

Vliv tvaru perforace dutinového rezonátoru na akustické chování prvku s nanovláknennou rezonanční membránou v porovnání s homogenní membránou

Bakalářská práce

Studijní program:

B3942 Nanotechnologie

Studijní obor:

Nanomateriály

Autor práce:

Jan Špaček

Vedoucí práce:

doc. Ing. Klára Kalinová, Ph.D.

Ústav nových technologií a aplikované informatiky

Konzultant práce:

Ing. Tomáš Ulrich

Ústav nových technologií a aplikované informatiky





Zadání bakalářské práce

Vliv tvaru perforace dutinového rezonátoru na akustické chování prvku s nanovláknennou rezonanční membránou v porovnání s homogenní membránou

Jméno a příjmení: **Jan Špaček**
Osobní číslo: M16000118
Studijní program: B3942 Nanotechnologie
Studijní obor: Nanomateriály
Zadávající katedra: Ústav nových technologií a aplikované informatiky
Akademický rok: **2020/2021**

Zásady pro vypracování:

1. Studium literatury na téma dutinové a membránové rezonátory ve světových vědeckých publikacích.
2. Studium metod pro hodnocení akustických vlastností dutinových, resp. membránových rezonátorů.
3. Výroba laboratorních vzorků.
4. Hodnocení akustických vlastností vzorků.
5. Hodnocení struktury materiálů pro membrány.
6. Závěry a návrh dalšího postupu.

Rozsah grafických prací: dle potřeby dokumentace
Rozsah pracovní zprávy: 30 – 40 stran
Forma zpracování práce: tištěná/elektronická
Jazyk práce: Čeština



Seznam odborné literatury:

- [1] Kolmer, F, Kyncl, J. (1980) Prostorová akustika. SNTL Praha. ISBN 04-514-80.
- [2] Umnova, O., Tsiklauri, D., Venegas, R. Effect of boundary slip on the acoustical properties of microfibrinous materials. (2009) J. Acoust. Soc. Am. 126 (4).
- [3] Horoshenkov, K., V. et al. WHAT IS THE ACTUAL INFLUENCE OF A NANO-FIBROUS MEMBRANE ON THE ACOUSTICAL PROPERTY OF POROUS SUBSTRATE? 2 NANO-FIBROUS MEMBRANES 2.1 Structure. (2018) Conference: Acoustics 2018, at Cardiff.

Vedoucí práce: doc. Ing. Klára Kalinová, Ph.D.
Ústav nových technologií a aplikované informatiky
Konzultant práce: Ing. Tomáš Ulrich
Ústav nových technologií a aplikované informatiky

Datum zadání práce: 19. října 2020
Předpokládaný termín odevzdání: 17. května 2021

prof. Ing. Zdeněk Plíva, Ph.D.
děkan
V Liberci dne 19. října 2020

L.S.

Ing. Josef Novák, Ph.D.
vedoucí ústavu

Prohlášení

Prohlašuji, že svou bakalářskou práci jsem vypracoval samostatně jako původní dílo s použitím uvedené literatury a na základě konzultací s vedoucím mé bakalářské práce a konzultantem.

Jsem si vědom toho, že na mou bakalářskou práci se plně vztahuje zákon č. 121/2000 Sb., o právu autorském, zejména § 60 – školní dílo.

Beru na vědomí, že Technická univerzita v Liberci nezasahuje do mých autorských práv užitím mé bakalářské práce pro vnitřní potřebu Technické univerzity v Liberci.

Užiji-li bakalářskou práci nebo poskytnu-li licenci k jejímu využití, jsem si vědom povinnosti informovat o této skutečnosti Technickou univerzitu v Liberci; v tomto případě má Technická univerzita v Liberci právo ode mne požadovat úhradu nákladů, které vynaložila na vytvoření díla, až do jejich skutečné výše.

Současně čestně prohlašuji, že text elektronické podoby práce vložený do IS/STAG se shoduje s textem tištěné podoby práce.

Beru na vědomí, že má bakalářská práce bude zveřejněna Technickou univerzitou v Liberci v souladu s § 47b zákona č. 111/1998 Sb., o vysokých školách a o změně a doplnění dalších zákonů (zákon o vysokých školách), ve znění pozdějších předpisů.

Jsem si vědom následků, které podle zákona o vysokých školách mohou vyplývat z porušení tohoto prohlášení.

25. srpna 2021

Jan Špaček

PODĚKOVÁNÍ

Rád bych na tomto místě poděkoval doc. Ing. Kláře Kalinové Ph.D. za trpělivé vedení a poskytnutí vhledu do problematiky absorpce, dále Ing. Tomáši Ulrichovi za cenné rady a nasměrování k hlubšímu porozumění absorpčním materiálům a v neposlední řadě musím poděkovat i rodině za podporu, které se mi nejen během psaní bakalářské práce dostalo a děkuji také všem ostatním, kteří přímo či nepřímo přispěli k dokončení této práce.

ABSTRAKT

Ochranu před všudypřítomným hlukem lze podle místa a účelu realizovat odrazem zvukové vlny, jejím rozptylem, absorpcí, či kombinací těchto jevů. Tato práce se zaměřuje na měření absorpce dutinových rezonátorů s různými tvary hrdla. Kromě rezonančního principu využívají absorbéry i viskózní ztráty v porézních materiálech. Absorpce založená na porézních materiálech vykazuje široká pásma absorpce, ale pro nižší frekvence je vzhledem k principu absorpce viskózními ztrátami nutné zvyšovat tloušťku materiálu, což není vždy proveditelné. Naopak membránové dutinové rezonátory mohou být efektivním úzkopásmovým řešením pro absorpci i při nižších frekvencích. Absorpce pro požadované frekvence se dá dosáhnout nastavením rezonátoru (změnou vzdálenosti od stěny, nebo změnou plošné hmotnosti membrány). Pokud je membrána dále tvořena vláknitou strukturou (např. nanovlákná), lze tuto membránu de facto považovat za porézní absorbér, čemuž odpovídá i pozorované rozšíření maxim činitele zvukové pohltivosti.

Efektivitu absorpce popisuje činitel zvukové pohltivosti, který je zde měřen pro kolmý dopad vlny dvoumikrofonovou impedanční trubicí pomocí přenosové funkce. Měření bylo provedeno pro rezonátory s membránou různého tvaru a plochy (zkoumanými tvary byly kruh, čtverec, rovnostranný trojúhelník a čtyřcípé hvězdy). Tyto rezonátory pak byly porovnávány při použití homogenní polyetylenové membrány a membrány nanovláknenné z polyamidu 6 (na nosiči z polyetylentereftalátu a viskózy). Z výsledků vyplynulo, že tvar perforace má vliv hlavně na tvar maxim a materiál membrány na jejich šířku. Jako doplňková veličina je dále zkoumána rychlost kmitání středu membrány pomocí dopplerovského laserového vibrometru. Rychlost kmitání membrány je závislá na radiální síle působící na membránu, plošné hmotnosti a vnitřní struktuře membrány.

Klíčová slova

Akustika, membrána, nanomembrána, dutinový rezonátor, impedanční trubice, činitel zvukové pohltivosti

ABSTRACT

The protection against omnipresent noise could be made by reflection of a sound wave, its scattering, absorption, or by combination of these phenomena. The treatment must reflect a purpose and also possibilities of a place. This work focuses on measuring the absorption of cavity resonators with different neck shapes. In addition to the resonant principle, absorbers more often use viscous losses in porous materials. Absorption based on porous materials shows wide absorption bands but for lower frequencies due to the principle of absorption by viscous losses, it is necessary to increase the thickness of the material for lower frequencies, which is not always operable. In contrast, membrane cavity resonators could represent also an effective narrowband solution for absorbing lower frequencies. Absorption for the required frequencies can be achieved by adjusting the resonator (by changing the distance from the wall, or by changing the basis weight of the membrane). If the membrane is made by a fibrous structure (e.g. nanofibers), this structure could de facto be considered as a porous absorber. This corresponds with the observed expansion of the maxima of the absorption coefficient.

The absorption efficiency is described by the absorption coefficient, which is measured here for the perpendicular impact of the sound wave by a two-microphone impedance tube using a transfer function. The measurements were performed for cavity resonators with different shapes and sizes of membranes (the examined shapes were a circle, a square, an equilateral triangle and four-pointed stars). These resonators using a homogeneous polyethylene membrane were then compared to the same resonators with nanofiber polyamide 6 membrane (nanolayer was placed on carrier made by polyethylene terephthalate and viscose). The results showed that the perforation has an effect mainly on the shape of absorption maxima and membrane material has an effect on their width. The oscillation rate of the membrane is dependent on the radial force acting on it, the basis weight and the internal structure of the membrane.

Keywords

Acoustic, membrane, nanomembrane, cavity resonator, impedance tube, absorption coefficient

OBSAH

POUŽITÉ SYMBOLY	10
ÚVOD	11
1 TEORETICKÁ ČÁST	11
1.1 MECHANICKÉ VLNĚNÍ.....	11
1.1.1 ODRAZ	12
1.1.2 LOM	12
1.1.3 OHYB.....	13
1.1.4 INTERFERENCE.....	13
1.1.5 AKUSTICKÉ VLNĚNÍ.....	14
1.2 VLASTNOSTI ZVUKU	14
1.2.1 RYCHLOST ŠÍŘENÍ ZVUKU	15
1.2.2 FREKVENCE A VLNOVÁ DÉLKA	16
1.2.3 AKUSTICKÁ VÝCHYLKA.....	17
1.2.4 AKUSTICKÁ RYCHLOST.....	17
1.2.5 AKUSTICKÝ TLAK	17
1.2.6 AKUSTICKÝ VÝKON.....	17
1.2.7 AKUSTICKÁ INTENZITA	18
1.2.8 HLADINOVÉ VELIČINY	18
1.2.9 PSYCHOAKUSTICKÉ VELIČINY	19
1.3 ŠÍŘENÍ ZVUKU	20
1.3.1 AKUSTICKÉ POLE	21
1.3.2 AKUSTICKÉ VLASTNOSTI PROSTORU	21
1.3.3 ROZPTYL ZVUKU	23
1.3.4 NEPRŮZVUČNOST.....	23
1.3.5 POHLCOVÁNÍ ZVUKU	24
1.4 ZVUKOVĚ POHLTIVÉ MATERIÁLY	24
1.4.1 PORÉZNÍ MATERIÁL.....	25
1.4.2 REZONANČNÍ PRVKY	26
1.4.3 SOUČASNÉ VÝZKUMY.....	28
1.5 MĚŘENÍ ČINITELE ZVUKOVÉ POHLTIVOSTI.....	30
1.5.1 DOZVUKOVÁ MÍSTNOST.....	30
1.5.2 ALFA KABINA	31
1.5.3 IMPEDANČNÍ TRUBICE	31

1.5.4	DVOUMIKROFONOVÉ MĚŘENÍ VE VOLNÉM POLI.....	31
1.5.5	TONE-BURST METHOD	31
2	PRAKTICKÁ ČÁST	32
2.1	PŘÍPRAVA VZORKŮ.....	32
2.2	IMPEDANČNÍ TRUBICE.....	34
2.2.1	IMPEDANČNÍ TRUBICE BRÜEL & KJÆR 4206	35
2.2.2	MĚŘENÍ NA IMPEDANČNÍ TRUBICI.....	35
2.3	LASEROVÝ INTERFEROMETR.....	35
2.3.1	OMETRON VH-1000-D.....	35
2.3.2	MĚŘENÍ LASEROVÝM VIBROMETREM	35
2.4	ZHODNOCENÍ VÝSLEDKŮ	36
2.4.1	ABSORPCE ROZDÍLNÉHO MATERIÁLU MEMBRÁNY	36
2.4.2	POROVNÁNÍ TVARŮ PERFORACE.....	46
2.5	ZÁVĚR.....	47
3	REFERENCE	49
4	PŘÍLOHY	52
4.1	GRAFY VLIVU VZDÁLENOSTI DLE TVARU A MATERIÁLU MEMBRÁNY	52
	TECHNICKÁ SPECIFIKACE	58
	VZORKY	58
	HOMOGENNÍ MEMBRÁNA	62
	NANOVLÁKENNÁ MEMBRÁNA	62
	LEPIDLO	62
	IMPEDANČNÍ TRUBICE.....	62
	LASEROVÝ VIBROMETR.....	62
	REPRODUKTOR	62

POUŽITÉ SYMBOLY

Symbol	Veličina	jednotky
a, b	Charakteristické rozměry membrán	mm
c	Rychlost šíření zvuku (\hat{c} – střední ustálená rychlost)	m/s
C_a	Akustická poddajnost	$m^4 s^2/kg$
d	Průměr	m
E	Energie	J
f	Frekvence (f_s – střední, f_{max} – maximální, f_{min} – minimální)	Hz
h	Vzdálenost mezi stěnou a čelem rezonančního prvku	m
I	Akustická intenzita	J/m^2
K	Modul objemové pružnosti	Pa
L	Označení hladinových veličin	dB
l	Hloubka hrdla rezonátoru	m
m	hmotnost	kg
m_a	Akustická hmotnost	kg/m^2
n	Celočíselná konstanta	-
p	Tlak	Pa
P	Výkon	J/s
R	neprůzvučnost	dB
R_a	Akustický odpor	$kg/(m^4 s)$
R_m	Mechanický odpor	$kg/(m^2 s)$
S	Plocha	m^2
T	perioda	s
t	teplota	K
T_s, T_e, T_m	Doba dozvuku (podle Sabina, podle Eyringa, podle Millingtona)	s
u	Akustická výchylka	m
V	Objem	m^3
v	Akustická rychlost	m/s
x, y, z	Kartézské souřadnice prostoru	-
Z	Činitel struktury	-
α	Činitel zvukové pohltivosti	-
β	Činitel zvukové odrazivosti	-
Z	Akustická impedance	Pa s/m
ζ	Měrná akustická impedance	$Pa s/m^3$
λ	Vlnová délka	m
μ	Poissonův poměr	-
ρ	hustota	kg/m^3
σ	Flow resistivity	$Pa s/m^2$
τ	Čas	s
ϕ	porozita	-
φ	Fáze vlny	rad
χ	Poissonova konstanta	-
ω	Úhlová frekvence	rad^{-1}
ψ	Úhel vlny na kolmici k rozhraní akustických prostředí (ψ_1 – úhel dopadající vlny, ψ_2 – úhel lomené vlny, ψ'_1 – úhel odražené vlny)	rad

ÚVOD

S rostoucím využíváním strojů se zvyšuje i hlučnost prostředí a tak přirozeně vzniká potřeba zvuk regulovat. Nejen kvůli zdrojům hluku, ale omezení zvuku je nutné i v uzavřených prostorech pro porozumění zvukovým projevům (hudba, či slovo). Regulace zvuku je komplexní problém využívající kombinaci odrazivosti, rozptylu a pohltivosti. Zatímco odrazivost a rozptyl pracuje s odraženou vlnou, absorpce pracuje s akustickou vlnou, která prochází překážkou (pokud je tato překážka určena pro pohlcování zvuku nazývá se absorbér). Absorbéry jsou tvořeny porézním materiálem nebo rezonančním prvkem (který může mít ve vstupu buď samotný vzduch, desku, nebo membránu).

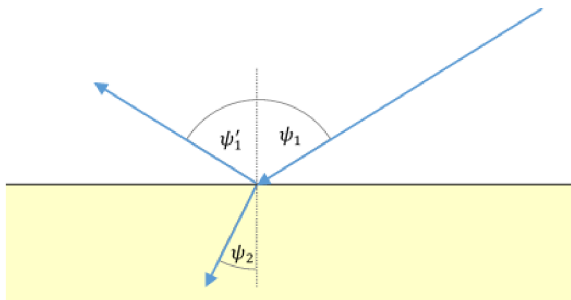
Rezonanční prvky (rezonátory) jsou hlavním předmětem výzkumu v této práci. Tvar perforace do značné míry určuje (spolu s plošnou hmotností membrány) rezonanční frekvence a chování membrány (které je dále závislé i na síle napnutí). Cílem měření je zkoumat závislost koeficientu zvukové pohltivosti na tvaru hrdla dutinového membránového rezonátoru a porovnání akustických vlastností při užití nanovlákněné membrány a membrány homogenní.

1 TEORETICKÁ ČÁST

1.1 MECHANICKÉ VLNĚNÍ

U mechanického vlnění dochází k přenosu kmitů v látkovém prostředí, při kterém nedochází k přenosu látky, ale pouze k přenosu energie. Z toho vyplývá, že částice jsou silou vychýleny z rovnovážné polohy, čímž ovlivní okolní částice a zároveň se snaží vrátit zpět do rovnovážné polohy. Tak se látkami šíří mechanické vlnění jako postupná vlna. Podle směru kmitání určíme dva základní typy vlnění – podélné a příčné. Podélné vlnění je charakteristické pro tekutiny (plyny a kapaliny). Kmitání je rovnoběžné se směrem šíření vlny, čímž dochází k lokálnímu dočasnému nárůstu, nebo poklesu hustoty prostředí. Příčné vlnění oproti tomu kmitá kolmo na směr šíření vlny, což je majoritní způsob mechanických kmitů v pevných látkách, zatímco v plynech a kapalinách (pokud zanedbáme hladinu) se příčné vlnění šířit nemůže. *(Králová nedatováno)*

1.1.1 ODRAZ



Obrázek 1: Dopad vlny na rozhraní dvou různých prostředí

Pokud vlna narazí na rozhraní mezi dvěma prostředími, dojde k úplnému, nebo částečnému odrazu. O tom, jak velká část vlny bude odražena, rozhoduje nejen směr šíření vln v místě dopadu na rozhraní prostředí, ale i vlastnosti obou prostředí. Směr vlny odražené zpět pak není závislý na vlastnostech prostředí a je ovlivněn pouze směrem dopadající vlny a to tak, že úhel, který svírá dopadající vlna s rozhraním, má stejnou velikost jako úhel mezi rozhraním a odraženou vlnou:

$$\psi_1 = \psi_1' \quad (1)$$

Zároveň platí, že každá z vln (dopadající a odražená) je obsažena v jedné polovině, která je rozdělena v bodě dopadu pomyslnou přímkou kolmou k rozhraní prostředí. Pokud je rozhraní nerovné, dochází díky různým úhlům dopadu na toto rozhraní k rozptýlení směru mechanických vln. (Bajer 2009, Lepil 2012)

1.1.2 LOM

Při přechodu vlny z jednoho prostředí do druhého dochází vlivem rozdílných mechanických vlastností prostředí k lomu vlny. Úhel, pod kterým vlna vnikne do druhého prostředí, závisí na úhlu, pod kterým dopadá vlna na rozhraní prostředí a dále na mechanických vlastnostech obou prostředí, které ovlivňují rychlost šíření vln. Úhel (ψ_2), který bude směr lomené vlny svírat s kolmicí na rozhraní, určuje Snellův zákon:

$$\frac{\sin(\psi_1)}{\sin(\psi_2)} = \frac{c_1}{c_2} \quad (2)$$

Kde ψ_1 je úhel mezi směrem šíření dopadající vlny a kolmicí na rozhraní a c je rychlost šíření vlny v daném prostředí (a za daných podmínek). Tento zákon vychází z jednoduchého geometrického předpokladu: Dva paprsky rovinné vlny se shodnou vlnovou délkou λ_1 a šířící se rychlostí v_1 . Pokud dopadnou na rozhraní s rozdílem 1 periody, musí být čas pro tuto periodu shodný jak u prvního paprsku, který již prochází druhým prostředím, tak i u druhého paprsku,

který dopadá na rozhraní. Zároveň musí zůstat zachována rovinnost vlny – směr šíření musí vycházet z bodu dopadu prvního paprsku a kolmice na tento směr (vlnoplocha) musí procházet bodem dopadu druhého paprsku a musí mít pro oba paprsky stejnou fázi. (Lepil 2012, Bajer 2009)

1.1.3 OHYB

Ohyb vln nastává na hranách překážky, ve které by šíření vlny bylo výrazně tlumeno (izolátory). Poté dochází v rámci Huygensova-Fresnelova principu k lomu vlny za překážku.

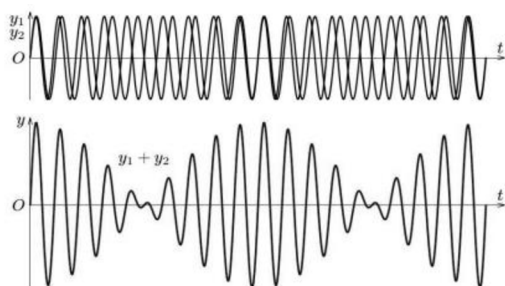
Huygensův-Fresnelův princip říká, že každý bod, do kterého vlnění dospěje, se stává novým zdrojem vlnění (tzv. elementární vlnění) a celková vlnoplocha v dalším časovém okamžiku je dána součtem tohoto elementárního vlnění.

1.1.4 INTERFERENCE

Při interakci vln mezi sebou dochází ke skládání v jedinou vlnu. Při tomto jevu může jít buď o skládání vln z různých zdrojů, nebo, při vlnění z jednoho zdroje, dojde k interferenci po setkání různých drah vlny. Výsledná vlna je pak v každém bodě superpozicí amplitud interferujících vln. Z toho vyplývá, že jakoukoliv vlnu lze rozložit do harmonických vln, přičemž harmonickou vlnu lze obecně vyjádřit pomocí úhlové frekvence ω , maximální výchylky u_{max} a počáteční fáze φ ve tvaru: $y = u_{max} \sin(\omega\tau + \varphi)$. Čas, ve kterém je vlna pozorována, je v rovnici značen τ .

Pokud se harmonické vlny šíří stejným směrem a mají jinou frekvenci, dochází ke vzniku vln, které nemají harmonický průběh. Periodicita se v případě složení takových vln objevuje pouze za předpokladu, že frekvence interferujících vln jsou v celočíselném poměru ($k_1f_1 = k_2f_2$).

Když jsou frekvence vln téměř totožné, dojde vlivem interference k tzv. rázům, což znamená, že dochází ke změně amplitudy postupně se měnící amplitudu, lze toto vlnění aproximovat jako harmonické. Pokud se tento signál nachází ve slyšitelných frekvencích, bývá označováno jako zázněje (obrázek 2).



Obrázek 2: Skládání vln podobných frekvencí (Lepil 2002)

Při šíření vln o stejné frekvenci, amplitudě i fázi opačným směrem dochází ke vzniku stojaté vlny, která je charakterizována tím, že všechny body kmitají ve stejné fázi. Zároveň se maximální amplituda vlny neposouvá v čase a každý bod má vlastní maximální výchylku. Body stojaté vlny s nulovou výchylkou se označují jako uzly, body s maximální výchylkou jako kmitny. Pokud mají interferující vlny rozdílné amplitudy, dochází ke vzniku tzv. částečně stojaté vlny. (Lepil 2012, Nový 2009)

1.1.5 AKUSTICKÉ VLNĚNÍ

Akustické vlnění je typ mechanického vlnění, které může vyvolat sluchový vjem. Vzhledem k uzpůsobení sluchu se jedná v plynech a kapalinách o vlnění podélné. Výjimku tvoří pevné látky, ve kterých se vlnění šíří i příčným vlněním. Toto vlnění lze rozlišit podle frekvence. Zvukem se nazývají akustické vlny o frekvencích, které jsou zaznamenatelné lidským sluchem. I když je vnímání zvuku subjektivní, uvádí se hodnoty od 16 Hz do 16000 Hz (někdy se uvádí zjednodušeně od 20 Hz do 20000Hz). Akustické vlny nižší než 16 Hz jsou nazývány infrazvuk a akustické vlnění nad frekvencí 16 kHz je označován jako ultrazvuk. Hodnotách nad 1 GHz se pak mohou označovat jako hyperzvuk. (Bajer 2007, Kolmer 1980, Nový 2009)

1.2 VLASTNOSTI ZVUKU

Pro každé akustické pole existuje obecná rovnice pro šíření vln – vlnová rovnice, která je odvozena ze základních mechanických zákonů a popisuje šíření vlny v prostředí. Na začátku uvažujme v pravouhlé soustavě souřadnic element hmoty $dx dy dz$ (dV) na který působí ve směru osy x tlak p . Z druhé strany působí na element dV tlak zvýšený o příspěvek dp/dx . Rozdíl tlaku p a tlaku $(p+dp/dx)$ rozšířený o element objemu odpovídá síle, která působí zrychlení elementární hmotnosti ($\rho dx dy dz$) ve směru osy x :

$$-\frac{\partial p}{\partial x} dx dy dz = \frac{\partial v_x}{\partial \tau} \rho dx dy dz \quad (3)$$

Po úpravách přes totální diferenciaci $\partial v_x / \partial \tau$ a zanedbání členu, v akustice nabývajícího zanedbatelných hodnot, a po získání rovnic (obdobným způsobem) pro ostatní směry (y, z) získáme rovnici:

$$-\text{grad } p = \rho \frac{\partial v}{\partial \tau} \quad (4)$$

Jedná se o linearizovanou Eulerovu rovnici a vychází z druhého Newtonova zákona. Další rovnici pro popis akustického vlnění lze získat z rovnice kontinuity (zákon zachování hmotnosti). Opět se vychází z elementu dV , vlivem akustické vlny šířící se ve směru osy x

dochází k proudění hustoty $\rho(x)$ do průřezu $dy dz$ rychlostí $v_x(x)$ a zároveň z $dy dz$ odejde hustota o velikosti $\rho(x+dx)$ rychlostí $v_x(x+dx)$. Za čas $d\tau$ dojde v dV ke změně hmotnosti:

$$\rho(x)v_x(x)d\tau dy dz - \rho(x+dx)v_x(x+dx)d\tau dy dz \cong -\rho \frac{\partial v_x}{\partial x} d\tau dx dy dz \quad (5)$$

Po nalezení obdobných vztahů i pro směry vlny v osách y a z , získáme výraz:

$$-\rho \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) d\tau dx dy dz \quad (6)$$

Tento výraz pak položíme rovný celkové změně hmotnosti za čas $d\tau$ v elementu dV ($dx dy dz$) a získáme rovnici kontinuity, kterou lze pro adiabatický děj dále upravit:

$$\operatorname{div} v = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{1}{\rho c^2} \frac{\partial p}{\partial t} \Rightarrow \operatorname{div} \operatorname{grad} p = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \quad (7)$$

Akustické děje lze považovat za adiabatické díky rychlým změnám, které jsou pro vzduch ještě doplněny nízkou tepelnou vodivostí. Vzhledem k provázanosti akustických veličin lze místo tlaku do rovnice 9 dosadit akustickou rychlost, či akustickou výchylku. (Kolmer 1980)

1.2.1 RYCHLOST ŠÍŘENÍ ZVUKU

Rychlost šíření zvuku (c) určuje, jak rychle se vlna šíří v daném prostředí. Jedná se o veličinu, jejíž velikost se v konkrétní látce odvíjí od teploty a tlaku a pro plyny lze odvodit ze stavové rovnice ideálního plynu.

$$c = \sqrt{\frac{\chi p}{\rho}} \quad (8)$$

Kde χ je poissonova konstanta, p je tlak v rovnovážné poloze a ρ značí hustotu plynu. V plynech je rychlost šíření kromě závislosti na teplotě ovlivněna i nečistotami (např. smog, vlhkost, ...). Kvůli teplotní závislosti rychlosti šíření zvuku ve vzduchu se často počítá se vztahem:

$$c = 331,6 \sqrt{\frac{t}{273,15}} \quad (9)$$

Kde číslo 331,6 je rychlost šíření zvuku ve vzduchu při 273,15 K a t je teplota [K].

V kapalinách je vztah podobný, jako u plynů (rovnice 8). Pouze vzhledem k povaze kapalin je Poissonova konstanta χ a tlak p nahrazen Modulem objemové pružnosti K :

$$c = \sqrt{\frac{K}{\rho}} \quad (10)$$

U pevných látek je definování rychlosti obecně složitější, proto se nejprve odvozuje rychlost šíření zvuku pro tenkou homogenní tyč, dále se pokračuje odvozením rychlosti šíření pro homogenní pevnou pružnou desku, kdy je třeba vzít v úvahu, že se látkou šíří příčné i podélné vlnění a šíří se různou rychlostí. (Bajer 2007, Nový 2009)

1.2.2 FREKVENCE A VLNOVÁ DÉLKA

Frekvence f udává počet opakování určitého děje za jednotku času, v případě akustické vlny počet kmitů za jednotku času, v základě se jedná o jednu sekundu. Jednotka pro frekvenci v SI jednotkách má veličinu sekunda⁻¹, což odpovídá běžně používané jednotce hertz (Hz). Vlnová délka λ udává vzdálenost, kterou vlna za svůj periodický pohyb urazí. Její základní jednotkou je metr m . Vlnová délka a frekvence jsou spolu s rychlostí šíření zvuku c navzájem závislé veličiny podle vztahu:

$$\lambda = \frac{c}{f} \quad (11)$$

(Lepil 2002)

Při měření závislosti akustických veličin na frekvenci, což jsou nejobvyklejší metody měření a za předpokladu měřicího kroku 1 Hz dochází k vzniku velkého množství dat, i když nemusí být tak vysoká přesnost vyžadována. Proto často dochází v kmitočtové analýze k užívání pásem s konstantní procentuální šířkou, což vede ke značnému zjednodušení spektrálních veličin. Pro dělení do pásem je základním intervalem oktáva. Pro tento interval platí, že nejvyšší frekvence pásma je dvojnásobkem jeho nejnižší frekvence:

$$\frac{f_{max}}{f_{min}} = 2 \quad (12)$$

Další hodnotou, která charakterizuje oktávu je její střední hodnota frekvence:

$$f_s = \sqrt{f_{max} * f_{min}} \quad (13)$$

Pokud je vyžadována vyšší přesnost, mohou se oktávy se dále dělit v logaritmických souřadnicích na třetiny a vznikají tak třetinooktávová pásma ($f_{max}/f_{min}=2^{1/3}$). Pokud je přesnost třetinooktávového pásma stále nedostatečná, lze oktávu dělit (využitím obdobných vztahů) na šestiny, dvanáctiny či čtyřadvacetiny. (Ekosoftware, Nový 2009)

1.2.3 AKUSTICKÁ VÝCHYLKA

Maximální akustická výchylka určuje vychýlení částice z rovnovážného stavu při působení akustické vlny. Z povahy vlnění je zřejmé, že aktuální hodnota výchylky bude oscilovat v závislosti na fázovém posunutí oproti počátku, vzdálenosti od počátku, času a rychlosti šíření:

$$u = u_{max} \sin\left(\omega \left[t \pm \frac{x}{c}\right]\right) \quad (14)$$

Při šíření vlny v kladném směru osy x se užívá v závorce záporného znaménka, kladné znaménko se používá pro šíření vlny v záporném směru. (Bajer 2007, Lepil 2002, Nový 2009)

1.2.4 AKUSTICKÁ RYCHLOST

Akustická rychlost je vektorová veličina, takže kromě velikosti je zde určující i směr. Udává velikost a směr rychlosti, kterou částice kmitá kolem rovnovážné polohy. Lze získat derivací akustické výchylky podle času:

$$v = \omega u_{max} \cos\left(\omega \left[t \pm \frac{x}{c}\right]\right) \quad (15)$$

(Bajer 2007, Lepil 2002, Nový 2009)

1.2.5 AKUSTICKÝ TLAK

Vzhledem k povaze akustického vlnění je šíření vlny doprovázeno změnami tlaku v prostředí, kterým se šíří. Hodnota výkyvu oproti tlaku klidovému se pak nazývá akustický tlak. Tyto změny jsou oproti stálému tlaku o několik řádů nižší – například vzduch má tlak 10^5 Pa, zatímco hodnoty akustického tlaku obvykle dosahují hodnot řádově v rozmezí 10^{-2} Pa a 10^{-5} Pa. Za předpokladu adiabacity dějů lze akustický tlak v závislosti na prostorových souřadnicích a čase pak definovat jako:

$$p = p_0 \cos\left(\omega \left[t - \frac{x}{c}\right]\right) = p_0 e^{i\omega\left(t - \frac{x}{c}\right)} \quad (16)$$

(Bajer 2007, Lepil 2002, Nový 2009)

1.2.6 AKUSTICKÝ VÝKON

Výkon je veličina, která udává množství akustické energie vyzářené zdrojem do prostoru za jednotku času. Pro okamžitý výkon platí rovnice derivace energie podle času:

$$P = \frac{dE}{dt} \quad (17)$$

Vzhledem k tomu, že z povahy vlnění energie osciluje, počítá se často se střední hodnotou:

$$\hat{P} = \frac{1}{T} \int_0^T P(t) dt \quad (18)$$

(Nový 2009)

1.2.7 AKUSTICKÁ INTENZITA

Intenzita je výkon, kterým akustická vlna působí na jednotku plochy S . Pro intenzitu I , stejně jako pro výkon P platí, že hodnota je periodicky závislá na čase τ a počítá se tedy se střední hodnotou:

$$I = \frac{d\hat{P}}{dS} = \frac{1}{T} \int_0^T v p d\tau \quad (19)$$

Tato hodnota může být nazvána i jako střední hodnota měrného akustického výkonu.

(Bajer 2007, Nový 2009)

1.2.8 HLADINOVÉ VELIČINY

Akustické veličiny se často popisují hladinovými veličinami, které lépe odpovídají lidskému vnímání zvuku a zároveň velmi redukuje rozsah hodnot, které jsou u akustických veličin celkem rozsáhlé. Lidské vnímání zvuku popisuje Fechnerův Weberův zákon (Kolmer 1980), který říká, že změna ve vnímání ΔH je úměrná relativní změně vnímané veličiny I :

$$\Delta H = k \frac{\Delta I}{I} \quad (20)$$

Tento vztah platí i pro infinitezimální změnu ($dH = k \frac{dI}{I}$), lze tedy integrovat:

$$\int_0^H dH = \int_{I_0}^I k \frac{dI}{I} = k \ln \left(\frac{I_0}{I} \right) \quad (21)$$

Kde K je konstanta a I_0 je minimální hodnota veličiny, kterou ještě dokáže člověk vnímat. Přirozený logaritmus je u hladinových veličin zaměněn za logaritmus dekadický, což, vzhledem ke konstantě před logaritmem a matematickými vztahy mezi logaritmy, je možné.

Pro hladinu intenzity platí vztah:

$$L_I = \log_{10} \left(\frac{I_0}{I} \right) \quad (22)$$

Hodnota I_0 pro 1kHz odpovídá $10^{-12} \text{Ws}^{-1} \text{m}^{-2}$. Jednotka hladinové intenzity je Bel [B], ale vzhledem k její velikosti se využívá desetinné hodnoty - decibelu [dB], což znamená:

$$L_I(\text{dB}) = 10 \log_{10} \left(\frac{I_0}{I} \right) \quad (23)$$

Obdobný vztah platí i pro hladinu akustického tlaku, který se dá vyjádřit i pomocí hladiny intenzity úpravou vztahu:

$$\log_{10} \left(\frac{I_0}{I} \right) = 2 \log_{10} \left(\frac{p_0}{p} \right) \quad (24)$$

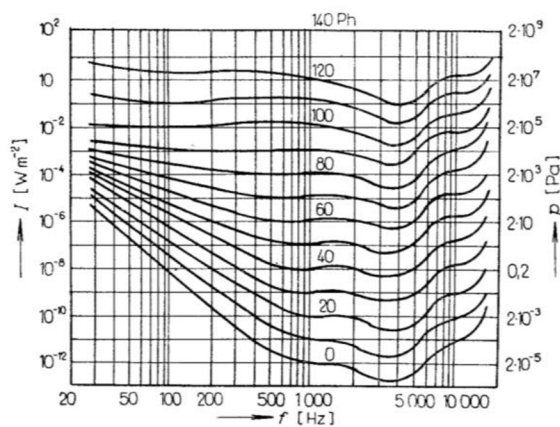
referenční hodnota p_0 má velikost $2 \cdot 10^{-5}$ Pa, opět určeno pro 1 kHz a vyjádření hladiny tlaku v decibelech odpovídá vztah:

$$L_p(\text{dB}) = 20 \log_{10} \left(\frac{p_0}{p} \right) \quad (25)$$

(Kolmer 1980, Nový 2009)

1.2.9 PSYCHOAKUSTICKÉ VELIČINY

Vnímání zvuku lidským sluchovým orgánem (uchem) se zabývá vědní obor psychoakustika. Sílu zvuku, kterou vnímá lidské ucho, vyjadřuje veličina hladina hlasitosti se základní jednotkou fón. Pokud se jednotlivé hodnoty hladin hlasitosti vyjádří pomocí decibelů, vzniknou tzv. izofóny (křivky stejné hlasitosti) viz obrázek 3. Z něj je i zřejmé, že vnímaná hlasitost je závislá na frekvenci.



Obrázek 3: Křivky jednotlivých úrovní hlasitosti vyjádřené pomocí intenzity, nebo tlaku (Kolmer 1980, str. 29)

Pro vnímání zvuku je dále důležitý ukazatel, zda se jedná o zvuk příjemný či nikoliv. Příjemný zvuk je tvořen zvukovou vlnou s harmonickým průběhem. Takový zvuk se označuje jako tón. Další podmínkou pro příjemný zvuk je, aby hladina hlasitosti tónu nebyla příliš vysoká (nesmí překročit tzv. hranici příjemnosti).

Oproti tomu hluk je zvuk nepříjemný. To znamená buď tón s příliš vysokou hladinou hlasitosti, nebo zvuk bez harmonického průběhu. (Anon 2016)

1.3 ŠÍŘENÍ ZVUKU

Kmity se šíří od zdroje v pomyslných vlnoplochách – body prostoru se stejnou výchylkou. Zdrojem akustického vlnění jsou kmitající objekty, které energii kmitů předávají do okolního prostředí. Podle tvaru zdroje lze rozlišit i základní tvar vlnoploch. Pro nekonečně malý (bodový), nebo kulový zdroj, jehož celý povrch kmitá ve fázi, mají vlnoplochy tvar sfér a jejich intenzita klesá s druhou mocninou vzdálenosti od zdroje. U zdroje tvaru válce (opět při kmitání celé plochy zdroje ve fázi), mají vlnoplochy tvar válců a intenzita je nepřímo úměrná vzdálenosti od zdroje a nakonec pro kmitající desku jsou tvarem vlnoploch roviny a jejich akustická intenzita se se vzdáleností nemění. S výjimkou kulových zdrojů je třeba uvést, že na okrajích zdrojů bude tvar vlnoploch odlišný. Pro vztah mezi tvarem vlnoplochy a akustickou intenzitou byly zanedbány ztráty způsobené odporem prostředí.

Většina reálných zdrojů lze v dostatečné vzdálenosti aproximovat jako bodový zdroj a kulové vlnoplochy lze dále aproximovat, pokud je bodový zdroj dostatečně daleko od pozorovatele na to, aby zakřivení vlnoploch na pozorovaném úseku bylo zanedbatelné (taková vlna se pak někdy nazývá jako kvazirovinná). (*Smetana 1998*)

Geometrická akustika pomáhá určit směr vlnění (a tvar vlnoploch) po odrazu od stěn. Jedná se o stejný princip, jako u paprskové optiky. To má ovšem své limity, jelikož po určitém čase dochází k tolika odrazům, že už není možné (nebo je minimálně velmi náročné) zobrazit pomocí geometrické akustiky všechny odrazy a zároveň řešení pro složité prostory je výpočetně náročné. Pro zjednodušení se navíc modelují pouze odrazy od stěn a překážky v místnosti (sedadla, či lidé) se zanedbávají.

Vzhledem k povaze vlnění - jeho závislosti na čase a prostoru, má často každý bod různou amplitudu výchylky. Proto se pro popis akustického pole používá tzv. statistická akustika, která u vlnění pracuje převážně s energetickými veličinami, hlavně akustickou intenzitou a akustickou energií. Zároveň jsou nutné aproximace – velikost akustické energie pro libovolný bod prostoru je součtem středních hodnot akustických energií odražených do tohoto bodu od stěn místnosti a všechny úhly, pod kterými akustická vlna do bodu dopadá, jsou zastoupeny se stejnou pravděpodobností. Další aproximace, která lze z předchozí věty předpokládat, že akustická energie přímé vlny (akustické vlny šířící se do bodu přímo od zdroje) je oproti součtu akustických energií odražených vln zanedbatelná a dále se počítá, že každý bod prostoru má stejnou střední hodnotu akustické energie – hustota akustické energie je konstantní.

Vlnová akustika vycházející z vlnové rovnice akustické vlny však má stále svůj význam. Její pomocí lze určit rezonanční frekvence - akustické módy zkoumaného prostoru. Tyto výpočty jsou pro nepravidelný prostor složité (stejně jako u geometrické akustiky). (*Anon. 2013, Schauer 2006*)

1.3.1 AKUSTICKÉ POLE

V blízkosti reálného zdroje se zavádí pojem blízkého pole, někdy označovaného jako Fresnelovo. Silně se zde mění akustický tlak a zároveň směr akustické rychlosti nemusí odpovídat směru šíření vln (akustický tlak a rychlost nejsou ve fázi). Důvodem je, že dochází k interferencím vln vycházejících z různých bodů zdroje. Vzhledem k blízkosti zdroje je zde nutné počítat se sférickými vlnami. Všechny tyto skutečnosti značně komplikují akustická měření, a proto se měření provádějí, až na výjimky, ve vzdáleném poli.

Dále od zdroje, kde se vlastnosti akustické vlny mění lineárně v závislosti na vzdálenosti, můžeme hovořit o vzdáleném poli. Vzdálené pole se pak v případě uzavřených prostor dále dělí na pole volné a pole difuzní. V difuzním poli dochází k interferenci vln vycházejících ze zdroje a odražených od stěn prostoru. Tato skutečnost má za následek, že hladina akustického tlaku je v difuzním poli nezávislá na vzdálenosti. (*Smetana 1998, Stodola nedatováno*)

1.3.2 AKUSTICKÉ VLASTNOSTI PROSTORU

Akustická impedance Z je veličina udávající odpor, kterým prostředí působí na tok akustické vlny. Častěji se využívá měrná akustická impedance ζ , což je akustická impedance vztažená na jednotku plochy, která lze pro adiabatický děj vyjádřit takto:

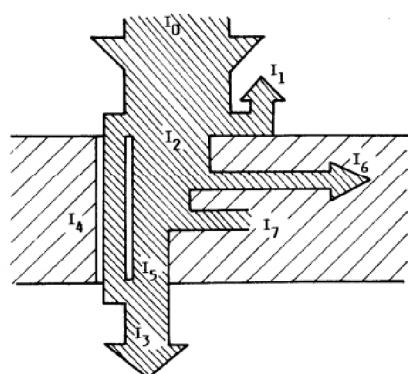
$$\zeta = \frac{\hat{p}}{v} = \rho c \quad (26)$$

\hat{p} je střední hodnota akustického tlaku, v je akustická rychlost, c je rychlost šíření zvuku a ρ je hustota prostředí. (*Kolmer 1980, Allard 2009, PHYSCLIPS nedatováno*)

V uzavřeném prostoru mají na akustické vlastnosti velký vliv vlastní kmity. Jedná se o frekvence, při kterých interferencí vznikají akustické vlny s maximální výchylkou. Každá složka souřadnic má své vlastní kmity. V pravoúhlém prostoru (kartézských souřadnicích) to znamená, že jedna skupina vlastních kmitů je pro směr v ose x , druhá v ose y a třetí v ose z . Rovnice pro rezonanční frekvenci pro pravoúhlý prostor je:

$$f_{(n_x n_y n_z)} = \frac{c}{2} \sqrt{\left(\frac{n_x}{l_x}\right)^2 + \left(\frac{n_y}{l_y}\right)^2 + \left(\frac{n_z}{l_z}\right)^2} \quad (27)$$

Kde l_x, l_y, l_z jsou délky jednotlivých rozměrů a n_x, n_y, n_z celé číslo určující pořadí módu. Pokud je nenulová pouze jedna hodnota (z n_x, n_y, n_z), pak se rezonující vlna odráží pouze od stěn kolmých na souřadnici, pro kterou je hodnota nenulová – tzv. osově kmity. U dvou nenulových hodnot, pak už rezonující vlna postupuje tangenciálně a odráží se od čtyř ploch. Pokud jsou nenulové všechny hodnoty, jedná se o kosé kmity, které se odráží od všech stěn prostoru. Odraz však není jedinou interakcí vlny s překážkou. Všechny její interakce jsou schematicky znázorněny na obrázku 3. S intenzitou lze počítat u rovinné vlny (nemění se plocha, na kterou vlna působí), pro jiné vlny je výhodnější uvažovat akustickou energii.



- I_0 – Intenzita dopadající vlny
- I_1 – Intenzita odražené vlny
- I_2 – Intenzita vlny prošlá do materiálu
- I_3 – Intenzita vlny prošlá za stěnu/překážku
- I_4 – Intenzita vlny prošlá mezerami v konstrukci
- I_5 – Intenzita vlny prošlá materiálem
- I_6 – Intenzita vlny šířící se materiálem
- I_7 – Intenzita vlny přeměněná na teplo

Obrázek 4 šíření vlny po dopadu na překážku (Nový 2009)

Další veličinou, která ovlivňuje akustiku prostoru, je doba dozvuku. Jedná se o časový úsek, za který poklesne hodnota akustické energie v prostoru na 10^{-6} hodnoty počáteční energie. Energie se pohltí při interakci zvukové vlny s překážkou.

Doba dozvuku podle Sabina vychází z předpokladu, že akustická energie klesá v průběhu času lineárně. Je třeba zavést střední volnou dráhu, což je průměrná vzdálenost, kterou urazí zvuková vlna mezi odrazy. Další potřebnou veličinou je absorpce, což je poměr mezi energií dopadající vlny a energií pohlcenou stěnou, či překážkou (podrobněji o absorpci bude řeč níže). Vztah, který Sabin odvodil pro dozvuk je řešením rovnice vycházející ze zákona zachování energie a je dále upravený, aby lépe odpovídal hodnotám naměřeným experimentálně:

$$T_s = 0,164 \frac{V}{\alpha S} \quad (28)$$

Tento vztah je ovšem platný pouze pro nízké hodnoty absorpce.

Doba dozvuku podle Eyringa vychází z předpokladu, že při interakci zvukové vlny se stěnou dochází ke skokovému snížení akustické energie. Tímto vztahem lze pro podmínku $I = I_0 10^{-6}$

po matematických úpravách a za předpokladu, že rychlost zvuku odpovídá 344 ms^{-1} vyjádřit dobu dozvuku jako:

$$T_E = 0,164 \frac{V}{-S \ln(1-\alpha)} \quad (29)$$

Ani tento model nemá univerzální použití, jelikož neuvažuje závislost velikosti plochy na počet odrazů akustické vlny, což se projevuje hlavně u prostorů s různými absorpčními koeficienty. Nepřesné výsledky se projevují hlavně u vyšších hodnot absorpčních koeficientů, proto se pro činitel zvukové pohltivosti nad 0,8 užívá doba dozvuku podle Millingtona.

Doba dozvuku podle Millingtona vychází ze stejného předpokladu, jako doba dozvuku podle Eyringa, ale přidává pro jednotlivé činitele zvukové pohltivosti závislost na ploše:

$$T_M = 0,164 \frac{V}{-\sum_{i=1}^n S_i \ln(1-\alpha_i)} \quad (30)$$

(Kolmer 1980)

1.3.3 ROZPTYL ZVUKU

Rozptyl obecně vzniká při odrazu vlny od plochy s různými vlastnostmi (např. nerovná plocha, nebo plocha s rozdílnými hodnotami absorpčního koeficientu). V prostorové akustice se rozptyl používá hlavně pro rovnoměrnou distribuci akustické energie v prostoru. Akustické prvky, které využívají rozptyl – tzv. difuzory fungují buď na principu geometrie povrchu (různé úhly odrazu díky zakřivení), nebo na principu fázových skoků. Difuzory na principu fázových skoků sestávají z jam o různých hloubkách a/nebo rozdílných šířkách a každá z jam pak funguje jako sekundární zdroj zvuku (Huygensův – Fresnelův princip) a interferencí vln vycházejících z jednotlivých jam dochází k rozptylu. Pro výpočet rozměrů jam (v závislosti na vlnové délce zvukové vlny, která má být rozptýlena) existuje několik numerických přístupů. (Cox 2009, Everest 2001)

1.3.4 NEPRŮZVUČNOST

Je veličina, která udává schopnost šíření vln mezi dvěma uzavřenými prostory. Z toho vyplývá, že se jedná o charakteristiku překážky (stěny), která oba prostory dělí. Při použití značení z obrázku 4, lze definovat jako:

$$x = \frac{I_0}{I_3} \quad (31)$$

Často se objevují dva druhy neprůzvučnosti - Zvuková neprůzvučnost, když se sleduje přenosu zvuku z prvního prostředí do druhého a kročejová neprůzvučnost, kdy se sleduje přeměna ohybových vln v konstrukci na zvuk (ke vzniku ohybových vln často dochází vlivem impulzů, např. kroků). (Nový 2009, Kolmer 1980)

1.3.5 POHLCOVÁNÍ ZVUKU

Při pohlcování zvuku dochází k přeměně akustické energie na jinou (např. teplo). K tomu dochází při poklesu akustického tlaku, tření nebo při nepružné deformaci. Princip ztráty energie poklesem akustického tlaku využívá toho, že zvýšení akustického tlaku je provázáno i zvýšením teploty. U porézních látek vede zvýšení teploty v objemu vzduchu k přenosu tepla do materiálu kostry. Tím dojde v daném místě k poklesu teploty a snížení tlaku a tím pádem dochází i ke snížení energie přenášené akustickou vlnou. V pevných látkách se pak uplatňuje vysoká tepelná vodivost, díky které se lokální zvýšení teploty rychle vyrovná s chladnějším okolím. Ke ztrátě energie třením dochází při pohybu akustické vlny vzduchem podél pevné struktury. Rychlost šíření vlny je pak bržděna interakcí molekul vzduchu a pevné látky a následně viskozitou vzduchu. Další ztráty třením vykazují látky, které jsou schopny kmitat v oblasti akustického spektra. Tyto kmity část energie přenesou za materiál a část energie se ztratí vlivem vnitřního tření. Ztráty nepružnou deformací se objevují u látek s pružnou hysterezí, což znamená, že po uvolnění tlaku (v tomto případě akustický tlak) se těleso nevrátí do původního tvaru. Energie potřebná k opětovnému návratu do původního stavu odpovídá pohlcené energii. (Kolmer 1980)

1.4 ZVUKOVĚ POHLTIVÉ MATERIÁLY

Pro popis schopnosti materiálu pohlcovat akustickou energii se využívá bezrozměrné veličiny nazvané činitel zvukové pohltivosti. Jedná se o poměr intenzity pohlcené materiálem I_2 a intenzity dopadající na materiál I_0 (tento vztah platí pro rovinnou vlnu, pro jiné druhy vlnění je vhodnější nahradit intenzitu energií). Vzhledem ke vztahům mezi dopadající (I_0), odraženou (I_1) a absorbovanou (I_2) intenzitou jde vztah dále upravit:

$$\alpha = \frac{I_2}{I_0} = \frac{I_0 - I_1}{I_0} = 1 - \frac{I_1}{I_0} \quad (32)$$

Pro měření je nicméně výhodnější zjišťovat tlak. Po upravení rovnice 32 získáme vztah mezi absorpčním koeficientem α a poměrem tlaků vln dopadající (p_0) a odražené (p_1)

$$\alpha = 1 - \left| \frac{p_1}{p_0} \right|^2 \quad (33)$$

Poměr tlaků v rovnici je označován jako koeficient odrazivosti β a lze vyjádřit i pomocí akustické impedance prostředí, ve kterém se vlna šíří a akustické impedance prostředí, od kterého se vlna odráží. Obdobným způsobem lze vyjádřit i činitel zvukové pohltivosti α :

$$\beta = \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2} \quad (34)$$

$$\alpha = \frac{4Z_1 Z_2}{(Z_1 + Z_2)^2} \quad (35)$$

(Kolmer 1980, Allard 2009)

1.4.1 PORÉZNÍ MATERIÁL

Porézní materiál je nehomogenní materiál s dutinami vyplněnými vzduchem. Funguje na principu termické a viskózní interakce. Porézní materiály mají nejlepší pohltivost, pokud je v jejich objemu maximální akustická rychlost vlny. Jelikož u stěny je akustická rychlost nulová, lze zvýšit pohltivost, buď zvětšením tloušťky absorbéru, nebo pokud mezi pohltivým obkladem a stěnou zůstane vzduchová mezera. To, že je u stěny nulová rychlost dále znamená pro porézní materiály, že pro zvětšující se vlnovou délku je pro efektivní absorpci nutné zvětšovat tloušťku absorbéru, což je pro nízké frekvence z hlediska využití prostoru neúnosné.

Akustické vlastnosti porézních materiálů závisí na činiteli struktury, porézности a odporu proudění. Podle poddajnosti kostry musí být pro dobrou absorpci dostatečně propojený objem vzduchu uvnitř. To znamená, že pokud je kostra pevná, je pro absorpci třeba co největšího volného objemu. U poddajných materiálů pak toto propojení není tak nutné, jelikož se akustická vlna dobře šíří i přes kostru.

Činitel struktury shrnuje geometrické vlastnosti pórů. To znamená jejich orientaci, popřípadě zakřivení, dále pak průřez pórů (plocha i tvar) a i změny průřezu jednotlivých pórů v objemu materiálu. Definován je pomocí objemu vzduchu účastnící se komprese V_k a objemu vzduchu účastnícího se zrychlení vzduchu V_a :

$$Z = \frac{V_k}{V_a} \quad (36)$$

Porosita udává poměr volného objemu V_f k celkovému objemu materiálu V . Volný objem označuje objem vzduchu v materiálu, který je schopen průchodu přes materiál (tzn., že uzavřené kapsle vzduchu se do volného objemu nezapočítávají)

$$\phi = \frac{V_f}{V} \quad (37)$$

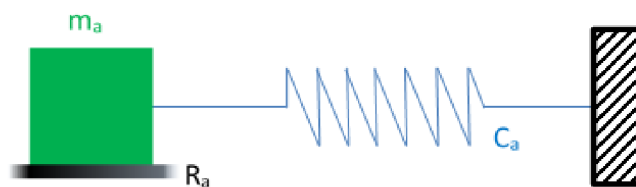
Odpor proudění σ vypovídá o interakci mezi póry a proudícím vzduchem. Udává ztráty vzniklé třením mezi molekulami vzduchu a stěnami pórů a je definován jako změna tlaku Δp na jednotku tloušťky (d) vztažená na střední ustálenou rychlost proudění (\hat{c}):

$$\sigma = \frac{\Delta p}{d\hat{c}} \quad (38)$$

Pro výpočet akustických vlastností z těchto veličin se využívá různých empirických či semi-empirických modelů. Každý model má platnost limitovanou rozsahem frekvencí a materiálem kostry (tuhostí a tím, zda se jedná o vláknitou, nebo pěnovou strukturu a její pružností). (Allard 2009, Cox 2009, Kolmer 1980)

1.4.2 REZONANČNÍ PRVKY

Rezonátory využívané pro absorpci energie ze zvukových vln (označovány jako dutinové rezonátory) fungují na principu dutiny, spojené s okolím přes hrdlo o ploše S a hloubce l . Přes hrdlo projde zvuková vlna a v dutině dochází vlivem interference ke vzniku stojatých vln o konkrétních frekvencích a tyto frekvence (módy) závisí na objemu dutiny V a na rychlosti šíření vlny c . Obecně se rezonátory dají charakterizovat (v analogii s mechanickým oscilátorem) akustickou hmotností, akustickým odporem a akustickou poddajností (schéma obrázek 5).



Obrázek 5: Schéma rezonátoru

Akustická hmotnost vyjadřuje hmotnost části rezonátoru, která kmitá jako jeden celek. Po zavedení plošné rychlosti lze nalézt vztah, kdy akustická hmotnost je poměr mezi mechanickou hmotností a druhou mocninou plochy:

$$m_a = \frac{m}{S^2} \quad (39)$$

Akustická poddajnost závisí na vlastnostech dutiny a při adiabatických změnách a zanedbání akustického tlaku v tlaku celkovém lze akustickou poddajnost vyjádřit jako podíl objemu k hustotě vynásobené kvadrátem rychlosti šíření akustické vlny:

$$C_a = \frac{V}{\rho c^2} \quad (40)$$

Akustický odpor sdružuje síly, které působí proti pohybu akustické vlny, což znamená tření molekul vzduchu na okrajích rezonátoru či tření mezi molekulami materiálu, který vyplňuje hrdlo rezonátoru. Vzhledem k závislosti na tvaru plošného průřezu, obsahu plošného průřezu a povrchu se většinou akustický odpor stanoví experimentálně. Zároveň je nutné poznamenat, že hodnoty akustického odporu jsou nízké a pro většinu výpočtů se zanedbávají.

$$R_a = \frac{R_m}{S^2} \quad (41)$$

Absorpce pomocí rezonátoru využívá nevratnou přeměnu energie z nucených kmitů. K této přeměně dochází buď vlivem vnitřního tření v materiálu hrdle membrány a dále pak ztrátami energie na okrajích hrdla. Předností je absorpce při nízkých zvukových frekvencích, ale absorpce je účinná pouze na úzkém pásmu okolo rezonanční frekvence. Při rezonančních frekvencích dosahují maxima výchylky akustických veličin a absorpce je mnohem efektivnější. Rezonanční frekvence pak závisí na akustické poddajnosti a akustické hmotnosti.

$$f_r = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{C_a m_a}} = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{\rho S}{h m}} = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{S}{V l}} \quad (42)$$

V rovnici vystupuje rychlost proudění zvuku c , plocha rezonátoru S , hustota ρ , objem vzduchu v dutině V , l značí hloubku hrdla rezonátoru a h udávající vzdálenost hrdla rezonátoru od stěny. Aby tato rovnice platila, musí být splněno několik podmínek. Plocha jednotlivého prvku musí být menší než polovina vlnové délky akustické vlny λ , vzdálenost od stěny d musí být mnohem menší než čtvrtina vlnové délky akustické vlny (pokud by byla srovnatelná, či vyšší bylo by nutné nahradit výpočet akustické poddajnosti složitějším výrazem), u soustavy nedochází k tlumení a akustická vlna dopadá kolmo na rezonátor. Ovšem při uvažování rezonátoru jako absorberu je nutné, aby k tlumení docházelo (pokud by rezonátor měl nulové tlumení, stal by se sekundárním zdrojem akustického vlnění). Vlivem tlumení pak dochází ke změně rezonanční frekvence, jak při vložení porézního materiálu do dutiny (změnou objemu a rychlost proudění) tak při započítání vnitřního tření membrány a tření na okrajích rezonátoru.

Rezonanční prvky se podle materiálu, na který působí a který rozkmitává dopadající akustická vlna, dělí na tři skupiny – membrány, desky a tzv. Helmholtzovy rezonátory.

Membrány se vyznačují nízkou tuhostí v ohybu, což zmenšuje vliv okrajových podmínek při pevném uchycení k rámu. Hlavním způsobem absorpce pro membrány je vnitřní tření materiálu membrány.

Desky mají kvůli vysoké tuhosti v ohybu pružné přichycení, aby mohly kmitat jako písty. Hlavní útlum zde nastává při tření v pružném uchycení. U desek má útlum kmitání vzduchu za deskou zanedbatelný vliv, ale mezera mezi absorbérem a stěnou se stejně vyplňuje porézním materiálem pro omezení vlastních kmitů.

Helmholtzovy rezonátory jsou k vidění nejčastěji jako perforované panely. Jejich pohlcování akustické energie spočívá ve ztrátách třením mezi molekulami vzduchu a stěnami hrdla rezonátoru. Dutina za perforacemi nemusí být mechanicky rozdělena.

Rozdílná geometrie – k délce hrdla v rovnici 42 je pro různou geometrii potřeba přičíst korekční vzdálenost, o kterou se hrdlo fiktivně prodlouží (kvůli nelineárnímu přechodu mezi hrdlem a dutinou).

Kromě absorpce lze rezonátory využít i jako sekundární zdroj zvuku, či ukládání energie. (*Kolmer 1980, Cox 2009, Li et al. 2016*)

1.4.3 SOUČASNÉ VÝZKUMY

Vliv napnutí membrány zkoumá (*Zainulabidin et al 2015*). Výsledky měřené pro 0 N, 50 N, 100 N, 150 N a 200 N ukazují, že vyšší napínací síla znamená méně stabilní koeficient zvukové pohltivosti, takže pro vyšší povrchové napětí má křivka závislosti absorpčního koeficientu na frekvenci je méně hladká a dochází k výkyvům. Zároveň s vyšším napětím dochází k rozšíření maxima, ale zároveň dochází k poklesu maximální hodnoty absorpčního koeficientu.

Další výzkumy se zabývají implementací metamateriálů do dutinových (membránových) rezonátorů pro získávání energie. (*Li et al. 2016*) ve svém experimentu využil piezoelektrický materiál. Rezonátor sestával z 0,07 mm tenké polyuretanové fólie upevněné na kruhový hliníkový rám o průměru 50 mm a dvou hliníkových plátů o průměru 1 cm a tloušťce 2 mm upevněných na obou stranách středu membrány. Tyto pláty pak obepínal piezoelektrický materiál (PVDF) o poloměru 15 mm a tloušťce 0,05 mm (opět upevněn na membránu z obou stran). Účinnost přeměny akustické energie na elektrickou v tomto experimentu dosahuje u rezonančních frekvence až 15%.

(*Yang 2020*) zkoumá vliv dutiny za membránou na akustické vlastnosti mikroperforovaných panelů. Módy prostoru za panelem ovlivňují jejich akustické vlastnosti a tím může dojít i k zhoršení absorpčního koeficientu. Omezení negativních vlivů provázání módů (šikmých a kosých) dutiny za panelem se tato dutina může rozdělit na užší (dostatečného zúžení se dosáhne, pokud šířka nepřesahuje polovinu π vynásobenou vlnovým číslem k).

Různá uspořádání více Helmholtzových metamateriálových rezonátorů a jejich výsledné akustické vlastnosti pro využití v tunelech, potrubí, klimatizaci, ventilaci apod. zkoumá (Jena 2019). V experimentu využila paralelní a sériové připojení dvou, popřípadě čtyř helmholtzových rezonátorů (buď se stejnými akustickými vlastnostmi, nebo rozdílnými). Konkrétně se zaměřuje na stlačitelnost a mass density hustotu.

(Mahesh 2021) zkoumá mikroperforované panely kombinované s Helmholtzovými rezonátory s vloženým hrdlem. Na rozdíl od samotných mikroperforovaných panelů, které dobře absorbují spíše ve středních hodnotách frekvence, má toto spojení absorpční vrchol (nutno podotknout, že úzký) i v nízkých frekvencích. Při užití paralelního uspořádání lze získat absorbér o poměrně malé tloušťce.

Další články se zabývají mechanizmy a optimalizací absorbérů s tloušťkou nižší než absorbovaná vlnová délka. Absorpci při takto malých rozměrech lze získat paralelním zdvojením různých Helmholtzových rezonátorů (Zhao et al. 2018). Při užití dvou různých šířek štěrbin Helmholtzových rezonátorů (3 mm a 2,3 mm) dochází k výraznému zvýšení maxima absorpčního koeficientu (vrchol absorpce kolem 1300 Hz). Oproti teorii bylo experimentem zjištěno, že došlo k zvýšení absorpce na celém pozorovaném spektru (od 800 Hz do 2000 Hz). Pro absorpci při nižších frekvencích lze použít helmholtzův rezonátor s užším hrdlem (pod 1 mm). Užití zdvojených rezonátorů v tomto případě opět zajistí širší pásmo absorpce. Samotné ladění spojení rezonátorů, vzhledem k vlivům vazby mezi rezonátory na absorpci, se provádí algoritmem diferenciální evoluce.

Další možnost absorpce v nízkých frekvencích při malé tloušťce absorbéru nabízejí, kromě metamateriálových absorbérů, i helmholtzovy rezonátory s kruhovým hrdlem a dělenou dutinou. Posunutí maxima k nižším frekvencím jde u těchto rezonátorů docílit posunutím hrdla k jedné straně dutiny.(Zhao et al. 2020). Navíc použili metodu zdvojení rezonátorů zmíněnou v předchozím odstavci a získali tak o něco širší absorpční vrchol.

I když se většinou u rezonančních absorbérů uvažují lineární vibrace (podmínka nízké amplitudy kmitů), pro některé lze při dostatečně velké excitační energii získat nelineárních vibrace. (Lee et al. 2012) pro tenké čtvercové desky s dutinou použil dva vzorce pro teoretický výpočet absorpce a ztrát akustické energie (konkrétně harmonic balance method a numerickou integraci), přičemž obě metody byly v dobré shodě. Ukázalo se, že pro přenos a absorpci má vliv tzv. skokový fenomén, a že nelineární vibrace mají pozitivní vliv na šířku absorpčního pásma, ale zhoršují ztráty při přenosu pro rezonanční frekvenci.

Šíření zvuku v porézních médiích s velikostmi pórů srovnatelnými se střední volnou dráhou saturujícího plynu zkoumá (*Umnová 2009*). U těchto materiálů nelze vzhledem k rozměrům uvažovat nulovou rychlost molekul u stěn pórů. Tyto hraniční efekty (hraniční skluz) zkoumá pro rovné kruhové póry orientované buď paralelně, nebo kolmo ke směru šíření zvuku. Díky hraničnímu skluzu vychází vyšší rychlost proudění a útlum vychází nižší. Velikost ovlivnění je závislá na porositě materiálů, poloměru pórů a směru šíření akustické vlny (úhel s osou pórů).

Nanovláčenou membránu zkoumá (*Horoshenko 2018*). Horoshenko zkoumal nanovláčenou membránu připevněnou na melaminové pěně a vztah neakustických vlastností takového materiálu na vlastnosti akustické a zda akustické vlastnosti nanovláčené membrány odpovídají tradičním teoretickým modelům (konkrétně Biotovu a Darcyho modelu).

(*Kalinová 2018*) zkoumá absorpční vlastnosti perforovaných panelů s připevněnou nanovláčenou membránou (PA6). Ze zkoumaných konfigurací vyšly nejlépe perforované panely s perforacemi o průměru 8 mm, vzdálené od sebe 10 mm. Jejich absorpce dosahovala maxima v hodnotách frekvencí okolo 500 Hz, zatímco větší průměry se maximum absorpce posouvalo k vyšším frekvencím a nižší průměry vykazovaly užší absorpční vrchol.

1.5 MĚŘENÍ ČINITELE ZVUKOVÉ POHLTIVOSTI

Pro měření činitele zvukové pohltivosti se užívají následující metody. Metody využitě v praktické části pro měření činitele zvukové pohltivosti – měření impedanční tubicí bude spolu s metodou měření laserovým interferometrem, užité pro měření související neakustické veličiny (rychlost kmitání membrány), podrobněji popsáno v dalších kapitolách.

1.5.1 DOZVUKOVÁ MÍSTNOST

Dozvuková místnost je prostor bez rovnoběžných, paralelních či kolmých stěn, které jsou hladké a tvrdé, aby byla v prázdné dozvukové místnosti co nejvyšší odrazivost. Zároveň musí být prostor dozvukové místnosti dostatečně velký, aby mohlo vzniknout difuzní pole i pro nízké frekvence. Při měření činitele akustické pohltivosti se v dozvukové místnosti zkoumá, za jak dlouho po vypnutí zdroje bude pohlcena určitá část akustického signálu, konkrétně čas poklesu akustického tlaku o 60 dB. Pak se měří rozdíl mezi těmito časy pro prázdnou dozvukovou místnost a dozvukovou místnost se zkoumaným vzorkem materiálu (o ploše cca 10 m² umístěný na podlaze místnosti). Konkrétní pokyny pro měření uvádí norma ČSN EN ISO 354 (730535). (*Cox 2013, Everest 2001*)

1.5.2 ALFA KABINA

Vychází ze stejné normy, jako dozvuková místnost, ale dochází ke zmenšení rozměrů prostoru a zároveň zmenšení vlnové délky dopadající vlny (na 1/3 oproti dozvukové místnosti). Tím se eliminuje potřeba velkého vzorku. Jediný rozměr, který se neredukuje je tloušťka zkoumaného vzorku (je tedy třeba brát v úvahu, že dochází k trojnásobnému zvětšení pohltivé plochy okrajů oproti povrchu). (*Anon. 2012*)

1.5.3 IMPEDANČNÍ TRUBICE

Hlavní výhodou impedanční trubice je snadné a rychlé měření v širokém frekvenčním pásmu za použití pouze malé části vzorku. Nevýhodou je zkoumání činitele zvukové pohltivosti pouze pro kolmý dopad. Užití metody impedanční trubice pro technickou specifikaci vzorku se řídí normou ČSN ISO 10534-1 (730501). (*Cox 2013, Everest 2001*)

1.5.4 DVOUMIKROFONOVÉ MĚŘENÍ VE VOLNÉM POLI

Toto měření využívá stejného principu jako dvoumikrofonová impedanční trubice (přenosová funkce), ale je možné měřit činitel zvukové pohltivosti pro šikmý dopad. Vzhledem k okrajovým podmínkám tato metoda ovšem potřebuje dostatečně velký vzorek (plocha řádově 10 m²). Pro měření neisotropních materiálů a materiálů s nelineárním povrchem se pro měření využívá více mikrofonů, přičemž platí, čím složitější struktura, tím více je potřeba mikrofonů (každou nelinearitou vzniká další vlna a interferencí všech těchto vln vzniká výsledná odražená vlna, pro jejíž popis je potřeba vždy o jeden mikrofon víc, než jaký je součet všech vln tvořící vlnu výslednou). Problémem je, že s každým dalším použitým mikrofonem roste chyba měření. (*Cox 2013*)

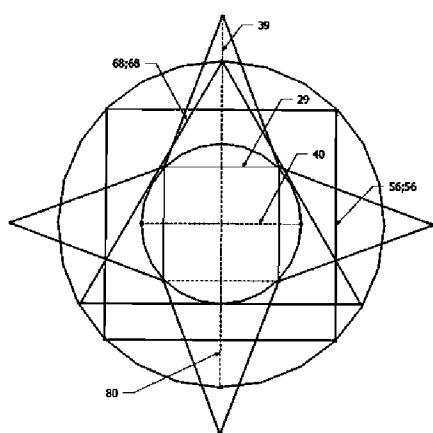
1.5.5 TONE-BURST METHOD

Jedná se o metodu podobnou předchozí, ale při měření se využívá krátkých pulzů zvuku, pro vyloučení interference a tím použitelnou pro měření v nespécializovaných místnostech. Nutno dodat, že rozměry prostoru jsou v závislosti na délce pulzu stále limitující. (*Everest 2001*)

2 PRAKTICKÁ ČÁST

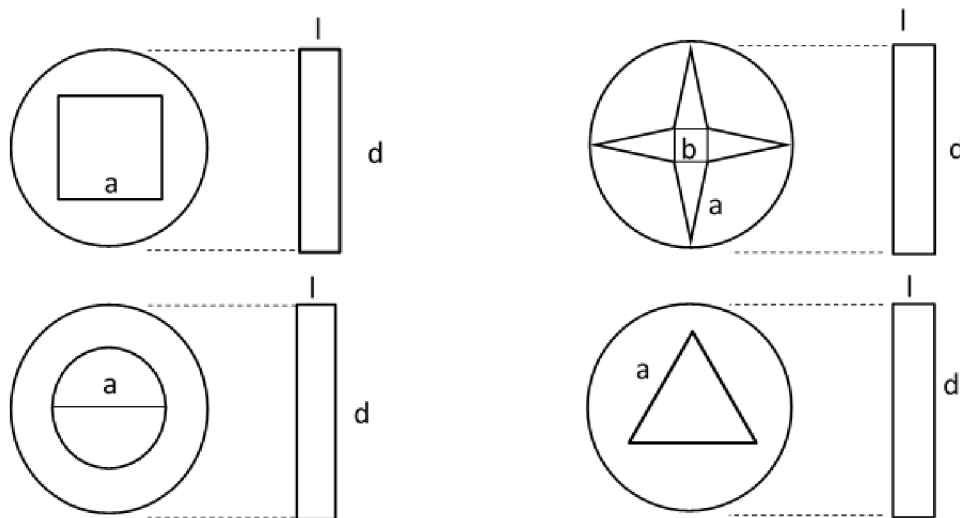
2.1 PŘÍPRAVA VZORKŮ

Pro měření jsem vybral osm různých polyamidových koster, na které jsem připevnil membránu. Pro porovnání vlivu velikosti otvoru byly použity tři dvojice podobných vzorků (stejný úhel mezi stěnami dutin, pouze rozdílná velikost stran). Dvojici tvoří čtverce (vzorky C1, C2), hvězdy (H4601, H4602) a trojúhelníky (T1, T2). Vzorky jsem dále rozdělil podle plochy dutiny. Stejnou plochu dutiny mají vzorky C2, T2, H4301, H4602 a K2. Zbylé vzorky (C1, T1, H4601) mají pak plochu odvozenou geometricky (viz obrázek 6)



Obrázek 6: Geometrické odvození tvarů membrán (Kalinová 2018)

Je zřejmé, že vzorky vychází z pravidelných tvarů (čtverce, rovnostranné trojúhelníky, kruh a rovnoramenné hvězdy). Proto pro experimentální stanovení plochy membrány stačilo naměřené délky stran zprůměrovat.



Obrázek 7: schematické znázornění měřených rozměrů vzorků

Experimentálně změřené rozměry vzorku C1 s čtvercovou membránou (schéma na obrázku 7): Délka hrany čtvercové membrány $\bar{a} = (56,6 \pm 0,1) \text{ mm}$; velikost vzorku $\bar{l} = 98,6 \text{ mm}$ a tloušťka vzorku $\bar{d} = 0,0126 \text{ m}$. Pro plochu membrány $S = (3210 \pm 20) \text{ mm}^2$.

U čtvercové membrány vzorku C2 byly naměřeny rozměry hrany čtvercové membrány $\bar{a} = (36,90 \pm 0,05) \text{ mm}$, celková velikost vzorku $\bar{l} = 89,8 \text{ mm}$, tloušťka vzorku $\bar{d} = 0,0125 \text{ m}$ a plocha membrány $S = (1357 \pm 11) \text{ mm}^2$.

Vzorek H4301 s membránou hvězdovitého tvaru má následující rozměry (schéma na obrázku 7): délka hran $\bar{a} = (30,3 \pm 0,1) \text{ mm}$ délka strany vnitřního čtverce $\bar{b} = (17,01 \pm 0,09) \text{ mm}$, poloměr vzorku $\bar{l} = 98,7 \text{ mm}$, tloušťka vzorku $\bar{d} = 0,0122 \text{ m}$ a plocha membrány $S = (1370 \pm 50) \text{ mm}^2$.

Vzorek H4601 s hvězdovitou membránou má délku hran $\bar{a} = (28,5 \pm 0,2) \text{ mm}$, délka hrany vnitřního čtverce $\bar{b} = (29,6 \pm 0,2) \text{ mm}$, poloměr vzorku $\bar{l} = 89,48 \text{ mm}$, tloušťka vzorku $\bar{d} = 0,0131 \text{ m}$ a plocha membrány $S = (2330 \pm 40) \text{ mm}^2$.

U vzorku H4602 s hvězdovitou membránou jsou naměřené hodnoty pro délku hran $\bar{a} = (21,5 \pm 0,2) \text{ mm}$, délky hran vnitřního čtverce $\bar{b} = (22,1 \pm 0,2) \text{ mm}$, průměr vzorku $\bar{l} = 89,4 \text{ mm}$, tloušťka vzorku $\bar{d} = 0,012 \text{ m}$ a plocha membrány $S = (1310 \pm 20) \text{ mm}^2$.

Pro vzorek K2 s kruhovou membránou je změřený průměr membrány $\bar{a} = (41,0 \pm 0,1) \text{ mm}$, průměr vzorku $\bar{l} = 98,6 \text{ mm}$, tloušťka vzorku $\bar{d} = 0,0137 \text{ m}$ a plocha membrány $S = (1321 \pm 18) \text{ mm}^2$.

Pro vzorek T1 s trojúhelníkovou membránou (schéma viz obrázek 7) má délka hran hodnotu $\bar{a} = (68,1 \pm 0,1) \text{ mm}$, průměr vzorku $\bar{l} = 89,52 \text{ mm}$, tloušťka vzorku $\bar{d} = 0,0125 \text{ m}$ a plocha membrány $S = (2010 \pm 60) \text{ mm}^2$.

Vzorek T2 s trojúhelníkovou membránou má délku hran o velikosti $\bar{a} = (54,8 \pm 0,1) \text{ mm}$, průměr vzorku $\bar{l} = 89,5 \text{ mm}$, tloušťku vzorku $\bar{d} = 0,0137 \text{ m}$ a plochu membrány $S = (1290 \pm 50) \text{ mm}^2$.

Tyto kostry jsem následně opatřil membránou. Jako homogenní membránu jsem vybral černou strečovou fólii, u které jsem určil plošnou hmotnost – vyříznutím části o definovaných rozměrech (délky stran), které umožnily spočítat plochu, kterou se vydělila hmotnost zjištěná na laboratorní váze. Výsledná plošná hmotnost pro černou homogenní fólii vyšla $(21,42 \pm 0,03) \text{ g/m}^2$.

Materiálem pro nanovláken membránu byl polyamid (PA6) na nosiči z polyetylentereftalátu (PET) a viskózy (CV). I u nanovlákené membrány jsem experimentálně určil plošnou hmotnost (stejným způsobem jako u membrány homogenní). Velikost plošné hmotnosti vyšla $(38,85 \pm 0,06) \text{ g/m}^2$, z toho nosič spolu s adhezivem měl plošnou hmotnost 35 g/m^2 .

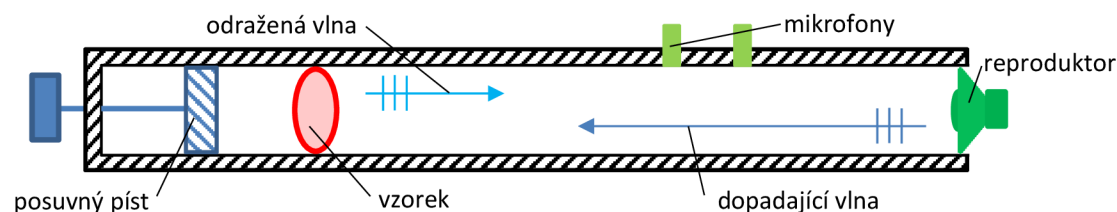
Samotná příprava dutinových rezonátorů – nalepení membrány na vzorky bylo provedeno s částí membrány o definované délce (80 cm). Na jednom konci se připevnil k pracovní desce, zatímco druhý konec, který částečně přečníval přes desku, byl připevňen na závaží o definované hmotnosti (1,5 kg), aby bylo možné stanovit napětí kterým je napnutá membrána. Síla, kterou je membrána napínána, totiž ovlivňuje rychlost kmitání membrány a tím i její absorpci.

Na takto napnutý materiál jsem přiložil polyamidové kostry s naneseným lepidlem, které jsem následně zatížil, aby se membrána na kostry dobře přilepila. Po zaschnutí jsem jednotlivé vzorky spolu s nalepenou membránou vyřízl zalamovacím nožem. U vzorků jsem následně vizuálně zkontroloval napnutí membrány, a pokud se objevila u membrány v dutině rezonátoru nerovnost, membránu jsem odstranil a pro vadný vzorek jsem zopakoval proceduru pro nalepení membrány.

2.2 IMPEDANČNÍ TRUBICE

Měření absorpčního koeficientu impedanční trubici stojí na principu měření akustického tlaku stojaté vlny. Pro přesná měření je limitující průměr trubice, opláštění a postavení mikrofonů. Průměr trubice musí být pro všechny měřené frekvence dostatečně malý, aby v trubici vznikaly pouze osová módy (ve směru šíření zvukové vlny). U opláštění je nutné, aby mělo dostatečnou tloušťku pro zamezení šíření akustické energie mimo impedanční trubici. Zároveň je nutné, aby vnitřek byl co nejdokonaleji hladký a nedocházelo tak k nechtěné difrakci vlny. Vzdálenost mezi mikrofony je nastavena podle měřeného frekvenčního pásma a citlivosti.

Pro výpočet činitele zvukové pohltivosti využívá měření na dvoumikrofonové impedanční trubici komplexní přenosovou funkci. Přenosová funkce je velmi citlivá na přesnou kalibraci mikrofonů a u vlnové délky, která odpovídá dvojnásobku vzdálenosti mezi mikrofony, se objevuje značná chyba. (Cox 2011, Everest 2001, Kolmer 1980)



Obrázek 8: schéma dvoumikrofonové impedanční trubice

2.2.1 IMPEDANČNÍ TRUBICE BRÜEL & KJÆR 4206

Dvounmikrofonová impedanční trubice s kruhovým průřezem pro měření činitele zvukové pohltivosti do 6400 Hz. Jedná se o sadu dvou trubic různých poloměrů (29 mm a 100 mm), kdy pro frekvence od 1600 Hz se využívá trubice s menším poloměrem a 100 mm trubice se využívá pro měření činitele zvukové pohltivosti pro frekvence maximálně do 1600 Hz. Pro mikrofony jsou připraveny tři umístění (aby bylo možné přesnější a detailnější měření i pro frekvence nižší než 100 Hz). Jelikož jsem měl vzorky o průměru 29 mm, využil jsem pouze širší trubic a tím jsem limitoval měření činitele akustické pohltivosti na rozsah frekvencí od 50 Hz do 1600 Hz. (*Brüel & Kjør 2009*)

2.2.2 MĚŘENÍ NA IMPEDANČNÍ TRUBICI

Pro první jsem nastavil fázi a pro druhý magnitudu. Dále jsem oba mikrofony kalibroval v kalibrační komoře. Kalibrační frekvence byla 1kHz. A následovalo upevnění vzorku do impedanční trubice Brüel & Kjør 4206. Vzorky s membránou jsem vložil do impedanční trubice tak, že membrána byla blíže ke konci s pístem.

2.3 LASEROVÝ INTERFEROMETR

Laserový vibrometr využívá Dopplerova jevu, což znamená, že pokud se vlna odráží od pohybujícího objektu (nebo pokud se naopak pohybuje zdroj), dochází ke změně frekvence a z této změny frekvence je možné vypočítat rychlost měřeného objektu. Laserový vibrometr vysílá vlnu o definované frekvenci a odrazem vlny zpět do laserového vibrometru od pohybujícího objektu

2.3.1 OMETRON VH-1000-D

Laserový vibrometr OMETRON VH-100-D využívá signálu vlny o vlnové délce 632,8 nm, z toho vychází i optimální vzdálenosti měřených objektů – $(100+k*138)$ mm. K měření rychlosti má vibrometr tři rozsahy (do 20 mm/s, do 100 mm/s a do 500 mm/s) a je možné nastavit filtr vysokých frekvencí (>1 kHz, >5 kHz a >22 kHz) i frekvencích nízkých (<100 Hz). (*Brüel & Kjør 2019*)

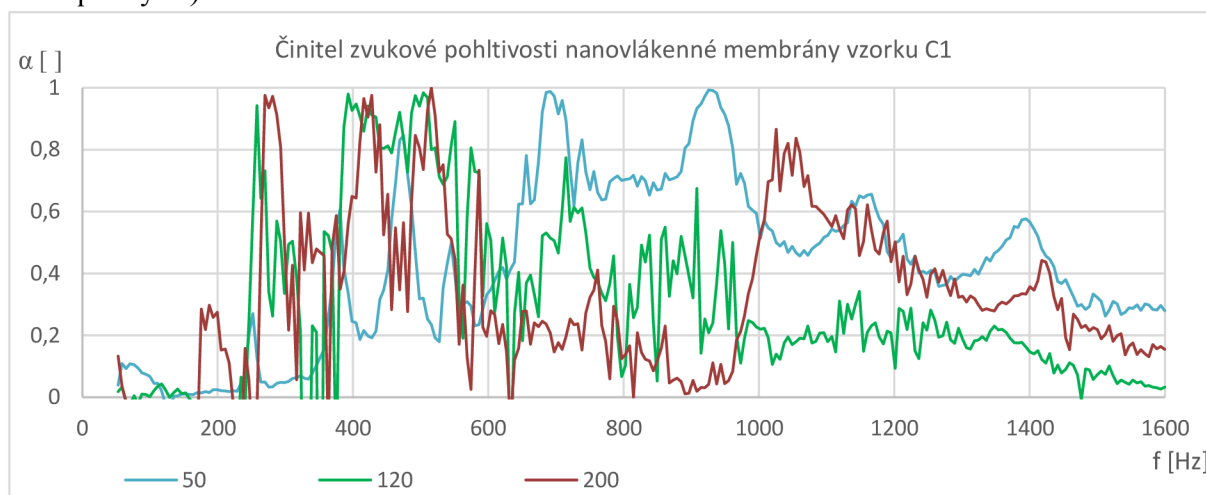
2.3.2 MĚŘENÍ LASEROVÝM VIBROMETREM

K počítačovému zpracování výstupů z měření jsem použil software Dewesoft X3. Měřicí systém sestával z Dewe50usb2-8, který jsem propojil se zdrojem (Frederikson function generator 2502.50) a laserovým vibrometrem OMETRON VH-1000-D. Zdroj napájel reproduktor Dayton ND90-8 3½“ (upevněný v polohovacím držáku). Před reproduktor, do vzdálenosti 739 mm, jsem umístil laserový vibrometr tak, aby byl ve vodorovné Poloze a

upravil jsem umístění reproduktoru, aby signál z vibrometru směřoval do středu reproduktoru a reproduktor, aby byl kolmý k signálu. Mezi laserový vibrometr a reproduktor jsem umístil upevňovací držák se vzorkem membránou k laserovému vibrometru. Pro co nejlepší odezvu signálu z laserového vibrometru byla membrána ve vzdálenosti 514 mm od laserového vibrometru a stejně, jako u reproduktoru, byl vzorek umístěn tak, aby laserový paprsek dopadal kolmo na membránu. Šum z okolí u membrán vyvolával kmity o rychlosti kolem 0,04 mm/s (bez ohledu na materiál).

2.4 ZHODNOCENÍ VÝSLEDKŮ

U všech grafů je zřejmá závislost činitele zvukové pohltivosti na vzdálenosti od stěny – s rostoucí vzdáleností se maxima zvukové pohltivosti posouvají k nižším frekvencím (viz graf 1), pro menší vzdálenosti se křivka zvukové pohltivosti stává hladší a nabývá vyšších hodnot (i když posunutím dochází k přesunu maxim k jiným frekvencím, které pak mají absorpci vyšší).



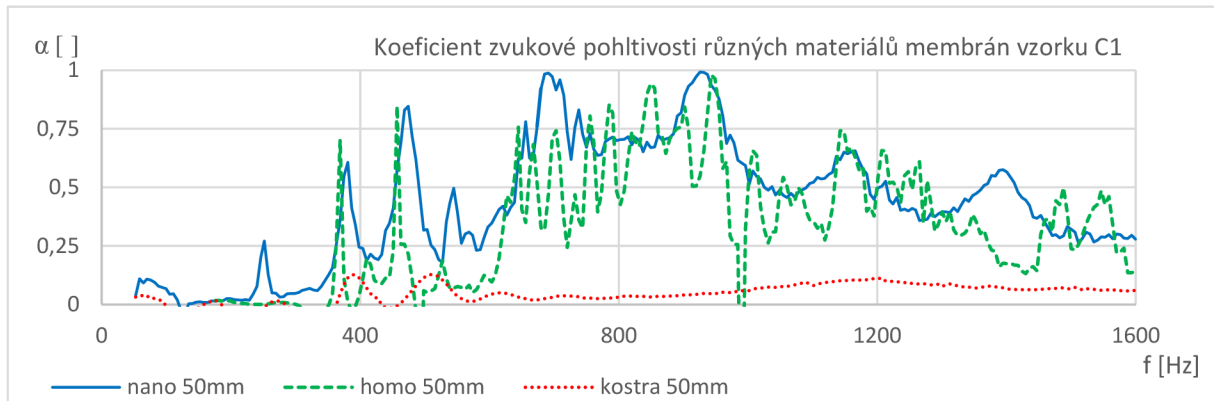
Graf 1: Činitel zvukové pohltivosti pro nanovláknennou membránu upevněnou na vzorek C1, pro různé vzdálenosti od konce impedanční trubice. Modrá křivka ukazuje činitel zvukové pohltivosti pro vzdálenost 50 mm, zelená 120 mm a červená 200 mm

2.4.1 ABSORPCE ROZDÍLNÉHO MATERIÁLU MEMBRÁNY

V následující kapitole porovnávám výsledky činitele zvukové pohltivosti homogenní membrány, nanovláknenné membrány a zároveň je v grafech zaznamenána i samotná kostra, dále jsou porovnány i rychlosti kmitání středu membrán změřené na laserovém vibrometru. Je třeba ale připomenout (vzhledem k závislosti absorpčního koeficientu i rezonanční frekvence na plošné hmotnosti), že plošná hmotnost homogenní membrány je 21,48 g/m² a nanovláknenné 38,99 g/m² a tudíž se budou lišit zkoumané veličiny (hlavně frekvenčním posunutím).

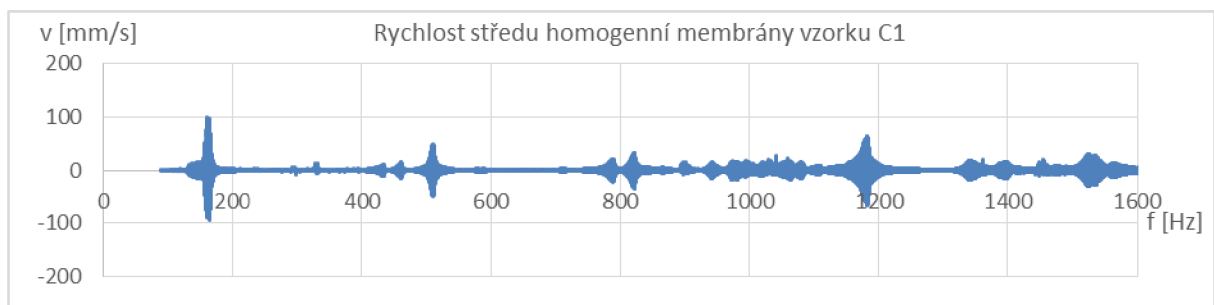
Rozdíl mezi materiály membrán u vzorku C1 je hlavně v hladkosti průběhu činitele zvukové pohltivosti (viz graf 2). Homogenní membrána má mnoho ostrých vrcholů, ale u membrány

z nanovláken tyto vrcholy částečně mizí (i proto, že vrcholy jsou širší) a průběh koeficientu je hladší.

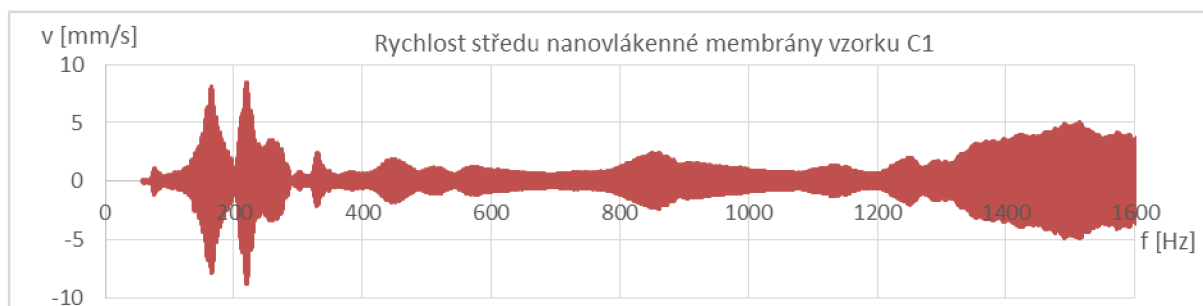


Graf 2: Činitel zvukové pohltivosti pro různé materiály membrány vzorku C1 při konstantní vzdálenosti 50 mm od konce impedanční trubice. Plná modrá čára ukazuje činitel zvukové pohltivosti nanovláčenné membrány, zelená přerušovaná je pro homogenní membránu a červená tečkovaná pro samotnou kostru (bez membrány).

Rychlost kmitů středu homogenní membrány má první (a nejvýraznější) maximum pro frekvence kolem 150 Hz, jak je vidět na grafu 3. Další ostrá a výrazná maxima pak jsou kolem 500 Hz, 800 Hz a 1200 Hz, menší výkyvy se objevují v celém průběhu, nejvíce mezi 800 Hz a 1100 Hz. Nanovláčenná membrána (graf 4) má díky tření mezi vlákny řádově nižší rychlost a vrcholy rychlosti při rezonančních frekvencích nejsou oproti homogenní membráně tak ostré. Počet a postavení maxim ale není příliš ve shodě. První dva strmější vrcholy v nízkých frekvencích (150 Hz, 250 Hz) dosahují hodnot 9 mm/s. Další vrcholy jsou široké a nižší, pouze u vysokých frekvencí kolem 1500 Hz se rychlost kmitání přibližuje k hodnotě 5 mm/s.

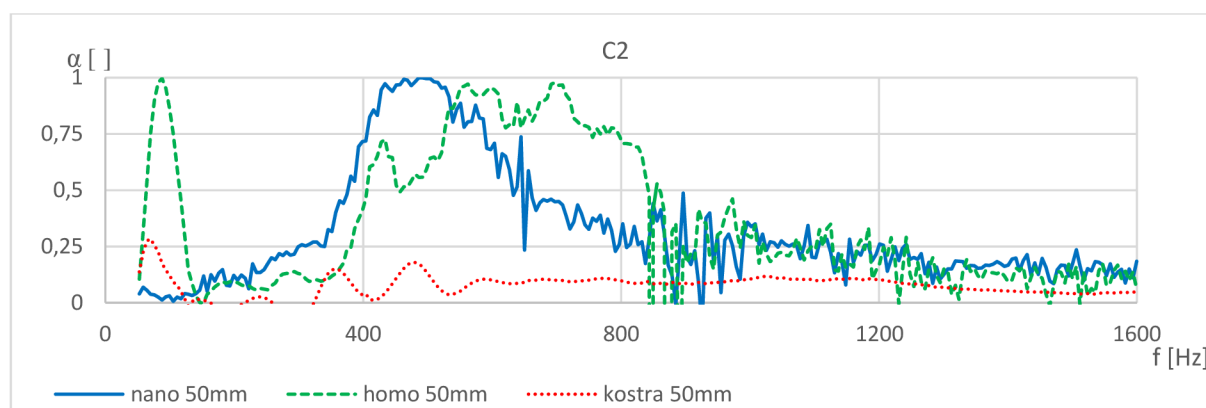


Graf 3: Rychlost kmitání středu čtvercové homogenní membrány vzorku C1 v závislosti na frekvenci.



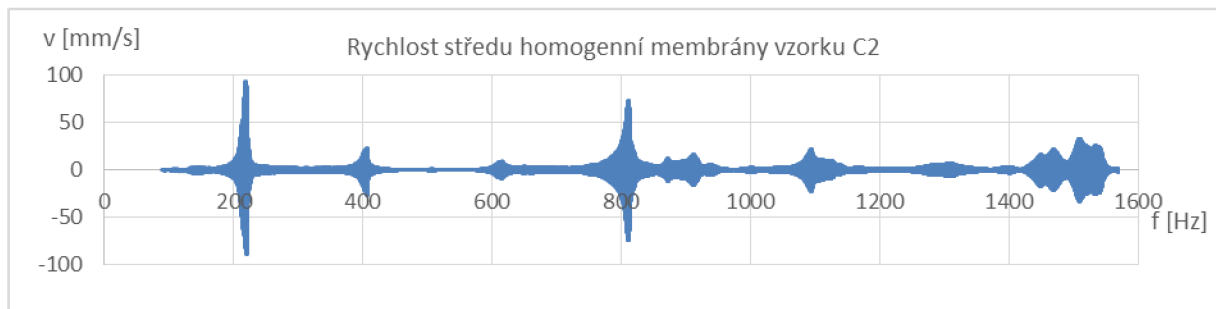
Graf 4: Rychlost kmitání středu čtvercové nanovlákněné membrány vzorku C1 v závislosti na frekvenci.

Pro vzorek C2 (graf 5) rozdíly v tvaru křivek do značné míry mizí a je patrné hlavně posunutí maxima u nanovlákněné membrány k nižším frekvencím než mají stejná maxima homogenní membrány (posunutí maxim je zhruba o 100 Hz). Homogenní membrána má pak zřetelné maximum v nízkých frekvencích, které u nanovlákněné membrány změřeno nebylo (vzhledem k frekvenčnímu posunu by mohlo být u nanovlákněné membrány obdobné maximum ve frekvencích mimo rozsah)

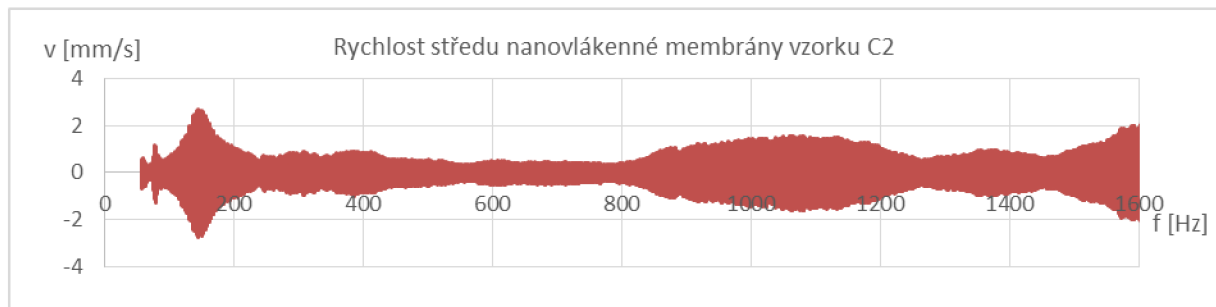


Graf 5: Činitel zvukové pohltivosti pro různé materiály membrány vzorku C2 při konstantní vzdálenosti 50 mm od konce impedanční trubice. Plná modrá čára ukazuje činitel zvukové pohltivosti nanovlákněné membrány, zelená přerušovaná je pro homogenní membránu a červená tečkovaná pro samotnou kostru (bez membrány).

Rychlost kmitání středu homogenní membrány vykazuje dvě vysoká maxima u 200 Hz a 800 Hz obě přesahují rychlost 50 mm/s, nižší se dokonce blíží 100 mm/s. Další maxima jsou nízká, lehce vyšší a širší je skupina maxim kolem 1500 Hz (graf 6). Nanovlákněná membrána má jedno celkem ostré maximum na 150 Hz s rychlostí kmitů kolem 3 mm/s, další vyšší hodnoty (nepřesahující 2 mm/s) jsou u frekvencí nad 800 Hz, přičemž jsou tato maxima velmi široká (graf 7).

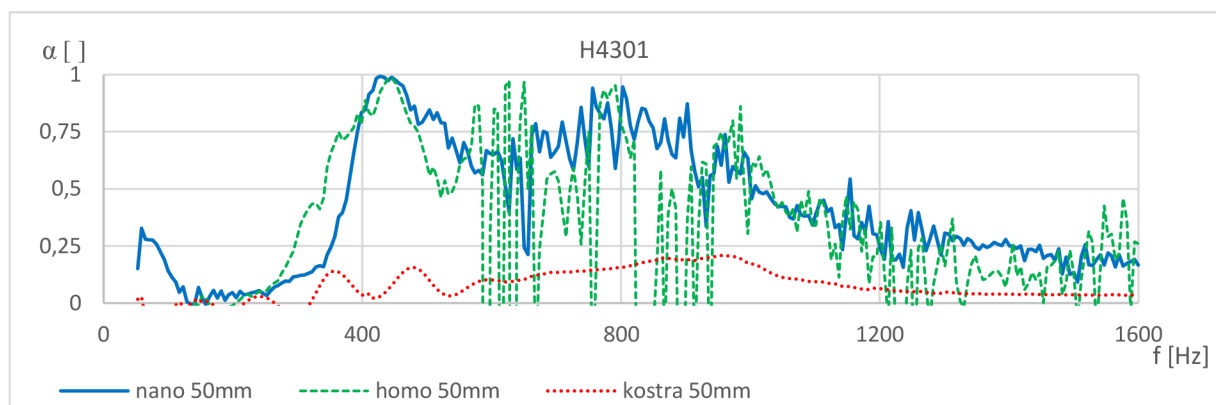


Graf 6: Rychlost kmitání středu čtvercové homogenní membrány vzorku C2 v závislosti na frekvenci



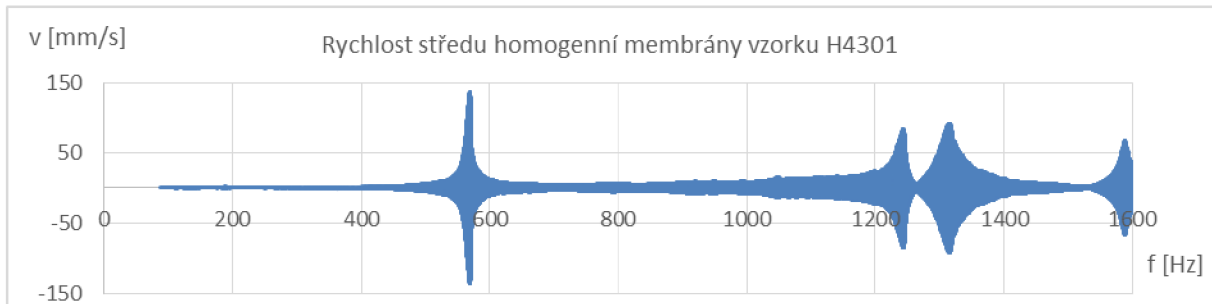
Graf 7: Rychlost kmitání středu čtvercové nanovlákněné membrány vzorku C2 v závislosti na frekvenci

Různý materiál membrány vzorku H4301 ukazuje graf 8. Pro homogenní membránu ve frekvencích 600 Hz – 1000 Hz k velmi výrazným výkyvům a místy koeficient dosahuje své maximální hodnoty, aby vzápětí klesl k minimu. Nanovlákněná membrána tyto výchyšky mírní a i když se zde objevují výkyvy, minima v této oblasti neklesnou pod 0,4.

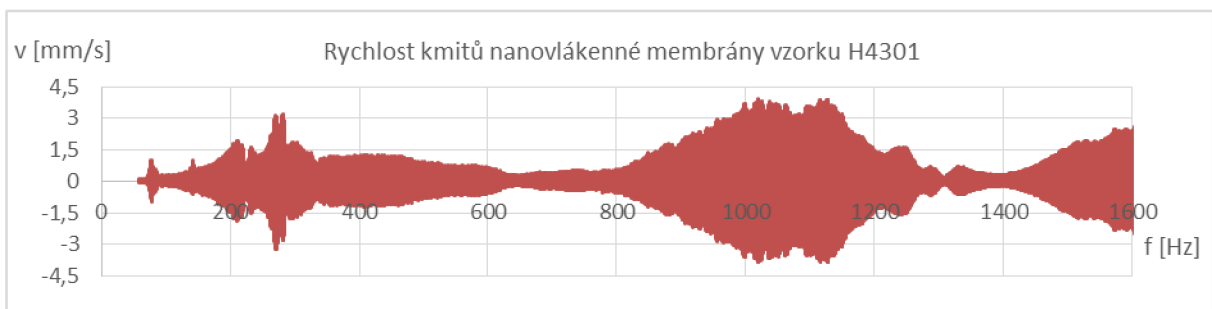


Graf 8: Činitel zvukové pohltivosti pro různé materiály membrány vzorku H4301 při konstantní vzdálenosti 50 mm od konce impedanční trubice. Plná modrá čára ukazuje činitel zvukové pohltivosti nanovlákněné membrány, zelená přerušovaná je pro homogenní membránu a červená tečkovaná pro samotnou kostru (bez membrány).

Rychlost kmitů středu membrány vykazuje u homogenní membrány vzorku H4301 rezonanční frekvenci kolem 550 Hz a následují další rezonance ve vyšších frekvencích (1250 Hz, 1300 Hz a 1600 Hz), přičemž u rezonance při 1300 Hz je vidět doznívání membrány (graf 9). Nanovláknenná membrána H4301 (graf 10) má nejvyšší maximum ve frekvencích kolem 1000 Hz. Vzhledem k tvaru se dá předpokládat, že jsou zde dva vrcholy, které se částečně překrývají. O něco nižší je maximum u 300 Hz a opět to vypadá na nakumulování několika maxim. Poslední maximum stoupá od 1400 Hz až k hranici měřených frekvencí (1600 Hz).

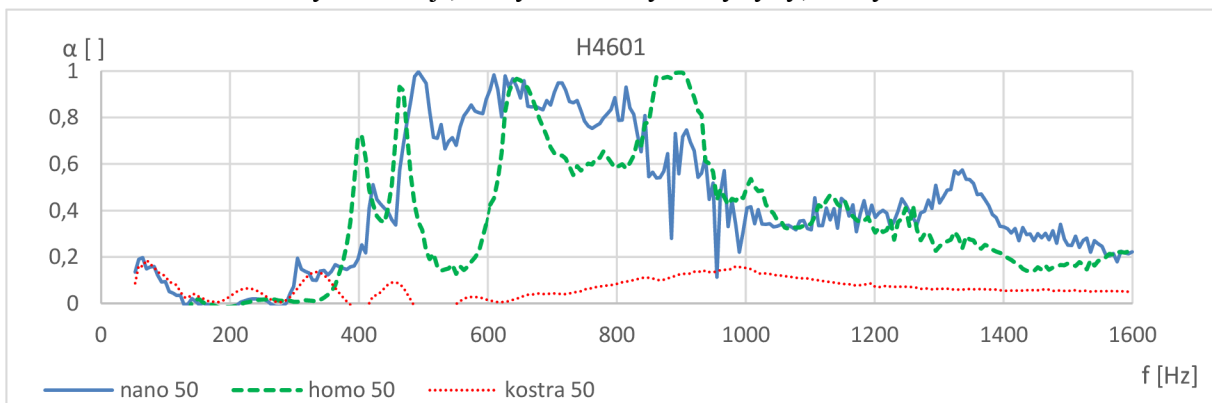


Graf 9: Rychlost kmitání středu hvězdovité homogenní membrány vzorku H4301 v závislosti na frekvenci.



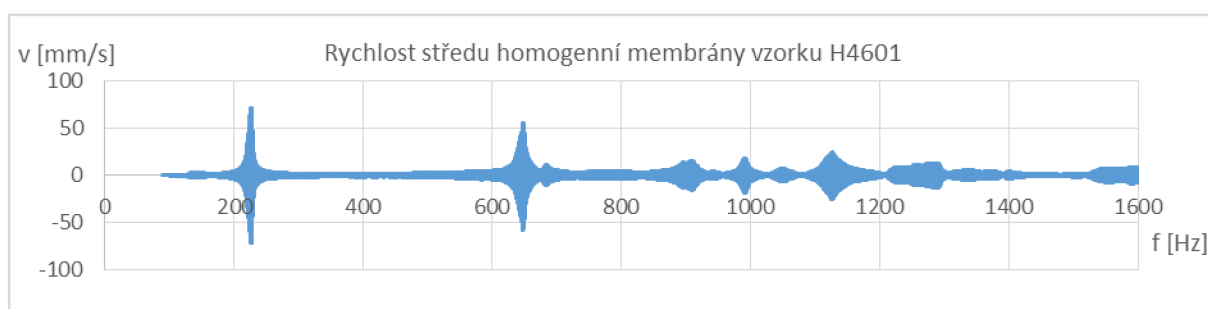
Graf 10: Rychlost kmitání středu hvězdovité nanovláknenné membrány vzorku H4301 v závislosti na frekvenci.

Vzorek tvaru hvězdy H4601 má při vzdálenosti 50 mm od stěny nejlepší absorpční vlastnosti v pásmu frekvencí mezi 400 Hz a 1000 Hz (viz graf 11). V tomto pásmu má homogenní membrána znatelný propad činitele zvukové pohltivosti u frekvence 550 Hz, zatímco hodnoty nanovláknenné membrány zůstávají, i když s drobnými výkyvy, na vyšších hodnotách.

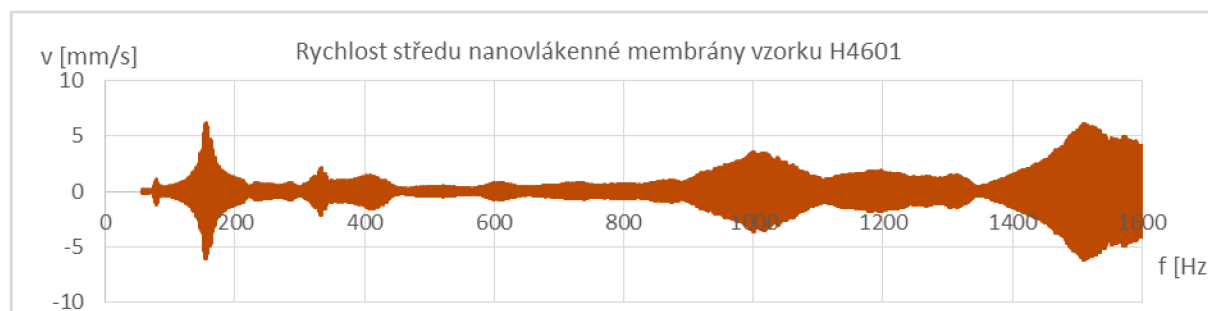


Graf 11: Činitel zvukové pohltivosti pro různé materiály membrány vzorku H4601 při konstantní vzdálenosti 50 mm od konce impedanční trubice. Plná modrá čára ukazuje činitel zvukové pohltivosti nanovláknenné membrány, zelená přerušovaná je pro homogenní membránu a červená tečkovaná pro samotnou kostru (bez membrány).

Rychlost kmitů středu homogenní membrány vzorku H4601 ukazuje graf 12. První maximum se objevuje při 200 Hz a rychlost kmitů se při něm blíží 75 mm/s. Další, již nižší maximum nastává pro frekvence kolem 650 Hz (rychlost přes 50 mm/s). Pro vyšší frekvence (od 900 Hz) se objevuje několik dalších, výrazně nižších maxim. Nanovlákněná membrána vzorku H4601 (graf 13) má pro rychlost středu membrány první maximum již pro 150 Hz a i pro následující frekvence není rychlost kmitání středu membrány minimální (do 450 Hz). Následující maximum je pro frekvence u 1000 Hz (opět následováno pásmem s lehce zvýšenou rychlostí kmitání středu membrány a to až do 1300 Hz). Zde po krátkém poklesu dochází opět k růstu rychlosti a to až do maxima u 1500 Hz.

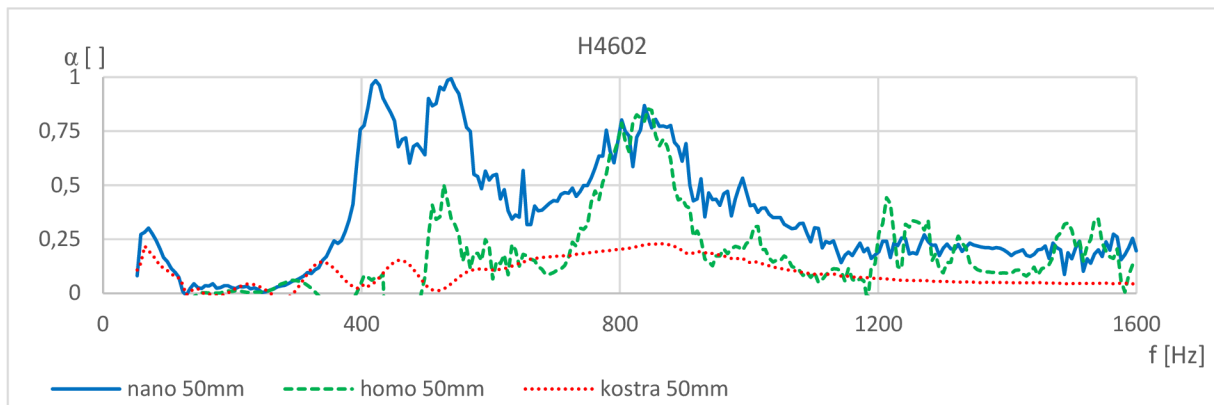


Graf 12: Rychlost kmitání středu hvězdovité homogenní membrány vzorku H4601 v závislosti na frekvenci.



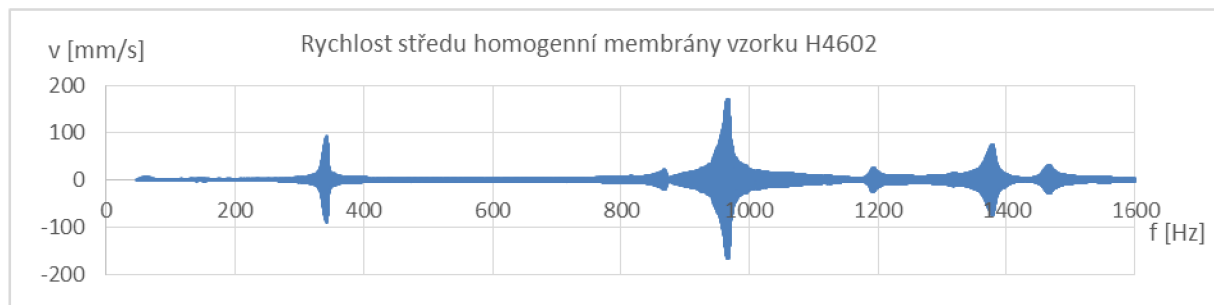
Graf 13: Rychlost kmitání středu hvězdovité nanovlákněné membrány vzorku H4601 v závislosti na frekvenci.

U vzorku tvaru hvězdy (H4602) dochází u nanovlákněné membrány k rozšíření absorpčního vrcholu u 800 Hz a u vrcholů v nižších frekvence (kolem 450 Hz a 550 Hz) došlo i k výraznému zvýšení absorpčního koeficientu. Vyšší frekvence nevykazují znatelné vrcholy absorpce a činitel zvukové pohltivosti zůstává na hodnotách kolem 0,25, jak je vidět na grafu 14.

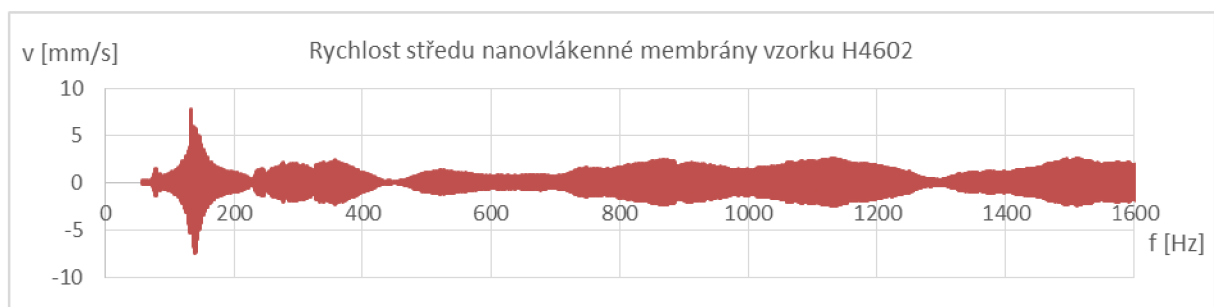


Graf 14: Činitel zvukové pohltivosti pro různé materiály membrány vzorku H4602 při konstantní vzdálenosti 50 mm od konce impedanční trubice. Plná modrá čára ukazuje činitel zvukové pohltivosti nanovlákněné membrány, zelená přerušovaná je pro homogenní membránu a červená tečkovaná pro samotnou kostru (bez membrány).

Střed homogenní membrány vzorku H4602 (graf 15) kmitá nejrychleji při frekvenci okolo 950 Hz a tato rychlost přesahuje 150 mm/s. Pro nižší frekvence pak je pouze jedno maximum při 300 Hz a rychlost kmitání středu membrány nepřesahuje 100 mm/s, stejně jako u maxima při 1350 Hz. Nanovlákněná membrána H4602 má nejvyšší (a nejužší) maximum rychlosti středu membrány při frekvenci 100 Hz, které dosahuje velikosti 7 mm/s. Další, nižší maxima jsou nízká a velmi široká, viz graf 16.

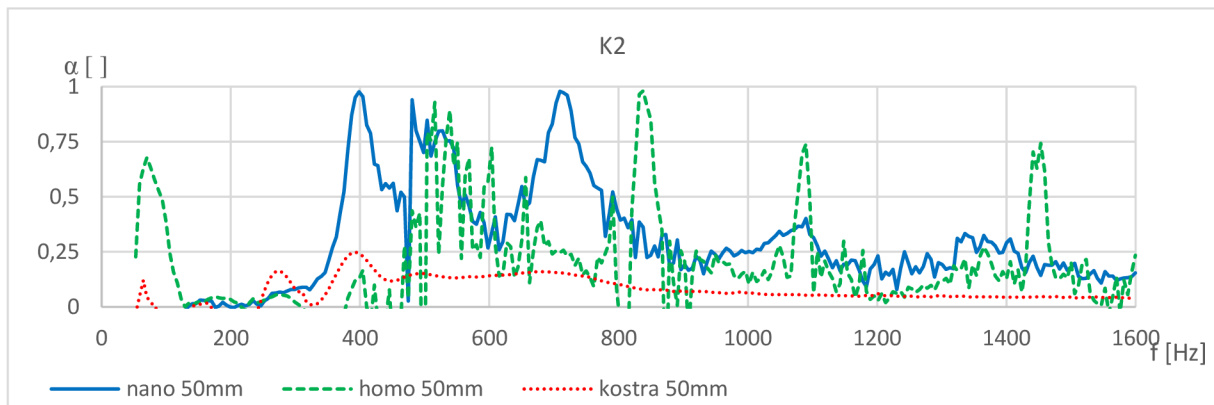


Graf 15: Rychlost kmitání středu hvězdovité homogenní membrány vzorku H4602 v závislosti na frekvenci.



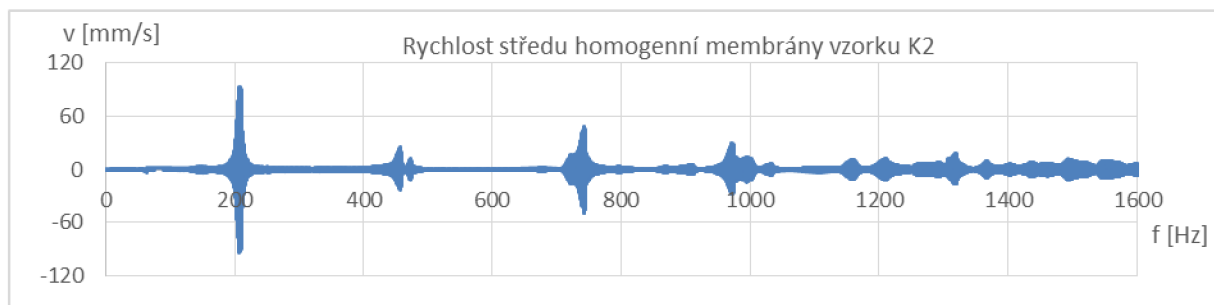
Graf 16: Rychlost kmitání středu hvězdovité nanovlákněné membrány vzorku H4602 v závislosti na frekvenci.

Pro kruhovou membránu K2 (graf 17) se u homogenního materiálu membrány objevuje několik úzkých vrcholů v celém zkoumaném frekvenčním spektru. Oproti tomu nanomembrána vykazuje několik, o něco širších vrcholů, v nižších frekvencích, konkrétně kolem 400 Hz, 500 Hz a 700 Hz.

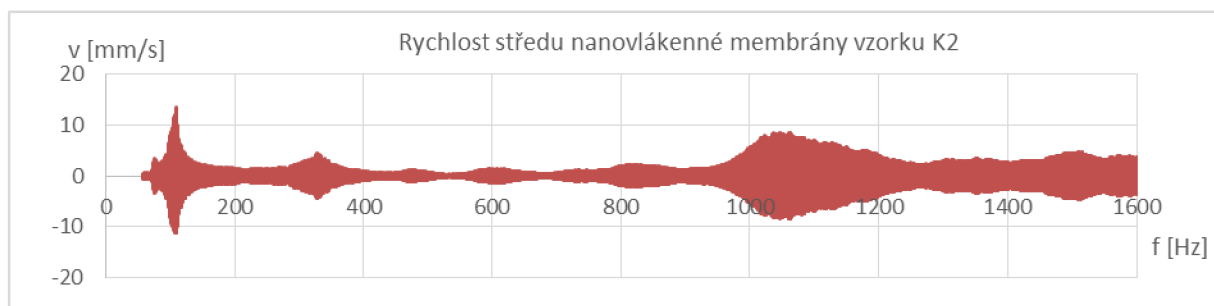


Graf 17: Činitel zvukové pohltivosti pro různé materiály membrány vzorku K2 při konstantní vzdálenosti 50 mm od konce impedanční trubice. Plná modrá čára ukazuje činitel zvukové pohltivosti nanovlákněné membrány, zelená přerušovaná je pro homogenní membránu a červená tečkovaná pro samotnou kostru (bez membrány).

Rychlost kmitání homogenní membrány vzorku K2 vykazuje často dvě maxima blízko sebe (jsou patrna u frekvencí 450 Hz, 800 Hz, 1000 Hz). Nejvyšší maximum dosahující 100 mm/s pro frekvenci 200 Hz je nicméně samostatné. Pro vyšší frekvence (nad 1200 Hz) jsou pak patrná velmi nízká maxima blízko sebe (graf 18). U nanovlákněné membrány tato zdvojení pozorována nejsou, viz graf 19. První maximum má kmitání středu nanovlákněné membrány při 100 Hz s velikostí kolem 15 mm/s, další, výrazně nižší, při 350 Hz a 1100 Hz. Mezi těmito dvěma maximy dochází k postupným drobným změnám rychlosti a za frekvencí 1200 zůstává rychlost kmitání středu membrány na hodnotách podobných maximu pro 350 Hz (5 mm/s).



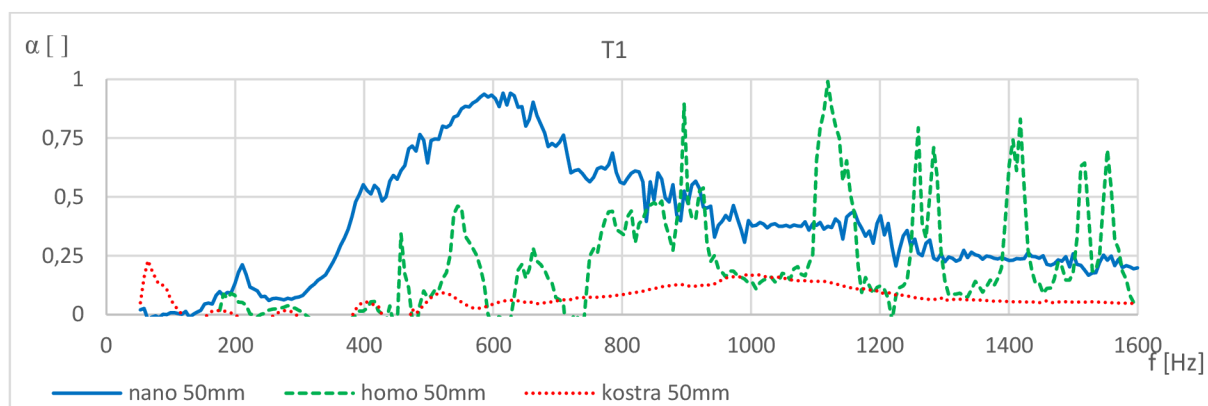
Graf 18: Rychlost kmitání středu kruhové homogenní membrány vzorku K2 v závislosti na frekvenci.



Graf 19: Rychlost kmitání středu kruhové nanovlákněné membrány vzorku K2 v závislosti na frekvenci.

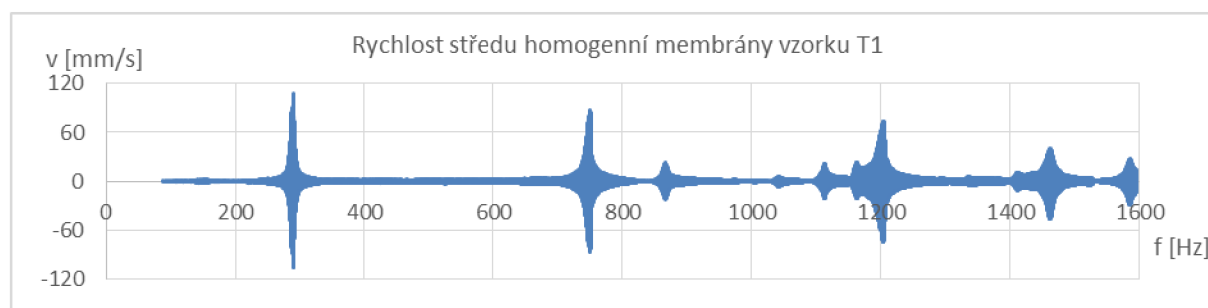
Vzorek T1 (graf 20) má u nanomembrány jeden široký vrchol činitele zvukové pohltivosti pro frekvenci 600 Hz, který postupně, přibližně logaritmicky, klesá, zatímco pro homogenní

membránu je patrných několik úzkých vrcholů absorpce u frekvencí nad 800 Hz, zatímco v nižších frekvencích je u homogenní membrány, až na několik výkyvů nepřesahující hodnotu 0,5, činitel zvukové pohltivosti minimální.

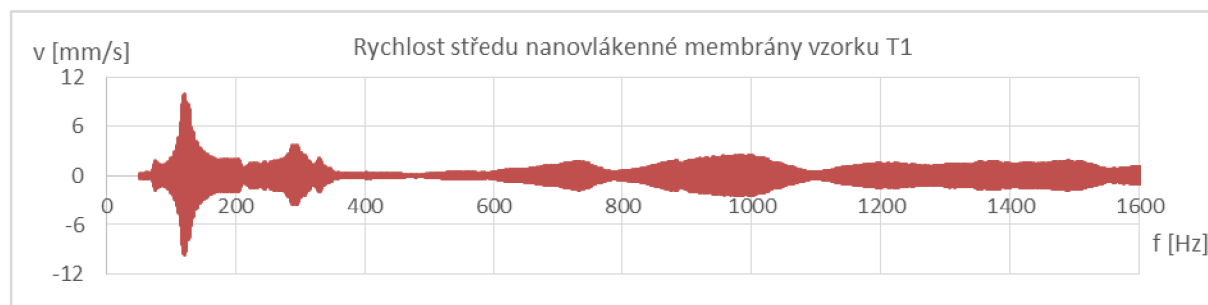


Graf 20: Činitel zvukové pohltivosti pro různé materiály membrány vzorku T1 při konstantní vzdálenosti 50 mm od konce impedanční trubice. Plná modrá čára ukazuje činitel zvukové pohltivosti nanovlákněné membrány, zelená přerušovaná je pro homogenní membránu a červená tečkovaná pro samotnou kostru (bez membrány).

Rychlost kmitání středu homogenní membrány vzorku T1 ukazuje graf 21. První a zároveň nejvyšší maximum rychlosti se objevuje u frekvence 300 Hz a blíží se velikosti 120 mm/s. Následují výrazná maxima na frekvencích 750 Hz, 1200 Hz, 1450 Hz a 1600 Hz a několik menších vrcholů ve středních a vyšších frekvencích. Nanovlákněná membrána má nejvyšší maximum rychlosti pro 100 Hz, následující nízkým maximem u 300 Hz. Dalších několik nízkých maxim stoupá nad minimální hodnotu rychlosti velmi pozvolna (viz graf 22).

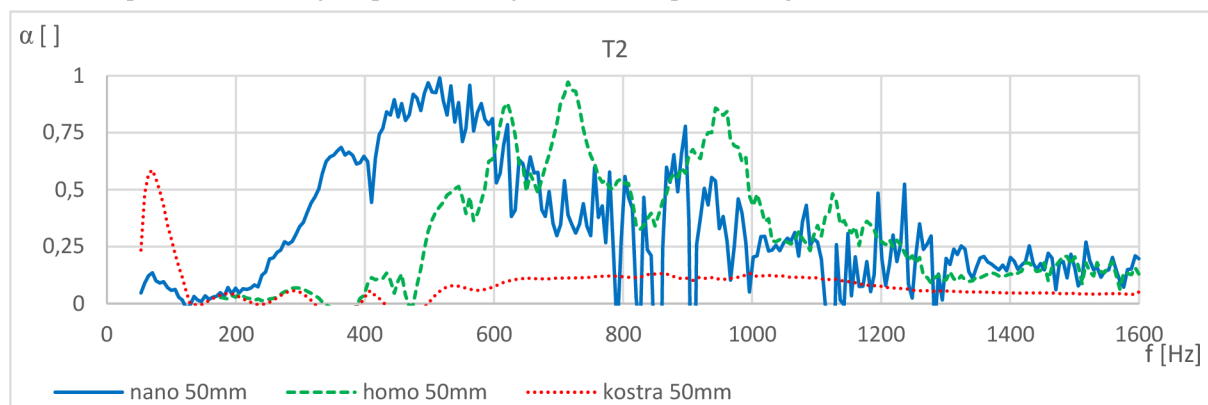


Graf 21: Rychlost kmitání středu trojúhelníkové homogenní membrány vzorku T1 v závislosti na frekvenci.



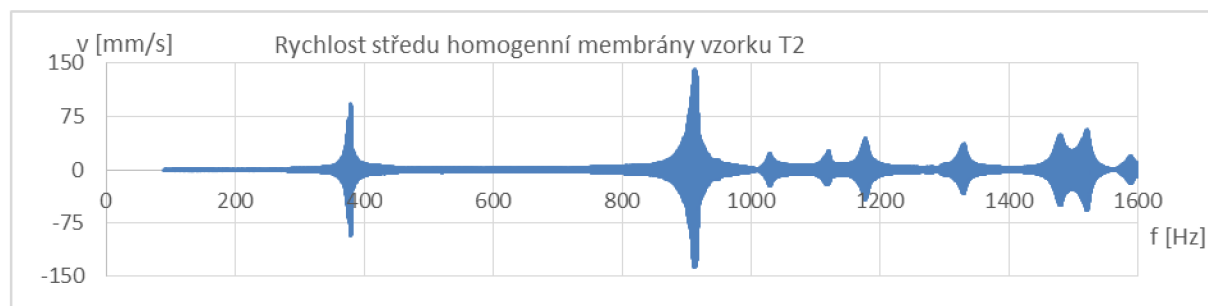
Graf 22: Rychlost kmitání středu trojúhelníkové nanovlákněné membrány vzorku T1 v závislosti na frekvenci.

Trojúhelníková membrána z nanovláken vzorku T2 má podobný průběh jako u vzorku T1, pouze maximum absorpčního koeficientu je posunuté k 500 Hz a křivka činitele zvukové pohltivosti u T2 více kolísá (viz graf 23). Homogenní membrána má vrcholy absorpčního koeficientu u frekvencí 600 Hz, 700 Hz a 950 Hz, pro vyšší frekvence (nad 1300 Hz) činitel zvukové pohltivosti nabývá pouze nízkých hodnot, podobně jako nanovláčenná membrána.

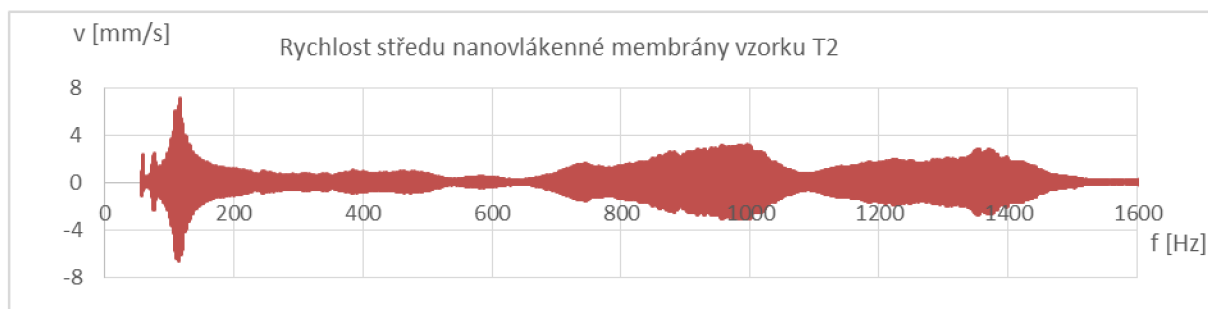


Graf 23: Činitel zvukové pohltivosti pro různé materiály membrány vzorku T2 při konstantní vzdálenosti 50 mm od konce impedanční trubice. Plná modrá čára ukazuje činitel zvukové pohltivosti nanovláčenné membrány, zelená přerušovaná je pro homogenní membránu a červená tečkovaná pro samotnou kostru (bez membrány).

Homogenní membrána vzorku T2 (graf 24) má jedno maximum v nižších frekvencích (350 Hz), další maxima se nachází až pro frekvence nad 900 Hz, přičemž maximum v oblasti 900 Hz vykazuje nejvyšší rychlost kmitání středu membrány (téměř 150 mm/s). U nanovláčenné membrány (graf 25) je nejvyšší rychlost naopak u nízkých frekvencí (100 Hz) a tato rychlost se blíží 8 mm/s. Další maxima jsou patrná od 600 Hz a jsou výrazně širší, ale zároveň i nižší.



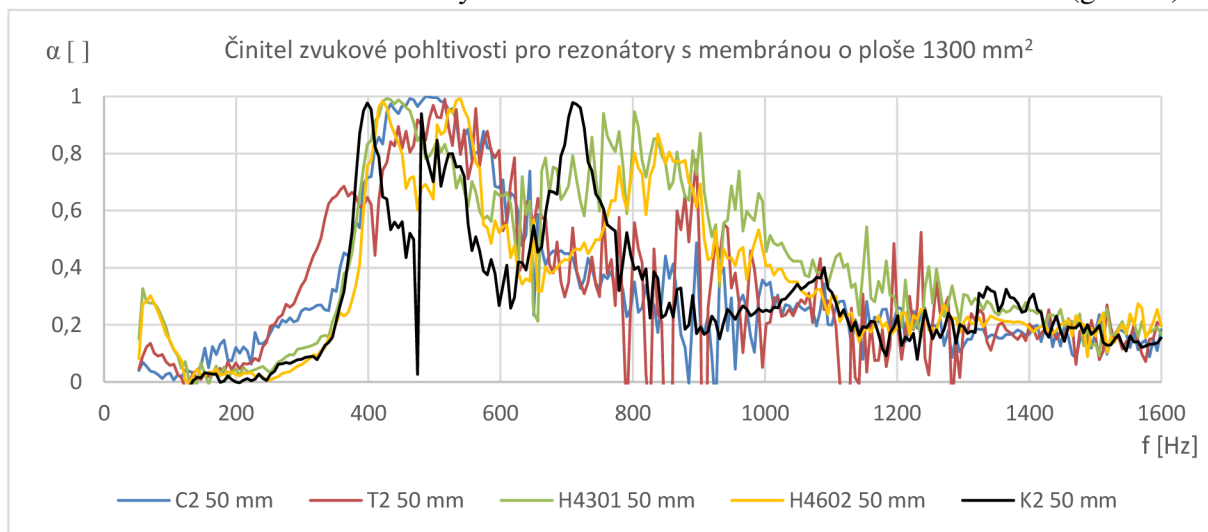
Graf 24: Rychlost kmitání středu trojúhelníkové homogenní membrány vzorku T2 v závislosti na frekvenci.



Graf 25: Rychlost kmitání středu trojúhelníkové nanovlákněné membrány vzorku T2 v závislosti na frekvenci.

2.4.2 POROVNÁNÍ TVARŮ PERFORACE

U homogenní i nanovlákněné membrány jsou zřejmé rozdíly absorpčního koeficientu pro různé tvary zřejmé, ať se jedná o velikost, četnost, umístění nebo tvar vrcholů absorpčního koeficientu. I když nutno poznamenat, že při umístění dutinového rezonátoru blízko u stěny jsou pro nejnižší frekvence umístění i tvar maxim absorpčního koeficientu velmi podobná, výrazně se zde liší pouze velikosti. A obdobně jako u vzorků bez membrány lze vysledovat podobnost maxima koeficientu u vyšších frekvencí pro vzorky umístěné daleko od stěny. Tato maxima se liší hlavně tvarem křivky. Šířka i velikost zůstává víceméně zachována (graf 26).

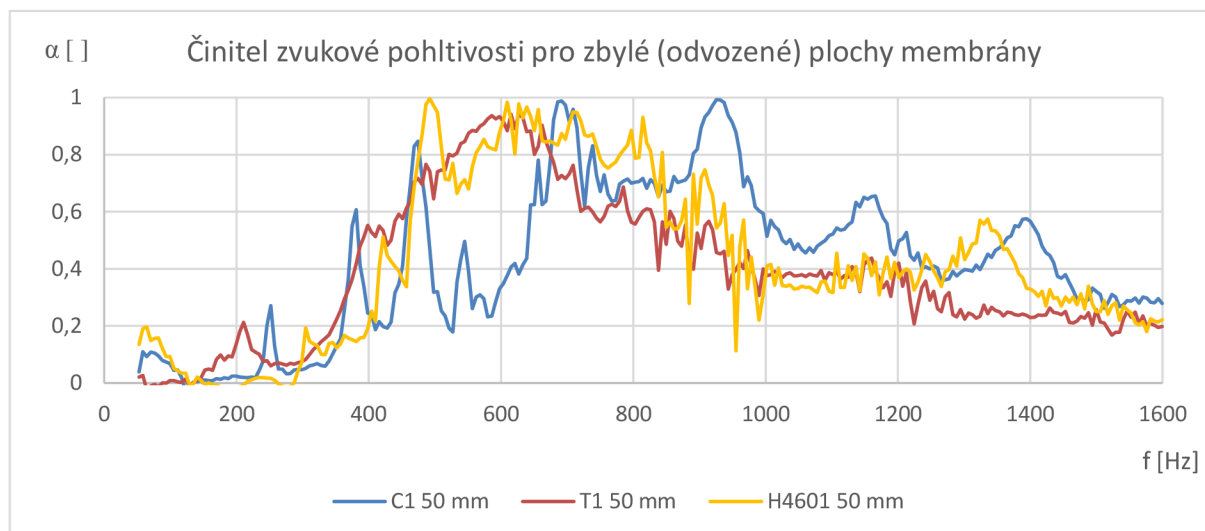


Graf 26: Porovnání činitele zvukové pohltivosti vzorků se stejnou plochou membrány (1300 mm²) při konstantní vzdálenosti 50 mm od stěny. Křivka činitele zvukové pohltivosti pro kruhovou membránu vzorku K2 má černou barvu, pro trojúhelníkovou membránu T2 má křivka červenou barvu, pro čtvercovou membránu C2 má modrou barvu, hvězdicovitá membrána H4301 má zelenou barvu a H4602 má barvu žlutou.

Jak je vidět z porovnání grafů 26 a 27, větší perforace (graf 27) lehce posouvá první maxima k vyšším frekvencím. Křivky absorpčních koeficientů jsou pro větší frekvence zároveň hladší a pro vyšší frekvence vykazují vyšší absorpci.

Čtvercová membrána vzorku C1 vykazuje v grafu 27 v okolí frekvence 600 Hz znatelný pokles, na rozdíl od zbylých dvou odvozených tvarů (trojúhelníku T1 a hvězdy H4601). Zároveň však pro C1 dochází k výkyvům absorpčního koeficientu k vyšším hodnotám u vyšších frekvencí. I tak pro vyšší frekvence není činitel zvukové pohltivosti vyšší než 0,6. Vzorky s membránami

ve tvaru hvězdy a trojúhelníku pak mají podobné křivky absorpčního koeficientu. Trojúhelníková membrána má nejhladší křivku bez velkých výkyvů, oproti tomu membrána ve tvaru hvězdy kopíruje podobné hodnoty, ale výkyvy jsou zřetelnější a ve vyšších frekvencích (1300 Hz) má, na rozdíl od T1, i menší vrchol, podobně jako čtvercová membrána.



Graf 27: Porovnání činitele zvukové pohltivosti vzorků odvozených ze základních tvarů (viz obrázek 5) při konstantní vzdálenosti 50 mm od stěny. Křivka činitele zvukové pohltivosti pro trojúhelníkovou membránu T1 má červenou barvu, pro čtvercovou membránu C1 má modrou barvu a hvězdotvárná membrána H4601 má barvu žlutou.

2.5 ZÁVĚR

S rostoucí vzdáleností od stěny se posouvají maxima k vyšším frekvencím, dochází k jejich rozšíření a snížení. K tomu dochází vlivem většího objemu dutiny, ve které pak může vznikat více módů (rezonančních frekvencí), které spolu dále interferují.

Vzhledem k vláknité struktuře nanovlákněné membrány dochází vnitřním třením k pohlcování zvuku, které není u homogenní membrány patrné (u nanovlákněné membrány je proto hladší průběh činitele zvukové pohltivosti a širší maxima). Zároveň nanovlákněná membrána při absorpci zvukové energie nevykazuje tak vysokou rychlost kmitání membrány, jako membrána homogenní, což je dáno rozdílnou propustností a odporem membrán. Dále při porovnání vyšlo najevo i posunutí maxim, které ovšem nesouvisí se strukturou membrány, ale s plošnou hmotností, která byla u nanovlákněné membrány vyšší, což ovlivnilo činitele zvukové pohltivosti tak, že na rozdíl od činitele zvukové pohltivosti homogenní membrány má nanovlákněná membrána posunutá maxima k nižším frekvencím. Absolutní rychlost kmitání středu membrány nemá přímou souvislost s činitelem zvukové pohltivosti, důležitější je spíše změna rychlosti. Vzhledem k parametrům měření ovšem nelze výsledky z impedanční trubice a laserového vibrometru srovnávat – Zatímco pro impedanční trubici byla maximální vzdálenost 200 mm, u laserového vibrometru probíhala měření v teoretické nekonečné vzdálenosti od stěny. Měření na laserovém vibrometru nicméně ukazuje, že užití nanovlákněné

membrány nejen že rozšiřuje maxima činitele zvukové pohltivosti, ale zároveň dochází k citelnému snížení rychlosti kmitů středu membrány (oproti kmitům membrány homogenní).

Samotný tvar má vliv na křivku absorpčního koeficientu hlavně pro frekvence do 1400 Hz. Rozdíly v tvarech činitele zvukové pohltivosti jsou patrné převážně v místech maxim. Na umístění jednotlivých maxim má tvar perforace pouze malý vliv, stejně jako pro šířku maxim. Hlavní rozdíl je především v průběhu – například některá maxima jsou pro některé vzorky Gaussovská, zatímco u jiných vzorků mají křivky těch samých maxim kupolovitý tvar. Při frekvencích nad 1400 Hz činitel zvukové pohltivosti nevykazuje žádná maxima a křivky pro různé tvary nevykazují žádné větší odlišnosti (pokud bereme v úvahu tvary o stejné ploše). S větší plochou perforace dochází i k růstu činitele zvukové pohltivosti.

Pro membrány menší plochy mají větší vliv okrajové jevy a křivka činitele zvukové pohltivosti není tak hladká jako u membrán s větší plochou. Zároveň u membrán s vyšší plochou jsou maxima u 600 Hz širší (výjimku tvoří čtvercová membrána), přičemž tato maxima u vzorků s vyšší plochou rozprostírají přes dvě maxima vzorků s plochou nižší a zároveň je pro větší plochu patrný vyšší činitel zvukové pohltivosti u vyšších frekvencí.

Dalším směrem výzkumu by mohlo být zkoumání vlivu průměru vláken nanovláknenné, či mikrovláknenné membrány na činitel zvukové pohltivosti, nebo prozkoumání závislosti činitele zvukové pohltivosti na ploše membrány, případně změna činitele zvukové pohltivosti při užití jedné membrány v porovnání s více membránami při stejné celkové ploše.

3 REFERENCE

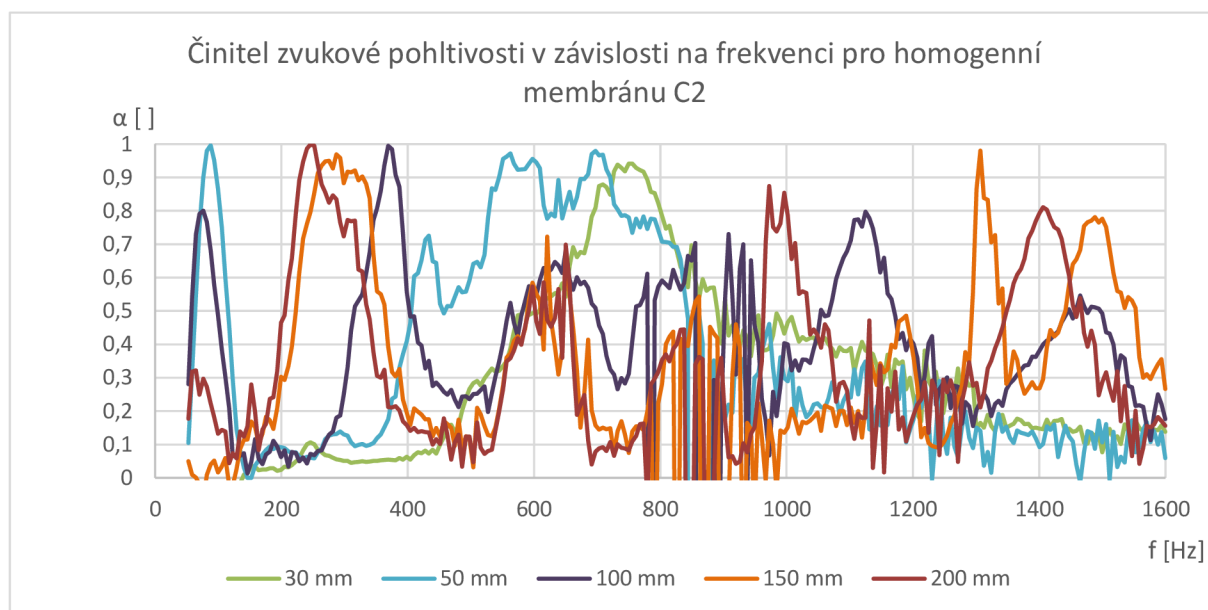
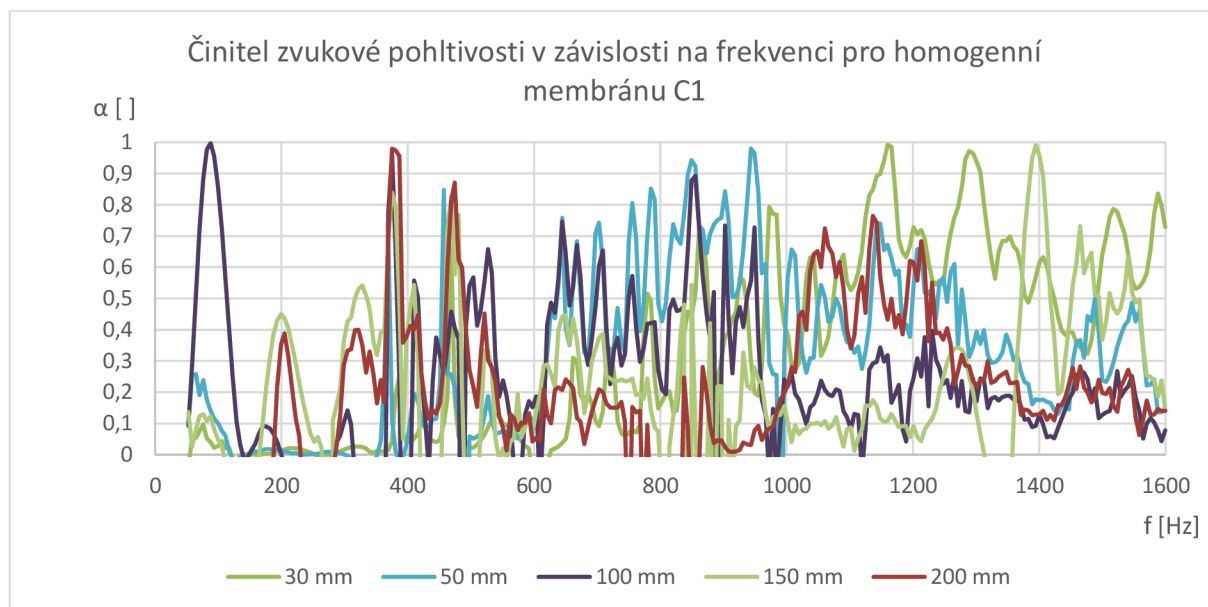
1. Anon., 2010. *Odborné setkání při příležitosti zahájení měření zvukové pohltivosti pomocí α - kabiny*. In: [online]. Katedra vozidel a motorů, fakulta strojní, Technická univerzita Liberec. Dostupné z: http://old.kvm.tul.cz/skolici_pracoviste/alfa%20kabina%20zah%C3%A1jen%C3%AD.pdf
2. Anon., 2013. *Prostorová akustika - doba dozvuku* [online]. 2013. Praha.: ČVUT. [vid. 2021-07-23]. Dostupné z: <https://moodle.fel.cvut.cz/mod/resource/view.php?id=81450>
3. ALLARD, J.-F. a Noureddine ATALLA, 2009. *Propagation of sound in porous media: modelling sound absorbing materials*. 2nd ed. Hoboken, N.J: Wiley. ISBN 978-0-470-74661-5.
4. BAJER, Jiří, 2007. *Mechanika*. Olomouc: Vladimír Chlup. ISBN 978-80-903958-0-0.
5. BRÜEL&KJÆR, 2009. *Product data* [online]. B.m.: Brüel & Kjær Sound & Vibration Measurement A/S. Dostupné z: <https://www.bksv.com/media/doc/bp2058.pdf>
6. BRÜEL&KJÆR, 2019. *Product data* [online]. B.m.: Brüel & Kjær Sound & Vibration Measurement A/S. Dostupné z: <https://www.bksv.com/-/media/literature/Product-Data/bp1039.ashx>
7. COX, Trevor J. a Peter D'ANTONIO, 2009. *Acoustic absorbers and diffusers: theory, design and application*. 2nd ed. London ; New York: Taylor & Francis. ISBN 978-0-415-47174-9.
8. DAYTONAUDIO, nedatováno. *ND658 21/2" Aluminum Cone FullRange Driver 8 Ohm* [online]. Dostupné z: <https://daytonaudio.com/images/resources/290-206-dayton-audio-nd65-8-specifications.pdf>
9. EKOSOFTWARE S.R.O., 2016. *Ekosoftware s.r.o. - mezní frekvence oktávových pásem* [online] [vid. 2021d-08-28]. Dostupné z: <https://www.ekosoftware.cz/mezni-frekvence-oktavovych-pasem>
10. EVEREST, F. Alton, 2001. *The master handbook of acoustics*. 4th ed. New York: McGraw-Hill. ISBN 978-0-07-139974-6.
11. HOROSHENKOV, K., V. et al. 2018 *What is the actual influence of a nano-fibrous membrane on the acoustical property of porous substrate?* Conference: Acoustics 2018, at Cardiff.
12. JENA, D.P., J. DANDSENA a V.G. JAYAKUMARI, 2019. Demonstration of effective acoustic properties of different configurations of Helmholtz resonators. *Applied Acoustics* [online]. **155**, 371–382. ISSN 0003682X. Dostupné z doi: [10.1016/j.apacoust.2019.06.004](https://doi.org/10.1016/j.apacoust.2019.06.004)

13. KALINOVA, Klara, 2018. A nanofibrous acoustic system based on the cavity/membrane resonance principle. *Textile Research Journal* [online]. **88**(6), 644–653. ISSN 0040-5175, 1746-7748. Dostupné z doi: [10.1177/0040517516685285](https://doi.org/10.1177/0040517516685285)
14. KALINOVÁ, Klara, 2018. *Návrh a optimalizace akustických systémů založených na synergii membránového a dutinového rezonátoru*. Liberec: Technická univerzita Liberec. Dostupné z: <https://dspace.tul.cz/handle/15240/154035>
15. KAŇKA JAN, 2019. *Stavební akustika (TP 1.8.3) – PROFESIS*[online]. [vid. 2021-08-28]. Dostupné z: <https://profesis.ckait.cz/dokumenty-ckait/tp-1-8/tp-1-8-3/>
16. LEE, Y. Y., Q. S. LI, A. Y. T. LEUNG a R. K. L. SU, 2012. The jump phenomenon effect on the sound absorption of a nonlinear panel absorber and sound transmission loss of a nonlinear panel backed by a cavity. *Nonlinear Dynamics* [online]. **69**(1–2), 99–116. ISSN 0924-090X, 1573-269X. Dostupné z doi: [10.1007/s11071-011-0249-2](https://doi.org/10.1007/s11071-011-0249-2)
17. LI, Junfei, Xiaoming ZHOU, Guoliang HUANG a Gengkai HU, 2016. Acoustic metamaterials capable of both sound insulation and energy harvesting. *Smart Materials and Structures* [online]. **25**(4), 045013. ISSN 0964-1726, 1361-665X. Dostupné z doi: [10.1088/0964-1726/25/4/045013](https://doi.org/10.1088/0964-1726/25/4/045013)
18. MAGDA KRÁLOVÁ, nedatováno. *Šíření vlnění v prostoru* | *Eduportál Techmania* [online] [vid. 2021-08-28]. Dostupné z: <https://edu.techmania.cz/cs/encyklopedie/fyzika/akustika/vlneni/sireni-vlneni-v-prostoru>
19. MAGDA KRÁLOVÁ, nedatováno. *Vlnění* | *Eduportál Techmania* [online] [vid. 2021-08-28]. Dostupné z: <https://edu.techmania.cz/cs/encyklopedie/fyzika/akustika/vlneni>
20. MAHESH, K. a R.S. MINI, 2021. Theoretical investigation on the acoustic performance of Helmholtz resonator integrated microperforated panel absorber. *Applied Acoustics* [online]. **178**, 108012. ISSN 0003682X. Dostupné z: doi:[10.1016/j.apacoust.2021.108012](https://doi.org/10.1016/j.apacoust.2021.108012)
21. NOVÝ, Richard, 2009. *Hluk a chvění*. Praha: České vysoké učení technické. ISBN 978-80-01-04347-9.
22. PHYSCLIPS, nedatováno. *Acoustic impedance and intensity*. [online] UNSW Sydney & The Office for learning and teaching in Australia [vid. 2021-09-05]. Dostupné z: <https://www.animations.physics.unsw.edu.au/jw/sound-impedance-intensity.htm>

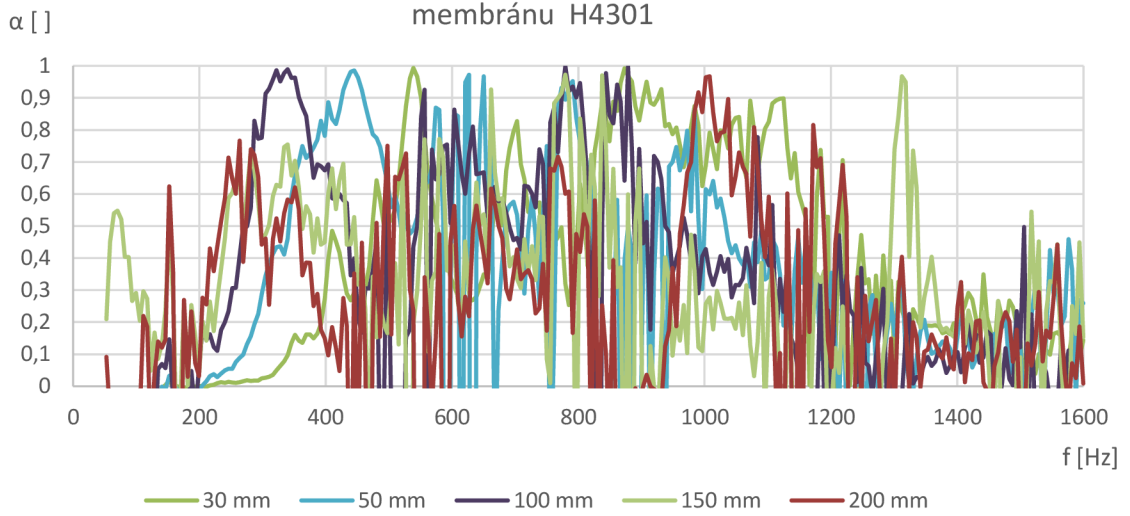
23. SCHAUER, Pavel, 2006. *Aplikovaná fyzika* [online]. 2006. Brno: FAST VUT. Dostupné z: [http://lences.cz/domains/lences.cz/skola/subory/Skripta/BB02-Aplikovana%20fyzika/BB02-Aplikovana_fyzika_\(A,K\)--M05-Akustika.pdf](http://lences.cz/domains/lences.cz/skola/subory/Skripta/BB02-Aplikovana%20fyzika/BB02-Aplikovana_fyzika_(A,K)--M05-Akustika.pdf)
24. SMETANA, Ctirad, 1998. *Hluk a vibrace: měření a hodnocení*. Praha: Sdělovací technika. ISBN 978-80-901936-2-8.
25. STODOLA, Martin, nedatováno. *Vibrace a hluk | Biomechanika 2. akustická pole* [online] [vid. 2021-08-28]. Dostupné z: http://biomechanika.fme.vutbr.cz/index.php?option=com_phocadownload&view=category&download=81%3Aakusticka-pole&id=4%3Afrvs_stodola&Itemid=96&lang=cs
26. ŠKVOR, Zdeněk, 2001. *Akustika a elektroakustika*. Praha: Academia. ISBN 978-80-200-0461-1.
27. UMNOVA, Olga, David TSIKLARI a Rodolfo VENEGAS, 2009. Effect of boundary slip on the acoustical properties of microfibrinous materials. *The Journal of the Acoustical Society of America* [online]. **126**(4), 1850. ISSN 00014966. Dostupné z doi: [10.1121/1.3204087](https://doi.org/10.1121/1.3204087)
28. YANG, Cheng a Hongming XU, 2020. Effects of the backing cavity on the acoustic absorption of a microperforated panel absorber. *Applied Acoustics* [online]. **166**, 107361. ISSN 0003682X. Dostupné z doi: [10.1016/j.apacoust.2020.107361](https://doi.org/10.1016/j.apacoust.2020.107361)
29. ZAINULABIDIN, Muhd Hafeez, L.M. WAN, Al Emran ISMAIL, M.Z. KASRON a A.S.M. KASSIM, 2015. Surface Tension Effect on Sound Absorption Characteristics of a Cavity-Backed Semi-Permeable Membrane. *Applied Mechanics and Materials* [online]. **773–774**, 23–27. ISSN 1662-7482. Dostupné z: doi:[10.4028/www.scientific.net/AMM.773-774.23](https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/AMM.773-774.23)
30. ZHAO, Honggang, Yang WANG, Jihong WEN, Yiu Wai LAM a Olga UMNOVA, 2018. A slim subwavelength absorber based on coupled microslits. *Applied Acoustics* [online]. **142**, 11–17. ISSN 0003682X. Dostupné z doi: [10.1016/j.apacoust.2018.08.004](https://doi.org/10.1016/j.apacoust.2018.08.004)
31. ZHAO, Honggang, Yang WANG, Qiquan ZHENG, Junhui CAO a Jihong WEN, 2021. Absorption Mechanism and Optimization of a Subwavelength Acoustic Absorber. *Journal of Physics: Conference Series* [online]. **1838**(1), 012017. ISSN 1742-6588, 1742-6596. Dostupné z doi: [10.1088/1742-6596/1838/1/012017](https://doi.org/10.1088/1742-6596/1838/1/012017)

4 PŘÍLOHY

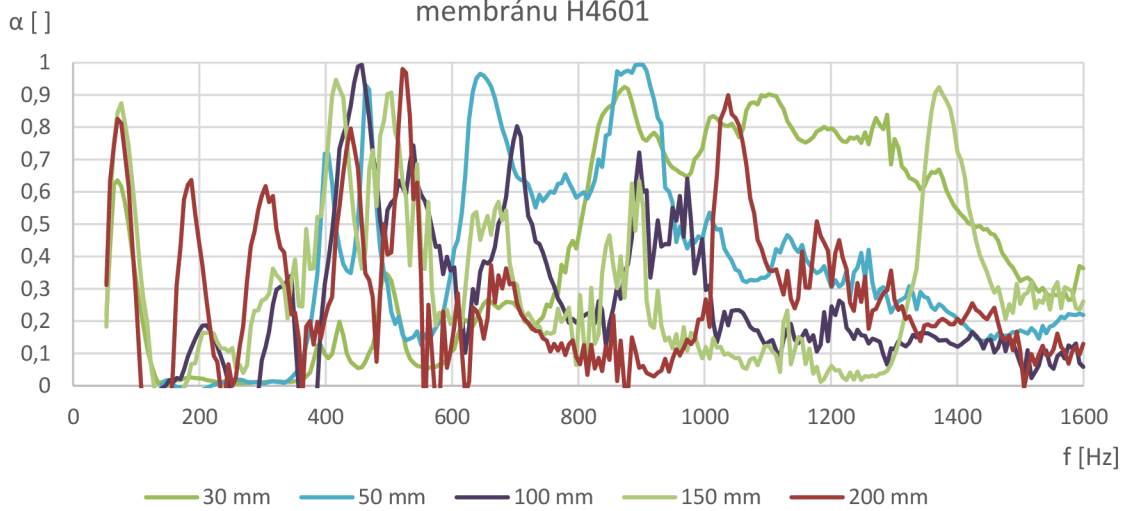
4.1 GRAFY VLIVU VZDÁLENOSTI DLE TVARU A MATERIÁLU MEMBRÁNY HOMOGENNÍ MEMBRÁNA



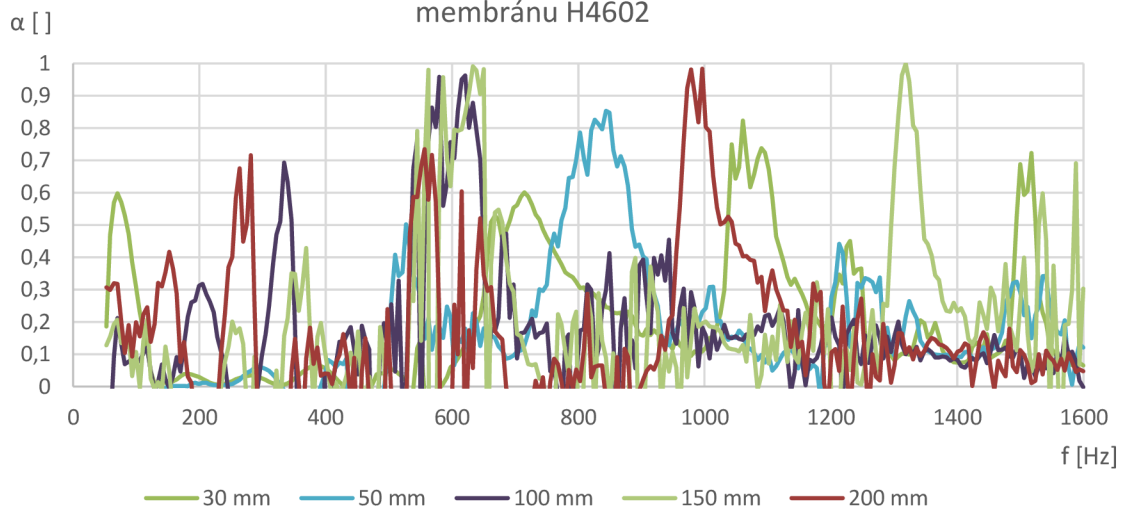
činitel zvukové pohltivosti v závislosti na frekvenci pro homogenní membránu H4301



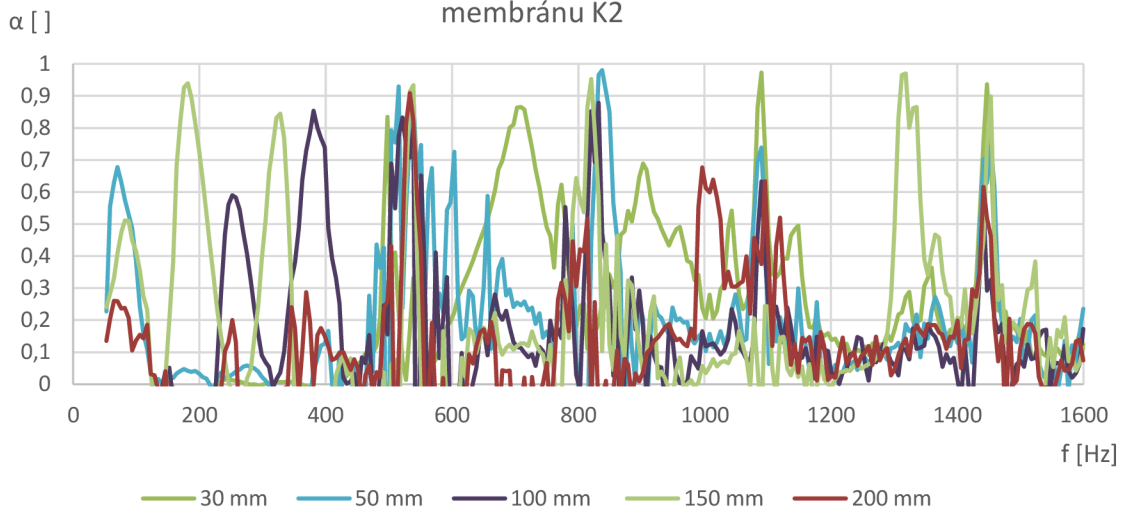
činitel zvukové pohltivosti v závislosti na frekvenci pro homogenní membránu H4601



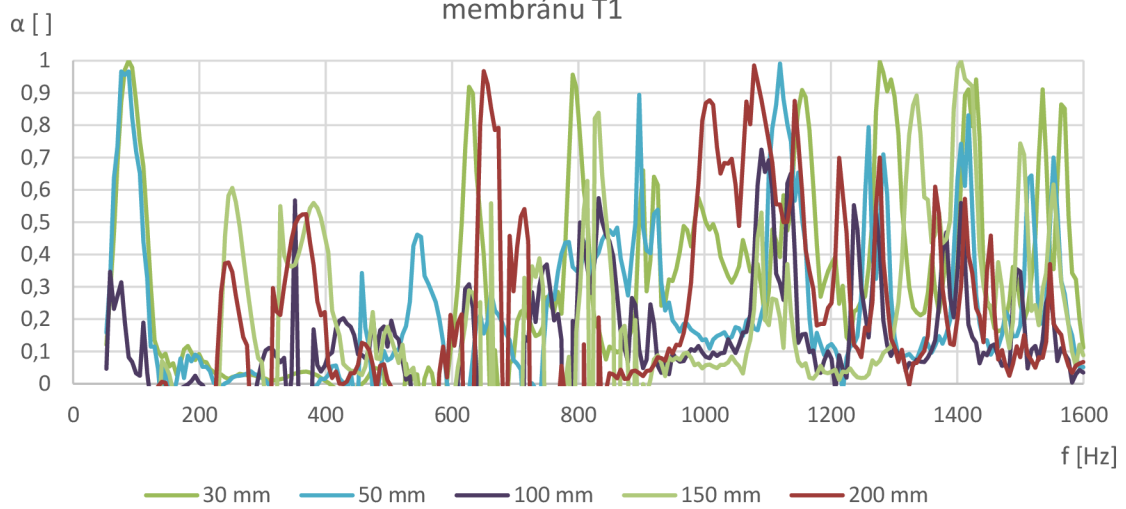
činitel zvukové pohltivosti v závislosti na frekvenci pro homogenní membránu H4602



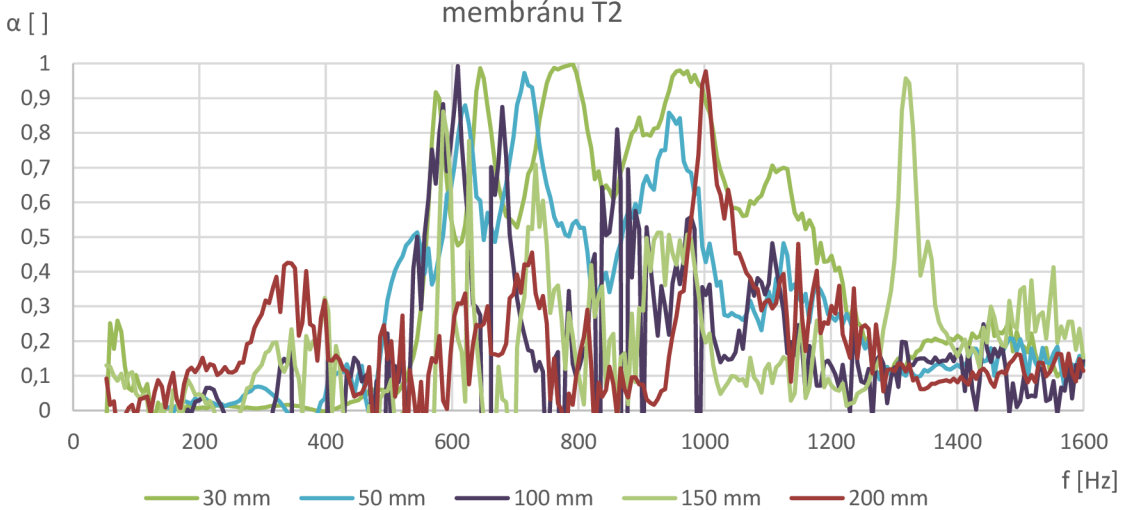
činitel zvukové pohltivosti v závislosti na frekvenci pro homogenní membránu K2



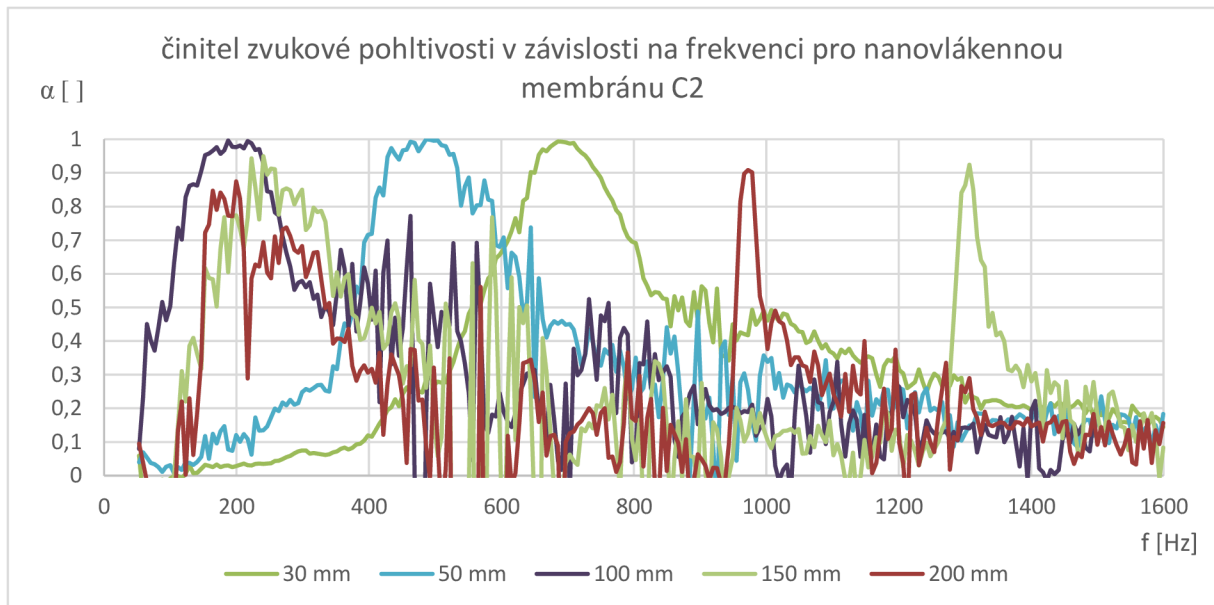
činitel zvukové pohltivosti v závislosti na frekvenci pro homogenní membránu T1



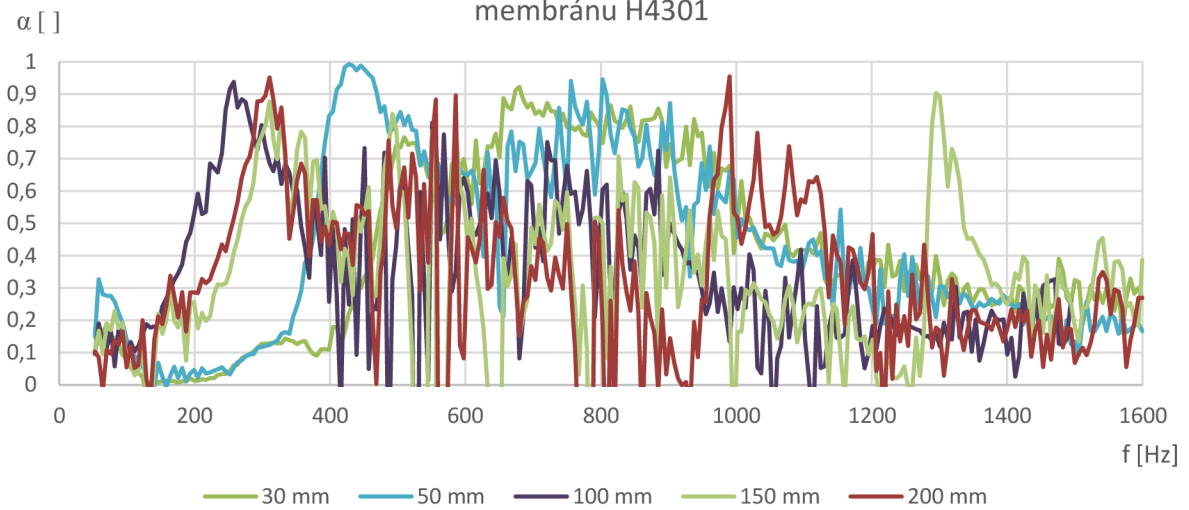
činitel zvukové pohltivosti v závislosti na frekvenci pro homogenní membránu T2



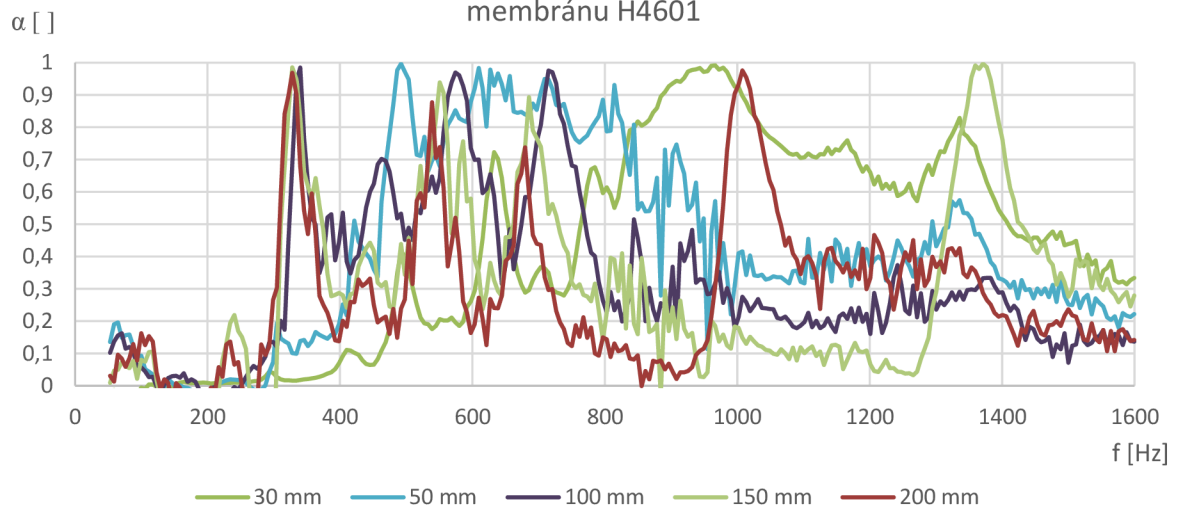
NANOVLÁKENNÁ MEMBRÁNA



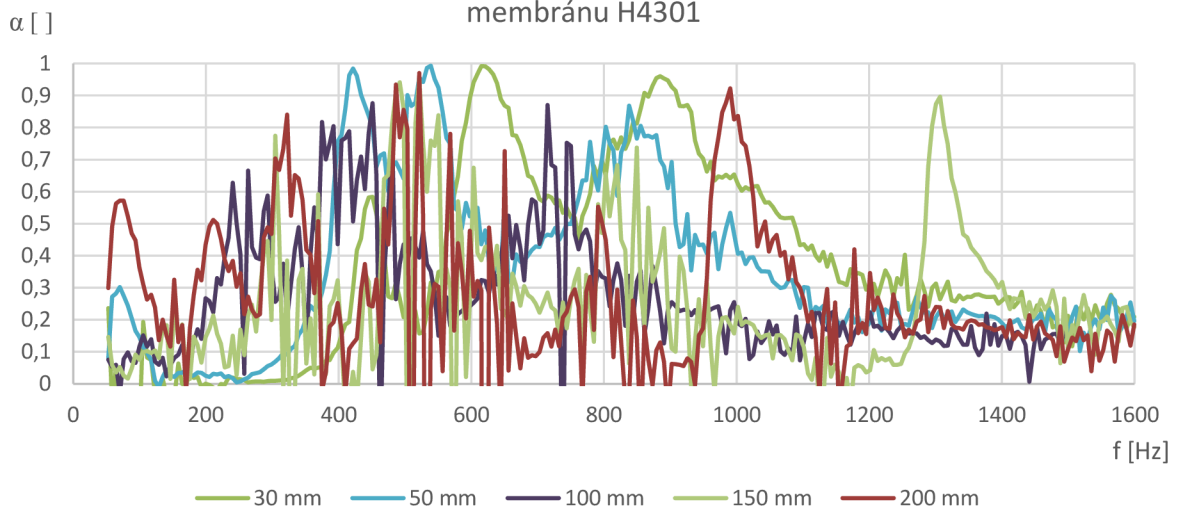
činitel zvukové pohltivosti v závislosti na frekvenci pro nanovláknennou membránu H4301

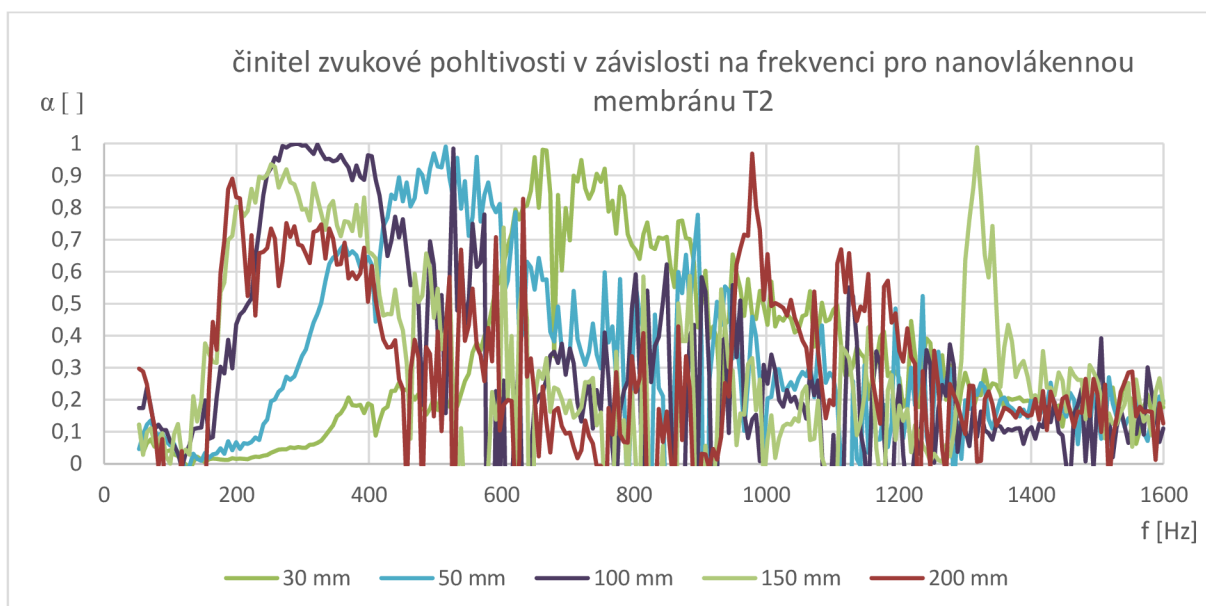
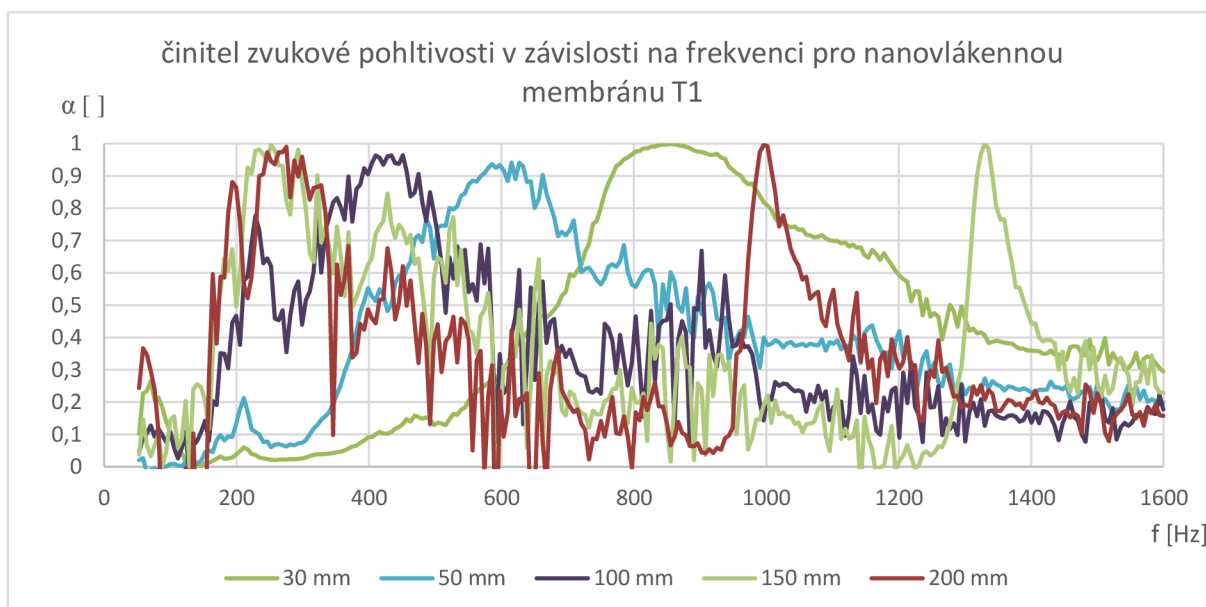
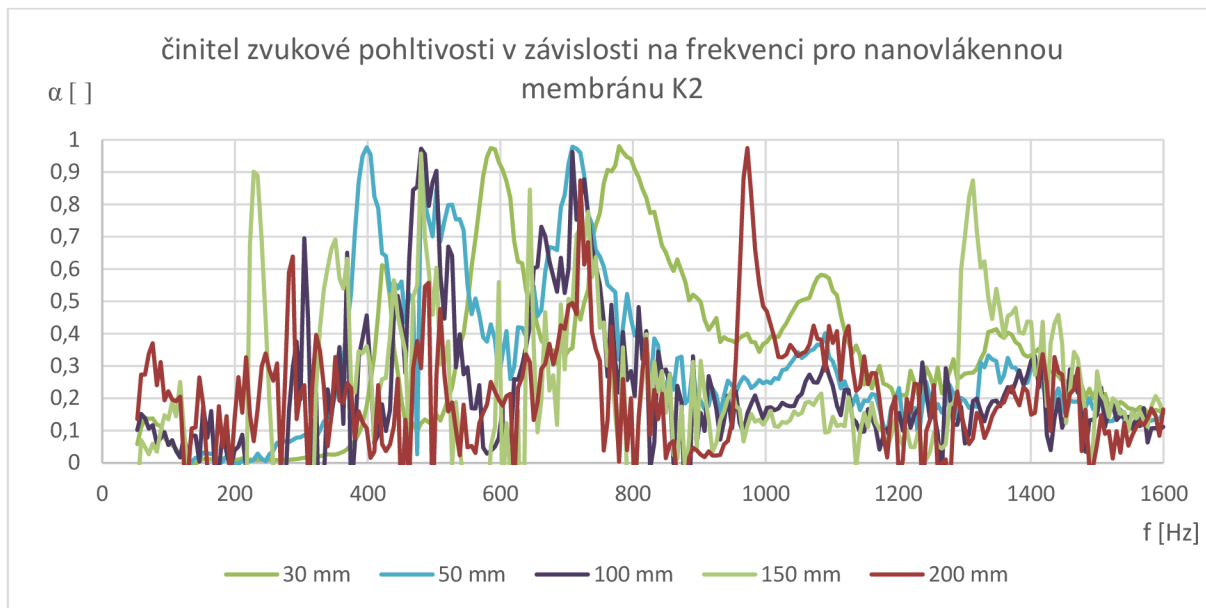


činitel zvukové pohltivosti v závislosti na frekvenci pro nanovláknennou membránu H4601



činitel zvukové pohltivosti v závislosti na frekvenci pro nanovláknennou membránu H4301





TECHNICKÁ SPECIFIKACE

VZORKY

C1

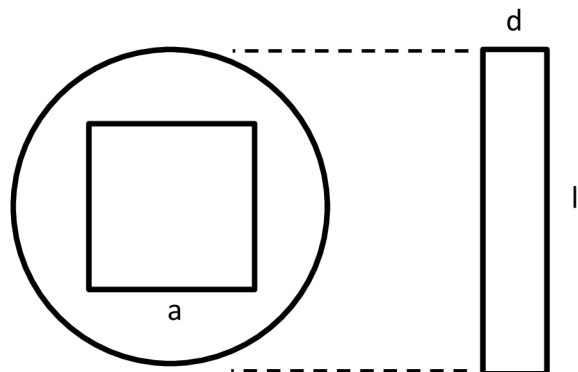
A	d	l
56,65	12,49	98,68
56,51	12,49	98,54
56,63	12,75	98,51
56,61	12,65	98,74
56,62	12,69	98,61
56,43	12,42	98,74

$$\bar{a} = (56,6 \pm 0,1) \text{ mm}$$

$$\bar{d} = (12,6 \pm 0,1) \text{ mm}$$

$$\bar{l} = (98,6 \pm 0,2) \text{ mm}$$

$$S = (3210 \pm 20) \text{ mm}^2$$



C2

a	l	d
36,76	12,45	98,63
36,83	12,42	98,64
36,8	12,49	98,53
36,82	12,39	98,62
36,84	12,50	98,67
36,75		
36,74		

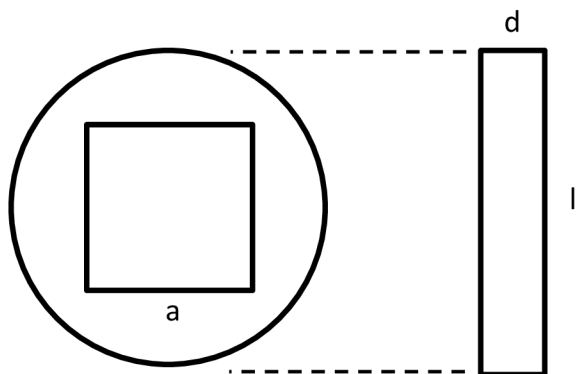
$$\bar{a} = (36,82 \pm 0,02) \text{ mm}$$

$$\bar{b} = (36,82 \pm 0,1) \text{ mm}$$

$$\bar{l} = (12,5 \pm 0,1) \text{ mm}$$

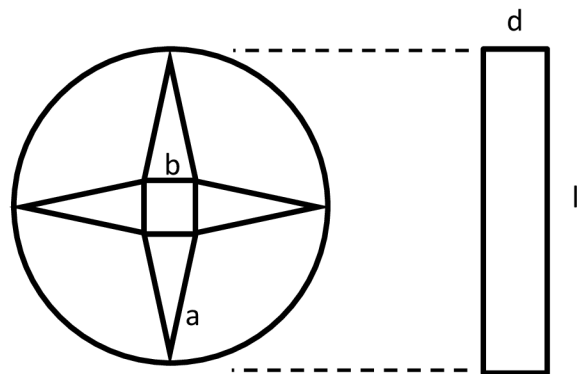
$$\bar{d} = (98,8 \pm 0,1) \text{ mm}$$

$$S = (1357 \pm 11) \text{ mm}^2$$



H4301

a	b	l	d
30,49	17,17	12,23	98,68
30,52	16,99	12,36	98,69
30,44	17,09	12,16	98,74
30,21	17,16	12,21	98,66
30,46	16,97	12,26	98,68
30,43	16,98		
30,47	17		



$$\bar{a} = (30,46 \pm 0,03) \text{ mm}$$

$$\bar{b} = (17,01 \pm 0,11) \text{ mm}$$

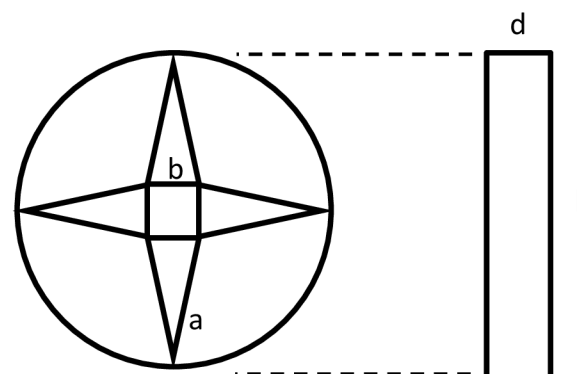
$$\bar{l} = (12,24 \pm 0,13) \text{ mm}$$

$$\bar{d} = (89,68 \pm 0,07) \text{ mm}$$

$$S = (1370 \pm 50) \text{ mm}$$

H4601

a	b	d	l
28,22	29,3	13,03	98,38
28,65	28,98	13,04	98,57
28,3	29,14	13,00	98,40
28,56	28,87	13,15	98,54
28,62	29,09	12,97	98,52
28,33	28,88		
28,84	29,37		



$$\bar{a} = (28,5 \pm 0,2) \text{ mm}$$

$$\bar{l} = (29,6 \pm 0,2) \text{ mm}$$

$$\bar{d} = (13,04 \pm 0,12) \text{ mm}$$

$$\bar{l} = (98,6 \pm 0,2) \text{ mm}$$

$$S = (2330 \pm 40) \text{ mm}$$

H4602

a	b	d	l
21,56	21,98	11,98	98,48
21,65	22,01	11,98	98,43
21,54	22,07	11,98	98,41
21,81	22,27	12,03	98,39
21,38	21,77	11,99	98,43
21,28	22,03		
21,33	21,96		

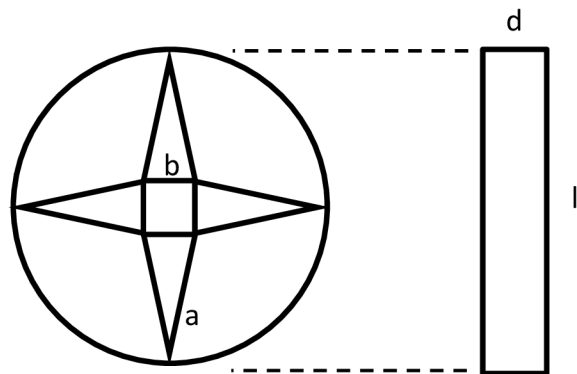
$\bar{a} = (21,5 \pm 0,2) \text{ mm}$

$\bar{b} = (22,0 \pm 0,1) \text{ mm}$

$\bar{d} = (11,99 \pm 0,03) \text{ mm}$

$\bar{l} = (98,6 \pm 0,3) \text{ mm}$

$S = (1310 \pm 20) \text{ mm}$



K2

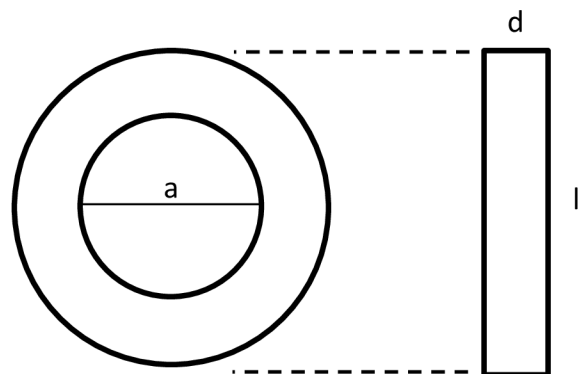
a	d	l
40,71	13,73	98,60
41,15	13,64	98,48
40,77	13,69	98,65
41,01	13,63	98,68
41,13	13,59	98,58
41		
40,91		
41,03		
40,98		
40,99		

$\bar{a} = (41,0 \pm 0,1) \text{ mm}$

$\bar{d} = (13,66 \pm 0,09) \text{ mm}$

$\bar{l} = (98,63 \pm 0,12) \text{ mm}$

$S = (1321 \pm 18) \text{ mm}$



T1

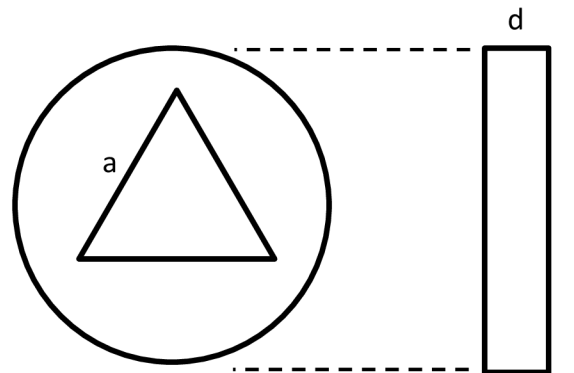
a	d	l
67,95	12,17	98,59
68,02	12,51	98,52
68,17	12,47	98,45
67,74	12,53	98,44
67,67	12,66	98,56
68,11		
68,06		

$$\bar{a} = (68,1 \pm 0,1) \text{ mm}$$

$$\bar{d} = (12,4 \pm 0,3) \text{ mm}$$

$$\bar{l} = (98,5 \pm 0,1) \text{ mm}$$

$$S = (2010 \pm 60) \text{ mm}$$

**T2**

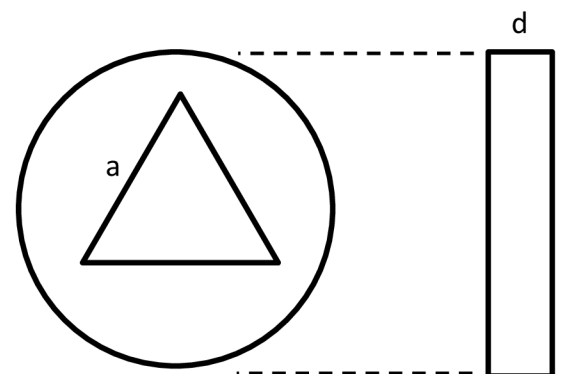
a	d	l
54,55	13,65	98,63
54,78	13,66	98,67
54,45	13,59	98,49
54,1	13,68	98,56
54,6	13,65	98,59
54,75		
54,25		

$$\bar{a} = (54,6 \pm 0,2) \text{ mm}$$

$$\bar{d} = (13,6 \pm 0,1) \text{ mm}$$

$$\bar{l} = (98,6 \pm 0,1) \text{ mm}$$

$$S = (1290 \pm 50) \text{ mm}$$



HOMOGENNÍ MEMBRÁNA

Materiál: PE (polyetylen)

Plošná hmotnost: 21,48 g/m²

NANOVLÁKENNÁ MEMBRÁNA

Materiál: Nosič: 80% PET (polyetylentereftalát), 20% CV (viskóza)

Plošná hmotnost: 25 g/m²

Nanovrstva: PA6 (polyamid 6)

Plošná hmotnost: 3,99 g/m²

PE bodové adhezivum

Plošná hmotnost 10 g/m²

Celková plošná hmotnost: 38,99 g/m²

LEPIDLO

UHU Hart kunststoff (5593)

IMPEDANČNÍ TRUBICE

BRÜEL & KJÆR 4206

BRÜEL&KJÆR, 2009. *Product data* [online]. B.m.: Brüel & Kjær Sound & Vibration Measurement A/S. Dostupné z: <https://www.bksv.com/media/doc/bp2058.pdf>

LASEROVÝ VIBROMETR

OMETRON VH-1000-D

BRÜEL&KJÆR, 2019. *Product data* [online]. B.m.: Brüel & Kjær Sound & Vibration Measurement A/S. Dostupné z: <https://www.bksv.com/-/media/literature/Product-Data/bp1039.ashx>

REPRODUKTOR

Dayton audio ND90-8 3½“ aluminium cone full range driver 8 ohm

DAYTONAUDIO, nedatováno. *ND658 2 1/2" Aluminum Cone FullRange Driver 8 Ohm* [online]. Dostupné z: <https://daytonaudio.com/images/resources/290-206-dayton-audio-nd65-8-specifications.pdf>