

Blízké a vzdálené pole intenzivně vyzařujících akustických zdrojů nultého řádu

Karel Vokurka^a a Jaroslav Plocek^b

^aTechnická univerzita v Liberci, katedra fyziky, Studentská 2, 461 17 Liberec

^bČVUT v Praze, Fakulta elektrotechnická, Technická 2, 166 27 Praha 6

karel.vokurka@tul.cz

Abstract Near field and far field of intensively radiating zeroth order acoustic sources are studied theoretically. The acoustic source is modelled by a spherical gas bubble freely oscillating in water. The frontier between the near field and far field is determined from the acoustic velocity of the radiated waves. The distance of this frontier from the source center is calculated for different intensities of the source oscillations.

1 ÚVOD

Blízká a vzdálená pole jsou v akustické literatuře definována jen zřídka a ne vždy jsou hranice mezi nimi dostatečně přesně určeny (viz např. [1, 2]). Důvodem je to, že u většiny skutečných akustických zdrojů má pole vyzářených vln v určitých vzdálenostech od zdroje poměrně složitý průběh. Nejpřesněji se blízké a vzdálené pole definuje v případě bodového zdroje. Bodový zdroj, který se nalézá ve volném prostoru, vyzařuje sférické vlny, ve kterých akustický tlak klesá nepřímo úměrně vzdálenosti od zdroje r , tj. jako $1/r$. V tomto případě se rovněž hovoří o volném zvukovém poli kulových vln. U ostatních akustických zdrojů je průběh zvukového pole již složitější. V blízkosti zářiče, kde se v důsledku interferencí průběh akustického tlaku se vzdáleností mění značně nepravidelně a neodpovídá průběhu $1/r$ se proto hovoří o blízkém poli. Pro oblast nalézající se v dostatečné vzdálenosti od zdroje, ve které se již akustické vlny chovají stejně jako v případě bodového zdroje, tj. akustický tlak ve vlně zde klesá se vzdáleností jako $1/r$, se používá název vzdálené pole [1, 2, 3]. A pojem vzdálené pole je zde opět totožný s pojmem volného zvukového pole kulových vln.

V předkládaném příspěvku se chceme věnovat určení hranice mezi blízkým a vzdáleným polem v případě radiálně pulsujícího kulového zářiče. Tento akustický zdroj se nazývá zářič nultého řádu [3]. Průběh vyzářených vln je stejný jako u bodo-

vého zdroje, tj. jedná se o kulové vlny, ve kterých akustický tlak se vzdáleností od zdroje pro $r > R$ klesá jako $1/r$ (R je poloměr kulového zářiče). Vzhledem k tomu, že u tohoto zářiče neexistuje oblast s nepravidelným průběhem akustického tlaku, pak při definování meze blízkého a vzdáleného pole se v tomto případě vychází z akustické rychlosti. Pro harmonické vlny (tj. v oblasti lineární akustiky) se uvádí, že mez mezi blízkým a vzdáleným polem je rovna $r_m = \lambda/2\pi$, kde λ je vlnová délka vyzařovaných kulových vln [3]. V tomto příspěvku se budeme věnovat zdrojům nultého řádu, které vyzařují vlny konečné amplitudy (tj. v oblasti nelineární akustiky), a chceme stanovit velikost r_m v závislosti na intenzitě kmitání zářiče.

2 BLÍZKÉ A VZDÁLENÉ POLE

Uvažujme volně kmitající kulový zářič, který intenzivně radiálně pulsuje. V klidu je poloměr zářiče R_e , při první maximální expanzi dosáhne stěna zářiče poloměru R_{M1} a při následném prvním maximálním stažení bude poloměr stěny zářiče R_{m1} .

Intenzivně kmitající kulový zářič je zdrojem vln konečné amplitudy, jejichž tvar se během šíření mění [4]. Pro špičkovou hodnotu akustického tlaku v prvním vyzářeném pulsu p_{p1} však i nyní platí, že během šíření vlny její velikost klesá nepřímo úměrně se vzdáleností od zdroje [4]

$$p_{p1}(r) = R_{m1}P_{p1}/r \quad . \quad (1)$$

Zde $P_{p1} = P_{M1} - p_\infty$, P_{p1} je špičkový a P_{M1} maximální tlak ve stěně zářiče v okamžiku, kdy se zářič stáhne na poloměr R_{m1} , r je vzdálenost od středu zářiče a p_∞ je stálý tlak v místě zářiče (hydrostatický, případně aerostatický).

Akustická rychlost v_a má v okolí zářiče dvě složky: činnou $v_{ač}$ a jalovou v_{aj} . Činná složka souvisí s vyzařováním akustické energie ze zdroje a převládá ve vzdáleném poli. S akustickým tlakem je vázána přes měrný vlnový odpor prostředí $\rho_\infty c_o$. Špičkovou hodnotu v činné složce akustické rychlosti můžeme proto stanovit s pomocí následujícího vztahu

$$v_{ač1}(r) = p_{p1}/(\rho_\infty c_o) = R_{m1}P_{p1}/(r\rho_\infty c_o) \quad . \quad (2)$$

Zde ρ_∞ je hustota prostředí a c_o je rychlost šíření zvuku v daném prostředí.

Jalová složka akustické rychlosti souvisí s radiálním prouděním tekutiny v okolí zářiče. Lze ji určit z rovnice kontinuity a pro její první špičkovou hodnotu platí

$$v_{aj1}(r) = R_{v1}V_{max1}/r^2 \quad . \quad (3)$$

Zde V_{max1} je první největší rychlost stěny kmitajícího zářiče, která nastává při poloměru zářiče R_{v1} .

Mez r_m mezi blízkým a vzdáleným polem zářiče nultého řádu se pak definuje tak, že absolutní hodnoty činné a jalové špičkové akustické rychlosti jsou ve vzdálenosti r_m stejně velké:

$$|v_{ač1}(r=r_m)| = |v_{aj1}(r=r_m)| \quad . \quad (4)$$

Ve vzdálenosti od zdroje $r < r_m$ převládá jalová složka akustické rychlosti a hovoříme zde o blízkém poli. Ve vzdálenosti $r > r_m$ převládá činná složka akustické rychlosti a hovoříme zde o vzdáleném poli. Po dosazení vztahů (2) a (3) do rovnice (4) získáme

$$r_m = R_{v1}^2 V_{max1} / (P_{p1} R_{m1}) \quad . \quad (5)$$

3 MODEL ZÁŘIČE

Pro nalezení meze r_m mezi blízkým a vzdáleným polem ze vztahu (5) je třeba znát hodnoty R_{v1} , V_{max1} , P_{p1} a R_{m1} . Pro jejich výpočet byl použit zjednodušený Herringův model plynové bubliny volně kmitající ve vodě [4]

$$\ddot{R}R + \frac{3}{2}\dot{R} = \frac{1}{\rho_\infty} \left(P - p_\infty + \frac{R}{c_o} \frac{dP}{dt} \right) \quad , \quad (6)$$

kde tlak P ve stěně bubliny lze určit v prvním přiblížení z rovnice

$$P = P_{m1} \left(\frac{R}{R_{M1}} \right)^{-3\gamma} \quad . \quad (7)$$

Zde P_{m1} je tlak ve stěně bubliny v okamžiku, kdy $R = R_{M1}$ a γ je poměr měrných tepel plynu v bublině. Akustický tlak ve stěně bubliny pak je roven $P_a = P - p_\infty$.

Pro výpočet je třeba rovněž zadat amplitudu kmitání bubliny

$$A_1 = R_{M1}/R_e \quad , \quad (8)$$

ze které lze stanovit tlak P_{m1} pomocí vztahu

$$P_{m1} = p_\infty A_1^{(-3\gamma)} \quad . \quad (9)$$

Při experimentální práci je vhodné popisovat intenzitu kmitání zářiče pomocí bezrozměrného špičkového akustického tlaku v prvním pulsu

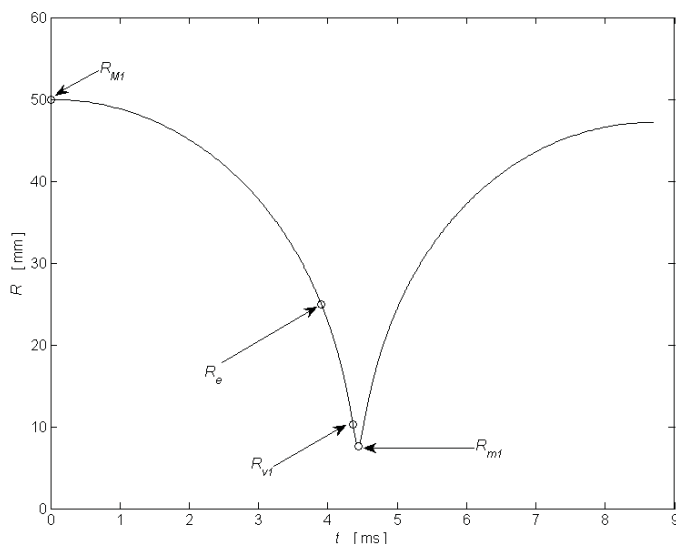
$$p_{zp1} = (p_{p1}/p_\infty)(r/R_{M1}) \quad , \quad (10)$$

neboť všechny veličiny vyskytující se v této rovnici lze měřit.

Výpočet se uskutečnil s použitím následujících konstant: $p_\infty = 125$ kPa, $\rho_\infty = 10^3$ kg.m⁻³, $c_o = 1480$ m.s⁻¹ a $\gamma = 1,25$. Amplituda kmitání bubliny byla měněna v rozsahu od $A_1 = 1,01$ (lineární kmity zářiče) do $A_1 = 3,5$ (silně nelineární kmity zářiče).

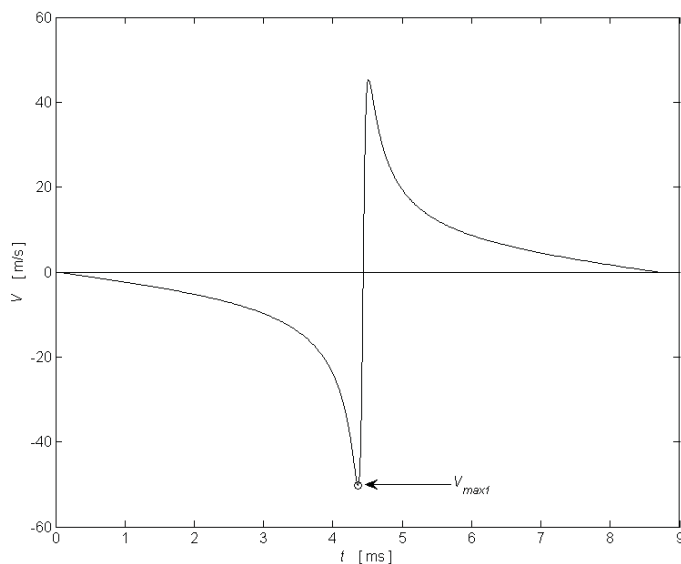
4 VÝSLEDKY A DISKUSE

Příklad časové závislosti poloměru bubliny R kmitající s amplitudou $A_1 = 2$ je uveden na obr. 1. Velikost bubliny (určená maximálním poloměrem R_{M1}) byla zvolena 50 mm.



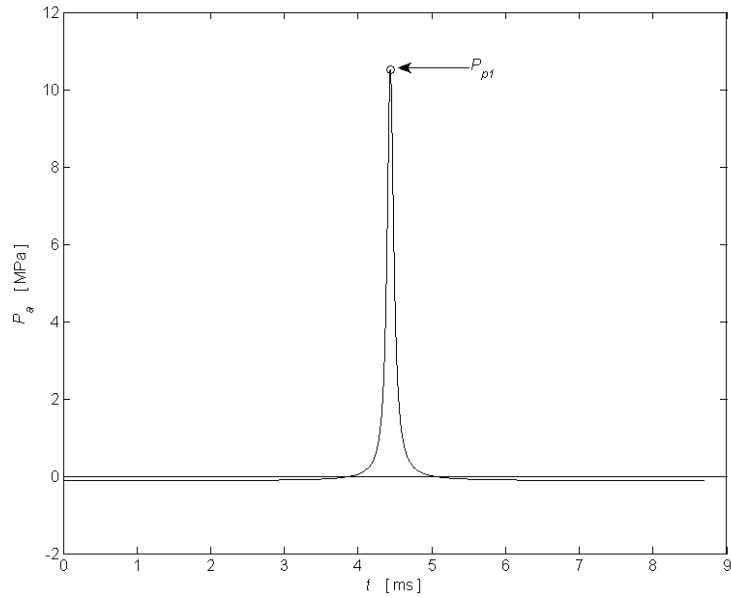
Obrázek 1: Časový průběh poloměru bubliny ve fázi prvního stažení a v následující fázi expanze s vynesnými význačnými poloměry R_{M1} , R_e , R_{v1} a R_{m1}

Časový průběh rychlosti stěny V uvažované bubliny je vynesen na obr. 2.



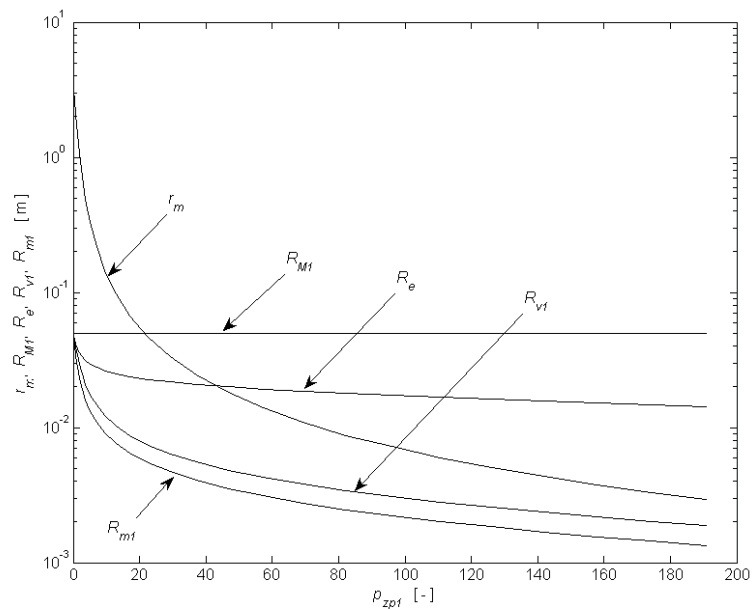
Obrázek 2: Časový průběh rychlosti stěny bubliny V . V_{max1} je maximální rychlost stěny bubliny ve fázi prvního stažení

Časový průběh akustického tlaku P_a ve stěně uvažované bubliny je vynesen na obr. 3.



Obrázek 3: Časový průběh akustického tlaku P_a ve stěně bubliny. P_{p1} je špičkový akustický tlak ve stěně bubliny

Závislost meze r_m a význačných poloměrů bubliny R_{M1} , R_e , R_{v1} a R_{m1} na intenzitě kmitání bubliny p_{zp1} je uvedena na obr. 4.



Obrázek 4: Závislost meze r_m a význačných poloměrů bubliny R_{M1} , R_e , R_{v1} a R_{m1} na intenzitě kmitání bubliny p_{zp1}

Na obr. 4 je vidět, že pro lineárně kmitající bublinu ($A_1 = 1,01$) je vypočtená hodnota $r_m = 3,38$ m. Vzhledem k tomu, že lineárně kmitající bublina o velikosti $R_{M1} = 50$ mm má dobu prvního kmitu $T_{o1} = 14,4$ ms, pak vlnová délka vyzařované vlny je $\lambda = 21,3$ m. Hodnota meze r_m na obr. 4 tudíž souhlasí s hodnotou, kterou lze stanovit ze vztahu $r_m = \lambda/2\pi$ uváděného v literatuře [3].

Na obr. 4 je dále vidět, že při zvyšování intenzity kmitání bubliny se mez r_m postupně přibližuje maximálnímu poloměru bubliny R_{M1} a při dalším zvyšování intenzity kmitání zářiče se již r_m vyskytuje v oblasti, ve které se pohybuje stěna bubliny.

5 ZÁVĚR

V příspěvku byla studována závislost meze blízkého a vzdáleného pole akustického zdroje nultého řádu na intenzitě kmitání zářiče. Bylo ukázáno, že mez se s rostoucí intenzitou přesouvá až do oblasti, ve které se pohybuje stěna zářiče. I když výpočet meze r_m byl proveden pro akustický zdroj reprezentovaný kmitající bublinou, získané poznatky lze využít i v případě jiných intenzivně vyzařujících akustických zdrojů nultého řádu, jako jsou exploze chemických výbušnin, nebo jiskrové výboje, a to jak ve vodě, tak ve vzduchu.

PODĚKOVÁNÍ

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

LITERATURA

- [1] Beranek L. L.: *Acoustics*. Acoustical Society of America, Woodbury 1996.
- [2] Rossing T. D., Moore F. R., Wheeler P. A.: *The science of sound*. Addison Wesley, San Francisco 2002.
- [3] Škvor Z.: *Elektroakustika a akustika*. ČVUT v Praze, Česká technika – nakladatelství ČVUT, Praha 2012.
- [4] Vokurka K.: Vlny konečné amplitudy vyzařované 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).