

Univerzita Palackého v Olomouci

Lékařská fakulta

Ústav lékařské biofyziky



**Analýza vlivu poruch sondy sonografu na kvalitu
diagnostické informace**

Disertační práce

Autor práce:

Mgr. Jaromír Vachutka

Školitel:

Ing. Ladislav Doležal, CSc.

Olomouc 2013

Prohlašuji, že jsem tuto disertační práci vypracoval samostatně s použitím uvedené literatury.

V Olomouci dne 30. září 2013

.....

Rád bych na tomto místě poděkoval svému školiteli, Ing. Ladislavu Doležalovi, CSc., za jedinečnou možnost pracovat v Laboratoři pro výzkum medicínských aplikací ultrazvuku na zajímavém a inspirativním tématu, za jeho ochotu a trpělivost, za odborné vedení, cenné rady a konzultace. Můj dík patří i celému kolektivu Ústavu lékařské biofyziky LF UP v Olomouci za vytvoření příjemných studijních a pracovních podmínek. V neposlední řadě bych chtěl poděkovat také svojí rodině a svojí Evě za všestrannou a neustálou podporu ve studiu, v práci i v životě.

Abstrakt

Cílem této disertační práce je určit vliv přesně definované poruchy sondy sonografu na přesnost spektrálních dopplerovských měření rychlosti toku krve. Poruchy sondy byly simulovány prostřednictvím diagnostického ultrazvukového systému Sonix RP. Pomocí sondy nepoškozené a sondy s různým stupněm simulovaného poškození byly měřeny parametry ustáleného laminárního proudění s parabolickým profilem toku. Tok byl generován dopplerovským průtokovým fantomem. Z naměřených dopplerovských spekter byl určen celkový dopplerovský výkon, maximální detekovaná rychlost a průměrná rychlost toku. Změny těchto parametrů větší než 10 % oproti hodnotám naměřeným s nepoškozenou sondou byly považovány za významné. U sond se simulovaným poškozením byly také určeny parametry generovaných ultrazvukových paprsků.

Výsledky našich měření jednoznačně prokázaly, že zkoumaný typ poruchy sondy sonografu negativně ovlivňuje přesnost spektrálních dopplerovských měření. Analýzou získaných dopplerovských spekter lze dojít k závěru, že se vzrůstající závažností poruchy sondy dochází k poklesu celkového detekovaného dopplerovského výkonu a naměřené hodnoty maximální rychlosti toku i průměrné rychlosti toku. Simulovanou poruchou sondy byl ze zkoumaných parametrů nejvíce ovlivněn celkový detekovaný dopplerovský výkon, naopak nejmenší ovlivnění bylo zjištěno v případě průměrné rychlosti toku. Míra ovlivnění výsledků měření byla závislá na typu použité vyšetřovací sondy. Nejvýraznější pokles všech zkoumaných parametrů byl zaznamenán v případě konvexní sondy, naopak nejméně výrazný pokles byl zaznamenán v případě lineární sondy. Výsledky našich měření dále prokázaly, že v případě průtočného kanálu o průměru 8 mm, který je srovnatelný s velkými tepny lidského organismu, dochází bez ohledu na simulované poškození sondy k poměrně výraznému nadhodnocení maximální i průměrné rychlosti toku.

Analýza generovaných ultrazvukových paprsků prokázala, že v důsledku zkoumané poruchy sondy dochází k poklesu amplitudy hlavního laloku a amplitudy postranních laloků v elevačním směru. Naopak v azimutálním směru dochází k postupnému růstu amplitudy postranních laloků. Zjištěné změny v parametrech ultrazvukových paprsků umožnily blíže objasnit změny zaznamenané v případě měření dopplerovských spekter.

Na základě výsledků všech provedených měření je možné stanovit, že maximální přípustná porucha sondy odpovídá v případě dopplerovských spektrálních měření třem sousedícím nefunkčním měničům. Sonden obsahující čtyři a více nefunkčních měničů by již neměly být nadále využívány v klinické praxi pro dopplerovská měření rychlosti toku krve.

Abstract

The objective of this dissertation is to investigate the effect of exactly defined probe defects on the accuracy of spectral Doppler measurements. The probe defects were simulated by a specially designed ultrasound imaging system, Sonix RP. Using fully functional and defective probes we measured the parameters of a laminar parabolic flow profile. The flow was generated by a Doppler flow test object. The acquired velocity spectra were analyzed to determine the overall Doppler power, maximum flow velocity, and average flow velocity. The changes of these parameters higher than 10 % from the fully functional probe results were considered significant. We also determined the parameters of the ultrasound beams generated by the defective probes.

The results of our measurements revealed that the investigated type of the probe defect negatively affects the accuracy of spectral Doppler measurements. Based on the analysis of the velocity spectra we can conclude that the overall Doppler power as well as the measured values of maximum flow velocity and average flow velocity decrease with the increasing severity of the probe defect. The overall Doppler power is the most affected parameter, conversely the average velocity is the least affected parameter. The extent of the effect of the simulated probe defect on the results of spectral Doppler measurements is dependent on the type of the probe. The most significant decrease of all investigated parameters was found in the case convex array probe, the least significant decrease was found in the case of linear array probe. The results of our measurements further revealed that the measured values of maximum flow velocity and average flow velocity in the 8 mm tube are significantly overestimated regardless on the simulated probe defect. The parameters of this tube are comparable to the large arteries of human body.

The analysis of the ultrasound beams generated by the probes revealed that the investigated type of the probe defect causes the decrease of the amplitude of the main lobe. The amplitude of the side lobes in the elevation direction also decreases, but the amplitude of the side lobes in the azimuth direction gradually increases with the increasing severity of the probe defect. The detected changes of the ultrasound beam parameters enabled to explain the changes observed in the case of the measurement of velocity spectra.

Based on the results of all measurements we can conclude that the maximum acceptable probe defect corresponds to three consecutive dead elements in the case of spectral Doppler measurements. If the number of dead elements is higher than three the probe should not be used for Doppler measurements in a clinical practice.

Obsah

A / Literární přehled	9
1. Fyzika ultrazvukového vlnění	9
1.1. Definice ultrazvuku	9
1.2. Šíření ultrazvuku prostorem	9
1.3. Vlnová rovnice	9
1.4. Akustický tlak a akustická impedance	12
1.5. Intenzita a výkon ultrazvukového vlnění	13
1.6. Odraz a lom ultrazvukového vlnění	13
1.7. Útlum ultrazvukového vlnění	14
1.8. Dopplerův jev	14
2. Akustické vlastnosti lidských tkání	16
2.1. Základní akustické parametry tkání	16
2.2. Akustické vlastnosti krve	16
3. Dopplerovské ultrazvukové metody	19
3.1. Dopplerova rovnice	19
3.2. Dopplerovské systémy s kontinuální nosnou vlnou	21
3.3. Pulzní dopplerovské systémy	23
3.4. Dopplerovské spektrum	25
3.5. Barevné zobrazení toku	28
4. Zdroje ultrazvukového vlnění	30
4.1. Piezoelektrický jev	30
4.2. Ultrazvukové pole elektroakustického měniče	30
4.2.1. Ultrazvukové pole kruhového měniče	31
4.2.2. Ultrazvukové pole pravoúhlého měniče	34
4.3. Vyšetřovací sondy diagnostických ultrazvukových přístrojů	34

4.3.1.	Základní typy vyšetřovacích sond.....	36
5.	Základní principy hemodynamiky	39
5.1.	Viskozita.....	39
5.2.	Viskózní tok v pevné trubici.....	39
5.3.	Proudění krve v cévách.....	42
5.4.	Dopplerovská spektrální měření	43
6.	Hodnocení kvality v oblasti ultrazvukové diagnostiky.....	45
6.1.	Poruchy vyšetřovacích sond	45
6.2.	Metody hodnocení kvality diagnostických ultrazvukových přístrojů	46
6.3.	Fantomy pro dopplerovské ultrazvukové metody	48
B /	Experimentální část	52
1.	Cíl a teoretická východiska práce	52
2.	Metodika měření a zpracování naměřených dat	54
2.1.	Dopplerovský fantom	54
2.2.	Simulace poruchy sondy.....	56
2.3.	Měření dopplerovských spekter	57
2.4.	Analýza dopplerovských spekter.....	59
2.5.	Analýza akustického výstupu ultrazvukového systému	61
2.6.	Měření parametrů generovaných ultrazvukových paprsků	62
3.	Výsledky a diskuse	66
3.1.	Měření rychlosti v hadici o $\varnothing$ 8 mm – konvexní sonda	66
3.1.1.	Analýza dopplerovského spektra	66
3.1.2.	Analýza akustického výstupu.....	71
3.1.3.	Vliv polohy ohniskové oblasti	73
3.2.	Měření rychlosti v hadici o $\varnothing$ 8 mm – lineární sonda.....	78
3.2.1.	Analýza dopplerovského spektra	78
3.2.2.	Analýza akustického výstupu.....	80

3.2.3.	Vliv polohy ohniskové oblasti	83
3.3.	Měření rychlosti v hadici o $\varnothing$ 8 mm – phased array sonda.....	86
3.3.1.	Analýza dopplerovského spektra	86
3.3.2.	Analýza akustického výstupu.....	89
3.3.3.	Vliv polohy ohniskové oblasti	91
3.4.	Měření rychlosti v hadici o $\varnothing$ 8 mm – srovnání sond	94
3.5.	Měření parametrů generovaného ultrazvukového paprsku	100
3.5.1.	Konvexní sonda.....	100
3.5.2.	Lineární sonda	107
3.5.3.	Phased array sonda	113
3.5.4.	Srovnání sond.....	120
3.6.	Měření rychlosti v hadici o $\varnothing$ 4 mm	125
4.	Shrnutí a závěr	128
C /	Seznam použitých zdrojů	131

A / Literární přehled

1. Fyzika ultrazvukového vlnění

1.1. Definice ultrazvuku

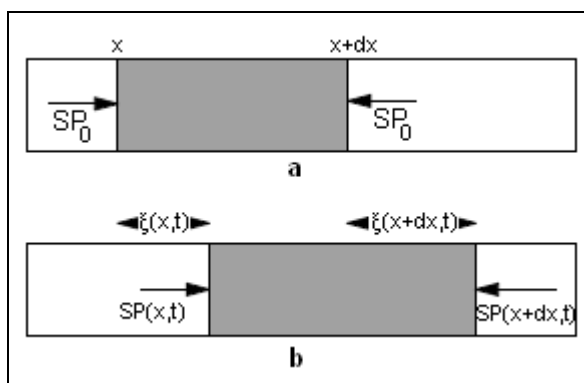
Ultrazvukem označujeme mechanický kmitavý pohyb pružného prostředí, jehož frekvence je vyšší než 20 kHz, tedy vyšší než horní mez slyšení lidského ucha.

1.2. Šíření ultrazvuku prostorem

Ultrazvuk se od zdroje šíří v podobě mechanického vlnění, které může existovat pouze v látkovém prostředí. Mechanickým vlněním rozumíme periodickou pružnou deformaci prostředí, při níž částice prostředí kmitají kolem svých rovnovážných poloh, aniž by docházelo k jejich transportu. Podle směru kmitání částic se rozlišuje vlnění podélné (longitudinální) a příčné (transverzální). U podélného vlnění kmitají částice ve směru šíření vlny, zatímco u příčného ve směru kolmém na směr šíření vlny. Podélné vlnění souvisí s objemovou deformací (nastává střídavé zhušťování a zředňování prostředí) a může se šířit v pevných látkách, kapalinách i plynech. V pevných látkách se ultrazvuk šíří také formou příčného vlnění.

1.3. Vlnová rovnice

Hobbie a Roth podávají odvození jednorozměrné vlnové rovnice [1]. Uvažují šíření ultrazvuku v kapalině, u níž lze zanedbat viskózní efekty. Kapalina je uzavřena v dlouhé trubici o příčném průřezu S , jejíž podélná osa leží ve směru osy x . Změny v kapalině vyvolané šířením ultrazvuku tak závisí pouze na souřadnici x a čase t . Na obr. 1.1a je vyznačen objemový element kapaliny, který v klidu zabírá prostor od x do $x + dx$. Okolní rovnovážný tlak v kapalině má hodnotu P_0 . Síla působící na tento element zleva je rovna SP_0 , síla působící zprava je $-SP_0$. Výsledná síla působící na zkoumaný objem je tedy nulová.



Obr. 1.1 K odvození vlnové rovnice

Ultrazvuková vlna postupující podél trubice způsobí posunutí ξ kapaliny, jak ukazuje obr. 1.1b. Protože $\xi(x + dx, t)$ není obecně rovno $\xi(x, t)$, bude výsledná síla působící zleva na objemový element rovna

$$F = S \cdot [P(x, t) - P(x + dx, t)] = -S \cdot \frac{\partial P}{\partial x} dx,$$

kde P je tlak v kapalině. Změna tlaku v kapalině p z rovnovážné hodnoty P_0 je přímo úměrná relativní změně objemu kapaliny V

$$p = P - P_0 = -K \cdot \frac{\Delta V}{V},$$

konstantou úměrnosti je modul objemové pružnosti K . Relativní změnu objemu lze určit z posunutí objemového elementu ξ

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{S \cdot [\xi(x + dx, t) - \xi(x, t)]}{S \cdot dx} = \frac{\partial \xi}{\partial x}.$$

Pro výslednou sílu F působící na objemový element pak platí

$$F = -S \cdot \frac{\partial P}{\partial x} dx = S \cdot K \cdot \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} dx.$$

Podle druhého Newtonova pohybového zákona je zrychlení a objemového elementu dáno podílem výsledné síly F , která na element působí, a hmotnosti m elementu, která je dána součinem jeho objemu Sdx a hustoty ρ

$$a = \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \frac{F}{m} = \frac{S \cdot K \cdot \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} dx}{\rho \cdot S dx} = \frac{K}{\rho} \cdot \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2}.$$

Výsledkem je jednorozměrná vlnová rovnice

$$\frac{\partial^2 \xi(x, t)}{\partial t^2} = \frac{K}{\rho} \cdot \frac{\partial^2 \xi(x, t)}{\partial x^2} = c^2 \cdot \frac{\partial^2 \xi(x, t)}{\partial x^2},$$

kde parametr c má jednotku rychlosti.

Řešením vlnové rovnice je tzv. postupná vlna, tedy každá funkce ve tvaru

$$\xi(x, t) = f(x \pm c \cdot t).$$

Záporné znaménko odpovídá vlně postupující rychlostí c ve směru osy x , kladné znaménko vlně postupující ve směru opačném. Důležitým řešením vlnové rovnice je harmonická postupná vlna

$$\xi(x, t) = \xi_0 \cdot \cos(kx - \omega t).$$

Částice prostředí kmitají v tomto případě sinusově s úhlovou frekvencí ω , amplituda kmitů je ξ_0 . Počet kmitů, které vykoná částice za jednotku času, je dán frekvencí kmitání f ,

$$f = \frac{\omega}{2\pi}.$$

Perioda kmitu T je doba, za kterou se částice vrací do téhož pohybového stavu, a souvisí s frekvencí kmitání vztahem

$$T = \frac{1}{f}.$$

Konstanta k se nazývá vlnové číslo a je definována vztahem

$$k = \frac{2\pi}{\lambda},$$

kde λ je vlnová délka. Vlnová délka udává vzdálenost dvou sousedních částic kmitajících se stejnou fází. Za dobu jedné periody T postoupí vlna ve směru šíření o jednu vlnovou délku λ . Fázovou rychlost c lze určit ze vztahu

$$c = \frac{\lambda}{T} = \lambda \cdot f = \frac{\omega}{k}.$$

Je to rychlost, kterou se ultrazvuk šíří prostorem. Z předchozího vyplývá, že v kapalinách a plynech je rychlost šíření ultrazvuku dána vztahem

$$c = \sqrt{\frac{K}{\rho}}.$$

Při teplotě 20 °C se ultrazvuk šíří ve vzduchu rychlostí 343 m/s a ve vodě rychlostí 1480 m/s [2]. V neohraničeném prostředí pevné látky platí pro rychlost šíření podélného vlnění c_L vztah

$$c_L = \sqrt{\frac{E}{\rho} \cdot \frac{1 - \mu}{(1 + \mu) \cdot (1 - 2\mu)}},$$

kde E je modul pružnosti v tahu, ρ hustota prostředí a μ Poissonovo číslo [3]. Rychlost příčného vlnění c_T lze určit ze vztahu

$$c_T = \sqrt{\frac{E}{2\rho} \cdot \frac{1}{(1 + \mu)}} = \sqrt{\frac{G}{\rho}},$$

kde G je modul pružnosti ve smyku. Rychlost povrchového Rayleighova vlnění c_R je

$$c_R = \frac{0,87 + 1,12\mu}{1 + \mu} \cdot \sqrt{\frac{G}{\rho}}.$$

Z rovnice určující výchylku $\xi(x,t)$ kmitající částice prostředí lze snadno odvodit vztah pro rychlost $u(x,t)$ a zrychlení $a(x,t)$ této částice

$$u(x,t) = \frac{\partial \xi(x,t)}{\partial t} = \omega \cdot \xi_0 \cdot \sin(kx - \omega t) = u_0 \cdot \sin(kx - \omega t),$$

$$a(x, t) = \frac{\partial^2 \xi(x, t)}{\partial t^2} = -\omega^2 \cdot \xi_0 \cdot \cos(kx - \omega t) = -a_0 \cdot \cos(kx - \omega t),$$

kde u_0 a a_0 označují amplitudu rychlosti a amplitudu zrychlení částice.

Vlnová rovnice má po zobecnění na trojrozměrný případ tvar

$$\nabla^2 \xi(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 \xi(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2},$$

kde $\mathbf{r}$ je polohový vektor [4]. Ultrazvukové vlnění se v homogenním izotropním prostředí šíří od bodového zdroje rovnoměrně do všech směrů. Vlnoplocha je tvořena souborem bodů kmitajících se stejnou fází. Paprsky jsou orientované kolmice k vlnoploše, které určují směr postupu vlnění. V blízkosti bodového zdroje jsou vlnoplochy kulové. Amplituda kulové vlny klesá jako $1/r$, kde r je vzdálenost od zdroje [5]. V dostatečně velké vzdálenosti od zdroje lze vlnoplochy dobře aproximovat rovinami. Harmonická postupná rovinná vlna je popsána rovnicí

$$\xi(\mathbf{r}, t) = \xi_0 \cdot \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t),$$

kde $\mathbf{k}$ je vlnový vektor, který má směr paprsku a velikost $2\pi/\lambda$ [6].

1.4. Akustický tlak a akustická impedance

Během šíření podélné ultrazvukové vlny kapalinou vznikají střídavá zhuštění a zředění prostředí, s nimiž souvisí změny tlaku. Podobně jako u odvození vlnové rovnice lze změny tlaku p v kapalině určit z relativní změny objemu V kapaliny a modulu objemové pružnosti K [1]

$$p(x, t) = -K \cdot \frac{\Delta V}{V} = -K \cdot \frac{\partial \xi(x, t)}{\partial x}$$

V případě harmonické postupné rovinné vlny pro tento tzv. akustický tlak p platí

$$p(x, t) = K \cdot k \cdot \xi_0 \cdot \sin(kx - \omega t) = \xi_0 \cdot \omega \cdot \rho \cdot c \cdot \sin(kx - \omega t) = p_0 \cdot \sin(kx - \omega t),$$

kde p_0 je amplituda akustického tlaku.

Akustická impedance Z prostředí je definována jako podíl akustického tlaku p a rychlosti kmitajících částic prostředí u .

$$Z = \frac{p}{u}.$$

Pro rovinnou harmonickou vlnu dána vztahem

$$Z = \rho \cdot c.$$

Akustická impedance vzduchu je tedy $400 \text{ kg/m}^2 \cdot \text{s}$ a akustická impedance vody je $1,48 \cdot 10^6 \text{ kg/m}^2 \cdot \text{s}$ [2].

1.5. Intenzita a výkon ultrazvukového vlnění

Ultrazvukové vlny přenášejí akustickou energii ve formě kinetické energie (pohyb částic) a potenciální energie (stlačování kapaliny). Intenzita I ultrazvukového vlnění je definována jako průměrná akustická energie procházející za jednotku času jednotkovou plochou orientovanou kolmo na směr šíření rovinné vlny [1]. Pro harmonickou rovinnou vlnu lze intenzitu ultrazvukového vlnění určit ze vztahu

$$I = \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot c \cdot \omega^2 \cdot \xi_0^2 = \frac{1}{2} \cdot \frac{p_0^2}{Z}$$

Ultrazvukový výkon P je určen součinem intenzity I a celkové plochy S , do které je ultrazvukové vlnění vyzařováno

$$P = I \cdot S.$$

1.6. Odraz a lom ultrazvukového vlnění

Rovinná ultrazvuková vlna se šíří v homogenním prostředí přímočaře. Jestliže ale dopadne na rozhraní dvou prostředí o různé akustické impedanci Z , zčásti se odrazí zpět a zčásti projde do druhého prostředí. Akustické impedance Z_1 a Z_2 těchto prostředí (vlnění jde z prostředí 1 do prostředí 2) určují, jaká část dopadajícího vlnění se odrazí a jaká část projde do druhého prostředí [1]. Koeficient odrazu R_I je definován jako podíl intenzity odraženého ultrazvukového vlnění I_r k intenzitě dopadajícího vlnění I_i a pomocí akustických impedancí prostředí Z_1 a Z_2 jej můžeme pro kolmý dopad určit ze vztahu

$$R_I = \frac{I_r}{I_i} = \left(\frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \right)^2.$$

Koeficient přenosu T_I je určen poměrem intenzity ultrazvukového vlnění prošlého rozhraním I_t k intenzitě vlnění dopadajícího I_i a při kolmém dopadu pro něj platí vztah

$$T_I = \frac{I_t}{I_i} = \frac{4 \cdot Z_1 \cdot Z_2}{(Z_1 + Z_2)^2} = 1 - R.$$

Jestliže Z_2 je mnohem menší než Z_1 (např. rozhraní voda – vzduch), je téměř všechno dopadající ultrazvukové vlnění odraženo.

Při šikmém dopadu ultrazvukového vlnění na rozhraní dvou prostředí nastává odraz vlnění, lom vlnění, a pokud jedno z prostředí přenáší příčné vlnění, nastává též transformace vlnění podélného na příčné. Odraz a lom vznikají však jen tehdy, jsou-li rozměry rozhraní větší, než je vlnová délka vlnění [7].

Pro odraz ultrazvukového vlnění platí zákon odrazu, který říká, že úhel odrazu vlnění se rovná úhlu dopadu a odražený paprsek leží v rovině dopadu.

Pro lom ultrazvukového vlnění platí Snellův zákon lomu, který lze vyjádřit vztahem

$$\frac{\sin(\alpha)}{\sin(\beta)} = \frac{c_1}{c_2},$$

kde α je úhle dopadu, β je úhel lomu, c_1 a c_2 jsou rychlosti šíření ultrazvuku v prostředí 1 a 2. Lomený paprsek leží v rovině dopadu.

1.7. Útlum ultrazvukového vlnění

Ultrazvuková vlna šířící se reálným prostředím je zeslabována – intenzita vlnění postupně klesá v důsledku např. viskózních efektů. Amplituda rovinné vlny ξ_0 klesá se vzdáleností x od zdroje vlnění exponenciálně [4]

$$\xi(x, t) = \xi_0 \cdot e^{-\alpha \cdot x} \cdot \cos(kx - \omega t).$$

α je amplitudový koeficient útlumu, který má jednotku Np/m (neper/metr). Koeficient útlumu bývá udáván také v jednotkách dB/m. Pro vzájemný přepočet těchto jednotek platí vztah

$$\alpha[\text{dB/m}] = 8,686 \cdot \alpha[\text{Np/m}].$$

Útlum je závislý na frekvenci ultrazvukového vlnění – se vzrůstající frekvencí se zvyšuje a tato závislost je často lineární. Intenzita ultrazvukového vlnění je úměrná druhé mocnině amplitudy a klesá proto se vzdáleností x od zdroje také exponenciálně

$$I = I_0 \cdot e^{-2 \cdot \alpha \cdot x}.$$

I_0 je intenzita v místě $x = 0$ (na povrchu zdroje vlnění).

V mechanismu útlumu se uplatňují především dvě hlavní složky – absorpce a rozptyl [8]. Celkový koeficient útlumu α lze napsat jako součet složky vztahující se k absorpci α_A a složky vztahující se k rozptylu α_S ,

$$\alpha = \alpha_A + \alpha_S$$

Podstatou absorpce je přeměna části energie kmitavého pohybu částic prostředí v teplo. V reálných prostředích k této přeměně dochází vždy a je způsobena viskozitou prostředí a vedením tepla. Množství energie deponované v jednotce objemu prostředí za jednotku času je dáno vztahem

$$q = 2 \cdot \alpha_A \cdot I.$$

Při rozptylu se intenzita ultrazvukové vlny snižuje odrazem, ohybem a lomem vlnění. Rozptyl se tedy uplatňuje především v nehomogenním prostředí.

1.8. Dopplerův jev

Jako Dopplerův jev se označuje změna frekvence ultrazvukového vlnění při vzájemném pohybu zdroje a přijímače vlnění. Pokud se zdroj a přijímač vzájemně přibližují, frekvence registrovaná přijímačem je vyšší než frekvence vysílaná zdrojem, pokud se zdroj a přijímač vzájemně vzdalují, nastává pokles registrované frekvence [5].

V případě, že zdroj vlnění o frekvenci f je v klidu a přijímač se pohybuje rychlostí v_P směrem ke zdroji, můžeme frekvenci f' registrovanou přijímačem určit ze vztahu

$$f' = \frac{c + v_P}{c} \cdot f,$$

kde c je rychlost šíření vlnění v daném prostředí. Pohybuje-li se přijímač rychlostí v_P směrem od zdroje, bude přijímat frekvenci

$$f' = \frac{c - v_P}{c} \cdot f.$$

Podobně můžeme v případě, kdy se zdroj vlnění o frekvenci f pohybuje rychlostí v_Z směrem k nebo od nepohybujícího se přijímače, určit frekvenci f' registrovanou přijímačem ze vztahu

$$f' = \frac{c}{c \pm v_Z} \cdot f,$$

kdy znaménko $+$ platí, když se zdroj pohybuje směrem od přijímače (dojde ke snížení frekvence), a znaménko $-$ platí, když se pohybuje směrem k přijímači (dojde ke zvýšení frekvence).

Obecně lze rovnici Dopplerova jevu při vzájemném pohybu přijímače a zdroje vlnění zapsat ve tvaru

$$f' = \frac{c \pm v_P}{c \pm v_Z} \cdot f,$$

kdy správná znaménka volíme z obecného principu, že při vzájemném přibližování zdroje a přijímače vlnění se frekvence zvyšuje a při vzájemném oddalování zdroje a přijímače se frekvence snižuje.

2. Akustické vlastnosti lidských tkání

2.1. Základní akustické parametry tkání

Základní veličiny, kterými je charakterizováno každé akustické prostředí, jsou rychlost šíření ultrazvukových vln c , akustická impedance prostředí Z a koeficient útlumu α . Při posuzování akustických vlastností tkání a orgánů je však nutné vzít v úvahu i dvě důležité skutečnosti. První významnou vlastností tkáně je, že buňky, které ji tvoří, jsou v závislosti na její funkci uspořádány do určitých prostorových struktur. Tím vzniká mikroskopická i makroskopická nehomogenita tkáně. Druhá vlastnost určující průchod ultrazvukové vlny je dána tím, že každý orgán je fyzikálně separován od svého okolí obalem z pojivové tkáně. Vnitřní struktura tkáně tak ovlivňuje rychlost šíření a útlum, vnější geometrie tkáně se změnami akustické impedance se výrazněji uplatňuje při odrazu a lomu ultrazvukové vlny [3].

Přehled základních akustických parametrů vybraných tkání je uveden v tabulce 2.1.

Tab. 2.1 Základní akustické parametry vybraných lidských tkání [4]

Tkáň	c [m/s]	ρ [kg/m ³]	Z [$\cdot 10^6$ kg/m ² ·s]	α při 1 MHz [dB/cm]
sval	1580	1041	1,645	0,57
tuk	1430	928	1,327	0,6
mozek	1562	1035	1,617	0,58
kost	3198	1990	6,364	3,54
srdce	1554	1060	1,647	0,52
játra	1578	1050	1,657	0,45
slezina	1567	1054	1,652	0,4
krev	1584	1060	1,679	0,14

Měkké tkáně obsahují poměrně velké množství vody a svými vlastnostmi se podobají viskózním vodným roztokům. Ultrazvuk se v těchto tkáních šíří převážně v podobě podélných vln rychlostí 1500 – 1600 m/s. Nižší rychlost je jen v plicní tkáni, a to v závislosti na obsahu vzduchu. Kost je představitelem mineralizované tkáně a má charakter pevné látky. Ultrazvuk se jí proto šíří nejen podélným, ale i příčným vlněním. Větší rychlostí se ultrazvuk šíří dlouhou kostí ve směru podélném (> 3000 m/s), menší rychlostí ve směru příčném (< 3000 m/s) [3].

Rozdíly ve struktuře jednotlivých tkání určují stupeň jejich odrazivosti neboli echogenity. Rozlišujeme tkáně a struktury heperechogenní (silně odrazivé), hypoechogenní (slabě odrazivé) a anechogenní (bez odrazových struktur) [9].

2.2. Akustické vlastnosti krve

Krev je nehomogenní kapalina, která je tvořena suspenzí krevních buněk v krevní plazmě. 1 mm³ krve obsahuje přibližně 5 milionů červených krvinek, 8 tisíc bílých krvinek a 350 tisíc

krvních destiček. Vzhledem k velkému počtu červených krvinek, můžeme tyto krevní buňky považovat za součást krve zodpovědnou za interakci s ultrazvukem [10]. Červené krvinky mají tvar disku s konkávními povrchy o průměru $7,5 \mu\text{m}$ a tloušťce $2,2 \mu\text{m}$. Poměr objemu červených krvinek k objemu krve se nazývá hematokrit. Normální hodnoty hematokritu jsou u mužů 45 % a u žen 42%. Rozhraní mezi krevní plazmou a červenými krvinkami představuje rozhraní dvou prostředí s rozdílnou akustickou impedancí (akustická impedance plazmy je $1,58 \cdot 10^6 \text{ kg/m}^2 \cdot \text{s}$, akustická impedance červených krvinek je $1,79 \cdot 10^6 \text{ kg/m}^2 \cdot \text{s}$). Na tomto rozhraní ovšem nedochází ke klasickému odrazu vlnění, protože pro frekvence používané v rámci ultrazvukové diagnostiky (2 – 10 MHz) je velikost červených krvinek mnohem menší než vlnová délka ultrazvukového vlnění. Červené krvinky interagují s ultrazvukem prostřednictvím tzv. Rayleighova rozptylu, kdy je ultrazvuková energie rozptylována do všech směrů. Z hlediska ultrazvukové diagnostiky má největší význam ta část ultrazvukové energie, která je rozptýlena zpět ke zdroji ultrazvukového vlnění. Množství ultrazvukové energie, které se rozptýlí zpět ke zdroji vlnění, je mnohem nižší než množství ultrazvukové energie, které by se odrazilo od rozhraní většího než vlnová délka ultrazvukového vlnění. Ultrazvukový výkon rozptýlený zpět ke zdroji vlnění P_{BS} je úměrný počtu rozptylových center n v ozvučeném objemu V , dopadající intenzitě ultrazvuku I , čtvrté mocnině frekvence ultrazvuku f , šesté mocnině poloměru rozptylového centra a a nepřímo úměrný druhé mocnině vzdálenosti rozptylových center od zdroje vlnění r [10]

$$P_{BS} \propto \frac{n \cdot I \cdot f^4 \cdot a^6}{r^2}.$$

Velikost ultrazvukového výkonu rozptýleného zpět ke zdroji vlnění je závislá hematokritu. Pro nízké hodnoty hematokritu ($< 10 \%$) se červené krvinky chovají jako nezávislá rozptylová centra a P_{BS} roste s hodnotou hematokritu lineárně. Se zvyšující se hodnotou hematokritu začínají červené krvinky tvořit shluky, které se chovají jako větší nezávislá rozptylová centra. Větší rozptylová centra rozptylují více ultrazvukové energie, ale růst P_{BS} již nebude v závislosti na hematokritu lineární. Maxima dosahuje P_{BS} při 26 % hematokritu a pro vyšší hodnoty postupně klesá [4]. Za fyziologických podmínek obsahuje krev tolik červených krvinek, že je již nemůžeme považovat za nezávislá rozptylová centra. Interakci krve s ultrazvukem potom můžeme popsat pomocí tzv. koeficientu zpětného rozptylu, který je definován jako ultrazvukový výkon rozptýlený jednotkovým objemem rozptylových center do jednotkového prostorového úhlu při jednotkové dopadající intenzitě. Hoskins udává na základě srovnání hodnot z literatury vztah pro koeficient zpětného rozptylu u arteriální krve za fyziologických podmínek

$$\text{koeficient zpětného rozptylu} = 1,246 \cdot 10^{-9} \cdot f^{4,218} \text{ cm}^{-1} \cdot \text{Sr}^{-1},$$

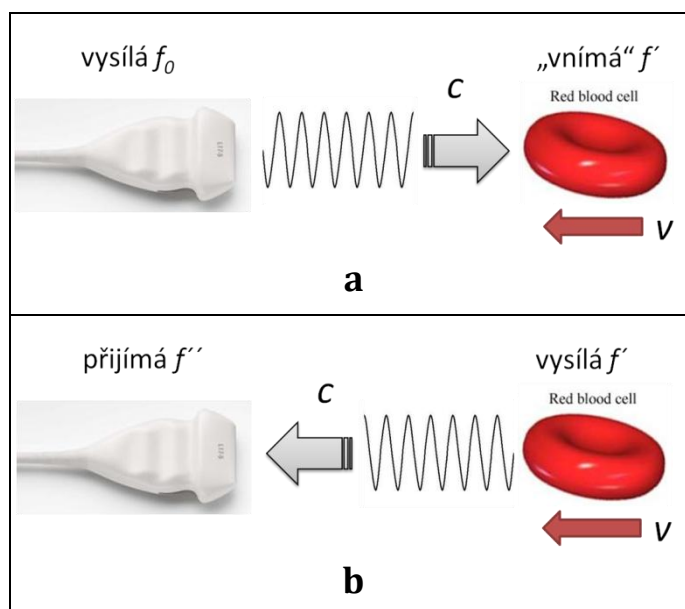
kde f je frekvence v MHz [11]. Dále uvádí, že zásadní vliv na množství rozptýlené energie má agregace červených krvinek, která je však v případě arterií díky vyšší rychlosti toku částečně potlačena. Ve srovnání s měkkými tkáněmi se v krvi rozptyluje jen velmi malé množství energie, např. oproti svalu je míra rozptýlené energie v krvi nižší o 43 dB [10]. V ultrazvukovém obraze se tedy krev jeví jako anechogenní.

3. Dopplerovské ultrazvukové metody

3.1. Dopplerova rovnice

Dopplerova jevu se v ultrazvukové diagnostice používá především pro měření rychlosti toku krve. Ultrazvuková sonda, která je zároveň vysílačem i přijímačem ultrazvukového vlnění, vysílá do vyšetřované oblasti ultrazvuk o frekvenci f_0 . V případě, že by ultrazvuková vlna dopadala na červené krvinky, které se nepohybují, byla by frekvence rozptýleného vlnění stejná jako frekvence vlnění vysílaného. Pohybují-li se ovšem červené krvinky vzhledem k sondě rychlostí v , dojde v důsledku Dopplerova jevu ke změně frekvence rozptýleného vlnění a sonda bude přijímat ultrazvuk o vyšší nebo nižší frekvenci.

Oates podává odvození obecné Dopplerovy rovnice [10]. Na obr. 3.1a je červená krvinka, která se pohybuje rychlostí v směrem k ultrazvukové vyšetřovací sondě. Sonda vysílá ultrazvukové vlnění o frekvenci f_0 .



Obr. 3.1 K odvození Dopplerovy rovnice

Červenou krvinku můžeme považovat za přijímač vlnění, který v důsledku svého pohybu bude registrovat frekvenci

$$f' = \frac{c + v}{c} \cdot f_0 = \left(1 + \frac{v}{c}\right) \cdot f_0.$$

Protože na červené krvince dojde k rozptylu ultrazvuku, stává se zdrojem vlnění o frekvenci f' , který se pohybuje rychlostí v směrem k nepohyblivému přijímači - ultrazvukové sondě, jak ukazuje obr 3.1b. Frekvence f'' přijímaná sondou tedy bude

$$f'' = \frac{c}{c - v} \cdot f' = \frac{1}{1 - \frac{v}{c}} \cdot f'.$$

Rychlost pohybu červených krvinek v lidském organismu v je mnohem menší než rychlost šíření ultrazvuku v krvi c . Předchozí rovnici tedy můžeme upravit na tvar

$$f'' = \frac{1}{\left(1 - \frac{v}{c}\right)} \cdot \frac{\left(1 + \frac{v}{c}\right)}{\left(1 + \frac{v}{c}\right)} \cdot f' = \frac{1 + \frac{v}{c}}{1 - \frac{v^2}{c^2}} \cdot f',$$

kde můžeme člen v^2/c^2 považovat za zanedbatelně malý. Pro frekvenci přijímanou sondou potom dostáváme

$$f'' = \left(1 + \frac{v}{c}\right) \cdot f'.$$

Vidíme tedy, že pokud je vzájemná rychlost zdroje a přijímače vlnění mnohem nižší než rychlost šíření vlnění, je změna frekvence stejná jak pro případ zdroje v klidu a pohybujícího se přijímače, tak pro případ pohybujícího se zdroje a přijímače v klidu. Do této rovnice ještě můžeme dosadit za frekvenci f' a dostáváme

$$f'' = \left(1 + \frac{v}{c}\right) \cdot \left(1 + \frac{v}{c}\right) \cdot f_0 = \left(1 + 2 \cdot \frac{v}{c} + \frac{v^2}{c^2}\right) \cdot f_0 \approx \left(1 + 2 \cdot \frac{v}{c}\right) \cdot f_0.$$

Tzv. dopplerovský posuv f_D , který se rovná rozdílu přijaté a vyslané frekvence, je potom

$$f_D = f'' - f_0 = 2 \cdot \frac{v}{c} \cdot f_0.$$

V případě, kdy se červené krvinky pohybují rychlostí v směrem od sondy, dostáváme stejným postupem pro dopplerovský posuv rovnici

$$f_D = -2 \cdot \frac{v}{c} \cdot f_0.$$

Tyto rovnice ovšem platí pouze v případě, že směr pohybu krve je shodný nebo opačný jako směr šíření ultrazvukového vlnění. Pokud směr pohybu červených krvinek svírá se směrem šíření ultrazvuku úhel α (tzv. dopplerovský úhel, pod kterým ultrazvukové vlnění dopadá na ozvučovanou cévu), rozhoduje o velikosti dopplerovského posuvu složka rychlosti rovnoběžná se směrem šíření ultrazvuku $v_{\parallel}$, pro kterou platí

$$v_{\parallel} = v \cdot \cos \alpha.$$

Obecnou Dopplerovu rovnici potom můžeme zapsat ve tvaru

$$f_D = \frac{2 \cdot f_0 \cdot v \cdot \cos \alpha}{c}.$$

Změříme-li tedy rozdíl vyslané a přijaté frekvence ultrazvuku a známe-li úhel, pod kterým je vyšetřovaná céva ozvučována, můžeme určit rychlost pohybu červených krvinek a tudíž rychlost proudící krve z rovnice

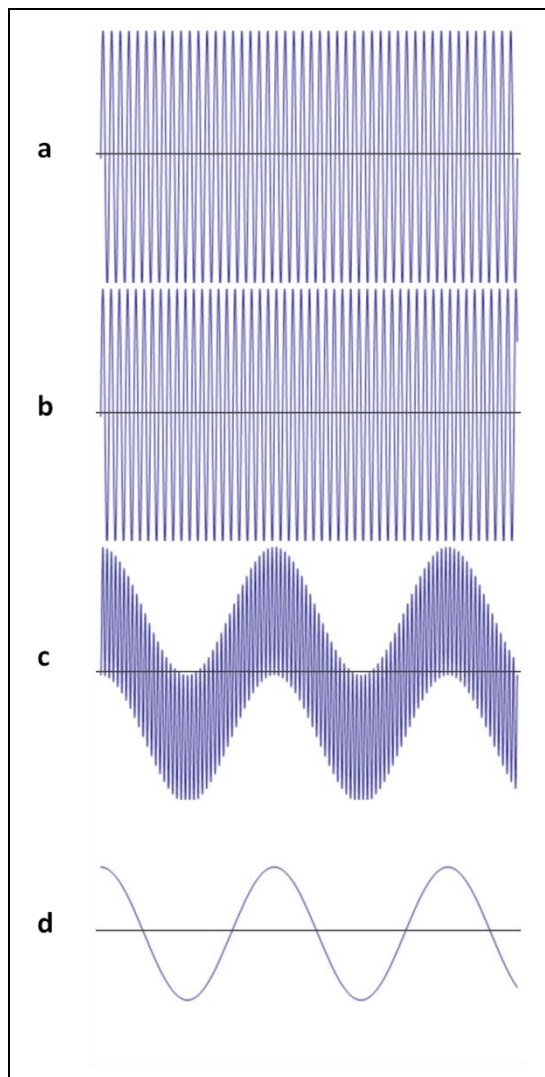
$$v = \frac{f_D \cdot c}{2 \cdot f_0 \cdot \cos \alpha}.$$

3.2. Dopplerovské systémy s kontinuální nosnou vlnou

Dopplerovské systémy s kontinuální nosnou vlnou – CW Doppler (z anglického Continuous Wave) – vysílají nepřetržitě ultrazvukové vlnění do vyšetřované oblasti a přijímají frekvenčně posunutý signál. Z toho důvodu jejich sondy musejí obsahovat dva elektroakustické měniče – jeden vysílač a jeden přijímač [9]. Velikost objemu, ve kterém je měřena rychlost toku krve, je pevně dána překryvem ultrazvukového svazku vyzařovaného vysílačem a oblasti, z níž je přijímač schopen registrovat rozptýlené či odražené ultrazvukové vlnění. Hlavní nevýhodou těchto systémů je právě existence této relativně velké a pevně dané citlivé oblasti, která prakticky znemožňuje určit hloubku, ze které prochází měřený signál. Zároveň není ve většině případů možné rozeznat, jestli je v měřeném objemu zahrnuta jediná céva nebo jestli dochází k detekci signálu z několika cév.

Přijímaný ultrazvukový signál je tvořen několika složkami. Vedle ultrazvukového vlnění rozptýleného na pohybujících se červených krvinkách obsahuje ultrazvukové vlnění odražené od stacionárních a pohybujících se tkání [12]. Úkolem dopplerovského systému je odfiltrovat signály pocházející od okolních tkání a zobrazit frekvenčně posunutý signál pocházející od pohybující se krve. Signál, jehož zdrojem jsou tkáně, má obecně velkou amplitudu, ale malý frekvenční posuv. Maximální rychlost pohybu tkáně můžeme pozorovat v systolické fázi srdečního cyklu, kdy myokard dosahuje rychlosti až 10 cm/s. Naproti tomu signál, jehož zdrojem jsou červené krvinky, má obecně malou amplitudu, ale velký frekvenční posuv. Maximální rychlost, kterou se krev pohybuje za patologických podmínek, dosahuje hodnoty 6 m/s. Tyto rozdílné vlastnosti jednotlivých složek přijímaného signálu určují postup jeho zpracování.

Uvažujeme-li typicky používanou vysílací frekvenci 2 MHz a rychlost pohybu krve 1 m/s, dosahuje dopplerovský posuv při nulovém dopplerovském úhlu hodnoty přibližně 2,7 kHz a frekvence přijímaná sondou bude 2,0027 MHz. Obě frekvence se tedy liší přibližně o 0,13 %. Prvním krokem zpracování signálu je demodulace, tedy separace dopplerovských frekvencí z vysokofrekvenčního nosného signálu [12]. Na obr. 3.2 je proces demodulace schematicky znázorněn pro přijímaný signál s dopplerovským posuvem odpovídajícím 5 % vysílané frekvence. Přijatý signál (obr. 3.2b) je porovnán s referenčním signálem (obr. 3.2a), který má stejnou frekvenci jako vysílač dopplerovského systému. Časové průběhy obou porovnávaných signálů jsou mezi sebou vynásobeny a výsledkem je signál vnesený do obr. 3.2c. Posledním krokem demodulace je odfiltrování vysokofrekvenční složky signálu, po kterém získáme časový průběh s frekvencí odpovídající dopplerovskému posuvu (obr. 3.2d).



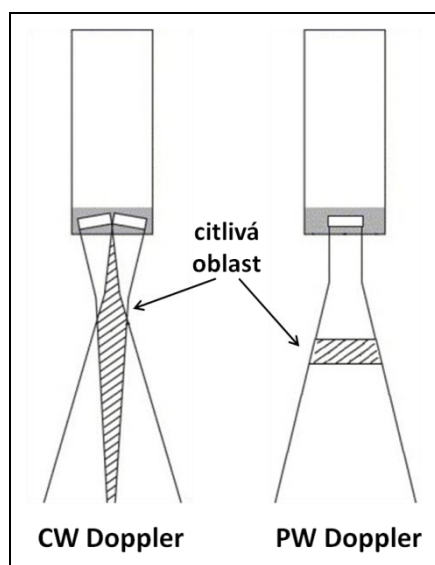
Obr. 3.2 Demodulace – CW Doppler [12]

Druhým krokem zpracování přijatého signálu je odstranění nežádoucích složek pocházejících od stacionárních a pohybujících se tkání, které by díky vysoké amplitudě překryly signál pocházející od proudící krve. Protože tyto nežádoucí složky mají obecně nízký dopplerovský posuv, slouží k jejich eliminaci filtr, který funguje jako horní propust a ze signálu odstraní všechny komponenty s frekvencí nižší než je určitá hodnota nastavená uživatelem systému. Filtrováním je ovšem odstraněna i část signálu pocházející od pomalu proudící krve, což může negativně ovlivnit výsledky kvantitativních měření.

Posledním krokem zpracování přijatého signálu je spektrální analýza, při které je metodou rychlé Fourierovy transformace vypočtena amplituda všech frekvenčních složek zastoupených ve zpracovaném signálu. Zjištěné dopplerovské posuvy jsou potom uživateli zobrazeny ve formě dopplerovského spektra.

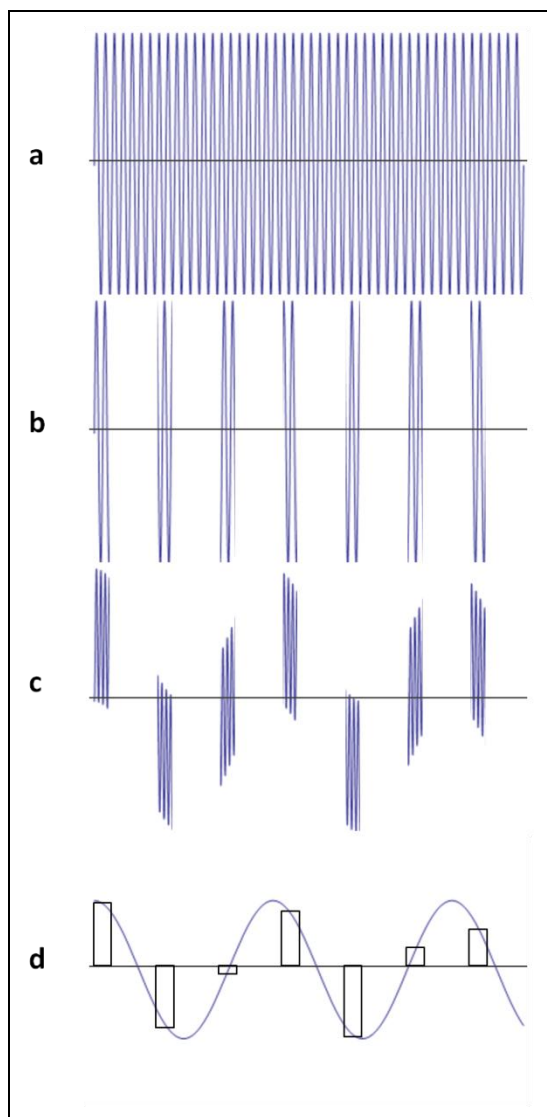
3.3. Pulzní dopplerovské systémy

Pulzní dopplerovské systémy – PW Doppler (z anglického Pulsed Wave) – vysílají do vyšetřované oblasti krátké impulzy ultrazvukového vlnění. Volbou času, po který je signál přijímán, lze měnit jak hloubku měření, tak i velikost vzorkovacího objemu [12]. Doba mezi vysláním impulzu a začátkem příjmu určuje vzdálenost vzorkovacího objemu od sondy a doba, po kterou je signál přijímán, definuje velikost vzorkovacího objemu. Ovlivnit ovšem můžeme pouze tzv. axiální délku vzorkovacího objemu – tzn. rozměr ve směru shodném se šířením ultrazvukového vlnění. Ve zbývajících dvou směrech jsou rozměry vzorkovacího objemu dány rozměry ultrazvukového svazku vyzařovaného sondou. Pro vysílání i přijímání ultrazvukového vlnění stačí jediný elektroakustický měnič. Obr. 3.3 ukazuje schematicky srovnání dopplerovských systémů s kontinuální nosnou vlnou a pulzních dopplerovských systémů.



Obr. 3.3 Dopplerovské systémy

Základní kroky zpracování přijatého signálu jsou stejné jako v případě dopplerovských systémů s kontinuální nosnou vlnou [12]. Hlavním rozdílem ovšem je, že signál není přijímán kontinuálně, což se projeví především v procesu jeho demodulace. Zatímco referenční signál je generován kontinuálně (obr. 3.4a), měřený signál je přijímán jako sekvence krátkých impulsů (obr. 3.4b). Po vynásobení časových průběhů referenčního a měřeného signálu dostáváme přerušovaný signál vyneseny do obr. 3.4c. Odfiltrováním vysokofrekvenční nosné složky získáme signál, jehož obálka odpovídá dopplerovskému posuvu (obr. 3.4d). Frekvence vzorkování výsledného signálu je shodná s pulzní opakovací frekvencí, tedy s frekvencí, se kterou jsou do vyšetřované oblasti vysílány impulzy ultrazvukového vlnění.



Obr. 3.4 Demodulace – PW Doppler [12]

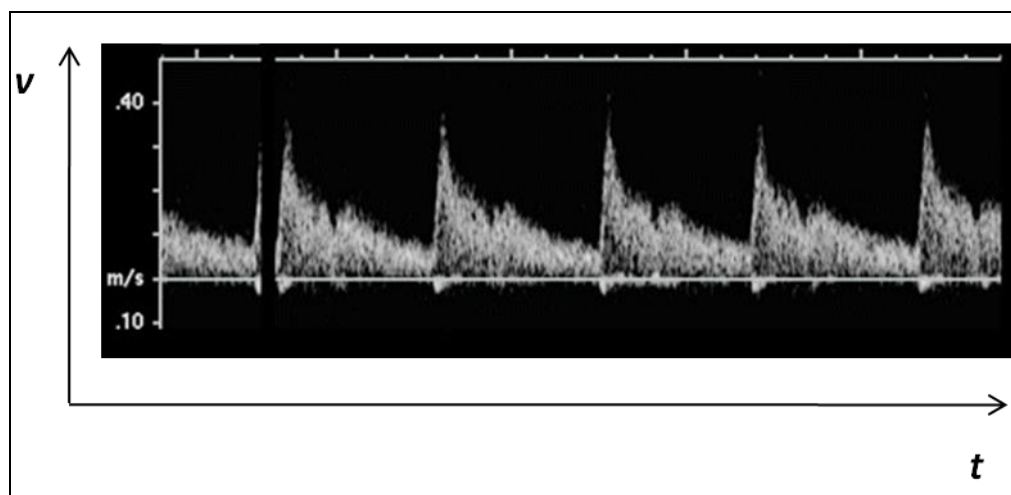
Skutečnost, že v případě pulzních dopplerovských systémů je měřený signál pouze vzorkován v určitých časových intervalech, přináší omezení na maximální měřitelný dopplerovský posuv. Z tzv. Shannonova vzorkovacího teorému vyplývá, že vzorkovací frekvence musí být minimálně dvojnásobná oproti maximální frekvenci signálu, který je vzorkován [9]. Omezení maximální frekvence při vzorkování signálu je také nazýváno Nyquistův limit. Maximální měřitelný frekvenční posuv, který zároveň určuje maximální měřitelnou rychlost, je potom roven polovině pulzní opakovací frekvence.

V dnešní době jsou většinou vyžívány především tzv. *duplexní systémy*, které kombinují pulzní spektrální měření rychlosti toku krve s dvourozměrným B zobrazením [9]. Moderní elektronické sondy obsahují velký počet elektroakustických měničů, které se podílejí na vytváření dvourozměrného ultrazvukového obrazu vyšetřované tkáně, ale mohou být využity i pro dopplerovské spektrální měření rychlosti toku krve. B obraz i dopplerovské spektrum

mohou být sondou produkovány simultánně, dochází ovšem ke zhoršení kvality záznamu (například snížení obrazové frekvence u B obrazu). Hlavní výhodou duplexních systémů je zobrazení morfologické informace, které umožňuje přesnější nastavení polohy a velikosti vzorkovacího objemu a především přesné určení dopplerovského úhlu, jehož znalost je nezbytná pro správný výpočet rychlosti z měřeného dopplerovského posuvu.

3.4. Dopplerovské spektrum

Dopplerovské spektrum je graf závislosti dopplerovského posuvu, případně vypočtené hodnoty rychlosti na čase (obr 3.5).



Obr. 3.5 Dopplerovské spektrum

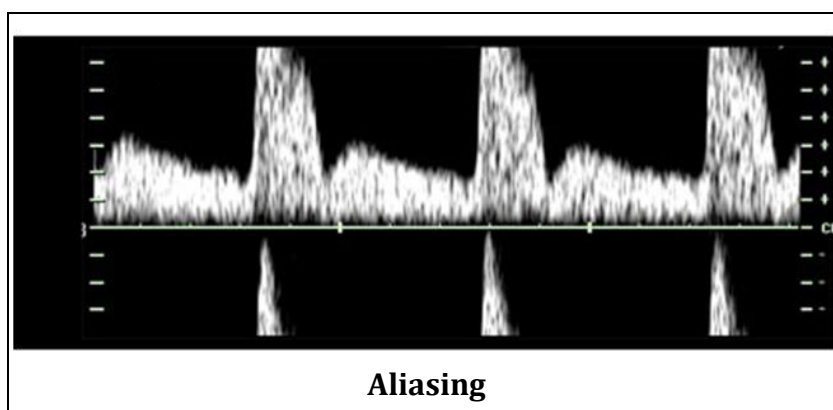
Kompletní dopplerovské spektrum je vypočteno každých 5 – 40 ms [12]. Kladné dopplerovské posuvy a rychlosti (rychlosti směrem k sondě; dopředný tok) jsou standardně zobrazeny nad vodorovnou osou a záporné dopplerovské posuvy a rychlosti (rychlosti směrem od sondy; zpětný tok) pod osou. Relativní zastoupení jednotlivých rychlostí ve spektru je dáno zobrazeným stupněm šedi (čím vyšší amplitudu signálu naměříme v určitém časovém okamžiku pro určitou hodnotu rychlosti, tím vyšší stupeň šedi bude přiřazen pixelu, který odpovídá tomuto časovému okamžiku a této rychlosti). Amplituda detekovaného signálu je pro danou rychlost dána počtem červených krvinek, které se v rámci vzorkovacího objemu touto rychlostí pohybují.

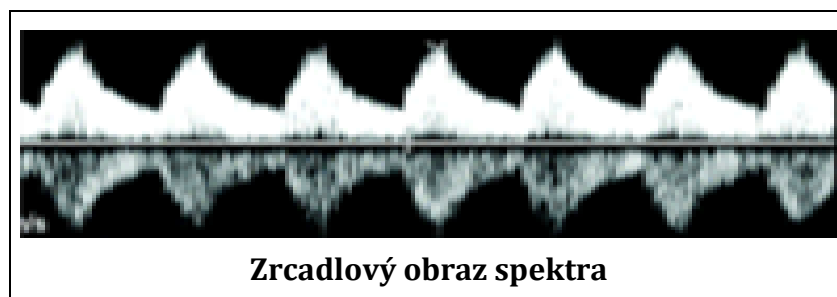
Rychlost toku krve v lidském těle dosahuje řádově do stovek cm/s a frekvence používané pro dopplerovská vyšetření se pohybují v řádech jednotek MHz. Dosadíme-li tyto hodnoty do Dopplerovy rovnice, zjistíme, že měřené dopplerovské posuvy budou v řádech stovek až tisíců Hz. Protože po převedení na akustický signál tyto frekvence spadají do oblasti slyšitelného zvuku, představuje akustický výstup dopplerovských systémů další způsob, kterým jsou zjištěné dopplerovské posuvy prezentovány vyšetřující osobě [4].

Vlastnosti dopplerovského spektra jsou určeny především charakterem toku v měřené oblasti. Vedle rozložení rychlostí ve vzorkovacím objemu je ovšem dopplerovské spektrum ovlivněno i nastavením parametrů dopplerovského systému [13]. *Výstupní výkon* určuje množství akustické energie vysílané do vyšetřované oblasti. Zvýšení výstupního výkonu zvýší úroveň frekvenčně posunutého rozptýleného signálu, který sonda přijímá, ale zároveň zvýší i potenciální riziko negativních biologických účinků na lidský organismus. Proto je nejprve vhodné optimalizovat ostatní parametry přístroje. *Zesílení přijímače* ovlivňuje elektronické zpracování přijatých signálů. Zvýšení tohoto parametru zvýší jas dopplerovského spektra na obrazovce přístroje. Zesílením dopplerovského signálu se ale zesílí i elektronický šum. Optimální je tedy nastavit zesílení přijímače na takovou úroveň, která poskytuje maximální dopplerovský signál bez nežádoucího šumu. *Vysílací frekvence ultrazvuku* ovlivňuje především maximální hloubku, ve které může měřit rychlost toku krve. S rostoucí frekvencí roste absorpce ultrazvukového vlnění a maximální možná hloubka měření se tedy snižuje. Obecně jsou pro dopplerovská měření používány nižší frekvence než pro zobrazování [14]. U moderních širokopásmových sond lze v určitém rozsahu frekvenci nastavovat. *Pulzní opakovací frekvence* udává počet impulzů, které jsou u pulzních systémů vysílány do vyšetřované oblasti za jednu sekundu, a zároveň určuje maximální měřitelný dopplerovský posuv. Zvyšování pulzní opakovací frekvence tedy zvyšuje rozsah dopplerovské škály (frekvenční nebo rychlostní). Zvýšení maximální kladné nebo záporné měřitelné rychlosti je při dané pulzní opakovací frekvenci možné *posunem nulové linie* směrem k opačným hodnotám. Posun nulové linie směrem k záporným rychlostem sice sníží interval měřitelných záporných rychlostí, ale umožní měřit vyšší kladné rychlosti (z důvodu Nyquistova limitu musí být zachována velikost intervalu měřitelných rychlostí). *Inverze spektra* umožňuje zobrazit kladné rychlosti pod nulovou linií a záporné rychlosti nad nulovou linií. Bývá obvyklé, že tok v tepnách je zobrazován nad nulovou linií a tok v žilách pod nulovou linií [13]. Nastavení *filtru* určuje frekvence, které mají být v dopplerovském spektru eliminovány. Kromě nežádoucích nízkofrekvenčních signálů, jejichž zdrojem jsou pohybující se tkáně a především cévní stěna, filtr odstraňuje i dopplerovské posuvy pocházející od pomalu tekoucí krve, což může významně ovlivnit výsledek spektrálních dopplerovských měření. U pulzních dopplerovských systémů je možné nastavit *velikost a pozici vzorkovacího objemu*. Toto nastavení se nejjednodušeji provádí u duplexních systémů, které poskytují prostřednictvím B obrazu přehled o morfologické struktuře vyšetřované oblasti. Pro přepočítání dopplerovského posuvu na rychlost toku krve je nutné znát hodnotu *dopplerovského úhlu*. Duplexní systémy

umožňují nastavit velikost dopplerovského úhlu pomocí kurzoru, který je zobrazen v B obraze. Kurzor se nastavuje podle předpokládaného směru toku krve (většinou paralelně s cévní stěnou). Pokud nemáme k dispozici morfologickou informaci zprostředkovanou B obrazem, můžeme velikost dopplerovského úhlu pouze odhadnout z aktuální pozice sondy a předpokládaného průchodu vyšetřované cévy. Platí zásada, že dopplerovský úhel by neměl při přesných měřeních rychlosti přesahovat hodnotu 60° [9]. Změna dopplerovského úhlu je možná vhodným natočením ultrazvukové sondy nebo v případě lineárních elektronických sond odkloněním ultrazvukového paprsku od přímého směru šíření (tzv. beam steering, který se uplatňuje především v situacích, kdy se úhel ozvučení vyšetřované cévy blíží 90° [13]). Jestliže dopplerovský systém umožňuje fokusaci ultrazvukového svazku, je vhodné pro zvýšení citlivosti měření *hloubku fokusu* volit v úrovni vzorkovacího objemu. Často je poloha fokusu podle umístění vzorkovacího objemu nastavována automaticky programem sonografu.

Při nesprávném nastavení parametrů dopplerovského systému se v dopplerovském spektru mohou objevit nežádoucí artefakty (obr. 3.6) [14]. Základním artefaktem pulzních dopplerovských systémů je tzv. *aliasing*, který vzniká v případě, že pulzní opakovací frekvence je nastavena na příliš nízkou hodnotu a nedochází k dostatečnému vzorkování měřeného signálu (měřený signál má vyšší frekvenci než Nyquistův limit). V takovém případě jsou dopplerovské posuvy (rychlosti), které jsou vyšší než Nyquistův limit, ve spektru nesprávně zobrazeny na opačné straně nulové linie. Odstranění tohoto artefaktu je možné zvýšením pulzní opakovací frekvence nebo posunem nulové linie. *Zrcadlový obraz spektra* (stejně spektrum se objevuje jak pro kladné tak pro záporné rychlosti) vzniká v případě nastavení zesílení přijímače na příliš vysokou hodnotu nebo v případě, že se dopplerovský úhel blíží 90° .





Obr. 3.6 Artefakty dopplerovského spektra

3.5. Barevné zobrazení toku

V tomto případě je informace o toku krve v ozvučované oblasti zobrazena prostřednictvím barevného obrazu, který je překryt přes šedotónový B obraz [15]. Vznik barevného obrazu kombinuje princip vzniku šedotónového B obrazu a dopplerovského měření rychlosti toku krve [14]. Podobně jako u B obrazu je barevný obraz tvořen jednotlivými liniemi, které odpovídají průchodu jednotlivých impulzů ultrazvukového vlnění ozvučovanou tkání. Zatímco u B obrazu je z amplitud odražených ech vytvářen ultrazvukový obraz, u barevného mapování toku je u odraženého nebo rozptýleného vlnění měřen frekvenční posuv a následně je tato informace o pohybu v ozvučované oblasti barevně kódována. Měření si můžeme představit tak, že podél každé linie obrazu leží za sebou jednotlivé vzorkovací objemy, v nichž je určována rychlost pohybu. Aby bylo možné určit dopplerovské posuvy podél jedné linie obrazu, je nutné vyslat několik impulzů ultrazvukového vlnění. Z toho důvodu je obrazová frekvence barevného obrazu nižší než obrazová frekvence šedotónového obrazu (v případě B obrazu stačí obvykle jediný impulz podél každé linie) [15]. Dvourozměrný obraz je vytvořen seskupením jednotlivých obrazových linií. Barevný obraz většinou nepokrývá celou plochu šedotónového obrazu, ale pouze jeho část – tzv. barevné okno nebo oblast zájmu – což vede ke zvýšení obrazové frekvence. Velikost i polohu okna je možné nastavit podle aktuální potřeby. V barevném obraze není možné na rozdíl od spektrálního měření zobrazit kompletní informaci o toku v dané oblasti ozvučované tkáně. U tzv. *barevného mapování toku krve (Color Flow Mapping)* je v každém pixelu zobrazena informace o průměrné rychlosti toku a směru toku. Tok směrem k sondě je standardně zobrazen červenou barvou a tok směrem od sondy modrou barvou. Jas barvy je určen rychlostí toku [9]. U tzv. *barevného zobrazení dopplerovské energie (Power Doppler)* je v každém pixelu zobrazena informace o celkové energii dopplerovského signálu. Tento mód tedy nepodává informaci o rychlosti a směru toku, ale spíše o množství červených krvinek, které se v dané oblasti obrazu pohybují

[14]. V praxi se této metody využívá především pro zobrazení toků nízkých rychlostí v malých cévách.

Ačkoliv barevné mapování toku nedává kompletní informaci o rychlosti toku krve, je velmi vhodným doplňkem spektrálního měření. Poskytuje totiž přehledný obraz o přítomnosti pohybu v ozvučované oblasti a slouží tak k volbě vhodného místa pro spektrální měření rychlosti toku. Barevný obraz také usnadňuje záchyt lokálních změn v charakteru průtoku cévou – např. je možné identifikovat místa se zvýšenou rychlostí toku, která často značí přítomnost stenózy [14]. Moderní ultrazvukové systémy mohou pracovat i v tzv. *triplexním režimu*, kdy je šedotónový obraz s barevným oknem simultánně doplněn i o spektrální měření rychlosti toku krve [9].

4. Zdroje ultrazvukového vlnění

4.1. Piezoelektrický jev

Ultrazvukové vlnění o frekvencích, které jsou používány v medicíně, je generováno pomocí piezoelektrických měničů [1]. Piezoelektrický jev objevili v roce 1880 bratři Pierre a Jacques Curie. Piezoelektrické materiály mají schopnost přeměňovat mechanické napětí na elektrické pole a mohou tedy být využívány jako elektroakustické měniče. Jako přímý piezoelektrický jev označujeme jev, kdy po aplikaci mechanického napětí dochází ke generování elektrického napětí napříč piezoelektrickým materiálem. Naopak při nepřímém piezoelektrickém jevu dochází po aplikaci elektrického napětí na opačné strany měniče k jeho expanzi nebo kontrakci [2]. Nachází-li se tedy piezoelektrický materiál v oscilujícím tlakovém poli, můžeme pomocí elektrod umístěných na jeho povrchu naměřit elektrické napětí, jehož časová závislost je shodná s časovou závislostí tlakových oscilací. Naopak, je-li na povrch piezoelektrického materiálu přivedeno střídavé elektrické napětí, dochází k oscilacím tohoto elektroakustického měniče, které generují mechanické vlnění o frekvenci shodné s frekvencí aplikovaného napětí [1].

Pro konstrukci zdrojů ultrazvukového vlnění jsou nejčastěji používány polykrytalické feroelektrické keramické materiály, které jsou polarizovány v intenzivním elektrickém poli ohřátím nad Curieovu teplotu. Při polarizaci je materiál zchlazen a nabývá piezoelektrických vlastností ve směru odpovídajícím polarizačnímu napětí [2]. Typickým zástupcem těchto materiálů je zirkon titanát olovnatý, tzv. PZT keramika [1]. Měniče jsou také vyráběny z kompozitních PZT materiálů, u nichž je v pravidelných odstupech část piezoelektrického materiálu nahrazena inertním polymerem [16].

4.2. Ultrazvukové pole elektroakustického měniče

Szabo uvádí, že při popisu ultrazvukového pole vyzařovaného elektroakustickým měničem určitého tvaru lze využít teorie difrakce ultrazvukového vlnění na otvoru se shodným tvarem [4]. Na základě Huygensova principu je možné každý bod povrchu měniče považovat za elementární zdroj vlnění a výsledné pole v daném bodě prostoru určit jako superpozici všech elementárních vln. Vlastnosti ultrazvukového pole jsou tedy dány především tvarem měniče a poměrem jeho charakteristického rozměru (např. průměru) k vlnové délce ultrazvuku v prostředí, do kterého měnič vyzařuje. Jsou-li rozměry měniče malé vůči vlnové délce ultrazvuku, lze zdroj považovat za bodový a výsledná vlnoplocha bude kulová.

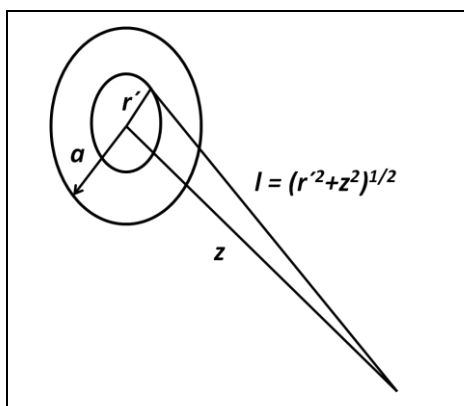
4.2.1. Ultrazvukové pole kruhového měniče

Hobbie a Roth podávají odvození vlastností ultrazvukového pole vyzařovaného kruhovým měničem o poloměru a , který kmitá v kapalině [1]. Zadní strana měniče je mechanicky i elektricky zatlumena, aby bylo zajištěno, že akustická energie je vyzařována pouze jedním směrem. Měníč je orientován tak, že jeho osa symetrie leží v ose z a přední stěna, která budí ultrazvukové pole, protíná osu z v bodě $z = 0$. Pole vytvářené kruhovým měničem lze rozdělit na dvě části – tzv. blízké a vzdálené pole.

Blízké pole je značně složité a výslednou intenzitu je možné analyticky vyjádřit pouze na ose z . Posunutí ξ kapaliny, která je v kontaktu s měničem, je stejné jako posunutí přední stěny měniče. Celá plocha měniče a sní i kapalina bezprostředně před ní kmitají rychlostí

$$\frac{d\xi}{dt} = v_0 \cdot \cos(\omega t).$$

Každý kmitající bod povrchu měniče je elementárním zdrojem vlnění, který vytváří vlnoplochu ve tvaru polokoule. Amplituda těchto kulových vln klesá jako $1/r$, kde r udává vzdálenost od zdroje. Akustický tlak je úměrný rychlosti kmitání částic. Výsledný akustický tlak v určitém bodě prostoru před měničem lze určit jako sumu příspěvků od jednotlivých elementárních zdrojů na povrchu měniče. Sumaci lze jednoduše vypočítat pouze na ose z , kde je možné vzhledem k symetrii problému místo příspěvků od jednotlivých bodů počítat příspěvky od kruhových prstenců, jejichž poloměr nabývá hodnot od 0 do a , jak ukazuje obr. 4.1, ze kterého je též patrný význam jednotlivých symbolů.



Obr. 4.1 K odvození blízkého pole

V čase t je fáze vlny ve vzdálenosti l od elementárního zdroje stejná jako fáze vlny opouštějící kruhový prstenec $r' dr'$ v dřívějším čase $t - l/c$. Výsledný akustický tlak p ve vzdálenosti z od měniče je tedy možné vypočítat pomocí integrálu

$$p \propto 2\pi \cdot \int_0^a r' \cdot \frac{\cos[\omega(t - l/c)]}{l} dr'.$$

Tento integrál lze vyřešit použitím vhodné substituce. Platí totiž, že $l^2 = r'^2 + z^2$, a tudíž $2l dl = 2r' dr'$, což po dosazení a integrování dává

$$p \propto 2\pi \cdot \int_{l=z}^{l=\sqrt{a^2+z^2}} l \cdot \frac{\cos[\omega(t-l/c)]}{l} dl = \frac{2\pi}{k} \cdot \left\{ \sin \left[\omega \left(t - \frac{\sqrt{a^2+z^2}}{c} \right) \right] - \sin \left[\omega \left(t - \frac{z}{c} \right) \right] \right\}.$$

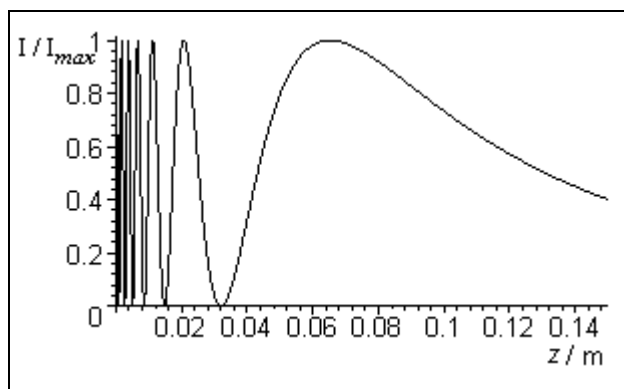
Intenzitu ultrazvukového vlnění I lze určit ze vztahu

$$I = \frac{1}{T} \cdot \int_0^T \frac{p^2}{\rho \cdot c} dt.$$

Intenzita ve vzdálenosti z od měniče je tedy úměrná výrazu

$$I \propto \sin^2 \left[\frac{\omega}{2c} \cdot \left(z - \sqrt{a^2 + z^2} \right) \right].$$

Tato závislost je vykreslena v grafu na obr. 4.2 pro měnič o poloměru 1 cm, který vysílá ultrazvukové vlnění o frekvenci 1 MHz do prostředí, v němž se ultrazvuk šíří rychlostí 1525 m/s.



Obr. 4.2 Blízké pole v ose kruhového měniče

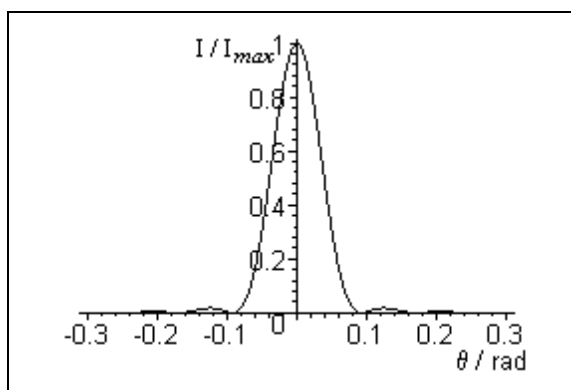
Z grafu je patrné, že v blízkosti měniče intenzita podél osy z značně osciluje. Oscilace intenzity jsou v blízkém poli charakteristické i v rovině kolmé k ose z , kde maxima a minima vytvářejí kruhové prstence. Blízké pole je ohraničeno polohou posledního maxima na ose z . Velikost blízkého pole L lze přibližně určit ze vztahu

$$L = \frac{a^2}{\lambda}.$$

Oblast, která se nachází ve vzdálenosti $z > L$ od měniče, se nazývá vzdálené pole. Ve vzdáleném poli je prostorové rozložení intenzity méně komplexní – na ose z klesá intenzita rovnoměrně se vzdáleností od zdroje jako $1/z^2$ a mimo osu z je výsledná intenzita úměrná výrazu

$$I \propto \frac{1}{r^2} \cdot \left[\frac{J_1(k \cdot a \cdot \sin \theta)}{k \cdot a \cdot \sin \theta} \right]^2,$$

kde r udává vzdálenost od středu měniče (blízko osy $r \doteq z$), J_1 je Besselova funkce prvního druhu řádu 1 a θ je úhel, který svírá osa z se spojnicí středu měniče a bodu, v němž je intenzita určována. Závislost na úhlu θ je vykreslena v grafu na obr. 4.3 pro měnič o poloměru 1 cm, který vysílá ultrazvukové vlnění o frekvenci 1 MHz do prostředí, v němž se ultrazvuk šíří rychlostí 1525 m/s.



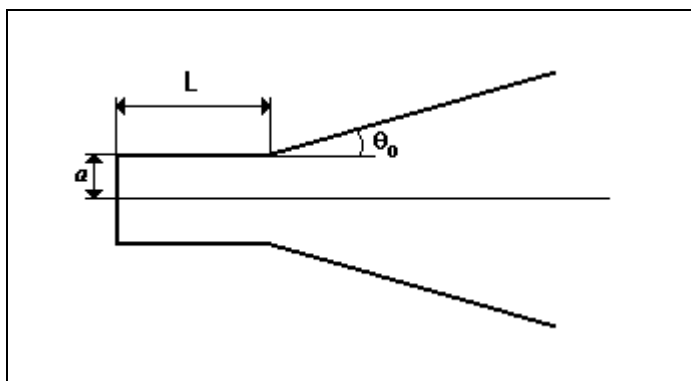
Obr. 4.3 Vzdálené pole kruhového měniče
- závislost relativní intenzity na úhlu θ

Graf ukazuje, že kromě hlavního laloku ultrazvukový paprsek obsahuje ještě další, tzv. postranní laloky. Shung uvádí, že v případě kruhového měniče je intenzita maxima prvního postranního laloku o 17 dB nižší než intenzita maxima hlavního laloku [2].

Zatímco blízké pole je možné velmi dobře aproximovat válcem, vzdálené pole má tvar kužele, jehož plášť je v prostoru ohraničen prvním minimem intenzity. Z grafu na obr. 4.3 je patrné, že toto minimum nastává při určité hodnotě úhlu $\theta = \theta_0$, která určuje úhel rozbíhavosti svazku. Úhel θ_0 lze vypočítat ze vztahu

$$\theta_0 = \arcsin \frac{1,22 \cdot \lambda}{2 \cdot a}.$$

Úhel rozbíhavosti svazku má tedy pro měnič z obr. 4.3 hodnotu $\theta_0 = 0,093 \text{ rad} = 5,3^\circ$. Tvar blízkého a vzdáleného pole kruhového měniče je schematicky zakreslen na obr. 4.4.



Obr. 4.4 Blízké a vzdálené pole kruhového měniče

4.2.2. Ultrazvukové pole pravoúhlého měniče

Pravoúhlé měniče jsou základním prvkem vyšetřovacích sond diagnostických ultrazvukových systémů. Shung uvažuje měnič o rozměrech c ve směru osy x a b ve směru osy y a uvádí, že ve směru kolmém na šíření ultrazvuku je intenzita ultrazvuku ve vzdáleném poli měniče úměrná výrazu

$$I \propto \frac{\sin[(k \cdot c \cdot \sin \theta_x)/2]}{(k \cdot c \cdot \sin \theta_x)/2} \cdot \frac{\sin[(k \cdot b \cdot \sin \theta_y)/2]}{(k \cdot b \cdot \sin \theta_y)/2},$$

kde θ_x a θ_y jsou úhly v rovině xz a yz definované podobně jako v případě kruhového měniče [2]. Ultrazvukový paprsek je opět tvořen hlavním lalokem a postranními laloky. Hlavní lalok je ohraničen prvním minimem intenzity, které nastává pro úhly

$$\theta_{x0} = \arcsin \frac{\lambda}{c}, \theta_{y0} = \arcsin \frac{\lambda}{b}.$$

Hlavní lalok má tedy ve vzdáleném poli eliptický průřez. Intenzita maxima prvního postranního laloku je v případě pravoúhlého měniče o 13 dB nižší než intenzita maxima hlavního laloku.

Uvedené vztahy pro popis ultrazvukového pole kruhového nebo pravoúhlého měniče platí pouze v případě, že tyto měniče generují kontinuálně ultrazvukové vlnění o jediné frekvenci. V případě, že měniče vysílají krátké impulzy ultrazvukového vlnění, jejichž frekvenční spektrum vždy pokrývá určitý interval frekvencí, dojde v důsledku superpozice ultrazvukových polí odpovídajících jednotlivým frekvencím k částečnému vyhlazení výsledného ultrazvukového pole [7].

4.3. Vyšetřovací sondy diagnostických ultrazvukových přístrojů

Elektronické vyšetřovací sondy moderních diagnostických přístrojů jsou tvořeny velkým počtem (typicky 128 – 256) elementárních pravoúhlých měničů. Každý měnič má na přední a zadní straně elektrodu, k níž je připojen koaxiální kabel. Při vysílání ultrazvuku je pomocí kabelu a elektrod na měnič přiveden elektrický impulz, při přijímání ultrazvuku slouží elektrody ke snímání generovaného elektrického signálu [16]. Piezoelektrický měnič kmitá nejlépe na frekvenci, která odpovídá jeho vlastní rezonační frekvenci. Rezonance v měniči nastává v případě, že jeho délka L odpovídá lichým násobkům poloviny vlnové délky ultrazvuku v piezoelektrickém materiálu λ_p [2]

$$L = n \cdot \frac{\lambda_p}{2} \quad (n = 1, 3, 5 \dots).$$

Měniče vyrobené z PZT keramiky mají tu nevýhodu, že jejich akustická impedance je přibližně 20 krát vyšší než je tomu v případě měkkých tkání lidského organismu [16]. Aby byl

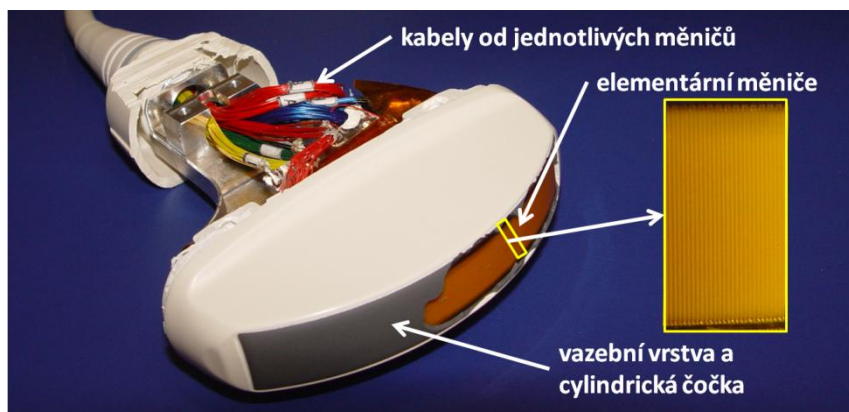
zajištěn dobrý přenos krátkých impulzů ultrazvukového vlnění do vyšetřovaných tkání, musí vyšetřovací sondy vedle samotných piezoelektrických elementů obsahovat tlumicí vrstvu na zadní straně měničů a vazební vrstvu s impedančním přizpůsobením na přední straně měničů. Pokud by sondy tyto vrstvy neobsahovaly, docházelo by na přední a zadní straně měničů k výrazným odrazům ultrazvukového vlnění, tzv. reveberacím, a ke kmitání měniče i po ukončení budícího elektrického impulsu. Tlumicí vrstva na zadní straně měničů má vysokou akustickou impedanci a vysoký absorpční koeficient, aby efektivně tlumila vlnění odražené od přední strany měniče. Vazební vrstva na přední straně měniče efektivně přenáší ultrazvukové vlnění do vyšetřované tkáně za předpokladu, že splňuje dvě základní podmínky – tloušťka vazební vrstvy odpovídá čtvrtině vlnové délky ultrazvuku v materiálu, z něž je vyrobena, a akustická impedance vazební vrstvy Z_v má velikost

$$Z_v = \sqrt{Z_p \cdot Z_T},$$

kde Z_p je akustická impedance piezoelektrického měniče a Z_T je akustická impedance měkké tkáně. Tloušťka vazební vrstvy se volí podle rezonanční frekvence piezoelektrického měniče. Protože vazební vrstva bude efektivně přenášet pouze frekvence blízké rezonační frekvenci, slouží zároveň jako frekvenční filtr, čímž zužuje rozsah frekvencí, které může daný měnič generovat. Frekvenční rozsah je možné zvýšit použitím dvou nebo více vazebních vrstev. Zvýšení frekvenčního rozsahu je základním předpokladem multifrekvenčních vyšetřovacích sond, které umožňují vyšetřující osobě výběr pracovní frekvence.

Poslední základní součástí vyšetřovací sondy je čočka, která fokusuje ultrazvukové paprsky do určité, pevně dané hloubky. Fokusace pomocí cylindrické čočky je využívána pouze v rovině kolmé ke skenovací rovině (v tzv. elevační rovině), protože ve skenovací rovině je paprsek fokusován elektronicky.

Základní součásti elektronické vyšetřovací sondy jsou zachyceny na obr. 4.5.



Obr. 4.5 Konstrukce elektronické vyšetřovací sondy

4.3.1. Základní typy vyšetřovacích sond

Podle uspořádání elementárních měničů rozlišujeme tři základní typy elektronických sond – lineární, konvexní a sektorové sondy.

Lineární sonda má elementární měniče uspořádané v řadě podél přímky. Pravoúhlé měniče nejsou naskládány bezprostředně za sebou, ale v pravidelných odstupech vyplněných inertním polymerním materiálem. Osová vzdálenost měničů je označována termínem „pitch“, mezery mezi měniči se označují jako „kerf“ [2]. Základní rozměry elementárních měničů se vztahují k vlnové délce ultrazvuku v prostředí, do nějž je ultrazvuk vyslán. Typická šířka měniče je přibližně $1,3 \lambda$ – měniče musí být dostatečně úzké, aby ve skenovací rovině vyzařovaly do širokého úhlu, ale zároveň musí být dostatečně široké, aby při 128 měničích sonda poskytovala požadovanou šířku obrazu [16]. Delší strana měniče určuje šířku paprsku v elevační rovině a typicky odpovídá přibližně 30λ , což umožňuje slabou fokusaci pomocí cylindrické čočky poskytující dostatečně úzký paprsek pro všechny vyšetřované hloubky.

Obraz vytvořený lineární sondou je pravoúhlý, šířka jeho záběru odpovídá šířce sondy. Pro vyslání jednoho ultrazvukového paprsku se vždy využívá skupina typicky 32 nebo více sousedících elementárních měničů, která bývá označována jako apertura [2]. Díky tomu mohou být vlastnosti paprsku ve skenovací rovině nastavovány podle aktuální aplikace [16]. Fokusace paprsku lze při vysílání impulzu dosáhnout postupným buzením jednotlivých měničů v apertuře. Aby byl výsledný paprsek fokusován do určité hloubky, musí jednotlivé paprsky od elementárních měničů dorazit do dané oblasti ve stejný časový okamžik. Proto je budící signál přiveden nejprve na měniče na okraji apertury a poté s odpovídajícím zpožděním na další měniče směrem k centru apertury. Jako poslední je vybuzen měnič uprostřed apertury, protože jeho dráha k ohniskové oblasti je nejkratší. Obdobným způsobem dochází k fokusaci během příjmu odražených signálů, kdy je výsledný přijatý signál dán součtem signálů přijatých jednotlivými měniči v apertuře. Dráha, po které se odražený signál vrací k jednotlivým měničům z ohniskové oblasti, je nejkratší pro měniče uprostřed apertury a nejdelší pro měniče na okraji apertury. Před sečtením signálů přijatých jednotlivými měniči jsou signály elektronicky zpožděny tak, aby se při součtu vzájemně překrývaly. Největší zpoždění je přiřazeno signálu přijatému prostředním měničem, bez zpoždění jsou pouze signály přijaté měniči na okraji apertury. Fokusování paprsku je při příjmu automaticky řízeno ultrazvukovým systémem, který ohniskovou oblast postupně umísťuje do vzrůstající hloubky. Díky této dynamické fokusaci je příjmový paprsek tvořen řadou sousedících ohniskových oblastí a je tedy velmi úzký v širokém rozsahu hloubek. Počet elementů v apertuře je během příjmu signálu dán počtem měničů, které jsou schopny registrovat signál z odpovídající

hloubky, a se zvyšující hloubkou se postupně zvětšuje. Chceme-li paprsek fokusovat do více hloubek i během vysílání impulzu, je nutné vyšetřovanou oblast rozdělit do odpovídajícího počtu zón a do každé zóny vyslat samostatný paprsek s požadovanou hloubkou ohniskové oblasti, což výrazně snižuje obrazovou frekvenci.

Další možností, jak ovlivnit vlastnosti ultrazvukového paprsku, je tzv. apodizace, která spočívá v použití budících elektrických signálů s různou amplitudou [16]. Zvýšení amplitudy budícího signálu u elementů v centru apertury vede k potlačení postranních laloků ultrazvukového paprsku a k prodloužení ohniskové oblasti, ale zároveň také k rozšíření hlavního laloku ultrazvukového paprsku. Při příjmu lze apodizace dosáhnout různým zesílením signálů přijímaných jednotlivými měniči.

Pravidelné uspořádání jednotlivých elementů v lineární sondě může vést ke konstruktivní interferenci ultrazvukových paprsků vysílaných jednotlivými měniči a vzniku postranních laloků s velkou amplitudou, které se na základě analogie s difrakcí světla na mřížce označují termínem „grating lobes“. Tyto laloky se vytvoří ve skenovací rovině v úhlu θ_g , který je dán vztahem

$$\theta_g = \arcsin\left(\frac{n \cdot \lambda}{g}\right),$$

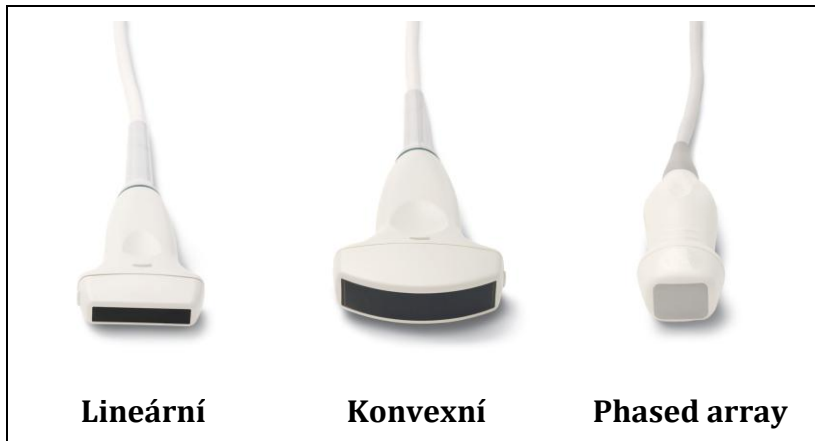
kde λ je vlnová délka ultrazvuku v prostředí, do něž je ultrazvuk vysílán, g je osová vzdálenost měničů a $n = \pm 1, \pm 2, \dots$ [2]. Aby se negativní vliv konstruktivní interference vůbec neprojevil, musela by být osová vzdálenost měničů menší než $\lambda/2$ [16]. Z předchozího vyplývá, že pro typickou lineární sondu tato podmínka splněna není.

V konvexní sondě jsou elementární měniče uspořádány do oblouku o určitém poloměru křivosti. Ve zbylých detailech je konstrukce sondy a princip generování ultrazvukových paprsků stejný jako v případě lineární sondy [16]. Díky uspořádání měničů poskytuje konvexní sonda podobně jako lineární sonda široké zorné pole, které se však se vzrůstající hloubkou ještě dále rozšiřuje. Extrémním případem jsou tzv. mikrokonvexní sondy, které mají velmi malý poloměr křivosti a poskytují tak obraz, který se svým tvarem blíží spíše sektorovému obrazu.

Sektorové sondy dostaly svůj název podle tvaru obrazu, který připomíná vějíř, jehož centrální bod odpovídá středu sondy. Podle principu tvoření jednotlivých ultrazvukových paprsků bývají tyto sondy označovány jako fázově řízené nebo podle anglického originálu phased array [14]. Konstrukce sondy je podobná lineární sondě. Počet měničů je však většinou menší – typicky 64. Typická šířka elementárního měniče je mnohem menší než v případě lineární sondy a odpovídá přibližně $\lambda/2$ [16]. Celková šířka sondy je tedy také

mnohem menší a celý ultrazvukový obraz je tak získán z poměrně malé vstupní plochy označované jako akustické vstupní okno [9].

Pro vytvoření každého ultrazvukového paprsku jsou u sektorové sondy vždy využity všechny elementární měniče [16]. Princip vychýlování paprsků je obdobný jako princip elektronické fokusace. Vychýlení paprsku je dosaženo přesným časováním buzení jednotlivých elementárních měničů. Časování musí být nastaveno takovým způsobem, aby zohlednilo fakt, že v případě vychýleného paprsku je dráha, kterou musí urazit jednotlivé paprsky od elementárních měničů, různá. Nejdelší dráhu musí urazit paprsek vyslaný měničem na okraji apertury, který se nachází na opačné straně, než je směr vychýlení. Tento měnič tedy musí být vybuzen jako první. Do časování buzení elementárních měničů se rovněž započítává zpoždění, které určuje hloubku ohniskové oblasti. Princip fokusace při vysílání i příjmu tak zůstává stejný jako v případě lineární sondy. Podmínkou je, aby měniče byly dostatečně úzké a jejich ultrazvukové pole tak pokrývalo celou plochu ultrazvukového obrazu. Vychýlení paprsku je ovšem doprovázeno snížením jeho kvality – s rostoucím úhlem vychýlení se zvětšuje šířka paprsku v ohniskové oblasti a klesá jeho amplituda. Nej kvalitnější obraz tedy fázově řízená sonda poskytuje v centru svého zorného pole. Základní typy elektronických vyšetřovacích sond ukazuje obr. 4.6.



Obr. 4.6 Základní typy elektronických vyšetřovacích sond

Princip vychýlování paprsku je někdy využíván i u lineárních sond, které potom umožňují vychýlení všech paprsků do jednoho pevně daného úhlu (tzv. beam steering). Při tomto nastavení sondy se tvar získaného obrazu změní z obdélníku na rovnoběžník [16]. Kromě výše uvedených základních typů elektronických vyšetřovacích sond dále existují mechanické sondy, které obsahují jediný měnič, jehož směřováním je získán sektorový obraz. Zvláštní skupinu potom tvoří tzv. endokavitální sondy, které jsou využívány k transvaginálním, transrektálním a transesofageálním vyšetřením.

5. Základní principy hemodynamiky

Proudění krve v cévách odpovídá komplexnímu pulznímu toku nehomogenní kapaliny v elastických trubicích. Nicméně základní principy hemodynamiky vychází z popisu ustáleného proudění viskózní kapaliny v pevné trubici [17].

5.1. Viskozita

Molekuly kapaliny na sebe vzájemně působí tzv. kohezními silami, jejichž důsledkem jsou mimo jiné i projevy vnitřního tření kapaliny [9]. Silové působení mezi dvěma blízkými vrstvami kapaliny lze vyjádřit pomocí tečného napětí τ , které je definováno vztahem

$$\tau = \frac{F}{S},$$

kde F je síla, kterou na sebe působí dvě sousední vrstvy kapaliny, a S je kontaktní plocha těchto vrstev. Uvažujeme-li dvě sousední vrstvy kapaliny vzdálené ve směru osy y o dy , které se vůči sobě pohybují ve směru osy x vzájemnou rychlostí dv_x , bude v případě tzv. newtonovských kapalin tečné napětí přímo úměrné gradientu rychlosti proudící kapaliny,

$$\tau = \eta \cdot \frac{dv_x}{dy}.$$

Konstantou úměrnosti je koeficient dynamické viskozity η . Dynamická viskozita je závislá na teplotě a s rostoucí teplotou klesá. Kapaliny, u nichž je dynamická viskozita funkcí gradientu rychlosti, se nazývají nenewtonovské.

Ve velkých cévách se krev chová jako newtonovská kapalina, nicméně při velmi nízkých gradientech rychlosti a v cévách o průměru menším než 1 mm již krev vykazuje nenewtonovské chování [10]. Při velmi nízkých gradientech rychlosti se viskozita krve zvyšuje v důsledku tvorby shluků červených krvinek. Ve velmi malých cévách naopak viskozita krve klesá. Viskozita krve má při teplotě 37 °C hodnotu 4 mPa·s. Při poklesu teploty na 25 °C vzroste viskozita o 51 %.

5.2. Viskózní tok v pevné trubici

Za fyziologických a klidových podmínek je tok krve v cévách laminární [17]. Krev se pohybuje paralelně se stěnou cévy v jednotlivých vrstvách a krvinky zůstávají stále ve stejné vrstvě.

Popis ustáleného laminárního proudění viskózní kapaliny v pevné trubici podávají Hobbie a Roth [1]. V případě ustáleného proudění nezávisí velikost okamžité rychlosti proudění kapaliny v kterémkoliv bodě trubice na čase. Trubice má poloměr R_T a délku Δx . Tlak na levém konci trubice je $p(x)$ a na pravém konci $p(x+\Delta x)$. Kapalina se pohybuje v kladném

směru osy x ($p(x) > p(x+\Delta x)$). Mezní vrstva kapaliny, která je v kontaktu se stěnou trubice má nulovou rychlost, maximální rychlostí se pohybuje kapalina v centru trubice. Uvažujeme-li uprostřed trubice objemový element kapaliny ve tvaru válce o poloměru r , musí být v případě ustáleného proudění a zanedbání gravitačního působení výsledná síla působící na tento element nulová. Tuto podmínku můžeme vyjádřit rovnicí

$$\pi \cdot r^2 \cdot p(x) - \pi \cdot r^2 \cdot p(x + \Delta x) + 2 \cdot \pi \cdot r \cdot \Delta x \cdot \eta \cdot \left(\frac{dv}{dr}\right) = 0,$$

kde první člen odpovídá síle, kterou na element působí okolní kapalina zleva, druhý člen odpovídá síle, kterou na element působí okolní kapalina zprava, a třetí člen odpovídá vnitřnímu tření kapaliny. Protože platí, že gradient rychlosti je záporný ($dv/dr < 0$), bude záporný i třetí člen rovnice. Tím je splněna podmínka, že vnitřní tření kapaliny působí vždy proti pohybu. Rovnici můžeme přepsat do tvaru

$$\frac{dv}{dr} = \frac{r}{2\eta} \cdot \left(\frac{p(x + \Delta x) - p(x)}{\Delta x}\right) = \frac{r}{2\eta} \cdot \frac{dp}{dx}.$$

Po integrování dostaneme

$$\int dv = \frac{1}{2\eta} \cdot \left(\frac{dp}{dx}\right) \cdot \int r dr$$

$$v(r) = \frac{1}{4\eta} \cdot \left(\frac{dp}{dx}\right) \cdot r^2 + K,$$

kde K je integrační konstanta. Pro tok v kladném směru osy x je $dp/dx < 0$, proto je obvyklé definovat tlakový spád Δp jako $\Delta p = p(x) - p(x+\Delta x)$ a rovnici uvádět v tvaru

$$v(r) = -\frac{1}{4\eta} \cdot \frac{\Delta p}{\Delta x} \cdot r^2 + K.$$

Integrační konstanta se určí z podmínky, že pro $r = R_T$ je rychlost pohybu kapaliny nulová ($v(r) = 0$). Pro výsledný rychlostní profil potom dostáváme

$$v(r) = \frac{1}{4\eta} \cdot \frac{\Delta p}{\Delta x} \cdot (R_T^2 - r^2).$$

Maximální rychlost v_{max} , kterou se kapalina pohybuje uprostřed trubice ($r = 0$) je tedy rovna

$$v_{max} = \frac{R_T^2}{4\eta} \cdot \frac{\Delta p}{\Delta x},$$

a rovnici rychlostního profilu můžeme psát ve tvaru

$$v(r) = v_{max} \cdot \left(1 - \frac{r^2}{R_T^2}\right).$$

Podle závislosti velikosti rychlosti na vzdálenosti r od středu trubice se tento rychlostní profil nazývá parabolický.

Objemový průtok Q je definován jako objem kapaliny, který proteče průřezem trubice za jednotku času. Objemový průtok trubicí můžeme vypočítat integrováním rovnice rychlostního profilu přes plochu trubice

$$Q = \int_0^{R_T} 2\pi r v(r) dr = \frac{2\pi}{4\eta} \cdot \frac{\Delta p}{\Delta x} \cdot \int_0^{R_T} r(R_T^2 - r^2) dr = \frac{\pi R_T^4}{8\eta} \cdot \frac{\Delta p}{\Delta x}.$$

Tento vztah objevil experimentálně francouzský fyzik Jean Leonard Marie Poiseuille v roce 1835. Střední rychlost toku v_a je definována jako podíl objemového průtoku a plošného průřezu trubice S

$$v_a = \frac{Q}{S} = \frac{Q}{\pi R_T^2} = \frac{R_T^2}{8\eta} \cdot \frac{\Delta p}{\Delta x} = \frac{v_{max}}{2}.$$

V případě parabolického profilu toku je tedy střední rychlost toku rovna polovině maximální rychlosti. Pro nestlačitelnou kapalinu se objemový průtok zachovává. Změní-li se tedy plošný průřez trubice z S_1 na S_2 , musí dojít ke změně střední rychlosti toku z $v_{a,1}$ na $v_{a,2}$, což vyjadřuje rovnice kontinuity [10]

$$S_1 v_{a,1} = S_2 v_{a,2} = konst.$$

Objemový průtok Q roste v případě laminárního proudění lineárně s tlakovým spádem Δp . Při překročení kritické hodnoty tlakového spádu přechází laminární proudění v turbulentní. Turbulentní proudění je charakterizováno tvorbou vírů a náhodným pohybem částic kapaliny ve všech směrech. V důsledku vyšších energetických ztrát roste objemový průtok s tlakovým spádem pomaleji než v případě laminárního proudění, což lze popsat mocninnou závislostí

$$Q \propto \Delta p^\chi,$$

kde $\chi = 0,5 - 0,6$ [10]. Kritické podmínky pro přechod laminárního proudění v turbulentní lze popsat pomocí bezrozměrného Reynoldsova čísla (Re), které závisí na poloměru trubice R_T , hustotě kapaliny ρ , střední rychlosti toku v_a a viskozitě kapaliny η a je definováno jako

$$Re = \frac{R_T \rho v_a}{\eta}.$$

Kritická hodnota pro vznik turbulentního proudění je 1000 [9]. Reynoldsovo číslo bývá také definováno pomocí průměru trubice. V takovém případě je potom kritická hodnota pro vznik turbulentního proudění 2000. Za fyziologických podmínek se turbulentní tok může rozvinout v aortálním oblouku během systolické fáze srdečního cyklu [10].

5.3. Proudění krve v cévách

V cévách můžeme pozorovat tři základní typy rychlostních profilů – zátkový profil, parabolický profil a oploštělý parabolický profil [14]. V případě zátkového profilu se prakticky všechny červené krvinky s výjimkou mezní vrstvy bezprostředně přiléhající k cévní stěně pohybují stejnou rychlostí. Ve spektrálním záznamu je tento typ rychlostního profilu reprezentován úzkým spektrem, které odpovídá omezenému rozsahu rychlostí. Mezi dolním okrajem spektrální křivky a nulovou linií je prázdná oblast, tzv. spektrální okno, které vypovídá o absenci pomalých rychlostí. Zátkový profil toku můžeme pozorovat především v případě ascendentní aorty. S parabolickým profilem toku se setkáme v malých cévách. Ve spektrálním záznamu pokrývá naměřený interval rychlostí všechny hodnoty od 0 po v_{max} . Počet krvinek, které se pohybují danou rychlostí, je pro všechny zastoupené hodnoty rychlosti stejný [10]. Za předpokladu rovnoměrného ozvučení celého průřezu cévy je tedy konstantní i amplituda detekovaného signálu pro všechny dopplerovské posuvy a v dopplerovském spektru tomu odpovídá konstantní stupeň šedi pro všechny rychlosti z intervalu 0 - v_{max} . Oploštělý parabolický profil toku představuje přechod mezi výše zmíněnými případy. Krvinky ve střední části cévy se pohybují stejnou rychlostí, ale směrem ke stěně cévy se rychlost rovnoměrně snižuje [14]. Za předpokladu rovnoměrného ozvučení cévy je tedy amplituda detekovaného signálu odpovídajícího vyšším rychlostem vyšší než amplituda signálu odpovídajícího nižším rychlostem. Tok krve v cévách je pulzní a charakter toku i typ rychlostního profilu se tedy v daném místě cévy v průběhu srdečního cyklu mění [10]. Tvar rychlostního profilu je dále ovlivněn zakřivením cév, větvením cév a přítomností patologických změn, např. stenózy [17].

Mechanický odpor R , který klade úsek cévního řečiště průtoku krve, je dán poměrem tlakového spádu Δp v tomto úseku a objemového průtoku Q [9]

$$R = \frac{\Delta p}{Q}.$$

Pro případ ustáleného laminárního proudění v pevné trubici o poloměru R_T a délce Δx lze mechanický odpor určit ze vztahu

$$R = \frac{8\eta\Delta x}{\pi R_T^4}.$$

Mechanický odpor je tedy především závislý na poloměru cévy. Odpory jednotlivých cévních úseků se řadí do série a vytvářejí tak celkový periferní odpor. Rozhodující význam pro celkový periferní odpor má úsek arteriol, v němž dochází k největšímu tlakovému spádu. Periferní odpor v daném místě cévy je definován jako celkový odpor, který klade cévní řečiště

distálně od místa pozorování [10]. Velikost periferního odporu ovlivňuje tvar spektrálních křivek. Vysoký periferní odpor se v rychlostní křivce projeví rychlým dopředným tokem na počátku srdeční systoly, který je následován pomalým obráceným tokem na počátku diastoly a velmi nízkou až nulovou rychlostí toku na konci diastoly [9]. Vysokoodporový typ toku je typický pro artérie horních i dolních končetin. V případě nízkého periferního odporu je nástup systolického vrcholu pomalejší, rychlost toku však nikdy neklesá k nulovým hodnotám. Nízkoodporový typ toku vykazují např. tepny zásobující krev mozek.

5.4. Dopplerovská spektrální měření

Měření rychlosti toku krve je využíváno především pro hodnocení závažnosti onemocnění kardiovaskulárního systému. Známe-li dopplerovský úhel α , můžeme rychlost proudící krve určit z naměřeného dopplerovského posuvu f_D pomocí obecné Dopplerovy rovnice

$$v = \frac{f_D \cdot c}{2 \cdot f_0 \cdot \cos \alpha}.$$

Pro hodnocení závažnosti stenózy je v případě karotidy využíváno měření maximální systolické rychlosti toku S , v případě periferních arterií je potom určován podíl maximální systolické rychlosti ve stenóze v_{sten} a maximální systolické rychlosti ve zdravé cévě před stenózou v_{prox} [18].

Chceme-li hodnotit objemový průtok Q danou cévou, musíme určit jednak časově průměrnou hodnotu rychlosti V_{TA} a jednak plošný průřez vyšetřované cévy A . Při určování časově průměrné hodnoty rychlosti ultrazvukový systém nejprve vypočte ze spektrálního záznamu v každém časovém okamžiku průměrný dopplerovský posuv f_A podle vzorce

$$f_A = \frac{\int f \cdot p(f) \cdot df}{\int p(f) \cdot df},$$

kde $p(f)$ je ultrazvukový výkon detekovaný pro dopplerovský posuv f [19]. Vypočtené hodnoty f_A jsou potom zprůměrovány za celou dobu trvání srdečního cyklu a pomocí Dopplerovy rovnice je určena časově průměrná hodnota rychlosti V_{TA} . Plošný průřez cévy se vypočítá z průměru cévy d , který je možné změřit v ultrazvukovém B-obraze. Objemový průtok je potom dán vztahem [13]

$$Q = V_{TA} \cdot A = V_{TA} \cdot \frac{\pi d^2}{4}.$$

Pro kvantitativní hodnocení pulzních spektrálních záznamů bylo zavedeno několik indexů, jejichž výhodou je, že jejich hodnota nezávisí na velikosti dopplerovského úhlu [10]. Při výpočtu těchto indexů je hodnocena obálka dopplerovského spektra, ze které je nutné určit maximální systolickou rychlost S , telediastolickou rychlost (rychlost na konci diastoly) D ,

minimální rychlost v průběhu diastoly D_{min} a časový průměr v rámci celého srdečního cyklu M . Index pulzatility PI , který se používá především pro hodnocení spektrálních dopplerovských záznamů z arterií dolních končetin, je definován jako

$$PI = \frac{S - D_{min}}{M}.$$

Index rezistence RI , který popisuje periferní rezistenci (odpor) cévy vůči proudící krvi, je definován jako

$$RI = \frac{S - D}{S}.$$

Tento index se hodnotí především u cév, u kterých krev proudí i v průběhu diastoly. RI může nabývat hodnot od 0 do 1 a s rostoucím periferním odporem roste. Dalším příkladem hodnocených indexů je systolicko-diastolický podíl S/D

$$S/D = \frac{S}{D}.$$

Pomocí tohoto podílu se hodnotí změny periferního odporu v placentě nebo v transplantovaných játrech.

Oates podává přehled základních hemodynamických parametrů vybraných cév [10]. Typické hodnoty maximální systolické rychlosti S , časově průměrné hodnoty rychlosti V_{TA} a objemového průtoku Q , které můžeme naměřit v těchto cévách, shrnuje tabulka 5.1.

Tab. 5.1 Základní hemodynamické parametry vybraných cév [10]

Céva	S [cm/s]	V_{TA} [cm/s]	Q [ml/s]
arteria carotis communis	68	18,9	7,94
arteria femoralis communis v klidových podmínkách	44	3,3	2,14
arteria femoralis communis při námaze	120	37,6	24,1
arteria tibialis posterior	44	2,8	0,2

6. Hodnocení kvality v oblasti ultrazvukové diagnostiky

Kvalita diagnostické informace získané pomocí ultrasonografických metod závisí na celé řadě faktorů, jako jsou schopnosti a zkušenosti vyšetřující osoby nebo akustické parametry tkání vyšetřované osoby. Nicméně základním předpokladem pro získání vysoce kvalitního ultrazvukového obrazu je bezchybně pracující diagnostický ultrazvukový systém.

6.1. Poruchy vyšetřovacích sond

K nejdůležitějším součástem sonografu patří vyšetřovací sondy, které jsou však podle nedávných poznatků náchylné k různým typům poruch. V roce 2009 byly publikovány výsledky švédské studie, která testovala vyšetřovací sondy běžně používané v klinické praxi [20]. V průběhu studie bylo otestováno celkem 676 vyšetřovacích sond od 7 různých výrobců, které byly používány ve 32 nemocnicích. Sondy byly testovány s využitím měřicího zařízení Sonora FirstCall 2000 Ultrasound Probe Testing System, které určuje parametry jednotlivých elementárních piezoelektrických měničů [21; 22]. Během testovacího protokolu je každý měnič sondy vybuzen elektrickým impulzem. Generovaný ultrazvukový impuls se šíří vodným prostředím ke kovovému odrazeči a po návratu k měniči je detekován a analyzován. U detekovaných impulsů je zaznamenán časový průběh, z něhož je určována amplituda, střední frekvence, frekvenční rozsah a délka impulsu. Dále je pro každý měnič a odpovídající přírodní kabel měřena úhrnná kapacita pro zjištění elektrických závad. Výsledky testu umožňují odhalit základní typy poruch sondy, ke kterým patří snížená citlivost nebo úplná ztráta funkce jednotlivých elementárních měničů (tzv. weak a dead elements), delaminace (odchlípení stínící vrstvy, vazební vrstvy nebo akustické čočky), přerušení kabelu nebo elektrický zkrat. Sondy byly ve studii považovány za poškozené, jestliže obsahovaly více než 4 sousedící elementární měniče se sníženou citlivostí, více než 2 nefunkční měniče nebo alespoň dva sousedící nefunkční měniče. Za měnič se sníženou citlivostí byl považován takový měnič, jehož citlivost byla nižší než 75 % průměrné hodnoty citlivosti všech měničů v sondě, za nefunkční měnič byl považován takový měnič, jehož citlivost klesla pod 10 % průměrné hodnoty. Výsledky studie prokázaly některé z výše uvedených poškození u 269 (39,8 %) z celkového počtu 676 zkoumaných sond. Nejčastějším typem poškození byla delaminace, která se vyskytla u 179 (26,5 %) sond. Přerušení kabelu bylo prokázáno u 57 (8,4 %) sond, elektrický zkrat u 23 (3,4 %) sond, měniče se sníženou citlivostí se vyskytly u 6 (0,9 %) sond a nefunkční měniče u 4 (0,6 %) sond. U 299 sond, které byly v pilotní studii hodnoceny jako plně funkční, byl test zopakován po uplynutí jednoho roku [23]. Nově vzniklé poškození bylo zjištěno u 81 (27,1 %) sond, z čehož autoři usuzují, že pravidelné

testování sice snižuje výskyt vadných sond, ale roční interval mezi kontrolami je příliš dlouhý. Obdobná finská studie zjistila pomocí stejného testovacího zařízení ve vzorku 151 sond 26 (17 %) poškozených [24]. Do studie byly zahrnuty sondy zakoupené v letech 1998 – 2009. Alarmující výsledky těchto studií dokládají nutnost zavedení systému pravidelných kontrol správné funkce a kvality diagnostických ultrazvukových přístrojů.

6.2. Metody hodnocení kvality diagnostických ultrazvukových přístrojů

Existuje celá řada metod pro hodnocení kvality diagnostických ultrazvukových přístrojů, která zahrnuje jak jednoduchá a rychlá měření, tak i náročné laboratorní analýzy. Jednotlivé metody se liší časovou náročností, složitostí provedení a finančními náklady. Každá z metod poskytuje výsledky, které určitým způsobem vypovídají o funkčnosti zobrazovacího systému. Pro komplexní hodnocení ultrazvukového systému je vždy nutné využít několik metod, jejichž výsledky se vzájemně doplňují.

Základní metody zahrnují např. vizuální kontrolu ultrazvukového přístroje a veškerého příslušenství se zaměřením na jakékoliv mechanické poškození a kontrolu správné funkce monitoru a tiskárny. Existuje velmi jednoduchý postup, který umožňuje s využitím kovové mince nebo kancelářské sponky detekovat nefunkční měniče a velikost apertury [25]. Metoda je založena na zobrazení mnohonásobných odrazů, které jsou generovány po přiložení kovového předmětu na povrch sondy. Detekovaná echa se zobrazí ve všech ultrazvukových liniích, do jejichž apertury je zahrnut měnič, který je v kontaktu s kovovým předmětem. Ucelenou sadu měření s názvem AUStrian Test kit, která jsou vhodná pro každodenní hodnocení kvality ultrazvukových přístrojů pomocí běžně dostupných prostředků, připravil Kollmann [26]. Základní funkce ultrazvukového systému lze hodnotit i s využitím testovacího zařízení The Nickel vyvinutého firmou Sonora Medical Systems [27]. Toto elektronické zařízení detekuje pomocí elektroakustického PVDF měniče impulzy vysílané jednotlivými měniči elektronických sond. Detekci dostatečně silného impulzu indikuje pomocí LED diody a reaguje na ni vysláním impulzu, který simuluje echo. Echo je zpracováno ultrazvukovým přístrojem a zobrazeno na jeho monitoru. Ze zobrazeného signálu lze vedle stavu sondy vyhodnotit i funkci nejdůležitějších součástí systému podílejících se na vysílání signálu a zpracování detekovaných ech ve všech základních módech (B-obraz, PW Doppler a barevné mapování toku).

Nejrozšířenější a nejznámější metodou pro hodnocení kvality ultrazvukových diagnostických přístrojů jsou fantomová měření [25]. Existuje celá řada komerčně dostupných

fantomů, které slouží k určování jednotlivých kvalitativních parametrů [28]. Jedná se většinou o nádoby vhodné velikosti, které jsou naplněny hmotou, jejíž akustické parametry (především rychlost šíření ultrazvuku a koeficient útlumu) odpovídají akustickým parametrům měkkých tkání lidského organismu. V praxi jsou nejčastěji využívány gely na vodní bázi obsahující grafitové částice sloužící jako rozptylová centra nebo materiály na bázi polyuretanu. V základní hmotě fantomu jsou rozmístěny jednotlivé cíle ve formě nylonových vláken nebo válcových oblastí naplněných hmotou s echogenitou, která je výrazně vyšší nebo výrazně nižší než v případě základní hmoty fantomu. Vlastní měření spočívá ve vytvoření ultrazvukového obrazu konkrétního cíle, z něž lze následně určit odpovídající kvalitativní parametr. Příkladem běžně dostupného testovacího zařízení je fantom Gammex 403GS LE, s jehož využitím lze stanovit např. axiální a laterální rozlišení, uniformitu obrazu, přesnost vertikálních a horizontálních měření nebo maximální hloubku penetrace [29]. Nevýhodou fantomových měření je, že jejich výsledek je ovlivněn nastavením parametrů ultrazvukového přístroje a jeho zobrazovací jednotky. Získané ultrazvukové obrazy jsou navíc vyhodnocovány subjektivně, což dále přispívá k nejednoznačnosti určených parametrů. Pro objektivní hodnocení fantomových obrazů byl vyvinut software UltraIQ, který umožňuje při opakovaných měřeních sledovat vývoj jednotlivých parametrů daného ultrazvukového systému v čase [30]. Další metodou, která je vhodná pro objektivní sledování vývoje kvalitativních parametrů ultrazvukových přístrojů, je prostorová analýza určující poměr signál-šum v trojrozměrném obraze získaném postupným skenováním speciálně připraveného fantomu obsahujícího válcové oblasti s nízkou echogenitou [31]. V odpovídajícím technickém standardu je tato metoda označována názvem Void-Detectability Ratio (VDR) [32].

K náročnějším laboratorním metodám pro hodnocení kvality zobrazení ultrazvukem se řadí analýza PSF sonografu [33]. PSF (Point Spread Function) neboli funkce rozptylu bodu je definována jako charakteristická odpověď zobrazovacího systému na vysoce kontrastní bodový cíl. Měřený signál je generován při skenování sférického kovového odražeče vhodného průměru v měřicí vaně. Analýzou ultrazvukových obrazů získaných v jednotlivých bodech lze vizualizovat jednotlivé skenovací linie a určit pozici ohniskových oblastí v azimutálním (laterálním) i elevačním směru, výrobcem přednastavenou TGC funkci, šířku skenu v elevačním směru, úroveň postranních laloků a uniformitu zesílení v azimutálním směru.

Zcela odlišným přístupem k hodnocení kvality diagnostických ultrazvukových přístrojů je měření parametrů ultrazvukových polí generovaných vyšetřovacími sondami. Celkový akustický výkon generovaný zdrojem ultrazvukového vlnění se standardně měří váhami

radiačních sil [34; 35]. Pro posouzení kvality ultrazvukového paprsku je ovšem nutné určit prostorové rozložení akustické energie pomocí hydrofonu. Hydrofon je speciálně konstruovaný elektroakustický měnič určený k bodovému měření akustického tlaku ve vodném prostředí [4]. Pro měření ultrazvukových polí generovaných zdroji využívanými v medicíně se nejčastěji využívají dva typy hydrofonů a to membránový a jehlový. Základem membránového hydrofonu je velmi tenká vrstva polyvinyliden fluoridu (PVDF). PVDF membrána je konstruována takovým způsobem, aby byla piezoelektricky aktivní pouze v malé kruhové oblasti s průměrem typicky 0,2 – 1 mm. Membránové hydrofony mají plochou frekvenční charakteristiku a poskytují tedy prakticky konstantní citlivost pro široký rozsah frekvencí (až 30 MHz). Díky tomu mohou být využity především pro měření akustických parametrů pulzních systémů. U kontinuálních zdrojů ultrazvukového vlnění může docházet při použití membránového hydrofonu k nežádoucímu vzniku stojatého vlnění [36]. Jehlové hydrofony měří akustický tlak prostřednictvím malého disku piezoelektrického materiálu umístěného na konci sondy ve tvaru jehly. Komerčně dostupné jehlové hydrofony mají průměr měniče od 40 μm do 1 mm. Jehlové hydrofony mají větší citlivost ve srovnání s membránovými hydrofony odpovídající velikosti, ale jejich frekvenční charakteristika vykazuje větším míru variability v důsledku difrakce dopadajícího ultrazvukového vlnění okolo špičky jehly. Nicméně bylo prokázáno, že při znalosti frekvenční charakteristiky a využití metody dekonvoluce pro výpočet akustického tlaku z měřeného napětí lze pomocí jehlového hydrofonu přesně měřit i širokopásmové akustické signály [37]. Základní akustické parametry ultrazvukových polí a metody jejich měření jsou definovány v mezinárodním standardu IEC 62127-1 [38]. Protože ultrazvuková pole generovaná zdroji využívanými v medicíně mají komplexní charakter, slouží k jejich mapování automatizované systémy, které vedle přesného skenování hydrofonu v měřicí vaně zajišťují i příjem a zpracování měřeného signálu [36].

6.3. Fantomy pro dopplerovské ultrazvukové metody

Základním typem fantomu pro dopplerovské ultrazvukové metody je průtokový fantom, jehož obecné parametry jsou definovány v mezinárodním standardu IEC 61685 [39]. Fantom je tvořen blokem materiálu, jehož akustické parametry (rychlost šíření ultrazvuku, koeficient útlumu, akustická impedance a echogenita) odpovídají akustickým parametrům měkkých tkání lidského organismu. Tabulka 6.1 shrnuje předepsané hodnoty těchto parametrů.

Tab. 6.1 Akustické parametry materiálu simulujícího měkkou tkáň (f je frekvence ultrazvuku v MHz)

Parametr	Hodnota předepsaná v IEC 61685
rychlost šíření ultrazvuku	$(1540 \pm 15) \text{ m/s}$
koefficient útlumu	$(0,5 \pm 0,05) \cdot f \text{ dB/cm} \cdot \text{MHz}$
akustická impedance	$(1,6 \pm 0,16) \cdot 10^6 \text{ kg/m}^2 \cdot \text{s}$
koefficient zpětného rozptylu	$(1 - 4) \cdot 10^{-6} \cdot f^4 \text{ cm}^{-1} \cdot \text{Sr}^{-1} \cdot \text{MHz}^{-4}$

Blokem materiálu procházejí přímé kanály s kruhovým průřezem, které umožňují průtok kapaliny, jejíž akustické a reologické parametry odpovídají parametrům lidské krve ve velkých arteriích, kde je možné zanedbat newtonovské chování. Hodnoty těchto parametrů předepsané normou jsou uvedeny v tabulce 6.2.

Tab. 6.2 Akustické a reologické parametry kapaliny simulující krev (f je frekvence ultrazvuku v MHz)

Parametr	Hodnota předepsaná v IEC 61685
rychlost šíření ultrazvuku	$(1570 \pm 30) \text{ m/s}$
hustota	$(1050 \pm 40) \text{ kg/m}^3$
viskozita	$(4 \pm 0,4) \text{ mPa} \cdot \text{s}$
koefficient útlumu	$< 0,1 \cdot f \text{ dB/cm} \cdot \text{MHz}$
koefficient zpětného rozptylu	$(1 - 10) \cdot 10^{-9} \cdot f^4 \text{ cm}^{-1} \cdot \text{Sr}^{-1} \cdot \text{MHz}^{-4}$

Koncentrace částic, které v kapalině zabezpečují rozptyl ultrazvukového vlnění, by měla být alespoň taková, aby se v jakémkoliv měřeném vzorkovacím objemu nacházelo minimálně 1000 těchto částic. Průtočné kanály jsou tvořeny trubicemi z vhodného materiálu, který nahrazuje funkci cévní stěny. Na stěně trubice dochází k odrazu, ohybu a útlumu ultrazvukového vlnění. Míru vlivu těchto efektů na procházející ultrazvukový paprsek určuje především typ a tloušťka materiálu, z něhož je trubice vyrobena. Možná je i varianta bez stěny, kdy je průtočný kanál vytvořen jako dutina procházející základní hmotou fantomu. Umístění kanálů v základní hmotě fantomu umožňuje měřit parametry toku v různých hloubkách pod jeho povrchem. Směr průchodu kanálu by měl s povrchem fantomu svírat úhel 30° , 45° nebo 60° . Trubice by měly mít vnitřní průměr 0,5, 1, 2, 4, 8, 16 nebo 32 mm s maximální přijatelnou odchylkou $\pm 10 \%$. Tok kapaliny je ustálený, aby jeho parametry byly v maximální míře přesně definovatelné. Podél celé délky trubice procházející fantomem by měl být plně rozvinutý parabolický profil toku. Pro splnění této podmínky je třeba dostatečně dlouhý úsek přímé trubice s konstantním průměrem, kterým musí kapalina projít před vstupem do fantomu. Norma stanoví minimální vstupní délku trubice L na

$$L = 0,03 \cdot D \cdot Re,$$

kde D je průměr trubice a Re je Reynoldsovo číslo definované pomocí průměru trubice. Vztah platí pro podmínky laminárního proudění ($Re < 2000$).

Ucelený přehled konkrétních realizací průtokového fantomu podává Hoskins [40]. Uvádí, že jako materiál simulující měkkou tkáň jsou nejčastěji využívány agarové nebo želatinové hydrogely s příměsí celulózy, grafitu nebo oxidů hliníku. Základem komerčně dostupných fantomů je často polyuretan. Jako materiál nahrazující funkci cévní stěny bylo použito např. sklo nebo různé druhy plastů, teflon, latex, silikon a C-flex. Akustické vlastnosti většiny těchto materiálů ovšem neodpovídají akustickým parametrům cév. Jako nejvhodnější doposud využitý materiál se jeví kryogel na bázi polyvinylalkoholu (PVA-c), u něhož lze fyzikální vlastnosti ovlivnit postupem přípravy. Nejdůležitější složkou kapaliny simulující krev jsou částice zabezpečující rozptyl ultrazvukového vlnění. Bylo prokázáno, že koeficientu zpětného rozptylu odpovídajícímu lidské krvi lze dosáhnout pomocí relativně velkých ($30\text{ }\mu\text{m}$) polystyrenových částic o nízké koncentraci (17 mm^{-3}) nebo relativně malých ($5\text{ }\mu\text{m}$) nylonových částic o vysoké koncentraci (300000 mm^{-3}). Popsány byly také kapaliny na bázi olejové emulze. K čerpání kapaliny fantomem byla využita celá řada různých typů čerpadel včetně zubových, peristaltických, pístových a odstředivých. Kromě ustáleného proudění je často generován i pulzní tok, jehož spektrální křivky odpovídají arteriálnímu toku v různých částech cévního řečiště.

Variantou průtokového fantomu je tzv. anatomický fantom, jehož cílem je co nejvěrněji napodobit skutečnou klinickou situaci. Nejčastěji modelovanou cílovou oblastí je bifurkace společné karotidy. Anatomický fantom může být tvořený skutečnou cévou zalitou do agarového gelu [41], materiálem simulujícím cévní stěnu vymodelovaným do tvaru reálné cévy [42], případně existuje i varianta bez cévní stěny [43; 44]. Fantomy jsou využívány k hodnocení parametrů fyziologických i patologických toků, kdy se zaměřují především na změny vyvolané přítomností stenózy [45; 46]. Zvláštním typem průtokového fantomu je také perfuzní fantom, který simuluje měkkou tkáň obsahující velký počet náhodně orientovaných malých cév a je často využíván při hodnocení echokонтрастních látek [47; 48].

Vedle průtokového fantomu existují i další experimentální systémy, které umožňují generování dopplerovského signálu. Zdrojem dopplerovského signálu v tzv. string fantomu je pohybující se hedvábné, nylonové nebo pryžové vlákno ponořené v kapalině s vhodnou rychlostí šíření ultrazvuku [49]. Volba materiálu vlákna je klíčová pro vlastnosti generovaného dopplerovského signálu [50; 51]. Hlavní výhodou tohoto fantomu je jeho jednoduchost a znalost přesné rychlosti pohybu vlákna. Pohybující se vlákno může být v případě tzv. belt fantomu nahrazeno pásem vhodně upravené pryže [52]. Tento typ fantomu je díky své konstrukci vhodný i pro hodnocení barevného mapování toku. Obdobnou variantou je fantom generující dopplerovský signál prostřednictvím rotujícího válce

z plexiskla s upraveným povrchem [53]. Existují i fantomy s vibrujícím cílem tvořeným tenkým filmem, které generují stejné dopplerovské spektrum pro dopředný i zpětný tok [54].

Na zcela odlišném principu fungují elektronické fantomy. Nejmodernějším zařízením spadajícím do této kategorie je Leicesterský dopplerovský fantom [55]. Tento fantom detekuje ultrazvukové impulzy vysílané pulzními dopplerovskými systémy prostřednictvím elektroakustického měniče přiloženého na povrch vyšetřovací sondy pokrytý gelem. Detekované impulzy jsou digitalizovány a modulovány simulovaným dopplerovským signálem. Modulované impulzy jsou poté s časovým zpožděním odpovídajícím nastavené hloubce vzorkovacího objemu vysílány zpět do ultrazvukového systému, kde jsou zpracovány a zobrazeny ve formě dopplerovského spektra. Fantom zároveň detekuje zpracované dopplerovské spektrum z akustického výstupu ultrazvukového systému a umožňuje jeho analýzu a porovnání se simulovaným dopplerovským signálem. Pro hodnocení přesnosti měření rychlosti ultrazvukovým systémem lze pomocí fantomu simulovat jak monofrekvenční dopplerovský signál odpovídající jediné měřené hodnotě rychlosti, tak i multifrekvenční signál odpovídající reálnému dopplerovskému spektru.

B / Experimentální část

1. Cíl a teoretická východiska práce

Cílem této práce je přispět k bezpečnému používání ultrazvuku v rámci lékařské diagnostiky. Z hlediska biologického rizika, jehož příčinou je interakce ultrazvukové energie a tkání lidského organismu, jsou ultrazvuková vyšetření při dodržení doporučených klinických postupů a obecného principu ALARA (as low as reasonably achievable) považována za bezpečná [56; 57]. Vedle možných negativních účinků ultrazvuku na lidský organismus je ovšem ultrazvuková diagnostika spojena s dalším rizikem, které bývá označováno jako riziko interpretační [58]. Tento druh rizika spočívá ve falešně pozitivním nebo falešně negativním diagnostickém závěru a vzniká v důsledku chybně provedeného nebo chybně vyhodnoceného ultrazvukového vyšetření. Příčiny interpretačních rizik jsou subjektivní i objektivní. Za subjektivní příčiny lze považovat špatnou manipulační schopnost s vyšetřovací sondou, vedoucí k chybnému obrazu a nedostatečné znalosti sonoanatomie, vedoucí k nesprávné interpretaci obrazu. Mezi objektivní příčiny interpretačních rizik patří obrazové artefakty a špatné zobrazovací schopnosti přístroje způsobené buď jeho stářím, nebo špatným technickým stavem. Poruchy diagnostického ultrazvukového systému, jež nejčastěji postihují vyšetřovací sondy, vedou často k postupným změnám ultrazvukového obrazu, které jsou však při běžném provozu jen obtížně zachytitelné. Byl zdokumentován klinický případ, kdy nedošlo k odhalení vrozené srdeční vady prokazatelně v důsledku poruchy vyšetřovací sondy [20]. Zatímco subjektivní příčiny interpretačních rizik jsou zcela závislé na znalostech a zkušenostech vyšetřující osoby, objektivní příčiny lze účinně eliminovat pravidelnou kontrolou správné funkce a kvality diagnostických ultrazvukových přístrojů. Příklady fungujících programů, které se zaměřují na hodnocení kvality v rámci ultrazvukové diagnostiky (tzv. quality assurance programy), lze nalézt v literatuře [59; 60]. Nicméně v České republice doposud neexistuje žádný podobný program, který by zajišťoval kontrolu správné funkce ultrazvukových diagnostických systémů a snižoval tak možná negativní rizika pro pacienty.

Dojde-li ke zjištění závady ultrazvukového systému, je nutné určit, nakolik tato závada ovlivňuje kvalitu získané diagnostické informace. Hodnocení závažnosti poruch je důležitým krokem v procesu kontroly kvality přístroje, neboť rozhoduje o dalším postupu řešení zjištěného problému. Na tuto skutečnost upozorňují i autoři obou studií zaměřujících se na výskyt poruch u vyšetřovacích sond běžně používaných v klinické praxi [20; 23; 24]. Ti pro rozhodování o funkčnosti/nefunkčnosti sond využili kritéria navržená výrobcem měřicího

zařízení FirstCall 2000 Ultrasound Probe Testing System [22]. Zároveň však poukazují na nutnost přesnějšího posouzení dopadu konkrétní poruchy sondy na výsledek klinického vyšetření. Weigang et al. prokázali, že již dva nefunkční elementární měniče mohou výrazně ovlivnit parametry ultrazvukového paprsku generovaného vyšetřovací sondou a výsledky spektrálních dopplerovských měření [61]. Nicméně detailní a systematická analýza vlivu různě závažných poruch elektronických sond na výsledky klinických měření ve standardních vyšetřovacích módech diagnostických ultrazvukových systémů doposud nebyla publikována.

Cílem této práce je určit vliv přesně definované poruchy sondy sonografu na přesnost spektrálních dopplerovských měření rychlosti toku krve. Dalším cílem je určit parametry ultrazvukového paprsku generovaného vyšetřovací sondou v dopplerovském módu a změny těchto parametrů v důsledku simulovaného poškození sondy dát do souvislosti se změnami zjištěnými v dopplerovských spektrech.

2. Metodika měření a zpracování naměřených dat

2.1. Dopplerovský fantom

Autorem použitého dopplerovského fantomu je Dr. Kollmann z Lékařské univerzity ve Vídni [62]. Návrh a konstrukce tohoto fantomu vychází z evropského projektu, jehož cílem bylo připravit průtokový fantom, který odpovídá požadavkům definovaným v mezinárodním standardu IEC 61685 [63].

Základní složkou materiálu simulujícího měkkou tkáň lidského organismu je 3 % agarový gel, který je připraven ve směsi destilované vody a glycerolu. Kompletní složení základní hmoty fantomu je shrnuto v tabulce 2.1.

Tab. 2.1 Složení materiálu simulujícího měkkou tkáň [62]

Složka	Hmotnostní podíl (%)
agar	3
destilovaná voda	83
glycerol	11
práškový Al_2O_3 - $\varnothing$ zrn $0,3\ \mu\text{m}$	1
práškový Al_2O_3 - $\varnothing$ zrn $3\ \mu\text{m}$	1
práškový SiC	0,5
fungicidní látka	0,5

Vhodný poměr glycerolu a destilované vody zajišťuje odpovídající rychlost šíření ultrazvuku. Zrna práškového oxidu hlinitého a karbidu křemíku slouží jako rozptylová centra, která určují echogenitu materiálu. Fungicidní látka zabraňuje růstu plísní a mikroorganismů. Akustické parametry takto připraveného materiálu jsou shrnuty v tabulce 2.2.

Tab. 2.2 Akustické parametry materiálu simulujícího měkkou tkáň [62]

Parametr	Deklarovaná hodnota
rychlost šíření ultrazvuku	$(1541 \pm 3)\ \text{m/s}$
koeficient útlumu	$(0,5 \pm 0,03) \cdot f\ \text{dB/cm} \cdot \text{MHz}$
akustická impedance	$(1,62 \pm 0,01) \cdot 10^6\ \text{kg/m}^2 \cdot \text{s}$

Z tabulky vyplývá, že základní akustické parametry tohoto materiálu odpovídají požadavkům standardu IEC 61685 [39]. Koeficient zpětného rozptylu nebyl určen, nicméně v ultrazvukovém obraze vykazuje základní hmota fantomu obdobnou echogenitu jako měkké tkáně lidského organismu.

Průtočné kanály jsou tvořeny hadicemi z materiálu na bázi silikonu, který je známý pod komerčním názvem C-flex. Rychlost šíření ultrazvuku v tomto materiálu je $1550\ \text{m/s}$, jeho akustická impedance má hodnotu $1,33 \cdot 10^6\ \text{kg/m}^2 \cdot \text{s}$. Základní hmotou fantomu procházejí dvě hadice – jedna o vnitřním průměru $8\ \text{mm}$ a tloušťce stěny $0,8\ \text{mm}$ a jedna o vnitřním průměru $4\ \text{mm}$ a tloušťce stěny $1,6\ \text{mm}$. Směr průchodu hadic svírá s povrchem fantomu úhel

30°. Vstupní délka, tedy přímý úsek hadice s konstantním průměrem před vstupem do fantomu, je 40 cm pro hadici s větším průměrem a 20 cm pro hadici s menším průměrem.

Kapalina simulující lidskou krev byla připravena podle závěrů, ke kterým dospěli Ramnarine et al. [64]. Jako částice zabezpečující rozptyl ultrazvukového vlnění byly využity polyamidové částice o velikosti 5 μm , které jsou dostupné pod komerčním názvem Orgasol. Kompletní složení kapaliny simulující krev je shrnuto v tabulce 2.3.

Tab. 2.3 Složení kapaliny simulující lidskou krev [64]

Složka	Hmotnostní podíl (%)
Orgasol	1,82
destilovaná voda	83,86
glycerol	10,06
dextran	3,36
surfaktant	0,9

Glycerol opět slouží k zajištění odpovídající rychlosti šíření ultrazvuku, dextran je polysacharid, který se do kapaliny přidává pro zvýšení její viskozity na požadovanou hodnotu. Hustota kapaliny odpovídá hustotě polyamidových částic, které se v ní tedy volně vznášejí. Pro zajištění dostatečné disperze rozptylujících částic je do kapaliny přidáván surfaktant. V praxi je využíván např. komerční produkt Synperonic N, který se vyznačuje nízkou pěnivostí. Pro zajištění delší životnosti kapaliny je vhodné přidat fungicidní látku, při přípravě kapaliny bylo použito deset kapek koncentrovaného roztoku methylparabenu. Akustické a reologické parametry použité kapaliny simulující lidskou krev shrnuje tabulka 2.4, ze které vyplývá, že tato kapalina splňuje požadavky standardu IEC 61685 [39].

Tab. 2.4 Akustické a reologické parametry kapaliny simulující krev [64]

Parametr	Deklarovaná hodnota
rychlost šíření ultrazvuku	$(1548 \pm 5) \text{ m/s}$
hustota	$(1037 \pm 2) \text{ kg/m}^3$
viskozita	$(4,1 \pm 0,1) \text{ mPa}\cdot\text{s}$
koeficient útlumu	$(0,05 \pm 0,01) \text{ dB/cm}\cdot\text{MHz}$

Koeficient zpětného rozptylu nebyl číselně stanoven, nicméně komparativním měřením bylo prokázáno, že ultrazvukový výkon rozptýlený zpět ke zdroji vlnění odpovídá s dostatečnou přesností lidské krvi [65]. Před každým měřením byla kapalina odplyněna, aby byla minimalizována možnost vzniku vzduchových bublin.

Kapalina je poháněna kalibrovaným peristaltickým čerpadlem Masterflex L/S 7550-30 (Cole-Parmer Instrument Co., USA). V cirkulačním obvodu je před samotným fantomem zařazen tlumič pulzací Masterflex L/S pulse dampener 07596-20 (Cole-Parmer Instrument Co., USA), který zajišťuje, že čerpadlo poskytuje kontinuální tok. Pomocí trojcestného kohoutu lze volit, kterou hadicí bude kapalina protékat. Kapalina fantomem proudí směrem

vzhůru, aby případné vzduchové bubliny volně procházely do rezervoáru. Obr. 2.1 zachycuje kompletní průtokový fantom.



Obr. 2.1 Dopplerovský průtokový fantom

2.2. Simulace poruchy sondy

Poruchy sondy byly simulovány prostřednictvím ultrazvukového diagnostického systému Sonix RP (Ultrasonix Medical Corporation, Kanada). Tento ultrazvukový systém je vybavený softwarem, který umožňuje vypínat jednotlivé měniče elektronických vyšetřovacích sond. Vypnutý měnič se chová jako tzv. dead element, nepodílí se tedy ani na vysílání ultrazvukového paprsku ani na příjmu odražených a rozptýlených ultrazvukových signálů. Poruchy byly simulovány u všech tří základních typů vyšetřovacích sond – u lineární sondy L14-5/38, u konvexní sondy C5-2/60 a u phased array sondy PA4-2/20.

Lineární sonda L14-5/38 (SN: TRA1.0-SL00.012) obsahuje 128 elementárních měničů o rozměrech 0,2798 mm v azimutálním směru a 4 mm v elevačním směru. Osová vzdálenost mezi měniči je 0,3048 mm, mezery mezi měniči mají šířku 0,025 mm. Střední frekvence měničů má hodnotu 7,2 MHz. Pro zobrazování umožňuje sonda volit frekvence 6,6, 10 a 14 MHz, pro dopplerovské metody 4, 5 a 6,6 MHz. V elevační rovině jsou ultrazvukové paprsky fokusovány do hloubky 16 mm.

Konvexní sonda C5-2/60 (SN: TRA1.0-SC00.725) obsahuje 128 elementárních měničů o rozměrech 0,424 mm v azimutálním směru a 13 mm v elevačním směru. Osová vzdálenost mezi měniči je 0,479 mm, mezery mezi měniči mají šířku 0,055 mm. Poloměr křivosti oblouku, do něž jsou měniče uspořádány, je 60 mm. Střední frekvence měničů má hodnotu 3,5 MHz. Pro zobrazování umožňuje sonda volit frekvence 2,5, 3,3 a 5 MHz, pro dopplerovské metody 2, 2,5 a 3,5 MHz. V elevační rovině jsou ultrazvukové paprsky fokusovány do hloubky 97 mm.

Phased array sonda PA4-2/20 (SN: TRA1.0-SP00.202) obsahuje 64 elementárních měničů o rozměrech 0,250 mm v azimutálním směru a 14 mm v elevačním směru. Osová vzdálenost mezi měniči je 0,300 mm, mezery mezi měniči mají šířku 0,050 mm. Střední frekvence měničů má hodnotu 2,5 MHz. Pro zobrazování umožňuje sonda volit frekvence 2,5, 3,3 a 4 MHz, pro dopplerovské metody 2, 2,5 a 3 MHz. V elevační rovině jsou ultrazvukové paprsky fokusovány do hloubky 61 mm.

Prostřednictvím vypínání jednotlivých elementárních měničů lze simulovat přesně definované poruchy sond. Pro měření byly využity poruchy, které odpovídají tzv. worst case conditions – poruchy sond tedy byly tvořeny skupinami sousedících vypnutých měničů situovanými do středu apertury využívané pro spektrální dopplerovská měření. Závažnost poruchy sondy byla dána počtem vypnutých měničů, který byl volen v rozmezí od 1 do 10.

2.3. Měření dopplerovských spekter

Během všech měření byl pomocí kalibrovaného čerpadla objemový průtok nastaven na 200 ml/min. Parametry ustáleného laminárního proudění s parabolickým profilem toku byly měřeny v obou hadicích pomocí všech tří typů sond.

Pro každou hadici a každý typ sondy byly zvoleno vhodné experimentální uspořádání a optimální nastavení ultrazvukového diagnostického systému. Sonda byla na povrch fantomu přiložena takovým způsobem, aby podélná osa hadice ležela ve skenovací rovině. Hloubka pod povrchem fantomu, ve které byly parametry toku měřeny, byla volena jako maximální hloubka, v níž lze získat dostatečně kvalitní barevný dopplerovský záznam. V případě konvexní a phased array sondy tomu odpovídala hloubka přibližně 40 mm a v případě lineární sondy hloubka přibližně 20 mm. Parametry ultrazvukového systému byly pro získání co nejkvalitnějšího dopplerovského spektra optimalizovány během měření s neporušenou sondou. Pro každou sondu byla zvolena nejnižší možná pracovní frekvence, aby byl minimalizován útlum vysílaných ultrazvukových impulzů a přijímaného signálu. Pro konvexní a phased array sondu tomuto nastavení odpovídá frekvence 2 MHz a pro lineární sondu frekvence 4 MHz. Výstupní výkon byl nastaven na maximální hodnotu. Zesílení přijímače bylo nastaveno podle hladiny šumu – vždy bylo zvoleno maximální zesílení, které do dopplerovského spektra nevnášelo žádný viditelný šum. Pulzní opakovací frekvence byla nastavena na nejmenší hodnotu, která umožňuje nezkrácený záznam kompletního dopplerovského spektra. Minimalizace pulzní opakovací frekvence zajišťuje, že spektrum naměřených rychlostí bude pokrývat co nejširší část rychlostní škály. Filtr byl nastaven na nejnižší možnou hodnotu, aby docházelo k co nejmenšímu zkreslení naměřeného rychlostního

spektra v důsledku eliminace dopplerovských posuvů pocházejících od pomalu tekoucí kapaliny. Zároveň však byl filtr nastaven na takovou hodnotu, aby u všech použitých sond došlo ke stejnému ovlivnění naměřených výsledků. U lineární sondy, která pracovala na dvojnásobné frekvenci oproti konvexní a phased array sondě, byla tedy nastavena dvojnásobná hodnota filtru. Velikost vzorkovacího objemu byla nastavena tak, aby pokrývala celý průřez hadice. Pro hadici o vnitřním průměru 8 mm tomu z dostupných možností nejlépe odpovídá axiální délka vzorkovacího objemu 9,5 mm a pro hadici o vnitřním průměru 4 mm potom axiální délka vzorkovacího objemu 5 mm. Velikost dopplerovského úhlu byla nastavena podle průchodu hadice fantomem na 60° . Ohnisková oblast byla nastavena do hloubky pod povrchem fantomu, která odpovídala pozici vzorkovacího objemu. Pro zobrazení amplitudy detekovaného signálu byla zvolena lineární stupnice šedi. Rychlost posuvu spektra byla nastavena na takovou hodnotu, aby se kompletní naměřené spektrum vykreslilo každých 8 ms. Funkce vyhlazení spektra, která slouží k redukci šumu prostřednictvím průměrování po sobě následujících spekter, byla vypnuta. Experimentální uspořádání s phased array sondou přiloženou na povrch fantomu je znázorněno v obr. 2.2.



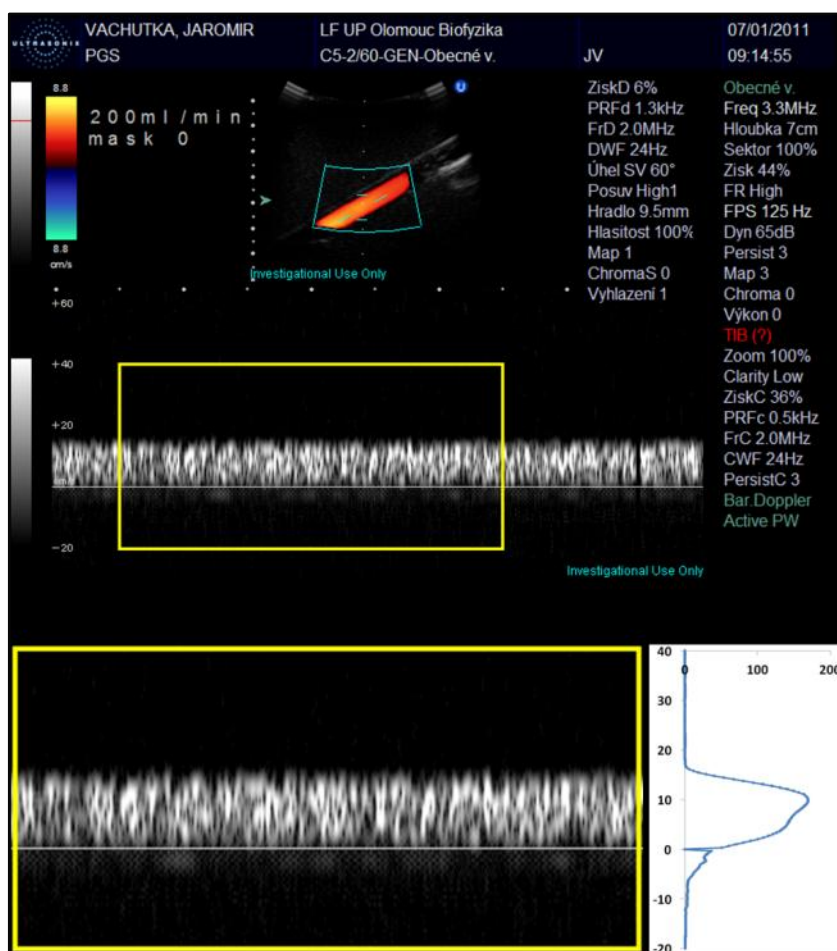
Obr. 2.2 Experimentální uspořádání

Pomocí neporušené sondy bylo naměřeno a uloženo 10 dopplerovských spekter. Poté bylo stejné měření zopakováno pro sondu s 1 – 10 vypnutými měniči, aniž by došlo k jakékoliv změně experimentálního uspořádání. Jak poloha sondy na povrchu modelu, tak parametry ultrazvukové systému tedy zůstávaly během celé sady měření stejné, čímž bylo zajištěno, že příčinou rozdílů v naměřených dopplerovských spektrech je výhradně porucha sondy. Dále

byla celá sada měření zopakována pro různé polohy ohniskové oblasti $z(F)$ – byly zkoumány případy, kdy byla hloubka fokusu nastavena do menší i větší vzdálenosti od povrchu modelu než aktuální poloha vzorkovacího objemu.

2.4. Analýza dopplerovských spekter

Naměřená dopplerovská spektra byla uložena ve formě bitmapy. Z bitmapy byla vybrána oblast zájmu, která v naměřeném spektru pokrývala odpovídající interval rychlostí a časový úsek dlouhý 3 sekundy. V rámci zvolené oblasti zájmu byly zprůměrovány hodnoty jasu v pixelech, které odpovídaly stejné měřené hodnotě rychlosti, tedy v pixelech ležících v jednotlivých horizontálních řadách. Tímto způsobem byl z každého uloženého dopplerovského spektra vypočten histogram naměřených rychlostí. Výpočet histogramu naměřených rychlostí vychází z předpokladu, že tok kapaliny fantomem je ustálený. Postup zpracování digitálních obrazů spekter je schematicky znázorněn na obr. 2.3.



Obr. 2.3 Analýza digitálních obrazů dopplerovských spekter

Z deseti opakovaných měření byl poté vypočten průměrný histogram naměřených rychlostí. Pro každou měřenou hodnotu rychlosti v byla vypočtena průměrná hodnota jasu $\bar{a}(v)$ ze vztahu

$$\bar{a}(v) = \frac{1}{N} \cdot \sum_{i=1}^N a_i(v),$$

kde $a_i(v)$ odpovídá hodnotě jasu vypočtené pro danou hodnotu rychlosti v i -tém histogramu naměřených rychlostí a N je počet měření. Směrodatná odchylka aritmetického průměru $\delta_{\bar{a}(v)}$ a chyba měření $\Delta\bar{a}(v)$ pro hladinu spolehlivosti 68,27 % byla určena ze vztahu

$$\Delta\bar{a}(v) = k \cdot \delta_{\bar{a}(v)} = k \cdot \sqrt{\frac{1}{N \cdot (N - 1)} \sum_{i=1}^N (a_i(v) - \bar{a}(v))^2},$$

kde k je Studentův koeficient pro danou hladinu spolehlivosti a daný počet stupňů volnosti. Pro $N = 10$ měření je počet stupňů volnosti $n = N - 1 = 9$ a hodnota Studentova koeficientu je 1,059 [66]. Průměrné histogramy naměřených rychlostí byly v rámci každé sady měření porovnány pro jednotlivé stupně závažnosti poruchy sondy.

Z průměrného histogramu naměřených rychlostí byl určen celkový detekovaný dopplerovský výkon, maximální naměřená rychlost toku a průměrná rychlost toku. Změny těchto parametrů větší než 10 % oproti hodnotám naměřeným s nepoškozenou sondou byly považovány za významné.

Úroveň jasu v jednotlivých pixelech digitálního obrazu dopplerovského spektra je určena amplitudou signálu, který je v daném časovém okamžiku detekován pro danou hodnotu rychlosti. Ze zobrazených stupňů šedi v dopplerovském spektru sice nelze určit absolutní velikost detekovaného dopplerovského výkonu, nicméně lze určit relativní změny této veličiny za předpokladu, že nedojde ke změně parametrů ultrazvukového systému (především ke změně výstupního výkonu a zesílení přijímače). Pro výpočet celkového detekovaného dopplerovského výkonu byl v průměrném histogramu naměřených rychlostí určen interval rychlostí $\langle v_L; v_H \rangle$, jejichž průměrná hodnota jasu byla vyšší než 1/10 maximální hodnoty histogramu. Celkový detekovaný dopplerovský výkon P_D byl potom určen jako součet průměrných hodnot jasu u všech rychlostí spadajících do tohoto intervalu,

$$P_D = \sum_{v=v_L}^{v_H} \bar{a}(v).$$

Chyba vypočtené hodnoty celkového detekovaného dopplerovského výkonu ΔP_D pro hladinu spolehlivosti 68,27 % byla určena ze zákona přenosu chyb, který v tomto případě vede ke vztahu

$$\Delta P_D = \sqrt{\sum_{v=v_L}^{v_H} (\Delta \bar{a}(v))^2}.$$

Maximální naměřená rychlost toku v_{MAX} byla určena jako nejvyšší hodnota rychlosti v , jejíž průměrná hodnota jasu $\bar{a}(v)$ v průměrném histogramu naměřených rychlostí byla vyšší než 10.

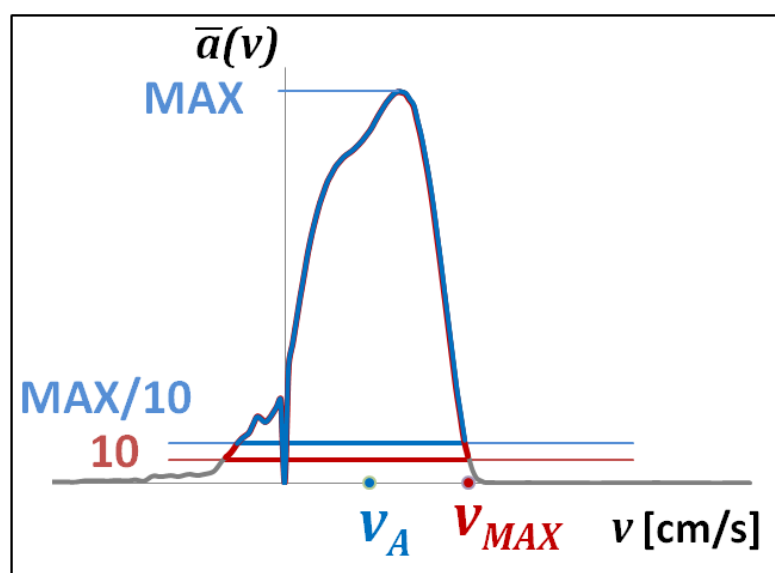
Průměrná rychlost toku v_A byla z průměrného histogramu naměřených rychlostí vypočtena jako vážený průměr rychlostí spadajících do intervalu $\langle v_L; v_H \rangle$, přičemž průměrné hodnoty jasu $\bar{a}(v)$ byly váhami pro odpovídající hodnoty rychlosti v

$$v_A = \frac{\sum_{v=v_L}^{v_H} \bar{a}(v) \cdot v}{\sum_{v=v_L}^{v_H} \bar{a}(v)}.$$

Chyba vypočtené hodnoty průměrné rychlosti toku Δv_A pro hladinu spolehlivosti 68,27 % byla určena ze zákona přenosu chyb, který v tomto případě vede ke vztahu

$$\Delta v_A = \sqrt{\sum_{v=v_L}^{v_H} \left(\left(\frac{v - v_A}{\sum_{v=v_L}^{v_H} \bar{a}(v)} \right)^2 \cdot (\Delta \bar{a}(v))^2 \right)}.$$

Postup výpočtu parametrů toku z průměrného histogramu naměřených rychlostí je schematicky znázorněn na obr. 2.4.



Obr. 2.4 Výpočet parametrů toku

2.5. Analýza akustického výstupu ultrazvukového systému

Obdobným způsobem jako digitální obrazy dopplerovského spektra byl analyzován i akustický výstup ultrazvukového systému. Akustický signál byl vyhodnocen pomocí

digitálního paměťového osciloskopu LeCroy WaveRunner 62Xi (LeCroy Corporation, USA). Na první kanál osciloskopu byl přiveden signál odpovídající dopřednému toku a na druhý kanál signál odpovídající zpětnému toku. Záznam akustického spektra osciloskopem je zachycen na obr. 2.5.



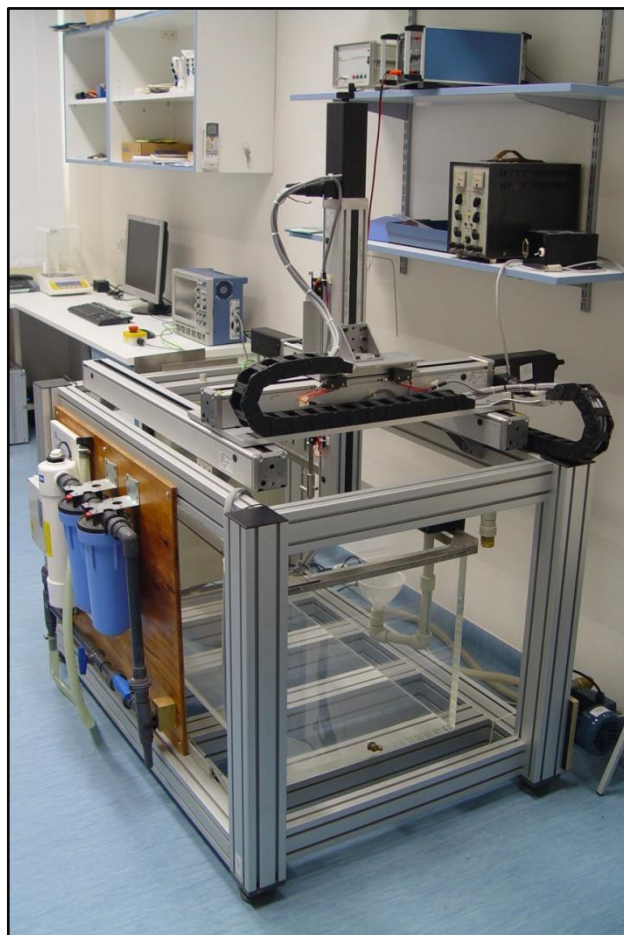
Obr. 2.5 Záznam akustického spektra osciloskopem LeCroy

Metodou rychlé Fourierovy transformace, která je součástí softwarového vybavení osciloskopu, bylo vypočteno amplitudové spektrum akustických signálů. Pro každé experimentální uspořádání a každou použitou simulovanou poruchu sondy bylo uloženo 5 amplitudových spekter z obou kanálů osciloskopu, přičemž každé uložené spektrum odpovídalo průměru ze sta po sobě jdoucích měření. V uložených spektrech byly jednotlivým hodnotám frekvence s využitím obecné Dopplerovy rovnice přiřazeny odpovídající hodnoty rychlosti. Následná analýza rychlostních spekter byla analogická jako v případě digitálních obrazů dopplerovského spektra. Jediným rozdílem bylo, že ze spekter nebyla určována hodnota maximální naměřené rychlosti toku a v případě měření s hadicí o vnitřním průměru 4 mm bylo z důvodu vysoké hladiny šumu pro určení intervalu rychlostí $\langle v_L; v_H \rangle$ využito kritérium poklesu amplitudy signálu na 2/10 maxima namísto 1/10.

2.6. Měření parametrů generovaných ultrazvukových paprsků

Parametry ultrazvukových paprsků generovaných použitými vyšetřovacími sondami pro dopplerovská spektrální měření byly měřeny hydrofonem s využitím měřicí a testovací vany Precision Acoustics (Precision Acoustics Ltd, Velká Británie). Ultrazvuková vana má rozměry $0,5 \times 0,5 \times 1$ m a je naplněna deionizovanou a odplyněnou vodou. Prostřednictvím

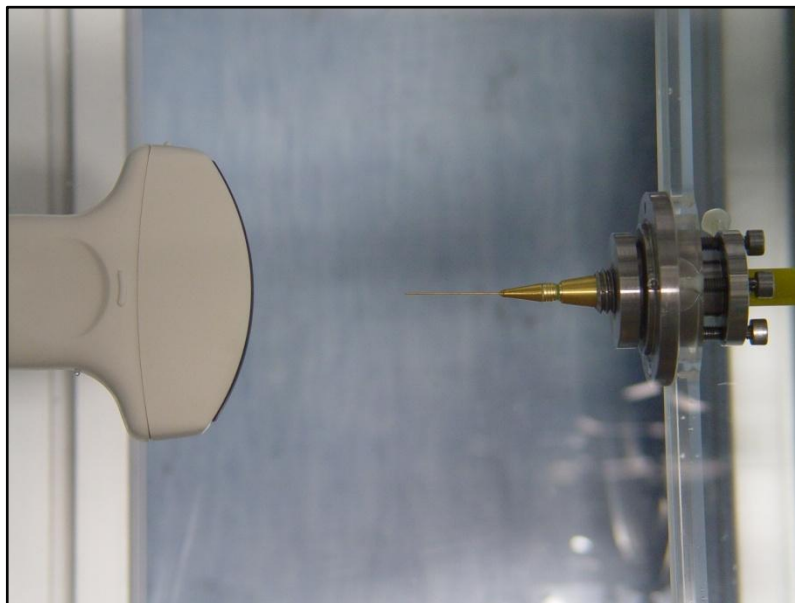
systému na údržbu vody, který se sestává z čerpadla, filtrů o velikosti pórů 5 μm a 1 μm , UV lampy a okruhu pro odplynění, jsou udržovány požadované vlastnosti náplně vany a je zabráněno její degradaci a růstu mikroorganismů. Příslušenství vany umožňuje přesné polohování hydrofonu ve třech vzájemně kolmých osách. Osa z je orientována ve směru vysílání ultrazvukového vlnění, osa x leží ve skenovací rovině a osa y v elevační rovině. Pohyb hydrofonu je řízen softwarem, který umožňuje nastavit změny polohy podél jednotlivých os s krokem po 0,01 mm. Software zároveň slouží k vytváření automatických lineárních skenů ultrazvukového pole podél jednotlivých os a plošných skenů v rovinách kolmých k těmto osám. Signál z hydrofonu je digitalizován a zaznamenán digitálním paměťovým osciloskopem LeCroy WaveRunner 62Xi (LeCroy Corporation, USA) se vzorkovací rychlostí 10 GS/s. Naměřené signály jsou zpracovány a vyhodnoceny řídicím softwarem vany. Ultrazvuková vana s příslušenstvím je zachycena na obr. 2.6.



Obr. 2.6 Ultrazvuková vana s příslušenstvím

Parametry ultrazvukového pole byly měřeny kalibrovaným jehlovým hydrofonem Precision Acoustics (Precision Acoustics Ltd, Velká Británie) o průměru měniče 0,2 mm (SN: 1009). Nastavení ultrazvukového systému bylo během všech měření shodné jako

v případě dopplerovských měření parametrů toku v hadici o vnitřním průměru 8 mm. Pro každý typ sondy byly parametry ultrazvukového pole určeny v oblasti odpovídající centru vzorkovacího objemu. V případě neporušené sondy byl v této oblasti vytvořen plošný sken v rovině kolmé k ose paprsku. Plocha skenu pokrývala čtvercovou oblast o rozměrech 20×20 mm. Parametry ultrazvukového pole byly měřeny ve 41×41 bodech s krokem po 0,5 mm, přičemž centrální bod skenu ležel v ose paprsku. Vliv poruchy sondy na parametry ultrazvukového paprsku byl stanoven prostřednictvím lineárních skenů podél osy x (v azimutálním směru) a podél osy y (v elevačním směru). Pro každou simulovanou poruchu sondy byly vytvořeny skeny čítající 81 měřených bodů s krokem po 0,5 mm, centrální bod opět ležel v ose paprsku. Obr. 2.7 ukazuje detail konvexní sondy ponořené do měřicí vany a hydrofon umístěný v ose ultrazvukového paprsku.



Obr. 2.7 Konvexní sonda a jehlový hydrofon v měřicí vaně

Řídící software testovací vany pro každý bod skenu zaznamenává digitalizovaný časový průběh elektrického napětí generovaného hydrofonem při dopadu ultrazvukového impulzu. Pro vyloučení náhodných výchylek je každý zaznamenaný průběh signálu průměrem z 33 po sobě jdoucích měření. Při vyhodnocování skenu je každý měřený bod charakterizován číselným parametrem, který odpovídá součtu čtverců hodnot napětí naměřených v jednotlivých časových okamžicích $\sum U_i^2$. Tento parametr je úměrný celkovému množství akustické energie obsaženému ve snímaném ultrazvukovém impulzu, protože velikost napětí generovaného hydrofonem je úměrná dopadajícímu akustickému tlaku a intenzita ultrazvukového vlnění je úměrná druhé mocnině akustického tlaku. Pro relativní srovnání intenzity ultrazvukové energie v jednotlivých bodech ultrazvukového pole a pro určení vlivu

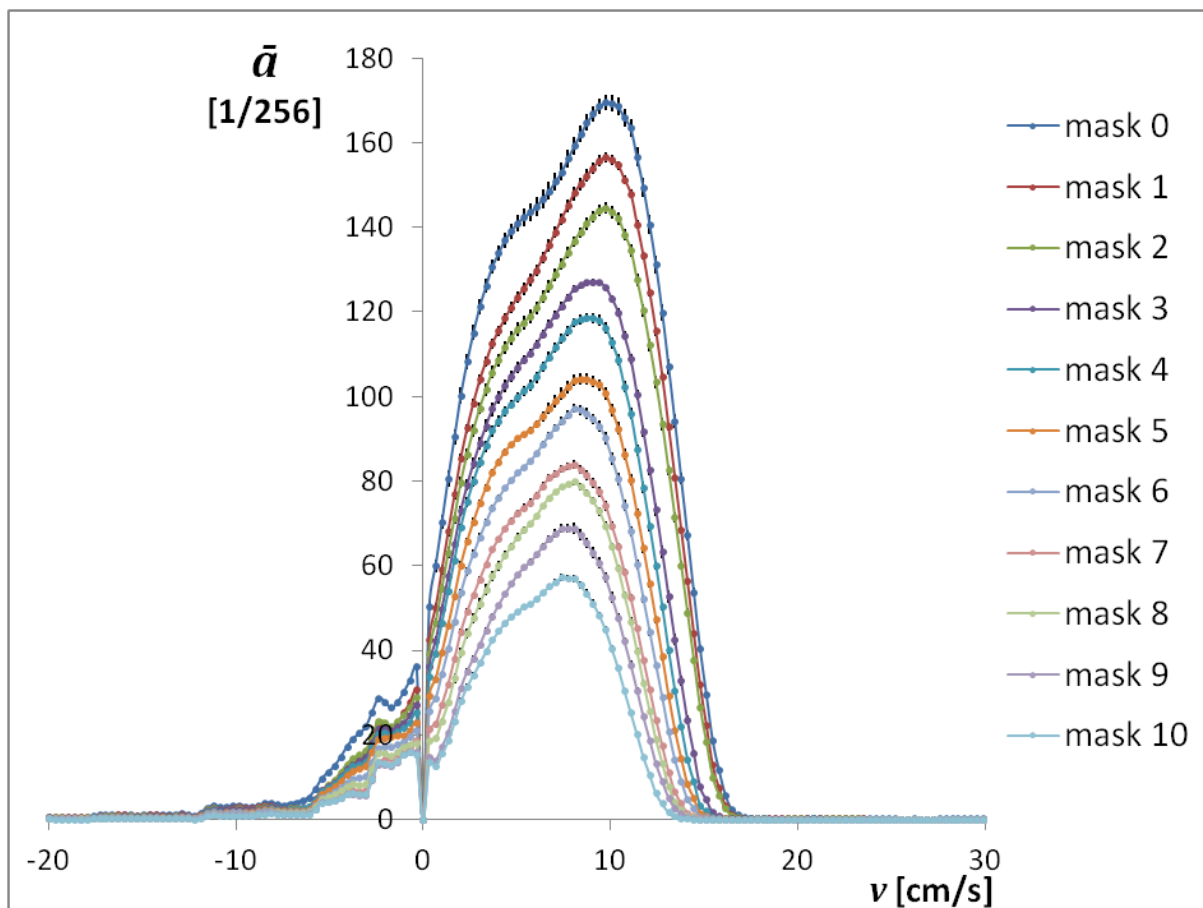
poruchy vyšetřovací sondy na generovaný ultrazvukový paprsek je tedy takový číselný parametr plně dostačující. Řídící software vany navíc umožňuje při bodových měřeních prostřednictvím dekonvoluce naměřeného napěťového signálu a s využitím frekvenční charakteristiky hydrofonu vypočítat časový průběh akustického tlaku a odvozené akustické parametry – pozitivní a negativní amplitudu akustického tlaku (p_+ a p_-), průměrnou hodnotu intenzity ultrazvuku v průběhu impulzu (I_{PA}), dobu trvání impulzu (tp) a pracovní frekvenci (f). Pro neporušenou sondu i pro každý stupeň simulované poruchy byly tyto parametry určeny v ose paprsku ve vzdálenosti od sondy odpovídající centru vzorkovacího objemu, přičemž každá naměřená hodnota představovala průměr z pěti po sobě jdoucích měření. Celá sada měření byla zopakována analogicky k měření dopplerovských spekter pro tři různé polohy ohniskové oblasti.

3. Výsledky a diskuse

3.1. Měření rychlosti v hadici o $\varnothing$ 8 mm – konvexní sonda

3.1.1. Analýza dopplerovského spektra

Graf 3.1 ukazuje průměrné histogramy naměřených rychlostí získané pomocí konvexní sondy s jednotlivými stupni závažnosti poruchy při měření parametrů toku v hadici o průměru 8 mm. Parametr „mask“ odpovídá počtu vypnutých měničů.



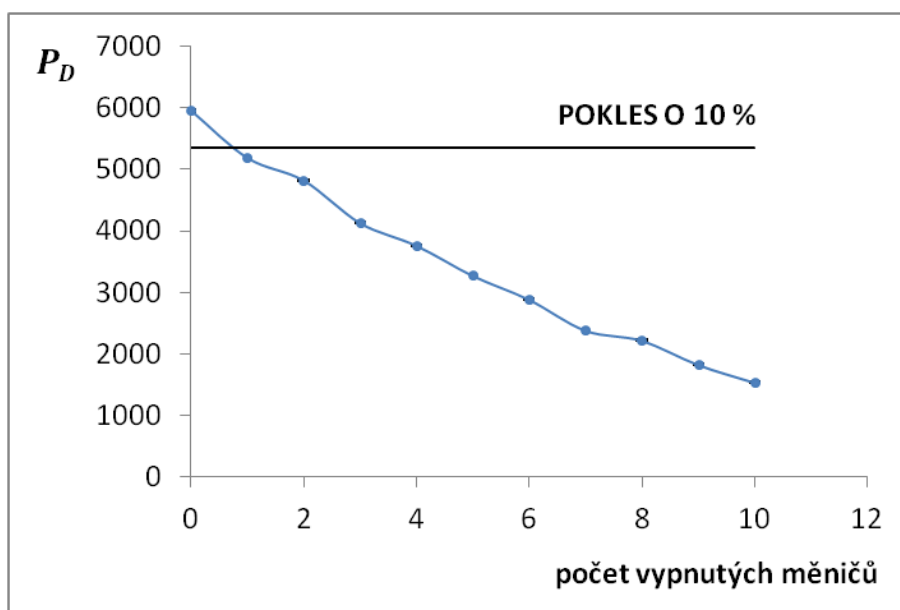
Graf 3.1 Změny dopplerovského spektra vyvolané simulovanou poruchou sondy

Z grafu je patrné, že amplituda detekovaného signálu klesá s rostoucím počtem vypnutých měničů. Zároveň dochází k posunu maxima histogramu směrem k nižším rychlostem a k jeho zužování, tedy ke snižování velikosti intervalu měřených rychlostí. Změna amplitudy a tvaru histogramu určuje změny jednotlivých zkoumaných parametrů toku.

Uvažujeme-li ustálené laminární proudění s parabolickým profilem toku a rovnoměrné ozvučení celého průřezu hadice, měli bychom pro všechny rychlosti z intervalu od 0 po v_{MAX} získat konstantní amplitudu detekovaného signálu. Pro daný průměr hadice a použitou velikost průtoku kapaliny simulující lidskou krev je minimální vstupní délka pro rozvinutí parabolického profilu toku rovna 3,22 cm. Vzhledem k tomu, že vstupní délka hadice

s průměrem 8 mm je 40 cm, lze profil toku v měřeném místě považovat za parabolický. V naměřeném dopplerovském spektru byla ovšem pro nižší rychlosti detekována relativně nižší amplituda signálu než pro vyšší rychlosti. Tuto změnu tvaru histogramu oproti teoretickému předpokladu lze vysvětlit nerovnoměrným ozvučením průřezu hadice, které vede k tomu, že amplituda signálu detekovaná z centrální části hadice je vyšší než amplituda signálu detekovaná z okrajových částí hadice. Tímto fenoménem se detailně zabývali Thompson et al. a Steel a Fish [67; 68; 69]. Protože v centrální části hadice se částice kapaliny pohybují nejvyšší rychlostí a směrem ke stěnám hadice rychlost postupně klesá, je amplituda signálu nejvyšší právě pro rychlosti blíží se hornímu limitu intervalu detekovaných rychlostí. Druhým výrazným rozdílem v naměřeném histogramu rychlostí oproti teoretickému předpokladu je nenulová amplituda signálu u záporných rychlostí. Tato část spektrálního záznamu je artefaktem vznikajícím při detekci a zpracování dopplerovského signálu, jehož existenci potvrdil i výrobce použitého ultrazvukového systému. Nicméně i tyto neexistující negativní rychlosti byly zahrnuty do výpočtu jednotlivých parametrů toku.

Do grafu 3.2 je vynesena závislost celkového detekovaného dopplerovského výkonu P_D na počtu vypnutých měničů.

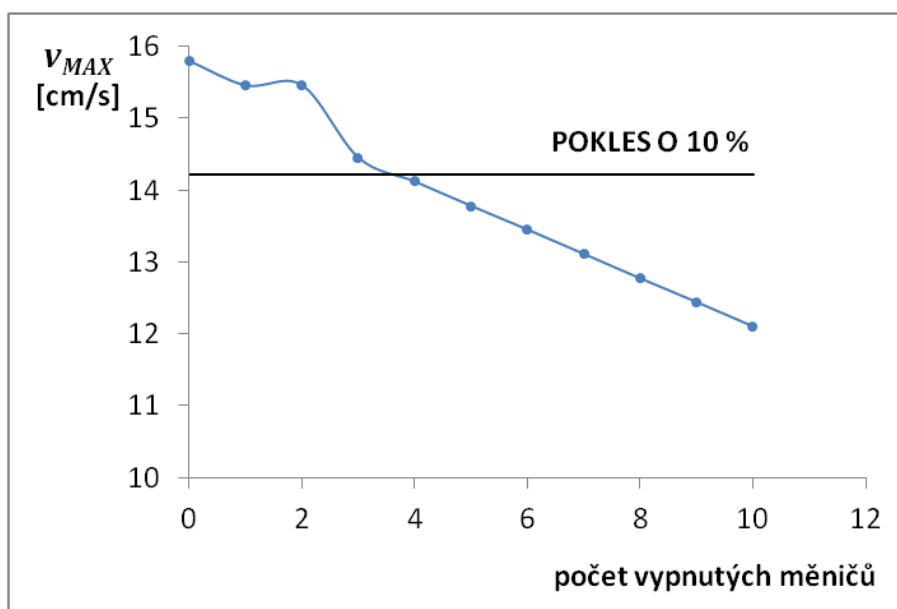


Graf 3.2 Závislost celkového detekovaného dopplerovského výkonu na počtu vypnutých měničů

Celkový dopplerovský výkon postupně klesá s rostoucím počtem vypnutých měničů. Pokles tohoto parametru větší než 10 % oproti hodnotě naměřené s nepoškozenou sondou byl zaznamenán již u jediného vypnutého měniče. V případě deseti vypnutých měničů dosahoval celkový detekovaný dopplerovský výkon přibližně jedné čtvrtiny původní hodnoty.

Pokles celkového detekovaného dopplerovského výkonu s rostoucím počtem vypnutých měničů lze nejlépe modelovat kvadratickou závislostí. Vyjdeme ze zjednodušeného předpokladu, že množství detekovaného signálu je přímo úměrné počtu elementárních měničů v přijímací apertuře n_p a ultrazvukovému výkonu rozptýlenému kapalinou simulující lidskou krev zpět k vyšetřovací sondě ($P_D \propto n_p \cdot P_{BS}$). Množství ultrazvukové energie, které se rozptýlí zpět ke zdroji vlnění je přímo úměrné dopadající intenzitě ultrazvuku ($P_{BS} \propto I_D$). Předpokládáme-li dále, že intenzita ultrazvukového vlnění dopadající do vzorkovacího objemu je přímo úměrná počtu elementárních měničů ve vysílací apertuře n_v ($I_D \propto n_v$), dostáváme, že celkový detekovaný dopplerovský výkon je úměrný počtu měničů ve vysílací apertuře a počtu měničů v přijímací apertuře ($P_D \propto n_p \cdot n_v$). Odtud je patrné, že závislost celkového detekovaného dopplerovského výkonu na počtu vypnutých měničů N bude kvadratická ($P_D \propto (n_p - N) \cdot (n_v - N)$). Tato hypotéza byla potvrzena provedením regresní analýzy naměřených dat v programu Excel, kdy pro polynom 2. stupně nabýval koeficient determinace hodnoty $R^2 = 0,9977$ (naproti tomu pro lineární závislost $R^2 = 0,9839$ a pro exponenciální závislost $R^2 = 0,9934$).

Graf 3.3 ukazuje závislost maximální naměřené rychlosti toku v_{MAX} na počtu vypnutých měničů.



Graf 3.3 Závislost maximální naměřené rychlosti toku na počtu vypnutých měničů

Hodnota maximální naměřené rychlosti toku postupně klesá s rostoucím počtem vypnutých měničů. Pokles maximální naměřené rychlosti větší než 10 % oproti hodnotě naměřené s nepoškozenou sondou byl zaznamenán pro sondu se 4 vypnutými měniči. V případě deseti

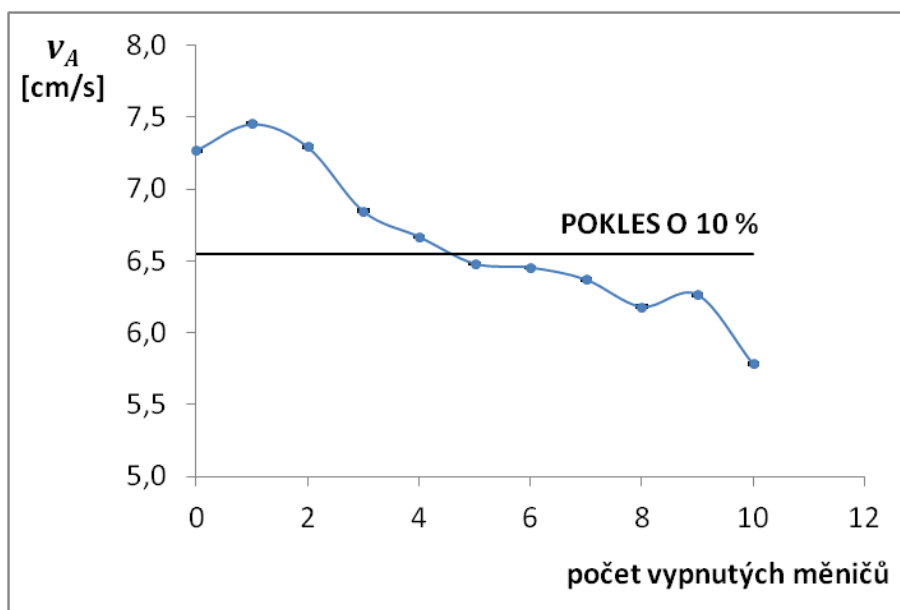
vypnutých měničů poklesla naměřená hodnota maximální rychlosti o 23 % oproti původní hodnotě.

Uvažujeme-li ustálené laminární proudění s parabolickým profilem toku v hadici o průměru 8 mm, kdy objemový průtok má hodnotu 200 ml/min, dosahuje maximální rychlost toku kapaliny v centru hadice hodnoty 13,26 cm/s. Naproti tomu měla maximální naměřená rychlost v dopplerovském spektru v případě nepoškozené sondy hodnotu 15,80 cm/s a byla tedy o téměř 20 % vyšší. Příčinou tohoto zvýšení maximální detekované rychlosti je jev označovaný v anglicky psané literatuře jako „intrinsic spectral broadening“ nebo „geometric spectral broadening“ [70]. Jedná se o rozšíření měřeného spektra dopplerovských posuvů v důsledku geometrického uspořádání vyšetřovací sondy a měřeného objemu kapaliny. Na vysílání ultrazvukového paprsku a příjmu rozptýleného vlnění se u elektronických vyšetřovacích sond podílí vždy skupina elementárních měničů spadající do dané apertury. Pro různé měniče v rámci apertury ovšem dopplerovský úhel nabývá různých hodnot (maximální a minimální hodnota se objevuje u koncových měničů na opačných stranách apertury). Proto i v případě, že by se všechny částice v ozvučované oblasti pohybovaly stejnou rychlostí, budou jednotlivé měniče měřit různé dopplerovské posuvy. Nicméně při výpočtu rychlosti pomocí obecné Dopplerovy rovnice ultrazvukový systém předpokládá, že pro všechny měniče je dopplerovský úhel stejný a nabývá hodnoty odpovídající středu apertury. Z toho důvodu je namísto jediné hodnoty rychlosti naměřen celý interval rychlostí, jehož velikost závisí na šířce apertury D a vzdálenosti vzorkovacího objemu od vyšetřovací sondy L . Důsledkem tohoto jevu je nahodnocení maximální hodnoty rychlosti. Hoskins pro lineární sondu odvozuje, že relativní nadhodnocení maximální rychlosti v_{err} lze určit ze vztahu

$$v_{err} = \frac{v_{měřená} - v_{skutečná}}{v_{skutečná}} = \frac{D}{2L} \cdot \tan \theta,$$

kde θ je velikost dopplerovského úhlu [40]. Aplikujeme-li tento vztah na získané výsledky měření (i přesto, že v případě konvexní sondy má omezenou platnost pouze pro apertury takové velikosti, u nichž lze zanedbat zakřivení povrchu sondy), zjistíme, že pro danou hloubku měření $L = 38$ mm a dopplerovský úhel $\theta = 60^\circ$ by při zjištěném relativním nadhodnocení maximální rychlosti $v_{err} \approx 0,2$ šířka apertury vycházela 8,8 mm. Při osové vzdálenosti měničů 0,479 mm by tato velikost apertury odpovídala 19 měničům, což je přijatelný výsledek. Zjištěné nadhodnocení naměřené hodnoty maximální rychlosti lze tedy tímto jevem vysvětlit.

Do grafu 3.4 je vynesena závislost naměřené hodnoty průměrné rychlosti toku v_A na počtu vypnutých měničů.



Graf 3.4 Závislost průměrné rychlosti toku na počtu vypnutých měničů

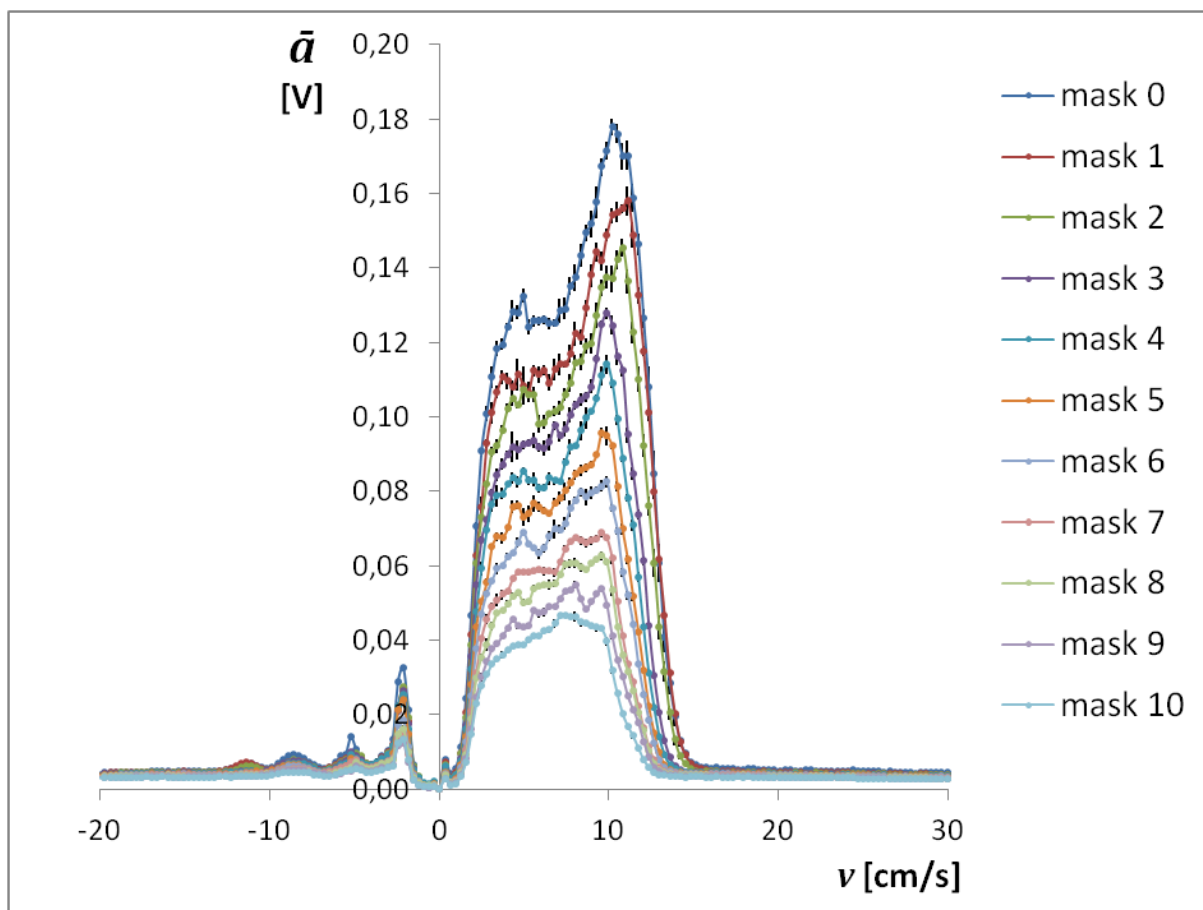
Graf ukazuje, že s výjimkou 1 a 2 vypnutých měničů, kdy došlo k mírnému nárůstu naměřené hodnoty průměrné rychlosti toku, klesá tento parametr s rostoucím počtem vypnutých měničů. K poklesu naměřené hodnoty průměrné rychlosti toku většímu než 10 % oproti hodnotě naměřené s nepoškozenou sondou došlo v případě 5 vypnutých měničů. Pro 10 vypnutých měničů byl zaznamenán pokles měřeného parametru o 20 %.

Uvažujeme-li ustálené laminární proudění s parabolickým profilem toku v hadici o průměru 8 mm, kdy objemový průtok má hodnotu 200 ml/min, dosahuje průměrná rychlost toku kapaliny v hadici hodnoty 6,63 cm/s. Naproti tomu byla v případě nepoškozené sondy naměřena hodnota průměrné rychlosti toku 7,27 cm/s a byla tedy přibližně o 10 % vyšší. Jendou z příčin tohoto nadhodnocení průměrné rychlosti toku je filtr, který ultrazvukový systém v průběhu klinických vyšetření používá k odstranění nežádoucích nízkofrekvenčních dopplerovských posuvů. Hodnota filtru byla nastavena na minimální možnou hodnotu, která pro dané nastavení konvexní sondy odpovídá 24 Hz. Filtr tedy v dopplerovském spektru potlačuje rychlosti nižší než 1,86 cm/s, což je patrné i z grafu 3.1. Další příčinou nadhodnocení průměrné hodnoty rychlosti toku je již výše zmiňované nerovnoměrné ozvučení průřezu hadice. Na tento efekt upozorňovali i řešitelé projektu zaměřeného návrh použitého typu průtokového fantomu [63]. K nerovnoměrnému ozvučení průřezu hadice dochází v důsledku nerovnoměrné prostorové distribuce ultrazvukové energie vysílané vyšetřovací sondou, kdy intenzita ultrazvukového vlnění dosahuje maxima v ose vysílaného paprsku a se vzrůstající vzdáleností od osy postupně klesá. Navíc Thompson et al. zjistili, že ultrazvukové pole má tendenci být fokusováno zakřivenou stěnou hadice do jejího centra a že

v blízkosti stěny hadice lze pozorovat oblasti se sníženou intenzitou ultrazvukového vlnění [67]. Při použitím experimentálním uspořádání dochází k tomuto snížení intenzity v elevačním směru. Důsledkem uvedených jevů je snížení amplitudy signálu pocházejícího z okrajových částí hadice, kde se kapalina pohybuje nižší rychlostí, což opět vede ke zvýšení naměřené hodnoty průměrné rychlosti. Naproti tomu výše diskutované rozšíření spektra v důsledku nenulové šíře apertury nemá na zjištěnou hodnotu průměrné rychlosti zásadní vliv, protože symetricky k nadhodnocování skutečné velikosti rychlosti dochází i k jejímu podhodnocování.

3.1.2. Analýza akustického výstupu

Graf 3.5 srovnává amplitudová spektra akustického výstupu naměřená pomocí konvexní sondy s jednotlivými stupni závažnosti poruchy při určování parametrů toku v hadici o průměru 8 mm. Parametr „mask“ odpovídá počtu vypnutých měničů.

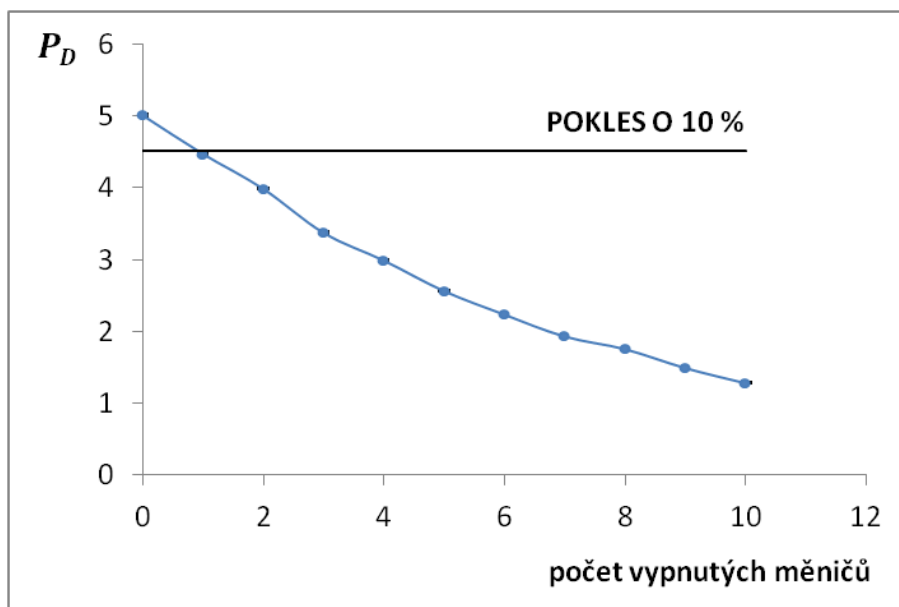


Graf 3.5 Změny amplitudového spektra akustického výstupu vyvolané simulovanou poruchou sondy

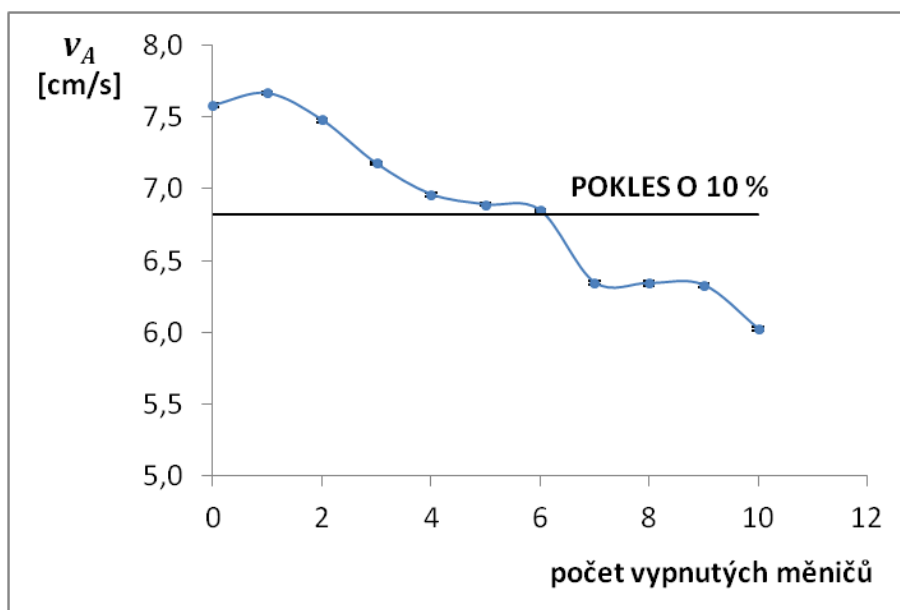
Amplitudové spektrum akustického výstupu naměřené pomocí nepoškozené sondy má podle očekávání podobný průběh jako dopplerovské spektrum získané zpracováním digitálních

obrazů. V obou případech dosahují spektra maxima pro stejnou hodnotu rychlosti, u akustického výstupu ovšem dochází směrem k vyšším rychlostem k rychlejšímu poklesu amplitudy na úroveň šumu. Ve spektru akustického výstupu jsou navíc mnohem výrazněji potlačeny amplitudy rychlostí, jejichž hodnota spadá do intervalu eliminovaného filtrem pro odstranění nízkofrekvenčních dopplerovských posuvů. Důsledkem obou skutečností je zúžení spektra akustického výstupu. Navíc má spektrum akustického výstupu na rozdíl od analýzy digitálních obrazů ostřejší maximum a relativně nižší amplitudu pro rychlosti spadající do první poloviny intervalu naměřených rychlostí. V důsledku toho jsou hodnoty průměrné rychlosti toku vypočtené analýzou akustického výstupu vyšší než v případě obrazového výstupu. V obou typech naměřených spekter se objevuje nenulová amplituda i u záporných rychlostí, nicméně v případě akustického výstupu má tato část spektra spíše charakter jednotlivých opakujících se maxim s postupně klesající amplitudou. Z uvedených rozdílů vyplývá, že před zobrazením naměřeného dopplerovského spektra na displeji přístroje dochází vedle přepočtu dopplerovských posuvů na rychlosti pravděpodobně i k dalšímu zpracování detekovaného signálu. Posledním výrazným rozdílem v obou spektrech je vyšší úroveň šumu u akustického výstupu. Změny amplitudy a tvaru spektra akustického výstupu v důsledku vypínání jednotlivých měničů jsou identické jako v případě analýzy obrazového výstupu.

Do grafů 3.6 a 3.7 je vynesena závislost celkového detekovaného dopplerovského výkonu P_D a naměřené hodnoty průměrné rychlosti toku v_A na počtu vypnutých měničů.



Graf 3.6 Závislost celkového detekovaného výkonu na počtu vypnutých měničů

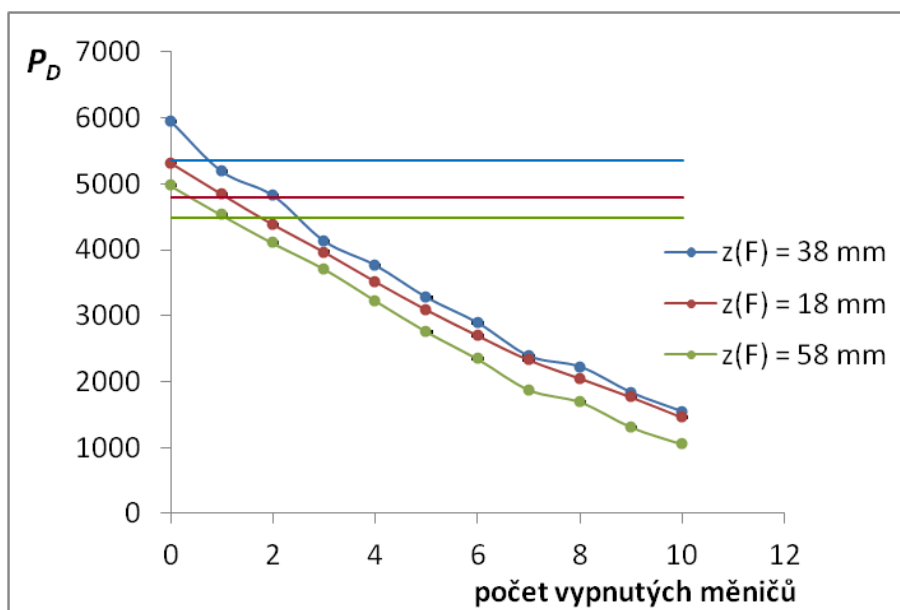


Graf 3.7 Závislost průměrné rychlosti toku na počtu vypnutých měničů

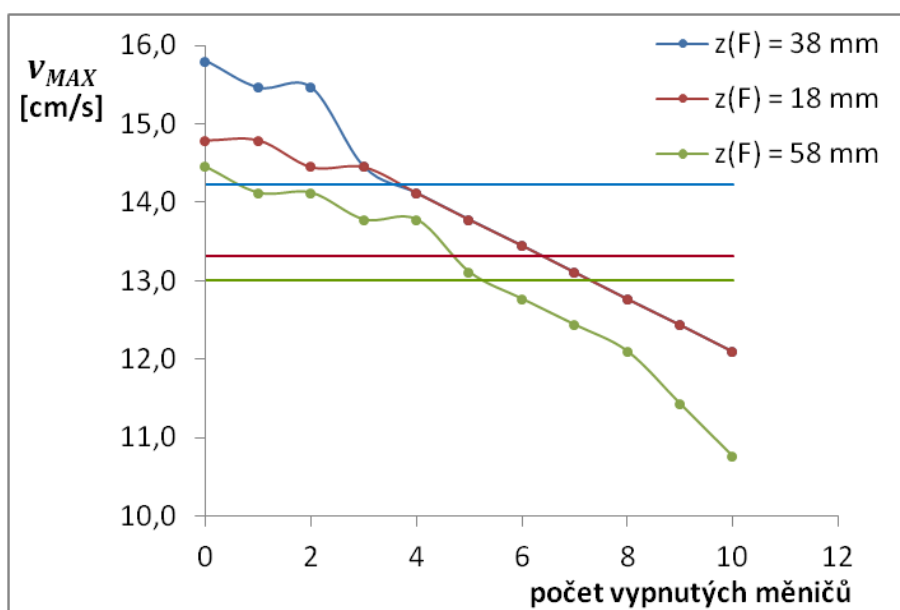
Obě závislosti mají téměř identický průběh jako v případě analýzy digitálních obrazů dopplerovských spekter. I u akustického spektra tedy bylo zjištěno, že celkový dopplerovský výkon i průměrná rychlost toku klesají s rostoucím počtem vypnutých měničů, přičemž v případě dopplerovského výkonu je tento pokles mnohem výraznější. Pokles celkového detekovaného dopplerovského výkonu větší než 10 % byl zaznamenán u jediného vypnutého měniče, k poklesu naměřené hodnoty průměrné rychlosti větší než 10 % došlo v případě 7 vypnutých měničů.

3.1.3. Vliv polohy ohniskové oblasti

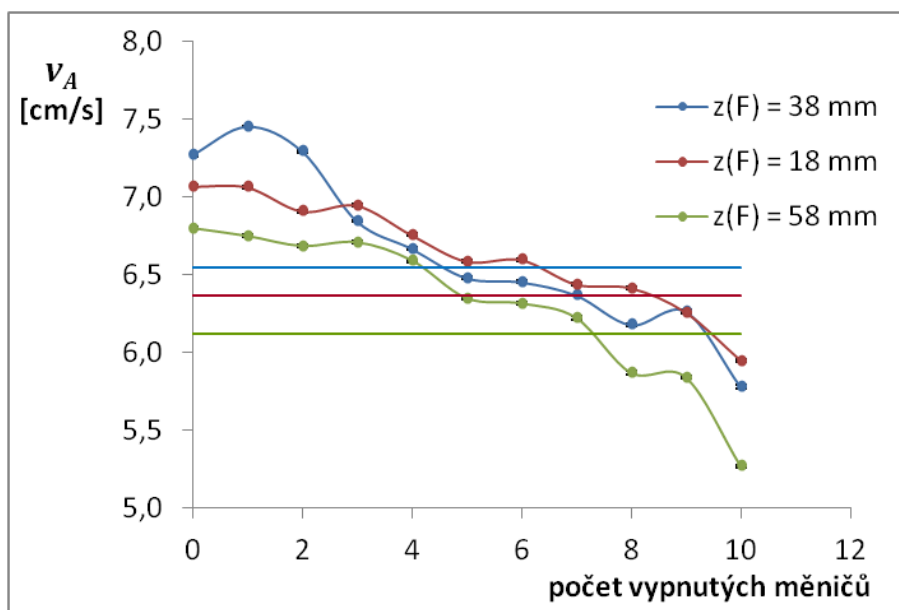
Grafy 3.8 – 3.10 ukazují vliv polohy ohniskové oblasti na výsledky získané pomocí konvexní sondy při měření parametrů toku v hadici o průměru 8 mm. Do grafu 3.8 je vynesena závislost celkového detekovaného dopplerovského výkonu P_D na počtu vypnutých měničů, do grafu 3.9 je vynesena závislost maximální naměřené rychlosti toku v_{MAX} na počtu vypnutých měničů a do grafu 3.10 závislost naměřené hodnoty průměrné rychlosti toku v_A na počtu vypnutých měničů. Modré křivky v grafech odpovídají případu, kdy byla poloha ohniskové oblasti nastavena do hloubky pod povrchem modelu odpovídající pozici vzorkovacího objemu ($z(F) = 38$ mm), červené křivky odpovídají případu, kdy byla hloubka fokusu nastavena do menší vzdálenosti od povrchu modelu ($z(F) = 18$ mm), a zelené křivky odpovídají případu, kdy byla hloubka fokusu nastavena do větší vzdálenosti od povrchu modelu než poloha vzorkovacího objemu ($z(F) = 58$ mm). Vodorovné čáry příslušné barvy vyznačují pokles zkoumaného parametru o 10 % oproti hodnotě naměřené s nepoškozenou sondou.



Graf 3.8 Závislost celkového detekovaného dopplerovského výkonu na počtu vypnutých měničů



Graf 3.9 Závislost maximální naměřené rychlosti toku na počtu vypnutých měničů



Graf 3.10 Závislost průměrné rychlosti toku na počtu vypnutých měničů

Z grafů je patrné, že zatímco v případě nepoškozené sondy byly pro jednotlivé polohy ohniskové oblasti naměřeny odlišné hodnoty zkoumaných parametrů, závislosti těchto parametrů na stupni poškození sondy měly pro všechny hloubky fokusu velmi podobný průběh. Hodnoty jednotlivých parametrů naměřené nepoškozenou sondou jsou shrnuty v tabulce 3.1.

Tab. 3.1 Hodnoty zkoumaných parametrů naměřené nepoškozenou sondou

	$z(F) = 18$ mm	$z(F) = 38$ mm	$z(F) = 58$ mm
DOPPLEROVSKÝ VÝKON	5317 ± 10	5950 ± 13	4978 ± 9
MAXIMÁLNÍ RYCHLOST TOKU [cm/s]	14,8	15,8	14,5
PRŮMĚRNÁ RYCHLOST TOKU [cm/s]	$7,069 \pm 0,009$	$7,270 \pm 0,008$	$6,798 \pm 0,008$

Všechny zkoumané parametry měly nejvyšší hodnotu v případě, kdy poloha ohniskové oblasti odpovídala pozici vzorkovacího objemu, a nejnižší hodnotu v případě, kdy byla ohnisková oblast ve větší hloubce než vzorkovací objem. K fokusaci může docházet jak během vysílání ultrazvukového paprsku, tak i během příjmu odražených a rozptýlených ultrazvukových signálů. Fokusace ultrazvukové energie během vysílání vede v ohniskové oblasti k zúžení ultrazvukového paprsku v azimutálním směru a k nárůstu intenzity ultrazvuku v jeho ose. Díky fokusaci ultrazvukové energie během příjmu jsou signály pocházející ze stejné hloubky registrovány všemi měniči v dané apertuře ve stejném časovém okamžiku. Vzhledem k tomu, že při měření parametrů generovaných ultrazvukových paprsků v měřící vaně nebyl zaznamenán výrazný vliv polohy ohniskové oblasti (jak bude ukázáno dále), musí

být zjištěné rozdíly v naměřených parametrech toku způsobené především odlišnou detekcí signálu. Podstatou fokusace při příjmu signálu je zpoždění signálů přijatých jednotlivými měniči v apertuře, přičemž největší zpoždění je přiřazeno měničům v centru apertury a bez zpoždění jsou pouze signály od krajních měničů. Předpokládáme-li, že nedochází k dynamické fokusaci, a existuje tedy jediná ohnisková oblast, lze zjištěné rozdíly v hodnotě zkoumaných parametrů naměřené nepoškozenou sondou vysvětlit správným, respektive nesprávným zpožděním přijatého signálu. Odpovídá-li poloha ohniskové oblasti pozici vzorkovacího objemu, přiřazuje ultrazvukový systém signálům přijatým jednotlivými měniči správná zpoždění a výsledný přijatý signál, který je dán sumou signálu od jednotlivých měničů, je potom maximální. V souladu s tímto předpokladem byla nejvyšší hodnota celkového detekovaného dopplerovského výkonu naměřena pro hloubku fokusu $z(F) = 38 \text{ mm}$. Podobně lze vysvětlit rozdílné hodnoty maximální rychlosti toku. Jak již bylo uvedeno výše, ultrazvukový systém nadhodnocuje maximální rychlost toku v důsledku jevu označovaného jako „intrinsic spectral broadening“. Signál s maximálním dopplerovským posuvem je ovšem přijímán pouze měničem na jednom z okrajů apertury a pro jeho záznam je tedy správné časování příjmu klíčové. Výsledky měření ukazují, že při nesprávném časování, tedy při změně polohy ohniskové oblasti, nemá tento signál dostatečnou amplitudu a naměřená hodnota maximální rychlosti je potom nižší. Rozšíření spektra v důsledku nenulové šíře apertury sice symetricky k nadhodnocení skutečné velikosti rychlosti vede i k jejímu podhodnocení, nicméně část spektra odpovídající nejnižším rychlostem je eliminována filtrem a nadhodnocení rychlosti má tedy na charakter spektra větší vliv. Důsledkem toho je, že pro polohu ohniska, při níž byla naměřena nejvyšší hodnota maximální rychlosti, byla zároveň naměřena i nejvyšší hodnota průměrné rychlosti toku.

Vliv polohy ohniskové oblasti na změny zkoumaných parametrů v důsledku zvyšování závažnosti poruchy sondy je shrnutý v tabulkách 3.2 a 3.3, které udávají počty vypnutých měničů vedoucí ke změně větší než 10 % a změnu parametrů v případě 10 vypnutých měničů.

Tab. 3.2 Počet vypnutých měničů, který způsobil změnu zkoumaných parametrů větší než 10 %

	$z(F) = 18 \text{ mm}$	$z(F) = 38 \text{ mm}$	$z(F) = 58 \text{ mm}$
DOPPLEROVSKÝ VÝKON	2	1	2
MAXIMÁLNÍ RYCHLOST TOKU	7	4	6
PRŮMĚRNÁ RYCHLOST TOKU	9	5	8

Tab. 3.3 Změna zkoumaných parametrů v případě deseti vypnutých měničů

	$z(F) = 18 \text{ mm}$	$z(F) = 38 \text{ mm}$	$z(F) = 58 \text{ mm}$
DOPPLEROVSKÝ VÝKON	- 73 %	- 74 %	- 79 %
MAXIMÁLNÍ RYCHLOST TOKU	- 18 %	- 23 %	- 26 %
PRŮMĚRNÁ RYCHLOST TOKU	- 16 %	- 20 %	- 22 %

Z tabulky 3.2 vyplývá, že v případě menšího počtu vypnutých měničů dochází k nejrychlejšímu poklesu zkoumaných parametrů pro polohu ohniska, při níž tyto parametry dosahovaly u nepoškozené sondy nejvyšší hodnoty ($z(F) = 38 \text{ mm}$). S rostoucím počtem vypnutých měničů tedy nemá poloha ohniskové oblasti na dosažené výsledky tak výrazný vliv jako u nepoškozené sondy. Pro polohy ohniska, které byly odlišné od pozice vzorkovacího objemu, byl zaznamenán prakticky totožný pokles.

U deseti vypnutých měničů (tabulka 3.3) byl nejnižší pokles zkoumaných parametrů zaznamenán v případě, kdy byla hloubka fokusu nastavena do menší vzdálenosti od povrchu modelu než poloha vzorkovacího objemu ($z(F) = 18 \text{ mm}$). V případě 3 a více vypnutých měničů dosahovaly měřené parametry pro polohy ohniska $z(F) = 38 \text{ mm}$ a $z(F) = 18 \text{ mm}$ téměř shodných hodnot. Ve všech měřeních byly nejnižší hodnoty zkoumaných parametrů zjištěny pro případ, kdy byla hloubka fokusu nastavena do větší vzdálenosti od povrchu modelu než poloha vzorkovacího objemu ($z(F) = 58 \text{ mm}$).

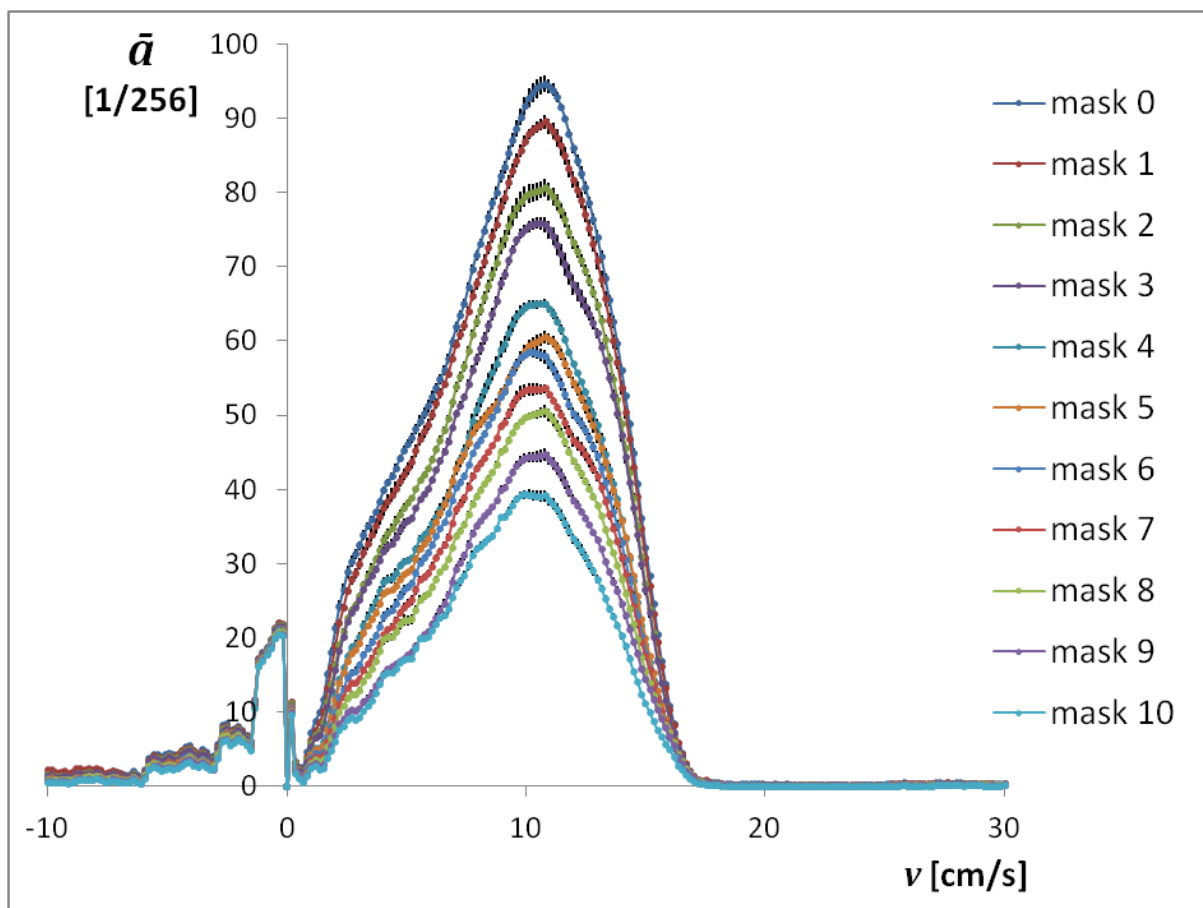
Pro všechny polohy ohniskové oblasti představoval celkový dopplerovský výkon parametr, jehož hodnota je nejvíce ovlivněna simulovanou poruchou sondy. Naopak nejméně ovlivněným parametrem byla ve všech případech hodnota průměrné rychlosti toku.

Z hlediska přesnosti výsledků měření ve srovnání s nepoškozenou sondou, která má ohniskovou oblast v poloze odpovídající pozici vzorkovacího objemu, i z hlediska míry ovlivnění výsledků poruchou sondy se jako nejnepříznivější poloha ohniskové oblasti u konvexní sondy jeví případ, kdy je fokus nastaven do větší hloubky pod povrchem modelu než vzorkovací objem.

3.2. Měření rychlosti v hadici o $\varnothing$ 8 mm – lineární sonda

3.2.1. Analýza dopplerovského spektra

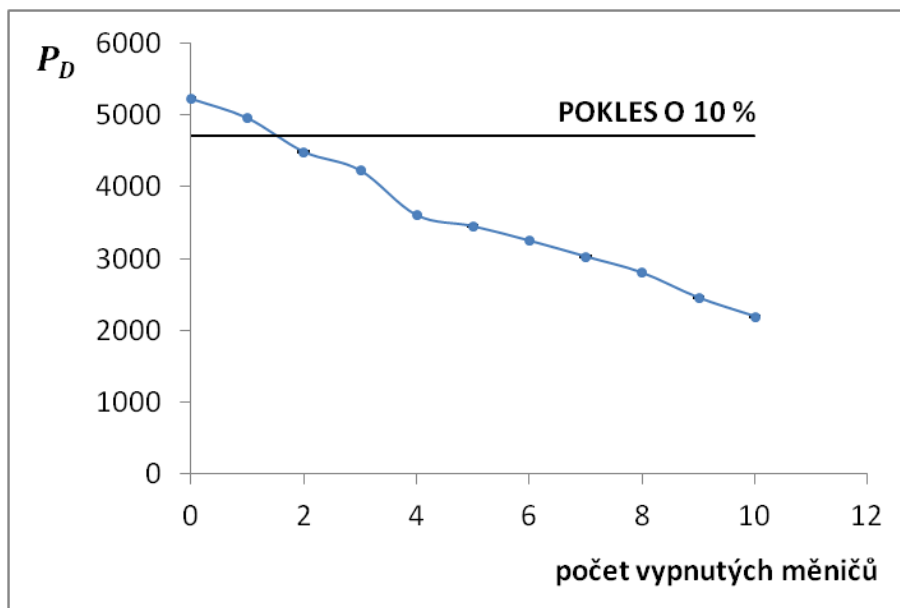
Graf 3.11 ukazuje průměrné histogramy naměřených rychlostí získané pomocí lineární sondy s jednotlivými stupni závažnosti poruchy při měření parametrů toku v hadici o průměru 8 mm. Parametr „mask“ odpovídá počtu vypnutých měničů.



Graf 3.11 Změny dopplerovského spektra vyvolané simulovanou poruchou sondy

Změny amplitudy a tvaru histogramu v důsledku rostoucího počtu vypnutých měničů jsou identické jako v případě konvexní sondy. Dochází tedy k postupnému snižování amplitudy detekovaného signálu, posunu maxima histogramu směrem k nižším rychlostem a k zužování histogramu. Z tvaru histogramu lze usoudit, že u lineární sondy se nerovnoměrné ozvučení průřezu hadice projevuje mnohem výrazněji než v případě konvexní sondy. V histogramu jsou také v mnohem větší míře potlačeny rychlosti blízké nule, což ukazuje na vyšší účinnost filtru. Poměrně výrazný je artefakt projevující se nenulovou amplitudou záporných rychlostí.

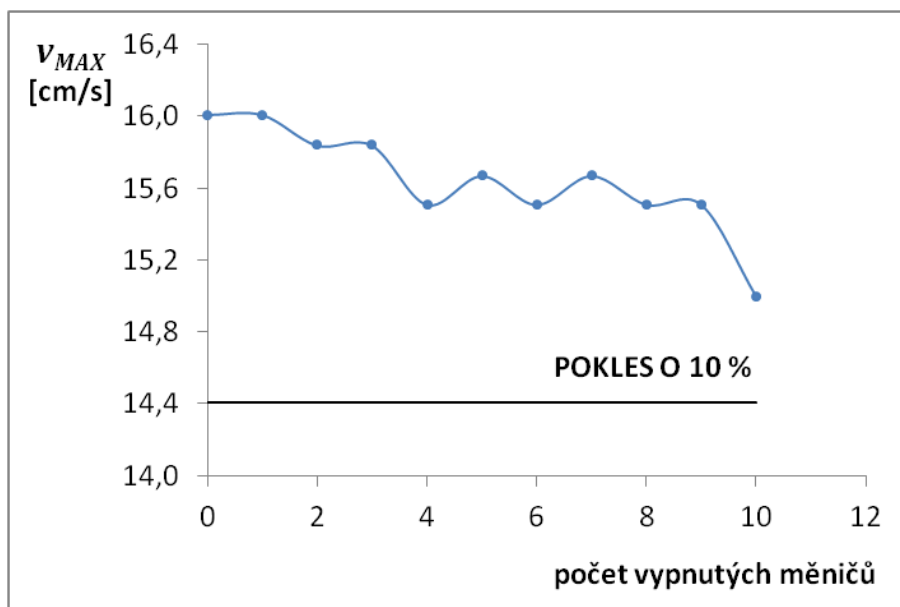
Do grafu 3.12 je vynesena závislost celkového detekovaného dopplerovského výkonu P_D na počtu vypnutých měničů.



Graf 3.12 Závislost celkového detekovaného dopplerovského výkonu na počtu vypnutých měničů

Ve shodě s předchozími výsledky klesá celkový dopplerovský výkon s rostoucím počtem vypnutých měničů. Pokles větší než 10 % byl zaznamenán u dvou vypnutých měničů, v případě deseti vypnutých měničů dosahoval tento parametr přibližně 40 % původní hodnoty. Naměřenou závislost lze opět nejlépe modelovat kvadratickou funkcí ($R^2 = 0,9914$).

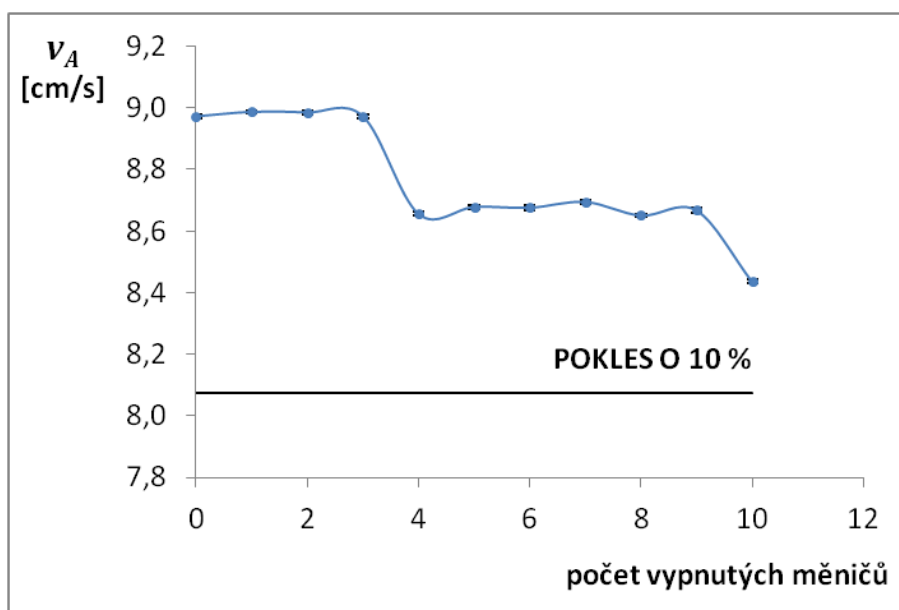
Graf 3.13 ukazuje závislost maximální naměřené rychlosti toku v_{MAX} na počtu vypnutých měničů.



Graf 3.13 Závislost maximální naměřené rychlosti toku na počtu vypnutých měničů

S rostoucím počtem vypnutých měničů hodnota maximální naměřené rychlosti postupně klesá, nicméně tento pokles je velice pozvolný. Pro deset vypnutých měničů byl zaznamenán pokles tohoto parametru o 6 % ve srovnání s hodnotou naměřenou s nepoškozenou sondou. I v případě lineární sondy dochází k přibližně 20 % nadhodnocení maximální naměřené rychlosti toku. Obdobný rozbor jako u konvexní sondy ukazuje, že pro danou hloubku měření $L = 19 \text{ mm}$ by zjištěné nadhodnocení maximální rychlosti bylo způsobeno aperturou o šířce 4,5 mm. Při osové vzdálenosti měničů 0,3048 mm by tato velikost apertury odpovídala 15 měničům, což je opět přijatelný výsledek.

Do grafu 3.14 je vynesena závislost naměřené hodnoty průměrné rychlosti toku v_A na počtu vypnutých měničů.

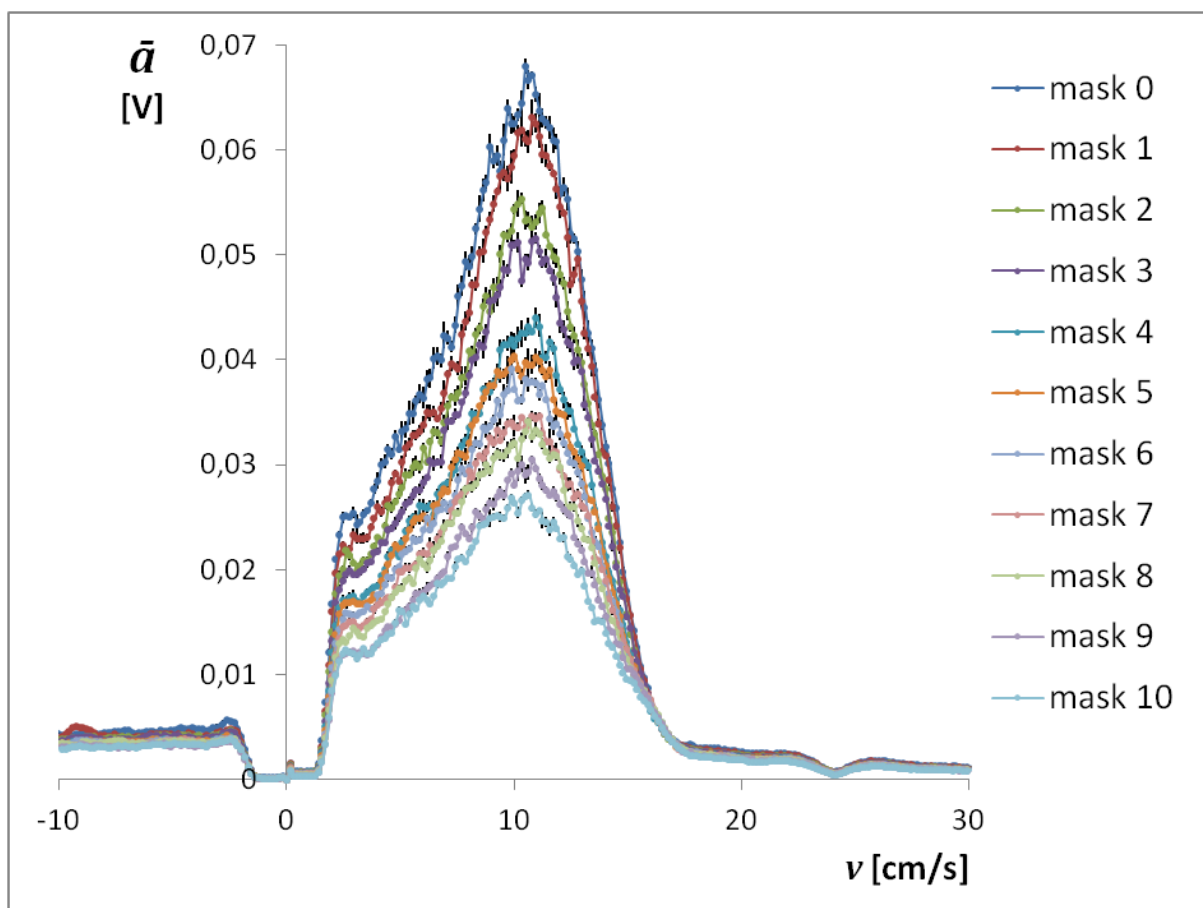


Graf 3.14 Závislost průměrné rychlosti toku na počtu vypnutých měničů

Z grafu je patrné, že do tří vypnutých měničů nedocházelo k prakticky žádné změně naměřené hodnoty průměrné rychlosti toku, u čtyř vypnutých měničů došlo ke skokovému poklesu o 3,5 % a do devíti vypnutých měničů se hodnota opět téměř neměnila. K dalšímu skokovému snížení tohoto parametru došlo u deseti vypnutých měničů, kdy celkový pokles dosáhl 6%. Nadhodnocení naměřené hodnoty průměrné rychlosti toku v důsledku nerovnoměrného ozvučení průřezu hadice a činnosti filtru je mnohem výraznější než u konvexní sondy a dosahuje v případě nepoškozené sondy 35 %.

3.2.2. Analýza akustického výstupu

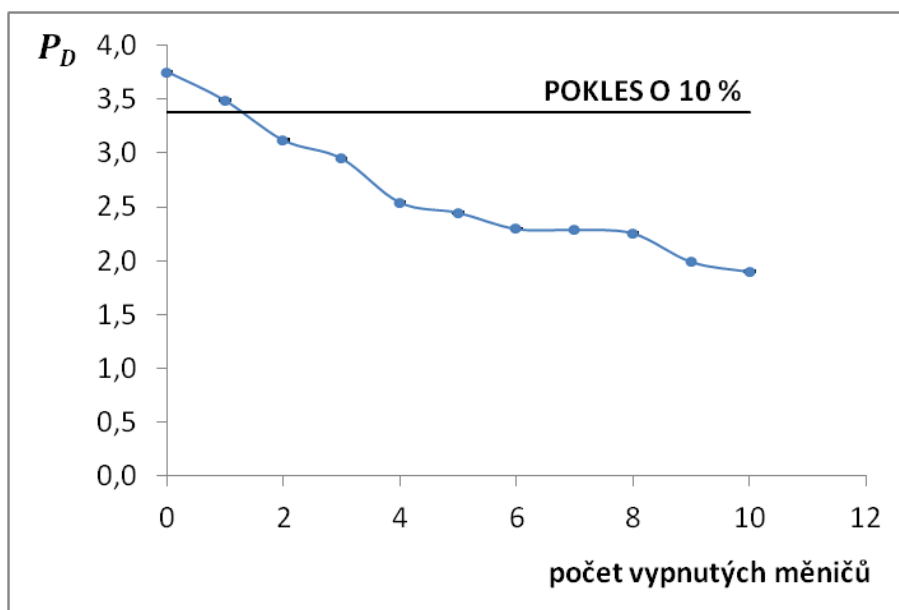
Graf 3.15 srovnává amplitudová spektra akustického výstupu naměřená pomocí lineární sondy s jednotlivými stupni závažnosti poruchy při určování parametrů toku v hadici o průměru 8 mm. Parametr „mask“ odpovídá počtu vypnutých měničů.



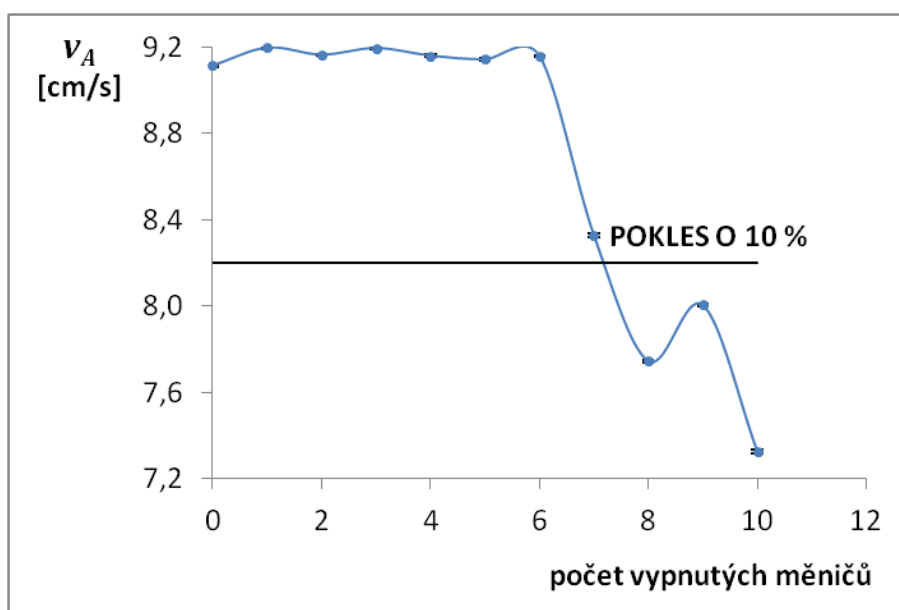
Graf 3.15 Změny amplitudového spektra akustického výstupu vyvolané simulovanou poruchou sondy

Amplitudové spektrum akustického výstupu má v případě nepoškozené lineární sondy prakticky stejný průběh jako doplerovské spektrum získané zpracováním digitálních obrazů. Jedinými dvěma rozdíly jsou podobně jako u konvexní sondy výraznější eliminace nízkých rychlostí filtrem (u kladných i záporných rychlostí) a vyšší úroveň šumu. Uvedené rozdíly mají vliv na hodnotu průměrné rychlosti toku, která tedy bude u akustického výstupu nepatrně vyšší než u digitálních obrazů doplerovských spekter. Změny amplitudy a tvaru spektra akustického výstupu v důsledku vypínání jednotlivých měničů sondy jsou obdobné jako v případě analýzy obrazového výstupu.

Do grafu 3.16 je vynesena závislost celkového detekovaného doplerovského výkonu P_D na počtu vypnutých měničů a do grafu 3.17 je vynesena závislost naměřené hodnoty průměrné rychlosti toku v_A na počtu vypnutých měničů.



Graf 3.16 Závislost celkového detekovaného výkonu na počtu vypnutých měničů



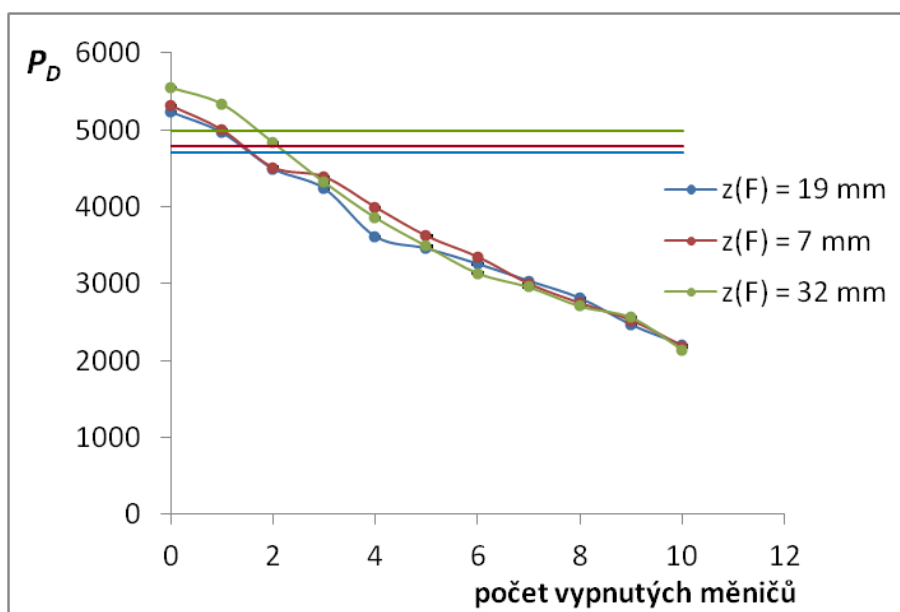
Graf 3.17 Závislost průměrné rychlosti toku na počtu vypnutých měničů

Pokles celkového detekovaného dopplerovského výkonu s rostoucím počtem vypnutých měničů je prakticky identický jako v případě analýzy obrazového výstupu. U deseti vypnutých měničů dosahoval tento parametr přibližně 50 % původní hodnoty. Naproti tomu závislost naměřené hodnoty průměrné rychlosti toku na počtu vypnutých měničů má poněkud odlišný charakter než u analýzy obrazového výstupu. Do šesti vypnutých měničů nedocházelo k prakticky žádné změně tohoto parametru, nicméně od 7 vypnutých měničů naměřená hodnota prudce klesla a pro deset vypnutých měničů dosahoval pokles téměř 20 %. Příčinou této náhlé změny je vysoká úroveň šumu u záporných rychlostí, která se v případě většího

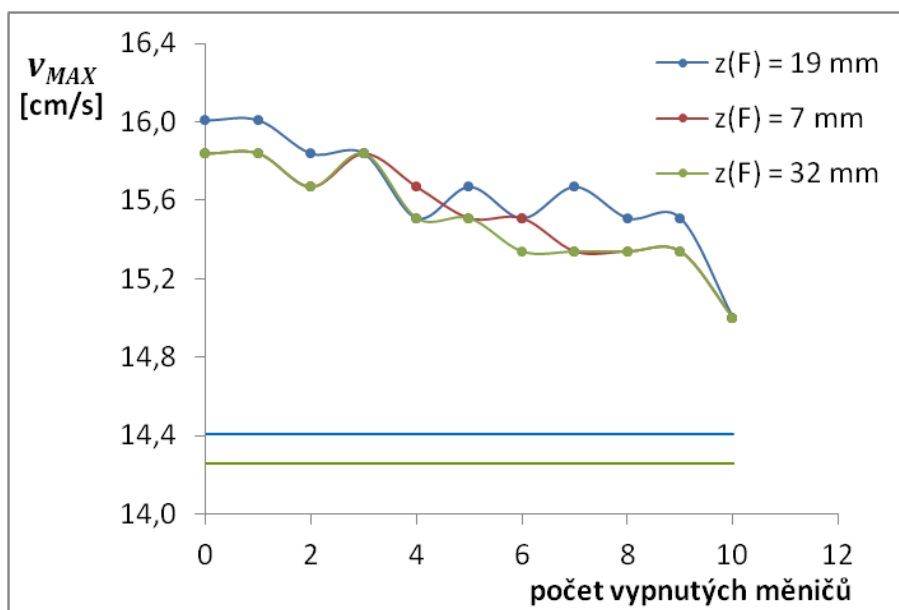
počtu vypnutých měničů díky nižší amplitudě detekovaného signálu promítne do výpočtu průměrné rychlosti toku.

3.2.3. Vliv polohy ohniskové oblasti

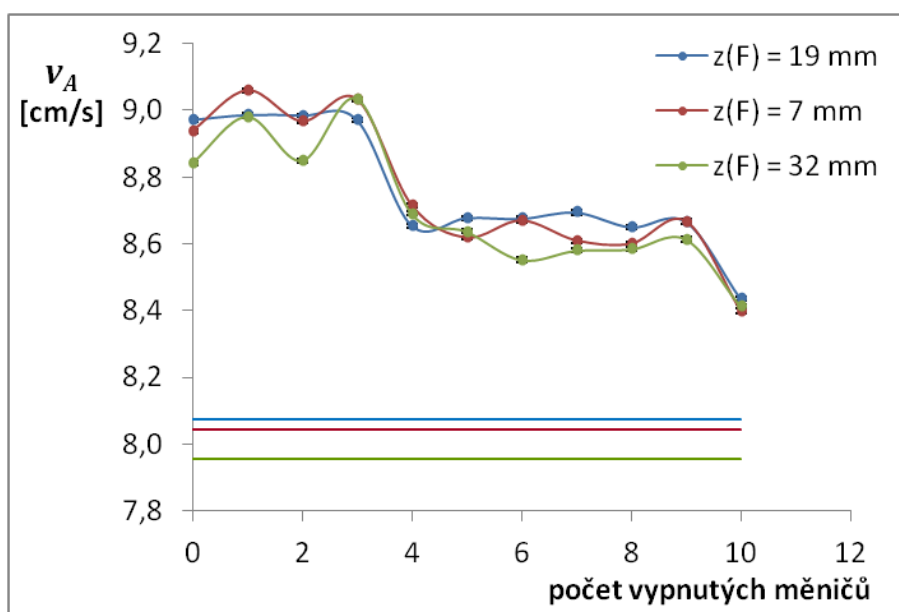
Grafy 3.18 – 3.20 ukazují vliv polohy ohniskové oblasti na výsledky získané pomocí lineární sondy při měření parametrů toku v hadici o průměru 8 mm. Do grafu 3.18 je vynesena závislost celkového detekovaného dopplerovského výkonu P_D na počtu vypnutých měničů, do grafu 3.19 je vynesena závislost maximální naměřené rychlosti toku v_{MAX} na počtu vypnutých měničů a do grafu 3.20 závislost naměřené hodnoty průměrné rychlosti toku v_A na počtu vypnutých měničů. Modré křivky v grafech odpovídají případu, kdy byla poloha ohniskové oblasti nastavena do hloubky pod povrchem modelu odpovídající pozici vzorkovacího objemu ($z(F) = 19$ mm), červené křivky odpovídají případu, kdy byla hloubka fokusu nastavena do menší vzdálenosti od povrchu modelu ($z(F) = 7$ mm), a zelené křivky odpovídají případu, kdy byla hloubka fokusu nastavena do větší vzdálenosti od povrchu modelu než poloha vzorkovacího objemu ($z(F) = 32$ mm). Vodorovné čáry příslušné barvy vyznačují pokles zkoumaného parametru o 10 % oproti hodnotě naměřené s nepoškozenou sondou.



Graf 3.18 Závislost celkového detekovaného dopplerovského výkonu na počtu vypnutých měničů



Graf 3.19 Závislost maximální naměřené rychlosti toku na počtu vypnutých měničů



Graf 3.20 Závislost průměrné rychlosti toku na počtu vypnutých měničů

Z grafů je patrné, že pro všechny tři polohy ohniskové oblasti mají všechny závislosti velmi podobný průběh. Také rozdíly v hodnotách jednotlivých parametrů naměřených pomocí nepoškozené sondy jsou mnohem méně výrazné než v případě konvexní sondy. Příčinou je pravděpodobně fakt, že měření s lineární sondou probíhalo v menší hloubce pod povrchem fantomu a mezi jednotlivými polohami ohniskové oblasti nebyl tak výrazný rozdíl jako u konvexní sondy (12, respektive 13 mm namísto 20 mm).

Tabulka 3.4 shrnuje hodnoty jednotlivých zkoumaných parametrů naměřené nepoškozenou lineární sondou.

Tab. 3.4 Hodnoty zkoumaných parametrů naměřené nepoškozenou sondou

	$z(F) = 7 \text{ mm}$	$z(F) = 19 \text{ mm}$	$z(F) = 32 \text{ mm}$
DOPPLEROVSKÝ VÝKON	5314 ± 9	5228 ± 7	5549 ± 8
MAXIMÁLNÍ RYCHLOST TOKU [cm/s]	15,8	16,0	15,8
PRŮMĚRNÁ RYCHLOST TOKU [cm/s]	$8,937 \pm 0,005$	$8,971 \pm 0,005$	$8,841 \pm 0,005$

Naměřené hodnoty maximální rychlosti toku i průměrné rychlosti toku byly stejně jako u konvexní sondy nejvyšší v případě, kdy poloha ohniskové oblasti odpovídala pozici vzorkovacího objemu, a nejnižší v případě, kdy byla ohnisková oblast ve větší hloubce než vzorkovací objem. U celkového dopplerovského výkonu byla oproti očekávání situace opačná, nicméně rozdíl mezi výsledky naměřenými pro jednotlivé polohy ohniskové oblasti nebyl výrazný.

Vliv polohy ohniskové oblasti na změny zkoumaných parametrů v důsledku zvyšování závažnosti poruchy sondy je shrnutý v tabulkách 3.5 a 3.6, které udávají počty vypnutých měničů vedoucí ke změně parametrů větší než 10 % oproti původním hodnotám a změnu hodnot parametrů v případě 10 vypnutých měničů.

Tab. 3.5 Počet vypnutých měničů, který způsobil změnu zkoumaných parametrů větší než 10 %

	$z(F) = 7 \text{ mm}$	$z(F) = 19 \text{ mm}$	$z(F) = 32 \text{ mm}$
DOPPLEROVSKÝ VÝKON	2	2	2
MAXIMÁLNÍ RYCHLOST TOKU	> 10	> 10	> 10
PRŮMĚRNÁ RYCHLOST TOKU	> 10	> 10	> 10

Tab. 3.6 Změna zkoumaných parametrů v případě deseti vypnutých měničů

	$z(F) = 7 \text{ mm}$	$z(F) = 19 \text{ mm}$	$z(F) = 32 \text{ mm}$
DOPPLEROVSKÝ VÝKON	- 59 %	- 58 %	- 61 %
MAXIMÁLNÍ RYCHLOST TOKU	- 5 %	- 6 %	- 5 %
PRŮMĚRNÁ RYCHLOST TOKU	- 6 %	- 6 %	- 5 %

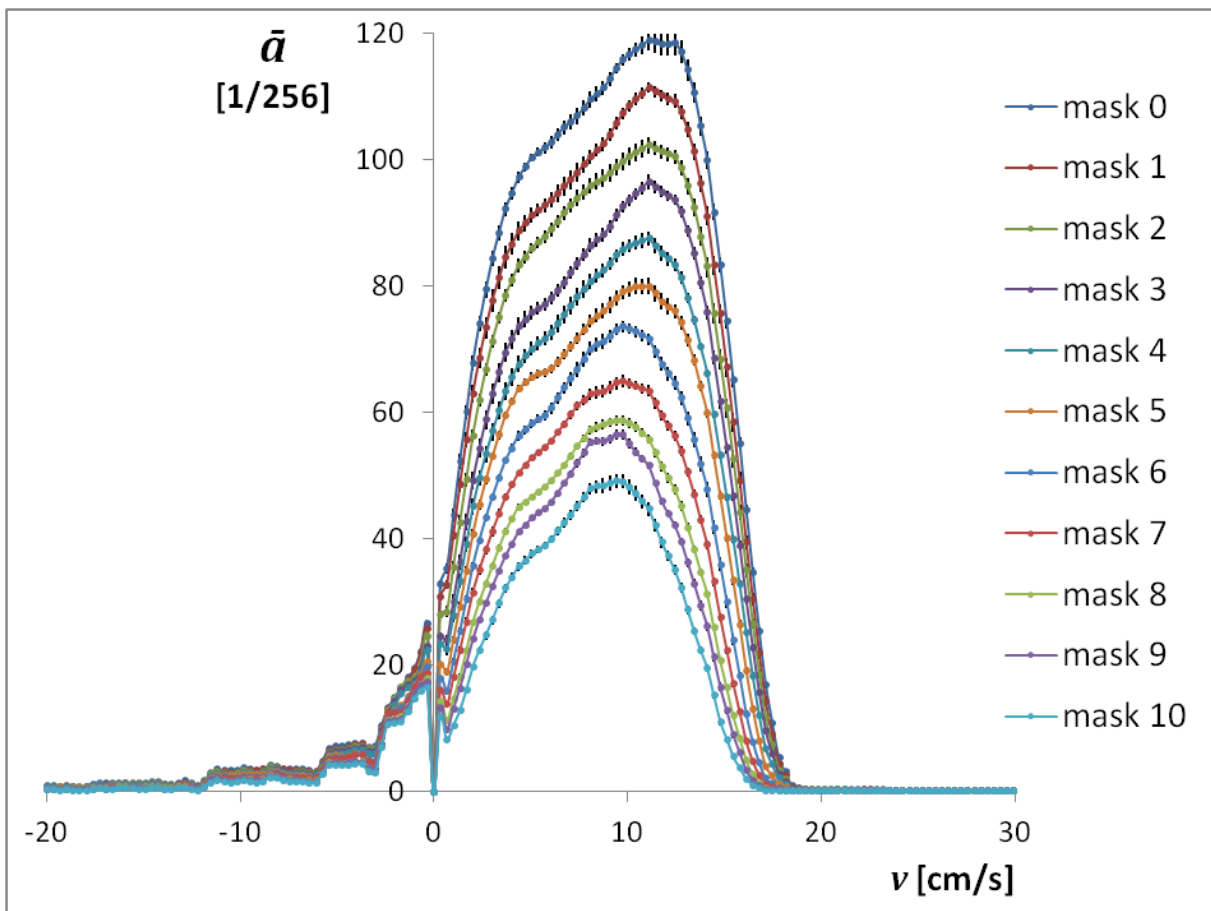
Výsledky shrnuté v obou tabulkách potvrzují, že pro všechny polohy ohniska byly změny zkoumaných parametrů v důsledku rostoucího počtu vypnutých měničů prakticky totožné. K nepatrně rychlejšímu poklesu zkoumaných parametrů dochází vždy pro polohu ohniska, při níž tyto parametry dosahovaly u nepoškozené sondy maximální hodnoty. To vede k tomu, že

pro deset vypnutých měničů se hodnoty jednotlivých parametrů dostávají na téměř identickou úroveň a výsledek měření tak již vůbec nezávisí na aktuální poloze ohniskové oblasti.

3.3. Měření rychlosti v hadici o $\varnothing$ 8 mm – phased array sonda

3.3.1. Analýza dopplerovského spektra

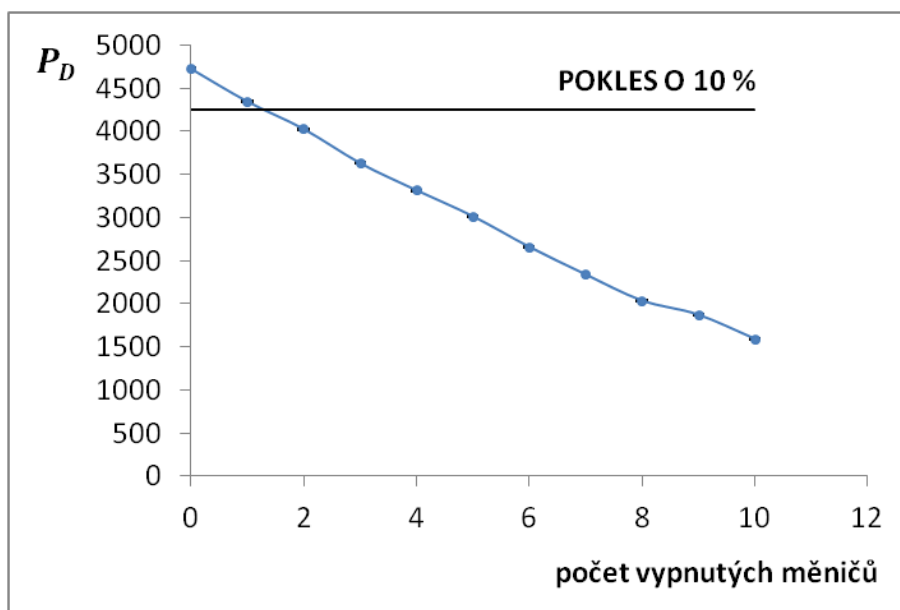
Graf 3.21 ukazuje průměrné histogramy naměřených rychlostí získané pomocí phased array sondy s jednotlivými stupni závažnosti poruchy při měření parametrů toku v hadici o průměru 8 mm. Parametr „mask“ odpovídá počtu vypnutých měničů.



Graf 3.21 Změny dopplerovského spektra vyvolané simulovanou poruchou sondy

Dopplerovské spektrum zaznamenané nepoškozenou phased array sondou má obdobný průběh jako v případě konvexní sondy. Jediným rozdílem je relativně vyšší amplituda dopplerovského signálu detekovaná pro nižší hodnoty rychlosti. Spektrum získané pomocí phased array sondy se tedy nejvíce blíží teoretickému předpokladu, z čehož vyplývá, že u tohoto typu sondy je průřez hadice ozvučen nejrovnoměrněji. Změny spektra vyvolané zvyšující se závažností simulované poruchy sondy jsou identické jako u ostatních typů sond.

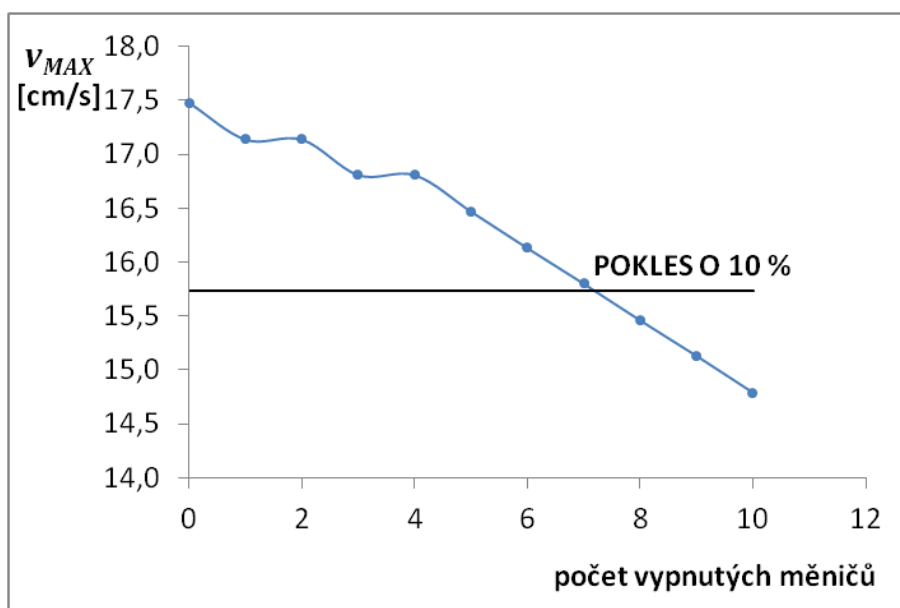
Do grafu 3.22 je vynesena závislost celkového detekovaného dopplerovského výkonu P_D na počtu vypnutých měničů.



Graf 3.22 Závislost celkového detekovaného dopplerovského výkonu na počtu vypnutých měničů

Podobně jako u předchozích typů sond lze pokles celkového detekovaného dopplerovského výkonu s rostoucím počtem vypnutých měničů nejlépe modelovat kvadratickou závislostí ($R^2 = 0,9991$). Pokles celkového detekovaného dopplerovského výkonu větší než 10 % byl zaznamenán u 2 vypnutých měničů, v případě deseti vypnutých měničů dosahoval tento parametr přibližně 34 % původní hodnoty.

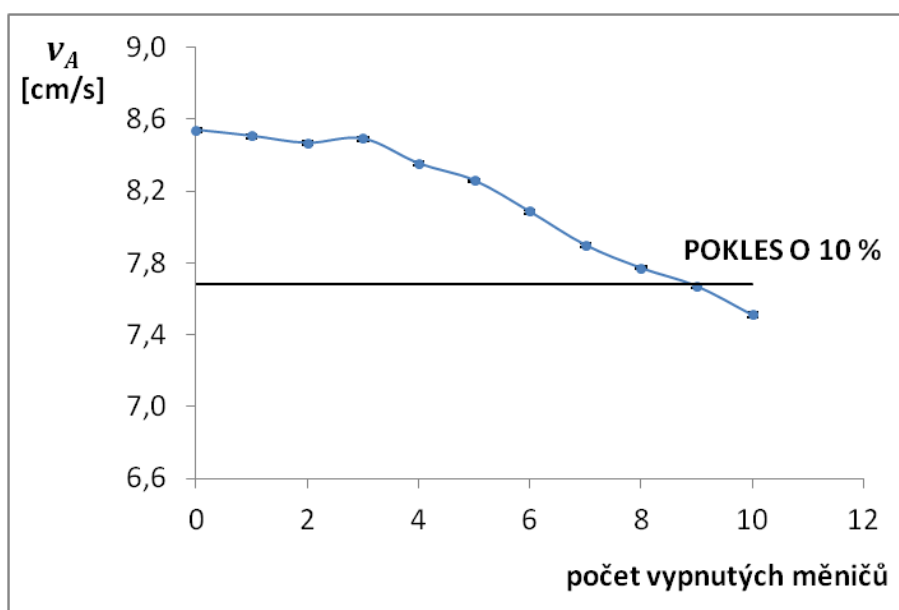
Graf 3.23 ukazuje závislost maximální naměřené rychlosti toku v_{MAX} na počtu vypnutých měničů.



Graf 3.23 Závislost maximální naměřené rychlosti toku na počtu vypnutých měničů

Stejně jako u předchozích typů sond dochází s rostoucím počtem vypnutých měničů k poklesu maximální naměřené rychlosti toku. Pokles tohoto parametru větší než 10 % nastal u 8 vypnutých měničů, pro deset vypnutých měničů byl zaznamenán celkový pokles o 15 %. Nadhodnocení naměřené hodnoty maximální rychlosti je u nepoškozené phased array sondy výraznější než v případě konvexní a lineární sondy a dosahuje více než 30 %. Vyjdeme-li opět z předpokladu, že k rozšíření naměřeného spektra došlo v důsledku nenulové šíře apertury, zjistíme, že pro danou hloubku měření $L = 40$ mm by zjištěné nadhodnocení maximální rychlosti bylo způsobeno aperturou o šířce 14,8 mm. Při osové vzdálenosti měničů 0,3 mm by tato velikost apertury odpovídala 50 měničům. Vzhledem k tomu, že phased array sonda obsahuje 64 měničů a že u tohoto typu sondy se pro generování ultrazvukových paprsků standardně využívají všechny měniče, lze i toto nadhodnocení maximální měřené rychlosti vysvětlit uvedeným způsobem.

Do grafu 3.24 je vynesena závislost naměřené hodnoty průměrné rychlosti toku v_A na počtu vypnutých měničů.

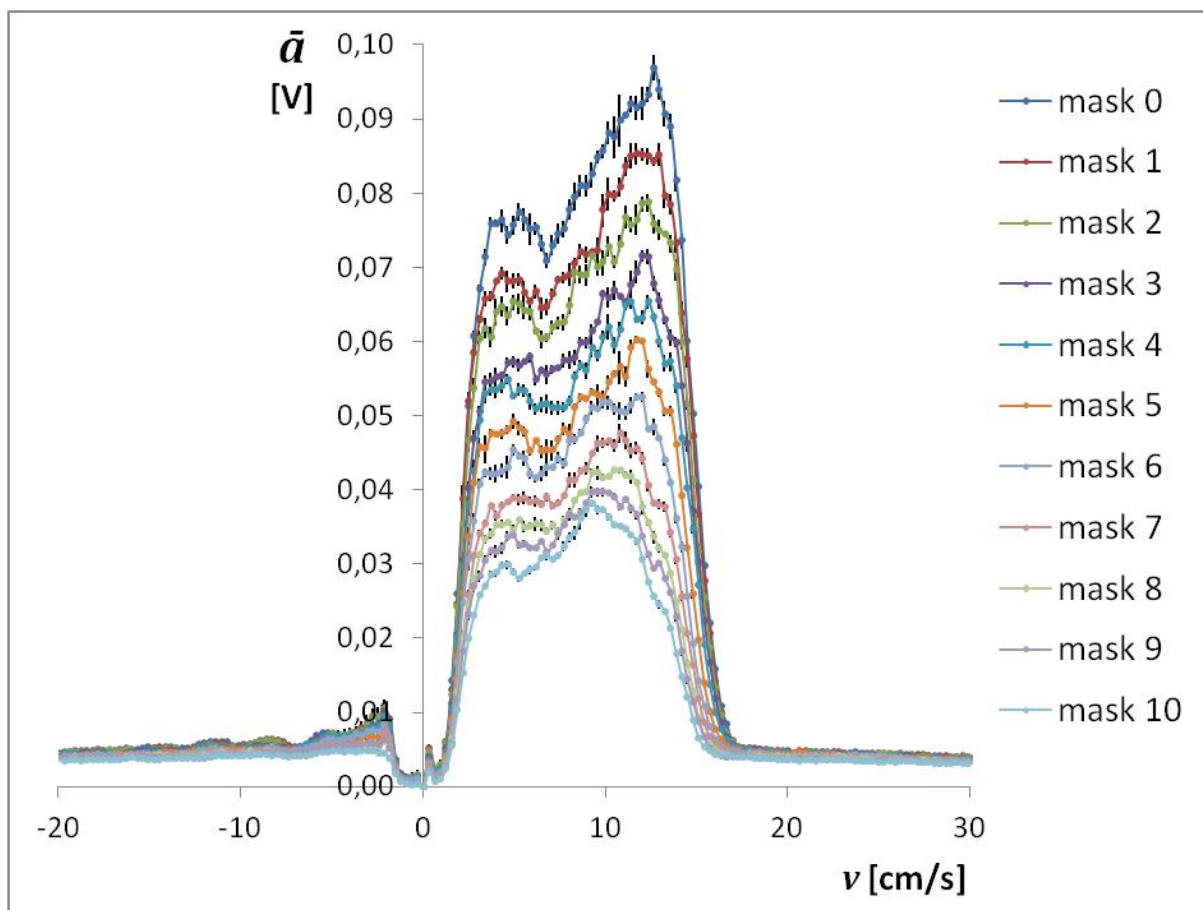


Graf 3.24 Závislost průměrné rychlosti toku na počtu vypnutých měničů

Graf ukazuje, že i tento zkoumaný parametr ve shodě s předchozími výsledky s rostoucím počtem vypnutých měničů klesá. Nicméně pokles naměřené hodnoty průměrné rychlosti toku je méně výrazný než u ostatních zkoumaných parametrů. K poklesu naměřené hodnoty průměrné rychlosti toku většímu než 10 % oproti hodnotě naměřené nepoškozenou sondou došlo v případě 9 vypnutých měničů, pro 10 vypnutých měničů byl zaznamenán pokles o 12 %.

3.3.2. Analýza akustického výstupu

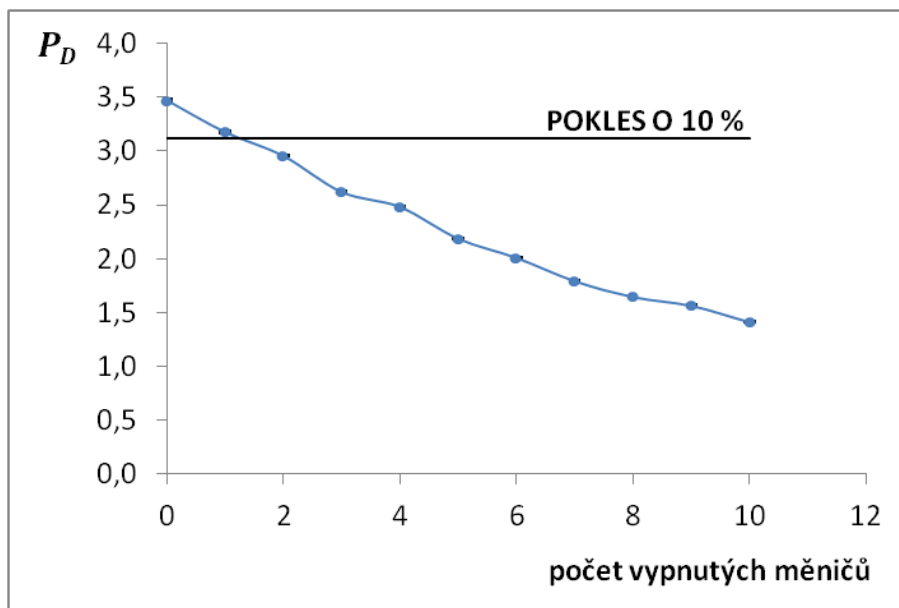
Graf 3.25 srovnává amplitudová spektra akustického výstupu naměřená pomocí phased array sondy s jednotlivými stupni závažnosti poruchy při určování parametrů toku v hadici o průměru 8 mm. Parametr „mask“ odpovídá počtu vypnutých měničů.



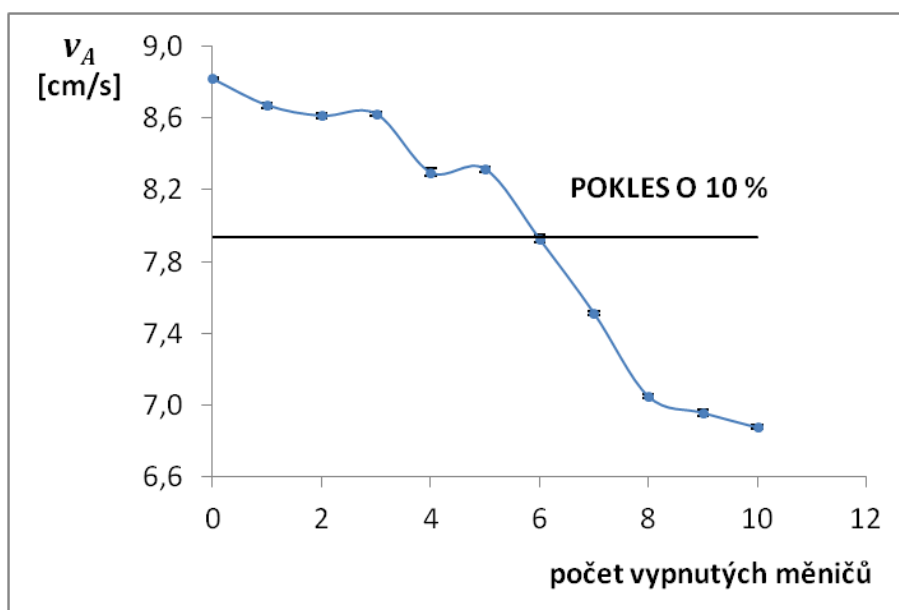
Graf 3.25 Změny amplitudového spektra akustického výstupu vyvolané simulovanou poruchou sondy

Rozdíly mezi amplitudovými spektry akustického výstupu a obrazového výstupu naměřenými nepoškozenou phased array sondou jsou obdobné jako v případě konvexní sondy. Lze si tedy povšimnout ostřejšího maxima histogramu a rychlejšího poklesu amplitudy směrem k vyšším i nižším rychlostem, výraznější eliminace amplitudy u rychlostí blízkých nule, vyšší úroveň šumu a relativně nižší amplitudy pro rychlosti spadající do první poloviny intervalu měřených rychlostí. V důsledku těchto skutečností je opět hodnota průměrné rychlosti toku vypočtená analýzou spektra akustického výstupu vyšší než hodnota vypočtená analýzou digitálních obrazů. Stejně jako ve všech předchozích případech dochází s rostoucím počtem vypnutých měničů k poklesu amplitudy detekovaného signálu, posunu maxima histogramu směrem k nižším rychlostem a k zužování intervalu měřených rychlostí.

Do grafu 3.26 je vynesena závislost celkového detekovaného dopplerovského výkonu P_D na počtu vypnutých měničů a do grafu 3.27 je vynesena závislost naměřené hodnoty průměrné rychlosti toku v_A na počtu vypnutých měničů.



Graf 3.26 Závislost celkového detekovaného výkonu na počtu vypnutých měničů



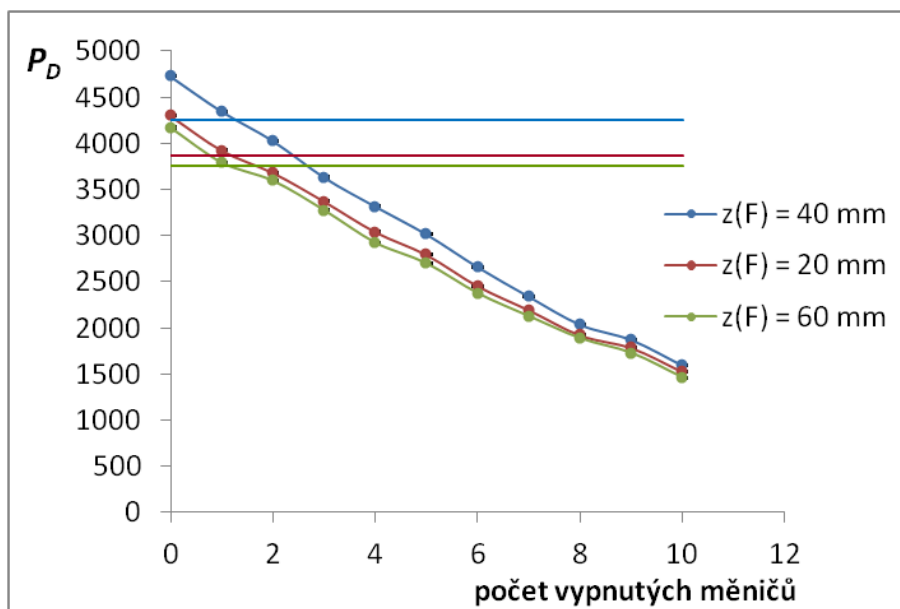
Graf 3.27 Závislost průměrné rychlosti toku na počtu vypnutých měničů

Závislost celkového detekovaného dopplerovského výkonu má stejný průběh jako v případě analýzy obrazového výstupu. Pro deset vypnutých měničů dosahoval tento parametr přibližně 40 % původní hodnoty. U naměřené hodnoty průměrné rychlosti toku byl analýzou akustického výstupu zjištěn mnohem rychlejší pokles v důsledku rostoucího počtu vypnutých měničů než v případě analýzy digitálních obrazů. Pro deset vypnutých měničů byl

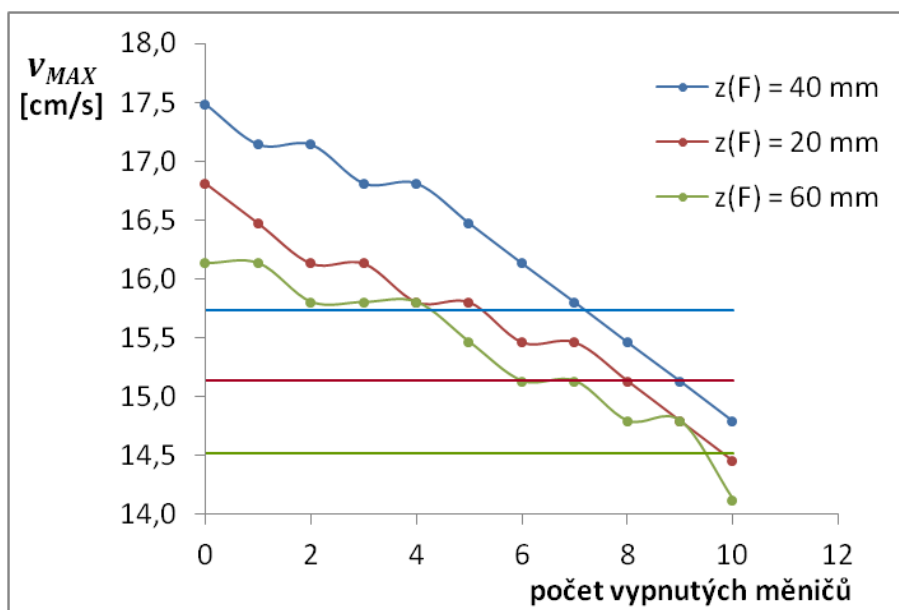
zaznamenán celkový pokles o více než 20 %. Příčina tohoto rychlého poklesu je stejná jako v případě lineární sondy a spočívá ve vysoké úrovni šumu u záporných rychlostí, která se v případě většího počtu vypnutých měničů promítne do výpočtu průměrné rychlosti toku.

3.3.3. Vliv polohy ohniskové oblasti

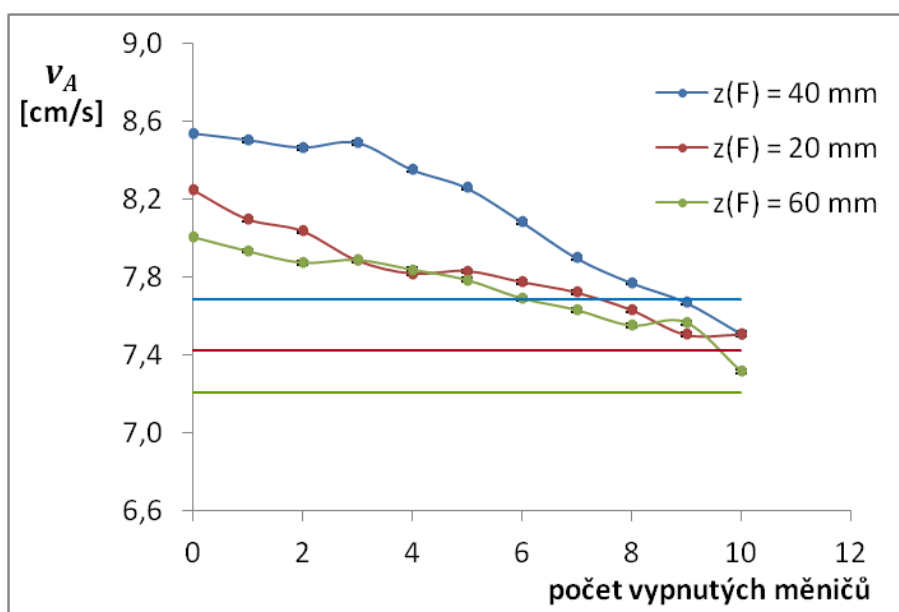
Grafy 3.28 – 3.30 ukazují vliv polohy ohniskové oblasti na výsledky získané pomocí phased array sondy při měření parametrů toku v hadici o průměru 8 mm. Do grafu 3.28 je vynesena závislost celkového detekovaného dopplerovského výkonu P_D na počtu vypnutých měničů, do grafu 3.29 je vynesena závislost maximální naměřené rychlosti toku v_{MAX} na počtu vypnutých měničů a do grafu 3.30 závislost naměřené hodnoty průměrné rychlosti toku v_A na počtu vypnutých měničů. Modré křivky v grafech odpovídají případu, kdy byla poloha ohniskové oblasti nastavena do hloubky pod povrchem modelu odpovídající pozici vzorkovacího objemu ($z(F) = 40$ mm), červené křivky odpovídají případu, kdy byla hloubka fokusu nastavena do menší vzdálenosti od povrchu modelu ($z(F) = 20$ mm), a zelené křivky odpovídají případu, kdy byla hloubka fokusu nastavena do větší vzdálenosti od povrchu modelu než poloha vzorkovacího objemu ($z(F) = 60$ mm). Vodorovné čáry příslušné barvy vyznačují pokles zkoumaného parametru o 10 % oproti hodnotě naměřené s nepoškozenou sondou.



Graf 3.28 Závislost celkového detekovaného dopplerovského výkonu na počtu vypnutých měničů



Graf 3.29 Závislost maximální naměřené rychlosti toku na počtu vypnutých měničů



Graf 3.30 Závislost průměrné rychlosti toku na počtu vypnutých měničů

Ze závislostí zkoumaných parametrů na počtu vypnutých měničů naměřených pro tři různé polohy ohniskové oblasti lze učinit identické závěry jako v případě konvexní sondy. Ze všech grafů je patrné, že poloha ohniskové oblasti má větší vliv na naměřené hodnoty zkoumaných parametrů než na jejich změny v důsledku zvyšujícího se stupně závažnosti poruchy sondy.

Tabulka 3.7 shrnuje hodnoty jednotlivých zkoumaných parametrů naměřené nepoškozenou phased array sondou.

Tab. 3.7 Hodnoty zkoumaných parametrů naměřené nepoškozenou sondou

	z(F) = 20 mm	z(F) = 40 mm	z(F) = 60 mm
DOPPLEROVSKÝ VÝKON	4299 ± 7	4726 ± 9	4170 ± 9
MAXIMÁLNÍ RYCHLOST TOKU [cm/s]	16,8	17,5	16,1
PRŮMĚRNÁ RYCHLOST TOKU [cm/s]	8,247 ± 0,006	8,538 ± 0,008	8,006 ± 0,008

Stejně jako u konvexní sondy měly všechny zkoumané parametry nejvyšší hodnotu v případě, kdy poloha ohniskové oblasti odpovídala pozici vzorkovacího objemu, a nejnižší hodnotu v případě, kdy byla ohnisková oblast ve větší hloubce než vzorkovací objem.

Vliv polohy ohniskové oblasti na změny zkoumaných parametrů v důsledku zvyšování závažnosti poruchy sondy je shrnutý v tabulkách 3.8 a 3.9, které udávají počty vypnutých měničů vedoucí ke změně parametrů větší než 10 % oproti původním hodnotám a změnu hodnot parametrů v případě 10 vypnutých měničů.

Tab. 3.8 Počet vypnutých měničů, který způsobil změnu zkoumaných parametrů větší než 10 %

	z(F) = 20 mm	z(F) = 40 mm	z(F) = 60 mm
DOPPLEROVSKÝ VÝKON	2	2	2
MAXIMÁLNÍ RYCHLOST TOKU	8	8	10
PRŮMĚRNÁ RYCHLOST TOKU	> 10	9	> 10

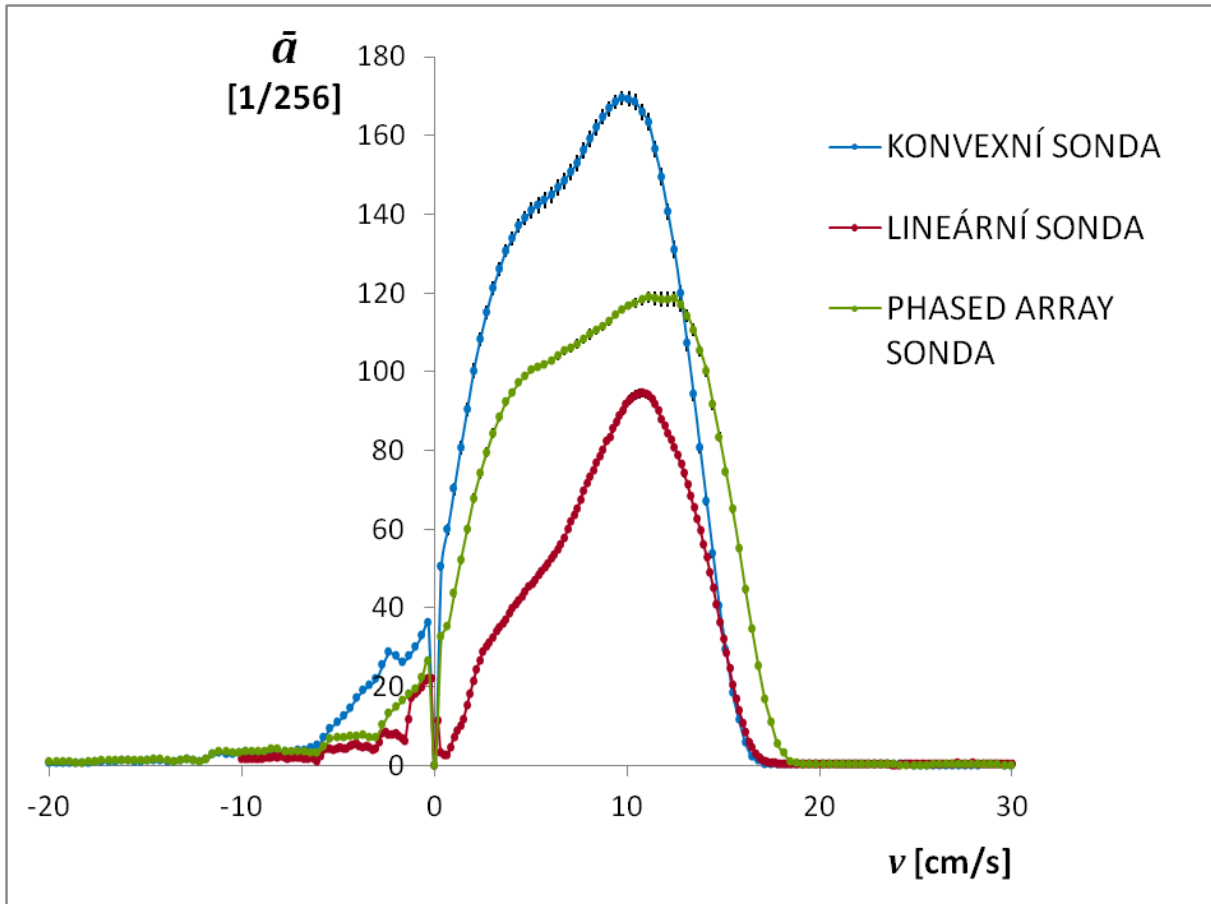
Tab. 3.9 Změna zkoumaných parametrů v případě deseti vypnutých měničů

	z(F) = 20 mm	z(F) = 40 mm	z(F) = 60 mm
DOPPLEROVSKÝ VÝKON	- 65 %	- 66 %	- 65 %
MAXIMÁLNÍ RYCHLOST TOKU	- 14 %	- 15 %	- 12 %
PRŮMĚRNÁ RYCHLOST TOKU	- 9 %	- 12 %	- 9 %

Z obou tabulek vyplývá, že k nejrychlejšímu poklesu zkoumaných parametrů dochází pro polohu ohniska, při níž tyto parametry u nepoškozené sondy dosahovaly nejvyšší hodnoty ($z(F) = 40$ mm). S rostoucím počtem vypnutých měničů tedy nemá poloha ohniskové oblasti na naměřené výsledky tak výrazný vliv jako u nepoškozené sondy. Z hlediska přesnosti výsledků ve srovnání s nepoškozenou sondou, která má ohniskovou oblast v poloze odpovídající pozici vzorkovacího objemu, se u phased array sondy jako nejnepříznivější jeví případ, kdy je fokus nastaven do větší hloubky pod povrchem fantomu než vzorkovací objem.

3.4. Měření rychlosti v hadici o $\varnothing$ 8 mm – srovnání sond

Graf 3.31 srovnává průměrné histogramy naměřených rychlostí získané pomocí nepoškozené konvexní sondy (modrá křivka), lineární sondy (červená křivka) a phased array sondy (zelená křivka) v případě, kdy byla ohnisková oblast nastavena do hloubky odpovídající pozici vzorkovacího objemu.



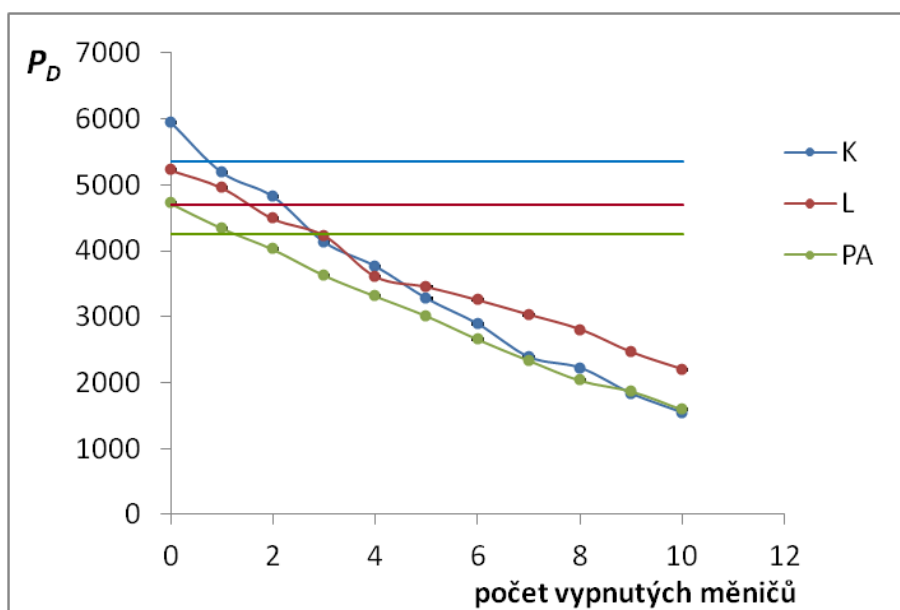
Graf 3.31 Dopplerovské spektrum naměřené nepoškozenou sondou

Z tvaru jednotlivých spekter lze odhadnout vlastnosti ultrazvukových paprsků generovaných jednotlivými typy sond. Jak již bylo uvedeno výše, lze odchylky naměřených histogramů od teoretického předpokladu vysvětlit nerovnoměrným ozvučením průřezu hadice, které vzniká jednak v důsledku nerovnoměrné prostorové distribuce ultrazvukové energie vysílané vyšetřovací sondou a jednak v důsledku interakce ultrazvukového vlnění se zakřivenou stěnou hadice tvořící ve fantomu průtočný kanál. Protože experimentální uspořádání bylo pro všechny typy sond shodné, musejí být rozdíly ve spektrech způsobené především různou šířkou generovaných ultrazvukových paprsků. Při dané orientaci průtočného kanálu a vyšetřovací sondy bude mít pro rovnoměrné ozvučení celého průřezu hadice rozhodující vliv šířka paprsku v elevačním směru. Z toho lze usoudit, že nejširší ultrazvukový paprsek je

v tomto směru vysílán phased array sondou a naopak nejužší paprsek je vysílán lineární sondou.

Nápadným rozdílem v zaznamenaných spektrech je větší šířka histogramu zjištěná v případě phased array sondy. Jak již bylo uvedeno výše, jednou z příčin tohoto rozšíření spektra může být větší šířka apertury typická pro tento typ sondy. Navíc bylo experimentálně zjištěno, že naměřená hodnota maximální detekované rychlosti je závislá na nastavené úrovni zesílení přijímače a to tak, že s rostoucím zesílením roste. To koresponduje s faktem, že signál s maximálním dopplerovským posuvem je přijímán pouze měniči na jednom z okrajů apertury a jeho amplituda bude tedy poměrně nízká a blízká úrovni šumu. Zesílení přijímače bylo během všech experimentů nastavováno podle úrovně šumu. Na základě tohoto pravidla bylo pro danou sadu měření u phased array sondy nastavena vyšší úroveň zesílení (8 % z možného rozsahu) než u konvexní sondy (6 %). V ostatních parametrech se obě sady měření nelišily. Bylo ověřeno, že při nižší úrovni zesílení u phased array sondy dojde k zúžení spektra a maximální naměřené rychlosti dosahují u obou sond téměř shodných hodnot.

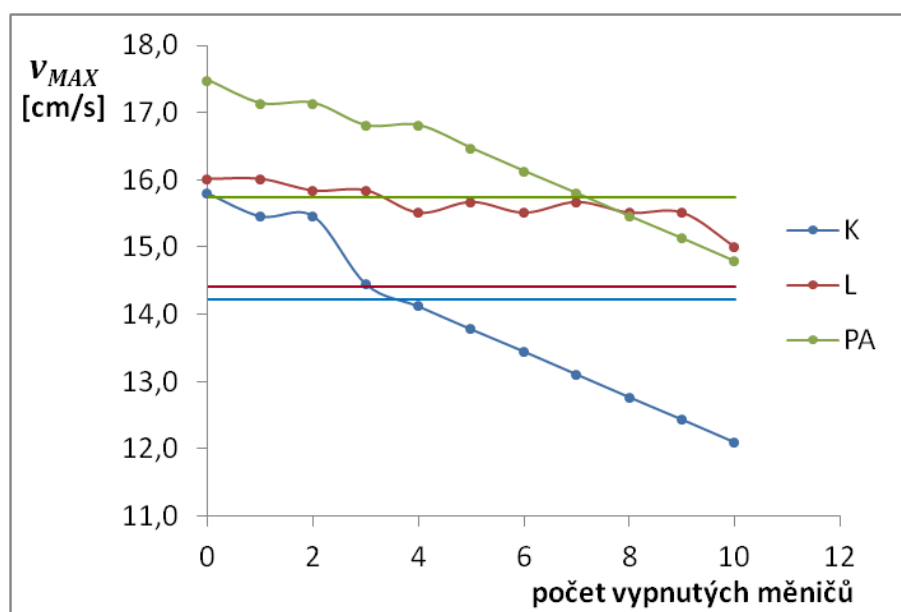
Do grafu 3.32 jsou vyneseny závislosti celkového detekovaného dopplerovského výkonu P_D na počtu vypnutých měničů. Modrá křivka odpovídá výsledkům naměřeným konvexní sondou (K), červená křivka odpovídá výsledkům naměřeným lineární sondou (L) a zelená křivka odpovídá výsledkům naměřeným phased array sondou (PA). Vodorovné čáry příslušné barvy vyznačují pokles zkoumaného parametru o 10 % oproti hodnotě naměřené s nepoškozenou sondou.



Graf 3.32 Závislost celkového detekovaného dopplerovského výkonu na počtu vypnutých měničů

Na základě amplitudy jednotlivých spekter vynesných do grafu 3.31 by bylo možné očekávat, že celkový detekovaný dopplerovský výkon bude v případě nepoškozené lineární sondy přibližně poloviční oproti hodnotám zaznamenaným u konvexní a phased array sondy. Nicméně protože lineární sonda pracovala na dvojnásobné frekvenci a pro všechny sondy byla v dané sadě měření použita stejná opakovací frekvence, měla rychlostní škála v případě lineární sondy poloviční rozsah, což při stejné velikosti digitálních obrazů vedlo k tomu, že u lineární sondy velikost jednoho pixelu odpovídala polovičnímu intervalu rychlostí. Ve výsledném histogramu tedy potom u lineární sondy figuruje dvojnásobný počet různých hodnot rychlostí, které ovšem mají oproti ostatním sondám přibližně poloviční amplitudu. Po sečtení amplitud tak u všech nepoškozených sond dostáváme přibližně stejnou hodnotu celkového detekovaného dopplerovského výkonu, jak ukazuje graf 3.32. Z tohoto grafu je také patrné, že u konvexní sondy dochází k nejrychlejšímu poklesu celkového detekovaného dopplerovského výkonu s rostoucím počtem vypnutých měničů.

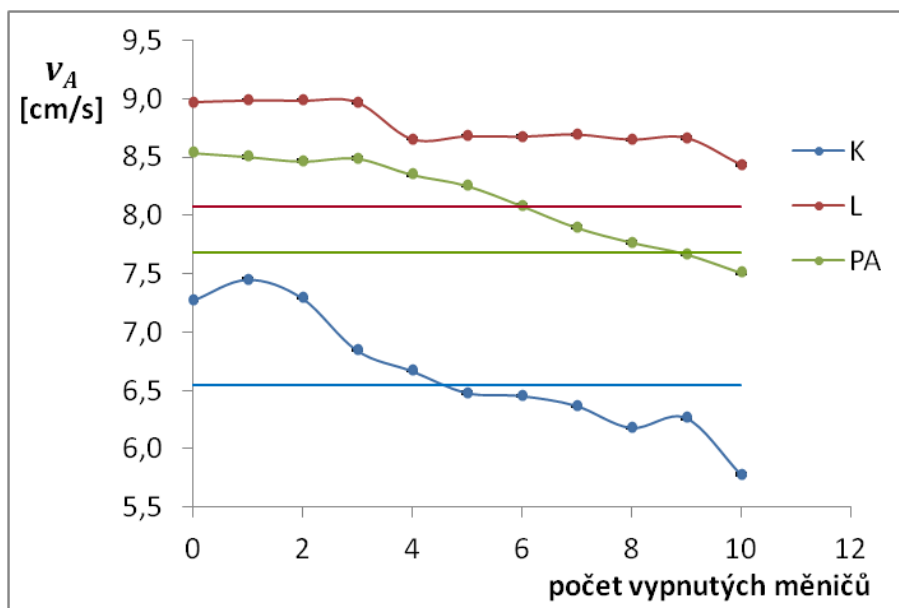
Graf 3.33 ukazuje závislosti maximální naměřené rychlosti toku v_{MAX} na počtu vypnutých měničů zaznamenané jednotlivými typy sond s vyznačeným poklesem o 10 %.



Graf 3.33 Závislost maximální naměřené rychlosti toku na počtu vypnutých měničů

Výrazně vyšší hodnota maximální rychlosti toku naměřená nepoškozenou phased array sondou byla zřejmá již ze zaznamenaných dopplerovských spekter. Z tohoto grafu je nejvýrazněji patrný mnohem pomalejší pokles maximální detekované rychlosti toku v případě lineární sondy ve srovnání s ostatními typy sond.

Do grafu 3.34 jsou vyneseny naměřené závislosti průměrné rychlosti toku v_A na počtu vypnutých měničů zaznamenané u jednotlivých typů sond s vyznačeným poklesem o 10 %.



Graf 3.34 Závislost průměrné rychlosti toku na počtu vypnutých měničů

Nejvyšší naměřená hodnota průměrné rychlosti toku byla pro všechny stupně poruchy zaznamenána v případě lineární sondy. To je ve shodě s faktem, že u lineární sondy mělo na tvar zaznamenaného spektra největší vliv nerovnoměrné ozvučení průřezu hadice a navíc byly prostřednictvím filtru mnohem výrazněji potlačeny rychlosti blízké nule. Na základě této úvahy by bylo možné nejnížší naměřenou hodnotu průměrné rychlosti toku očekávat u phased array sondy. Nicméně u tohoto typu sondy se navíc projevil mnohem výrazněji efekt rozšíření spektra, který ovšem vede ke zvýšení naměřené průměrné hodnoty rychlosti. Nejnížší hodnota průměrné rychlosti toku byla proto naměřena pomocí konvexní sondy. Z grafu je také patrné, že k nejmenšímu ovlivnění tohoto parametru simulovanou poruchou sondy opět došlo v případě lineární sondy.

Tabulka 3.10 shrnuje hodnoty jednotlivých zkoumaných parametrů naměřené nepoškozenou konvexní sondou, lineární sondou a phased array sondou.

Tab. 3.10 Hodnoty zkoumaných parametrů naměřené nepoškozenou sondou

	KONVEXNÍ SONDA	LINEÁRNÍ SONDA	PHASED ARRAY SONDA
DOPPLEROVSKÝ VÝKON	5950 ± 13	5228 ± 7	4726 ± 9
MAXIMÁLNÍ RYCHLOST TOKU [cm/s]	15,8	16,0	17,5
PRŮMĚRNÁ RYCHLOST TOKU [cm/s]	$7,270 \pm 0,008$	$8,971 \pm 0,005$	$8,538 \pm 0,008$

Jak naměřená hodnota maximální rychlosti toku, tak i vypočtená hodnota průměrné rychlosti toku se skutečným hodnotám, tedy 13,26 cm/s a 6,63 cm/s, nejvíce přibližují v případě konvexní sondy. Zatímco nadhodnocení maximální rychlosti toku je způsobené nenulovou šířkou apertury a jeho míra je tedy dána výlučně konstrukcí vyšetřovací sondy, pro nadhodnocení průměrné rychlosti toku má rozhodující význam především nerovnoměrné ozvučení průřezu průtočného kanálu, jehož vliv je určen jednak vlastnostmi ultrazvukového paprsku a jednak parametry samotného průtočného kanálu a to především jeho rozměry a vlastnostmi materiálu tvořícího jeho stěnu. Průměr použité hadice je poměrně velký a odpovídá velkým tepnám lidského organismu (např. arterii femoralis communis). Lze tedy předpokládat, že u cév menšího průřezu nebude k takto výraznému nadhodnocování průměrné rychlosti toku docházet.

Vliv poruch sondy na změny zkoumaných parametrů je shrnutý v tabulkách 3.11 a 3.12, které pro jednotlivé typy sond udávají počty vypnutých měničů vedoucí ke změně parametrů větší než 10 % oproti původním hodnotám a změnu hodnot parametrů v případě 10 vypnutých měničů.

Tab. 3.11 Počet vypnutých měničů, který způsobil změnu zkoumaných parametrů větší než 10 %

	KONVEXNÍ SONDA	LINEÁRNÍ SONDA	PHASED ARRAY SONDA
DOPPLEROVSKÝ VÝKON	1	2	2
MAXIMÁLNÍ RYCHLOST TOKU	4	> 10	8
PRŮMĚRNÁ RYCHLOST TOKU	5	> 10	9

Tab. 3.12 Změna zkoumaných parametrů v případě deseti vypnutých měničů

	KONVEXNÍ SONDA	LINEÁRNÍ SONDA	PHASED ARRAY SONDA
DOPPLEROVSKÝ VÝKON	- 74 %	- 58 %	- 66 %
MAXIMÁLNÍ RYCHLOST TOKU	- 23 %	- 6 %	- 15 %
PRŮMĚRNÁ RYCHLOST TOKU	- 20 %	- 6 %	- 12 %

Z obou tabulek lze vyvodit jednoznačné závěry shrnující hlavní dosažené výsledky:

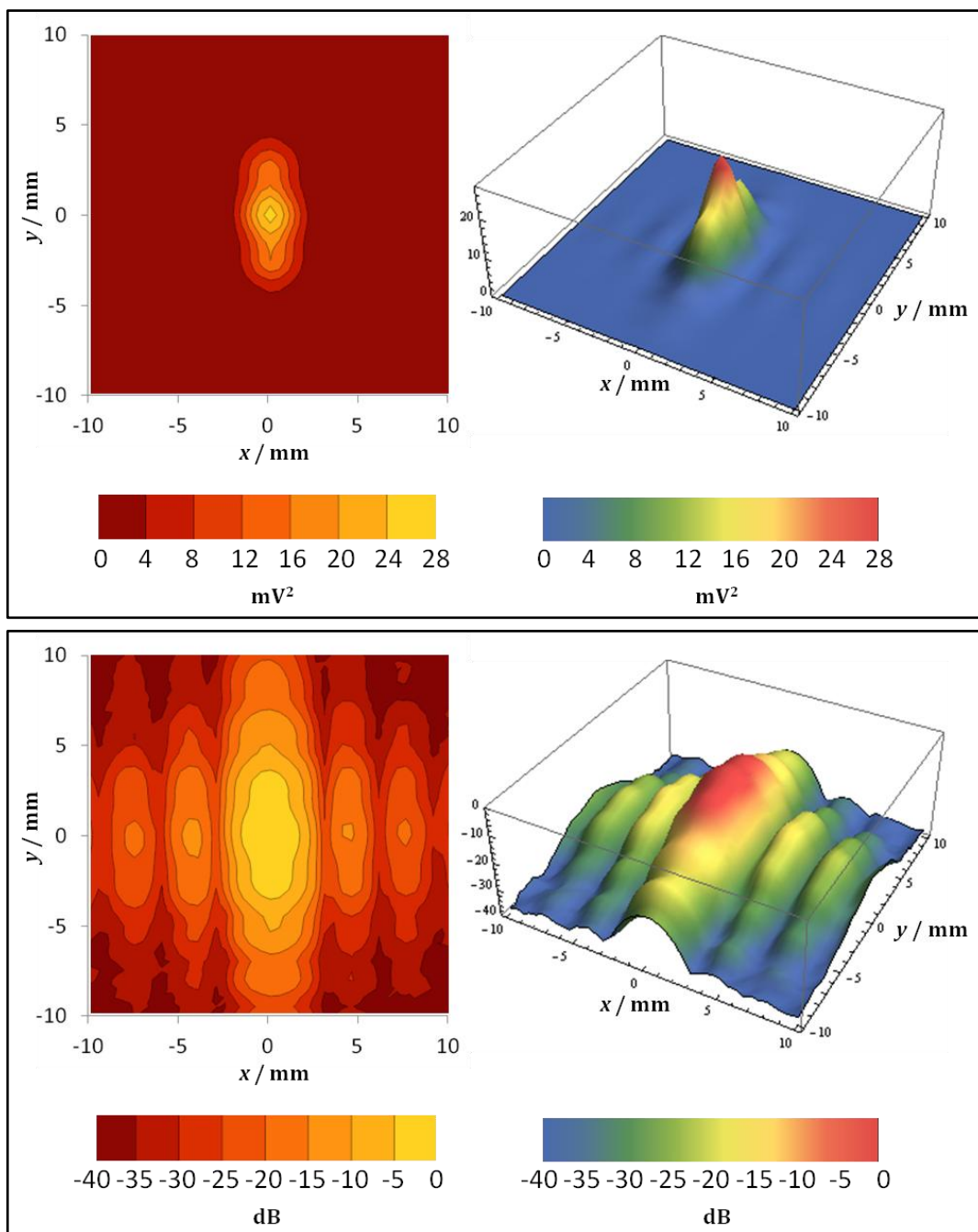
- 1) S rostoucí závažností simulované poruchy sondy dochází k poklesu všech zkoumaných parametrů, tedy celkového detekovaného dopplerovského výkonu, maximální detekované rychlosti toku i naměřené hodnoty průměrné rychlosti toku.

- 2) Nejvýraznější pokles zkoumaných parametrů byl zaznamenán v případě konvexní sondy, naopak nejméně výrazný pokles byl zaznamenán v případě lineární sondy.
- 3) Simulovanou poruchou sondy byl ze zkoumaných parametrů nejvíce ovlivněn celkový detekovaný dopplerovský výkon, naopak nejmenší ovlivnění bylo zjištěno u naměřené hodnoty průměrné rychlosti toku.

3.5. Měření parametrů generovaného ultrazvukového paprsku

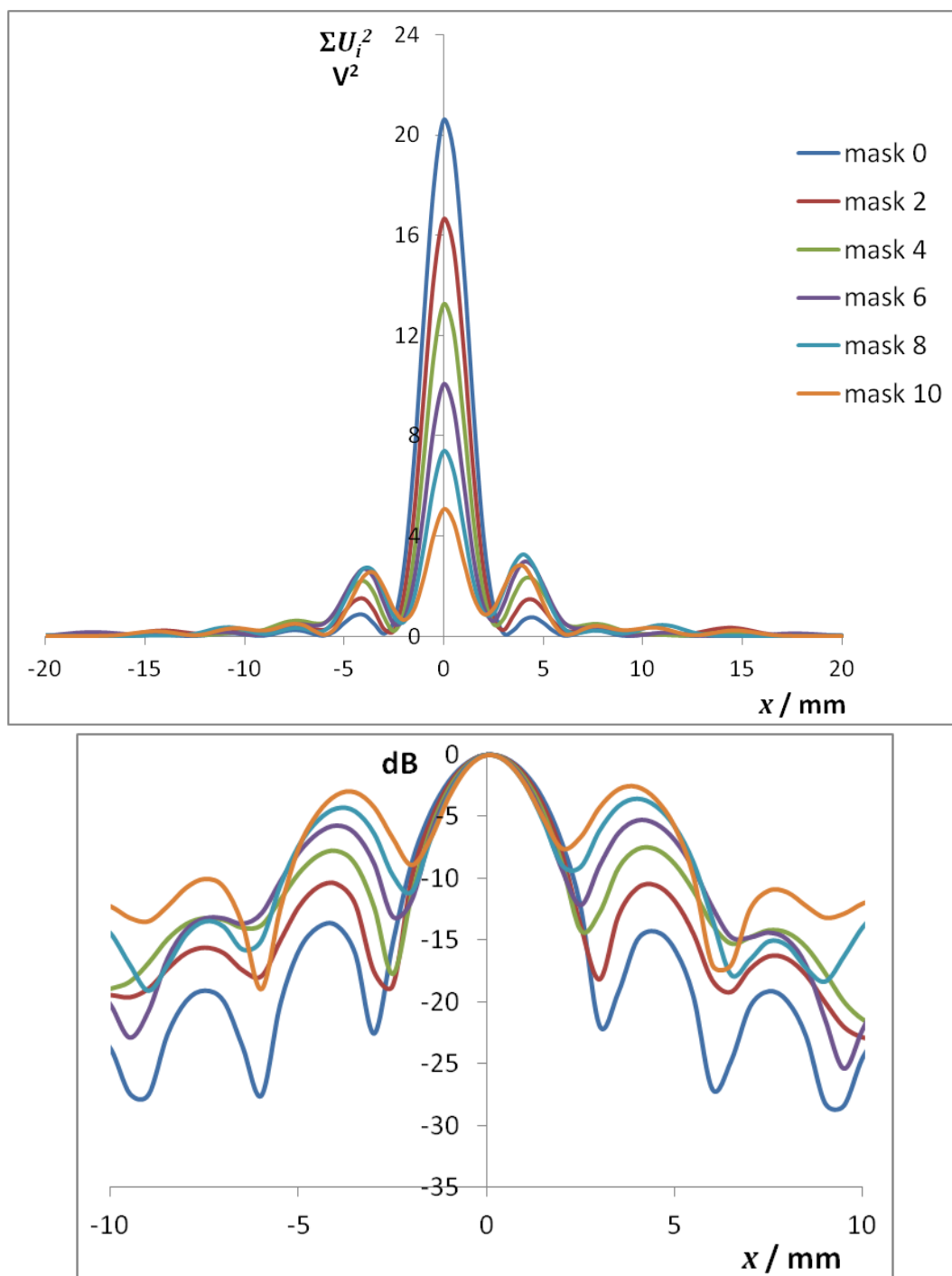
3.5.1. Konvexní sonda

Graf 3.35 ukazuje prostorové rozložení akustické energie v rovině kolmé k ose ultrazvukového paprsku ve vzdálenosti 38 mm od konvexní sondy. Množství akustické energie je v jednotlivých bodech skenu reprezentováno parametrem, který odpovídá integrálu kvadrátu měřeného napětového signálu. Dále je pro jednotlivé body prostoru znázorněn pokles intenzity ultrazvuku v dB škále oproti maximu naměřenému v ose paprsku.

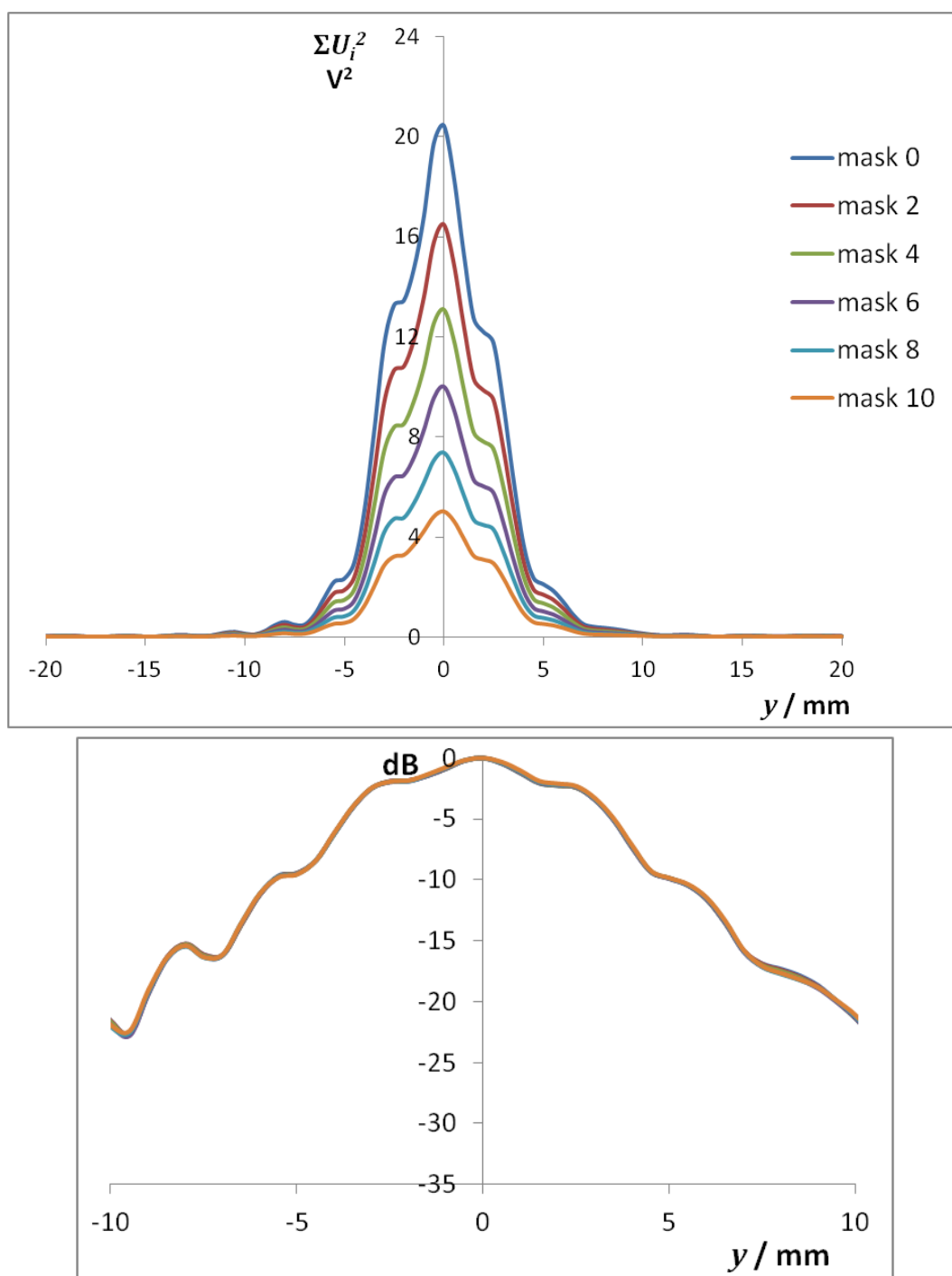


Graf 3.35 Prostorové rozložení ultrazvukové energie v centru vzorkovacího objemu

Do grafu 3.36 jsou vyneseny profily ultrazvukového paprsku v azimutálním směru naměřené pro jednotlivé stupně závažnosti poruchy konvexní sondy. Parametr „mask“ odpovídá počtu vypnutých měničů. Podobně jako v předchozím případě jsou jednotlivé body prostoru charakterizovány nejen číselnou hodnotou měřeného parametru, ale v blízkosti osy paprsku také poklesem intenzity ultrazvuku v dB škále oproti maximální naměřené hodnotě. Obdobným způsobem jsou do grafu 3.37 vyneseny profily ultrazvukového paprsku v elevačním směru.



Graf 3.36 Změna profilu ultrazvukového paprsku v azimutálním směru



Graf 3.37 Změna profilu ultrazvukového paprsku v elevačním směru

Graf 3.35 představuje příčný řez ultrazvukovým paprskem v oblasti odpovídající centru vzorkovacího objemu. Vyneseme-li naměřené hodnoty v lineární škále, je dobře patrný celkový tvar generovaného ultrazvukového paprsku, z něhož lze usoudit, že šířka paprsku v elevačním směru je větší než šířka paprsku v azimutálním směru. Znázornění výsledků v decibelové škále naopak umožňuje detailnější pohled na postranní laloky ultrazvukového paprsku. Zatímco v azimutálním směru jsou jednotlivé postranní laloky prostorově jasně

separované, v elevačním směru dochází spíše k překryvu jednotlivých laloků. Tento překryv nastává už i u prvního postranního laloku, který má poměrně vysokou amplitudu a je tak dobře rozpoznatelný i v případě lineární škály. Relativně vyšší amplitudu postranních laloků v elevačním směru lze vysvětlit faktem, že poloha fokusu v této rovině není totožná s pozicí vzorkovacího objemu. V elevační rovině jsou ultrazvukové paprsky fokusovány prostřednictvím akustické čočky, která má v případě konvexní sondy ohnisko v hloubce 97 mm.

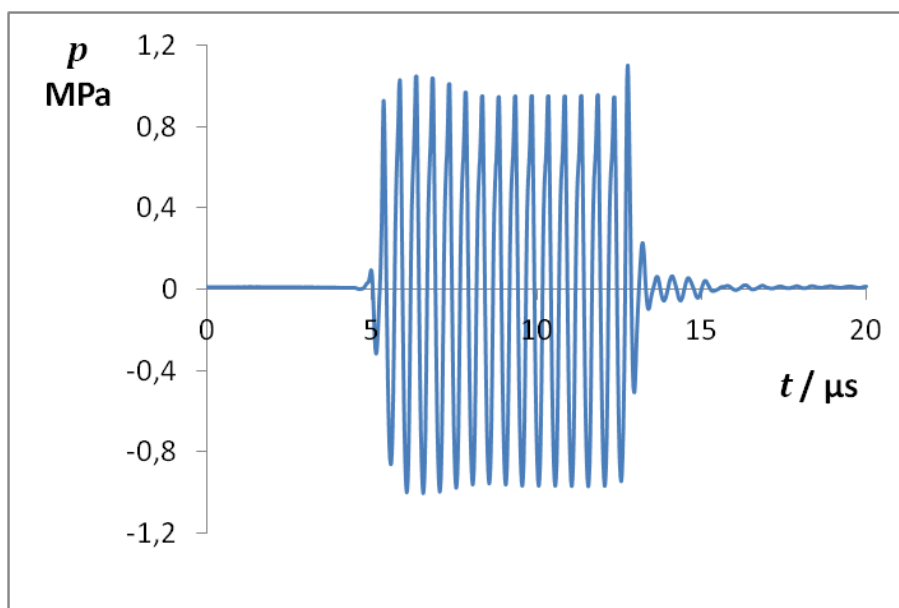
Graf 3.36 ukazuje změny profilu ultrazvukového paprsku v azimutálním směru v závislosti na počtu vypnutých měničů. Pro nepoškozenou konvexní sondu (mask 0) byla šířka paprsku v polovině výšky (FWHM) určena na 2,60 mm a intenzita maxima prvního postranního laloku byla v průměru o 14,1 dB nižší než intenzita maxima hlavního laloku, což dobře odpovídá teoretickému předpokladu pro pravoúhlou aperturu (13 dB). S rostoucím počtem vypnutých měničů docházelo k postupnému poklesu amplitudy hlavního laloku ultrazvukového paprsku, přičemž jeho šířka se významně neměnila. V případě postranních laloků naopak docházelo s rostoucím stupněm závažnosti poruchy sondy k postupnému růstu amplitudy, který je dobře patrný především u prvního postranního laloku.

V elevačním směru (graf 3.37) byly ovšem zjištěny rozdílné výsledky. Pro nepoškozenou sondu byla FWHM určena na 6,02 mm. S rostoucím počtem vypnutých měničů docházelo k postupnému poklesu amplitudy detekovaného signálu a míra tohoto poklesu byla stejná pro všechny vzdálenosti od osy ultrazvukového paprsku. Zkoumaná porucha sondy tedy neměla v elevačním směru na tvar generovaného ultrazvukového paprsku žádný vliv, což je jasně patrné ze srovnání naměřených výsledků v dB škále, kde se jednotlivé profily vzájemně překrývají.

Změny v parametrech generovaného ultrazvukového paprsku, které jsou důsledkem zvyšujícího se stupně závažnosti poruchy sondy, umožňují blíže objasnit změny zaznamenané v případě měření dopplerovských spekter. Snižování amplitudy hlavního laloku ultrazvukového paprsku koresponduje s poklesem amplitudy signálu v dopplerovském spektru a poklesem celkového detekovaného dopplerovského výkonu. Pokles amplitudy vysílaného signálu vede ve svém důsledku i k poklesu maximální naměřené rychlosti toku. Jak již bylo uvedeno výše, signál s nejvyšším dopplerovským posuvem je přijímán pouze měniči na jednom z okrajů apertury a jeho amplituda je tedy poměrně nízká. Pokud dojde k poklesu intenzity ultrazvukového vlnění dopadajícího do vzorkovacího objemu, sníží se i množství ultrazvukové energie rozptýlené zpět ke zdroji vlnění a amplituda detekovaného signálu v případě nejvyšších dopplerovských posuvů poklesne na úroveň šumu. Ztráta signálu

s nejvyšším dopplerovským posuvem vede k zúžení detekovaného intervalu rychlostí a tím pádem i k poklesu naměřené hodnoty průměrné rychlosti toku. Zvyšování amplitudy prvního postranního laloku v azimutálním směru sice vede ke zvýšenému ozvučení centrální části hadice, kde se kapalina pohybuje nejvyšší rychlostí, nicméně toto zvýšení nemá na dopplerovská spektra naměřená v hadici o průměru 8 mm žádný znatelný vliv.

Graf 3.38 představuje záznam časového průběhu ultrazvukového impulzu generovaného nepoškozenou konvexní sondou v dopplerovském spektrálním módu.



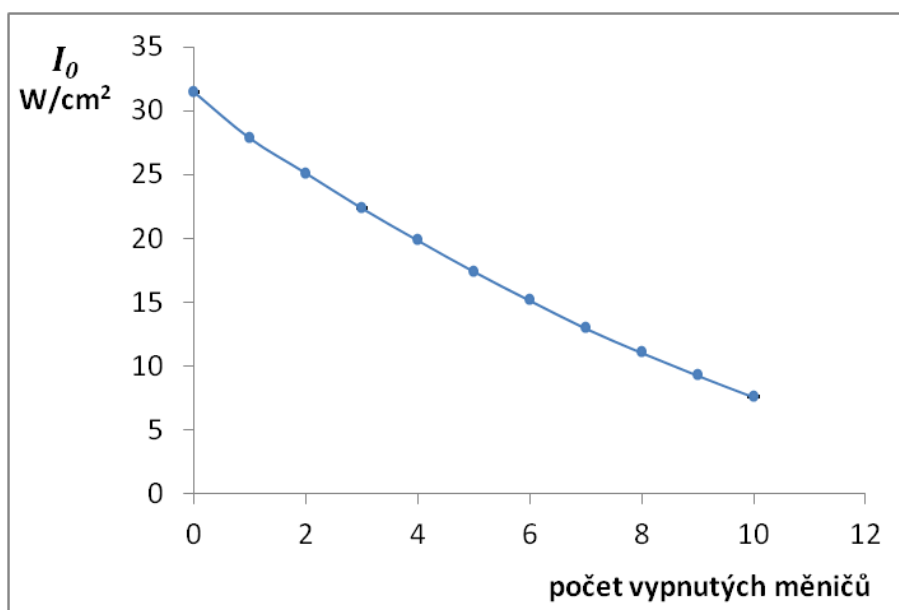
Graf 3.38 Časový průběh akustického signálu v ose ultrazvukového paprsku

Tabulka 3.13 shrnuje akustické parametry odvozené z časového průběhu ultrazvukového impulzu naměřeného v ose ultrazvukového paprsku pro vybrané stupně závažnosti poruchy konvexní sondy.

Tab. 3.13 Závislost měřených akustických parametrů na počtu vypnutých měničů

	POČET VYPNUTÝCH MĚNÍČŮ		
	0	5	10
p_- [MPa]	1,002 ± 0,002	0,792 ± 0,001	0,563 ± 0,001
p_+ [MPa]	1,100 ± 0,001	0,770 ± 0,001	0,498 ± 0,003
I_{PA} [W/cm ²]	31,474 ± 0,014	17,395 ± 0,030	7,558 ± 0,016
t_P [μs]	7,687	7,769	7,787
f [MHz]	2,007	2,008	2,007

Z tabulky vyplývá, že s rostoucím počtem vypnutých měničů se snižuje pozitivní i negativní amplituda akustického tlaku a díky tomu i průměrná hodnota intenzity ultrazvuku v průběhu impulzu. Nicméně na dobu trvání impulzu ani na pracovní frekvenci nemá použitá porucha sondy podle očekávání žádný vliv. Sice dochází k mírnému prodloužení doby trvání impulzu, ale toto prodloužení je dáno především postupem výpočtu, který měřicí systém pro určení daného parametru využívá. Naměřená hodnota pracovní frekvence odpovídá hodnotě deklarované výrobcem. Do grafu 3.39 je vynesena závislost intenzity ultrazvukového vlnění v ose paprsku na počtu vypnutých měničů.

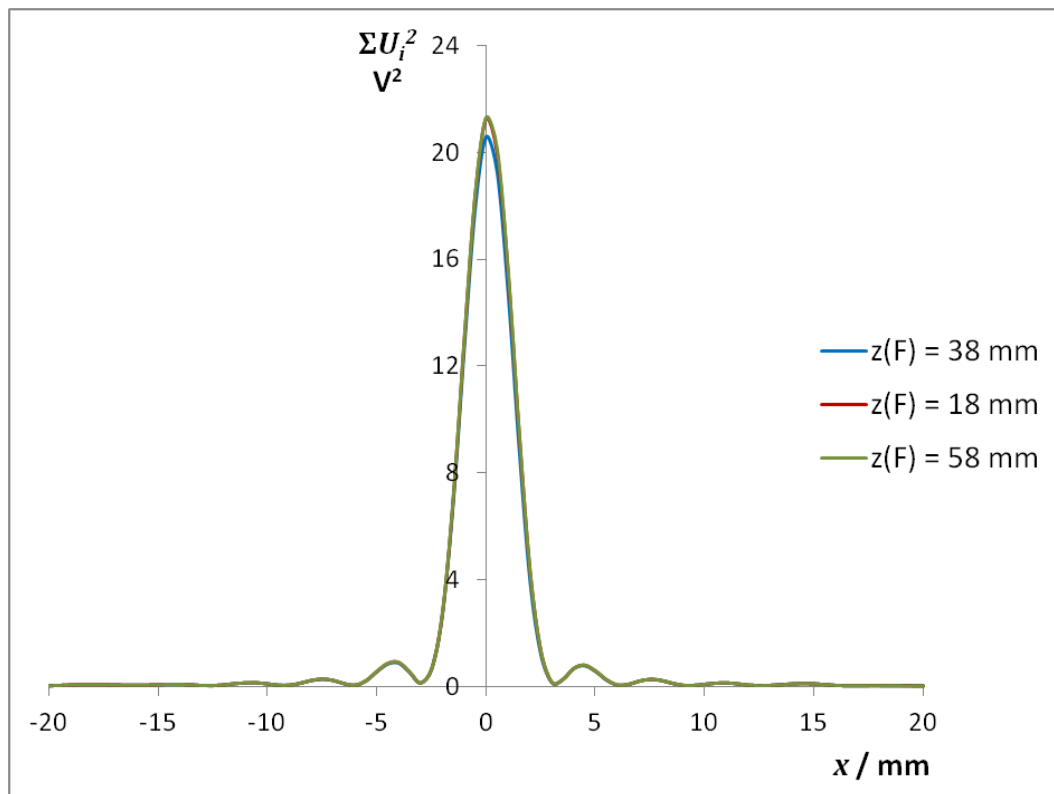


Graf 3.39 Závislost intenzity ultrazvuku v ose paprsku na počtu vypnutých měničů

Jak již bylo uvedeno výše, s rostoucím počtem vypnutých měničů intenzita ultrazvukového vlnění v ose paprsku klesá. Tento pokles ovšem není lineární, jak bychom mohli očekávat na základě rozboru vysvětlujícího kvadratický pokles celkového detekovaného dopplerovského výkonu. Lineárně totiž bude s rostoucím počtem vypnutých měničů klesat celkové množství energie vysílané vyšetřovací sondou. Nicméně intenzita ultrazvuku v jednotlivých bodech prostoru již lineárně klesat nemusí, protože pro různé simulované poruchy vyšetřovací sondy bude docházet k různým prostorovým distribucím ultrazvukové energie (jak jsme viděli výše, v některých bodech prostoru může dokonce dojít k nárůstu intenzity ultrazvuku). Protože simulovaná porucha sondy je situována do středu apertury, lze nejvýraznější pokles intenzity očekávat právě v ose ultrazvukového paprsku.

Graf 3.40 ukazuje pro nepoškozenou konvexní sondu vliv polohy ohniskové oblasti na profil ultrazvukového paprsku v azimutálním směru. Modrá křivka odpovídá případu, kdy byla poloha ohniskové oblasti nastavena do hloubky odpovídající pozici vzorkovacího

objemu ($z(F) = 38$ mm), červená křivka odpovídá případu, kdy byla hloubka fokusu nastavena do menší vzdálenosti od povrchu sondy ($z(F) = 18$ mm), a zelená křivka odpovídá případu, kdy byla hloubka fokusu nastavena do větší vzdálenosti od povrchu sondy než poloha vzorkovacího objemu ($z(F) = 58$ mm).



Graf 3.40 Profil ultrazvukového paprsku v azimutálním směru pro různé polohy ohniskové oblasti

Tabulka 3.14 shrnuje hodnoty akustických parametrů naměřené pro různé polohy ohniskové oblasti v ose ultrazvukového paprsku generovaného nepoškozenou konvexní sondou.

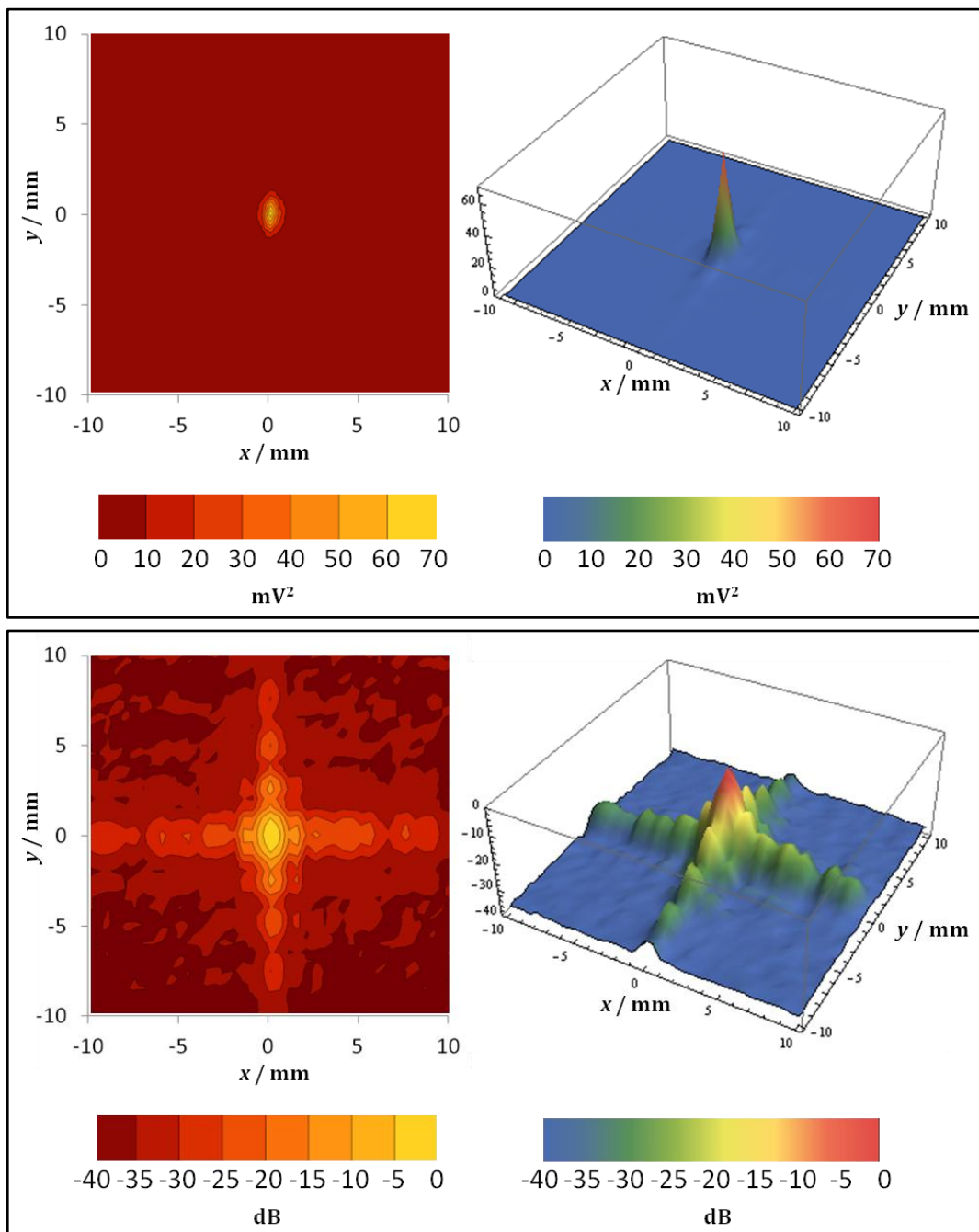
Tab. 3.14 Závislost měřených akustických parametrů na poloze ohniskové oblasti

	POLOHA OHNISKOVÉ OBLASTI		
	$z(F) = 18$ mm	$z(F) = 38$ mm	$z(F) = 58$ mm
p_- [MPa]	$1,011 \pm 0,001$	$1,002 \pm 0,002$	$1,005 \pm 0,001$
p_+ [MPa]	$1,097 \pm 0,001$	$1,100 \pm 0,001$	$1,113 \pm 0,002$
I_{PA} [W/cm ²]	$32,152 \pm 0,004$	$31,474 \pm 0,014$	$32,242 \pm 0,058$
t_p [μs]	7,687	7,687	7,681
f [MHz]	2,007	2,007	2,007

Z grafu i tabulky vyplývá, že s výjimkou nepatrně nižší hodnoty intenzity ultrazvuku v ose paprsku pro případ polohy ohniskové oblasti odpovídající pozici vzorkovacího objemu nebyl zaznamenán žádný vliv změny polohy ohniskové oblasti na parametry generovaného ultrazvukového paprsku.

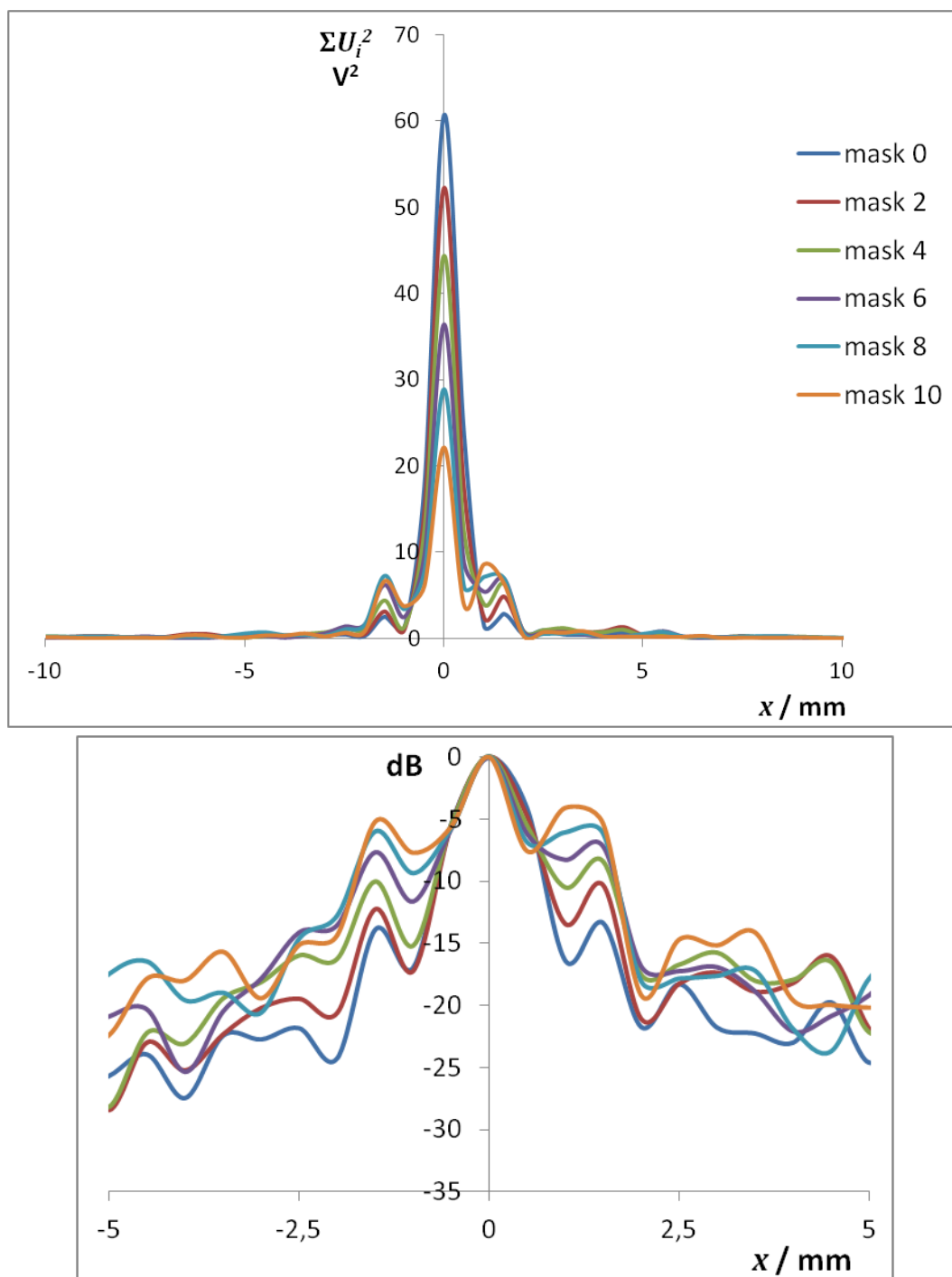
3.5.2. Lineární sonda

Graf 3.41 ukazuje prostorové rozložení akustické energie v rovině kolmé k ose ultrazvukového paprsku ve vzdálenosti 19 mm od lineární sondy.



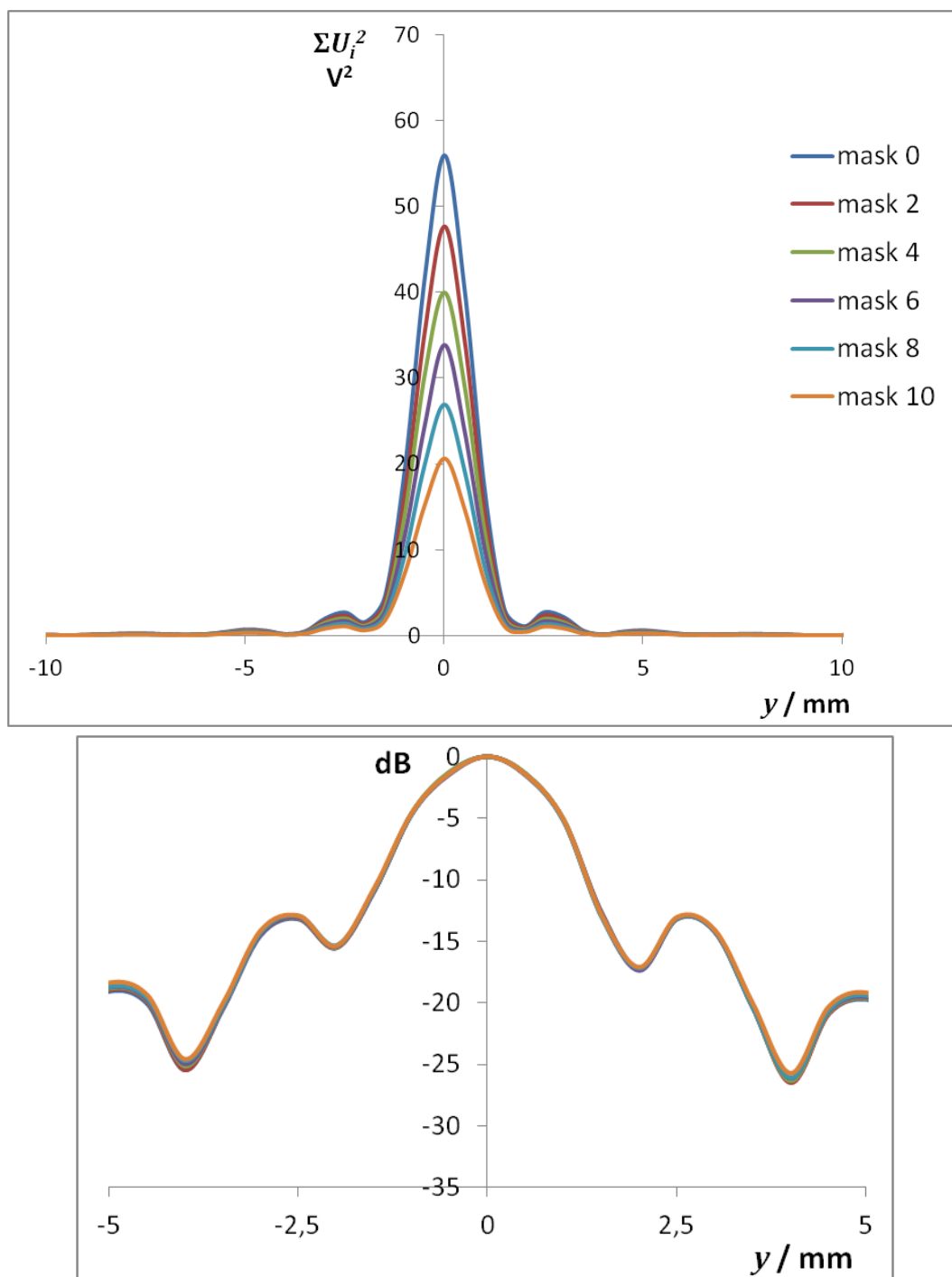
Graf 3.41 Prostorové rozložení ultrazvukové energie v centru vzorkovacího objemu

Do grafu 3.42 jsou vyneseny profily ultrazvukového paprsku v azimutálním směru naměřené pro jednotlivé stupně závažnosti poruchy lineární sondy. Parametr „mask“ odpovídá počtu vypnutých měničů.



Graf 3.42 Změna profilu ultrazvukového paprsku v azimutálním směru

Do grafu 3.43 jsou vyneseny profily ultrazvukového paprsku v elevačním směru naměřené pro jednotlivé stupně závažnosti poruchy lineární sondy.

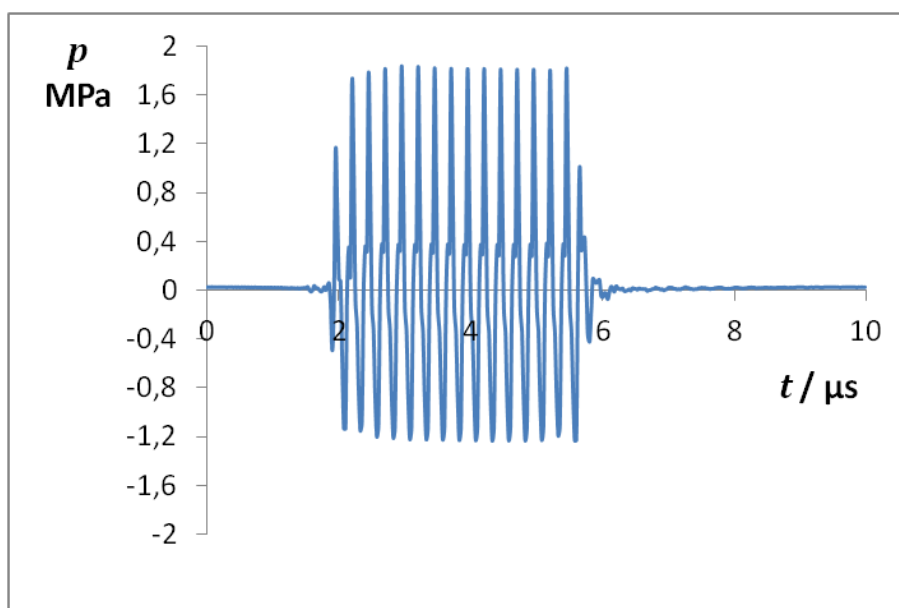


Graf 3.43 Změna profilu ultrazvukového paprsku v elevačním směru

Z grafu 3.41 je na první pohled patrné, že lineární sonda využívá pro dopplerovská spektrální měření mnohem užší ultrazvukový paprsek než konvexní sonda. Na rozdíl od konvexní sondy má také ultrazvukové pole generované lineární sondou v dané hloubce velmi podobný průběh v azimutálním i elevačním směru. Ohnisko akustické čočky se pro použitou sondu nachází v hloubce 16 mm. Parametry ultrazvukového pole byly měřeny v hloubce 19 mm, kam tedy byl ultrazvukový paprsek fokusován nejen v azimutálním směru, ale relativně přesně také v elevačním směru.

Pro nepoškozenou sondu byla v azimutálním směru šířka paprsku v polovině výšky určena na 0,76 mm (graf 3.42). Intenzita maxima prvního postranního laloku byla v průměru o 13,6 dB nižší než intenzita maxima hlavního laloku. S rostoucím počtem vypnutých měničů opět docházelo k poklesu amplitudy hlavního laloku ultrazvukového paprsku a k růstu amplitudy postranních laloků. V elevačním směru (graf 3.43) byla pro nepoškozenou sondu FWHM určena na 1,58 mm. S rostoucím počtem vypnutých měničů docházelo k rovnoměrnému poklesu intenzity ultrazvuku pro všechny vzdálenosti od osy paprsku.

Graf 3.44 představuje záznam časového průběhu ultrazvukového impulsu generovaného nepoškozenou lineární sondou v dopplerovském spektrálním módu.



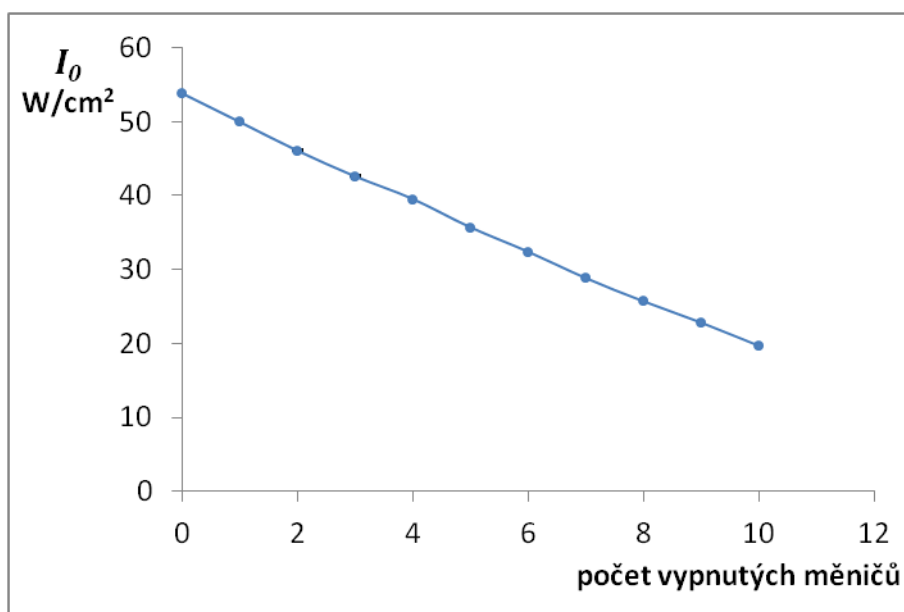
Graf 3.44 Časový průběh akustického signálu v ose ultrazvukového paprsku

Tabulka 3.15 shrnuje odvozené akustické parametry naměřené v ose ultrazvukového paprsku pro vybrané stupně závažnosti poruchy lineární sondy.

Tab. 3.15 Závislost měřených akustických parametrů na počtu vypnutých měničů

	POČET VYPNUTÝCH MĚNIČŮ		
	0	5	10
p_- [MPa]	$1,234 \pm 0,002$	$1,120 \pm 0,001$	$0,811 \pm 0,002$
p_+ [MPa]	$1,828 \pm 0,002$	$1,519 \pm 0,001$	$1,008 \pm 0,001$
I_{PA} [W/cm ²]	$53,914 \pm 0,032$	$35,778 \pm 0,019$	$19,743 \pm 0,006$
t_p [μs]	3,687	3,687	3,687
f [MHz]	4,006	4,006	4,006

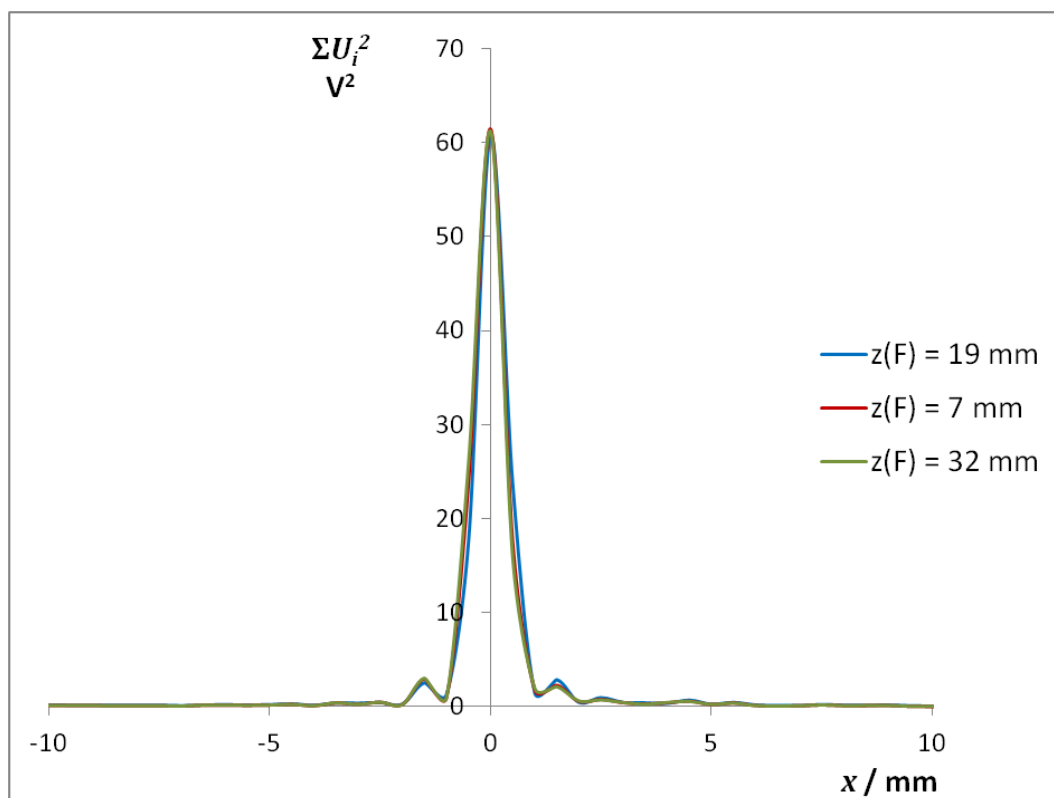
Ultrazvukový impulz generovaný lineární vyšetřovací sondou má velmi podobný průběh jako v případě konvexní sondy, nicméně díky dvojnásobné frekvenci má přibližně poloviční dobu trvání. Simulovaná porucha sondy vyvolává v ose paprsku stejné změny akustických parametrů, jaké byly zjištěny u konvexní sondy – dochází tedy k postupnému poklesu pozitivní i negativní amplitudy akustického tlaku a k poklesu průměrné hodnoty intenzity ultrazvuku v průběhu impulzu. Na dobu trvání impulzu ani na pracovní frekvenci, jejíž hodnota odpovídá hodnotě deklarované výrobcem, nemá zkoumaný typ poruchy sondy žádný vliv. Do grafu 3.45 je vynesena závislost intenzity ultrazvukového vlnění v ose paprsku na počtu vypnutých měničů.



Graf 3.45 Závislost intenzity ultrazvuku v ose paprsku na počtu vypnutých měničů

Podobně jako v případě konvexní sondy byl zaznamenán pokles, který se sice blíží lineární závislosti, nicméně analýza naměřených výsledků v programu Excel ukázala, že nejlépe je možné tuto závislost modelovat polynomem 2. stupně.

Graf 3.46 ukazuje pro nepoškozenou lineární sondu vliv polohy ohniskové oblasti na profil ultrazvukového paprsku v azimutálním směru. Modrá křivka odpovídá případu, kdy byla poloha ohniskové oblasti nastavena do hloubky odpovídající pozici vzorkovacího objemu ($z(F) = 19$ mm), červená křivka odpovídá případu, kdy byla hloubka fokusu nastavena do menší vzdálenosti od povrchu sondy ($z(F) = 7$ mm), a zelená křivka odpovídá případu, kdy byla hloubka fokusu nastavena do větší vzdálenosti od povrchu sondy než poloha vzorkovacího objemu ($z(F) = 32$ mm).



Graf 3.46 Profil ultrazvukového paprsku v azimutálním směru pro různé polohy ohniskové oblasti

Tabulka 3.16 shrnuje hodnoty akustických parametrů naměřené pro různé polohy ohniskové oblasti v ose ultrazvukového paprsku generovaného nepoškozenou lineární sondou

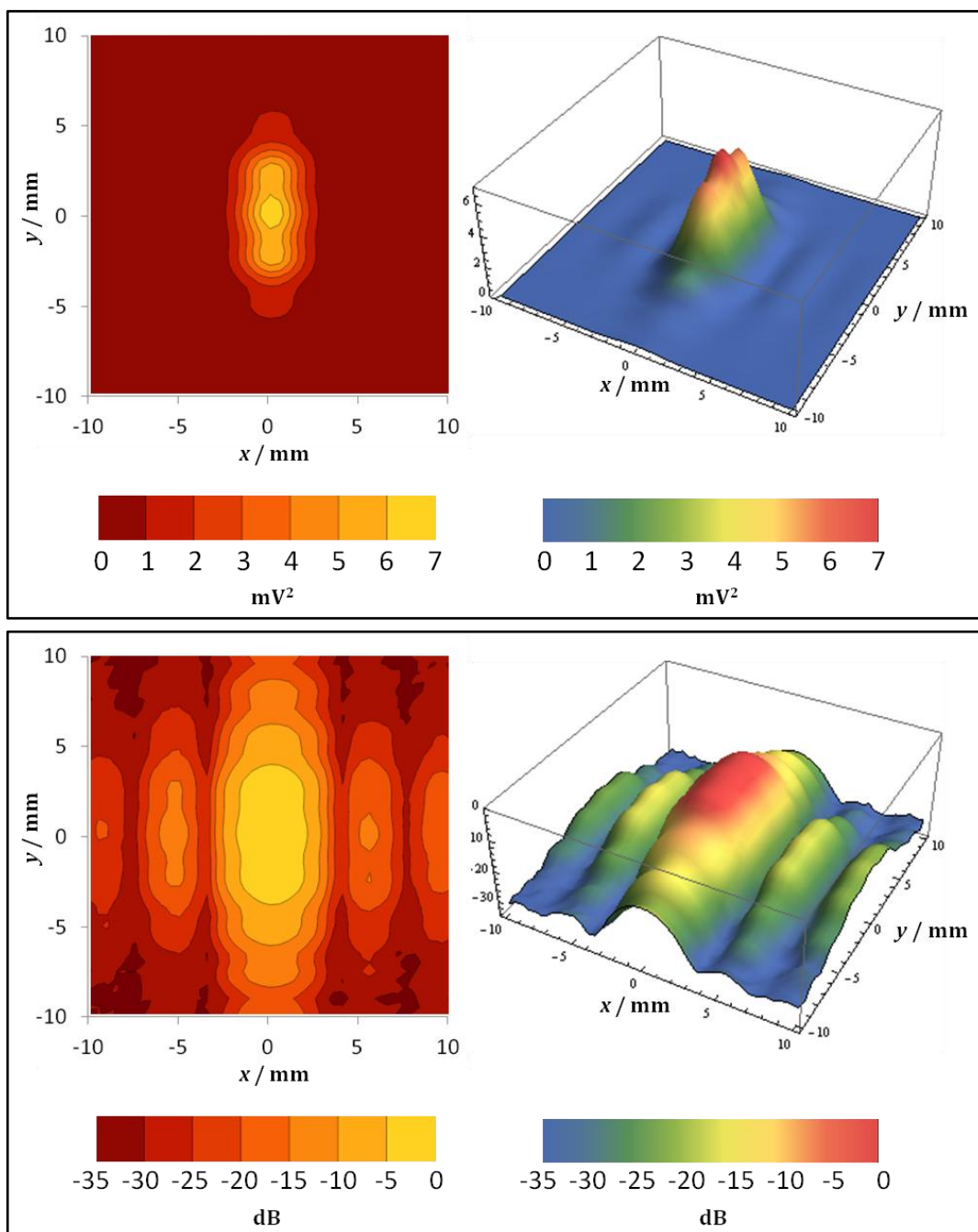
Tab. 3.16 Závislost měřených akustických parametrů na poloze ohniskové oblasti

	POLOHA OHNISKOVÉ OBLASTI		
	$z(F) = 7 \text{ mm}$	$z(F) = 19 \text{ mm}$	$z(F) = 32 \text{ mm}$
p_- [MPa]	$1,310 \pm 0,001$	$1,234 \pm 0,002$	$1,346 \pm 0,003$
p_+ [MPa]	$1,913 \pm 0,001$	$1,828 \pm 0,002$	$1,629 \pm 0,005$
I_{PA} [W/cm ²]	$54,655 \pm 0,012$	$53,914 \pm 0,032$	$53,671 \pm 0,031$
t_p [μs]	3,687	3,687	3,719
f [MHz]	4,006	4,006	4,006

Z grafu i tabulky opět vyplývá, že v případě nepoškozené sondy nebyl zaznamenán žádný výrazný vliv změny polohy ohniskové oblasti na parametry generovaného ultrazvukového paprsku.

3.5.3. Phased array sonda

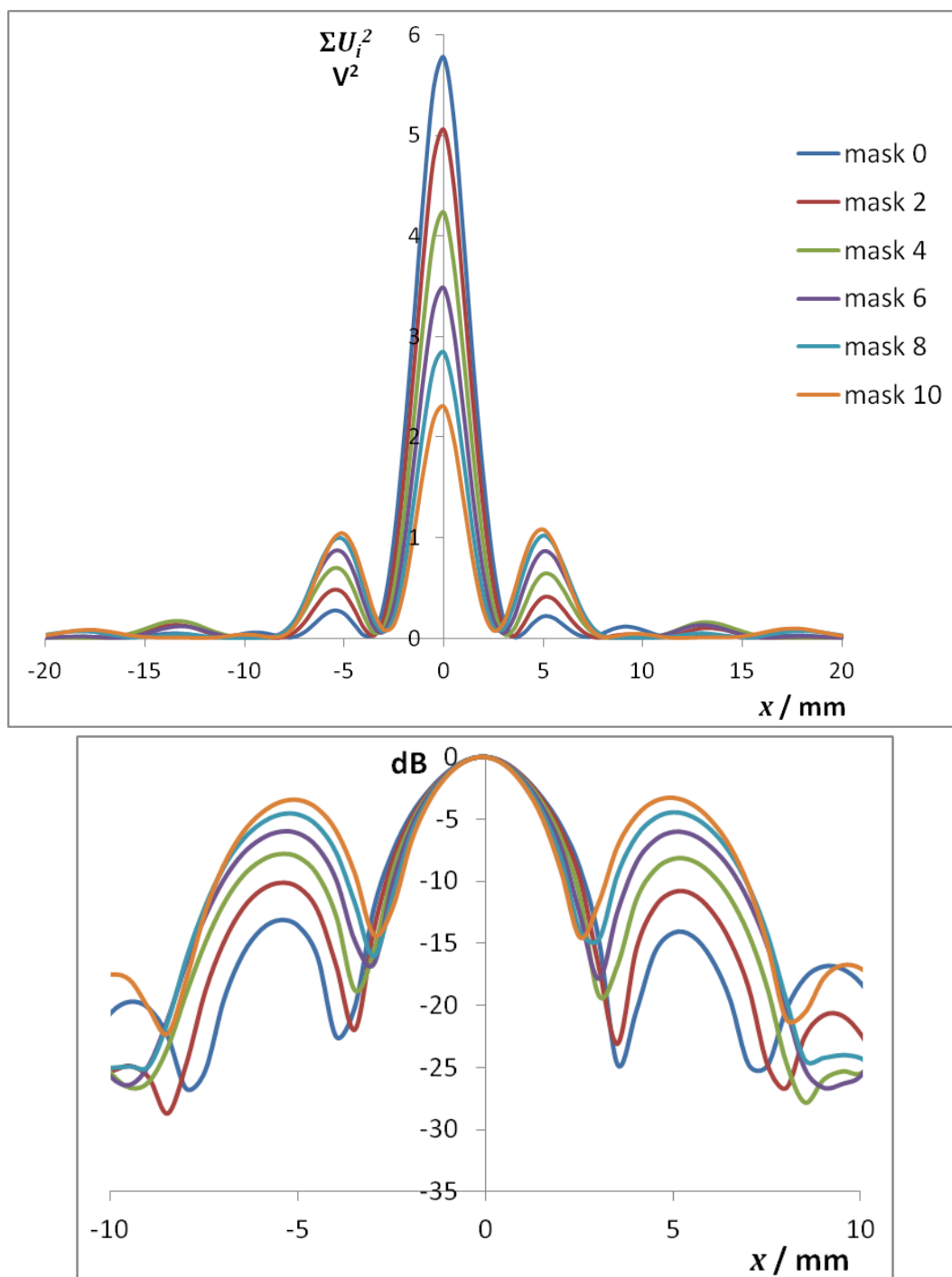
Graf 3.47 ukazuje prostorové rozložení akustické energie v rovině kolmé k ose ultrazvukového paprsku ve vzdálenosti 40 mm od phased array sondy.



Graf 3.47 Prostorové rozložení ultrazvukové energie v centru vzorkovacího objemu

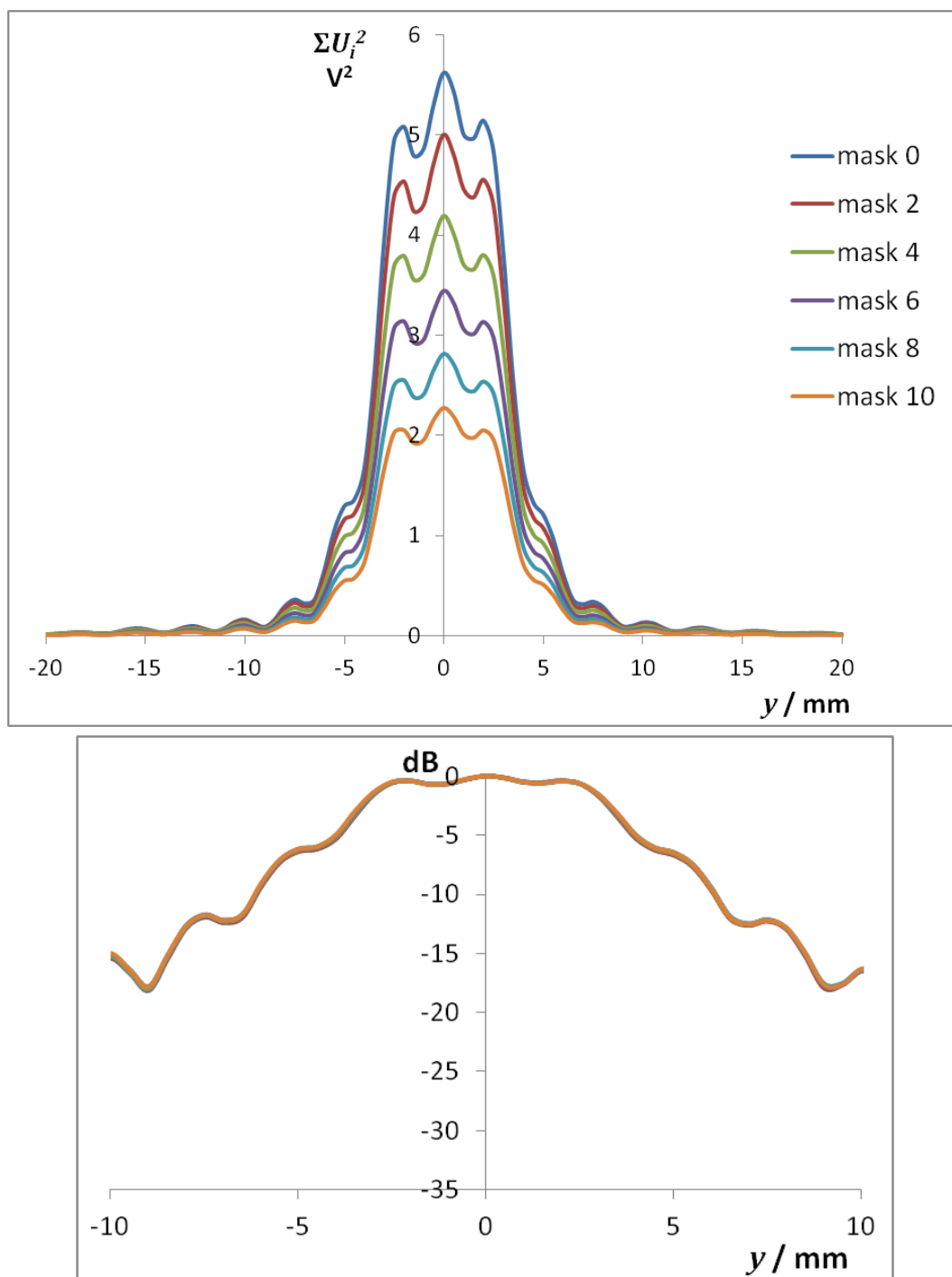
Z grafu můžeme učinit podobný závěr jako v případě konvexní sondy – šířka paprsku v elevačním směru je mnohem větší než v azimutálním směru, kde jsou také mnohem jasněji separovány jednotlivé postranní laloky. Vysokou amplitudu postranních laloků v elevačním směru můžeme opět zdůvodnit fokusací ultrazvukového paprsku pomocí akustické čočky, která je nastavena do hloubky 61 mm a neodpovídá tedy použité hloubce měření.

Do grafu 3.48 jsou vyneseny profily ultrazvukového paprsku v azimutálním směru naměřené pro jednotlivé stupně závažnosti poruchy phased array sondy. Parametr „mask“ odpovídá počtu vypnutých měničů.



Graf 3.48 Změna profilu ultrazvukového paprsku v azimutálním směru

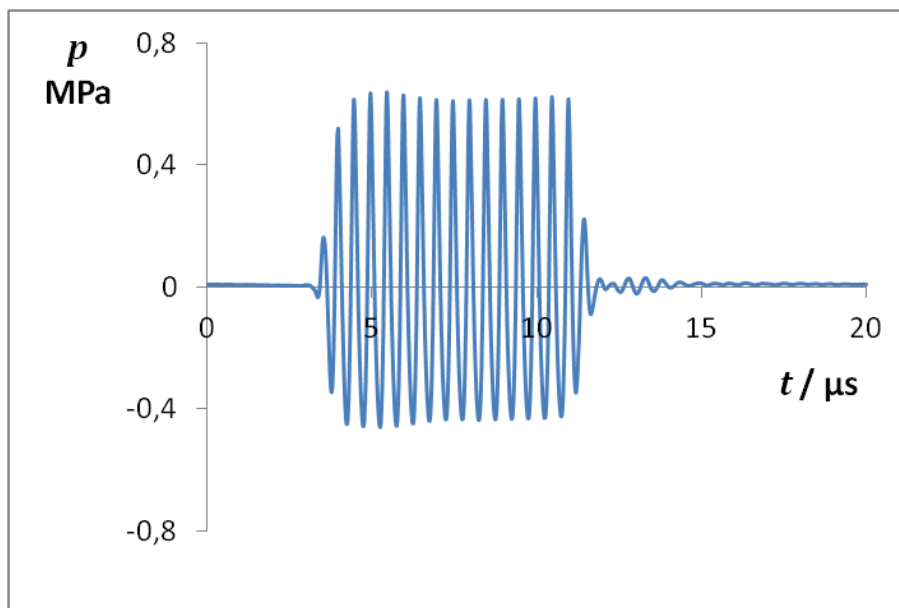
Do grafu 3.49 jsou vyneseny profily ultrazvukového paprsku v elevačním směru naměřené pro jednotlivé stupně závažnosti poruchy phased array sondy.



Graf 3.49 Změna profilu ultrazvukového paprsku v elevačním směru

V azimutálním směru byla pro nepoškozenou phased array sondu FWHM určena na 3,04 mm, intenzita maxima prvního postranního laloku ultrazvukového paprsku byla v průměru o 13,7 dB nižší než intenzita maxima hlavního laloku. V elevačním směru byla pro nepoškozenou sondu FWHM určena na 6,81 mm. Simulovaná porucha sondy měla na profily generovaného ultrazvukového paprsku stejný vliv jako u předchozích typů vyšetřovacích sond.

Graf 3.50 představuje záznam časového průběhu ultrazvukového impulsu generovaného nepoškozenou phased array sondou v dopplerovském spektrálním módu.



Graf 3.50 Časový průběh akustického signálu v ose ultrazvukového paprsku

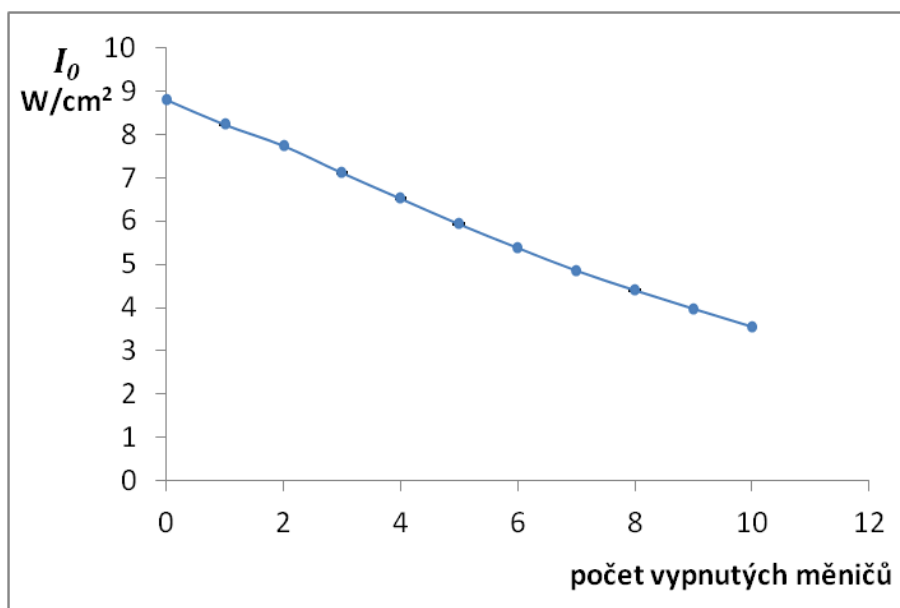
Tabulka 3.17 shrnuje akustické parametry odvozené z časového průběhu ultrazvukového impulsu naměřeného v ose ultrazvukového paprsku pro vybrané stupně závažnosti poruchy phased array sondy.

Tab. 3.17 Závislost měřených akustických parametrů na počtu vypnutých měničů

	POČET VYPNUTÝCH MĚNIČŮ		
	0	5	10
p_- [MPa]	$0,457 \pm 0,002$	$0,395 \pm 0,002$	$0,306 \pm 0,002$
p_+ [MPa]	$0,640 \pm 0,002$	$0,498 \pm 0,001$	$0,380 \pm 0,002$
I_{PA} [W/cm ²]	$8,802 \pm 0,004$	$5,924 \pm 0,009$	$3,554 \pm 0,004$
t_p [μs]	7,469	7,469	7,469
f [MHz]	2,005	2,004	2,004

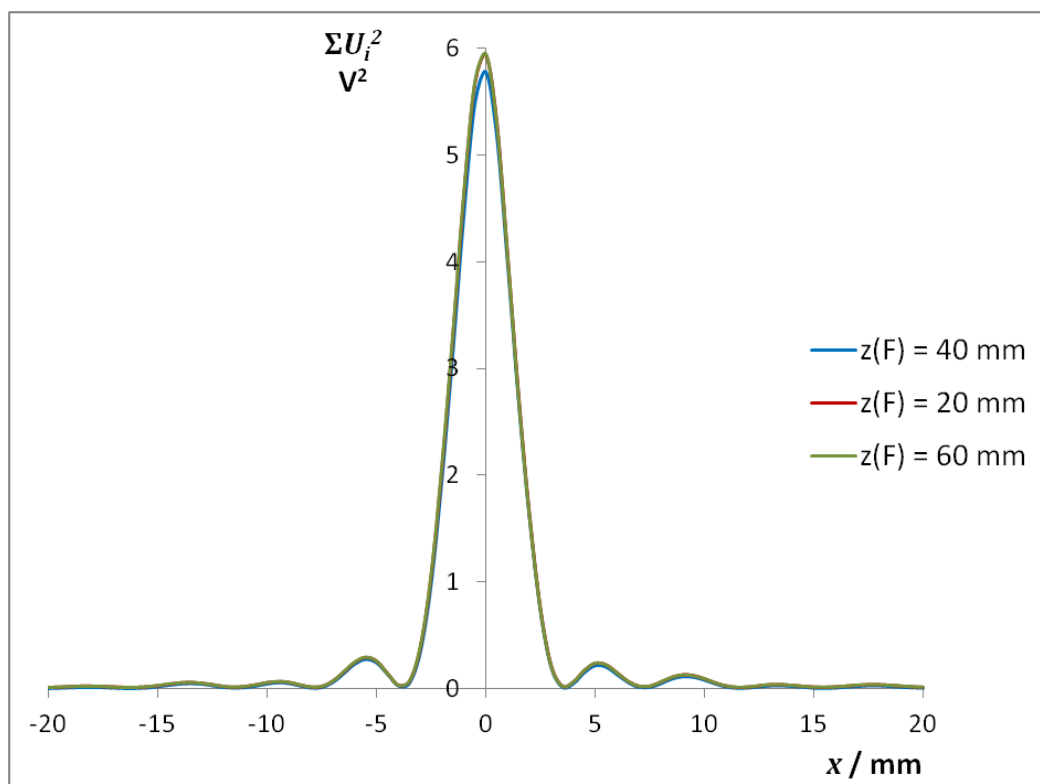
Výsledky shrnuté v předcházející tabulce potvrzují zjištění provedená u lineární a konvexní sondy. Navíc je možné si povšimnout, že oproti předchozím typům sond dosahuje u phased array sondy v ose paprsku průměrná hodnota intenzity ultrazvuku v průběhu impulsu výrazně nižších hodnot. To je způsobeno především větší šířkou ultrazvukového paprsku, díky které je celkové množství energie generované sondou rozprostřeno do větší plochy.

Dřívější poznatky byly potvrzeny i výsledky měření, znázorněnými v grafu 3.51, kde je pro phased array sondu vynesena závislost intenzity ultrazvukového vlnění v ose paprsku na počtu vypnutých měničů.



Graf 3.51 Závislost intenzity ultrazvuku v ose paprsku na počtu vypnutých měničů

Graf 3.52 ukazuje pro nepoškozenou phased array sondu vliv polohy ohniskové oblasti na profil ultrazvukového paprsku v azimutálním směru.



Graf 3.52 Profil ultrazvukového paprsku v azimutálním směru pro různé polohy ohniskové oblasti

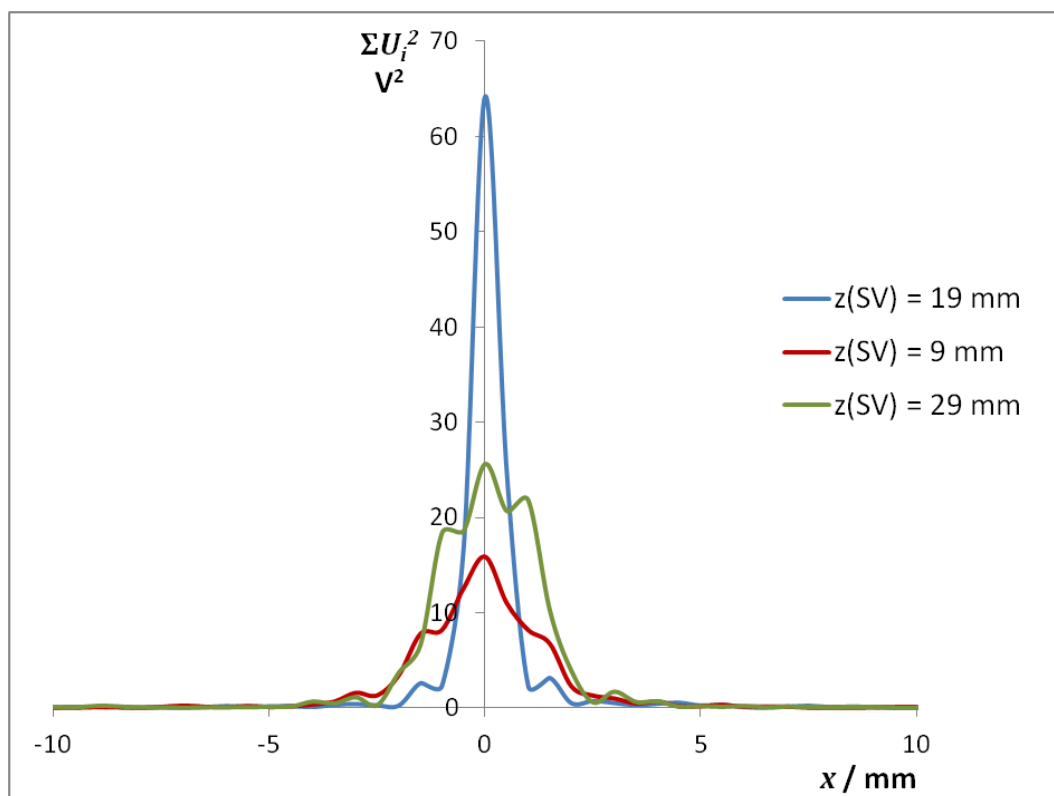
Modrá křivka odpovídá případu, kdy byla poloha ohniskové oblasti nastavena do hloubky odpovídající pozici vzorkovacího objemu ($z(F) = 40$ mm), červená křivka odpovídá případu, kdy byla hloubka fokusu nastavena do menší vzdálenosti od povrchu sondy ($z(F) = 20$ mm), a zelená křivka odpovídá případu, kdy byla hloubka fokusu nastavena do větší vzdálenosti od povrchu sondy než poloha vzorkovacího objemu ($z(F) = 60$ mm).

Tabulka 3.18 shrnuje hodnoty akustických parametrů naměřené pro různé polohy ohniskové oblasti v ose ultrazvukového paprsku generovaného nepoškozenou phased array sondou.

Tab. 3.18 Závislost měřených akustických parametrů na poloze ohniskové oblasti

	POLOHA OHNISKOVÉ OBLASTI		
	$z(F) = 20$ mm	$z(F) = 40$ mm	$z(F) = 60$ mm
p [MPa]	$0,472 \pm 0,002$	$0,457 \pm 0,002$	$0,475 \pm 0,002$
p_+ [Mpa]	$0,650 \pm 0,002$	$0,640 \pm 0,002$	$0,637 \pm 0,002$
I_{PA} [W/cm ²]	$9,056 \pm 0,003$	$8,802 \pm 0,004$	$9,096 \pm 0,002$
t_p [μs]	7,469	7,469	7,437
f [MHz]	2,004	2,005	2,004

Ani v případě phased array sondy se nepodařilo prokázat, že by změna polohy ohniskové oblasti měla výrazný vliv na parametry generovaného ultrazvukového pole. Z toho lze usoudit, že daný ultrazvukový systém nastavuje hloubku fokusu automaticky podle aktuální pozice vzorkovacího objemu. Tato domněnka byla ověřena experimentem, kdy parametry ultrazvukového pole byly měřeny v dané vzdálenosti od vyšetřovací sondy pro tři různé pozice vzorkovacího objemu, přičemž ultrazvukový paprsek byl během všech měření fokusován do hloubky odpovídající poloze hydrofonu. Nejlépe je vliv změny pozice vzorkovacího objemu na parametry ultrazvukového paprsku patrný z výsledků naměřených u lineární sondy. Graf 3.53 srovnává profily ultrazvukového paprsku v azimutálním směru pro tři různé vzdálenosti vzorkovacího objemu od nepoškozené lineární sondy. Ve všech případech byly ultrazvukové paprsky vysílány ve stejném směru, tedy podél stejné osy. Modrá křivka odpovídá případu, kdy pozice vzorkovacího objemu odpovídala hloubce, v níž byly měřeny parametry pole ($z(SV) = 19$ mm), červená křivka odpovídá případu, kdy byla pozice vzorkovacího objemu nastavena do menší hloubky ($z(SV) = 9$ mm), a zelená křivka odpovídá případu, kdy byla pozice vzorkovacího objemu nastavena do větší hloubky ($z(SV) = 29$ mm).

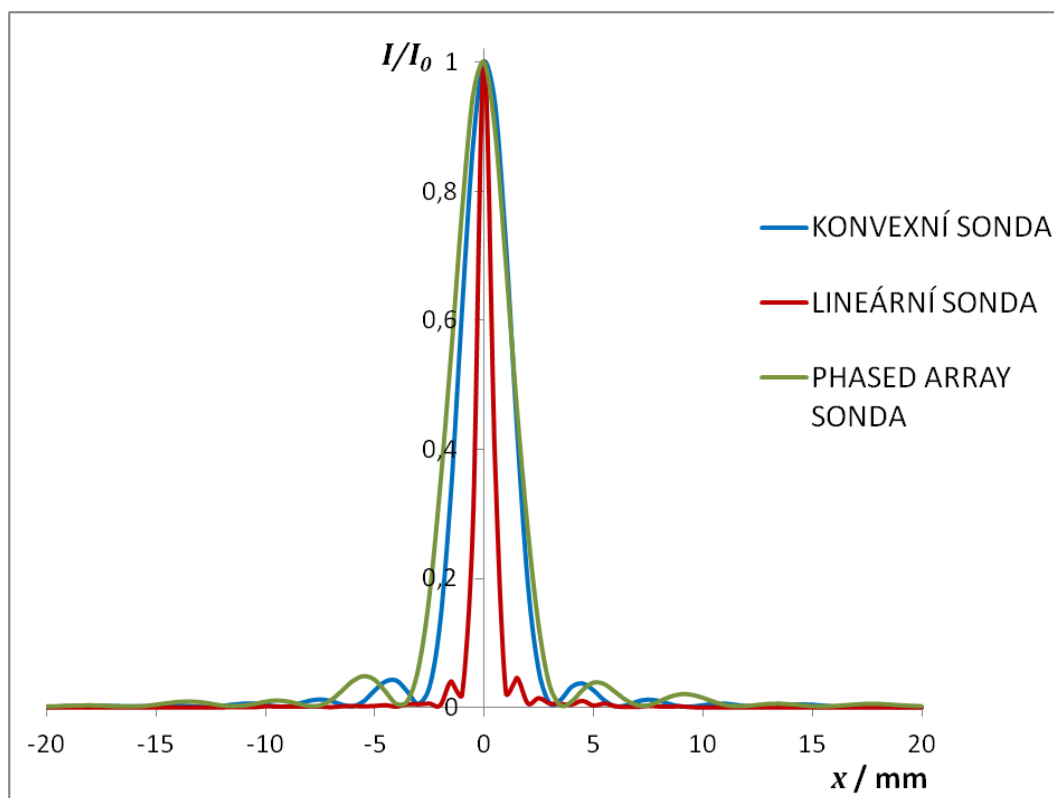


Graf 3.53 Profil ultrazvukového paprsku v azimutálním směru pro různé pozice vzorkovacího objemu (lineární sonda)

Ačkoliv byl ve všech třech případech fokus nastaven do hloubky odpovídající poloze hydrofonu ($z(\text{F}) = 19 \text{ mm}$), vidíme v profilech vynesných do grafu změny typické pro posun ohniskové oblasti. Liší-li se poloha vzorkovacího objemu od místa měření, dochází k poklesu amplitudy hlavního laloku a takovému vzrůstu amplitudy prvního postranního laloku, že se začíná s hlavním lalokem překrývat. Výsledkem je výrazně širší ultrazvukový paprsek. Podobné profily byly naměřeny u konvexní a phased array sondy v elevačním směru, kdy se poloha ohniskové oblasti akustické čočky výrazně lišila od aktuálního místa měření. Z uvedeného tedy vyplývá, že použitý ultrazvukový systém skutečně nastavuje hloubku fokusu podle aktuální pozice vzorkovacího objemu. Nicméně výsledky získané analýzou dopplerovských spekter odhalily, že změnou polohy ohniskové oblasti dochází k rozdílnému příjmu či zpracování detekovaného signálu, čímž jsou potom do určité míry ovlivněny i výsledky spektrálních dopplerovských měření.

3.5.4. Srovnání sond

Graf 3.54 srovnává profily ultrazvukových paprsků generovaných nepoškozenými sondami v azimutálním směru. Modrá křivka odpovídá výsledkům naměřeným pro konvexní sondu, červená křivka odpovídá výsledkům naměřeným pro lineární sondu a zelená křivka výsledkům naměřeným pro phased array sondu. Hodnoty naměřené v jednotlivých bodech profilu jsou normalizovány k hodnotě naměřené v ose ultrazvukového paprsku.



Graf 3.54 Profil ultrazvukového paprsku v azimutálním směru

Ze srovnání profilů ultrazvukových paprsků generovaných jednotlivými typy sond vyplývá, že nejúžší paprsek je v azimutálním směru vysílán lineární sondou a naopak nejširší phased array sondou. Protože ve všech třech případech naměřená závislost intenzity ultrazvukové energie na vzdálenosti od osy paprsku dobře odpovídá teoreticky vypočtenému rozložení akustické energie v ultrazvukovém poli generovaném pravoúhlým měničem, můžeme z polohy prvního minima intenzity v jednotlivých profilech odhadnout velikost apertury, která tento profil generovala. Pro konvexní sondu byla první minima intenzity v profilu zjištěna ve vzdálenosti 3 mm od osy paprsku. Protože profil byl měřen ve vzdálenosti 38 mm od povrchu sondy, odpovídá této poloze minima úhel $\theta_{x0} = 4,51^\circ$ (jedná se o úhel, který svírá osa ultrazvukového paprsku se spojnicí středu apertury a bodu, v němž nastává první minimum intenzity). Velikost tohoto úhlu je podle teorie ultrazvukového pole pravoúhlého měniče dána rozměrem c měniče v azimutálním směru a vlnovou délkou ultrazvuku λ , kdy platí že

$$\theta_{x0} = \arcsin \frac{\lambda}{c}.$$

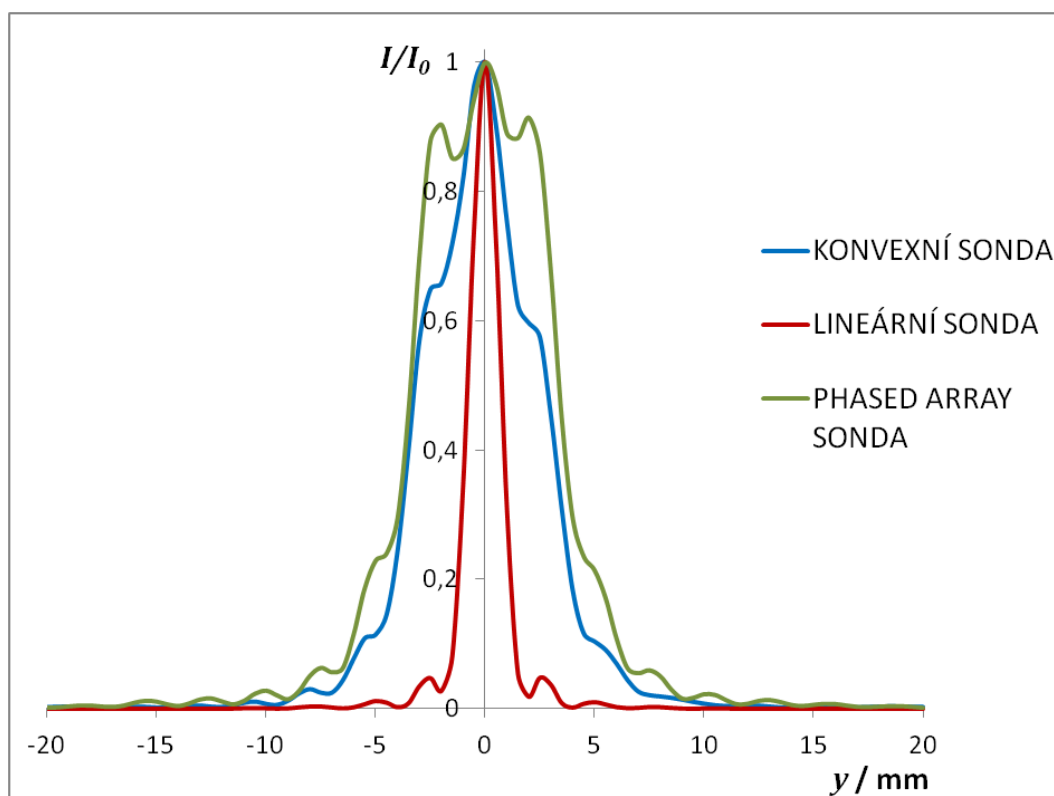
Známe-li tedy vlnovou délku ultrazvuku v daném prostředí (v případě konvexní sondy je pro ultrazvuk o frekvenci 2 MHz vlnová délka ve vodním prostředí 0,74 mm), můžeme velikost apertury c vypočítat ze vztahu

$$c = \frac{\lambda}{\sin \theta_{x0}}.$$

Pro konvexní sondu tak tímto postupem dostáváme velikost apertury 9,41 mm. Při osově vzdálenosti měničů 0,479 mm by tato velikost apertury odpovídala 20 měničům, což je přibližně stejný výsledek, jaký byl vypočten při analýze nadhodnocení maximální naměřené rychlosti toku.

Obdobným způsobem můžeme velikost apertury odhadnout i pro další typy sond. U lineární sondy se první minimum intenzity v profilu objevilo ve vzdálenosti 1 mm od osy paprsku. Profil byl měřen v hloubce 19 mm a ultrazvukové vlnění mělo dvojnásobnou frekvenci oproti konvexní sondě, a tedy poloviční vlnovou délku (0,37 mm). Velikost apertury tak můžeme odhadnout na 7,05 mm, čemuž při osově vzdálenosti měničů 0,3048 mm odpovídá 24 měničů. Tento výsledek je vyšší než v případě odhadu provedeného u nadhodnocení maximální rychlosti, kde byla velikost apertury určena na 15 měničů, z čehož lze usoudit, že při větším zesílení přijatého signálu během měření dopplerovských spekter by docházelo k ještě výraznějšímu nadhodnocení maximální rychlosti toku. V případě phased array sondy se minimum intenzity v profilu objevilo v kladném směru osy x ve vzdálenosti 3,5 mm a v záporném směru osy x ve vzdálenosti 4 mm od osy paprsku. Vyjdeme-li v odhadu z průměrné hodnoty 3,75 mm a z faktu, že profil byl měřen v hloubce 40 mm v prostředí, kde má pro použitou frekvenci vlnová délka velikost 0,74 mm, můžeme velikost apertury odhadnout na 7,92 mm. Při osově vzdálenosti měničů 0,3 mm by tato velikost apertury odpovídala 27 měničům. Tento odhad je výrazně nižší než v případě analýzy nadhodnocení maximální naměřené rychlosti toku. Tento nesoulad by bylo možné vysvětlit, pokud bychom předpokládali, že ultrazvukový systém využívá pro vysílání a příjem ultrazvukového vlnění apertury rozdílné velikosti. Zatímco parametry generovaného paprsku by byly určeny velikostí vysílací apertury, o míře nadhodnocení maximální rychlosti toku by potom rozhodovala velikost přijímací apertury. Nicméně tuto domněnku nebylo možné experimentálně ověřit.

Graf 3.55 srovnává profily ultrazvukových paprsků generovaných nepoškozenými sondami v elevačním směru.

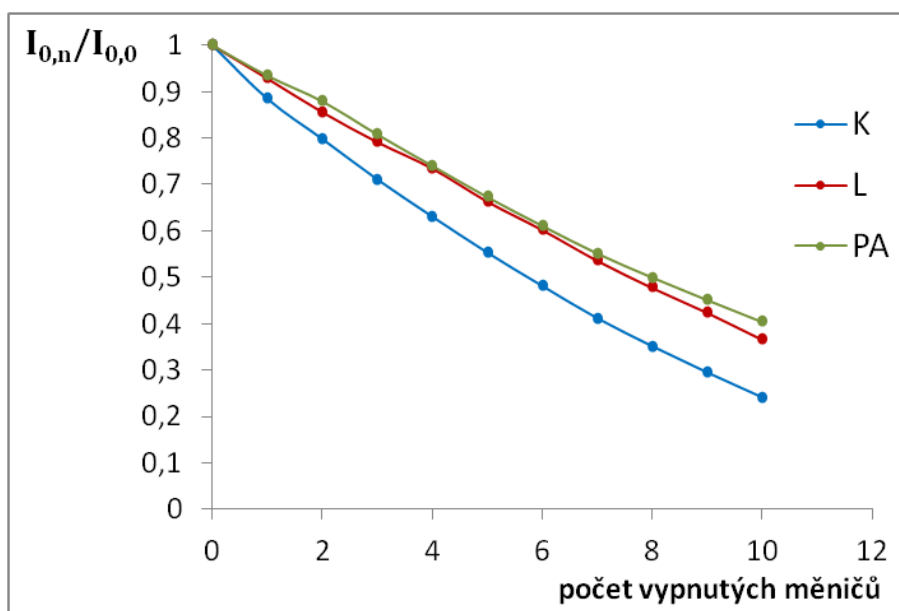


Graf 3.55 Profil ultrazvukového paprsku v elevačním směru

Profily ultrazvukových paprsků generovaných jednotlivými typy vyšetřovacích sond potvrdily závěry učiněné při srovnání naměřených dopplerovských spekter. Z grafu je jasné patrné, že nejúžší ultrazvukový paprsek je v elevačním směru generován lineární sondou, u níž také byly v důsledku nerovnoměrného ozvučení průřezu hadice zjištěny nejvýraznější odchylky od teoretického průběhu dopplerovského spektra. Naopak nejširší paprsek je v elevačním směru generován phased array sondou. Je možné si dále povšimnout, že v případě phased array sondy dosahuje intenzita ultrazvuku v blízkosti osy paprsku díky vysoké amplitudě prvního postranního laloku mnohem vyšších hodnot než u ostatních typů sond. Obě tyto skutečnosti vedou k nejrovnoměrnějšímu ozvučení průřezu hadice, což bylo potvrzeno tvarem dopplerovského spektra naměřeného phased array sondou, který se nejvíce blíží teoretickému předpokladu.

Do grafu 3.56 je pro jednotlivé typy sond vynesena závislost intenzity ultrazvukového vlnění v ose paprsku na počtu vypnutých měničů. Modrá křivka odpovídá výsledkům naměřeným pro konvexní sondu (K), červená křivka odpovídá výsledkům naměřeným pro lineární sondu (L) a zelená křivka výsledkům naměřeným pro phased array sondu (PA).

Hodnoty naměřené pro jednotlivé stupně závažnosti poruchy sondy jsou normalizovány k hodnotě naměřené pro nepoškozenou sondu.



Graf 3.56 Relativní pokles intenzity ultrazvuku v ose paprsku

K nejvýraznějšímu poklesu intenzity ultrazvuku v ose paprsku docházelo v případě konvexní sondy. U lineární a phased array sondy mají naměřené závislosti prakticky stejný průběh charakterizovaný pozvolnějším poklesem. Rychlejší změnu měřeného parametru u konvexní sondy by bylo možné vysvětlit menším počtem měničů v apertuře nebo odlišnou geometrií uspořádání měničů ve vyšetřovací sondě. Zatímco v lineární a phased array sondě jsou jednotlivé měniče uspořádány v řadě podél přímky a všechny tak vysílají ultrazvukové vlnění do stejného směru, v konvexní sondě jsou měniče uspořádány do oblouku a směr vysílání ultrazvuku je obecně pro každý měnič jiný. Do směru, který se při zvoleném experimentálním uspořádání shoduje s osou ultrazvukového paprsku, vysílají pouze měniče, které se nacházejí v centru apertury. Právě tyto měniče jsou během simulace poruchy sondy vypínány a jejich absence má tedy na hodnotu intenzity ultrazvuku v ose paprsku velmi významný vliv. Stejná geometrie uspořádání měničů u lineární a phased array sondy potom vede k prakticky shodné závislosti intenzity ultrazvuku v ose paprsku na počtu vypnutých měničů.

Dalším výrazným efektem, který měla zkoumaná porucha sondy na parametry generovaného ultrazvukového pole, byl nárůst amplitudy postranních laloků ultrazvukového paprsku v azimutálním směru. Tabulka 3.19 udává poměr intenzity maxima prvního postranního laloku v azimutálním směru k intenzitě maxima hlavního laloku ultrazvukového paprsku pro vybrané stupně závažnosti poruchy jednotlivých typů sond.

Tab. 3.19 Poměr intenzity maxima prvního postranního laloku v azimutálním směru k intenzitě maxima hlavního laloku

	POČET VYPNUTÝCH MĚNIČŮ		
	0	5	10
KONVEXNÍ SONDA	3,9 %	20,3 %	52,7 %
LINEÁRNÍ SONDA	4,4 %	14,0 %	34,5 %
PHASED ARRAY SONDA	4,3 %	20,0 %	46,1 %

Zatímco v případě nepoškozených sond dosahoval tento parametr u všech typů sond prakticky stejné hodnoty, s rostoucím stupněm závažnosti simulované poruchy sondy docházelo k nejvýraznějším změnám poměru mezi maximem prvního postranního laloku v azimutálním směru a maximem hlavního laloku u konvexní sondy, kdy pro deset vypnutých měničů dosahovala výška prvního postranního laloku více než poloviny výšky hlavního laloku. Naopak nejméně výrazná změna byla zaznamenána u lineární sondy.

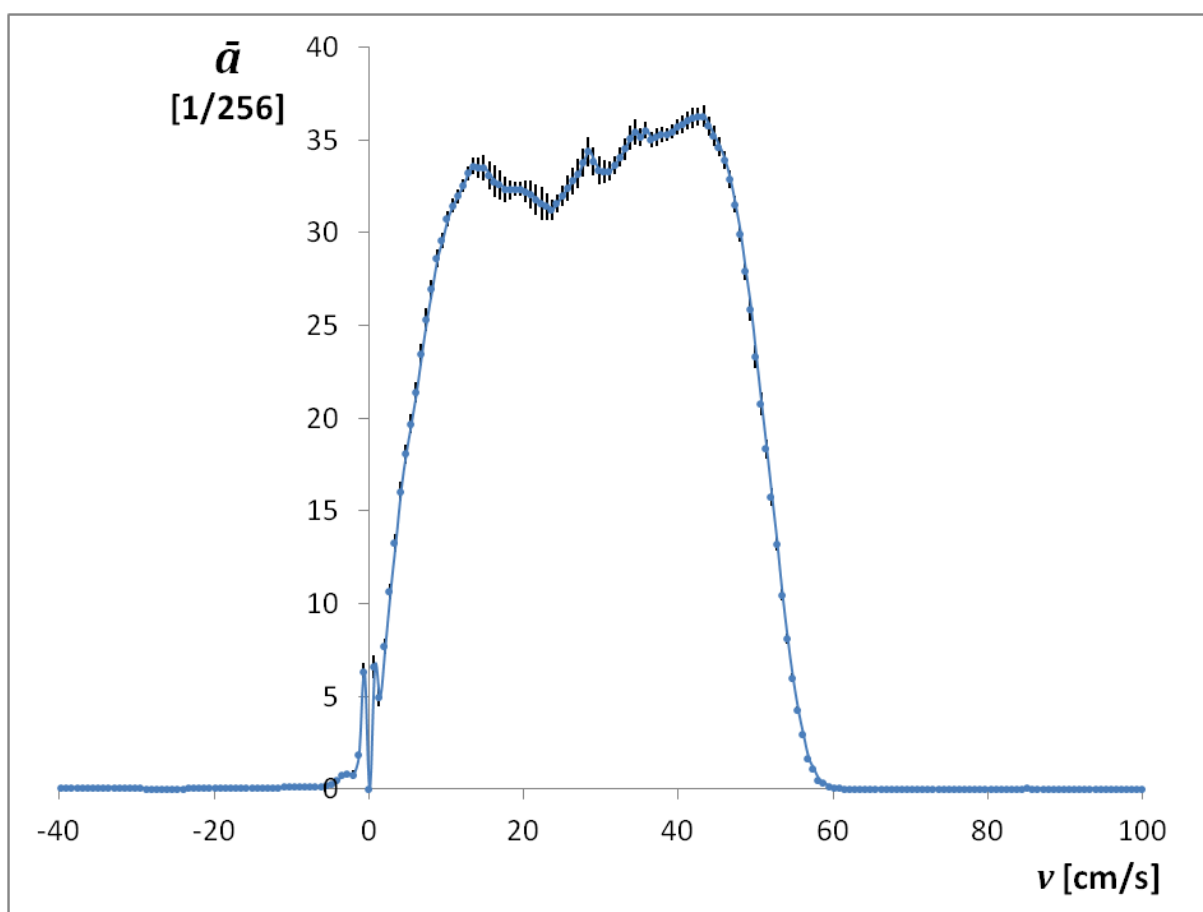
Podařilo se tedy prokázat, že typ sondy, u kterého bylo zjištěno největší ovlivnění výsledků spektrálních dopplerovských měření simulovanou poruchou sondy, vykazuje zároveň v důsledku této poruchy nejvýraznější změny generovaného ultrazvukového pole. Naopak u sondy, která vykazuje nejméně výrazné změny ve vysílaném ultrazvukovém paprsku, byl také vliv poruchy sondy na zkoumané parametry toku nejméně zřetelný. Z hlediska míry ovlivnění výsledků dopplerovských měření poruchou sondy se jako jeden z rozhodujících faktorů jeví geometrie uspořádání měničů ve vyšetřovací sondě. Bylo prokázáno, že lineární uspořádání měničů, se kterým se setkáváme u lineární a phased array sondy, je na výpadek jednotlivých měničů v apertuře méně citlivé než uspořádání měničů do oblouku, které je typické pro konvexní sondu.

3.6. Měření rychlosti v hadici o $\varnothing$ 4 mm

Výsledky získané během měření v hadici o průměru 4 mm v naprosté většině potvrdily závěry učiněné z měření v hadici o průměru 8 mm. Nicméně se v této měřicí sadě objevilo několik nových skutečností, které jsou obsahem této podkapitoly.

Největším rozdílem v obou sadách měření byl patrně fakt, že stěna hadice tvořící užší průtočný kanál dopplerovského fantomu měla dvojnásobně větší tloušťku, což vedlo k výrazné absorpci ultrazvukové energie. Pro konvexní a phased array sondu se podařilo zopakovat celou sadu měření v přibližně stejné hloubce pod povrchem modelu, ale ani přes výrazně vyšší hodnotu zesílení přijímače nedosahovala amplituda signálu v dopplerovských spektrech takové úrovně jako během měření v hadici o průměru 8 mm. Pomocí lineární sondy se dokonce nepodařilo z této hadice ani v nejmenší možné hloubce pod povrchem modelu detekovat žádný dopplerovský signál.

Graf 3.57 ukazuje průměrný histogram naměřených rychlostí získaný pomocí nepoškozené phased array sondy při měření parametrů toku v hadici o průměru 4 mm. Poloha ohniskové oblasti odpovídala pozici vzorkovacího objemu.



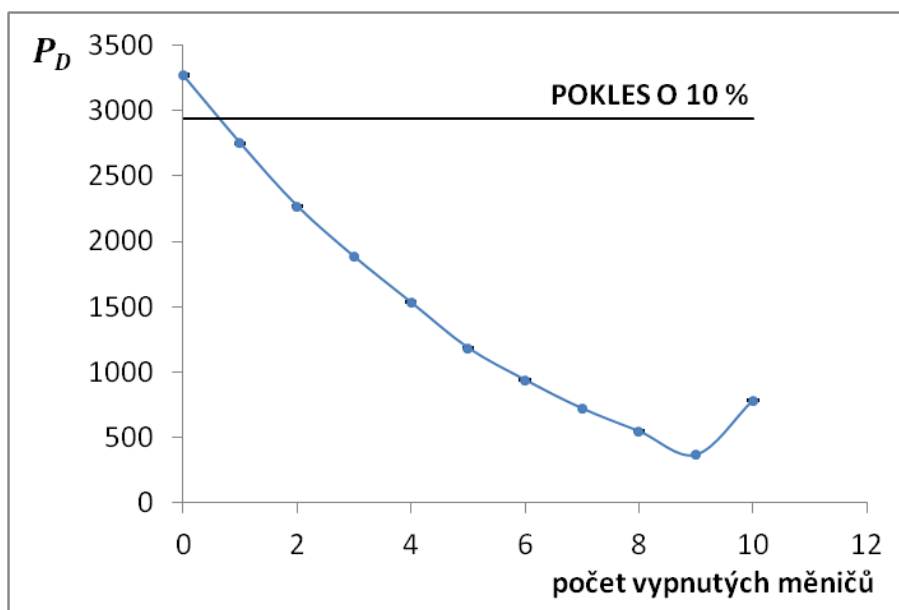
Graf 3.57 Dopplerovské spektrum naměřené nepoškozenou phased array sondou

Díky tomu, že hadice má menší průměr, je její ozvučení rovnoměrnější a dopplerovské spektrum se blíží teoretickému předpokladu více než v případě hadice s průměrem 8 mm. Na druhou stranu má hadice s menším průměrem větší zakřivení, které proto bude ve větší míře ovlivňovat směr dopadajících ultrazvukových vln.

Uvažujeme-li ustálené laminární proudění s parabolickým profilem toku v hadici o průměru 4 mm, kdy objemový průtok má hodnotu 200 ml/min, dosahuje maximální rychlost toku kapaliny v centru hadice hodnoty 53,04 cm/s. Z dopplerovského spektra byla maximální hodnota rychlosti určena na 53,38 cm/s a byla tedy nadhodnocena o pouhých 0,6 %. To ovšem neznamená, že se při této sadě měření neuplatnilo rozšíření spektra v důsledku nenulové šíře apertury. Protože hloubka měření (36 mm) je přibližně stejná jako během měření v hadici o průměru 8 mm (40 mm), mělo by za předpokladu stejně velké apertury dojít k přibližně stejnému relativnímu nadhodnocení maximální naměřené hodnoty rychlosti. Jak již ovšem bylo několikrát zmíněno, signál s maximálním dopplerovským posuvem je přijímán pouze měniči na jednom z okrajů apertury a jeho amplituda je velice nízká. Díky vysoké absorpci ultrazvukového vlnění se stěna hadice chová jako amplitudový filtr, který zachycuje signály o nízké amplitudě. Výsledkem je, že signály s maximálním dopplerovským posuvem nejsou detekovány a naměřené dopplerovské spektrum se svým průběhem paradoxně blíží teoretickému předpokladu více než v předchozí sadě měření v hadici o průměru 8 mm.

Střední rychlost toku v hadici dosahuje hodnoty 26,52 cm/s. Analýzou dopplerovského spektra byla střední rychlost toku vypočtena na 28,40 cm/s a byla tedy přibližně o 7 % nadhodnocena. Hodnota filtru byla nastavena na 25 Hz a v dopplerovském spektru byly tedy potlačeny rychlosti nižší než 1,94 cm/s. Z průměrného histogramu naměřených rychlostí je zřejmé, že relativně nižší amplituda signálu byla detekována i pro vyšší hodnoty rychlosti a efekt nerovnoměrného ozvučení se tedy do určité míry projevil i v případě užšího průtočného kanálu. Podobně jako při měření v hadici o průměru 8 mm se v naměřeném dopplerovském spektru objevila nenulová amplituda i pro záporné rychlosti.

Graf 3.58 ukazuje závislost celkového detekovaného dopplerovského výkonu P_D na počtu vypnutých měničů zaznamenanou při měření parametrů toku v hadici o průměru 4 mm pomocí konvexní sondy. Poloha ohniskové oblasti odpovídala pozici vzorkovacího objemu.



Graf 3.58 Závislost celkového detekovaného dopplerovského výkonu na počtu vypnutých měničů (konvexní sonda)

Z grafu je patrné, že do devíti vypnutých měničů se sonda chová stejně, jak bylo pozorováno ve všech předchozích případech, a celkový detekovaný dopplerovský výkon tedy klesá s rostoucím počtem vypnutých měničů. Nicméně pro deset vypnutých měničů došlo k nárůstu tohoto parametru, který se díky tomu vrátil na úroveň naměřenou pro sedm vypnutých měničů. Tento opětovný nárůst dopplerovského výkonu lze vysvětlit zvýšením amplitudy postranních laloků ultrazvukového paprsku s přihlédnutím k vlastnostem stěny hadice, která se chová jako amplitudový filtr. Pro nízký počet vypnutých měničů mají postranní laloky nízkou amplitudu a dopplerovský signál generovaný jejich dopadem do kapaliny simulující krev je eliminován prostřednictvím absorpce ve stěně hadice. Pro deset vypnutých měničů je již amplituda postranních laloků natolik vysoká, že je jimi generovaný dopplerovský signál detekován vyšetřovací sondou a přispívá tak k celkovému detekovanému dopplerovskému výkonu. Protože tato část dopplerovského signálu byla pro nižší stupně závažnosti poruchy sondy absorbována stěnou hadice, projeví se její detekce poměrně výrazným navýšením celkového dopplerovského výkonu.

4. Shrnutí a závěr

Výsledky našich měření jednoznačně prokázaly, že zkoumaný typ poruchy sondy sonografu negativně ovlivňuje přesnost spektrálních dopplerovských měření rychlosti toku krve. Analýzou získaných dopplerovských spekter lze dojít k závěru, že se vzrůstající závažností poruchy sondy dochází k poklesu všech měřených parametrů – celkového detekovaného dopplerovského výkonu, maximální rychlosti toku i průměrné rychlosti toku. Pokles celkového detekovaného dopplerovského výkonu souvisí s poklesem počtu aktivních piezoelektrických měničů ve vysílací a přijímací apertuře a lze jej modelovat kvadratickou závislostí. Bylo prokázáno, že pokles amplitudy vysílaného a detekovaného signálu vede ve svém důsledku i k zúžení naměřeného dopplerovského spektra, a tedy k poklesu naměřené hodnoty maximální rychlosti toku a průměrné rychlosti toku. Simulovanou poruchou sondy byl ze zkoumaných parametrů nejvíce ovlivněn celkový detekovaný dopplerovský výkon, naopak nejmenší ovlivnění bylo zjištěno v případě naměřené hodnoty průměrné rychlosti toku. Analýzou akustického výstupu ultrazvukového systému byly tyto závěry potvrzeny.

Míra ovlivnění přesnosti spektrálních dopplerovských měření rychlosti toku závisí na typu použité sondy. Nejvýraznější pokles všech zkoumaných parametrů byl zaznamenán v případě konvexní sondy, naopak nejméně výrazný pokles byl zaznamenán v případě lineární sondy.

Naše výsledky jsou konzistentní se závěry, ke kterým dospěli Weigang et al. Ti prokázali, že již dva nefunkční elementární měniče mohou výrazně ovlivnit výsledky spektrálních dopplerovských měření. Nicméně výsledky našich měření ukazují, že vliv tří sousedících nefunkčních měničů situovaných do středu apertury může být na základě zvolených kritérií považován za akceptovatelný – změna maximální detekované rychlosti toku ani změna naměřené hodnoty průměrné rychlosti toku větší než 10 % oproti hodnotám naměřeným s nepoškozenou sondou nebyla pozorována v žádné sadě měření, pokud byl počet nefunkčních měničů tři nebo nižší. Zjištěný pokles celkového detekovaného dopplerovského výkonu lze v případě menšího počtu nefunkčních měničů do značné míry kompenzovat nastavením zesílení přijímače. Jestliže je počet nefunkčních měničů vyšší než tři, nelze již výsledky spektrálních dopplerovských měření považovat za přesné.

Výsledky našich měření dále prokázaly, že v případě průtočného kanálu o průměru 8 mm, který je srovnatelný s velkými tepnami lidského organismu, dochází bez ohledu na simulované poškození sondy k poměrně výraznému nadhodnocení maximální i průměrné rychlosti toku. Bylo ukázáno, že nadhodnocení maximální rychlosti toku je způsobené nenulovou šířkou apertury a jeho míra je tedy dána výlučně konstrukcí vyšetřovací sondy

a počtem aktivních měničů v apertuře. Naopak pro nadhodnocení průměrné rychlosti toku má rozhodující význam především nerovnoměrné ozvučení průřezu průtočného kanálu, které je dáno jednak jeho rozměry a vlastnostmi materiálu tvořícího jeho stěnu a jednak parametry ultrazvukového paprsku generovaného vyšetřovací sondou.

Naměřené výsledky byly do určité míry ovlivněny i nastavením polohy ohniskové oblasti. Protože se nepodařilo prokázat, že nastavení tohoto parametru má vliv na vlastnosti generovaného ultrazvukového paprsku, je nutné změny ve výsledcích spektrálních dopplerovských měření přisoudit rozdílnému zpracování přijatého signálu. V případě nepoškozené sondy byly v naprosté většině případů naměřeny nejvyšší hodnoty zkoumaných parametrů, jestliže byla poloha ohniskové oblasti nastavena do hloubky pod povrchem modelu odpovídající pozici vzorkovacího objemu. Zároveň však pro tuto polohu ohniskové oblasti docházelo v důsledku poruchy sondy k nejrychlejšímu poklesu měřených parametrů a s rostoucím počtem vypnutých měničů tedy klesala míra vlivu nastavení tohoto parametru ultrazvukového systému na výsledky spektrálních dopplerovských měření.

Měřením parametrů ultrazvukových paprsků generovaných vyšetřovací sondou v průběhu spektrálních dopplerovských měření bylo prokázáno, že s rostoucím počtem vypnutých měničů dochází k postupnému poklesu amplitudy hlavního laloku ultrazvukového paprsku, přičemž jeho šířka se významně nemění. V elevačním směru je míra poklesu amplitudy stejná pro všechny vzdálenosti od osy ultrazvukového paprsku, tedy i pro všechny postranní laloky, a zkoumaná porucha sondy tak v tomto směru nemá na tvar ultrazvukového paprsku žádný vliv. Naopak v azimutálním směru dochází u postranních laloků ultrazvukového paprsku s rostoucím stupněm závažnosti poruchy k postupnému růstu amplitudy a tvar ultrazvukového paprsku se tedy v tomto směru výrazně mění.

Zjištěné změny v parametrech generovaného ultrazvukového paprsku umožňují bližší objasnění změn zaznamenaných v případě měření dopplerovských spekter. Snižování amplitudy hlavního laloku ultrazvukového paprsku koresponduje s poklesem amplitudy signálu v dopplerovském spektru a poklesem celkového detekovaného dopplerovského výkonu. Pokles amplitudy vysílaného signálu vede ve svém důsledku i k poklesu maximální naměřené rychlosti toku, protože signál s nejvyšším dopplerovským posuvem je přijímán pouze měniči na jednom z okrajů apertury a jeho amplituda je tedy poměrně nízká. Pokud dojde k poklesu intenzity ultrazvukového vlnění dopadajícího do vzorkovacího objemu, sníží se i množství ultrazvukové energie rozptýlené zpět ke zdroji vlnění a amplituda detekovaného signálu v případě nejvyšších dopplerovských posuvů poklesne na úroveň šumu. Ztráta signálu

s nejvyšším dopplerovským posuvem vede k zúžení detekovaného intervalu rychlostí a tím pádem i k poklesu naměřené hodnoty průměrné rychlosti toku.

Naměřené rozdíly v parametrech ultrazvukových paprsků generovaných jednotlivými typy sond korespondují s rozdíly zaznamenanými v dopplerovských spektrech. Nejuzší paprsek v elevačním směru, který je při daném experimentálním uspořádání rozhodující pro rovnoměrné ozvučení průřezu průtočného kanálu, generuje lineární sonda, u níž byla zároveň zaznamenána nejvýraznější odchylka od teoretického průběhu dopplerovského spektra i nejvýznamnější nadhodnocení průměrné rychlosti toku. K nejvýraznějším změnám generovaného ultrazvukového paprsku v důsledku simulované poruchy sondy docházelo v případě konvexní sondy, u které bylo rovněž zjištěno nejzávažnější ovlivnění výsledků spektrálních dopplerovských měření. Bylo tak prokázáno, že lineární uspořádání měničů ve vyšetřovací sondě je na výpadek jednotlivých měničů méně citlivé než uspořádání do oblouku.

Závěry učiněné z měření v hadici o průměru 8 mm byly potvrzeny i měřením v užším průtočném kanálu, ve kterém ovšem byly výsledky značně ovlivněny výraznou absorpcí ultrazvukového vlnění v jeho stěně. Nicméně se podařilo prokázat, že u užšího průtočného kanálu dochází k rovnoměrnějšímu ozvučení, které vede k méně výraznému nadhodnocení průměrné rychlosti toku.

Výsledky našich měření prokázaly, že zvolená metoda měření a hodnocení dopplerovských spekter je velice citlivá a umožňuje detekovat i nepatrné změny v hodnotách měřených parametrů toku. Díky použitému experimentálnímu postupu je zajištěno, že zjištěné rozdíly ve výsledcích spektrálních měření byly způsobeny výhradně simulovanou poruchou sondy. Během celé sady měření totiž nedocházelo k žádným jiným změnám, které by rovněž mohly mít vliv na získané dopplerovské spektrum (jedná se především o změny vzájemné polohy vyšetřovací sondy a průtočného kanálu a změny parametrů ultrazvukového systému). Tato metoda tedy umožňuje v případě měření rychlosti toku krve objektivní a kvantitativní hodnocení vlivu poruchy sondy sonografu na kvalitu diagnostické informace a má tak základní předpoklady pro zařazení do programu kontroly správné funkce a kvality diagnostických ultrazvukových přístrojů. Jedinou podmínkou je možnost simulace dané poruchy sondy prostřednictvím ultrazvukového systému.

Na základě výsledků provedených měření je možné stanovit, že maximální přípustná porucha sondy odpovídá v případě dopplerovských spektrálních měření třem sousedícím nefunkčním měničům. Sondy obsahující čtyři a více nefunkčních měničů by již neměly být nadále využívány pro tuto diagnostickou metodu v klinické praxi.

C / Seznam použitých zdrojů

1. HOBBIE, R.K. a ROTH, B.J. *Intermediate Physics for Medicine and Biology*. New York : Springer, 2007. ISBN 0-387-30942-X.
2. SHUNG, K.K. *Diagnostic Ultrasound: Imaging and Blood Flow Measurements*. Boca Raton : Taylor and Francis Group, 2006. ISBN 0-8247-4096-3.
3. ČECH, E. a kol. *Ultrazvuk v lékařské diagnostice a terapii*. Praha : Avicenum, 1982.
4. SZABO, T.L. *Diagnostic Ultrasound Imaging: Inside Out*. Burlington : Elsevier Academic Press, 2004. ISBN 0-12-680145-2.
5. HALLIDAY, D., RESNICK, R. a WALKER, J. *Fyzika: Vysokoškolská učebnice obecné fyziky*. Brno : VUTIUM, 2000. ISBN 80-214-1868-0.
6. MAIN, I.G. *Kmity a vlny ve fyzice*. Praha : Academia, 1990. ISBN 80-200-0272-3.
7. MARTIN, K. a RAMNARINE, K.V. Physics. In: HOSKINS, P.R. et al. *Diagnostic Ultrasound: Physics and Equipment*. London : Greenwich Medical Media, 2003. ISBN 1-84110-042-0.
8. HUMPHREY, V.F. Ultrasound and Matter - Physical Interactions. *Progress in Biophysics and Molecular Biology*. 2007, vol. 93, no.1-3 , pp. 138-152. ISSN 0079-6107.
9. HRAZDIRA, I. a MORNSTEIN, V. *Lékařská biofyzika a přístrojová technika*. Brno : Neptun, 2001. ISBN 80-902896-1-4.
10. OATES, C. *Cardiovascular Haemodynamics and Doppler Waveforms Explained*. New York : Cambridge University Press, 2008. ISBN 978-0-521-73473-8.
11. HOSKINS, P.R. Physical Properties of Tissues Relevant to Arterial Ultrasound Imaging and Blood Velocity Measurement. *Ultrasound in Medicine and Biology*. 2007, vol. 33, no. 10, pp. 1527-1539. ISSN 0301-5629.
12. HOSKINS, P.R. Principles of Doppler Ultrasound. In: HOSKINS, P.R. et al. *Diagnostic Ultrasound: Physics and Equipment*. London : Greenwich Medical Media, 2003. ISBN 1-84110-042-0.
13. TRUSH, A. Spectral Doppler Ultrasound. In: HOSKINS, P.R. et al. *Diagnostic Ultrasound: Physics and Equipment*. London : Greenwich Medical Media, 2003. ISBN 1-84110-042-0.

14. ELIÁŠ, P. a ŽIŽKA, J. *Dopplerovská ultrasonografie*. Hradec Králové : NUCLEUS, 1998. ISBN 80-901753-5-X.
15. HOSKINS, P.R. a CRITON, A.L. Colour Flow Imaging. In: HOSKINS, P.R. et al. *Diagnostic Ultrasound: Physics and Equipment*. London : Greenwich Medical Media, 2003. ISBN 1-84110-042-0.
16. WHITTINGHAM, T.A. Transducers and Beam-forming. In: HOSKINS, P.R. et al. *Diagnostic Ultrasound: Physics and Equipment*. London : Greenwich Medical Media, 2003. ISBN 1-84110-042-0.
17. TRUSH, A. Blood Flow. In: HOSKINS, P.R. et al. *Diagnostic Ultrasound: Physics and Equipment*. London : Greenwich Medical Media, 2003. ISBN 1-84110-042-0.
18. THRUSH, A. a HARTSHORNE, T. *Peripheral Vascular Ultrasound: How, Why and When*. New York : Churchill Livingstone, 2004. ISBN 04-430-7283-3.
19. HOSKINS, P.R. A Review of the Measurement of Blood Velocity and Related Quantities using Doppler Ultrasound. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part H: Journal of Engineering in Medicine*. 1999, vol. 213, no. 5, pp. 391-400, ISSN 0954-4119.
20. MÅRTENSSON, M. et al. High Incidence of Defective Ultrasound Transducers in Use in Routine Clinical Practice. *European Journal of Echocardiography*. 2009, vol. 10, no. 3, pp. 389-394. ISSN 1525-2167.
21. MOORE, G.W., GESSERT, A. a SCHAFER, M. The Need for Evidence-based Quality Assurance in the Modern Ultrasound Clinical Laboratory. *Ultrasound*. 2005, vol. 13, no. 3, pp. 158 - 162. ISSN 1742-271X.
22. Sonora Medical Systems, Inc. *FirstCall 2000 Ultrasound Probe Testing System Users Guide*. [Online] [Citace: 27. 09 2012.] Dostupné z: <http://www.medphysics.wisc.edu/courses/mp666/firstcall2000_user_guide.pdf>.
23. MÅRTENSSON, M., OLSSON, M. a BRODIN, L. Ultrasound Transducer Function: Annual Testing in not Sufficient. *European Journal of Echocardiography*. 2010, vol. 11, no. 9, pp. 801-805. ISSN 1525-2167.
24. SIPIÄ, O., MANNILA, V. a VARTIAINEN, E. Quality Assurance in Diagnostic Ultrasound. *European Journal of Radiology*. 2011, vol. 80, no. 2, pp. 519-525. ISSN 0720-048X.

25. DOLEŽAL, L. Methods for Ultrasound Scanners Performance Evaluation. In: DOLEŽAL, L. a KOLLMANN, C. *Patient - Ultrasound Interaction*. Olomouc : Palacký University, 2010. ISBN 978-80-244-2656-3.
26. KOLLMANN, C. *Apparative Quality Assurance of Ultrasound Imaging Equipment*. [Online] Medizinische Universität Wien - Zentrum für Medizinische Physik und Biomedizinische Technik. [Citace: 27. 09 2012.] Dostupné z: <http://www.zmpbmt.meduniwien.ac.at/fileadmin/zbmt/uploads/ultrasound/science/austri_testkit_basic_v1engl.pdf>.
27. Sonora Medical System, Inc. *The Nickel: Ultrasound Probe and System Testing Device Operator's Manual*. [Online] [Citace: 01. 10 2012.] Dostupné z: <http://www.mius.org.uk/Nickel/nickel_operators_manual_revb.pdf>.
28. EVANS, A.J. a HOSKINS, P.R. Quality Assurance. In: HOSKINS, P.R. et al. *Diagnostic Ultrasound: Physics and Equipment*. London : Greenwich Medical Media, 2003. ISBN 1-84110-042-0.
29. GAMMEX, Inc. *403 GS LE Precision Multi-Purpose Phantoms User's Guide*. [Online] [Citace: 04. 10 2012.] Dostupné z: <http://www.gammex.com/ace-images/Ultrasound/006260-00-06_403_GS_LE_ENG.pdf>.
30. BERKERS, W. Quality Control of Ultrasound Equipment with UltraIQ Software. In: DOLEŽAL, L. a KOLLMANN, C. *Patient - Ultrasound Interaction*. Olomouc : Palacký University, 2010. ISBN 978-80-244-2656-3.
31. ÜBERLE, F. Ultrasound Image Quality Assurance Using a Signal-to-Noise Measurement Method. In: DOLEŽAL, L. a KOLLMANN, C. *Patient - Ultrasound Interaction*. Olomouc : Palacký University, 2010. ISBN 978-80-244-2656-3.
32. IEC/TS 62558. *Ultrasonics - Real-time pulse-echo scanners - Phantom with cylindrical, artificial cysts in tissue-mimicking material and method for evaluation and periodic testing of 3D-distributions of void-detectability ratio (VDR)* . Geneva : International Electrotechnical Commission, 2011. ISBN 978-2-88912-377-3.
33. DOLEŽAL, L. et al. Derivation of Sonograph Quality Parameters by the Use of Point Spread Function Analysis. *Physiological Research*. 2007, vol. 56, suppl. 1, pp. S69-S76. ISSN 1802-9973.

34. ZEQRIRI, B. Metrology for Ultrasonic Applications. *Progress in Biophysics and Molecular Biology*. 2007, vol. 93, no.1-3 , pp. 138-152. ISSN 0079-6107.
35. IEC 61161. *Ultrasonics - Power measurement - Radiation force balances and performance requirements* . Geneva : International Electrotechnical Commission, 2006.
36. HURREL, A. Automated Measurements for Ultrasonic QA. In: DOLEŽAL, L. a KOLLMANN, C. *Patient - Ultrasound Interaction*. Olomouc : Palacký University, 2010. ISBN 978-80-244-2656-3.
37. WILKENS, V. a KOCH, C. Improvement of Hydrophone Measurements on Diagnostic Ultrasound Machines using Broadband Complex-valued Calibration Data. *Journal of Physics: Conference Series*. 2004, vol. 1, pp. 50-55. ISSN 1742-6596.
38. IEC 62127-1. *Ultrasonics - Hydrophones - Part 1: Measurement and characterization of medical ultrasonic fields up to 40 MHz*. Geneva : International Electrotechnical Commission, 2007. ISBN 2-8318-9276-7.
39. IEC 61685. *Ultrasonics - Flow measurement systems - Flow test object* . Geneva : International Electrotechnical Commission, 2001.
40. HOSKINS, P.R. Simulation and Validation of Arterial Ultrasound Imaging and Blood Flow. *Ultrasound in Medicine and biology*. 2008, vol. 34, no. 5, pp. 693-717. ISSN 0301-5629.
41. DABROWSKI, W. et al. A Real Vessel Phantom for Flow Imaging: 3-D Doppler Ultrasound of Steady Flow. *Ultrasound in Medicine and Biology*. 2001, vol. 27, no. 1, pp. 135-141. ISSN 0301-5629.
42. POEPPING, T.L. et al. A Thin-walled Carotid Vessel Phantom for Doppler Ultrasound Flow Studies. *Ultrasound in Medicine and Biology*. 2004, vol. 30, no. 8, pp. 1067-1078. ISSN 0301-5629.
43. WATTS, D.M. et al. Anatomical Flow Phantoms of the Nonplanar Carotid Bifurcation, Part I: Computer-aided Design and Fabrication. *Ultrasound in Medicine and Biology*. 2007, vol. 33, no. 2, pp. 296-302. ISSN 0301-5629.
44. MEAGHER, S. et al. Anatomical Flow Phantoms of the Nonplanar Carotid Bifurcation, Part II: Experimental Validation with Doppler Ultrasound. *Ultrasound in Medicine and Biology*. 2007, vol. 33, no. 2, pp. 303-310. ISSN 0301-5629.

45. POEPPING, T.L. et al. An In Vitro System for Doppler Ultrasound Flow Studies in the Stenosed Carotid Artery Bifurcation. *Ultrasound in Medicine and Biology*. 2002, vol. 28, no. 4, pp. 495-506. ISSN 0301-5629.
46. RAMNARINE, K.V., ANDERSON, T. a HOSKINS, P.R. Construction and Geometric Stability of Physiological Flow Rate Wall-less Stenosis Phantoms. *Ultrasound in Medicine and Biology*. 2001, vol. 27, no. 2, pp. 245-250. ISSN 0301-5629.
47. HINDLE, A.J. a PERKINS, A.C. A Perfusion Phantom for the Evaluation of Ultrasound Contrast Agents. *Ultrasound in Medicine and Biology*. 1994, vol. 20, no. 3, pp. 309-314. ISSN 0301-5629.
48. ERISSON, R. et al. A Microcirculation Phantom for Performance Testing of Blood Perfusion Measurement Equipment. *European Journal of Ultrasound*. 1995, vol. 2, no. 1, pp. 65-75, ISSN 0929-8266.
49. RUSSEL, S.V., McHUGH, D. a MOREMAN, B.R. A Programmable Doppler String Test Object . *Physics in Medicine and Biology*. 1993, vol. 38, no. 11, pp. 1623-1630. ISSN 0031-9155.
50. HOSKINS, P.R. Choice of Moving Target for a String Phantom: I. Measurement of Filament Backscatter Characteristics. *Ultrasound in Medicine and Biology*. 1994, vol. 20, no. 8, pp. 773-780. ISSN 0301-5629.
51. HOSKINS, P.R. Choice of Moving Target for a String Phantom: II. On the Performance Testing of Doppler Ultrasound Systems. *Ultrasound in Medicine and Biology*. 1994, vol. 20, no. 8, pp. 781-789. ISSN 0301-5629.
52. RICKEY, D.W., RANKIN, R. a FENSTER, A. A velocity evaluation phantom for colour and pulsed doppler instruments. *Ultrasound in Medicine and Biology*. 1994, vol. 18, no. 5, pp. 479-494. ISSN 0301-5629.
53. WALKER, A. et al. A Rotating Cylinder Phantom for Flow and Tissue Color Doppler Testing. *Ultrasound in Medicine and Biology*. 2009, vol. 35, no. 11, pp. 1892-1898. ISSN 0301-5629.
54. McALEAVEY, S., HAH, Z. a PARKER, K. A Thin Film Phantom for Blood Flow Simulation and Doppler Test. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*. 2001, vol. 48, no. 3, pp. 737 - 742. ISSN 0885-3010.

55. GITTINS, J. a MARTIN, K. The Leicester Doppler Phantom—A Digital Electronic Phantom for Ultrasound Pulsed Doppler System Testing. *Ultrasound in Medicine and Biology*. 2010, vol. 36, no. 4, pp. 647-655. ISSN 0301-5629.
56. WFUMB. *WFUMB Clinical Safety Statement for Diagnostic Ultrasound*. [Online] [Citace: 08. 11 2012.] Dotupné z: <<http://www.wfumb.org/about/statements.aspx>>.
57. ECMUS. *European Committee of Medical Ultrasound Safety (ECMUS): Clinical Safety Statement for Diagnostic Ultrasound (2011)*. [Online] [Citace: 08. 11 2012.] Dotupné z: <<http://www.efsumb.org/ecmus/Clinical%20Safety%20statement%20for%20diagnostic%20ultrasound%202011.pdf>>.
58. HRAZDIRA, I. a HLINOMAZOVÁ, Z. Úskalí současné ultrasonografie. *Česká radiologie*. 2006, roč. 60, č. 4, s. 223-227. ISSN 1210-7883.
59. DUDLEY, N.J. et al. A Review of two Alternative Ultrasound Quality Assurance Programmes. *European Journal of Ultrasound*. 2001, vol. 12, no. 3, pp. 233-245, ISSN 0929-8266.
60. HANGIANDREOU, N.J. et al. Four-year Experience with a Clinical Ultrasound Quality Control Program. *Ultrasound in Medicine and Biology*. 2011, vol. 37, no. 8, pp. 1350-1357. ISSN 0301-5629.
61. WEIGANG, B. et al. The Methods and Effects of Transducer Degradation on Image Quality and the Clinical Efficacy of Diagnostic Sonography . *Journal of Diagnostic Medical Sonography*. 2003, vol. 19, no. 1, pp. 3-13. ISSN 8756-4793.
62. KOLLMANN, C. et al. Ein Testobjekt für die apparative Qualitätssicherung bei Ultraschall-Doppler(Duplex)-Geräten, ausgehend vom Normenentwurf IEC 61685. *Ultraschall in der Medizin*. 1999, vol. 20, no. 6, pp. 248-257. ISSN 0172-4614.
63. TEIRLINCK, C.J.P.M. et al. Development of an Example Flow Test Object and Comparison of Five of these Test Objects. *Ultrasonics*. 1998, vol. 36, no. 1-5, pp. 653-660. ISSN 0041-624X.
64. RAMNARINE, K.V. et al. Validation of a New Blood-mimicking Fluid for Use in Doppler Flow Test Objects. *Ultrasound in Medicine and Biology*. 1998, vol. 24, no. 3, pp. 451-459. ISSN 0301-5629.

65. RAMNARINE, K.V. et al. Doppler Backscatter Properties of a Blood-mimicking Fluid for Doppler Performance Assessment. *Ultrasound in Medicine and Biology*. 1999, vol. 25, no. 1, pp. 105-110. ISSN 0301-5629.
66. PÁNEK, P. *Úvod do fyzikálních měření*. Brno : Masarykova univerzita, 2001. ISBN 80-210-2688-X.
67. THOMPSON, R.S. et al. Intraluminal Ultrasound Intensity Distribution and Backscattered Doppler Power. *Ultrasound in Medicine and biology*. 2004, vol. 30, no. 11, pp. 1485-1494. ISSN 0301-5629.
68. STEEL, R. a FISH, P.J. Lumen Pressure within Obliquely Insonated Absorbent Solid Cylindrical Shells with Application to Doppler Flow Phantoms. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*. 2002, vol. 49, no. 2, pp. 271 - 280. ISSN 0885-3010.
69. STEEL, R. a FISH, P.J. A Simulation Study of Sample Volume Sensitivity for Oblique Pulsed Finite Beam Insonation of Doppler Ultrasound Flow Phantom Cylindrical Vessels. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*. 2003, vol. 50, no. 1, pp. 58 - 67. ISSN 0885-3010.
70. TRUSH, A.J. a EVANS, D.H. Intrinsic Spectral Broadening: a Potential Cause of Misdiagnosis of Carotid Artery Disease. *Journal of Vascular Investigation*. 1995, vol. 1, no. 4, pp. 187-192. ISSN 1353-8012.