partial \Phi(-\vec{\xi}_k)}{\partial n},$$

tj.

$$\lim_{\xi_k \rightarrow 0} \frac{\partial \Phi(\vec{\xi}_k)}{\partial n} + \lim_{\xi_k \rightarrow 0} \frac{\partial \Phi(-\vec{\xi}_k)}{\partial n} = 0.$$

Rozdělíme-li tedy integrační oblast v prvním integrálu v (24) na dvě polokulové plochy, pak se integrály přes obě plochy v limitním případě vyruší, takže dostaneme

$$\lim_{\xi_k \rightarrow 0} \iint_{(S_k)} \frac{\partial \Phi}{\partial n} \frac{\exp(-j\omega\xi/c)}{\xi} dS = 0. \quad (25)$$

K vyjádření druhého integrálu v (24) provedeme v integrandu derivaci Greenovy funkce podle normály k ploše S_k . Vzhledem k opačné orientaci polohového vektoru kulové plochy S_k a normály k této ploše platí

$$\left[\frac{\partial \xi}{\partial n} = -1 \right]_{S_k},$$

takže po provedení derivace Greenovy funkce podle ξ dostaneme

$$\left[\frac{\partial}{\partial n} \frac{\exp(-j\omega\xi/c)}{\xi} = \frac{(j\omega\xi + c) \exp(-j\omega\xi/c)}{c\xi^2} \right]_{S_k}.$$

Dosaďme tento výsledek do druhého limitního integrálu (24) a provedme výpočet limity

$$\begin{aligned} & \lim_{\xi_k \rightarrow 0} \iint_{(S_k)} \Phi \frac{\partial}{\partial n} \frac{\exp(-j\omega\xi/c)}{\xi} dS = \\ & = \lim_{\xi_k \rightarrow 0} \iint_{(S_k)} \Phi \frac{(j\omega\xi + c) \exp(-j\omega\xi/c)}{c\xi^2} dS = \\ & = \Phi_a \lim_{\xi_k \rightarrow 0} \left[\frac{(j\omega\xi_k + c) \exp(-j\omega\xi_k/c)}{c\xi_k^2} \iint_{(S_k)} dS \right] = \\ & = \Phi_a \lim_{\xi_k \rightarrow 0} \left[\frac{(j\omega\xi_k + c) \exp(-j\omega\xi_k/c)}{c\xi_k^2} 4\pi\xi_k^2 \right] = \\ & = \Phi_a 4\pi, \end{aligned}$$

tedy

$$\lim_{\xi_k \rightarrow 0} \iint_{(S_k)} \Phi \frac{\partial}{\partial n} \frac{\exp(-j\omega\xi/c)}{\xi} dS = \Phi_a 4\pi, \quad (26)$$

kde

$$\Phi_a(f) = \Phi(\vec{r}_a, f).$$

Dosaďme-li (26) a (25) do (24), dostaneme vyjádření limitního integrálu ve tvaru

$$\lim_{\xi_k \rightarrow 0} \iint_{(S_k)} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial n} - \Phi \frac{\partial}{\partial n} \right) \frac{\exp(-j\omega\xi/c)}{\xi} dS = -\Phi_a 4\pi. \quad (27)$$

Po dosazení tohoto výsledku do (23) nakonec dostaneme

$$\iint_{(S_a)} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial n} - \Phi \frac{\partial}{\partial n} \right) \frac{\exp(-j\omega\xi/c)}{\xi} dS - \Phi_a 4\pi = 0,$$

což je po malé úpravě *Helmholtzův-Huygensův integrál*

$$\begin{aligned}\Phi_a(f) &= \\ &= \frac{1}{4\pi} \oint_{(S_a)} \left(\frac{\partial \Phi(\vec{r}, f)}{\partial n} - \Phi(\vec{r}, f) \frac{\partial}{\partial n} \right) \frac{\exp(-j\omega\xi/c)}{\xi} dS.\end{aligned}\quad (28)$$

Po dosazení podle (12) dostaneme vyjádření vhodné pro skalární gradientní analýzu Fourierova obrazu akustického tlaku

$$\begin{aligned}P_a(f) &= \\ &= \frac{1}{4\pi} \oint_{(S_a)} \left(\frac{\partial P(\vec{r}, f)}{\partial n} - P(\vec{r}, f) \frac{\partial}{\partial n} \right) \frac{\exp(-j\omega\xi/c)}{\xi} dS.\end{aligned}\quad (29)$$

Vyjádříme-li v této rovnici derivaci Greenovy funkce podle normály k povrchu

$$\left[\frac{\partial}{\partial n} \frac{\exp(-j\omega\xi/c)}{\xi} = -\frac{(j\omega\xi + c) \exp(-j\omega\xi/c)}{c\xi^2} \frac{\partial \xi}{\partial n} \right]_{S_a},$$

dostaneme po vytknutí Greenovy funkce Helmholtzův-Huygensův integrál ve tvaru

$$P_a(f) = \frac{1}{4\pi} \oint_{(S_a)} \left(\frac{\partial P(\vec{r}, f)}{\partial n} + P(\vec{r}, f) \frac{j\omega\xi + c}{c\xi} \frac{\partial \xi}{\partial n} \right) \cdot \frac{\exp(-j\omega\xi/c)}{\xi} dS, \quad (30)$$

který je vhodný pro analytické řešení polí.

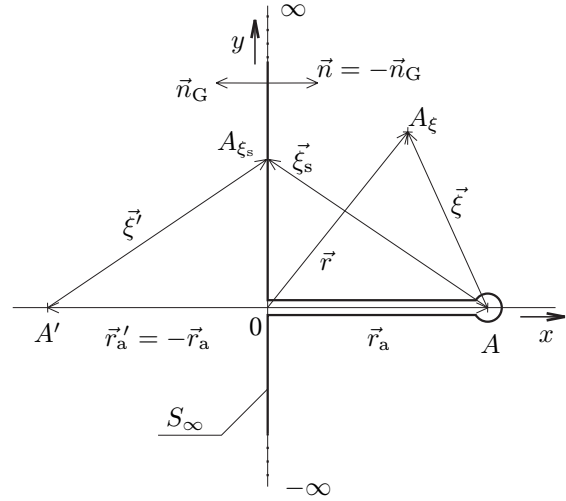
2.5. Přejchod od Helmholtzova-Huygensova integrálu k Rayleighovu integrálu

Předpokládejme nyní, že známe rozložení tranzientního zvukového pole na nekonečné rovině y, z (viz obrázek 2). Pokušíme se nyní modifikovat Helmholtzův-Huygensův integrál tak, aby umožnil zjištění zvukového pole před touto rovinou. Uvedeme dvě možná řešení. V prvním případě budeme předpokládat, že známe rozložení akustické rychlosti podél roviny y, z . Řešení tohoto problému lze tedy aplikovat na vyjádření zvukového pole, generovaného kmitající tuhou rovinou. V druhém případě budeme předpokládat, že známe plošné rozložení akustického tlaku.

Zvukové pole generované impulsním kmitnutím tuhé roviny

Předpokládejme, že prostor, v němž chceme vyjádřit zvukové pole, je ohraničen šesti navzájem kolmými rovinnými stěnami (pravidelný čtyřboký hranol), jejichž rozměry jsou nekonečně velké. Nechť stěna S_∞ , jejíž kmitání generuje zvukové pole, je totožná s rovinou y, z (viz obrázek 2). Polohový vektor vyšetřovaného bodu je tedy

$$\vec{r}_a = x_a \vec{i} + y_a \vec{j} + z_a \vec{k}, \quad x_a > 0. \quad (31)$$



Obrázek 2: K odvození Rayleighova integrálu

Za Greenovu funkci, od níž očekáváme, že bude tvořit vztah mezi rovinou S_∞ a libovolným bodem $\vec{r}_a$, před touto rovinou zvolíme tentokrát [2]

$$\Psi = \frac{\exp(-j\omega\xi/c)}{\xi} + \frac{\exp(-j\omega\xi'/c)}{\xi'}, \quad (32)$$

kde ξ je podobně jako v (19) vzdálenost libovolného bodu tranzientního zvukového pole $\vec{r}$ před rovinou S_∞ od bodu $\vec{r}_a$, v němž chceme vyjádřit rychlostní potenciál pomocí Helmholtzovy rovnice (17) (viz obrázek 2), tj.

$$\xi = |\vec{r} - \vec{r}_a| = \sqrt{(x - x_a)^2 + (y - y_a)^2 + (z - z_a)^2} \quad (33)$$

a ξ' je vzdálenost bodu $\vec{r}$ od bodu $\vec{r}'_a$

$$\vec{r}'_a = -x_a \vec{i} + y_a \vec{j} + z_a \vec{k}, \quad x_a > 0, \quad (34)$$

který je, jak je patrné z obrázku 2, souměrně sdružený k $\vec{r}_a$ podle roviny $S_\infty(y, z)$, tj.

$$\xi' = |\vec{r} - \vec{r}'_a| = \sqrt{(x + x_a)^2 + (y - y_a)^2 + (z - z_a)^2}. \quad (35)$$

Pro vektorové vyjádření tedy v soulase s (20) platí

$$\vec{\xi} = \vec{r} - \vec{r}_a = (x - x_a) \vec{i} + (y - y_a) \vec{j} + (z - z_a) \vec{k}, \quad (36)$$

$$\vec{\xi}' = \vec{r} - \vec{r}'_a = (x + x_a) \vec{i} + (y - y_a) \vec{j} + (z - z_a) \vec{k}. \quad (37)$$

Předpokládejme opět, že v Helmholtzově rovnici (17) je $\Phi(\vec{r}, f)$ Fourierův obraz tranzientního rychlostního potenciálu. Předpokládejme dále, že zdroje tranzientního zvukového pole jsou umístěny vlevo od roviny S_∞ , tj. vně ohraničeného prostoru V_G .

Je zřejmé, že funkce Ψ (32) rovněž nevyhovuje základní podmínce analytičnosti, neboť pro její první část, která je totožná s funkcí Ψ v předchozím případě (18), platí

$$\lim_{\xi \rightarrow 0} \frac{\exp(-j\omega\xi/c)}{\xi} = \infty. \quad (38)$$

K vyřešení tohoto problému použijeme stejné metody jako v předchozím případě, to znamená, že uzavřenou integrační plochu doplníme tak, že kolem vyšetřovaného bodu $\vec{r}_a$ opíšeme kulovou plochu S_k , kterou spojíme s původním povrchem válcovým kanálkem r_v (obrázek 2).

Vzhledem k činitelům $1/\xi$ a $1/\xi'$ v Greenově funkci (32) budou Huygensové příspěvky k Ψ_a přicházející z ostatních pěti ploch nulové, takže vnější integrační oblastí bude pouze rovina S_∞ .

Helmholtzovu rovnici (17) pak můžeme modifikovat na tvar

$$\begin{aligned} & \iint_{(S_\infty)} \frac{\partial \Phi}{\partial n} \left(\frac{\exp(-j\omega\xi/c)}{\xi} + \frac{\exp(-j\omega\xi'/c)}{\xi'} \right) dS - \\ & - \iint_{(S_\infty)} \Phi \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{\exp(-j\omega\xi/c)}{\xi} + \frac{\exp(-j\omega\xi'/c)}{\xi'} \right) dS + \\ & + \lim_{\xi_k \rightarrow 0} \iint_{(S_k)} \frac{\partial \Phi}{\partial n} \left(\frac{\exp(-j\omega\xi/c)}{\xi} + \frac{\exp(-j\omega\xi'/c)}{\xi'} \right) dS - \\ & - \lim_{\xi_k \rightarrow 0} \iint_{(S_k)} \Phi \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{\exp(-j\omega\xi/c)}{\xi} + \frac{\exp(-j\omega\xi'/c)}{\xi'} \right) dS = \\ & = 0. \quad (39) \end{aligned}$$

Je zřejmé, že pro Greenovu funkci na ploše S_∞ platí (obrázek 2)

$$\left[\frac{\exp(-j\omega\xi/c)}{\xi} + \frac{\exp(-j\omega\xi'/c)}{\xi'} = 2 \frac{\exp(-j\omega\xi/c)}{\xi} \right]_{x=0}. \quad (40)$$

Derivaci Greenovy funkce podle vnější normály k povrchu S_∞ vyjádříme za použití (33) a (35)

$$\begin{aligned} & \left[\frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{\exp(-j\omega\xi/c)}{\xi} + \frac{\exp(-j\omega\xi'/c)}{\xi'} \right) \right]_{x=0} = \\ & = - \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\exp(-j\omega\xi/c)}{\xi} + \frac{\exp(-j\omega\xi'/c)}{\xi'} \right) \right]_{x=0} = \\ & = - \left[\frac{\partial}{\partial \xi} \frac{\exp(-j\omega\xi/c)}{\xi} \frac{\partial \xi}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial \xi'} \frac{\exp(-j\omega\xi'/c)}{\xi'} \frac{\partial \xi'}{\partial x} \right]_{x=0} = \\ & = \left[\frac{(j\omega\xi/c + 1) \exp(-j\omega\xi/c)}{\xi^2} \frac{x - x_a}{\xi} \right]_{x=0} + \\ & + \left[\frac{(j\omega\xi'/c + 1) \exp(-j\omega\xi'/c)}{\xi'^2} \frac{x + x_a}{\xi'} \right]_{x=0} = 0. \quad (41) \end{aligned}$$

Dosadíme-li (40) a (41) do prvního integrálu v (39), dostaneme

$$\begin{aligned} & \iint_{(S_\infty)} \frac{\partial \Phi}{\partial n} \left(\frac{\exp(-j\omega\xi/c)}{\xi} + \frac{\exp(-j\omega\xi'/c)}{\xi'} \right) dS - \\ & - \iint_{(S_\infty)} \Phi \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{\exp(-j\omega\xi/c)}{\xi} + \frac{\exp(-j\omega\xi'/c)}{\xi'} \right) dS = \end{aligned}$$

$$= 2 \iint_{(S_\infty)} \frac{\partial \Phi}{\partial n} \frac{\exp(-j\omega\xi/c)}{\xi} dS. \quad (42)$$

Nyní stanovíme limitní integrály v (39). První integrál jsme již řešili (27) a došli jsme k vyjádření

$$\begin{aligned} & \lim_{\xi_k \rightarrow 0} \iint_{(S_k)} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial n} \frac{\exp(-j\omega\xi/c)}{\xi} - \right. \\ & \left. - \Phi \frac{\partial}{\partial n} \frac{\exp(-j\omega\xi/c)}{\xi} \right) dS = -\Phi_a 4\pi. \quad (43) \end{aligned}$$

Vzhledem k tomu, že obě funkce v integrandu druhého integrálu nabývají ve všech bodech vyšetřovaného prostoru konečných hodnot, jsou spojitě a mají spojitě derivace, je tento limitní integrál roven nule

$$\begin{aligned} & \lim_{\xi_k \rightarrow 0} \iint_{(S_k)} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial n} \frac{\exp(-j\omega\xi'/c)}{\xi'} - \Phi \frac{\partial}{\partial n} \frac{\exp(-j\omega\xi'/c)}{\xi'} \right) dS = \\ & = 0. \quad (44) \end{aligned}$$

Dosadíme-li rozdíl limitních integrálů (43), (44)

$$\begin{aligned} & \lim_{\xi_k \rightarrow 0} \iint_{(S_k)} \frac{\partial \Phi}{\partial n} \left(\frac{\exp(-j\omega\xi/c)}{\xi} + \frac{\exp(-j\omega\xi'/c)}{\xi'} \right) dS - \\ & - \lim_{\xi_k \rightarrow 0} \iint_{(S_k)} \Phi \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{\exp(-j\omega\xi/c)}{\xi} + \frac{\exp(-j\omega\xi'/c)}{\xi'} \right) dS = \\ & = -\Phi_a 4\pi \quad (45) \end{aligned}$$

do (39)

$$2 \iint_{(S_\infty)} \frac{\partial \Phi}{\partial n} \frac{\exp(-j\omega\xi/c)}{\xi} dS - \Phi_a 4\pi = 0,$$

dostaneme po malém přerovnání základní tvar Rayleighovy integrálu

$$\Phi_a(f) = \frac{1}{2\pi} \iint_{(S_\infty)} \frac{\partial \Phi(\vec{r}, f)}{\partial n} \frac{\exp(-j\omega\xi/c)}{\xi} dS. \quad (46)$$

Dosadíme-li do (46) podle (12) a (11)

$$\Phi_a(f) = \frac{1}{j2\pi f \varrho_s} P_a(f), \quad (47)$$

$$\frac{\partial \Phi(\vec{r}, f)}{\partial n} = -V_n(\vec{r}, f), \quad (48)$$

dostaneme po malé úpravě vyjádření zvukového pole generovaného tranzientním kmitnutím tuhé roviny

$$P_a(f) = -jf \varrho_s \iint_{(S_\infty)} V_n(\vec{r}, f) \frac{\exp(-j\omega\xi/c)}{\xi} dS. \quad (49)$$

Připomeňme, že normála ke kmitající ploše je orientovaná vně ohraničeného prostoru. V praxi bývá zvykem orientovat normálu dovnitř, což je v našem případě ve směru osy x , takže dostaneme vyjádření

$$P_a(f) = jf \varrho_s \iint_{(S_\infty)} V_x(\vec{r}, f) \frac{\exp(-j\omega\xi/c)}{\xi} dS, \quad (50)$$

které nachází uplatnění zejména při řešení problému emise tranzientní zvukové vlny impulsním kmitnutím tuhé rovině stěny. Abychom se vyhnuli chybným aplikacím, připomeňme, že vyjádření vyzařovaného zvukového pole Rayleighovým integrálem (49) předpokládá, že je známa normálová složka rychlosti kmitání $V_n(\vec{r}, f)$ nejen na vyzařující ploše, ale také ve všech ostatních bodech roviny S_∞ . Tuto podmínku lze teoreticky splnit např. tím, že kmitající plochu, jejíž vyzařování nás zajímá, obklopíme ve zbývajících částech roviny S_∞ dokonale tuhou nekmitající stěnou. To sice vede k jednoduchému analytickému vyjádření emitovaného pole, z hlediska experimentálního je však realizace této podmínky velice problematická. K vyjádření emitovaného zvukového pole rovinným zářičem ve volném poli je třeba znát gradient akustického tlaku, který vznikne v rovině S_∞ difrakcí na rovinném zářiči. Nápodědu k řešení tohoto problému se pokusíme hledat v následující modifikaci Rayleighova integrálu.

Zvukové pole před rovinou, na níž je známo rozložení akustického tlaku

Předchozí vyjádření Rayleighova integrálu (46) bylo odvozeno za předpokladu, že na ploše S_∞ je známa derivace $\partial\Phi/\partial n$. Nyní odvodíme vyjádření zvukového pole před rovinou S_∞ za předpokladu, že je známo pouze plošné rozložení rychlostního potenciálu, takže derivaci $\partial\Phi/\partial n$ nelze určit. Nechtě tedy opět prostor, v němž máme vyjádřit zvukové pole, je ohraničen šesti navzájem kolmými nekonečnými rovinnými stěnami, přičemž stěna S_∞ je totožná s rovinou y, z (viz obrázek 2). Polohový vektor vyšetřovaného bodu je tedy opět $\vec{r}_a$ (31).

K eliminaci derivace $\partial\Phi/\partial n$ v Helmholtzově-Huygensově integrálu (28) upravíme Greenovu funkci (32) tak, že změnímme znaménko druhé části funkce [2]

$$\Psi = \frac{\exp(-j\omega\xi/c)}{\xi} - \frac{\exp(-j\omega\xi'/c)}{\xi'}, \quad (51)$$

kde ξ je podobně jako v (33) vzdálenost libovolného bodu tranzientního zvukového pole $\vec{r}$ před rovinou S_∞ od bodu $\vec{r}_a$ a ξ' (35) je vzdálenost bodu $\vec{r}$ od bodu $\vec{r}_a'$ (34), který je podle obrázku 2 souměrně sdružený k $\vec{r}_a$ podle roviny $S_\infty(y, z)$. Vektorové vyjádření je tedy opět dáno rovnicemi (36) a (37).

Předpokládejme opět, že v Helmholtzově rovnici (17) je $\Phi(\vec{r}, f)$ Fourierův obraz tranzientního rychlostního potenciálu. Předpokládejme dále, že zdroje tranzientního zvukového pole jsou umístěny vlevo od roviny S_∞ , tj. vně ohraničeného prostoru V_G .

Je zřejmé, že ani funkce Ψ daná rovnicí (51) nevyhovuje vzhledem k (38) základní podmínce analytičnosti. K vyřešení tohoto problému použijeme stejné metody jako v předchozím případě.

Modifikovaná Helmholtzova rovnice (39) pak bude mít pro Greenovu funkci (51) tvar

$$\begin{aligned} & \iint_{(S_\infty)} \frac{\partial\Phi}{\partial n} \left(\frac{\exp(-j\omega\xi/c)}{\xi} - \frac{\exp(-j\omega\xi'/c)}{\xi'} \right) dS - \\ & - \iint_{(S_\infty)} \Phi \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{\exp(-j\omega\xi/c)}{\xi} - \frac{\exp(-j\omega\xi'/c)}{\xi'} \right) dS + \\ & + \lim_{\xi_k \rightarrow 0} \iint_{(S_k)} \frac{\partial\Phi}{\partial n} \left(\frac{\exp(-j\omega\xi/c)}{\xi} - \frac{\exp(-j\omega\xi'/c)}{\xi'} \right) dS - \\ & - \lim_{\xi_k \rightarrow 0} \iint_{(S_k)} \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{\exp(-j\omega\xi/c)}{\xi} - \frac{\exp(-j\omega\xi'/c)}{\xi'} \right) dS = \\ & = 0. \quad (52) \end{aligned}$$

Je zřejmé, že pro Greenovu funkci (51) na ploše S_∞ platí (viz obrázek 2)

$$\left[\frac{\exp(-j\omega\xi/c)}{\xi} - \frac{\exp(-j\omega\xi'/c)}{\xi'} = 0 \right]_{x=0}. \quad (53)$$

Derivaci Greenovy funkce (51) podle vnější normály k povrchu S_∞ vyjádříme za použití (33) a (35)

$$\begin{aligned} & \left[\frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{\exp(-j\omega\xi/c)}{\xi} - \frac{\exp(-j\omega\xi'/c)}{\xi'} \right) \right]_{x=0} = \\ & = \left[-\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\exp(-j\omega\xi/c)}{\xi} - \frac{\exp(-j\omega\xi'/c)}{\xi'} \right) \right]_{x=0} = \\ & = \left[-\frac{\partial}{\partial \xi} \frac{\exp(-j\omega\xi/c)}{\xi} \frac{\partial \xi}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial \xi'} \frac{\exp(-j\omega\xi'/c)}{\xi'} \frac{\partial \xi'}{\partial x} \right]_{x=0} = \\ & = \left[-2 \frac{(j\omega\xi/c + 1) \exp(-j\omega\xi/c)}{\xi^2} \frac{x_a}{\xi} \right]_{x=0}. \quad (54) \end{aligned}$$

Dosadíme-li (53) a (54) do prvního integrálu v (52), dostaneme

$$\begin{aligned} & \iint_{(S_\infty)} \frac{\partial\Phi}{\partial n} \left(\frac{\exp(-j\omega\xi/c)}{\xi} - \frac{\exp(-j\omega\xi'/c)}{\xi'} \right) dS - \\ & - \iint_{(S_\infty)} \Phi \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{\exp(-j\omega\xi/c)}{\xi} - \frac{\exp(-j\omega\xi'/c)}{\xi'} \right) dS = \\ & = -2 \iint_{(S_\infty)} \Phi \frac{(j\omega\xi/c + 1) \exp(-j\omega\xi/c)}{\xi^2} \frac{x_a}{\xi} dS. \quad (55) \end{aligned}$$

Limitní integrál v (52) stanovíme stejným způsobem jako v případě (39). Celý proces je vyjádřen rovnicemi (27),

(43), (44), (45). Dosadíme-li (55) a (45) do (52), dostaneme

$$-2 \iint_{(S_\infty)} \Phi \frac{(j\omega\xi/c + 1) \exp(-j\omega\xi/c)}{\xi^2} \frac{x_a}{\xi} dS - \Phi_a 4\pi = 0.$$

Po malé úpravě dostaneme

$$\Phi_a(f) = \frac{1}{2\pi} \iint_{(S_\infty)} \Phi(\vec{r}, f) \frac{(j\omega\xi/c + 1) \exp(-j\omega\xi/c)}{\xi^2} \frac{x_a}{\xi} dS. \quad (56)$$

Dosadíme-li (viz obrázek 2)

$$\cos \alpha = \frac{x_a}{\xi}, \quad (57)$$

dostaneme

$$\Phi_a(f) = \frac{1}{2\pi} \iint_{(S_\infty)} \Phi(\vec{r}, f) \frac{(j\omega\xi/c + 1) \exp(-j\omega\xi/c)}{\xi^2} \cos \alpha dS. \quad (58)$$

Podle (47) platí tento vztah i pro akustický tlak

$$P_a(f) = \frac{1}{2\pi} \iint_{(S_\infty)} P(\vec{r}, f) \frac{(j\omega\xi/c + 1) \exp(-j\omega\xi/c)}{\xi^2} \cos \alpha dS. \quad (59)$$

Připomeňme opět, že zdroje jsou umístěny v levém poloprostoru ($x < 0$) a $P(\vec{r}, f)$ známe na celé nekonečné rovině ploše S_∞ .

Tento tvar Rayleighova integrálu poskytuje aparát k řešení problému difrakce na rovině překážce, resp. na otvoru v rovině překážce. Poskytuje také analytický základ pro akustickou holografii.

3. Řešení pro časově periodické zvukové pole

Řešení problému *povrch* $\rightarrow$ *vnitřek* pro idealizované časově periodické pole [4] je analogické k řešení pro pole tranzientní [3]. Význam vstupních akustických veličin je však odlišný. V případě tranzientního pole jsme hledali vztahy mezi Fourierovými obrazy tranzientních akustických veličin, v periodickém poli budeme tyto vztahy aplikovat na fáze harmonických složek.

3.1. Základní fázorové rovnice

Ideální periodický akustický tlak je definován spojitou funkcí času $p(\vec{r}, t)$ se spojitými derivacemi, pro niž platí v celém intervalu $(-\infty, \infty)$ podmínka ([4])

$$p(\vec{r}, t) = p(\vec{r}, t + T_1), \quad t \in (-\infty, \infty), \quad (60)$$

přičemž platí

$$\frac{1}{T_1} \int_{t_0}^{t_0+T_1} p(\vec{r}, t) dt = 0 \quad (61)$$

$$\frac{1}{T_1} \int_{t_0}^{t_0+T_1} p^2(\vec{r}, t) dt = p_{\text{ef}}^2(\vec{r}) < \infty, \quad (62)$$

kde t_0 je libovolný časový okamžik v intervalu $(-\infty, \infty)$ a $p_{\text{ef}}(\vec{r})$ je efektivní hodnota akustického tlaku v daném bodě $\vec{r}$ zvukového pole. Periodické akustické veličiny lze rozložit na harmonické složky [4], jejichž fáze jsou

$$\hat{p}_{km}(\vec{r}) = \frac{2}{T_1} \int_{t_0}^{t_0+T_1} p(\vec{r}, t) \exp(-j2\pi f_k t) dt, \quad (63)$$

$$\hat{v}_{nkm}(\vec{r}) = \frac{2}{T_1} \int_{t_0}^{t_0+T_1} v(\vec{r}, t) \exp(-j2\pi f_k t) dt, \quad (64)$$

$$\hat{\phi}_{km}(\vec{r}) = \frac{2}{T_1} \int_{t_0}^{t_0+T_1} \phi(\vec{r}, t) \exp(-j2\pi f_k t) dt. \quad (65)$$

Aplikujeme-li na linearizovanou Eulerovu rovnici (3) fázorovou Fourierovu transformaci (63), (64), dostaneme vztah mezi fáze akustické rychlosti a akustického tlaku

$$\hat{v}_{nkm}(\vec{r}) = -\frac{1}{j2\pi f_k \varrho_s} \frac{\partial \hat{p}_{km}(\vec{r})}{\partial n}. \quad (66)$$

Aplikujeme-li dále na rovnice (4) a (5) fázorovou Fourierovu transformaci (63), (65), (64), odřízneme vztahy, které nám umožní převést potenciálové řešení na řešení rychlostní a tlakové

$$\hat{v}_{nkm}(\vec{r}) = -\frac{\partial \hat{\phi}_{km}(\vec{r})}{\partial n}, \quad (67)$$

$$\hat{p}_{km}(\vec{r}) = j2\pi f_k \varrho_s \hat{\phi}_{km}(\vec{r}). \quad (68)$$

Fázorová vlnová rovnice pro rychlostní potenciál je [4]

$$\Delta \hat{\phi}_{km}(\vec{r}) + \left(\frac{2\pi f_k}{c} \right)^2 \hat{\phi}_{km}(\vec{r}) = 0. \quad (69)$$

3.2. Fázorový Helmholtzův-Huygensův integrál

Aplikujeme-li Greenovu větu (16) na časově periodické zvukové pole, dostaneme fázorové vyjádření Helmholtzova-Huygensova integrálu (29)

$$\begin{aligned} \hat{p}_{akm} &= \\ &= \frac{1}{4\pi} \oint_{(S_a)} \left(\frac{\partial \hat{p}_{km}(\vec{r})}{\partial n} - \hat{p}_{km}(\vec{r}) \frac{\partial}{\partial n} \right) \frac{\exp(-j\omega\xi/c)}{\xi} dS. \end{aligned} \quad (70)$$

3.3. Fázorový Rayleighův integrál

Předpokládejme nyní, že známe rozložení časově periodického zvukového pole na nekonečné rovině y, z . Na obrázku 2 tedy nahradíme Fourierův obraz tranzientního rychlostního potenciálu $\Phi(\vec{r}, f)$ fázorem k -té harmonické složky periodického rychlostního potenciálu $\hat{\phi}_{km}(\vec{r})$.

Zvukové pole generované periodicky kmitající tuhou rovinou

Vyjádření zvukového pole generovaného periodicky kmitající tuhou rovinou získáme převedením tranzientního Rayleighova integrálu (50) na vyjádření fázorové

$$\hat{p}_{akm} = j f_k \varrho_s \iint_{(S_\infty)} \hat{v}_{xkm}(\vec{r}) \frac{\exp(-j\omega\xi/c)}{\xi} dS, \quad (71)$$

kde $\hat{v}_{xkm}(\vec{r})$ je x -ová složka k -tého fázoru akustické rychlosti na rovině S_∞ a $\hat{p}_{akm}$ je fázor k -té harmonické složky akustického tlaku v bodě $\vec{r}_a$ před kmitající rovinou. Podobně lze převést na fázorový tvar základní tranzientní tvar Rayleighova integrálu (46).

Zvukové pole před rovinou, na níž je známo rozložení akustického tlaku

Nechť zdroj, vyzařující časově periodické zvukové vlny, je umístěn v levém poloprostoru ($x < 0$). Mezi oběma poloprostory není žádná překážka, jak tomu bylo v předchozím případě. Budeme předpokládat, že na nekonečné rovině S_∞ známe pouze plošné rozložení akustického tlaku, derivaci podle normály $\partial\hat{p}_{akm}/\partial n$ nelze tedy zjistit. Vyjdeme z tranzientního řešení tohoto problému. Nahradíme-li v Rayleighově tranzientním integrálu (59) Fourierův obraz tranzientního akustického tlaku $P(\vec{r}, f)$ fázorem k -té harmonické složky periodického akustického tlaku $\hat{p}_{km}(\vec{r})$, dostaneme vyjádření zvukového pole před rovinou S_∞ ve tvaru

$$\hat{p}_{akm} = \frac{1}{2\pi} \iint_{(S_\infty)} \hat{p}_{km}(\vec{r}) \frac{(j\omega\xi/c + 1) \exp(-j\omega\xi/c)}{\xi^2} \cos \alpha dS, \quad (72)$$

kde $\hat{p}_{km}(\vec{r})$ je k -tá harmonická složka fázoru akustického tlaku na rovině S_∞ , $\hat{p}_{akm}$ je fázor k -té harmonické složky akustického tlaku v bodě $\vec{r}_a$ před rovinou S_∞ a α je úhel mezi normálou k rovině S_∞ a spojnici bodu $\vec{r}_a$ s elementární plochou dS .

4. Závěr

Greenovo *povrchově* $\rightarrow$ *prostorové* přemostění idealizovaného zvukového pole [3], [4] nás přivedlo k zajímavým poznatkům:

- Idealizované tranzientní zvukové pole v části prostoru lze konstruovat podle (29), resp. (30).
- Idealizované časově periodické zvukové pole v části prostoru lze konstruovat pomocí algoritmu (70).
- Tranzientní pole generované impulsním zakmitáním tuhé roviny stanovíme podle integrálního předpisu (49).
- Stacionární pole generované periodickým kmitáním tuhé roviny stanovíme podle integrálního předpisu (71).

- Algoritmus pro stanovení tranzientního zvukového pole před rovinou, na níž je známo rozložení akustického tlaku, je (59).
- Algoritmus pro stanovení časově periodického zvukového pole před rovinou, na níž je známo rozložení akustického tlaku, je (72).

A ještě domácí úkol pro autora. Všechny výše uvedené formule byly odvozeny za předpokladu, že linearizační neurčitosti zkoumaného zvukového pole jsou zanedbatelné [5]. Nyní nás čeká velice obtížný úkol, spočívající ve stanovení těchto neurčitostí.

Poděkování

Tato práce byla podporována projektem AV ČR číslo KJB11203014 – „Difrakce a rozptyl v akustice“ a výzkumným záměrem ČVUT v Praze číslo J04/98:212300016.

Reference

- [1] Lord Rayleigh: The Theory of Sound, New York, Dover Publ. 1945, 1st Amer. edit., vol. II, 1–28
- [2] Skudrzyk, E.: The Foundations of Acoustics, New York, Dover Publ., Springer Verlag, Wien, New York 1971, 188–200, 489–510
- [3] Kyncl, Z.: O tranzientních spektrálních hustotách, Akustické listy ČsAS, 7(4), 2001, 14–18
- [4] Kyncl, Z.: Limitní přechod od tranzientních spektrálních hustot k diskretnímu spektru periodického zvuku, Akustické listy ČsAS, 8(4), 2002, 5–11
- [5] Kyncl, Z.: Dynamika a termodynamika zvukového pole: linearizační neurčitosti, Akustické listy ČsAS, 9(4), 2003, 3–11
- [6] Kyncl, Z.: Impulsive noise in enclosures, INTER-NOISE'81, Amsterdam 1981, 383–386

Pokyny pro přípravu příspěvků do Akustických listů

Příspěvky do Akustických listů je možné napsat v jazyce českém, slovenském nebo anglickém. Příspěvky se dodávají v elektronické podobě na e-mailovou adresu *brothan@fel.cvut.cz* nebo *jiricek@fel.cvut.cz*.

Pro vypracování příspěvku je možné použít textový editor:

- **L^AT_EX** (do něj jsou příspěvky převáděny)
- **Word**
- **jiný** – zvlášť text a obrázky. Doporučujeme předem konzultovat s redakcí.

Na webové stránce

http://www.czakustika.cz/csas_cz.htm

jsou umístěny ukázky příspěvků pro L^AT_EX, resp. Word včetně použitého classu, resp. šablony. Jejich použití velice zjednoduší tvorbu vlastního příspěvku.

redakce

Akustické listy: ročník 10, číslo 3 říjen 2004

ISSN: 1212-4702

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

Vytisklo: Ediční středisko ČVUT

Počet stran: 20

Počet výtisků: 200

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

Jazyková úprava: R. Štěchová

Uzávěrka příštího čísla Akustických listů je 30. listopadu 2004.

© ČsAS
NEPRODEJNÉ!