

Vlny konečné amplitudy vyzařované bublinou vytvořenou jiskrovým výbojem 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 theoretically. The pressure pulses are radiated by intensively oscillating spark generated bubbles. In this work the propagation of the pulses is studied at small distances from the bubble wall. It is shown that the strong pressure pulses propagate as finite amplitude waves with velocity v_p , which is much higher than the velocity of small amplitude waves. The pressure in the pulses decreases with distance from the source as $1/r$. However, there is a deformation of the pulse profile along the travelled distance.

1 ÚVOD

Při jiskrových výbojích ve vodě jsou vytvářeny intenzivně kmitající bubliny, které do okolí vyzařují velmi silné kulové tlakové vlny. V předložené práci je podrobně teoreticky studováno tlakové pole v blízkém okolí kmitajících bublin. Bude ukázáno, že vyzařované vlny se chovají jako vlny konečné amplitudy, jejichž tvar se během šíření ve vodě mění. Při uvažovaných intenzitách kmitání bublin nebyl však v blízkém okolí kmitající bubliny pozorován vznik rázových vln.

2 TLAKOVÉ A RYCHLOSTNÍ POLE

Pro tlakové pole v okolí kmitající bubliny byl odvozen v práci [1] vztah:

$$p_a = \frac{R}{r} P_a + \frac{R}{r} \frac{1}{2} \rho_\infty \dot{R}^2 - \left(\frac{R}{r}\right)^4 \frac{1}{2} \rho_\infty \dot{R}^2, \quad (1)$$

kde $p_a = p - p_\infty$ je akustický tlak ve vlně ve vzdálenosti r od středu bubliny, p je celkový tlak v kapalině v místě r a p_∞ je hydrostatický tlak v místě bubliny. Podobně $P_a = P - p_\infty$, kde P_a je akustický tlak a P celkový tlak ve stěně kulové bubliny, jejíž okamžitý poloměr je R . V rovnici (1) je dále ρ_∞ hustota kapaliny a první derivace poloměru bubliny podle času čili rychlost stěny bubliny.

Rychlost proudění kapaliny u ve vzdálenosti r od středu kmitající bubliny lze určit z rovnice kontinuity. Získáme [1]:

$$u = \dot{R} \left(\frac{R}{r} \right)^2. \quad (2)$$

Vzhledem k tomu, že v okolí intenzivně kmitající bubliny dosahují celkové tlaky v kapalině p značných hodnot, je nutné uvažovat místní rychlost vlny, která závisí na p . Tuto místní rychlost vlny lze stanovit z Taitovy stavové rovnice pro vodu [2]. Získáme:

$$c = c_0 \left(\frac{p + B}{p_\infty + B} \right)^{\frac{n-1}{2n}}. \quad (3)$$

Zde $c_0 = 1480 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ je rychlost šíření vln o malé amplitudě ve vodě při tlaku p_∞ a $B = 300 \text{ MPa}$ a $n = 7$ jsou konstanty v Taitově stavové rovnici pro vodu.

Místní rychlost vlny v v kapalině při tlaku p je pak rovna

$$v = u + c. \quad (4)$$

V této rovnici lze u určit z rovnice (2) a c z rovnice (3).

Pohyb stěny bubliny lze počítat pomocí zjednodušené Herringovy rovnice [3]:

$$\ddot{R}R + \frac{3}{2}\dot{R} = \frac{1}{\rho_\infty} \left(P - p_\infty + \frac{R}{c_0} \frac{dP}{dt} \right), \quad (5)$$

kde celkový tlak P ve stěně bubliny lze určit v prvním přiblížení z rovnice [3]:

$$P = P_{m1} \left(\frac{R}{R_{M1}} \right)^{-3\gamma}. \quad (6)$$

Zde P_{m1} je tlak ve stěně bubliny pro $R = R_{M1}$ a γ je poměr měrných tepel páry v bublině. Výpočet probíhal pro pohyb stěny bubliny z okamžiku, kdy bublina dosáhla prvního největšího poloměru R_{M1} až do druhého největšího poloměru R_{M2} . Výpočet byl prováděn v normalizovaném tvaru v soustavě Z bezrozměrných veličin. V soustavě Z jsou bezrozměrný poloměr bubliny, poloha v kapalině a čas definovány vztahy [1]:

$$Z = \frac{R}{R_{M1}}, \quad z = \frac{r}{R_{M1}}, \quad t_z = \frac{t}{R_{M1} \sqrt{\frac{\rho_\infty}{p_\infty}}}.$$

Výpočet se uskutečnil s použitím následujících konstant: $p_\infty = 125 \text{ kPa}$, $\rho_\infty = 103 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ a $\gamma = 1,25$. Intenzita kmitání bubliny byla zvolena $A_1 = 3,2$, což odpovídá bezrozměrné velikosti špičkového tlaku ve vlně $p_{zp1} = 140$ [3]. Pak $P_{m1} = p_\infty A_1^{(-3\gamma)}$.

Vyzařované vlny lze v kapalině popsat dvěma způsoby. Buď pozorujeme časový průběh vlny v určitém místě v kapalině z_0 , nebo pozorujeme prostorové rozložení vlny v určitém časovém okamžiku t_{z_0} .

3 VÝSLEDKY A DISKUSE

Na obr. 1 a 2 jsou uvedeny prostorové průběhy vln v kapalině v několika po sobě následujících okamžicích t_{z_0} . Na obr. 1 lze vidět, že až do určitého okamžiku se v okolí bubliny nevyskytuje samostatný a od stěny bubliny oddělený tlakový puls. Tlak má největší hodnotu ve stěně bubliny a v kapalině plynule klesá. Oblast v okolí bubliny, ve které ještě není vidět oddělený puls, nazýváme „maskující oblast“.

Teprve v pozdějších okamžicích t_{z_0} , ukázaných na obr. 2 lze vidět, že se z „maskující oblasti“ vyděluje tlakový puls. Špička tohoto pulsu se šíří do okolí rychlostí v_p a špičková hodnota tlaku v pulsu p_{p1} klesá se vzdáleností jako $1/z$.

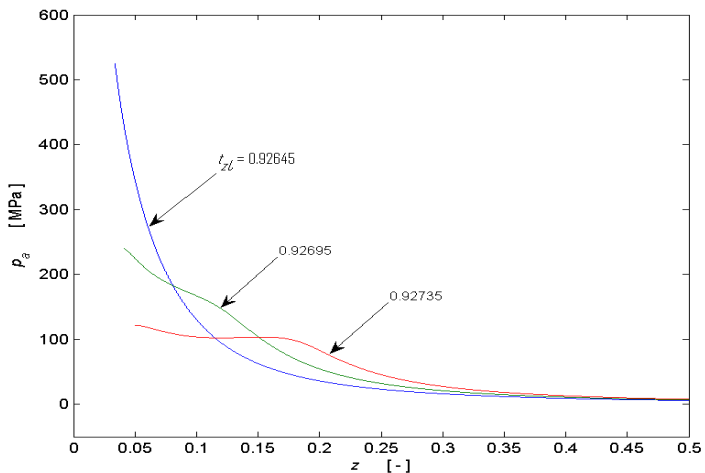
Závislost rychlosti šíření špičky pulsu v_p na vzdálenosti z_p (z_p je poloha špičky pulsu v daném okamžiku t_{z_0}) je uvedena na obr. 3. Na obr. 3 je vidět, že tlakový puls se zpočátku šíří „nadzvukovou“ rychlostí, která však se vzdáleností rychle klesá k rychlosti šíření vln o malé amplitudě c_0 .

Během šíření tlakového pulsu lze pozorovat jevy známé ze šíření vln konečné amplitudy, kdy v důsledku vyšších hodnot tlaku ve špičce pulsu se špička šíří rychleji než úpatí. Příklad takto deformované vlny konečné amplitudy je uveden na obr. 4, kde je tato vlna porovnávána s vlnou, která se šíří rychlostí vln o malé amplitudě c_0 .

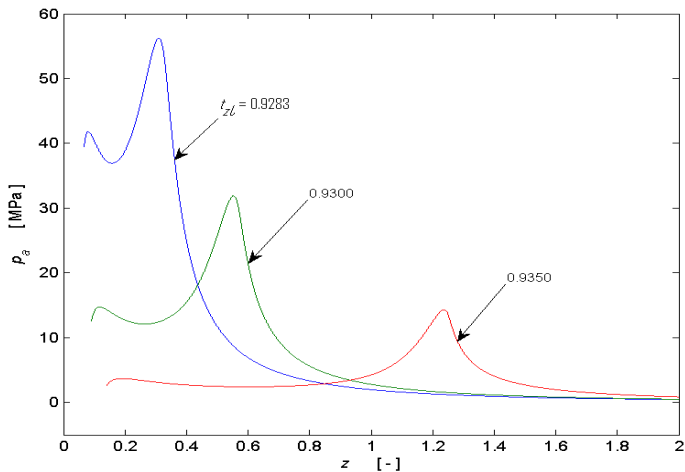
Pokud bychom sledovali tvar pulsu v pozdějších okamžicích t_{z_0} , nebo ve větší vzdálenosti z_0 , pozorovali bychom ve vlně již vznik „převisu“, který vede ke vzniku rázového čela ve vlně. Avšak v práci [4] bylo na základě experimentálně získaných údajů ukázáno, že ve větších vzdálenostech od středu bubliny se již vlny vyzářené kmitající bublinou šíří jako vlny o malé amplitudě, což je zřejmě důsledek absorpce.

4 ZÁVĚR

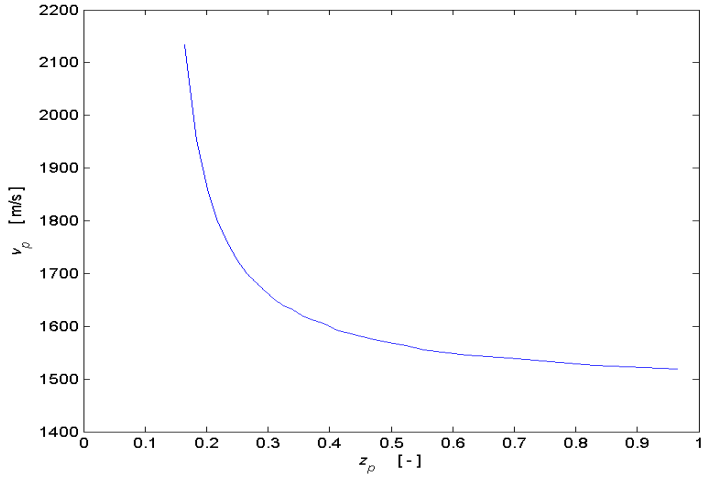
V příspěvku byly uvedeny výsledky teoretického studia šíření tlakových vln vyzářených intenzivně kmitající bublinou vytvořenou jiskrovým výbojem ve vodě. Bylo ukázáno, že vyzářené vlny se šíří jako vlny konečné amplitudy, které se v blízkosti stěny bubliny šíří „nadzvukovou“ rychlostí. Během šíření těchto vln dochází k deformaci jejich tvaru. Vznik rázových vln v malých vzdálenostech od stěny bubliny nebyl pozorován. Získané poznatky lze výhodně použít při interpretaci naměřených průběhů vln a špičkových hodnot tlakových pulsů.



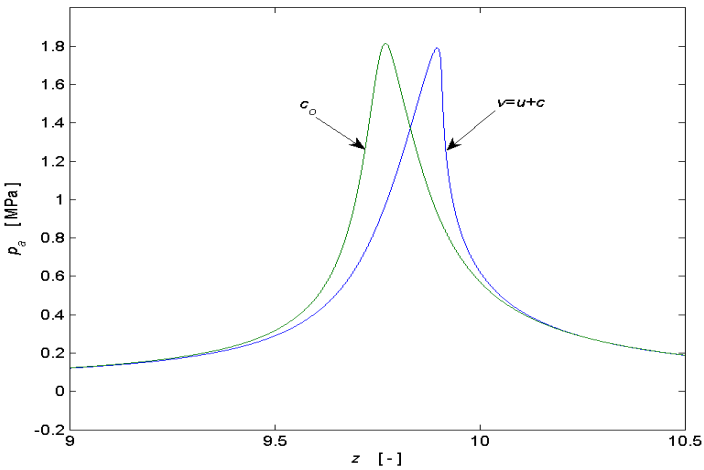
Obrázek 1: Průběh tlaku v kapalině v blízkosti stěny bubliny v počátečních okamžicích fáze expanze



Obrázek 2: Průběh tlaku v kapalině ve větší vzdálenosti od stěny bubliny v pozdějších okamžicích fáze expanze



Obrázek 3: Závislost rychlosti šíření špičky pulsu v_p na vzdálenosti špičky od středu bubliny z_p



Obrázek 4: Porovnání dvou tvarů pulsů ve větší vzdálenosti od středu bubliny v okamžiku $t_{z0} = 1$ za předpokladu šíření vlny jednak rychlostí c_0 a jednak v

PODĚKOVÁNÍ

Práce popisované v příspěvku byly prováděny v rámci výzkumného záměru MŠMT 245 100 304.

LITERATURA

- [1] K. Vokurka: On Rayleigh's model of a freely oscillating bubble. I. Basic relations. *Czech. J. Phys.* B35, 28–40, 1985.
- [2] R. H. Cole: *Underwater explosions*. Dover, New York 1948.
- [3] S. Buogo, K. Vokurka: Intensity of oscillations of spark-generated bubbles. *J. Sound Vib.* 329, 4266–4278, 2009.
- [4] K. Vokurka: 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).