

Experimentální studium šíření silných sférických tlakových pulsů ve vodě

Karel Vokurka

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

karel.vokurka@tul.cz

Abstract Propagation of strong spherical pressure pulses in water is studied experimentally. The pressure pulses are radiated by intensively oscillating spark generated bubbles. The propagation of pulses is studied at distances 0.1–0.4 m from the source. The peak pressures of the pulses at distances 0.1 m and 0.2 m ranged from 200 kPa to 4.8 MPa. It is shown that these strong pressure pulses propagate with the speed of small amplitude waves c , the pressure in these pulses decreases with distance from the source as $1/r$ and there is no deformation of the pulse profile along the travelled distance.

1 ÚVOD

Šíření silných rovinných tlakových vln ve vodě bylo studováno v celé řadě prací [1–3]. Naproti tomu šíření silných sférických tlakových vln ve vodě zatím nikdy experimentálně studováno nebylo. Důvodem jsou zřejmě obtíže související s vytvářením silných sférických tlakových vln.

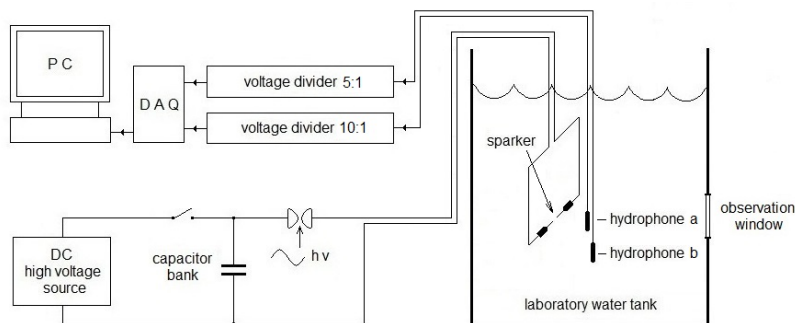
Sférické tlakové vlny lze podle jejich chování třídít na slabé (vlny o malé amplitudě), silné (vlny o konečné amplitudě) a rázové. *Vlny o malé amplitudě* se šíří stálou rychlostí zvuku c a při jejich šíření nedochází k deformaci jejich tvaru. Se vzdáleností r od zdroje klesá tlak v těchto vlnách jako $1/r$. *Rázové vlny* se vyznačují čelem, ve kterém skokově vzrůstá tlak na špičkovou hodnotu. Čelo rázové vlny se šíří rychlostí vyšší, než je rychlost vln o malé amplitudě c , a v čele vlny dochází k intenzivnímu rozptylu energie unášené vlnou. V důsledku rozptylu energie klesá špičková hodnota rázové vlny se vzdáleností jako $1/r^n$, kde $n > 1$. Tvar rázové vlny se během šíření deformuje. Experimentálně se sférické rázové vlny studují při explozích chemických výbušnin ve vodě [4, 5]. Sférické *vlny konečné amplitudy* ještě nebyly experimentálně studovány. Na základě teoretických výpočtů lze předpokládat, že rychlost jejich šíření je opět větší než c , a proto se jejich tvar během šíření

deformuje. Avšak dokud se nevytvoří čelo rázové vlny, nedochází k intenzivnímu rozptylu energie.

V předkládaném příspěvku je popsána metoda, která ke generování silných sférických tlakových pulsů využívá kmitající bubliny vytvářené při jiskrových výbojích ve vodě. Cílem prováděných měření bylo zjistit, jak se chovají sférické tlakové pulsy o špičkových hodnotách 200 kPa až 4,8 MPa při šíření ve vodě, tj. zda se šíří jako vlny o malé amplitudě, nebo jako vlny o konečné amplitudě.

2 MĚŘICÍ PRACOVNÍSTĚ

Schéma pracoviště pro generování a studium silných sférických tlakových pulsů ve vodě je uvedeno na obr. 1a. Intenzivně kmitající kulové bubliny jsou vytvářeny při jiskrovém výboji sady kondenzátorů přes jiskřiště ponořené v laboratorní vodní nádrži o rozměrech 6×4×5,5 m (délka × šířka × hloubka). Jiskřiště bylo ponořeno do hloubky 2,5 m a od nejbližší stěny bylo vzdáleno 1,2 m. Kapacita použité sady kondenzátorů se mohla měnit paralelním spojováním 1 až 10 kondenzátorů, z nichž každý měl kapacitu 16 μF. Kondenzátory byly nabíjeny ze zdroje vysokého napětí 3,5 kV. Pro spuštění výboje přes jiskřiště ve vodě se používalo pomocné jiskřiště ve vzduchu.

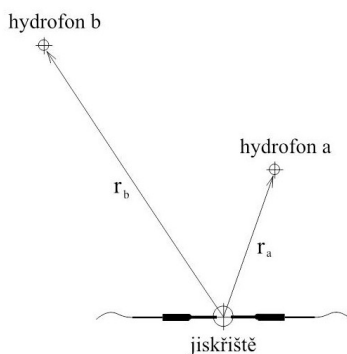


Obrázek 1a: Schéma pracoviště pro generování a studium silných sférických tlakových pulsů ve vodě

Během jiskrového výboje se ve vodě vytvoří malá kulová bublina naplněná parou a plazmatem o vysokém tlaku a o vysoké teplotě. V této počáteční fázi je z bubliny vyzářen tlakový puls $p_0(t)$. Bublina prudce roste do největší velikosti, kdy má poloměr R_{M1} , a následně vykoná několik intenzivních, avšak silně tlumených kmitů.

Kmitání bubliny je doprovázeno vyzařováním sférických tlakových pulsů do okolní kapaliny. V důsledku kondenzace páry na stěně bubliny je velmi intenzivní především první kmit, během kterého je vyzářen tlakový puls $p_1(t)$ o špičkové hodnotě p_{p1} . Během dalších kmitů bubliny jsou vyzářeny pulsy $p_2(t)$, $p_3(t)$ atd., avšak tyto pulsy jsou v důsledku tlumení kmitání bubliny již méně silné.

Z pohledu akustiky je kmitající kulová bublina dokonalý akustický zářič nultého řádu, který může být zdrojem velmi silných sférických tlakových pulsů. Srovnatelně silné sférické tlakové pulsy zatím neumíme technickými prostředky vyrobit. Kmitající bublina byla proto v této práci použita jako zdroj při studiu šíření silných sférických tlakových pulsů. Bubliny vytvářené při jiskrových výbojích jsou poměrně velké, ve zde popisovaných pokusech měly velikost R_{M1} od 13 mm do 56 mm.



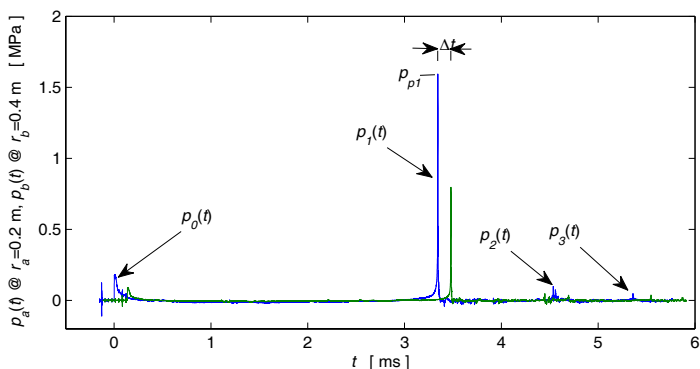
Obrázek 1b: Poloha hydrofonů vůči jiskřišti

Pro snímání sférických tlakových vln byly použity 2 hydrofony TC 4034 (zde označované a a b) umístěné ve stejné hloubce jako jiskřiště. Při měření byly tyto hydrofony umístěny ve dvou radiálních vzdálenostech r_a a r_b od středu bubliny (obr. 1b). V jedné sadě experimentů bylo $r_a = 0,1$ m a $r_b = 0,2$ m, ve druhé sadě pak $r_a = 0,2$ m a $r_b = 0,4$ m.

3 NAMĚŘENÉ HODNOTY A DISKUSE

Průběh tlakové vlny $p_a(t)$, která byla snímána hydrofonem ve vzdálenostech $r_a = 0,2$ m, je uveden na obr. 2. Zaznamenaná vlna sestává z počátečního tlakového pulsu $p_0(t)$, z prvního pulsu $p_1(t)$, druhého pulsu $p_2(t)$ a třetího pulsu $p_3(t)$. Z hlediska této práce je zajímavý především první puls $p_1(t)$ o špičkové hodnotě p_{p1} . Na obr. 2 je kromě vlny snímání hydrofonem ve vzdálenosti r_a vynesena i vlna $p_b(t)$ snímání

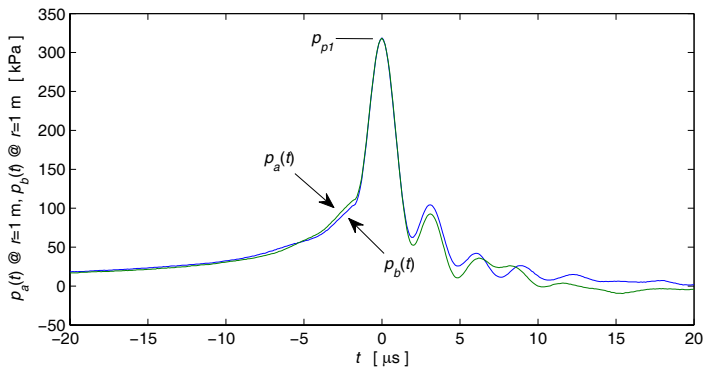
hydrofonem ve vzdálenosti $r_b = 0,4$ m. Vlna snímaná ve vzdálenosti r_b má v důsledku šíření menší špičkovou hodnotu. Časový interval mezi špičkovými hodnotami p_{p1} záznamů $p_a(t)$ a $p_b(t)$ je roven Δt .



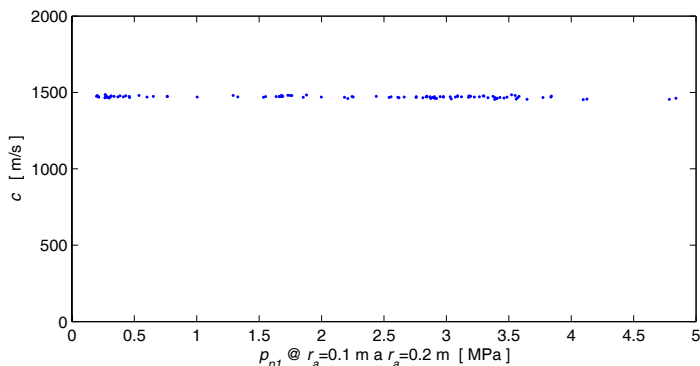
Obrázek 2: Tlaková vlna vyzářená kmitající bublinou a snímaná hydrofonem ve vzdálenosti r_a a r_b

Na obr. 3 jsou opět vyneseny průběhy vln $p_a(t)$ a $p_b(t)$ zobrazené již na obr. 2, nyní jsou však zobrazeny výřezy v okolí špičkové hodnoty p_{p1} . Pro potřeby obr. 3 byly záznamy přepočítány na jmenovitou vzdálenost hydrofonu od zdroje $r = 1$ m. Z obr. 3 je vidět, že během šíření vlny na úseku $\Delta r = r_b - r_a$ nedochází k deformaci tvaru pulsu $p_1(t)$ a špičková hodnota p_{p1} klesá se vzdáleností jako $1/r$. Na obr. 3 je rovněž možné vidět, že polohu špičky p_{p1} ve vlně je možné určit velice přesně, a to s přesností danou vzorkovacím kmitočtem použitého A/D převodníku. Ve zde popisovaných experimentech je tato přesnost rovna 0,1 μ s.

V popisovaných experimentech bylo vytvářeno velké množství bublin o různých velikostech R_{M1} a kmitajících s různou intenzitou. V každém experimentu bylo známo Δr a z polohy špičkových hodnot p_{p1} bylo možné určit Δt . Tak bylo možné stanovit rychlost šíření tlakových pulsů $c = \Delta r / \Delta t$ na úseku Δr . Nalezené rychlosti c jsou vyneseny na obr. 4 v závislosti na špičkovém tlaku p_{p1} , který byl naměřen hydrofonem ve vzdálenosti r_a . Z obr. 4 je vidět, že rychlost šíření tlakových pulsů c nezávisí na velikosti špičkového tlaku p_{p1} a odpovídá rychlosti šíření vln c o malých amplitudách ve vodě [6]. Rozptyl hodnot c , který lze na obr. 4 pozorovat, je zřejmě způsoben tím, že studované vlny nejsou dokonale sférické, ale v některých experimentech měly tvar rotačního elipsoidu.



Obrázek 3: Průběh pulsu $p_a(t)$ a $p_b(t)$ v okolí špičkové hodnoty p_{p1} . Tlak je přepočítán na nominální vzdálenost od zdroje $r = 1$ m



Obrázek 4: Naměřená rychlost šíření c silných tlakových pulsů ve vodě v závislosti na velikosti špičkového tlaku v pulsu p_{p1}

4 ZÁVĚR

Měřením bylo zjištěno, že při šíření silných sférických tlakových pulsů o špičkových hodnotách p_{p1} v rozmezí od 200 kPa do 4,8 MPa nedochází na úseku ve vzdálenosti 0,1 m až 0,4 m od zdroje k projevům, kterými je charakterizováno šíření vln konečné amplitudy, nebo šíření rázových vln. Rychlost šíření studovaných tlakových

vln je shodná s rychlostí šíření vln o malé amplitudě c a s růstem špičkového tlaku ve vlně p_{p1} se nemění. Během šíření těchto vln nedochází na úseku Δr ani k deformaci jejich tvaru a špičková hodnota p_{p1} klesá se vzdáleností jako $1/r$. Z uvedeného je proto zřejmé, že k tomu, aby byly pozorovány jevy spojované se šířením vln konečné amplitudy, případně se šířením rázových vln, je nutné studovat šíření tlakových pulsů o špičkových tlacích mnohem větších, než je 5 MPa. Tlakové pulsy o těchto hodnotách se vyskytují v menších vzdálenostech od kmitající bubliny. Hydrofony použité v této práci však větší přiblížení ke kmitajícím bublinám neumožňovaly.

PODĚKOVÁNÍ

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

LITERATURA

- [1] D. G. Browning, R. H. Mellen: Finite-amplitude distortion of 150-kHz acoustic waves in water. *J. Acoust. Soc. Am.* **44**, 2, 644–646, 1968.
- [2] M. B. Moffett: Measurement of fundamental and second harmonic pressures in the field of a circular piston source. *J. Acoust. Soc. Am.* **65**, 2, 318–323, 1979.
- [3] J. A. TenCate: An experimental investigation of the nonlinear pressure field produced by a plane circular piston. *J. Acoust. Soc. Am.* **94**, 2, 1084–1089, 1993.
- [4] R. H. Cole: Underwater explosions. Dover, New York 1948.
- [5] A. B. Arons: Underwater explosion shock wave parameters at large distances from the charge. *J. Acoust. Soc. Am.* **26**, 3, 343–346, 1954.
- [6] C.-T. Chen, F. J. Millero: Reevaluation of Willson's sound-speed measurements for pure water. *J. Acoust. Soc. Am.* **60**, 6, 1270–1273, 1976.