

Experimentální studium šíření kulových rázových vln ve vodě

Karel Vokurka

Technická univerzita v Liberci, katedra fyziky, Studentská 2, 461 17 Liberec

karel.vokurka@tul.cz

Abstract The propagation of strong spherical pressure pulses in water is studied experimentally. The aim of this work is to find the strength of pulses, for which the shock front develops in the leading edge of the pulse. For those pulses in which the shock front develops, the variation of pressure on the foot of the shock front and the height of the shock front with the pressure pulse strength is determined.

1 ÚVOD

Rázové vlny představují jeden z fyzikálních jevů, který byl nejprve předpovězen teoreticky a teprve později byl zkoumán experimentálně (přehled historie poznání v této oblasti je uveden např. v práci [1]). A experimentální výzkum rázových vln není dosud zdaleka dokončen. Důvodem je mimo jiné náročnost na přístrojové vybavení. Například pro uspokojivé měření průběhu tlaku v čele rázové vlny je zapotřebí, aby snímač tlaku měl frekvenční rozsah až do stovek MHz a dynamický rozsah až desítky MPa. Zároveň rozměry snímače musí být malé, aby nedocházelo k narušení tlakového pole.

Nejjednodušší, a tudíž i nejpřístupnější ke zkoumání jsou vlny rovinné a kulové. Rovinné rázové vlny se v kapalinách nejčastěji vytvářejí v rázových trubkách [2], kulové rázové vlny se v kapalinách vytvářejí pomocí bodového zdroje, například chemickými výbušninami [3], laserem [4] nebo jiskrovým výbojem [5].

Některé otázky související s měřením a vlastnostmi kulových rázových vln byly autorem probírány již na konferenci DAGA [6] a na dřívějších seminářích ČsAS [7–9]. V tomto příspěvku budou uvedeny nové poznatky z této oblasti, které se týkají stanovení síly tlakového pulsu potřebné k vytvoření rázové vlny, výšky čela vzniklé rázové vlny a velikosti tlaku v úpatí rázové vlny.

2 MĚŘICÍ PRACOVNÍ MÍSTO

Tlakové vlny studované v tomto příspěvku byly vyzařovány radiálně kmitajícími kulovými bublinami během jejich prvního stlačení na nejmenší objem. Bublina byla vytvářena jiskrovými výboji v laboratorní vodní nádrži. Jiskřiště bylo ponořeno v hloubce 2,5 m pod hladinou (hydrostatický tlak v místě jiskřiště byl $p_{\infty} = 125$ kPa) a bylo dostatečně vzdáleno od stěn a dna nádrže, aby vliv odražených vln byl co nejmenší. Pro měření tlakových vln byl použit hydrofon Reson TC 4038. Jako měnič je v tomto hydrofonu použit dostatečně tlumený dutý piezokeramický váleček. Rezonanční frekvence hydrofonu je 650 kHz a jeho frekvenční charakteristika je díky tlumení měniče poměrně plochá ($\pm 1,5$ dB) od přibližně 100 Hz do 750 kHz. Hydrofon byl během měření umístěn ve vzdálenostech od jiskřiště r v rozmezí od 0,5 m do 2 m. Výstupní napětí z hydrofonu bylo vzorkováno s frekvencí 10 MHz a navzorkovaný záznam byl ukládán do počítače k dalšímu zpracování. Podrobný popis měřicího pracoviště lze nalézt v [5].

3 NAMĚŘENÉ HODNOTY

Kulová bublina vytvořená jiskrovým výbojem vždy vykoná několik tlumených kmitů, během nichž vyzařuje tlakové pulsy. Příklad kmitající bubliny a tlakové vlny vyzářené touto bublinou je uveden v [5]. V tomto příspěvku bude studován puls $p_1(t)$, který je vyzářen v intervalu (t_1, t_2) , kde t_1 je čas, kdy bublina během prvního kmitu nabude největšího poloměru R_{M1} , a t_2 je čas, kdy bublina během druhého kmitu nabude největšího poloměru R_{M2} [5].

Vzhledem k tomu, že při jiskrových výbojích jsou vytvářeny bubliny o různé velikosti R_{M1} a protože hydrofon byl během pokusů umístěn v různých vzdálenostech od středu bubliny r , bylo nutné za účelem porovnání jednotlivých pulsů $p_1(t)$ je přepočítávat na vzdálenost $r = R_{M1}$. Při přepočítávání bylo předpokládáno, že tlak v kulové vlně klesá jako $1/r$.

Při jiskrových výbojích jsou vytvářeny bubliny kmitající s různou intenzitou, a proto jsou vyzařovány i různě silné tlakové pulsy $p_1(t)$. Jak již bylo uvedeno v příspěvku [8], k vytvoření čela rázové vlny může dojít pouze u dostatečně silných pulsů, a to během jejich šíření v nejbližším okolí bubliny. Síla pulsu $p_1(t)$ bude v této práci popisována pomocí špičkového tlaku p_{p1} v pulsu $p_1(t)$ a tento tlak je rovněž přepočítán na vzdálenost $r = R_{M1}$. Tlak p_{p1} se v pulsu vyskytuje v čase t_{p1} .

Pokud se v pulsu $p_1(t)$ vytvoří během jeho šíření čelo rázové vlny, pak tlak v úpatí rázové vlny bude mít hodnotu p_{f1} a okamžik výskytu úpatí bude t_{f1} . Z rozdílu tlaků p_{p1} a p_{f1} lze stanovit výšku čela rázové vlny $\Delta p_s = p_{p1} - p_{f1}$ a z rozdílu časů t_{p1} a t_{f1} šířku čela rázové vlny $\Delta t_s = t_{p1} - t_{f1}$. Přesnost určení hodnot p_{p1} , t_{p1} , p_{f1} a t_{f1} je v případě výskytu rázové vlny omezena horním mezním kmitočtem hydrofonu 750 kHz a vzorkovacím krokem 0,1 μ s. Skutečná velikost špičkového tlaku p_{p1} bude vyšší a skutečná hodnota času t_{p1} bude menší. Proto i skutečná výška čela rázové vlny Δp_s

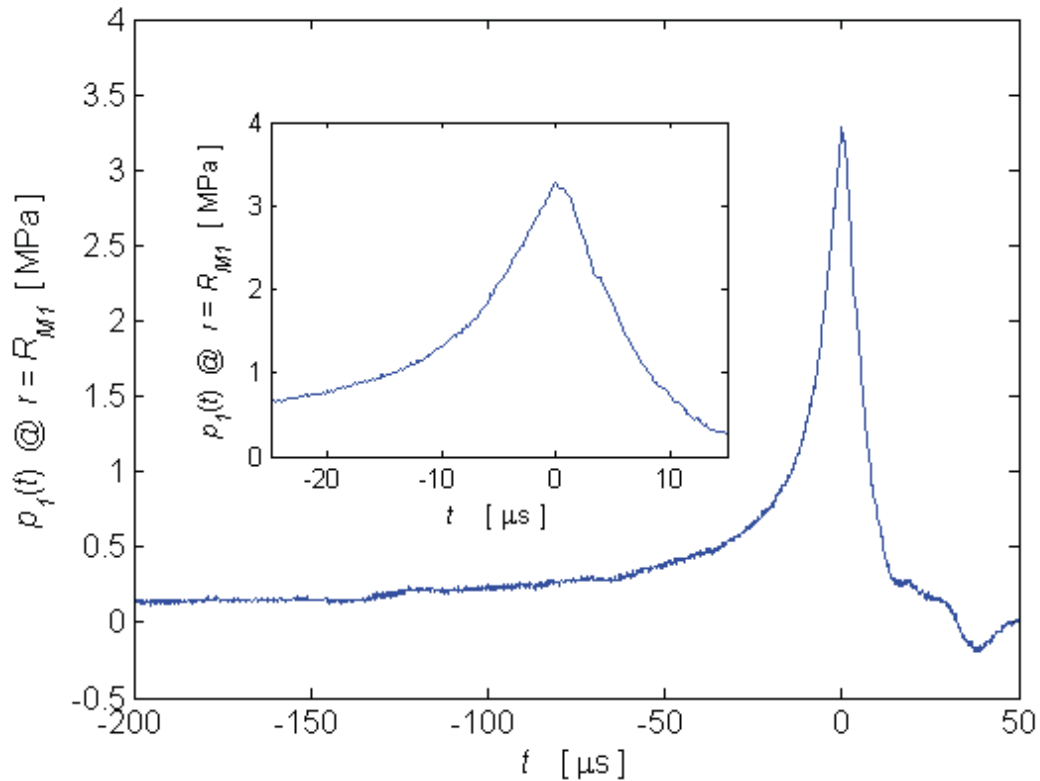
bude větší a skutečná šířka čela rázové vlny Δt_s bude menší. Vzhledem k omezenému rozsahu této práce se otázkou odhadu skutečné velikosti hodnot p_{p1} , Δp_s a Δt_s zde zabývat nebudeme, ale chceme se k této otázce vrátit jinde.

Bylo provedeno 486 pokusů, během kterých byly vytvářeny bubliny o různé velikosti R_{M1} kmitající s různou intenzitou $p_{zp1} = (p_{p1} \cdot r)/(p_{\infty} \cdot R_{M1})$ [5]. Vyzářené tlakové pulsy $p_1(t)$ měly různou velikost špičkového tlaku p_{p1} a různou šířku pulsu $p_1(t)$. Pouze u dostatečně silných tlakových pulsů se během jejich šíření vytvořilo čelo rázové vlny. Pokud se čelo rázové vlny v náběžné hraně nevytvoří, pak strmost náběžné hrany pulsu $p_1(t)$ je největší přibližně ve výšce $0,8 p_{p1}$ a tato strmost dp/dt vyjádřená v Pa/s roste se zmenšováním velikosti bublin R_{M1} (zmenšuje se šířka pulsů) a se zvětšováním intenzity kmitání bublin p_{zp1} (zvětšuje se síla pulsů p_{p1}). Zde je nutné poznamenat, že strmost náběžné hrany vliv na vznik rázové vlny nemá.

Cílem této práce je nalézt velikost špičkového tlaku p_{p1} potřebnou ke vzniku rázové vlny, stanovit výšku čela vzniklé rázové vlny Δp_s a určit velikost tlaku v úpatí vzniklé rázové vlny p_{f1} . Vzhledem k velikosti horního mezního kmitočtu hydrofonu 750 kHz a s ohledem na vzorkovací krok $0,1 \mu s$ nelze tento úkol u středně silných pulsů vždy jednoznačně splnit. Špičkový tlak p_{p1} a čas t_{p1} lze stanovit v každém pulsu $p_1(t)$ s přesností danou měřicí aparaturou. Tlak p_{f1} a čas t_{f1} lze však určit s podobnou přesností jako hodnoty p_{p1} a t_{p1} pouze u dostatečně silných pulsů. U středně silných pulsů je nejistota v určení přesné hodnoty p_{f1} a t_{f1} již velká, neboť strmost náběžné hrany pulsu $p_1(t)$ se u těchto pulsů blíží k experimentálně stanovované strmosti čela rázové vlny $\Delta p_s/\Delta t_s$, a proto je u strmých hran obtížnější určit, zda se ještě jedná jen o strmou hranu, nebo již o čela rázové vlny zkeslené měřicí aparaturou.

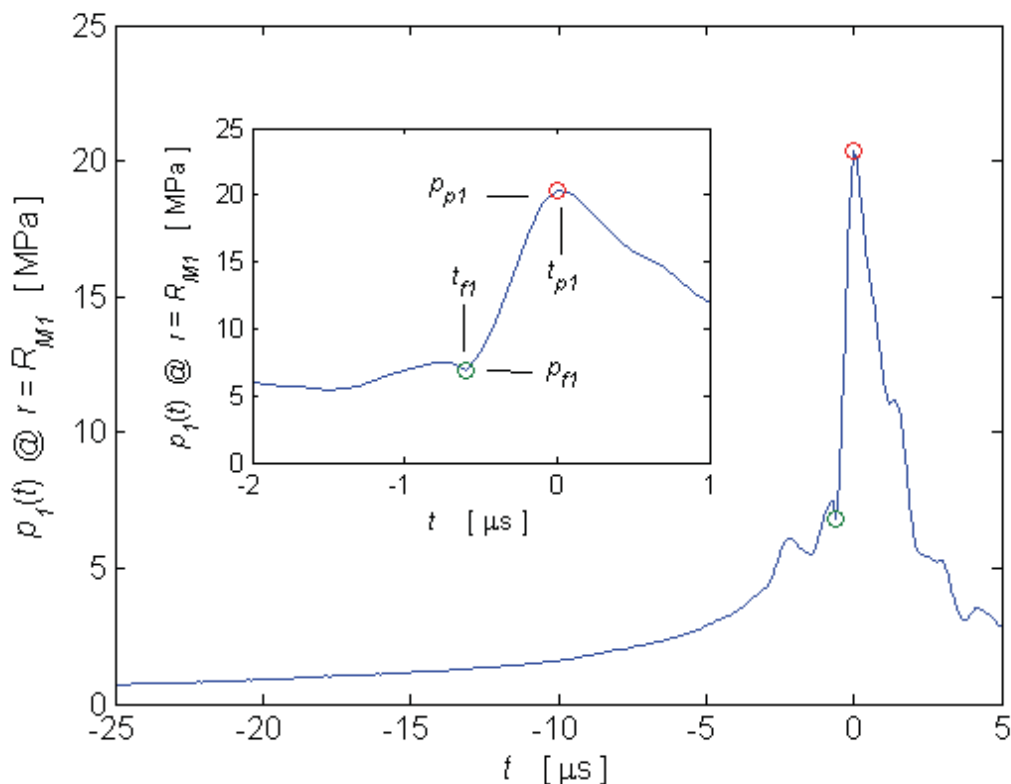
Příklad naměřeného časového průběhu slabého pulsu $p_1(t)$ je uveden na obr. 1. Na tomto obrázku je vidět, že špičková hodnota p_{p1} je poměrně malá, zatímco šířka pulsu je velká. Strmost náběžné hrany pulsu je proto malá ($220 \text{ kPa}/\mu s$). Je rovněž vidět, že v náběžné hraně pulsu se během jeho šíření čelo rázové vlny nevytvořilo. Puls byl s použitou aparaturou zaznamenán poměrně přesně.

Příklad naměřeného silného pulsu $p_1(t)$ je na obr. 2. Tento puls má velkou hodnotu špičkového tlaku p_{p1} , takže u něj během jeho šíření došlo k vytvoření čela rázové vlny. Přesnost určení skutečných hodnot p_{p1} a t_{p1} , případně p_{f1} a t_{f1} , je s použitou aparaturou již mnohem menší než například u pulsu uvedeného na obr. 1. Na obr. 2 jsou vyznačené odečítané hodnoty p_{p1} , p_{f1} , t_{p1} a t_{f1} . Poznamenejme, že skutečná strmost čela rázové vlny je určena fyzikálními procesy, a má proto pro všechny rázové vlny stejnou velikost a nezávisí na velikosti bubliny R_{M1} a síle pulsu p_{p1} . Zde stanovená šířka čela rázové vlny Δt_s je však mnohem větší než skutečná šířka čela rázové vlny, a tudíž i zde stanovená strmost $22,7 \text{ MPa}/\mu s$ je mnohem menší než skutečná strmost čela rázové vlny, a to i přesto, že je tato strmost přibližně stokrát větší než u pulsu zobrazeného na obr. 1.



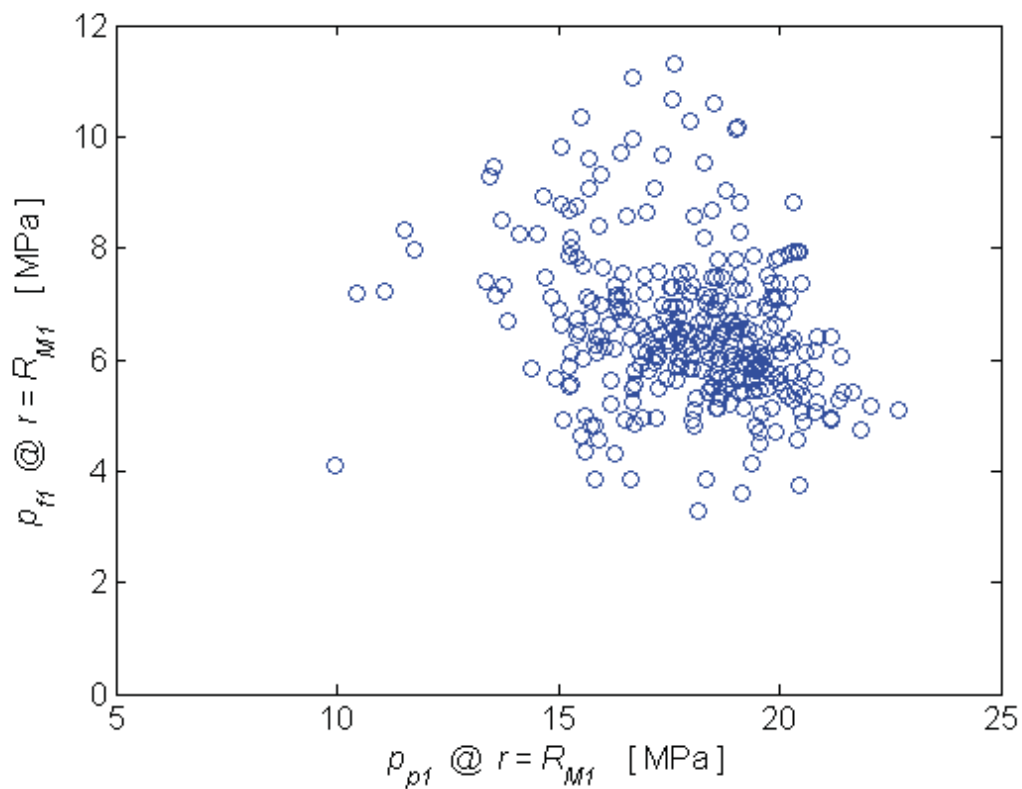
Obrázek 1. Průběh tlaku ve slabém pulsu $p_1(t)$ v závislosti na čase. Špičkový tlak v pulsu ve vzdálenosti $r = R_{M1}$ je $p_{p1} = 3,3 \text{ MPa}$, hydrofon byl při měření ve vzdálenosti $r = 0,5 \text{ m}$. Puls byl vyzářen bublinou o poloměru $R_{M1} = 12,5 \text{ mm}$, bublina kmitala s intenzitou $p_{zp1} = 25,9$

Právě popsaným způsobem bylo zjištěno, že z celkového počtu 486 změřených pulsů došlo u 338 pulsů k vytvoření čela rázové vlny a u těchto pulsů bylo možné stanovit hodnoty p_{p1} , p_{f1} , Δp_s a Δt_s . Velikost Δt_s byla u těchto pulsů v rozmezí od $0,6$ do $0,7 \mu s$, což odpovídá použité měřicí aparatuře. Závislost velikosti tlaku v úpatí rázové vlny p_{f1} na síle pulsu p_{p1} je uvedena na obr. 3, závislost výšky čela rázové vlny Δp_s na síle pulsu p_{p1} je vynesena na obr. 4.

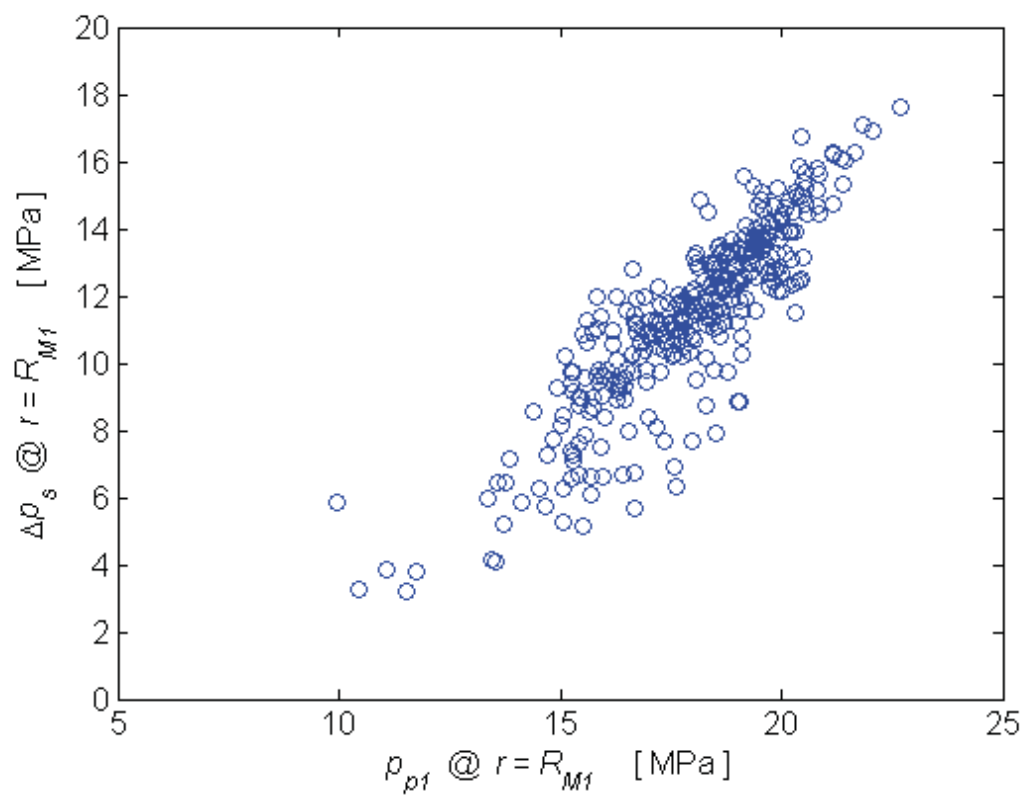


Obrázek 2. Průběh tlaku v silném pulsu $p_1(t)$ v závislosti na čase. Špičkový tlak v pulsu ve vzdálenosti $r = R_{M1}$ je $p_{p1} = 20,4$ MPa, výška čela rázové vlny $\Delta p_s = 13,6$ MPa, tlak v úpatí rázové vlny $p_{f1} = 6,8$ MPa, šířka čela rázové vlny $\Delta t_s = 0,6$ μs , hydrofon byl při měření ve vzdálenosti $r = 0,5$ m. Puls byl vyzářen bublinou o poloměru $R_{M1} = 20,4$ mm, bublina kmitala s intenzitou $p_{zp1} = 160,2$

Na základě výsledků uvedených již na dřívějších seminářích ČsAS [7–9] lze předpokládat, že k vytvoření čela rázové vlny dochází během šíření pulsu $p_1(t)$ především ve vzdálenosti $r < R_{M1}$, případně nepatrně větší než R_{M1} . Jak bylo ukázáno v práci [7], ve vzdálenosti $r \gg R_{M1}$ se již všechny pulsy šíří jako akustické vlny o malé amplitudě. To znamená, že se šíří rychlostí zvuku v kapalině c_o , tlak ve vlně klesá se vzdáleností jako $1/r$ a tvar pulsu se během šíření s výjimkou velikosti nemění. Z obr. 3 a 4 je dále vidět, že k vytvoření čela rázové vlny jsou zapotřebí značně velké špičkové tlaky $p_{p1} > 10$ MPa. Rovněž je zajímavé, že tlak v úpatí rázové vlny p_{f1} téměř nezávisí na síle pulsu p_{p1} a nabývá poměrně velkých hodnot $p_{f1} > 4$ MPa. Jak lze předpokládat, výška čela rázové vlny Δp_s je přímo úměrná síle pulsu p_{p1} a nabývá hodnot od 2 MPa do 18 MPa. Připomeňme, že všechny zde uváděné hodnoty tlaků odpovídají vzdálenostem $r = R_{M1}$ od středu bubliny.



Obrázek 3. Závislost velikosti tlaku v úpatí rázové vlny p_{f1} na síle pulsu p_{p1}



Obrázek 4. Závislost výšky čela rázové vlny Δp_s na síle pulsu p_{p1}

4 ZÁVĚR

V práci byly studovány podmínky potřebné ke vzniku čela rázové vlny v kulových tlakových pulsech šířících se ve vodě. Pulsy byly vyzářeny bublinami vytvářenými jiskrou. Bylo zjištěno, že k vytvoření čela rázové vlny jsou zapotřebí velmi silné pulsy $p_1(t)$, u kterých jsou špičkové tlaky p_{p1} větší než 10 MPa. Zajímavé je, že i v úpatí vzniklé rázové vlny jsou poměrně velké tlaky $p_{f1} > 4$ MPa. Výška čela rázové vlny je, jak lze předpokládat, přímo úměrná síle vyzářeného tlakového pulsu $p_1(t)$ a nabývá hodnot od 2 MPa do 18 MPa.

PODĚKOVÁNÍ

Práce popisované v příspěvku byly prováděny v rámci řešení výzkumného záměru MŠMT 245 100 304. Autor je rovněž velmi vděčný Dr. Silvanovi Buogovi z Akustického ústavu CNR v Římě za pomoc při přípravě měření.

LITERATURA

- [1] Kluwick A.: Shock discontinuities: from classical to non-classical shocks. *Acta Mechanica* 229, 515–533, 2018. DOI: 10.1007/s00707-017-1984-3
- [2] Vokurka K.: The use of a shock tube in bubble dynamics studies. *Czechoslovak Journal of Physics* 42, 291–302, 1992
- [3] Cole R. H.: Underwater explosions. Dover, New York, 1948
- [4] Vokurka K.: Experimental study of the bubble pulse. *Acustica* 66, 174–176, 1988
- [5] Buogo S., Vokurka K.: Intensity of oscillation of spark-generated bubbles. *Journal of Sound and Vibration* 329, 4266–4278, 2010. DOI:10.1016/j.jsv.2010.04.030
- [6] Vokurka K., Buogo S.: Are shock fronts always present in pressure waves radiated by cavitation bubbles? 34. Jahrestagung für Akustik, DAGA 2008, Dresden 10.–13.3.2008 (sborník na CD-ROM, Deutsche Gesellschaft für Akustik 2008, ISBN: 978-3-9808659-4-4, editoři: U. Jekosch a R. Hoffmann, str. 473–474)
- [7] Vokurka K.: Experimentální studium šíření silných sférických tlakových pulsů ve vodě. 88. akustický seminář, Zaječí, 13.–15. 5. 2014 (sborník: České vysoké učení technické v Praze, Česká akustická společnost, květen 2014, redakce sborníku: M. Brothánek, R. Svobodová, ISBN: 978-80-01-05511-3, str. 15–20)
- [8] Vokurka K.: Vlny konečné amplitudy vyzářované bublinou vytvořenou jiskrovým výbojem ve vodě. 90. akustický seminář, Doksy, 12.–14. 5. 2015 (sborník: České vysoké učení technické v Praze, Česká akustická společnost, květen 2015, redakce sborníku: M. Brothánek, R. Svobodová, ISBN: 978-80-01-05744-5, str. 47–52)
- [9] Vokurka K.: Problematika měření krátkých a intenzivních akustických pulsů. 97. akustický seminář, Seč, 29.–31. 10. 2018 (sborník: České vysoké učení technické v Praze, Česká akustická společnost, říjen 2018, redakce sborníku: M. Brothánek, R. Svobodová, ISBN: 978-80-01-06500-6, str. 20–28)