Sborník vědeckých prací Vysoké školy báňské – Technické univerzity Ostrava
číslo 1, rok 2005, ročník LI, řada bezpečnostní inženýrství

Pavel ŠŤÁVA*, Vladimír SKÝBA**

ROZPAD VODNÍCH PAPRSKŮ A VELIKOST KAPEK ROZPRÁŠENÉHO PROUDU

BREAKUP OF WATER JETS AND DROPLET SIZES IN THE JET SPRAY

Abstrakt

Problematika hašení plným proudem je tak stará, jak staré jsou hasící stříkačky. Proud i velikost dostřiku jsou zajímavou veličinou pro hasiče. Poměrně jednoduchý matematický aparát popisuje chování vodního paprsku ve vakuu, kde základní veličinou je výtoková rychlost z proudnice a elevační úhel. V posledních letech bylo věnováno dosti velké úsilí rozpadu plných paprsků. Analogicky s tím byly vyhodnocovány trysky na rozstřikovaný proud a sledován mechanismus vzniku vodních kapek.
V této práci je snaha zhodnotit a shrnout výsledky dosažené při výzkumu rozpadu plného vodního paprsku a prezentovat nové trendy v stanovení velikosti kapky.

Abstract

Problematic of fire quenching with full water jet is as old as fire-engine. Jet as well as reaching distance of the jet are interesting quantification for fire fighters. Relatively simple math apparatus describes water jet behavior in vacuum, where basic parameters are jet velocity in the nozzle tip and elevation angle. Quite big afford was put to investigation of full jet breakup in the recent years. Spraying nozzles were evaluated and droplets creation mechanism was investigated similar way.

Key words: water jet, breakup, droplet diameter, distribution, elevation angle

Rozpad vodních paprsků a velikosti kapek rozprášeného proudu

Úvod:

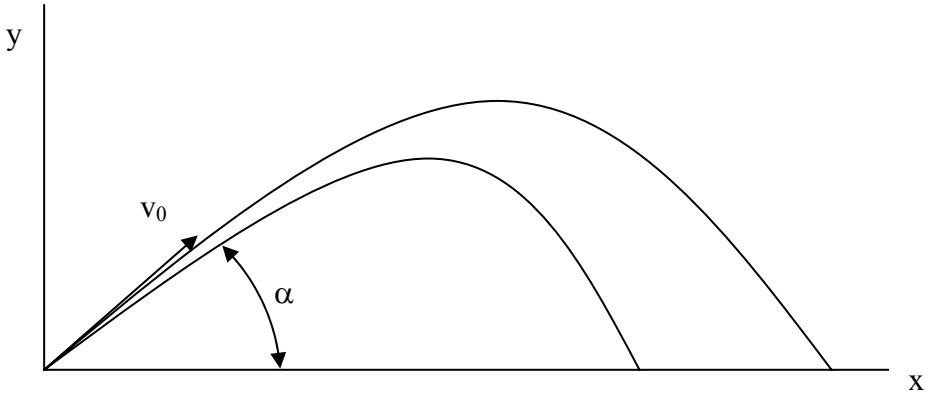
V řadě úvah o hašení, jehož mechanismem je odvod tepla z hořící látky vystupuje plocha, na níž dochází k odvodu tepla. Je to obvykle plocha kapalného hasiva. Je snaha, aby byla co největší a proto úvahy vedou na rozprašování hasiva – t.j. hašení roztříštěným proudem popř. vodní mlhou. Kompaktní paprsek je roztříštěn na kapky.
Při úvahách o roztříštěném proudu vystupuje intuitivně velikost kapek rozprášeného hasiva. Jedná se však o složitý problém a hodnoty o velikosti kapek, pokud jsou udávány je třeba brát s rezervou.

* prof. Ing., CSc., VŠB – Technická univerzita Ostrava, FS, Katedra hydromechaniky a hydraulických zařízení, e-mail: pavel.stava@vsb.cz
** Dr. Ing., VŠB – Technická univerzita Ostrava, FS, Katedra hydromechaniky a hydraulických zařízení, e-mail: Vladimír.skyba@vsb.cz

U kompaktních paprsků způsobuje okolní ovzduší rozpad kompaktního proudu, což snižuje dostřik proudu. Rovněž zde při analýze se zjistí, že jde o nejednoduchý avšak zákonitý jev. Nelze tudíž rozpad proudu potlačit úpravou proudnic.

V příspěvku se uvádí podstata jevu a parametry délky kompaktních (nerozpadlých) paprsků a úvahy o stanovení velikosti vodních kapiček.

Trajektorie, která vzniká je tímto ovlivněna a má v porovnání s parabolou tvar dle obr.1.

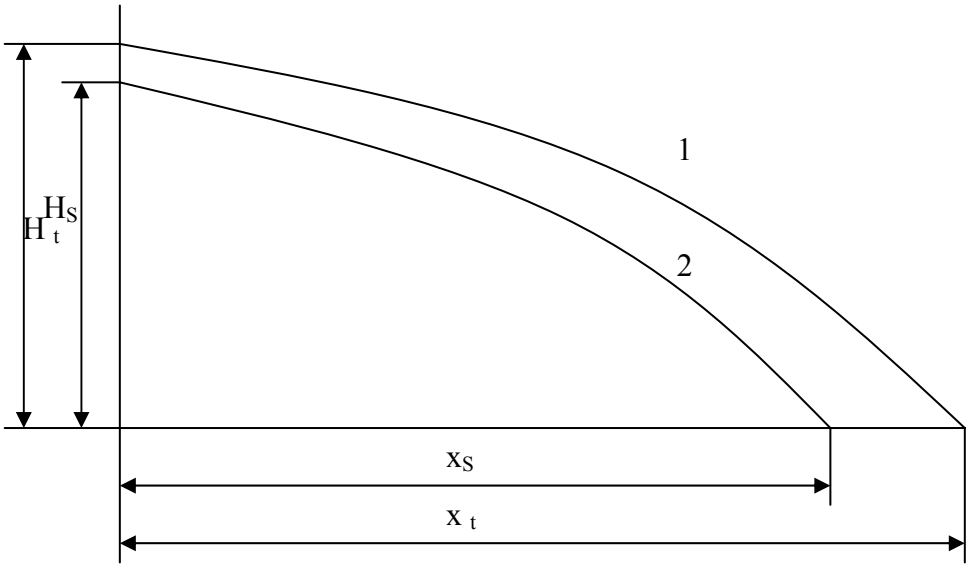


Obr. 1 Trajektorie a balistická křivka

Balistickou křivku ovlivňuje řada fyzikálních faktorů (teplota, vítr apod). Při tom výpočty jsou náročnější než u parabolické teorie. Klasická teorie uvádí pouze srovnání obálek balistických čar a trajektorií ve vakuu, kde se balistická čára určuje z empirických formulí

$$H_S = \frac{H_t}{1 + \psi \cdot H_t}$$

a kde platí pro poměry na ose $\frac{H_t}{x_t} = \frac{1}{2}$ $\frac{H_s}{x_s} = 1{,}4$



Obr.2 Srovnání obálky trajektorií ve vakuu 1 a obálky balistických čar 2

Obě teoretické úvahy však nerespektují jeden závazný fyzikální jev. Jestliže se vstřikuje paprsek o rychlosti v_t do media o určité rychlosti, pak hranice mezi nimi není stabilní. Pokud se ještě obě media liší hustotou, je nestabilita ještě výraznější. Jde o Kelvin-Helmholzovu nestabilitu, která způsobuje zvlnění plochy oddělující obě media.

Obr.3 Helmholz – Kelvinova nestabilita

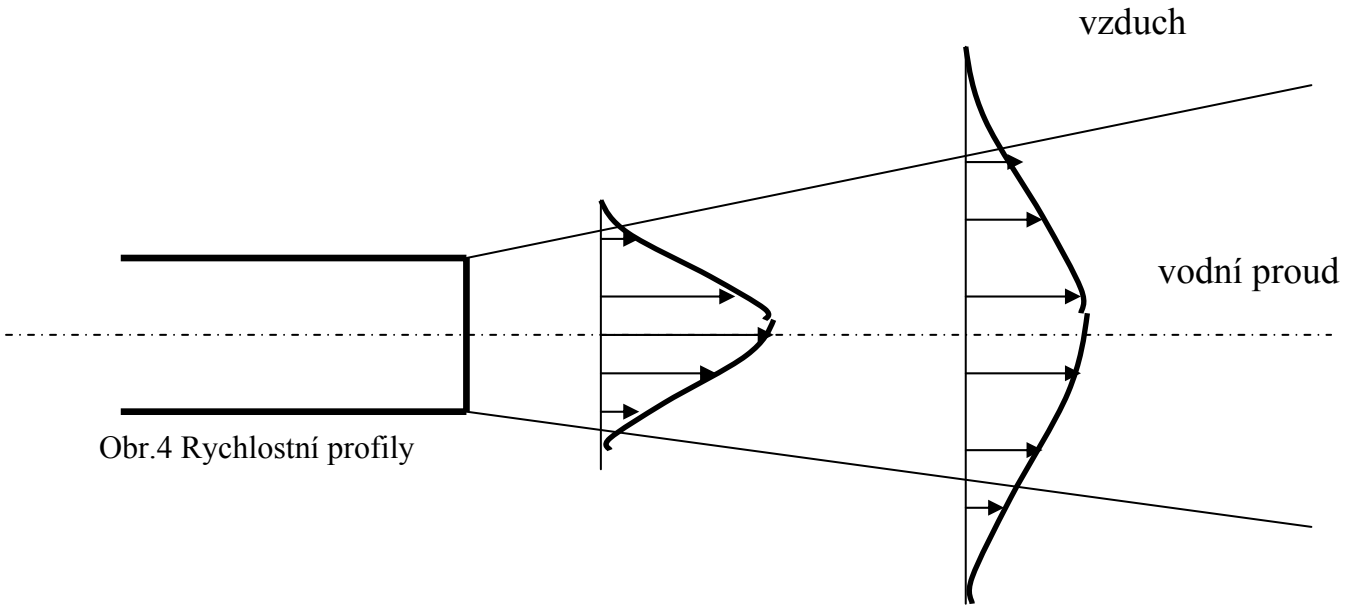
My tento jev známe např. jako zvlnění hladiny vodní plochy vlivem větru.
Z předchozího obrázku je možno tušit velkou citlivost tohoto jevu na počáteční parametry. Vlny se zvětšují a nakonec se oddělují kapky těžší kapaliny. U vodního paprsku pak dochází k jeho postupnému rozpadu.

Z toho vyplývá, že z trysky může vystoupit kompaktní paprsek. Po jisté délce se paprsek začíná na povrchu vlnit a dále se začínají z povrchu od jádra paprsku oddělovat jednotlivé kapičky. Nakonec je paprsek souborem letících kapek.

Kompaktní vodní paprsek a jeho rozpad

Úloha o vodním paprsku ve vakuu je analogická středoškolské úloze z mechaniky o šikmém vrhu ve vakuu. Neuvažuje se odpor vzduchu a výsledkem je elegantní řešení o parabolické trajektorii, analyticky lze řešit úvahu o maximu dostřiku, obalové křivce, trajektorii apod. [1,2]. V této literatuře je pak možno najít i řešení o obalových křivkách balistických čar a obalové křivce kompaktních části paprsku [1]. Tyto teorie jsou zatíženy empirismem a nezabývají se fyzikální podstatou jevu.

Pohyb vodního paprsku v ovzduší je ovlivněn vzduchem, do něhož vstupuje pohybující se voda. Třením o vzduch se povrch paprsku brzdí, takže téměř odtokový rychlostní profil přechází na rychlostní profil odpovídající postupné výměně hybností mezi okolním vzduchem a kapalinou.



Obr.4 Rychlostní profily

Rozpad vodního paprsku

Vodní paprsky, které vystupují z vhodně tvarované trysky mají téměř obdélníkový rychlostní profil. Zde se cele přeměňuje tlaková energie před přiváděné kapaliny p_T na kinetickou energii proudu. Pro ideální kapalinu platí:

$$U = \sqrt{\frac{2P_T}{\rho}}$$

a při vhodně tvarované trysce jsou ztráty, které lze vyjádřit součinitelem □ minimální (□ □1). Pokud by vodní paprsek vstupoval do vakua, zachoval by si válcovou podobu po celé trajektorii. V ovzduší je situace jiná. Jednak paprsek vlivem viskozity okolního ovzduší je brzděn, rychlostní profil se přetváří z obdélníku až na Gaussovou křivku, která se pak brzděním deformuje. To je situace pro stejná media, jak okolní tak proudící. Pokud jde o media s různou měrnou hmotností lze dokázat, že hraniční plocha není stabilní, přičemž nestabilita se projevuje zvlněním této plochy s rostoucí tendencí.
Zvlnění tudíž přechází v separací kapek z povrchu a tudíž k rozpadu paprsku na jednotlivé kapky. Délka kompaktního paprsku od ústí trysky do konce kompaktního paprsku pak závisí od řady fyzikálních parametrů.

Vezmou-li se za základ poměry v ústí trysky, tj. rychlost u potenciálního jádra, průměr D u kruhového paprsku a d_h u tenkého plochého paprsku (d_h= 4S/o, kde S je plocha průřezu paprsku a o jeho obvod) lze definovat Reynoldsovo číslo:

$$\mathrm{Re} = \frac{DU}{\upsilon}$$

které sleduje vliv vazkých a setrvačných sil.
Číslo Weberovo je důležité u vodních paprsků s ohledem na velikost kapek. Weberovo číslo je hodnota destrukční aerodynamické síly $\rho_A \frac{U_R^2}{2}$ vůči sjednocující síle povrchového napětí

$$\frac{\sigma}{D}$$

Podmínka rozpadu je tedy

$$C_D \frac{\pi}{4} D^2 \rho_A \frac{U_R^2}{2} = \pi D \sigma$$

kde C_D je odporový součinitel kapky
úpravami se dostane

$$\left(\rho_A \frac{U^2 D}{\sigma} \right)_{krit} = \frac{8}{C_D}$$

tedy $We_{kr} = \frac{8}{C_D}$

a pro nízkovizkozní kapaliny je

$$We_{kr} = 12$$

Z toho plyne maximální velikost kapky

$$D_{\max} = \frac{12\sigma}{\rho_A U_R^2}$$

Pro uvažování vlivu viskozity kapaliny Hinze zavedl Ohvesorgovo číslo

$$Oh = We^{0,5}\,\mathrm{Re}^{-1}$$

Tyto úvahy jsou provedeny pro časově středované rychlosti.
Pro rychlostní pole s fluktuací rychlostí, lze definovat

$$We_{Cr} = \rho_A \overline{u}^2 \frac{D_{\max}}{\sigma}$$

Rozpad paprsků a vrstvičky (sheet)

Paprsek vlivem již uvedené nestability se vlní, což vede nakonec k jeho rozrušení. Obecně jsou známy 4 typy rozpadu
a) Rayleighův paprsek je laminární a kruhový. Zde vlnové rozruchy mají vlnovou délku $\lambda \sim 4{,}51$, kde D_T je počáteční průměr
Po rozpadu přejde váleček o délce $4{,}51D_T$ na kapku v průměru D_K

$$4{,}1D_K \cdot \frac{\pi}{4} D = \frac{\pi}{6} D_K^3$$

což je $D_K = 1{,}89 D_T$
Weber toto doplnil o vliv viskozity kapaliny a dostal

$$\lambda_{opt} = 4{,}44 D_T \left(1 + 3Oh\right)^3$$

b) S rostoucí rychlostí paprsku sice původní mechanismus zůstává, avšak interakce mezi paprskem a okolím zmenšuje optimální vlnovou délku, což značí, že se kapky zmenšují. Je tedy $D_K \sim D_T$.
c) S dalším zvyšováním rychlosti paprsku jsou kapičky prezentovány nestabilním růstem povrchových vlnek vlivem interakce mezi kapalinou a vzdušinou. Tyto vlny se oddalují od plochy ve tvaru podlouhlých částic (ligament), které se rozpadají na kapky $D_K < D_T$
d) u velmi rychlých paprsků pak dochází k atomizaci $D_K << D_T$. Platí, že $D_{KS} \sim 80\text{mm}$
mody a, b, c sledují klasický mechanismus rozpadu a velikosti kapky jsou

$$\frac{\lambda}{\mathrm{r}} = 9.02 \frac{\left(1 + 0.45\mathrm{Z}^{0.5}\right)\left(1 + 0.4\mathrm{T}^{0.7}\right)}{\left(1 + 0.87\mathrm{W}_2^{1.67}\right)^{0.6}}$$

pro ($\square_r = \square$)

$$\Omega \frac{\rho_1 \mathrm{r}^3}{\sigma^{0.5}} = \frac{0.34 + 0.38\mathrm{W}_2^{1.5}}{\left(1 + \mathrm{Z}\right)\left(1 + 1.4\mathrm{T}\right)^{0.6}}$$

index 1-voda, 2-vzduch
Bezrozměrné parametry jsou dále definovány jako

$$\mathrm{Z} = \frac{\mathrm{We}_1^{0.5}}{\mathrm{Re}_1}$$

$$T = Z \cdot We_2^{0.5}$$

$$We_1 = \frac{\rho_1 U_r^2}{\sigma}$$ r – poloměr oblasti

$$We_2 = \frac{\rho_2 U_r^2}{\sigma}$$

$$Re_1 = \frac{U \cdot r}{\upsilon}$$

$$L = U \cdot \tau = \frac{U}{\Omega} \ln \frac{\omega}{\eta_0}$$

U Railegha

$$\ln\left(\frac{r}{\eta_0}\right) = 12$$

$$\frac{L}{a} = B\left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\right)$$

Režimy rozpadu vodního paprsku

Režimy jsou pojmenovány podle dominantních sil působících na rozpad

1, Raileighův – kapilární síly	$d_K \sim d_T$	
2, 1-režim indukovaný od větru	$d_K \sim d_T$ řádově	$1.2+3.41 < We_g < 13$
3, 2-režim indukovaný od větru	$d_K < d_T$ $We_g > 13$	$13 < We_g < 0.3$
4, atomizace	$d_K <<$	$We_g > 40.3$

Roztříštěný proud - velikost kapky

U roztříštěného proudu či u trysek pro roztříštěný proud, zajímá hasiče velikost kapky. Existují i technické předpisy, které povinně vyžadují stanovit velikost kapky v roztříštěném proudu. K čemu je mimo jakéhosi hodnotícího faktoru zařízení potřebná velikost kapičky roztříštěného proudu je druhá věc. Zaměříme se nyní jak definovat a jak zjistit velikost kapky v roztříštěném proudu.

Je známo, že roztříštěný proud se získá třemi základními způsoby:

a) nárazem na překážku

b) interakce proudů

c) odstředivým principem

První a třetí jsou velmi využívané a je zajímavé, že varianta *c* poskytne i exaktní řešení pro charakteristiku trysky.

Jakýkoliv výpustný orgán v němž je turbulentní proudění, představuje nelineární hydraulický odpor, pro nějž platí

$$\Delta p = p_T - p_o = R_n Q^2$$

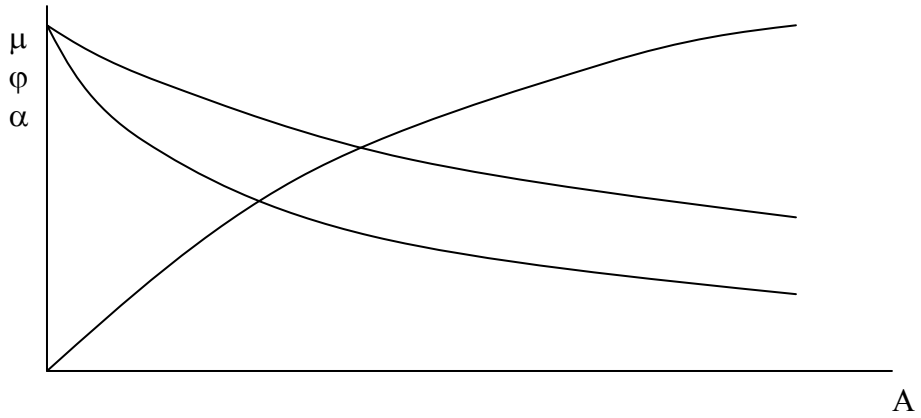
což vede na vztah

$$Q = \sqrt{\frac{1}{R_n}}\sqrt{p_T} = K\sqrt{P_T}$$

K-faktor je ovšem odvozen ze vztahu pro výtok z otvoru v nádobě

$$Q = \mu \cdot S_T\sqrt{2gh} \approx \mu \cdot S_T\sqrt{2g}\sqrt{\frac{p_T - p_0}{\rho}} = K\sqrt{P_T}$$

Pro odstředivý princip je možno z geometrických rozměrů určit výtokový součinitel □, tedy i K faktor. Podmínkou je ovšem znalost závislosti □ na geometrickém parametru A.



Obr.6 Závislost součinitelů μ, φ, α na geometrickém parametru A

Odstředivý princip – rozprašovací schopnost trysky daná střední velikosti kapek

Rozprašovací schopnost trysky se udává empirickými závislostmi. Vyhodnocením četných experimentů se udává střední velikost kapky rozprášeného proudu kapaliny ve tvaru mocninné funkce

$$\frac{d_s}{\partial_0} = 1415 \cdot Lp^{-0.463}\left(We \cdot M^{-1}\right)^{0,35}$$

kde parametr δ_0 je udáván jako tloušťka vrstvy vody ve výstupním otvoru

$$\partial_0 = r_T - r_{VZ}$$

a Laplaceovo číslo $L_p = \frac{\rho_K \cdot \delta_0 \cdot \sigma_K}{\eta_K^2}$, Weberovo číslo $We = \frac{\rho_{VZ} \cdot \partial_0 \cdot w^2}{\partial_K}$ a $M = \frac{\rho_{VZ}}{\rho_K}$ a rychlost kapaliny je $w = \sqrt{\bar{u}^2 + \bar{v}^2}$, ρ_K je měrná hmotnost, η_K je dynamická viskozita, σ_K je povrchové napětí kapaliny a ρ_{VZ} je měrná hmotnost vzdušiny, do níž je proud kapaliny rozprašován.

Dle teorie Abramoviče se v ústí trysky vytvoří právě takový vír, při němž je hodnota průtokového součinitele největší, tedy $\delta\mu/\delta\varphi = 0$, z čehož platí

$$A = \frac{(1-\varphi)\sqrt{2}}{\varphi\sqrt{\varphi}} \qquad A \in \langle 0, \infty)$$

a následně dosazením

$$\mu = \sqrt{\frac{\varphi^3}{2-\varphi}} \qquad \mu \in \langle 0,1 \rangle$$

Úhel rozšíření paprsku (kužele) je

$$tg\frac{\alpha}{2} = \frac{\overline{u}}{\overline{v}}$$

kde střední hodnota složek rychlosti je definována na středním poloměru vztahy

$$\overline{r} = \frac{r_T + r_{VZ}}{2} = r_T \frac{(1+S)}{2} \qquad S = \frac{r_{VZ}}{r_T}$$

$$\overline{u} = \frac{2\mu \cdot A}{1+S}\sqrt{2\frac{P_T}{\rho}} \qquad \text{a} \qquad \overline{v} = \sqrt{1 - \frac{4\mu^2 \cdot A^2}{(1+S)^2}}\sqrt{2\frac{P_T}{\rho}}$$

pak úhel kužele je po dosazení

$$tg\frac{\alpha}{2} = \frac{2\mu \cdot A}{\sqrt{(1+S)^2 - 4\mu^2 \cdot A^2}}$$

V důsledku mechanismu rozpadu proudu, zformované kapky nemají jednotný průměr. Rozložení průměru ve spreji může být popsáno celou řadou rozdělovacích funkcí. Empiricky se potvrzuje, že dostatečně přesným je Rosin-Rammlerovo rozdělení, původně vytvořeno pro popis rozdělení průměrů prachových částic.

V mnoha případech je potřeba nahradit distribuční funkci popisující velikosti kapek jedním, ekvivalentním průměrem. Proto se zavádí Sauterův střední průměr kapky, SMD Sauter Mean Diameter. Jedná se o takový průměr, při kterém je poměr objemu kapky k její ploše roven poměru objemu kapaliny k její ploše v celém spreji.

Pro jednoduchou trysku bez zavíření je udáván pro SMD následující vztah (Elkobt):

$$SMD = 3.08 \cdot v_L^{0.385} \cdot (\sigma \cdot \rho)^{0.737} \cdot \rho_A^{0.06} \cdot \Delta P_L^{-0.54}$$

Pro tlakové trysky se zavířením bylo různými autory dosaženo následujících výsledků:

Po celé uplynulé půlstoletí byla používána následující korelace:

$$SMD = const \cdot \sigma^a \cdot \mu_L^b \cdot m_L^c \cdot \Delta P_L^{-d}$$

Radcliffe uvádí:

$$SMD = 7.3 \cdot \sigma^{0.6} \cdot \mu_L^{0.2} \cdot \rho_L^{-0.2} \cdot m_L^{0.25} \cdot \Delta P_L^{-0.4}$$

Jasuja ve své práci dospěl ke vztahu:

$$SMD = 4.4 \cdot \sigma^{0.6} \cdot \mu^{0.16} \cdot \rho_L^{-0.16} \cdot m_L^{0.22} \cdot \Delta P_L^{-0.43}$$

Rovnice Radcliffe a Jasuja byly získány při malých změnách povrchových napětí, při poměrně značných rozdílech ve viskozitě. Dalším obdobným typem rovnic je následující výraz:

$$SMD = 2.25 \cdot \sigma^{0.25} \cdot \mu_L^{0.25} \cdot \rho_L^{-0.2} \cdot m_L^{0.25} \cdot \Delta P_L^{-0.5} \cdot \rho_A^{0.25}$$

Lefebvre přišel s následujícím vztahem.

$$SMD = 4.52 \cdot (\sigma \cdot \mu_L^{0.2} / \rho_A \cdot \Delta P_L^2)^{0.25} \cdot (t \cdot \cos\Phi)^{0.25} + 0.39 \cdot (\sigma \cdot \rho_L / \rho_A \cdot \Delta P_L)^{0.25} \cdot (t \cdot \cos\Phi)^{0.75}$$

Značení proměnných:
C_D ... odporový součinitel kapky
D ... průměr
Q ... průtok
H ... výška
U ... rychlost
SMD … Sauterův střední průměr
σ … povrchové napětí
μ … dynamická viskozita
γ ... kinematická viskozita
m … hmotový průtok
ρ … hustota
Θ … 1/2 vrcholového úhlu proudu vystupujícího z trysky
t … tloušťka filmu odtržené kapaliny od hlavního proudu (ligament) na výstupu z trysky
ΔP … tlaková diference
λ ... vlnová délka

Dolní indexy:
L … kapalina (liquid)
A … vzduch (Air)

Jednotky proměnných, není li uvedeno jinak, jsou v SI.

Literatura

1. Šťáva, P. Zásobování hasivy: Skripta VŠB. Ostrava: Vysoká škola báňská 1996
2. Hoyt J.W; Taylor J.J. *Waves on water jets*: Fluid Mechanics vol.83, part 1, pp.119-127: 1977
3. Lin S.P. ; Reitz R.D. Drop and spray formation from a liquid jet: Annual Rew. Fluid Mechanics, pp. 85-105: 1998
4. Lefebrre A.H.: Gas turbine combustion
5. Podklad fy Dantec

Summary

Problematic of fire quenching with full water jet is as old as fire-engine. Jet as well as reaching distance of the jet are interesting quantification for fire fighters. Relatively simple math apparatus describes water jet behavior in vacuum, where basic parameters are jet

velocity in the nozzle tip and elevation angle. Hydraulics specialist has common language with expert on ballistics here. One can learn, that jet trajectory is parabola, that maximum reaching distance of jet is achieved with nozzle elevation angle 45^{O} and that is also possible to define cover curve (curve covering trajectories for all elevation angels). These problematic is described, apart from high school textbooks, in specialized literature.

There are less information available on jet behavior in air, at least information describing trajectory in some simple form. It is usually believed, that ballistic curve is not expressible by usual approaches. It is only possible to get some approximation cover curve of trajectories and length of compact jets. Rather big afford was put to investigation of full jet breakup. Jet breakup regimes are discussed and results achieved by different researchers presented. Also spraying nozzles were evaluated and droplets creation mechanism investigated. Droplet diameters are not uniform within spray. Droplets with size in certain range form certain portion of the jet. Distribution of drop diameters is usually described by Rosin-Rammlerovo distribution function. Sauter Mean Diameter (SMD) is defined to describe average drop diameter in spray. Equations for SMD calculation for various nozzle types from various authors are presented as well.

Aim of this work is to evaluate and summarized results achieved during jet breakup research and present new trends in finding droplet sizes.