

TECHNICKÁ UNIVERZITA V LIBERCI

Fakulta strojní

**Výzkum a optimalizace proudění v ejektorech**  
**Habilitační práce**

Liberec 2010

Ing. Václav Dvořák, Ph.D.

# TECHNICKÁ UNIVERZITA V LIBERCI

Fakulta strojní

Katedra energetických zařízení

Ing. Václav Dvořák, Ph.D.

## Výzkum a optimalizace proudění v ejektorech

Habilitační práce

obor Aplikovaná mechanika

UNIVERZITNÍ KNIHOVNA  
TECHNICKÉ UNIVERZITY V LIBERCI



3146136054

VEZ

Liberec 2010

TECHNICKÁ UNIVERZITA V LIBERCI  
Univerzitní knihovna  
Václavská 172, Liberec 1  
720 003 17

V 6835

1309

Ob, kate, 1. zp.

## Poděkování

Mé poděkování patří:

- institucím za podporu grantových projektů, konkrétně Grantové agentuře České republiky (GAČR: 101/05/P298 a P101/10/1709), Grantové agentuře Akademie věd České republiky (GAAV ČR: IAA200760801) a Ministerstvu školství, mládeže a tělovýchovy České republiky (MSM 242100004, MSM 242100001 a MSM 4674788501),
- bývalému vedoucímu Katedry energetických zařízení Fakulty strojní Technické univerzity v Liberci doc. Ungerovi za podporu mé práce v průběhu let,
- pracovníkům Katedry energetických zařízení za spolupráci v rámci uvedených projektů, konkrétně Tomáši Vítovi, panu Knežovi za výrobu experimentálních modelů, panu Jerjemu za přípravy měření, dále doktorandům Petře Dančové, Petru Švarcovi, Janu Kolářovi a bývalým studentům Jiřimu Fridrichovi, Petru Ščibranovi, Radku Panušovi a Štefanu Krahulcovi.

V neposlední řadě děkuji své rodině, manželce a dětem, za podporu při psaní této práce.

V Liberci 17. 2. 2010

## Obsah

|                                                           |           |
|-----------------------------------------------------------|-----------|
| Poděkování                                                | 2         |
| Obsah                                                     | 3         |
| Seznam použitého značení                                  | 6         |
| <b>1 Úvod – současný stav znalostí</b>                    | <b>11</b> |
| 1.1 Ejektory – princip činnosti                           | 11        |
| 1.2 Aplikace ejektorů                                     | 12        |
| 1.3 Současný stav znalostí                                | 13        |
| 1.3.1 Jednorozměrné metody návrhu                         | 13        |
| 1.3.2 Dvourozměrné metody návrhu                          | 15        |
| 1.3.3 Experimentální vizualizační studie                  | 15        |
| 1.3.4 Návrhy a optimalizace ejektorů                      | 15        |
| 1.3.5 Numerický výzkum                                    | 17        |
| 1.3.6 Experimentální studie                               | 17        |
| 1.3.7 Řízení směšovací procesů                            | 17        |
| 1.4 Motivace a východiska pro další výzkum                | 19        |
| <b>2 Teoretické základy ejektorů</b>                      | <b>21</b> |
| 2.1 Základní bilanční rovnice                             | 21        |
| 2.2 Analýza směšování pro ideální nestlačitelnou tekutinu | 22        |
| 2.3 Výpočet směšování pro ideální stlačitelnou tekutinu   | 26        |
| 2.4 Průběh směšování v rovnoploché směšovací komoře       | 29        |
| 2.4.1 Teorie smykové vrstvy                               | 30        |
| 2.4.2 Změna hybnosti během směšování                      | 31        |
| <b>3 Experimentální metody výzkumu</b>                    | <b>36</b> |
| 3.1 Popis experimentální aerodynamické tratě              | 36        |
| 3.2 Měření hmotnostních toků a účinností                  | 38        |
| 3.3 Drátková anemometrie                                  | 40        |
| 3.3.1 Principy drátkové anemometrie                       | 40        |
| 3.3.2 Použité zařízení                                    | 42        |
| 3.4 Měření rychlostních profilů                           | 42        |
| <b>4 Numerická metoda výzkumu</b>                         | <b>45</b> |
| 4.1 Použitý řešič                                         | 45        |
| 4.1.1 „Pressure-based solver“                             | 46        |
| 4.1.2 „Density-based solver“                              | 46        |
| 4.1.3 Diskretizace                                        | 47        |
| 4.1.4 Linearizace                                         | 47        |
| 4.1.5 Základní rovnice ve vektorovém tvaru                | 48        |
| 4.2 Modelování turbulence                                 | 48        |
| 4.2.1 RANS turbulentní modely                             | 49        |
| 4.2.2 Model Spalart-Allmaras                              | 50        |
| 4.2.3 Standardní k- $\epsilon$ model                      | 51        |
| 4.2.4 Model RNG k- $\epsilon$                             | 52        |



|                                                                                                         |            |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------------|------------|
| 4.2.5 „Realizable“ k- $\epsilon$ model                                                                  | 52         |
| 4.2.6. Standardní k- $\omega$ model                                                                     | 53         |
| 4.2.7. Model SST k- $\omega$                                                                            | 53         |
| 4.2.8. „Reynolds-Stress Transport Model“                                                                | 54         |
| 4.2.9 Modelování proudění v mezni vrstvě                                                                | 54         |
| <b>5 Výzkum proudění ve válcové směšovací komoře</b>                                                    | <b>56</b>  |
| 5.1 Experimentální výzkum                                                                               | 56         |
| 5.1.1 Měření charakteristik ejektoru                                                                    | 56         |
| 5.1.2 Měření rychlostních profilů pomocí drátkové anemometrie                                           | 59         |
| 5.1.3 Měření rozložení statického tlaku na stěně směšovací komory                                       | 59         |
| 5.2 Teoretický výzkum                                                                                   | 60         |
| 5.2.1 Použití jednorozměrné metody výpočtu směšování                                                    | 60         |
| 5.2.2 Výpočet průběhu směšování                                                                         | 61         |
| 5.3 Numerický výzkum                                                                                    | 62         |
| 5.3.1 Vliv velikosti buněk ve směšovací komoře a difuzoru                                               | 63         |
| 5.3.2 Vliv velikosti buněk přilehlých ke stěně                                                          | 65         |
| 5.3.3 Vliv turbulentního modelu                                                                         | 67         |
| 5.3.4 Rozložení statických tlaků na stěně směšovací komory                                              | 68         |
| 5.3.5 Profily rychlosti ve směšovací komoře                                                             | 70         |
| 5.4 Analýza proudění ve válcové směšovací komoře                                                        | 73         |
| <b>6 Optimalizace tvaru směšovací komory a difuzoru</b>                                                 | <b>80</b>  |
| 6.1 Dynamická síť                                                                                       | 80         |
| 6.2 Úvodní studie optimalizace ejektoru                                                                 | 81         |
| 6.3 Výsledná metoda optimalizace osově symetrického ejektoru                                            | 85         |
| 6.3.1 Deformace výpočtové sítě                                                                          | 85         |
| 6.3.2 Optimalizační metoda                                                                              | 87         |
| 6.3.3 Cílová funkce                                                                                     | 88         |
| 6.3.4 Numerický výpočet                                                                                 | 88         |
| 6.4 Výsledky a rozbor numerických výpočtů                                                               | 89         |
| 6.5 Experimentální ověření                                                                              | 93         |
| 6.5.1 Výsledky experimentálního výzkumu                                                                 | 94         |
| 6.5.2 Závěry plynoucí z experimentálního ověření                                                        | 98         |
| 6.6 Aplikace metody na tvarovou optimalizaci supersonického ejektoru pro nadzvukový aerodynamický tunel | 98         |
| 6.6.1 Úprava optimalizační metody                                                                       | 99         |
| 6.6.2 Numerická metoda řešení                                                                           | 100        |
| 6.6.3 Výsledné tvary ejektoru                                                                           | 101        |
| 6.6.4 Porovnání optimalizačních metod                                                                   | 103        |
| <b>7 Řízení směšovacích procesů</b>                                                                     | <b>105</b> |
| 7.1 Vliv tvaru odtokové hrany hnací trysky na směšování v ejektoru                                      | 105        |
| 7.1.1 Porovnání trysek s různým tvarem odtokové hrany                                                   | 106        |
| 7.2 Optimalizace odtokové hrany hnací trysky                                                            | 108        |
| 7.2.1 Použitá optimalizační metoda                                                                      | 109        |
| 7.2.2 Diskuze výsledků                                                                                  | 109        |
| 7.3 Experimentální výzkum ejektoru se syntetizovaným paprskem                                           | 113        |

---

|                                     |            |
|-------------------------------------|------------|
| 7.3.1 Experimentální zařízení       | 114        |
| 7.3.2 Výsledky experimentů          | 115        |
| 7.3.3 Závěry z výsledků experimentů | 119        |
| <b>8 Závěr</b>                      | <b>120</b> |
| 8.1 Výsledky a nové poznatky        | 120        |
| 8.2 Závěry pro další výzkum         | 123        |
| Použitá literatura                  | 124        |

## Seznam použitého značení

Poznámka: Zde neuvedené značení je vysvětleno přímo v textu (týká se zejména kapitoly 4)

| <i>zkratka</i>              | <i>veličina</i>  | <i>popis, definiční vztah, nebo vztah použití</i>  |
|-----------------------------|------------------|----------------------------------------------------|
| $a$                         | m/s              | rychlost zvuku                                     |
| $a_h$                       | -                | žhavící poměr, vztah (3.9)                         |
| $A$                         | $m^2$            | plocha                                             |
| $a, b$                      | -                | koefficienty, vztah (4.3)                          |
| $A, B$                      | -                | funkce, vztahy (3.7) a (3.8)                       |
| $b$                         | m                | šířka (proudu)                                     |
| $c$                         | m/s              | rychlost (celková)                                 |
| $c_v$                       | J/(kg.K)         | izochorická měrná tepelná kapacita                 |
| $c_p$                       | J/(kg.K)         | izobarická měrná tepelná kapacita                  |
| $C_F$                       | -                | cílová funkce                                      |
| $C_p$                       | -                | tlakový součinitel                                 |
| $C$                         | -                | konstanta, součinitel                              |
| $d$                         | m                | průměr (hnací trysky)                              |
| $D$                         | m                | průměr (směšovací komory), charakteristický rozměr |
| $e$                         | J/kg             | měrná energie                                      |
| $e$                         | -                | základ přirozeného logaritmu, 2,718281828 ...      |
| $f$                         | -                | třecí součinitel (dle Fanninga)                    |
| $f_{v1}$                    | -                | tlumící funkce, vztah (4.18)                       |
| $F_1$                       | -                | vyhlazovací funkce, vztah (4.31)                   |
| <b>F, G, H</b>              | -                | vektory, vztahy (4.4) a (4.5)                      |
| $g$                         | $m/s^2$          | gravitační zrychlení                               |
| $G_v$                       | Pa               | produkce turbulentní viskozity, vztah (4.16)       |
| $h$                         | J/kg             | měrná entalpie                                     |
| $h$                         | m                | výška výpočtové buňky, podkapitola 5.3             |
| $H$                         | m                | výška laloků                                       |
| $I$                         | A                | elektrický proud                                   |
| $I_t$                       | %                | intenzita turbulence                               |
| $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ | -                | jednotkové vektory, vztah (4.5)                    |
| $k$                         | -                | konstanta, vztah (2.52)                            |
| $\bar{k}$                   | $m^2/s^2$        | turbulentní kinetická energie                      |
| $l$                         | m                | délka, vztah (2.53)                                |
| $l$                         | m                | délka výpočtové buňky, podkapitola 5.3             |
| $l_0, l_m$                  | -                | délka počáteční a hlavní oblasti směšování         |
| $L$                         | m                | délka (směšovací komory)                           |
| $\dot{m}$                   | kg/s             | hmotnostní tok                                     |
| $M$                         | -                | Machovo číslo                                      |
| $\dot{M}$                   | $kg \cdot m/s^2$ | tok hybnosti, vztah (1.1)                          |
| $n$                         | -                | exponent, vztahy (3.7) a (3.8)                     |
| $n$                         | -                | časový krok, kapitola 6                            |
| $N$                         | -                | počet                                              |

|                 |                                    |                                                            |
|-----------------|------------------------------------|------------------------------------------------------------|
| $p$             | Pa                                 | tlak                                                       |
| $p''$           | Pa                                 | tlak syté páry                                             |
| $q$             | W/m <sup>2</sup>                   | plošná hustota tepelného toku, vztah (4.5)                 |
| $q(\lambda)$    | -                                  | aerodynamická funkce hmotnostního toku, vztah (2.25)       |
| $\dot{Q}$       | W                                  | tepelný výkon                                              |
| $r$             | J/(kg·K)                           | měrná plynová konstanta                                    |
| $r$             | m                                  | souřadnice, měřeno od středu směšovací komory              |
| $R$             | m                                  | poloměr                                                    |
| $R$             | $\Omega$                           | elektrický odpor, vztahy (3.6) až (3.9)                    |
| Re              | -                                  | Reynoldsovo číslo                                          |
| Re <sub>y</sub> | -                                  | Reynoldsovo číslo podle vzdálenosti od stěny               |
| $s$             | J/(kg·K)                           | měrná entropie                                             |
| $S$             | V/(m/s)                            | citlivost sondy, vztah (3.8)                               |
| $S$             | dle veličiny                       | měrný objemový zdroj dané veličiny, kapitola 4             |
| $t$             | °C                                 | teplota                                                    |
| $t$             | s                                  | čas                                                        |
| $T$             | K                                  | termodynamická teplota                                     |
| $\vec{u}$       | m/s                                | vektor rychlosti, kapitoly 4 a 6                           |
| $u_i, u_j$      | m/s                                | složky rychlosti do obecného směru, kapitola 4             |
| $u'_i, u'_j$    | m/s                                | fluktuace složky rychlosti do obecného směru, kapitola 4   |
| $u$             | m/s                                | složka rychlosti do směru $x$ , kapitola 4                 |
| $U$             | V                                  | elektrické napětí                                          |
| $v$             | m/s                                | složka rychlosti do směru $y$ , kapitola 4                 |
| $V$             | m <sup>3</sup>                     | objem                                                      |
| $w$             | m/s                                | složka rychlosti do směru $z$ , kapitola 4                 |
| $\mathbf{W}$    | -                                  | vektor, vztahy (4.4) a (4.5)                               |
| $x$             | m                                  | souřadnice (v ejektoru ve směru proudění)                  |
| $x$             | kg <sub>v</sub> /kg <sub>svz</sub> | měrná vlhkost                                              |
| $x_i, x_j$      | m                                  | obecná souřadnice, kapitola 4                              |
| $x_1, x_2$      | -                                  | obecný parametr, kapitola 6                                |
| $y$             | m                                  | souřadnice, (kolmo ke směru proudění), vzdálenost od stěny |
| $y^+$           | -                                  | bezrozměrná souřadnice, vztah (4.33)                       |
| $Y_v$           | Pa                                 | destrukce turbulentní viskozity, vztah (4.16)              |
| $X$             | -                                  | poměrná souřadnice ve směru proudění, $X = x/D$            |
| $z$             | m                                  | souřadnice (ve svislém směru)                              |
| $z$             | -                                  | konstanta, vztah (2.55)                                    |
| $z(\lambda)$    | -                                  | aerodynamická funkce, vztah (2.23)                         |
| $\alpha$        | °                                  | úhel (rozšíření difuzoru)                                  |
| $\alpha$        | W/(m <sup>2</sup> ·K)              | součinitel přestupu tepla, vztah (3.5)                     |
| $\alpha^*$      | -                                  | proměnná ve vztahu (4.28)                                  |
| $\alpha, \beta$ | -                                  | parametry v optimalizační metodě, kapitola 6               |
| $\beta$         | -                                  | poměr průřezů, vztahy (3.1-2)                              |
| $\beta$         | -                                  | hybnostní součinitel, $\beta \cong \tilde{\beta} - 1,02$   |
| $\tilde{\beta}$ | -                                  | hybnostní součinitel, vztah (2.40)                         |



|                     |                          |                                                                     |
|---------------------|--------------------------|---------------------------------------------------------------------|
| $\chi$              | -                        | poměr $\chi = \tilde{\nu}/\nu$ , vztah (4.18)                       |
| $\delta_y$          | -                        | funkce, vztah (4.15)                                                |
| $\varepsilon$       | -                        | expanzní součinitel, vztahy (3.1) a (3.2)                           |
| $\varepsilon$       | $\text{m}^2/\text{s}^3$  | disipace kinetické energie                                          |
| $\phi$              | -                        | obecná veličina, kapitola 4                                         |
| $\bar{\phi}, \phi'$ | -                        | střední a flukuační složka obecné veličiny $\phi$                   |
| $\varphi$           | -                        | rychlostní součinitel (trysek)                                      |
| $\eta$              | -                        | účinnost (ejektoru)                                                 |
| $\eta$              | -                        | funkce, kapitola 4                                                  |
| $\kappa$            | -                        | izotropický exponent – poměr měrných tepelných kapacit $c_p/c_v$    |
| $\lambda$           | -                        | Lavalovo číslo – bezrozměrná rychlost                               |
| $\mu$               | -                        | poměr průřezů, vstupní poměr průřezů trysek, $\mu = A_1/A_2$        |
| $\mu, \mu_t$        | $\text{Pa}\cdot\text{s}$ | dynamická viskozita, turbulentní dynamická viskozita                |
| $\mu_{\text{eff}}$  | $\text{Pa}\cdot\text{s}$ | efektivní viskozita, vztah (4.23), $\mu_{\text{eff}} = \mu + \mu_t$ |
| $\nu$               | $\text{m}^2/\text{s}$    | kinematická viskozita                                               |
| $\tilde{\nu}$       | $\text{m}^2/\text{s}$    | modifikovaná turbulentní kinematická viskozita, vztah (4.16)        |
| $\pi$               | -                        | 3,141592654 ...                                                     |
| $\pi(\lambda)$      | -                        | aerodynamická funkce tlaku, vztah (2.28)                            |
| $\sigma$            | -                        | modelové konstanty                                                  |
| $\tau$              | $\text{Pa}$              | tečné napětí                                                        |
| $\tau(\lambda)$     | -                        | aerodynamická funkce teploty, vztah (2.29)                          |
| $\rho$              | $\text{kg}/\text{m}^3$   | měrná hmotnost                                                      |
| $\rho$              | $\Omega\cdot\text{m}$    | měrný odpor, vztah (3.3)                                            |
| $\omega$            | -                        | poměr rychlostí, $\omega = c_2/c_1$                                 |
| $\omega$            | $1/\text{s}$             | specifická disipace, vztah (4.28)                                   |
| $\xi$               | -                        | ztrátový součinitel                                                 |
| $\xi$               | $\text{m}$               | nezávislá souřadnice po transformaci, kapitola 6                    |
| $\psi$              | -                        | koefficient poměrného posunu, vztah (6.6)                           |
| $\zeta$             | $\text{m}$               | závislá souřadnice po transformaci, kapitola 6                      |
| $\Delta$            | -                        | korekce tření, vztah (2.54)                                         |
| $\Gamma$            | -                        | ejekční součinitel, $\Gamma = \dot{m}_2/\dot{m}_1$                  |
| $\Gamma$            | <i>dle veličiny</i>      | difúzní koeficient dané veličiny, kapitola 4                        |
| $\Pi$               | -                        | poměrný protitlak, vztah (5.1)                                      |
| $\Theta_{21}$       | -                        | poměr klidových teplot (v ejektoru), $\Theta_{21} = T_{02}/T_{01}$  |

### Operátory

|            |                      |
|------------|----------------------|
| $\partial$ | parciální derivace   |
| $D$        | materiálová derivace |
| $d$        | diferenciál          |
| $\nabla$   | gradient             |
| $\Delta$   | změna                |

## Význam indexů

|                |                                                                                |
|----------------|--------------------------------------------------------------------------------|
| 0              | klidový – stagnační stav s nulovou rychlostí, počáteční stav, počáteční oblast |
| 1              | týkající se hnacího, primárního proudu                                         |
| 12             | hodnoty na vstupu do směšovací komory                                          |
| 2              | týkající se hnaného, sekundárního proudu                                       |
| 3              | hodnoty na konci směšovací komory                                              |
| 4              | hodnoty na konci difuzoru                                                      |
| <i>∞</i>       | týkající se nezasaženého proudu                                                |
| <i>atm</i>     | atmosférický (tlak)                                                            |
| <i>A</i>       | konstantní průřez (rovnoploché směšování)                                      |
| <i>c</i>       | týkající se rychlosti, dutina                                                  |
| <i>cl</i>      | týkající se clony                                                              |
| <i>conv</i>    | konvekce, přestup tepla                                                        |
| <i>cond</i>    | kondukcce, vedení tepla                                                        |
| <i>d</i>       | týkající se dýzy, dynamický (tlak)                                             |
| <i>D</i>       | týkající se difuzoru                                                           |
| <i>dis</i>     | disipovaná (energie)                                                           |
| <i>e</i>       | ekvivalentní                                                                   |
| <i>ex</i>      | expanzní (práce)                                                               |
| <i>f</i>       | týkající se dané stěny                                                         |
| <i>g</i>       | týkající se sítě („grid“)                                                      |
| <i>i, j, k</i> | pořadové indexy                                                                |
| <i>J</i>       | Joulovo teplo                                                                  |
| <i>K</i>       | komora (uklidňovací)                                                           |
| <i>L</i>       | laloky                                                                         |
| <i>kin</i>     | kinetická (energie)                                                            |
| <i>ko</i>      | kompresní (práce)                                                              |
| <i>kr</i>      | kritický stav                                                                  |
| <i>m</i>       | maximální, membrána                                                            |
| <i>min</i>     | minimální                                                                      |
| <i>M</i>       | směšovací bod                                                                  |
| <i>N</i>       | index, kapitola 4                                                              |
| <i>n</i>       | časový krok, kapitola 6                                                        |
| <i>nb</i>      | okolní buňka, kapitola 4                                                       |
| <i>p</i>       | konstantní tlak (rovnotlaké směšování)                                         |
| <i>p</i>       | týkající se konkrétního bodu, kapitola 6                                       |
| <i>rad</i>     | radiace, záření tepla                                                          |
| <i>s</i>       | izoentropický                                                                  |

|           |                                    |
|-----------|------------------------------------|
| SK        | směšovací komora                   |
| SP        | syntetizovaný paprsek              |
| sv        | směšovací vrstva                   |
| svz       | suchý vzduch                       |
| t         | plně turbulentní                   |
| tlak      | tlaková (energie)                  |
| v         | voda                               |
| wire      | drátek (žhavený)                   |
| $x, y, z$ | ve směru $x, y, z$                 |
| $\phi$    | týkající se obecné veličiny $\phi$ |
| $\tau$    | tření                              |

### Význam použitých zkratk

|                          |                                                                    |
|--------------------------|--------------------------------------------------------------------|
| CTA                      | „Constant Temperature Anemometry“                                  |
| DBS                      | „Density-Based Solver“                                             |
| DNS                      | „Direct Numerical Simulation“                                      |
| Ewt                      | „Enhanced Wall Treatment“ – stěnové modelování                     |
| HWA                      | „Hot Wire Anemometry“ – drátková anemometrie                       |
| LES                      | „Large Eddy Simulation“                                            |
| off                      | vypnutý generátor SP                                               |
| on                       | zapnutý generátor SP                                               |
| PBS                      | „Pressure-Based Solver“                                            |
| PIV                      | „Particle Image Velocimetry“                                       |
| RANS                     | „Reynolds-average Navier-Stokes“                                   |
| Rke                      | model turbulence „Realizable“ k- $\epsilon$                        |
| RNGke, RNG k- $\epsilon$ | model turbulence „Renormalization group“ k- $\epsilon$             |
| RSM                      | model turbulence „Reynolds-Stress Transport Model“                 |
| SA                       | model turbulence Spalartův-Allmarasův                              |
| Ske                      | model turbulence Standardní k- $\epsilon$                          |
| Skw                      | model turbulence Standardní k- $\omega$                            |
| SP                       | syntetizovaný paprsek                                              |
| SSTkw, SST k- $\omega$   | model turbulence „Shear Stress Transport“ k- $\omega$              |
| Swf                      | „Standard Wall Functions“ - standardní stěnové funkce              |
| trans.                   | „Transitional Flows“ – formulace pro nízká Re u modelů k- $\omega$ |
| UDF                      | „User Defined Functions“ – uživatelské funkce v programu Fluent    |

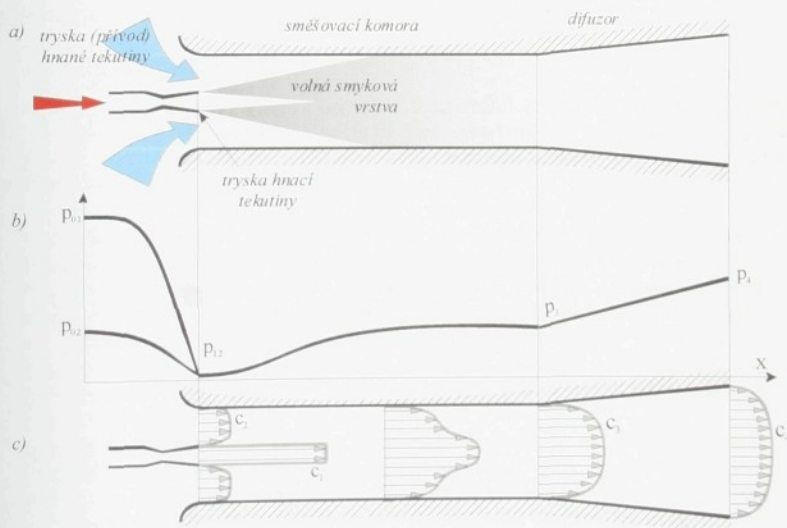
# 1 Úvod – současný stav znalostí

Obsahem této kapitoly je přehled současného stavu znalostí o ejektorech, přehled starších i novějších prací a rovněž přehled aplikací ejektorů, se kterými je možné se setkat. Kapitola je ukončena motivací k dalšímu výzkumu a nastiňuje východiska pro tuto práci.

## 1.1 Ejektory – princip činnosti

Ejektor, často také nazývaný proudový přístroj nebo injektor, je zařízení, ve kterém je vysokotlaké médium používané k nasávání nízkotlakého média. Tohoto účinku se přitom nedosahuje přenosem energie z nějaké pohyblivé části stroje, jako jsou lopatky nebo píst, ale přímým předáním části energie od hnacího proudu k hnanému. Z tohoto principu pak vyplývají výhody a nevýhody ejektorů. Největší výhodou je absence jakýchkoliv pohyblivých částí, díky níž jsou ejektory výrobně velmi jednoduché, levné a vyznačují se vysokou provozní spolehlivostí. Proti všem výhodám stojí podstatný nedostatek, kterým je velice nízká účinnost, která i u dokonalých konstrukcí zřídka dosahuje 30% a tím rozhodujícím způsobem limituje použití ejektorů. Ejektory tak najdou své uplatnění především tam, kde je dostatek hnacího média určeného primárně k jiným účelům nebo tam, kde je výhodný cenový poměr výroby k provozu.

Na obr. 1.1a je schéma typického uspořádání ejektoru, který se skládá z těchto základních částí: Přívodu a trysky hnací tekutiny, přívodu a trysky hnané tekutiny, směšovací komory a difuzoru.



Obr. 1.1: K výkladu principu ejektoru; a) - konstrukční schéma, b) - průběh tlaků podél směšovací komory, c) - vývoj rychlostních profilů během směšování.

Princip ejektoru, ať už využívaného z jakéhokoliv důvodu, je vždy stejný: vysokotlaká tekutina (hnací proud, primární proud) předává část své energie nízkotlaké tekutině (hnanému



proudu, sekundárnímu proudu, nasávanému proudu) a výsledná směs překonává tlak, jehož velikost leží mezi klidovým tlakem hnaného proudu  $p_{02}$  a klidovým tlakem hnacího proudu  $p_{01}$ , jak je zobrazeno na obr. 1.1b.

K popisu principu činnosti ejektoru poslouží obr. 1.1. Na obr. 1.1a expanduje hnací proud v hnací trysce do vysoké rychlosti. Vlivem třecích sil na rozhraní proudu vycházejícího z hnací trysky dochází ke strhávání okolního prostředí. Protože je okolní prostor omezen stěnami směšovací komory, způsobí strhávání okolního prostředí pokles tlaku a dochází tím k nasávání okolí - hnaného proudu do směšovací komory. Podle diagramu na obr. 1.1b to znamená, že oba proudy expandují ze svých klidových tlaků  $p_{01}$  a  $p_{02}$  na společný expanzní tlak  $p_{12}$ .

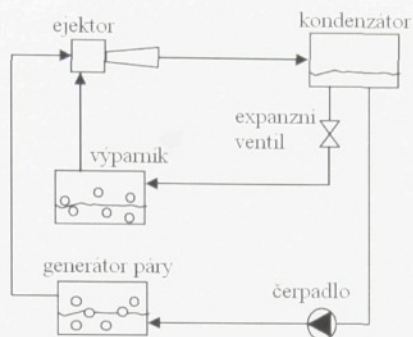
Ve směšovací komoře se oba proudy mísí, část kinetické energie hnacího proudu se předá proudu hnanému, část disipuje na tepelnou energii a část se v určitých typech směšovacích komor a při určitých podmínkách mění na energii tlakovou. Ve směšovací komoře se vyrovnává rychlostní profil, jak je naznačeno na obr. 1.1c, a za určitých podmínek vzroste statický tlak na konci směšování na hodnotu  $p_3$ . Výsledkem předání energie hnanému proudu je skutečnost, že klidový tlak výsledného proudu  $p_{03}$  je vyšší než klidový tlak hnaného proudu  $p_{02}$ . Výsledný proud za směšovací komorou vstupuje do difuzoru, kde se část kinetické energie mění zpět na tlakovou, čímž stoupá tlak na hodnotu  $p_4$  a zvyšuje se jinak nízká účinnost ejektoru.

Disipace části energie v ejektoru je způsobena třením a vířením tekutiny ve všech jeho částech, ve většině případů je ale největší část disipované energie zapříčiněna samotným směšováním, což je hlavní důvod relativně nízké účinnosti ejektoru.

## 1.2 Aplikace ejektorů

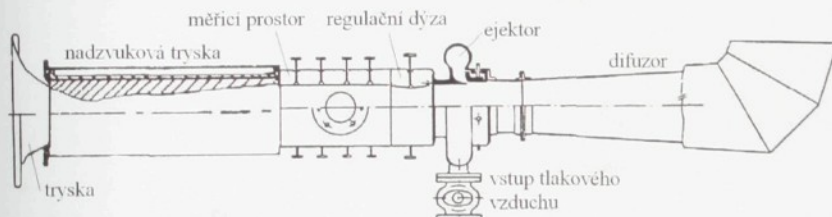
Jak již bylo řečeno, ejektory najdou své uplatnění především tam, kde je dostatek hnacího média určeného primárně k jiným účelům nebo tam, kde je výhodný cenový poměr výrobních nákladů k provozním. Časté jsou rovněž speciální aplikace, kdy se využívá absence pohyblivých částí. Příkladem mohou být:

- Periodické vytváření vysokého podtlaku v provozech s rozvodem tlakového vzduchu. Zatímco rozvody tlakového vzduchu jsou ve výrobních závodech zcela běžné, rozvody podtlaku nikoliv. K získání nízkého podtlaku (jednotky kPa) se používají ventilátory, zatímco k vyvolání vysokého podtlaku (řádově desítky kPa) se s výhodou používají ejektory, kde zdrojem hnací tekutiny je většinou právě stlačený vzduch z rozvodů. Použití je např. pro podtlakové úchopné hlavice, přerušované odsávání forem pro vefukování skla a plastů, trysky pneumatických tkacích strojů a další.
- Ejektorový chladicí oběh. Schéma podobného systému je na obr. 1.2. Ejektor v těchto systémech nahrazuje kompresor nasávající páry chladiva, přičemž primárním zdrojem tlaku je čerpadlo nasávající část kondenzátu. Další částí systému pak musí být vysokoteplotní zdroj tepla pro generování vysokotlaké hnací páry za čerpadlem. Ejektorové chladicí systémy nebo tepelná čerpadla se dají využít tam, kde je k dispozici zdroj tepla na vyšší teplotní hladině (typicky  $100 \div 120^\circ\text{C}$ ). Zajímavou aplikací jsou klimatizace, kde zdrojem tepla pro generátor hnací páry jsou solární termické panely. Energie k chlazení je tak k dispozici většinou v době, kdy je ji nejvíce potřeba.



Obr. 1.2: Schéma ejektorového chladičho okruhu.

- Zařazením ejektorů před sání vývěvy se dosahuje vyššího stupně vakua. Sestavením několika ejektorů do série je možné dosáhnout velice nízkých absolutních tlaků.
- Doprava látek, které svojí podstatou (vysoká teplota, agresivita, obsah abrazivních částic nebo vláken) poškozují pohyblivé části čerpadel a ventilátorů. Např. odsávání spalin z pecí, čerpání kyselin a podobně.
- Čerpání kapalin z hloubek, které neumožňují nasávání kapalin čerpadly.
- Pohon aerodynamických tunelů a to i nadzvukových, příklad je na obr. 1.3. V tomto případě není potřeba zdroj podtlaku o velkém výkonu (ventilátor, turbodmychadlo) nebo velikých vakuových nádrží, postačuje zdroj tlakového vzduchu a dostatečně dimenzované tlakové nádrže.



Obr. 1.3: Schéma ejektorového aerodynamického tunelu [1].

### 1.3 Současný stav znalostí

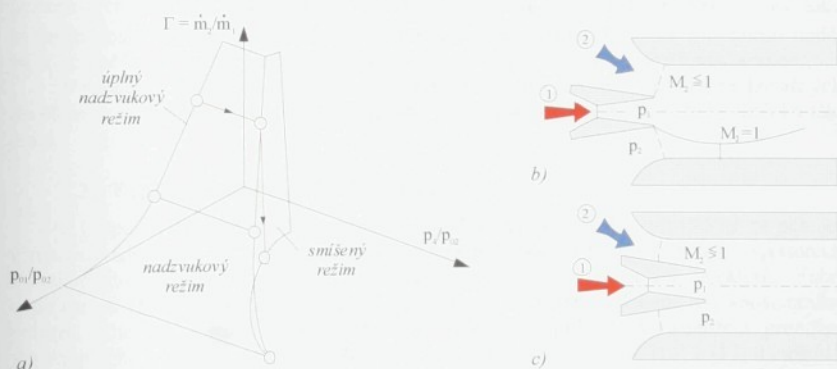
Ejektory se v minulosti zabývala celá řada výzkumníků, nepřeberné množství jejich publikací bylo několikrát zpracováno v rešerších. Například Sun a Eames uvádějí v přehledu z roku 1995 [2] seznam přes 100 citací, Bonnington a King v dřívějším přehledu z roku 1976 [3] jmenují 413 citací publikací a Porter a Squyers (1981) [4] sestavili seznam více než 1600 citací publikací týkajících se teorie a aplikací ejektorů.

#### 1.3.1 Jednorozměrné metody návrhu

První metody výpočtu a návrhu ejektoru byly založeny spíše na empirických znalostech. První skutečnou analýzu provedli Keenan a Neumann [5], kteří uvažovali nejjednodušší formu ejektoru bez difuzoru s tzv. rovnoplochou směšovací komorou, tedy se směšovací komorou konstantního průřezu, jaká je i na obr. 1.1a. Počítali proudění v ejektoru za pomoci

jednorozměrné rovnice kontinuity, hybnosti a energie. Ačkoliv byla tato analýza značně zjednodušená, shodovala se dobře s experimenty. Metody návrhu ejektoru založené na jednorozměrné analýze nedokážou nijak popsat proces směšování, na druhou stranu ale umožňují udělat si představu o energetických poměrech, které v ejektoru probíhají. V další kapitole je pak uvedena metoda převzatá z Abramoviče [6]. Keenan a jiní [7] navázali na své dřívější práce a zabývali se rovněž směšováním při konstantním tlaku. Metody návrhu založené na směšováním při konstantním tlaku přinášejí celou řadu problémů. Důvodem je komplexita proudového pole v rovnotlaké směšovací komoře, neboť je nutné přesně tvarovat směšovací komoru, aby se zajistilo směšování za konstantního tlaku. Dalším problémem je návrh přesného umístění hnací trysky, které může výsledný výkon ejektoru značně ovlivnit.

Uvažujme nyní ejektor s rovnoplochnou směšovací komorou a s konfigurací vstupních dýz podle obr. 1.4b, kde je tryska hnacího prostředí navržena pro nadzvukové rychlosti, zatímco tryska hnaného prostředí je jen kritická. Směšování v tomto ejektoru probíhá ve dvou odlišných režimech, které závisí na tom, zda je proudění v ejektoru závislé nebo nezávislé na protitlaku  $p_4$ . Fabri a Siestrunk [8] nazývají na  $p_4$  závislý režim jako smíšený režim, zatímco na  $p_4$  nezávislý jako nadzvukový nebo úplný nadzvukový režim. Addy, Dutton a Mikkelsen [9] vynášejí tyto režimy pro lepší pochopení směšovacího procesu na trojrozměrnou plochu na obr. 1.4a. Režimy ejektoru s rovnoplochnou směšovací komorou jsou vymezeny body na výsledné ploše. Znalost poměru klidových tlaků  $p_{01}/p_{02}$  a poměrného protitlaku  $p_4/p_{02}$  je tak dostatečná k určení ejekčního součinitele  $\Gamma = \dot{m}_2/\dot{m}_1$ .



Obr. 1.4: K teorii supersonického ejektoru; a) - třírozměrná charakteristická plocha, b), c) - možnosti konfigurace vstupních dýz.

Na základě práce Fabriho a Siestrunka [8], která byla limitována pro podmínky  $M_2 \leq 1 < M_1$ , rozšířil Addy [10] teorii i na analýzu pro nadzvukový hnaný proud, tedy pro  $M_2 > 1$ . Tento model zahrnuje kromě celkové analýzy rovnoploché směšovací komory i nevazkou interakci hnacího a hnaného proudu. Výsledkem je možnost současné existence nadzvukového a smíšeného režimu. Pracovní režim pro rovnoplochný ejektor je určen vztahem mezi statickými tlaky  $p_2$  a  $p_1$  na vstupu do směšovací komory. Pokud je  $p_1 > p_2$ , expanduje hnací proud proti hnanému a vytvoří se tzv. aerodynamické hrdlo, kde dochází k ucpaní hnaného proudu, jehož průtok je pak nezávislý na protitlaku, je-li tento dostatečně nízký. Tento stav, naznačený ve spodní polovině obr. 1.4b, je vymezen plochou nadzvukového



režimu na obr. 1.4a. Pokud je  $p_1 < p_2$ , pak hnaný proud expanduje proti hnacímu proudu a jeho hrdlem hnaného proudu se stává výstupní průřez trysky hnaného proudu. Pro nízký protitlak vznikají v tomto průřezu kritické podmínky a  $\dot{m}_2$  je nezávislé na  $p_4$ . Tyto podmínky jsou reprezentovány úplným nadzvukovým režimem na obr. 1.4a. Pro pracovní bod ležící na ploše smíšeného režimu, musí být protitlak  $p_4$  vysoký dostatečně na to, aby hnaný proud zůstal po celé délce ejektoru podzvukový a tím závislý na protitlaku.

### 1.3.2 Dvourozměrné metody návrhu

Přestože není pochyb o tom, že dvourozměrné metody jsou schopné dát podrobnější výsledky než jednorozměrné metody, je s nimi spojeno rovněž mnoho nevýhod. Tyto metody jsou mnohem složitější a musí brát v potaz jevy jako je turbulence či rázové vlny. První uvažovali dvourozměrné aspekty proudění v ejektoru Goff a Coogan [11], jejichž metoda byla založena převážně na experimentálně stanovených konstantách. V integrálních metodách byly počítány rychlostní profily pomocí sinusových nebo jiných průběhů Hill [12]. Teprve Hedges a Hill [13] použili metodu sítí, která již nepotřebovala definovat rychlostní a teplotní průběhy a nekladla žádná omezení pro počáteční podmínky. Další metody, např. Nilavalagana a jiných [14] již byly schopné určit optimální délku směšovací komory. Podobně výzkumníci Tyler a Williamson [15] na základě korelace velkého množství experimentálních dat navrhli funkce popisující směšování dvou izotermních nestlačitelných proudů vzduchu ve válcové směšovací komoře. Tyto funkce popisují pokles hybnostního součinitele  $\beta$  v závislosti na vstupním poměru rychlostí  $\omega$  a vstupní poměru průřezů  $\mu$ . Pouze na základě analýzy rovnice toku hybnosti poskytuje tato metoda rychlý výpočet průběhu statického tlaku a hybnosti podél válcové směšovací komory a je možné pomocí ní určit optimální délku směšovací komory.

V současné době jsou dostupné komerční programy založené na metodě konečných prvků nebo na metodě konečných objemů jako např. program Fluent, který byl použit i v této práci.

### 1.3.3 Experimentální vizualizační studie

Z bezpočtu experimentálních prací se zaměříme na experimenty prováděné za pomoci vizualizačních metod na supersonických ejektorech. Proudění v supersonických ejektorech vizualizovalo několik výzkumníků, vesměs na rovinných modelech ejektorů. Fabri a Siestrunk [8] použili stínovou metodu u ejektoru se směšovací komorou konstantního průřezu. Šlírovou metodu použili například Keenan a jiní [7] k vizualizaci proudění v rovnoploché směšovací komoře výšky 12,8 mm a dále Matsuo a jiní [16] a [17] u ejektoru se směšovací komorou proměnného průřezu. Velmi rozsáhlé experimenty pořízené šlírovou metodou na ejektoru s rovnoplochou směšovací komorou výšky 24 mm publikoval Bauer [18].

Všichni, v tomto odstavci citovaní autoři, se zaměřili pouze na kvalitativní popis pozorované struktury proudění. Až na výjimku [18] nejsou optická měření doplněna měřením průběhu statických tlaků na stěně směšovací komory, které by umožnilo podrobnější rozbor struktury. Měřením supersonického ejektoru s využitím interferometrické metody a rozбором dějů ve směšovací komoře se zabýval autor ve své disertační práci [A1], výsledky jsou shrnuty např. v článcích [A2] a [A3].

### 1.3.4 Návrhy a optimalizace ejektorů

V současnosti se výzkum zaměřil především na výzkum supersonických ejektorů, převážně pro oblast chladicí techniky. Důvodem je skutečnost, že při použití ejektoru



a čerpadla je možné provozovat chladicí okruh bez kompresoru, jak uvádějí např. Srisastra a Aphornratana [19], viz obr. 1.2. Zdrojem energie pro generátor páry může být i solární panel, příkladem může být práce Sokolova a Hershgala [20]. Více autorů se zabývá výzkumem supersonických ejektorů s rovnoplochou směšovací komorou, rovněž pro oblast chladicí techniky, např. Huang a další [21] používají jednorozměrnou metodu pro výpočet výkonu ejektoru při kritických podmínkách s chladivem R141b. Alexis [22] uvádí analytickou metodu určení průřezu směšovací komory pro parní ejektor. Rovněž další autoři používají pouze soubor bilančních zákonů pro modelování chování ejektorů, např. Narmine a jiní [23] počítali parní ejektor.

Podobně Grazzini a Mariani [24] se zabývali návrhem dvoustupňového ejektoru pomocí jednorozměrných metod. V tomto případě je kombinován ejektor s kruhovou tryskou v prvním stupni se šterbinovou tryskou ve stupni druhém. Podobné experimenty na kombinovaném ejektoru prováděl i autor [A4]. Používání jednorozměrných návrhových metod vyžaduje zapojení empirických opravných koeficientů. Jejich stanovením na základě měření 15 ejektorů se zabývali např. Huang a Chang v práci [25]. Autoři uvádějí nejistotu 10% v určení ejekčního součinitele při použití opravných koeficientů.

Optimálními provozními podmínkami v závislosti na poměru průřezů ejektoru se zabývali Yapici a jiní [26]. Ve dvou článcích [27] a [28] Zhu a jiní použili jednorozměrnou analytickou metodu k výpočtu a optimalizaci ejektoru pro chladicí systém.

Zcela nový pohled na směšování předložil Eames [29], který sestavil metodu návrhu tvaru difuzorové části ejektoru (zde myšlena hlavní oblast směšování a difuzor) založenou na konstantním poklesu toku hybnosti dle rovnice

$$\frac{dM}{dx} = \dot{m}_i (1 + \Gamma) \frac{dc}{dx} = konst. \quad (1.1)$$

Výsledkem uvedeného návrhu je ejektor s plynulou změnou tvaru stěny. Jsou potlačeny rázové vlny v difuzoru při návrhovém režimu a výrazně se navyšuje nasávané množství tekutiny.

Mnozí autoři zkoumali jen vylepšování jednotlivých konstrukčních parametrů ejektoru. Aphornratana a Eames [30] prováděli měření na ejektoru s hnací tryskou posunovatelnou v osové směru. Optimalizací tvaru sací komory ejektoru, tedy průměrem sací komory, vzdáleností ústí hnací trysky od vstupu do směšovací komory a úhlem zúžení sací komory se zabývali Yadav a Patwardhan v práci [31]. Žádná optimalizační metoda ale nebyla použita. Ejektor byl uložen vertikálně se směrem proudění odshora dolů, hnacím médiem byla voda a hnaným vzduchu. Použit byl Fluent 6.2 a modelováno bylo dvoufázové proudění. Zkoumáno bylo několik turbulentních modelů, přičemž v největší shodě s experimentem byly modely turbulence RNG k-ε a Realizable k-ε. Nejhorší shodu s experimenty pak vykazovaly standardní modely k-ε a k-ω.

Grazzini a Rocchetti [32] použili numerickou optimalizaci k návrhu dvoustupňového parního ejektoru pro chladicí zařízení. Optimalizovány jsou pouze provozní parametry, nikoliv tvar samotného ejektoru. Watanawanavet se zabýval optimalizací supersonického ejektoru ve své disertační práci [33]. Optimalizoval jednotlivé parametry ejektoru, nepoužil ale žádnou optimalizační metodu a optimalizace postrádá komplexitu. Výsledky navíc nejsou ověřeny experimenty. Cizungu a jiní [34] použili model jednorozměrného stlačitelného proudění k optimalizaci ejektoru pro chladicí systém. Výsledkem práce je nalezení vhodného poměru průřezů, délky směšovací komory, délky difuzoru a několika provozních parametrů.

### 1.3.5 Numerický výzkum

Numerický výpočet jednorozměrného stlačitelného proudění v ejektoru použili Ouzzane a Aidoun v práci [35]. Směšování uvažovali pouze na krátké délce, poté byly vlastnosti proudu napříč směšovací komorou opět konstantní. Výpočty byly prováděny jako izentropické s přihlédnutím ke třecím ztrátám. Levy a jiní [36] uvažovali dvoufázové proudění plynu a kapiček, výpočet byl opět jednorozměrný.

Park a jiní [37] provedli sérii numerických výpočtů ejektoru pro nulový hnaný tok  $\dot{m}_2 = 0$ , přičemž hnacím médiem byl dusík. V této práci použili vlastní výpočetní kód. Zkoumali transsonické proudění a použili model turbulence k- $\epsilon$ , který navrhl Shyy a Krishnamurty [38].

Jedna z prvních prací využívající komerční software pro výpočet ejektorů je práce Riffata a jiných [39], kteří počítali s nestlačitelnou tekutinou a použili model turbulence k- $\epsilon$ .

Software Fluent je používán celou řadou autorů k výpočtu proudění v nadzvukových i podzvukových ejektorech. Např. Rusly a jiní [40] použili Fluent 6.1, řešič "segregated" k výpočtu nadzvukového ejektoru a zjednodušení ideálního plynu pro použité chladivo dostatečně pod kritickým bodem. V této práci byl rovněž zkoumán vliv na posunutí hnací trysky vůči směšovací komoře.

Numerické výpočty na ejektoru s hnací vodou a hnaným vzduchem prováděli Kandakure a jiní [41]. Použili verzi Fluentu 6.1 a standardní k- $\epsilon$  model. Proudění bylo opět shora dolů a zkoumány byly vlivy jednotlivých rozměrů ejektoru.

Pokročilejší numerické výpočty supersonických ejektorů provedené ve Fluentu prezentují Bartosiewicz a jiní v pracích [42] a [43]. Autoři ukazují, že pro nadzvukové ejektory s interakcemi rázových vln s mezními vrstvami se jako nejvhodnější RANS model jeví SST k- $\omega$ . Zatímco standardní k- $\omega$  model přeceňuje intenzitu rázových vln a při vícero odrazech rázových vln selhává v předpovědi jejich polohy. Model RNG k- $\epsilon$  má rovněž dobré výsledky při výpočtu rázových vln, ale je už horší při modelování směšování. K podobným výsledkům došel i autor ve společné publikaci s Kolářem [A5].

### 1.3.6 Experimentální studie

Vícero autorů se zabývá výzkumem vícefázového proudění v ejektorech. Zejména pro případy, kdy je hnacím médiem kapalina, nejčastěji voda, a hnaným médiem plyn. Většina prací se opět zaměřuje na určení optimálních konstrukčních a provozních parametrů. Příkladem mohou být Cramers a Beenackers, kteří v práci [44] zkoumali směšování a přenos hmoty při nasávání různých inertních plynů (He, Ar, N<sub>2</sub>) vodou.

Ryze experimentální studie ejektoru s chladivem pro klimatizaci je práce Rogdakise a Alexie [45]. Stejní autoři se v práci [46] zabývali hledáním optimálního provozu pro daný ejektor.

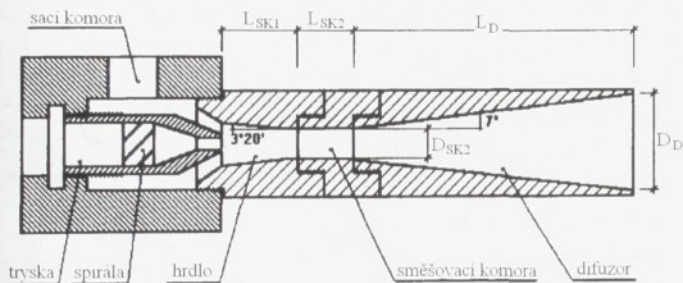
Podzvukovými vzduchovými ejektory se ve svých disertačních pracích ve stejné době zabývali Maqsood [47] a Chen [48], v obou případech byl školitelem prof. A.M. Birk. Práce [47] se zabývá ejektory s krátkou zakřivenou směšovací komorou. Náplní [48] jsou zase ejektory s prstencovými difuzory.

### 1.3.7 Řízení směšovacích procesů

Řízením směšovacích procesů se rozumí takové ovlivňování proudového pole ve směšovací komoře, které zintenzivní směšovací procesy. Cílem výzkumu je zkrátit délku směšování, tj. např. délku rovnoploché směšovací komory, a tím zredukovat ztráty třením. Směšování lze zintenzivnit mnoha způsoby, které by se daly rozdělit do dvou skupin a to na pasivní a aktivní, jak je ukázáno např. v publikaci autorů Ginevsky, Vlasov a Karavosov [49].

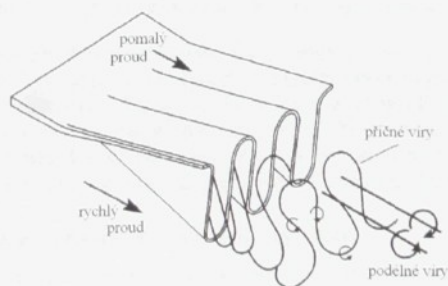
Mezi pasivní způsoby patří tvarování odtokové hrany hnací trysky, aktivní je pak vyvolávání pulsací proudu. Ve zmiňované práci, která je přehledem dosavadního výzkumu proudů z trysek, je uvažován pouze volný proud tekutiny. Hlavní oblast směřování vyskytující se u omezeného proudu v ejektoru není předmětem výzkumu a není rovněž diskutována energetická účinnost soustavy hnací tryska-ejektor.

Vliv konfigurace ejektoru na jeho výkon zkoumal Havelka a další v experimentální práci [50]. Autoři zde použili vložené těleso k dodání tangenciální složky rychlosti hnacího proudu vzduchu. Hnací médium byla opět voda proudící směrem nahoru a hnaným vzduch. Výsledky měření ukázaly, že pro určitý rozsah tangenciální rychlosti dochází ke zvýšení nasávaného vzduchu a postačuje kratší směřovací komora.



Obr. 1.5: Konfigurace ejektoru s hnacím proudem obsahujícím tangenciální složku rychlosti, upraveno podle Havelky a jiných [50].

Zintenzivněním směřování pomocí lalokovité odtokové hrany zkoumal Waitz a jiní v práci [51]. Rovněž výzkum prováděný Yuanem [52] ukazuje, že použitím hnací trysky složitějšího tvaru lze ovlivnit směřování proudů a zkrátit tak délku počáteční oblasti směřování. Výhodné pro tyto účely se jeví být lalokovité trysky s malým počtem laloků, jak ukazuje You-Hong Liu v článcích [53] a [54].

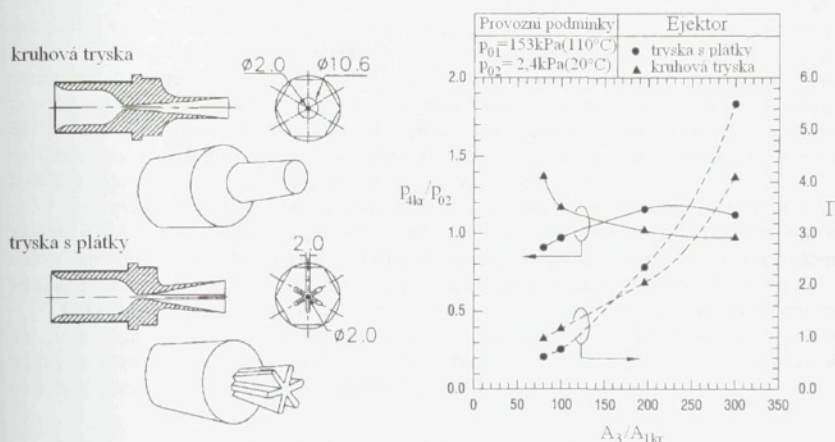


Obr. 1.6: Odtoková hrana lalokovité trysky, Waitz a další [51].

Chang a Chen [55] použili trysku s vloženými plátkami sestavenými do tvaru hvězdice u supersonického ejektoru a uvedli i porovnání s běžnou rozšiřující se tryskou, přičemž Machovo číslo trysky bylo shodně  $M_1 = 4,35$ . Autoři zkoumali různé varianty ejektoru s poměrem  $A_3/A_{1kr} = 80/300$ . Jako výsledek uvádějí, že pro vyšší poměr průřezů



$A_3/A_{1kr} \geq 150$  je ejektor s plátkovou tryskou („petal nozzle“) lepší než ejektor s klasickou rozšiřující se tryskou. Na výsledcích je zajímavé, že pro rozšiřující se trysku dochází se zvyšování poměru průřezů  $A_3/A_{1kr}$  ke snižování kompresního poměru, ale u plátkové trysky je tomu naopak, kompresní poměr převážně stoupá a křivka dosahuje vrcholu při  $A_3/A_{1kr} \approx 220$ , jak je vidět na obr. 1.7. Z výsledků je opět patrné, že výzkum speciálních trysek pro směšování je problematický, pokud není daný ejektor pro danou trysku optimalizován. Z uvedených informací je možné se domnívat, že pro menší hodnoty  $A_3/A_{1kr}$  je směšování při použití plátkové trysky rychle ukončené a v relativně dlouhém ejektoru narůstají ztráty. Při vyšších hodnotách  $A_3/A_{1kr}$  je naopak směšování při použití klasické rozšiřující se trysky příliš pomalé a použitý ejektor krátký.



Obr. 1.7: Experimentální práce autorů Changa a Chena [55].

Za jeden ze způsobů řízení směšování lze považovat ejektory s variabilním poměrem průřezů obou proudů. Tyto konstrukce umožňují regulaci výkonu ejektoru a přizpůsobení se požadavkům odběrové soustavy. Takovými to ejektory se zabývali např. Lee a jiní v práci [56]. Sun v práci [57] se zabýval variabilními ejektory pro klimatizaci.

Objevily se rovněž konstrukce ejektoru, kdy je odtržení v difuzoru potlačováno odsáváním mezní vrstvy samotným ejektorem zpátky do směšovací komory, viz Head [58].

#### 1.4 Motivace a východiska pro další výzkum

Přes množství prací uvedených v předchozích odstavcích jsou směšovací procesy probíhající v ejektoru ne zcela pochopeny. Ejektor je po konstrukční stránce velice jednoduché zařízení, bez pohyblivých částí, levné a provozně spolehlivé. O to složitější jsou ale směšovací procesy, které v něm probíhají. Nedostatečné porozumění principu činnosti a absence uceleného pohledu na celé zařízení tak vedou k nedokonalým konstrukcím s nízkou účinností.

Nízká účinnost ejektoru je dána principem jeho činnosti. Hnací, vysokotlaká tekutina expanduje v hnací trysce do vysokých rychlostí, na okraji proudu dochází ve směšovací komoře ke strhávání okolní, hnané tekutiny. Směšovací procesy, při kterých se následně



předává část pohybové energie hnací tekutiny tekutině hnané, jsou samy o sobě zdrojem energetických ztrát, směšování proudů přitom probíhá při vysokých rychlostech, a to je spojeno s dalšími ztrátami třením. Je snadné smíchat dva proudy tekutiny v ejektoru, obtížnější je ale provést to tak, aby bylo dosaženo co nejvyšší energetickou účinnosti. Směšování dvou proudů v ejektoru je charakterizováno vysokou intenzitou turbulence, kterou při současných výpočtových možnostech popisujeme velice zjednodušeně a nepřesně. Na rozdíl od většiny ostatních zařízení na dopravu tekutin, ve kterých jsou turbulentní smykové oblasti většinou nežádoucí, hrají turbulentní procesy v ejektoru dominantní roli. Protože jsou ejektory relativně malá zařízení, je měření rychlostí uvnitř úzkých kanálů komplikované, neboť sondy nezanedbatelně rozrušují proudové pole a laserové metody měření rychlosti se potýkají s odlesky paprsků od zakřivených stěn.

Cílem práce je tak porozumět více dějům při směšování dvou proudů v ejektoru a díky tomu celé zařízení vylepšit a optimalizovat. Na sestavené experimentální trati je možné uskutečnit výzkum směšovacích procesů, provádět porovnávací měření a ověřovat výpočtové metody. Cílem je analyzovat proudění ve válcové směšovací komoře, optimalizovat a řídit směšovací procesy v ejektoru. Veškeré děje, které v ejektoru probíhají, tj. expanze obou proudů, jejich směšování a následná komprese výsledného proudu, se navzájem ovlivňují. Malá změna jednoho konstrukčního nebo provozního parametru změní proudění v celém zařízení. Snaha optimalizovat jen jednotlivé konstrukční nebo provozní parametry vede jen k dílčím vylepšením ejektoru. Komplexní optimalizace ejektoru dosud chybí.

Je prováděn obsáhlý výzkum pasivního a aktivního řízení proudů tekutiny, ale jen zlomek prací se týká směšování proudů v omezeném prostoru ejektoru. Vliv řízení na hlavní oblast směšování vyskytující se u omezeného proudu v ejektoru nebyl dosud předmětem výzkumu a nebyla rovněž diskutována energetická účinnost soustavy hnací tryska-ejektor.

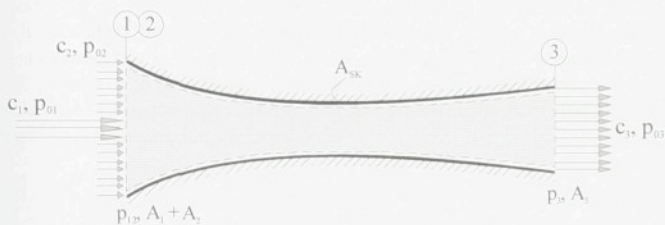
Celá řada autorů se snaží porovnávat dvě nebo více různých konstrukcí ejektoru, obecně ale bude platit, že je možné porovnávat jen dvě optimalizované varianty. Rovněž speciální trysky je nutné optimalizovat pro použití v ejektorech. Jen tak lze dojít k závěru, zda příznivě ovlivňují směšování a energetickou účinnost ejektoru.

## 2 Teoretické základy ejektorů

Předmětem této kapitoly jsou teoretické základy ejektorů. Zabývá se sestavením souboru bilančních rovnic, ze kterých lze odvodit jednorozměrné metody návrhu a výpočtu ejektorů jak pro nestlačitelnou tak stlačitelnou tekutinu. Tyto metody poskytují základní představu o energetických poměrech v ejektoru a umožňují provést základní optimalizaci ejektoru. Na konci kapitoly jsou uvedeny jednoduché metody vycházející z experimentálních dat, které umožňující předpovídat průběh směřování.

### 2.1 Základní bilanční rovnice

Kontrolní objem, pro který sestavíme základní bilanční rovnice je na obr. 2.1. Budeme uvažovat obecný tvar směřovací komory, která má na vstupu průřez velikosti  $A_1 + A_2$  a na výstupu  $A_3$ . Sestavme si základní bilanční rovnice pro stacionární případ směřování ideální tekutiny.



Obr. 2.1: Kontrolní objem směřovací komory pro analýzu směřování.

Pro libovolně tvarovanou směřovací komoru na obr. 2.1 můžeme psát tři základní bilanční rovnice. První z nich je rovnice kontinuity, jejíž nejjednodušší tvar je

$$\dot{m}_1 + \dot{m}_2 = \dot{m}_3, \quad (2.1)$$

který můžeme rozepsat do tvaru

$$\rho_1 A_1 c_1 + \rho_2 A_2 c_2 = \rho_3 A_3 c_3. \quad (2.2)$$

Druhou rovnicí je rovnice toku hybnosti, kterou napíšeme pro předpoklad, že tlaky obou tekutin budou na vstupu do směřovací komory stejné  $p_1 = p_2 = p_{12}$ , tj. rovny expanznímu tlaku,

$$\rho_1 A_1 c_1^2 + \rho_2 A_2 c_2^2 + p_{12}(A_1 + A_2) = \rho_3 A_3 c_3^2 + p_3 A_3 + \int_{A_{SKx}} p dA_{SKx}, \quad (2.3)$$

kde integrál na pravé straně představuje tlakovou sílu na průmět stěny  $A_{SKx}$  směřovací komory do směru  $x$  od obecného tlaku  $p = p(x)$  na stěně směřovací komory.

Třetí rovnicí je rovnice energetická, respektive rovnice toku energie

$$\dot{m}_1 h_{01} + \dot{m}_2 h_{02} = (\dot{m}_1 + \dot{m}_2) h_{03}, \quad (2.4)$$

sestavěná za předpokladu adiabatického proudění ve směřovací komoře.

Je zřejmé, že rovnici (2.3) není možné řešit analyticky, protože k výpočtu tlaku  $p(x)$  podél směšovací komory již musíme znát průběh směšování, což přesahuje možnosti jednorozměrného výpočtu. Rovnice (2.3) má jednoduché řešení pouze ve dvou případech, kdy je daný integrál nulový:

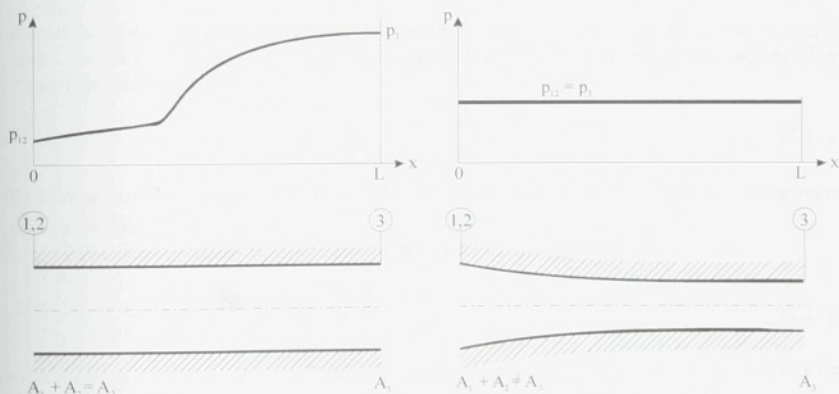
1) Směšovací komora je takzvaně rovnoplochá  $A = konst$ , v osově symetrickém případě válcová. Tehdy platí, že  $A_1 + A_2 = A_3$  a průmět plochy  $dA_{skx} = 0$ . V průběhu směšování roste statický tlak. (Při uvažování tření může statický tlak i klesat.) Rovnice (2.3) se zjednoduší do tvaru

$$\rho_1 A_1 c_1^2 + \rho_2 A_2 c_2^2 + p_{12}(A_1 + A_2) = \rho_3 A_3 c_3^2 + p_3 A_3. \quad (2.5)$$

2) Směšovací komora je rovnotlaká  $dp(x) = 0$ , tj. speciální tvar směšovací komory zaručuje během směšování konstantní statický tlak. Bude platit, že  $p(x) = p_{12} = p_3$  a všechny tlakové členy z rovnice (2.3) vypadnou. Rovnice (2.3) přejde do tvaru

$$\rho_1 A_1 c_1^2 + \rho_2 A_2 c_2^2 = \rho_3 A_3 c_3^2. \quad (2.6)$$

Je pravděpodobné, že složitost rovnice toku hybnosti (2.3) a její řešení za zjednodušujících podmínek je důvodem historického rozdělení směšovacích komor a rovněž celého procesu směšování na rovnotlaké a rovnoploché. Tvary obou směšovacích komor jsou na obr. 2.2. V některých případech je používána kombinace obou tvarů směšovací komory. Rovnotlaká, zužující se komora se používá pro počáteční oblast směšování a za ní následuje rovnoplochá pro hlavní oblast směšování, viz např. obr. 1.5.



Obr. 2.2: Rovnoplochá (válcová) a rovnotlaká směšovací komora.

## 2.2 Analýza směšování pro ideální nestlačitelnou tekutinu

Protože se všeobecně soudí, že směšování při konstantním tlaku je účinnější, pokusme se to prokázat výpočtem. Budeme uvažovat nejjednodušší případ ideální nestlačitelné tekutiny, kdy platí rovnost  $\rho_1 = \rho_2 = \rho_3 = \rho$ .

Nejdříve musíme upravit rovnici energetickou (2.4) pro případ nestlačitelné tekutiny. Po rozepsání klidových entalpií dostaneme tvar

$$\begin{aligned} \dot{m}_1 \left( c_v T_1 + g z_1 + \frac{p_1}{\rho_1} + \frac{c_1^2}{2} \right) + \dot{m}_2 \left( c_v T_2 + g z_2 + \frac{p_2}{\rho_2} + \frac{c_2^2}{2} \right) = \\ = (\dot{m}_1 + \dot{m}_2) \left( c_v T_3 + g z_3 + \frac{p_3}{\rho_3} + \frac{c_3^2}{2} \right) \end{aligned} \quad (2.7)$$

kde členy  $c_v T$  představují měnou vnitřní energii a členy  $g z$  měnou polohovou energii. Nebudeme-li uvažovat změnu polohové energie, tak pro nestlačitelnou ideální tekutinu přejde energetická rovnice na Bernoulliho rovnici, respektive rovnici toku mechanické energie

$$\dot{m}_1 \frac{c_1^2}{2} + \dot{m}_2 \frac{c_2^2}{2} + (\dot{m}_1 + \dot{m}_2) \frac{p_{12}}{\rho} = (\dot{m}_1 + \dot{m}_2) \left( \frac{c_3^2}{2} + \frac{p_3}{\rho} + e_{ds} \right), \quad (2.8)$$

ve které  $e_{ds}$  představuje část mechanické energie disipované směšovací procesem, tedy procesem vyrovnávání rychlostí ve směšovací komoře.

Pro další odvození si nejdříve základní rovnice kontinuity (2.2), toku hybnosti (2.5), (2.6) a Bernoulliho (2.8) přepíšeme pomocí bezrozměrných čísel, tak jak je zavedl Hibš [59]. Prvním z nich je poměr vstupních průřezů obou proudů

$$\mu = A_1 / A_2, \quad (2.9)$$

což je hlavní konstrukční parametr ejektorů. Druhým číslem je poměr vstupních rychlostí

$$\omega = c_2 / c_1, \quad (2.10)$$

kteřý pro změnu můžeme považovat za hlavní provozní parametr, podle něhož se odvíjí průběh směšování. Kombinací obou bezrozměrných čísel dostaneme pro stejné hustoty obou tekutin ejekční součinitel

$$\Gamma = \frac{\dot{m}_2}{\dot{m}_1} = \frac{\rho A_2 c_2}{\rho A_1 c_1} = \frac{\omega}{\mu}. \quad (2.11)$$

Podělením rovnic (2.2), (2.5), (2.6) a (2.8) průřezem  $A_2$  a rychlostí  $c_1$  získáme nové tvary bilančních zákonů.

Z rovnice kontinuity (2.2) dostaneme pro rychlost na konci směšování vztah

$$c_3 = c_1 \frac{1}{\mu_{SK}} \frac{\mu + \omega}{1 + \mu}, \quad (2.12)$$

ve kterém se vyskytuje  $\mu_{SK}$ , rozšíření či zúžení rovnotlaké směšovací komory definované poměrem

$$\mu_{SK} = \frac{A_3}{A_1 + A_2}, \quad (2.13)$$

který je pro rovnoplochu směšovací komoru roven jedné ( $\mu_{SK} = 1$ ) a pro rovnotlaké směšování se vypočítá z rovnice toku hybnosti (2.6) splňující podmínku rovnosti tlaků na začátku a konci směšování

$$\mu_{sk} = \frac{(\mu + \omega)^2}{(\mu + 1)(\mu + \omega^2)} < 1. \quad (2.14)$$



U rovno ploché směšovací komory se rovnice toku hybnosti (2.5) použije k výpočtu nárůstu tlaku při směšování

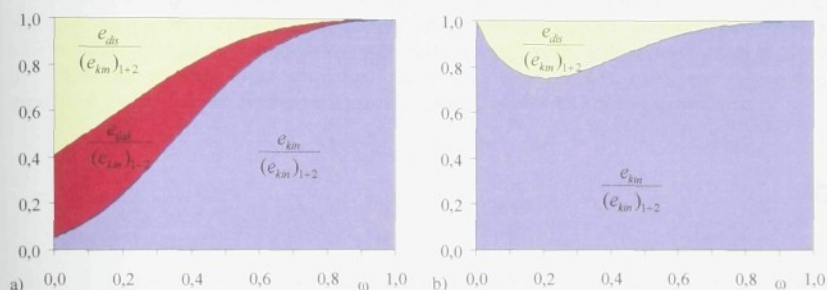
$$\frac{\Delta p}{\rho} = \frac{p_3 - p_{12}}{\rho} = c_1^2 \frac{\mu(1-\omega)^2}{(1+\mu)^2}. \quad (2.15)$$

Bernoulliho rovnici (2.8) použijeme v obou případech pro výpočet energie disipované směšováním. Pro rovno ploché směšování dostaneme

$$(e_{dis})_A = c_1^2 \cdot \frac{\mu}{2} \frac{1 + \mu\omega}{\mu + \omega} \frac{(1-\omega)^2}{(\mu+1)^2} \quad (2.16)$$

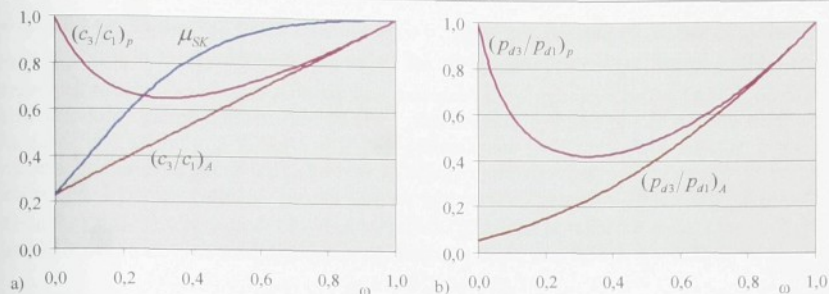
a pro rovnotlaké směšování

$$(e_{dis})_p = c_1^2 \cdot \frac{\mu\omega}{2} \frac{(1-\omega)^2}{(\mu+\omega)^2}. \quad (2.17)$$



Obr. 2.3: Přeměna vstupní kinetické energie obou proudů během směšování pro ejektor s poměrem průřezů  $\mu = 0,3$ ; a) – rovno ploché směšování, b) – rovnotlaké (pro každý poměr rychlostí  $\omega$  má rovnotlaká směšovací komora jiný tvar).

Na obr. 2.3 jsou zobrazeny výsledky jednorozměrné analýzy směšování pro nestlačitelnou ideální tekutinu a ejektor s poměrem vstupních průřezů  $\mu = 0,3$ . Tento poměr se jeví pro směšování jako velice výhodný. Na první pohled je zřejmé, že energie disipovaná během rovno plochého směšování je větší než je tomu v případě směšování rovnotlakého, což je zcela v souladu s literaturou. Výhodnost rovnotlakého směšování před rovno plochým ale není tak jednoznačná. Ponechme nyní stranou skutečnost, že při jiných poměrech průřezů, zejména když je  $\mu < 0,1$  nebo  $\mu > 1$ , se rozdíly mezi rovnotlakým a rovno plochým směšováním smazávají. Zaměříme se na rozsah poměru rychlostí  $\omega = 0,3 \div 0,4$ , ve kterém se nachází režimy ejektorů s vysokou účinností. Na obr. 2.4 je vyneseno poměrné zúžení rovnotlaké směšovací komory  $\mu_{sk}$  a poměry rychlostí  $c_3/c_1$ . V daném rozsahu  $\omega$  je rovnotlaká směšovací komora zúžená na hodnotu  $\mu_{sk} \cong 0,7 \div 0,8$ , což přináší vyšší rychlost  $c_3$  na výstupu ze směšovací komory. U rovnotlakého směšování tak v daném rozsahu  $\omega$  získáváme až dvojnásobný dynamický tlak, který je nutné zpracovat v následném difuzoru. Vyšší dynamický tlak a větší rozšíření difuzoru pak mají za následek větší dodatečné ztráty než je tomu u difuzoru za rovno plochou směšovací komorou.



Obr. 2.4: a) - poměry rychlostí  $c_3/c_1$  a zúžení rovnotlaké směšovací komory  $\mu_{SK}$ , b) - poměry dynamických tlaků  $p_{d3}/p_{d1}$ .

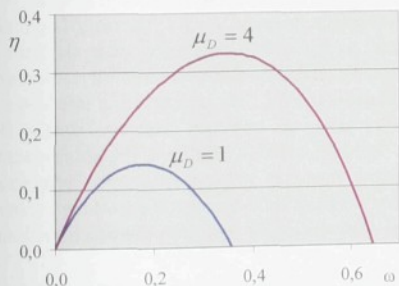
Máme-li tedy objektivně hodnotit ejektory z hlediska energetické účinnosti, je nutné zahrnout do výpočtu veškeré ztráty, které při proudění nastávají. Rovnici toku hybnosti a Bernoulliho rovnici se započítáním ztrát můžeme najít např. v diplomové práci Krahulce [D1]. Uvedme alespoň výraz pro účinnost ejektoru s rovnoplochnou směšovací komorou při započítání hydraulických ztrát ve vstupních tryskách, směšovací komoře a difuzoru

$$\eta = \Gamma \frac{2\mu \frac{(1-\omega)^2}{(1+\mu)^2} + (1-\xi) \frac{(\mu+\omega)^2}{(1+\mu)^2} - \frac{\omega^2}{\varphi_2^2}}{\frac{1}{\varphi_1^2} - 2\mu \frac{(1-\omega)^2}{(1+\mu)^2} - (1-\xi) \frac{(\mu+\omega)^2}{(1+\mu)^2}}, \quad (2.18)$$

kde  $\varphi_1$  a  $\varphi_2$  jsou rychlostní součinitelé vstupních trysek a  $\xi$  je součtový ztrátový součinitel definovaný vztahem

$$\xi = \xi_{SK} + \xi_D + 1/\mu_D^2, \quad (2.19)$$

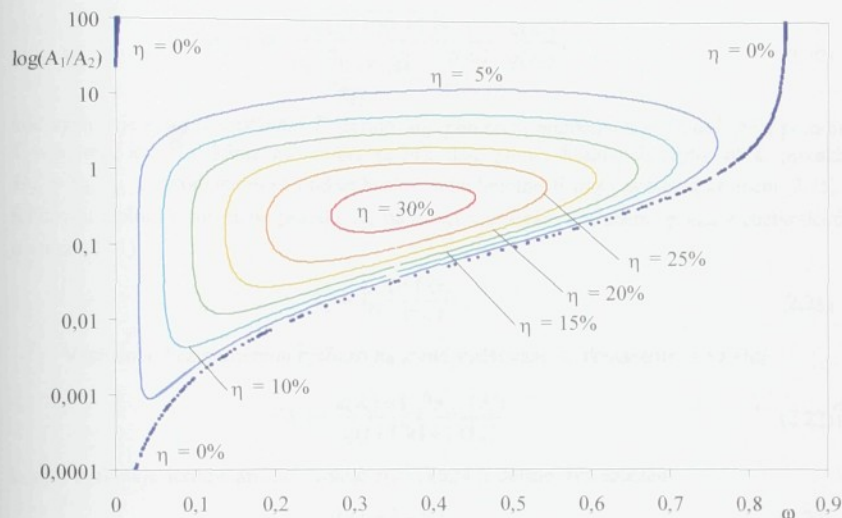
kde  $\xi_{SK}$  je ztrátový součinitel směšovací komory,  $\xi_D$  ztrátový součinitel difuzoru a poslední výraz na pravé straně představuje ztrátu konečným rozšířením difuzoru  $\mu_D = A_4/A_3$  v případě, že kinetická energie výsledného proudu je považována za ztrátu.



Obr. 2.5: Křivka účinnosti ejektoru v závislosti na poměru rychlostí,  $\mu = 0,3$ ,  $\varphi_1 = 0,97$ ,  $\varphi_2 = 0,98$ ,  $\xi_{SK} = 0,05$ ,  $\xi_D = 0,15$   
a  $\mu_D = 4$ .

Na obr. 2.5 jsou vyneseny křivky účinnosti ejektoru s difuzorem  $\mu_D = 4$  a bez difuzoru ( $\mu_D = 1$ ) v závislosti na poměru rychlostí. Každá křivka účinnosti má dva nulové body, jeden

pro nulový hmotnostní tok nhané tekutiny  $\dot{m}_2 = 0$ , druhý pak pro nulový přetlak za ejektorem  $p_4 = p_{02}$ . Průběh křivky účinnosti je závislý jak na poměru průřezů  $\mu$ , tak na volbě všech ztrátových součinitelů, některé příklady jsou rozpracovány v publikaci autora [A6]. Z obrázku je rovněž dobře patrná důležitá role difuzoru jako součásti ejektoru pro dosaženou účinnost. Na závěr této kapitoly si ukažme výsledky optimalizace [A7] provedené autorem pomocí uvedené jednorozměrné metody, kdy nezávislými optimalizovanými parametry je poměr průřezů  $\mu$  a poměr rychlostí  $\omega$  při daných hodnotách ztrátových součinitelů. Z plochy účinnosti na obr. 2.6 je patrné, že oblast s vysokou účinností je poměrně malá. Optimum pro dané hodnoty ztrátových součinitelů je konkrétně  $\omega = 0,36$ ,  $\mu = 0,33$  a  $\eta = 0,32$ .



Obr. 2.6: Plocha účinnosti ejektoru v závislosti na poměru rychlostí  $\omega$  a poměru průřezů  $\mu$ ,  $\varphi_1 = 0,97$ ,  $\varphi_2 = 0,98$ ,  $\xi = 0,25$  [A7].

Cílem optimalizace ejektorů a tedy i cílem této práce je dosažení co největší energetické účinnosti ejektoru. Nízká účinnost ejektoru, jak bylo řečeno v předchozí kapitole je dána jednak vlastním principem ejektoru, tedy směšovacími procesy, tak hydraulickými ztrátami třením a vířením ve všech částech ejektoru. Z přeměny energie v ejektoru na obr. 2.3 a z průběhu účinnosti na obr. 2.5 lze odvodit, které z uvedených ztrát v ejektoru převládají. Při nízkém poměru rychlostí  $\omega$  jsou ztráty třením relativně malé a převládají ztráty směšováním, při vysokém poměru rychlostí  $\omega$  je tomu naopak. Cesta k optimalizaci tedy vede přes zvyšování poměru rychlostí a redukcí třecích ztrát. Ukazuje se ale, že vysoký poměr rychlostí má za následek nárůst třecích ztrát díky vyšší rychlosti v ejektoru a delší směšovací komoře potřebné při pomalejším směšování.

### 2.3 Analýza směšování pro ideální stlačitelnou tekutinu

Uvedme si zde metodu Abramoviče [60], jehož metoda výpočtu využívá bezrozměrných rychlostí, definovaných poměrem rychlosti ku kritické rychlosti zvuku



$\lambda = c/a_{kr}$ . Abramovič uvažoval ideální plyn, tj. proudění beze ztrát. Při výpočtu směřování se vychází ze tří základních zákonů zachování, kterými jsou rovnice kontinuity (2.2), dále rovnice toku hybnosti pro válcovou směřovací komoru (2.5) a energetická rovnice (2.4) sestavená pro předpoklad adiabatického proudění ve směřovací komoře.

Tyto rovnice se dají zjednodušit a vyjádřit z nich stav výsledného proudu na konci směřování. Uveďme si výsledné vztahy podle [60], které platí za předpokladu rovnosti izobarických tepelných kapacit  $c_{p1} = c_{p2} = c_{p3}$  a rovnosti izoentropických exponentů  $\kappa_1 = \kappa_2 = \kappa_3$  jednotlivých proudů.

Klidový tlak výsledného proudu  $p_{03}$  na konci směřování se vypočítá ze vztahu

$$p_{03} = p_{01} \frac{\sqrt{(1+\Gamma)(1+\Gamma\Theta_{21})}}{1 + \frac{p_{01}}{p_{02}} \Gamma \sqrt{\Theta_{21}}} \cdot \frac{q(\lambda_1)}{q(\lambda_3)}, \quad (2.20)$$

kde vystupuje ejekční součinitel  $\Gamma$  definovaný poměrem průtočných množství obou proudů  $\Gamma = \dot{m}_2/\dot{m}_1$ , který získáme ze vztahu (2.24), dále poměr klidových teplot obou proudů  $\Theta_{21} = T_{02}/T_{01}$  a aerodynamická funkce hustoty toku hmotnosti  $q(\lambda)$  počítaná vztahem (2.25). Klidovou teplotu výsledného proudu  $T_{03}$  na konci směřování dostaneme přímo z energetické rovnice (2.21)

$$T_{03} = T_{01} \frac{1 + \Gamma\Theta_{21}}{\Gamma + 1}. \quad (2.21)$$

Výslednou bezrozměrnou rychlost na konci směřování  $\lambda_3$  dostaneme ze vztahu

$$z(\lambda_3) = \frac{z(\lambda_1) + \Gamma \sqrt{\Theta_{21}} z(\lambda_2)}{\sqrt{(1+\Gamma)(1+\Gamma\Theta_{21})}}, \quad (2.22)$$

kde se vyskytuje aerodynamická funkce  $z(\lambda)$ , která je definována součtem

$$z(\lambda) = \lambda + 1/\lambda. \quad (2.23)$$

Ejekční součinitel  $\Gamma$  vypočítáme z jeho definice jako poměru hmotnostních toků pomocí vztahu

$$\Gamma = \frac{\dot{m}_2}{\dot{m}_1} = \frac{1}{\mu} \frac{p_{02} q(\lambda_2)}{p_{01} q(\lambda_1)} \sqrt{\frac{1}{\Theta_{21}}}. \quad (2.24)$$

Aerodynamická funkce hustoty toku hmotnosti  $q(\lambda)$  je definována podílem

$$q(\lambda) = \frac{\rho c}{(\rho c)_{kr}} = \left(1 - \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \lambda^2\right)^{\frac{1}{\kappa - 1}} \left(\frac{\kappa + 1}{2}\right)^{\frac{1}{\kappa - 1}} \lambda. \quad (2.25)$$

Další vlastnosti výsledného proudu na konci směřování dostaneme ze vztahů

$$\begin{aligned} c_3 &= \lambda_3 a_{kr3}, \\ p_3 &= p_{03} \pi(\lambda_3), \\ T_3 &= T_{03} \tau(\lambda_3), \end{aligned} \quad (2.26)$$

kde  $a_{kr3}$  je kritická rychlost zvuku počítaná ze vztahu



$$a_{kr} = \sqrt{2\kappa/(\kappa+1)rT_0}, \quad (2.27)$$

$\pi(\lambda)$  a  $\tau(\lambda)$  jsou aerodynamické funkce tlaku a teploty počítané vztahy

$$\pi(\lambda) = \frac{p}{p_0} = \left(1 - \frac{\kappa-1}{\kappa+1}\lambda^2\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}, \quad (2.28)$$

$$\tau(\lambda) = \frac{T}{T_0} = \left(1 - \frac{\kappa-1}{\kappa+1}\lambda^2\right). \quad (2.29)$$

Soubor vztahů (2.20) až (2.31) pro jednorozměrné bezztrátové proudění stlačitelné tekutiny v ejektoru umožňuje výpočet všech důležitých veličin výsledného proudu při daném režimu ejektoru. Umožňuje rovněž výpočet pracovní charakteristiky ejektoru, viz práce autora [A8], což je závislost pracovního přetlaku  $\Delta p = p_4 - p_{02}$  na nasávaném množství  $\dot{m}_2$  nebo dopravovaném množství  $\dot{m}_3$ . Metoda rovněž umožňuje výpočet účinnosti ejektoru, která je definovaná podle notace na obr. 2.7 poměrem

$$\eta = \frac{\dot{m}_2 e_{k0}}{\dot{m}_1 e_{ex}} = \frac{\dot{m}_2 h_z - h_{02}}{\dot{m}_1 h_{01} - h_i}, \quad (2.30)$$

kde  $e_{k0}$  je měrná kompresní práce získaná hnaným prostředím a  $e_{ex}$  je měrná expanzní práce hnacím prostředím vynaložená. Ve vztahu (2.30) vyjádříme entalpie

$$\eta = \frac{\dot{m}_2 c_{p2} T_z - T_{02}}{\dot{m}_1 c_{p1} T_{01} - T_i}. \quad (2.31)$$

Při podmínce rovnosti měrných izobarických tepelných konstant dostaneme po dosazení za teploty výsledný vztah pro účinnost plynového ejektoru

$$\eta = \frac{\dot{m}_2 \left(\frac{p_4}{p_{02}}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1}{1 - \left(\frac{p_4}{p_{01}}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}} \frac{T_{02}}{T_{01}}. \quad (2.32)$$

Vztahy (2.20) až (2.32) jsou platné rovněž pro nadzvukové rychlosti jednoho nebo více proudů. Při řešení rovnice (2.23) dostáváme dvě řešení, z nichž jedno  $(\lambda_3)_1$  odpovídá podzvukovému a druhé  $(\lambda_3)_2$  nadzvukovému proudu ve výtoku ze směšovací komory. Fyzikální smysl této nejednoznačnosti se objasní rovnicí

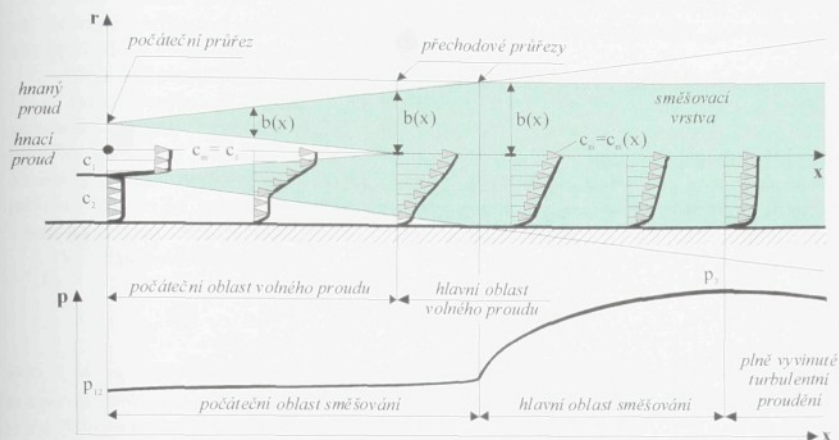
$$(\lambda_3)_1 \cdot (\lambda_3)_2 = 1, \quad (2.33)$$

kteřá je analogická s Prandtlovou rovnicí kolmé rázové vlny vyjadřující závislost bezrozměrných rychlostí před a za kolmou rázovou vlnou. V závislosti na výchozích činitelích proudů a rozměrech ejektoru můžeme obdržet na konci směšování jak podzvukovou, tak i nadzvukovou rychlost.

Děje probíhající v plynovém ejektoru vnesené do diagramu entalpie - entropie jsou na obr. 2.7. Proud hnací tekutiny expanduje z klidového stavu 01 a proud hnané tekutiny expanduje ze stavu 02 na společnou expanzní izobaru  $p_{12}$ . Expanze probíhá buď izoentropicky do bodů 1<sub>s</sub> a 2<sub>s</sub> nebo se ztrátami do bodů 1 a 2. Na spojnici bodů 1<sub>s</sub> a 2<sub>s</sub> se tak



poměr rychlostí  $\omega$ . Tyto rovnice ale nedávají žádný předpis na tvar a délku směšovací komory. Proto byly vytvořeny metody, které umožňují vypočítat optimální délku směšovací komory, dávají přehled o rychlostních profilech či o průběhu statického tlaku.



Obr. 2.8: Schéma omezeného proudu ve směšovací komoře.

Schéma dějů ve válcové směšovací komoře je na obr. 2.8. Průběh směšování lze rozdělit do dvou oblastí. První z nich je počáteční oblast směšování, kterou lze s několika zjednodušeními popsat jako oblast volného hnacího proudu. Volná smyková vrstva nebo také směšovací vrstva mezi hnacím a hnaným proudem zde nedosahuje až ke stěně směšovací komory. Směšování je zde málo intenzivní, takže i statický tlak se mění jen nepatrně a vlivem třecích ztrát může i klesat.

Oproti tomu je směšování v hlavní oblasti mnohem intenzivnější a statický tlak rychle roste. Mnozí autoři, např. Hibb [59] nebo Sun a Eames [2] a další považují směšování v rovnoploché směšovací komoře ukončené v místě maxima statického tlaku.

### 2.4.1 Teorie smykové vrstvy

Uveďme si základní teorii smykové vrstvy zpracovanou Abramovičem [61]. Jak už bylo výše uvedeno, můžeme hnací proud v počáteční oblasti směšování považovat za zatopený volný proud. Zatopeným volným proudem se považuje proud, který není omezen tuhými stěnami a šíří se v prostředí stejných fyzikálních vlastností jako je jeho podstata. Obvykle je tento proud turbulentní. Vířící částice se v něm pohybují nepravidelně, pronikají při svém příčném pohybu za hranice proudu, vnášejí do přiléhajících nepohybujících se vrstev tekutiny své impulsy a unášejí je. Místo částic, které byly vypuzeny z proudu, vnikají do něho částice z obklopující tekutiny a přibrzdí u hranice vrstvy proudu. Tak vzniká výměna hmoty mezi proudem a nepohybující se (případně pomaleji se pohybující) okolní tekutinou, čímž celková hmota proudu roste, jeho šířka se zvětšuje a rychlosti na jeho hranici ubývá. Přibrzděné částice aktivního proudu spolu s částicemi obklopující tekutiny vytvářejí turbulentní směšovací (smykovou) vrstvu, jejíž tloušťka  $b$  ve směru proudění vzrůstá.

Z vnější strany se směšovací vrstva dotýká pomalejší tekutiny o rychlosti  $c_1$ . Na vnitřní straně přechází směšovací vrstva do jádra konstantní rychlosti  $c_2$ . Tato oblast jádra proudu se rozšiřováním směšovací vrstvy zužuje, až mizí úplně.



Na rozdíl od volného proudu je hnací proud v ejektoru omezen stěnami směšovací komory. Počáteční úsek směšovací vrstvy bývá totožný s počátečním úsekem volného zatopeného proudu. Na obr. 2.8 jsou naznačeny dva přechodové průřezy, první v místě, kde končí jádro hnacího proudu, druhý v místě, kde se směšovací vrstva dotýká stěn. V závislosti na vzájemné konfiguraci rozměrů trysky hnacího proudu a směšovací komory, pak mohou být oba přechodové průřezy od sebe různě posunuty.

Šíření turbulentního proudu do jiného média (proudu) je charakterizováno na základě šířky oblasti směšovací oblasti a na profilech rychlosti, teploty, koncentrace a dalších parametrů tekutiny v průřezu proudu. Odvodíme si vztah, který definuje rychlost růstu tloušťky směšovací oblasti na vzdálenosti od trysky jako funkci parametrů proudu v okrajové oblasti [61]. Tedy závislost šířky smykové oblasti na vzdálenosti od trysky a na parametrech proudu. Následující jednoduchá teorie smykové vrstvy nebere v potaz přítomnost mezních vrstev na stěnách směšovací komory.

Vztah popisující rozšíření je

$$\frac{db}{dx} \approx \frac{c_1 - c_2}{c}, \quad (2.35)$$

kde  $c_1$  a  $c_2$  jsou rychlosti na vstupu do směšovací oblasti,  $db/dx$  je poměrný nárůst směšovací oblasti a  $c$  je charakteristická rychlost dané oblasti, kterou přibližně vypočítáme s ohledem na různou hustotu obou prostředí

$$c = \frac{\rho_1 c_1 + \rho_2 c_2}{\rho_1 + \rho_2}. \quad (2.36)$$

Substitucí vztahu (2.36) do vztahu (2.35) dostaneme

$$\frac{db}{dx} = C_{sv} \frac{1 + \bar{\rho}}{2} \frac{1 - \omega}{1 + \bar{\rho}\omega}, \quad (2.37)$$

kde opět  $\omega = c_2/c_1$  a  $\bar{\rho} = \rho_2/\rho_1$ . V hlavní oblasti volného proudu, kde jsou hodnoty proudových parametrů na ose proměnné, jsou veličiny  $\omega$  a  $\bar{\rho}$  definovány jako:  $\omega = c_2/c_m$  a  $\bar{\rho} = \rho_2/\rho_m$ , kde  $c_m = c_m(x)$  a  $\rho_m = \rho_m(x)$ . Pokud jsou hodnoty  $\omega$  a  $\bar{\rho}$  konstantní, nezávislé na  $x$ , pak ze vztahu (2.37) dostaneme

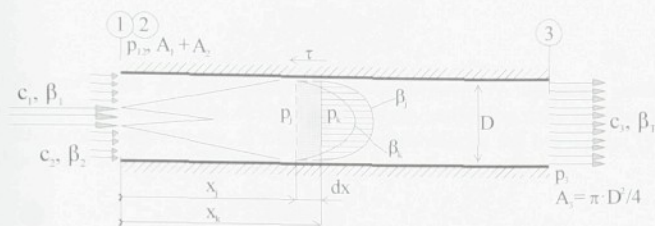
$$\bar{b} = \frac{b}{x} = C_{sv} \frac{1 + \bar{\rho}}{2} \frac{1 - \omega}{1 + \bar{\rho}\omega}. \quad (2.38)$$

Tento případ nastává v počáteční oblasti proudu, kde je jádro proudu dosud nerozrušené. Hodnota konstanty  $C_{sv}$  ve vztahu (2.38) je pak dána experimenty, např. Abramovič [61] udává  $C_{sv} = 0,27$ .

## 2.4.2 Změna hybnosti během směšování

Uveďme si metodu výzkumníků Tylera a Williamsona [15] umožňující detailnější popis směšování. Tito výzkumníci použili empirický přístup a korelaci dat ze směšování dvou izotermních nestlačitelných proudů vzduchu ve válcové směšovací komoře. Výsledkem jsou navržené funkce poklesu hybnostního součinitele  $\beta$  v závislosti na vstupním poměru rychlostí  $\omega$  a vstupní poměru průřezů  $\mu$ . Pouze na základě analýzy rovnice toku hybnosti poskytuje tato metoda rychlý výpočet průběhu statického tlaku a hybnosti podél válcové směšovací komory a umožňuje definovat optimální délku směšovací komory.





Obr. 2.9: K analýze rovnice toku hybnosti ve směšovací komoře.

Metoda [15] je odvozená na základě rovnice toku hybnosti ve válcové, tj. rovnoploché směšovací komoře. Rovnici toku hybnosti pro izotermický proud nestlačitelné tekutiny mezi průřezy  $j$  a  $k$  ve válcové trubici konstantního průřezu můžeme psát jako:

$$\tilde{\beta}_j \rho c_3^2 A_3 + p_j A_3 = \tilde{\beta}_k \rho c_3^2 A_3 + p_k A_3 + \tau \pi D (x_k - x_j), \quad (2.39)$$

kde  $\tau$  je tečné napětí na stěně mezi průřezy  $j$  a  $k$ ,  $\tilde{\beta}$  je hybnostní součinitel kvantifikující vyrovnanost rychlostního profilu, definovaný poměrem střední rychlosti podle hybnosti a střední rychlosti podle objemového toku

$$\tilde{\beta} = \frac{A \int c^2 dA}{(\int c dA)^2}, \quad (2.40)$$

kde  $A$  je obecně průřez kanálu, tady směšovací komory. Výraz ve jmenovateli představuje střední rychlost  $c_3$ , jež se podél rovnoploché směšovací komory při uvažování nestlačitelné tekutiny nemění. Rovnici (2.39) dále upravíme podělením středním dynamickým tlakem  $\frac{1}{2} \rho c_3^2$  a průřezem směšovací komory  $A_3$  do výrazu

$$C_{p,jk} = 2(\tilde{\beta}_j - \tilde{\beta}_k) - 4f(X_k - X_j), \quad (2.41)$$

kde  $C_{p,jk}$  je tlakový součinitel vyjadřující nárůst tlaku mezi průřezy  $j$  a  $k$ ,  $f$  je třecí součinitel dle Fanninga,  $X_j = x_j/D$  a  $X_k = x_k/D$  jsou poměrné souřadnice daných průřezů. Výsledný vztah dostaneme zavedením veličin  $\beta$  a  $\Delta$ . První z nich je definovaná rozdílem

$$\beta = \tilde{\beta} - \tilde{\beta}_1, \quad (2.42)$$

kde  $\tilde{\beta}_1 \cong 1.01 + 1.02$  představuje hybnostní součinitel plně vyvinutého turbulentního proudění po ukončení směšování. Veličina  $\Delta$  reprezentuje kladnou nebo zápornou korekci tření v počáteční oblasti směšování, kde se rychlost u stěny výrazně liší od hodnoty rychlosti výsledného proudu  $c_3$ . Rovnice toku hybnosti (2.41) tak přejde do tvaru

$$C_p = 2\beta - 4\bar{f}X - \Delta, \quad (2.43)$$

kde  $\bar{f}$  je průměrná hodnota třecího součinitele a  $C_p$  představuje nárůst tlaku od začátku směšovací komory, tj.

$$C_p = \frac{p - p_{12}}{\frac{1}{2} \rho c_3^2}. \quad (2.44)$$

Průběh směšování je charakterizován vyrovnáváním rychlostního profilu a tedy poklesem hybnostního součinitele zároveň se vzrůstem statického tlaku poníženým o ztráty třením o stěny směšovací komory. Z rozboru experimentálních dat byl v práci [15] navržen pokles hybnostního součinitele dle vztahu

$$\frac{d\beta}{dX} = -k\beta. \quad (2.45)$$

Po integraci a zavedení vhodných konstant získáme vztahy pro výpočet hybnostního a tlakového součinitele

$$\beta = \beta_{12} e^{-k(x-l_0)}, \quad (2.46)$$

$$C_p = 2(\beta_{12} - \beta) - 4\bar{f}X - \Delta. \quad (2.47)$$

Pomocí rovnic (2.46) a (2.47) lze získat polohu  $X_m$  místa s maximálním statickým tlakem, podle kterého lze navrhnout délku směšovací komory. Derivace rovnice (2.47) podle poměrné souřadnice  $X$  je

$$\frac{\partial C_p}{\partial X} = 2k\beta_{12}e^{-k(x-l_0)} - 4\bar{f} = 0, \quad (2.48)$$

poloha  $X_m$  místa s maximálním statickým tlakem je

$$X_m = l + \frac{1}{k} \ln \frac{k\beta_{12}}{2\bar{f}}, \quad (2.49)$$

jemu odpovídající maximální hodnota tlakového součinitele a odpovídající hybnostní součinitel jsou

$$C_{p,m} = 2\beta_{12} \left( 1 - \frac{2\bar{f}}{k\beta_{12}} \right) - 4\bar{f}X_m - \Delta, \quad (2.50)$$

$$\beta_m = \frac{2\bar{f}}{k}. \quad (2.51)$$

Z provedených experimentů i v této práci vyplynulo, že směšování lze rozdělit na počáteční oblast s pomalým poklesem hybnostního součinitele  $\bar{\beta}$  a na hlavní oblast s rychlým poklesem hybnostního součinitele. K výpočtu hlavní oblasti směšování potřebujeme znát konstanty  $k$  a  $l$  získané korelací experimentálních dat. Autoři [15] vyjadřují na základě experimentálních dat konstantu  $k$  vzorcem

$$k = 0,75(1-\omega)^{2,5} \left[ \frac{(\mu+1)^2}{\mu} \right]^{\frac{1}{6}}, \quad (2.52)$$

ve kterém se vyskytuje již známý poměr rychlostí  $\omega$  a poměr průřezů  $\mu$ . Konstanta  $l$  představující začátek výpočtu hlavní oblasti směšování, je určena vztahem

$$l = 4,2 \frac{1}{1-\omega} \left( 1 - \sqrt{\frac{\mu}{1+\mu}} \right)^{5/3}, \quad (2.53)$$

korekce vlivu tření v počáteční oblasti směřování je dána vztahem

$$\Delta = 6,5 \left( \omega \frac{1+\mu}{\mu+\omega} - 1 \right) 4 \bar{f}. \quad (2.54)$$

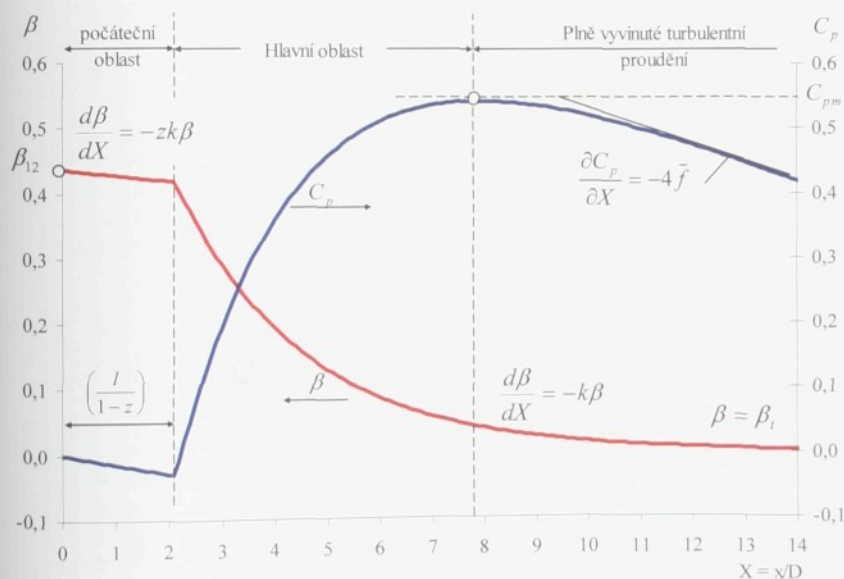
Pro počáteční oblast směřování pak jsou použity vztahy

$$\begin{aligned} \beta &= \beta_{12} e^{-zkx}, \\ C_p &= 2\beta_{12}(1 - e^{-zkx}) - 4\bar{f}X - \frac{X}{l_0} \Delta, \end{aligned} \quad (2.55)$$

kde  $z = 0,05$  je koeficient pro počáteční oblast a

$$l_0 = \frac{l}{1-z}, \quad (2.56)$$

je délka počáteční oblasti.



Obr. 2.10: Průběh hybnostního součinitele  $\beta$  a tlakového koeficientu  $C_p$  podle metody [15],  $\omega = 0,3$ ,  $\mu = 0,3$ ,  $\bar{\beta}_1 = \bar{\beta}_2 = 1,02$ ,  $\bar{f} = 0,008$ ,  $z = 0,05$ , [A9].

Počáteční hodnota hybnostního součinitele  $\bar{\beta}_{12}$  na začátku směřovací komory je dána vztahem

$$\tilde{\beta}_{12} = \frac{(\tilde{\beta}_1 \mu + \tilde{\beta}_2 \omega^2)(\mu + 1)}{\mu^2 + 2\omega\mu + \omega^2}, \quad (2.57)$$

kde vystupují hybnostní součinitele  $\tilde{\beta}_1$  a  $\tilde{\beta}_2$  hnacího a hnaného proudu, které můžeme na vstupu do směšovací komory považovat za přibližně rovné  $\tilde{\beta}_1 \cong \tilde{\beta}_2 \cong \tilde{\beta}_i \cong 1,02$ . Počáteční hodnota tlakového součinitele je  $C_{p12} = 0$ .

Výsledky výpočtů podle metody autorů Tylera a Williamsona [15] pro poměr průřezů  $\mu = 0,3$  a  $\omega = 0,3$  jsou na obr. 2.10, publikováno v článku autora a Fridricha [A9]. Z výsledků je patrné, že se jedná o režim, při kterém dochází k poklesu statického tlaku v počáteční oblasti směšování. Délka směšovací oblasti je  $l_0 \cong 2D$ , směšování je ukončené na vzdálenosti  $X_m = x_m/D \cong 8$ . Za místem s maximálním statickým tlakem následuje oblast plně vyvinutého turbulentního proudění.

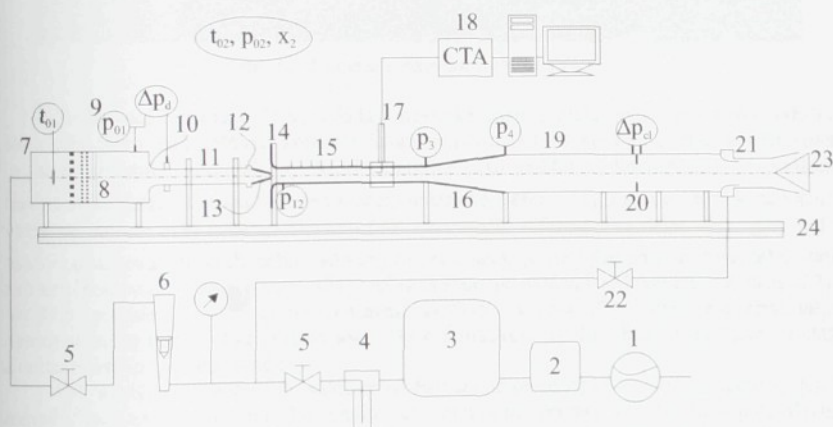


### 3 Experimentální metody výzkumu

V této kapitole budou popsány experimentální prostředky použité k výzkumu směšování dvou proudů vzduchu v osově symetrické směšovací komoře. Bude proveden popis experimentální aerodynamické tratě, rozbor nejistot měření a popis jednotlivých experimentálních metod.

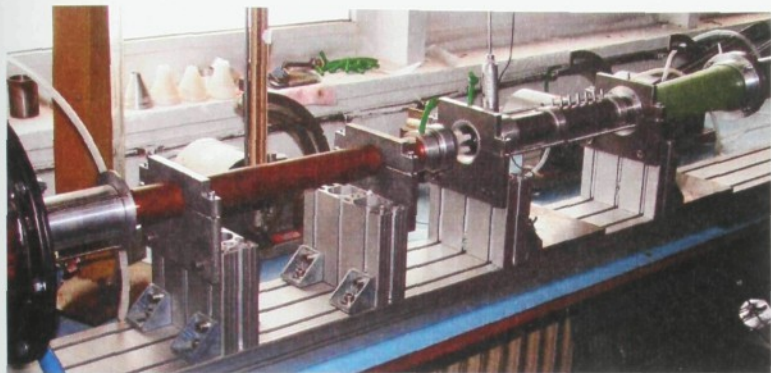
#### 3.1 Popis experimentální aerodynamické tratě

Schéma experimentální aerodynamické tratě je na obr. 3.1, fotografie hlavní části s ejektorem na obr. 3.2. Zdrojem hnací tekutiny, kterou je v našem případě tlakový vzduch, je šroubový kompresor (1), za kterým je zařazena sušička vzduchu (2) vychlazující stlačený vzduch na teplotu  $t \approx 0^\circ\text{C}$ , čímž je zaručena jeho měrná vlhkost  $x_1 \approx 3,5 \text{ g./kg}_{\text{svz.}}$ . Následují tlakové nádrže (3) o celkovém objemu  $20 \text{ m}^3$ , ze kterých je veden tlakový vzduch do laboratorní katedry a k měřicímu místu potrubím dlouhým 60 metrů. V laboratorii je vzduch dále upravován filtrací (4) a jeho tlak je nahrubo regulován dvěma redukčními ventily (5), mezi kterými je umístěn plovákový průtokoměr (6) umožňující jemnou regulaci průtočného množství a tím i výsledného tlaku  $p_{01}$ . Hnací vzduch je dále veden do uklidňovací nádoby (7), kterou tvoří potrubí o průměru 200 mm a délce 1000 mm, a která je vybavena uklidňovacími síty a filtry (8) z netkané textilie. Uklidňovací komora je vybavena snímači klidové teploty  $t_{01}$  a klidového tlaku  $p_{01}$  (9).



Obr. 3.1: Experimentální aerodynamická trať; 1 – kompresor, 2 – sušička vzduchu, 3 – sestava tlakových zásobníků, 4 – filtry, 5 – redukční ventily, 6 – rotametr, 7 – uklidňovací komora, 8 – uklidňovací síta, 9 – odběr klidového tlaku, 10 – měřicí dýza se snímačem, 11 – přívodní potrubí, 12 – držák hnací trysky, 13 – vyměnitelná hnací tryska, 14 – vstupní část směšovací komory – hnací tryska, 15 – směšovací komora s odběry statického tlaku, 16 – difuzor, 17 – traverzování držák termooanemometrických sond, 18 – zařízení k CTA měření, 19 – výtláčné potrubí, 20 – měřicí clona, 21 – pomocný (sací) ejektor, 22 – redukční ventil pomocného ejektoru, 23 – škrcení (ovládání protitlaku), 24 – lože experimentální tratě.

Z ukladňovací komory proudí hnací vzduch přes měřicí dýzu (10) a krátké přívodní potrubí (11) s držákem trysek (12) do hnací trysky (13). Držák hnací trysky, zobrazený na obr. 3.3, umožňuje jednoduchou výměnu trysek. Hnaný proud vstupuje do směšovací komory (15) volným prostorem mezi hnací tryskou a zaobleným vstupem směšovací komory (14), jak je patrné z obr. 3.3. Aby byla vzájemná poloha hnací trysky a směšovací komory jednoznačně definována, bylo ústí hnací trysky v jedné rovině se vstupní částí směšovací komory. Hnaný proud je tvořen vzduchem nasávaným přímo z prostoru laboratoře. Byla měřena jeho klidová teplota  $t_{02}$ , klidový tlak  $p_{02}$ , který je roven tlaku atmosférickému,  $p_{02} = p_{atm}$ , a měrná vlhkost  $x_2$ .

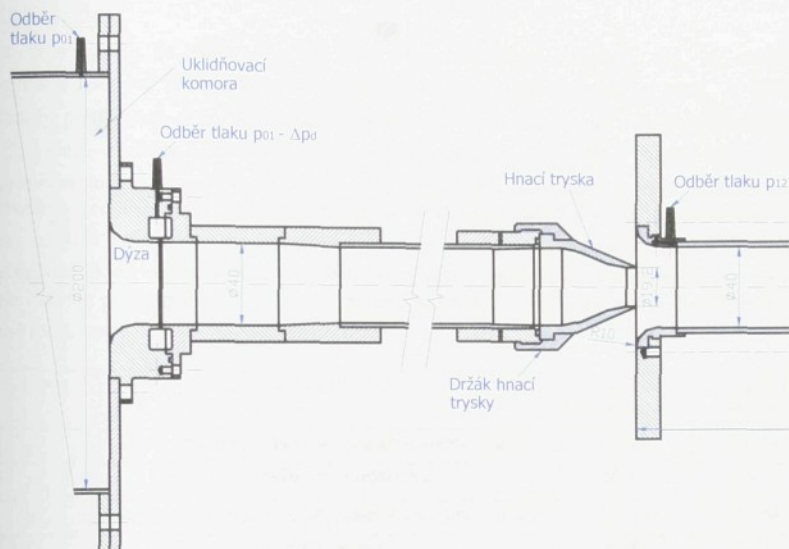


Obr. 3.2: Fotografie experimentálního zařízení.

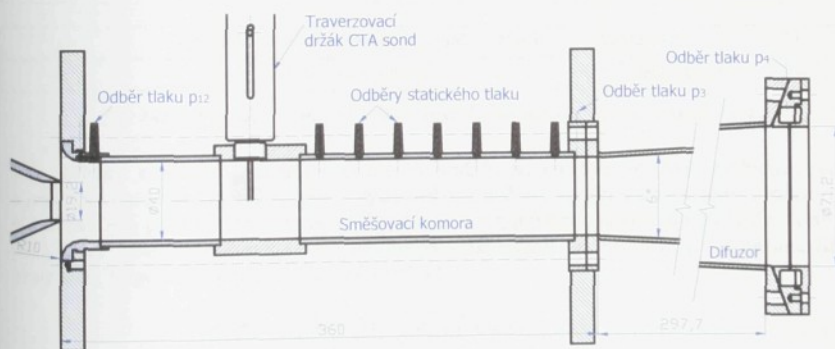
Směšovací komora (15) se skládá z několika částí, z nichž jeden je opatřen odběry statického tlaku. Za směšovací komorou je umístěn difuzor (16), před difuzorem je měřen tlak  $p_3$  a za difuzorem protitlak  $p_4$ . Mezi jednotlivé části směšovací komory (15) lze vkládat traverzování držák (17) sond pro termoanemometrická měření (18). Za difuzorem je napojeno výtláčné potrubí (19) s měřicí clonkou (20) ke snímání diferenčního tlaku  $\Delta p_{cl}$ . Aby bylo možno dosahovat nízkých nebo i záporných protitlaků, je na výstupu experimentální trati zařazen pomocný – sací ejektor (21), jehož výkon je ovládán redukčním ventilem (22). Vyšších protitlaků je dosaženo posunem škrticího kuželu (23). Celá experimentální aerodynamická trať je sestavena na loži (24) z hliníkového profilu, který usnadňuje montáž a seřízení všech částí do jedné osy.

Pro analýzu proudění ve válcové směšovací komoře byla vyrobena komora, jejíž rozměry jsou uvedené na obr. 3.4. Směšovací komora má průměr  $D = 40$  mm s poloměrem vstupního zaoblení  $R = 10$  mm. Směšovací komora se skládá z několika částí různé délky, což umožňuje měnit její délku a vkládat účelové muzikusy, tj. část směšovací komory s otvorem pro traverzování zařízení (17) pro CTA měření rychlostních profilů a část směšovací komory s ústím syntetizované paprsku použitého při výzkumu v podkapitole 7.3. První odběr statického tlaku se nachází na souřadnici  $x = 10$  mm v místě přechodu vstupního zaoblení na válcovou část směšovací komory, další odběry jsou přímo na nejdelší části směšovací komory. Na směšovací komoru navazuje difuzor s rozšířením  $\alpha_D = 6^\circ$  o délce  $L_D = 297,7$  mm, čemuž odpovídá výstupní průměr  $D_4 = 71,2$  mm rovnající se průměru navazujícího výtláčného potrubí (19). Daným průměrem odpovídá plošné rozšíření difuzoru

$\mu_D = 3,168$ . Pro účely výzkumu byly vyrobeny tři kruhové trysky o průměrech  $d_1 = 10,9 \text{ mm}$  ( $\mu = A_1/A_2 = 0,08$ ),  $d_1 = 14,9 \text{ mm}$  ( $\mu = 0,161$ ) a  $d_1 = 19,2 \text{ mm}$  ( $\mu = 0,3$ ). Průměr největší trysky vychází z jednoduché optimalizace provedené v podkapitole 2.2, viz. [A7].



Obr. 3.3: Provedení uklidňovací komory, měřicí dyzy a držáku hnací trysky.



Obr. 3.4: Rozměry směšovací komory a difuzoru.

### 3.2 Měření hmotnostních toků a účinností

Pro vyšetřování proudění v ejetoru potřebujeme mimo jiné znát hmotnostní tok hnacího vzduchu  $\dot{m}_1$ , jeho klidový tlak  $p_{01}$  a klidovou teplotu  $t_{01}$ . Pro určení hmotnostního toku hnacího vzduchu byla použita dyza, jejíž geometrie, provedení a výpočet hmotnostního



toku určuje norma ČSN ISO 5167-1 [62] a její změna [63]. Hmotnostní tok vypočítáme ze vztahu (značení dle zmiňované normy)

$$\dot{m}_1 = \frac{C_d}{\sqrt{1 - \mu_d^4}} \varepsilon_1 \frac{\pi}{4} d_d^2 \sqrt{2 p_d \rho_1}, \quad (3.1)$$

kde  $\mu_d = d_d/D_K$  je poměr průměrů dýzy  $d_d$  a ukliďovací komory  $D_K$ ,  $\varepsilon_1$  expanzní součinitel počítaný ze statického tlaku před dýzou,  $p_d$  diferenční tlak na dýze,  $\rho_1$  hustota tekutiny před dýzou a  $C_d$  součinitel průtoku. Empirické vztahy pro určení součinitelů  $\varepsilon_1$  a  $C_d$  jsou uvedeny v citované normě [62]. Jednotlivé veličiny potřebné k určení hmotnostního toku jsou uvedeny v tab. 3.1 společně s nejistotami měření, výpočty jsou provedeny pro nejběžnější příklad, tj. kruhovou trysku o průměru  $d = 19,2$  mm a hnací přetlak  $\Delta p_{01} = 1000$  Pa. Z analýzy nejistot měření jednoznačně vyplývá, že na nejistotě určení hustoty má největší podíl nejistota měření teploty. Na výsledné nejistotě určení hmotnostního toku se zase nejvíce podílí nejistota určení součinitele průtoku  $C_d$ , veličiny, kterou není možné při dané měřicí metodě ovlivnit měřicími přístroji.

| veličina    | měřicí přístroj                                    | absolutní nejistota      | relativní nejistota |
|-------------|----------------------------------------------------|--------------------------|---------------------|
| $p_d$       | Hydrostatický tlakoměr Askania, vodní náplň        | 0,3 Pa                   | 0,5%                |
| $p_p^*$     | Z tabulek pro vodní páru                           | 50 Pa                    | 5%                  |
| $p_{01}$    | Staniční barometr + mikromanometr s lihovou náplní | 200 Pa                   | 0,1%                |
| $T_{01}$    | Rtuťový teploměr                                   | 0,5K                     | 0,2%                |
| $C_d$       | Dle normy [62]                                     | 0,01                     | 1,2%                |
| <hr/>       |                                                    |                          |                     |
| $\rho_1$    | Výpočet ze stavové rovnice pro vlhký vzduch        | 0,0024 kg/m <sup>3</sup> | 0,3%                |
| $\dot{m}_1$ | Výpočet ze vztahu (3.1)                            | 0,00017 kg/s             | 1,3%                |

Tab. 3.1: Veličiny a nejistoty měření při určování hmotnostního toku  $\dot{m}_1$  hnacího vzduchu.

Měření množství nahaného vzduchu na vstupu do ejektoru by bylo problematické, a proto se pouze realizovalo měření výsledného množství vzduchu na výstupu z ejektoru. K měření byla použita série cloněk s různým poměrem průměrů, navržená rovněž dle normy [62]. Díky vícero clonkám bylo možné pokrýt větší rozsah měřených toků i dosažitelných protitlaků. Výpočtový vztah je obdobný vztahu (3.1)

$$\dot{m}_3 = \frac{C_{cl}}{\sqrt{1 - \mu_{cl}^4}} \varepsilon_4 \frac{\pi}{4} d_{cl}^2 \sqrt{2 \Delta p_{cl} \rho_4}, \quad (3.2)$$

kde  $\mu_{cl} = d_{cl}/D_4$  je poměr průměrů otvoru clony  $d_{cl}$  a výstupního potrubí, které je rovno výstupnímu průměru difuzoru  $D_4$ ,  $\Delta p_{cl}$  diferenční tlak na cloně,  $\rho_4$  hustota tekutiny před clonou a  $\varepsilon_4$  expanzní součinitel počítaný ze statického tlaku před clonkou. Veličiny potřebné k určení hmotnostního toku výsledného proudu vzduchu jsou uvedeny v tab. 3.2. Z analýzy nejistot měření opět jednoznačně vyplývá, že na nejistotě hmotnostního toku výsledného proudu se nejvíce podílí nejistota určení součinitele průtoku. Díky tomu dosahuje nejistota měření ejekčního součinitele 3% a výsledná relativní nejistota účinnosti 5%.



| veličina          | měřicí přístroj                                                          | absolutní nejistota | relativní nejistota |
|-------------------|--------------------------------------------------------------------------|---------------------|---------------------|
| $\Delta p_{cl}$   | Mikromanometr s lihovou náplní, sklon 1:4                                | 1 Pa                | 1%                  |
| $p_p^*$           | Výpočtem na základě měření relativní vlhkosti                            | 50 Pa               | 5%                  |
| $p_4$             | Staniční barometr, mikromanometr s lihovou náplní                        | 200 Pa              | 0,1%                |
| $T_{03} = T_{04}$ | Výpočtem dle teplot $T_{01}$ , $T_{02}$ a toků $\dot{m}_1$ , $\dot{m}_2$ | 0,5K                | 0,2%                |
| $C_{cl}$          | Dle normy [62]                                                           | 0,005               | 1,2%                |

|             |                                              |                          |      |
|-------------|----------------------------------------------|--------------------------|------|
| $\rho_4$    | Výpočtem ze stavové rovnice pro vlhký vzduch | 0,0024 kg/m <sup>3</sup> | 0,3% |
| $\dot{m}_3$ | Výpočtem ze vztahu (3.1)                     | 0,00017 kg/s             | 1,4% |
| $\Gamma$    | Výpočtem ze vztahu (2.11)                    | 0,05                     | 3%   |
| $\eta$      | Výpočtem ze vztahu (2.32)                    | 1,4%                     | 5%   |

Tab. 3.2: Veličiny a nejistoty měření při určování hmotnostního toku  $\dot{m}_3$  výsledného proudu vzduchu.

### 3.3 Drátková anemometrie

Ačkoliv jsou základy metody HWA „hot wire anemometry“ dostatečně známy a popsány např. v pracích autorů Brunn [64], Perry [65] a dalších, zmíníme zde alespoň základní principy této metody a metodiku měření žhaveným drátkem uvnitř směřovací komory.

#### 3.3.1 Principy drátkové anemometrie

HWA metoda je založena na konvektivním přenosu tepla ze žhaveného drátku do okolního proudícího média. Základním prvkem měřicího okruhu je sonda, která je v nejjednodušším případě tvořena z wolframového drátku napnutého mezi hroty vidlice. Drátek je přitom žhaven elektrickým proudem. Teplo generované průchodem elektrického proudu v drátku délky  $dx$  můžeme formulovat podle Joulova zákona jako

$$d\dot{Q}_J = \frac{I^2 \rho_{wire}}{A_{wire}} dx, \quad (3.3)$$

kde  $\rho_{wire}$  je měrný odpor a  $A_{wire}$  průřez drátku. Ve stacionárním případě musí být teplo vygenerované v drátku na obr. 3.5a rovno teplu předanému do okolí, tj.

$$d\dot{Q}_J = d\dot{Q}_{conv} + d\dot{Q}_{cond} + d\dot{Q}_{rad}, \quad (3.4)$$

kde  $d\dot{Q}_{conv}$  je teplo předané konvekcí do okolního proudícího média,  $d\dot{Q}_{cond}$  teplo odvedené do držáku a  $d\dot{Q}_{rad}$  teplo vyzářené do okolí. Teplo vyzářené do okolí radiací je ve většině případů zanedbatelné (pokud se neměří v blízkosti povrchu) a teplo odvedené z drátku do vidlice lze brát jako nezávislé na parametrech proudícího média. Teplo předané proudícímu médiu může být formulováno pomocí Newtonova zákona přenosu tepla

$$d\dot{Q}_{conv} = \pi d_{wire} \alpha (T_{wire} - T_{\infty}) dx. \quad (3.5)$$

Přenesené teplo je úměrné rychlosti proudícího média a rozdílu teploty drátku  $T_{wire}$  a tekutiny  $T_{\infty}$ . To znamená, že metoda HWA může být použita jak pro měření rychlosti tak

teploty. Budeme-li uvažovat nekonečně dlouhý drátek, u kterého můžeme ignorovat odvod tepla do držáku, je tepelná rovnováha dána vztahem

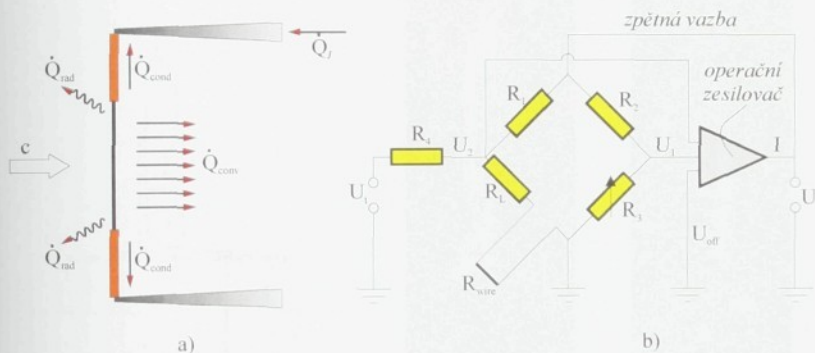
$$I^2 R_{\text{wire}} = \pi d_{\text{wire}} l_{\text{wire}} \alpha (T_{\text{wire}} - T_{\infty}). \quad (3.6)$$

Nyní použijeme vztah pro teplotní závislost odporu na teplotě  $R_{\text{wire}} = R_0 [1 + \alpha_0 (T_{\text{wire}} - T_0)]$  a vztah (3.6) můžeme přepsat do tvaru

$$U_{\text{wire}}^2 = (A + Bc^n)(T_{\text{wire}} - T_{\infty}), \quad (3.7)$$

kde  $A$  a  $B$  jsou funkce průměru drátku  $d_{\text{wire}}$  a materiálových vlastností drátku a okolního prostředí, jejichž velikosti dostaneme během kalibrace,  $n = 0,4 \div 0,5$  se většinou volí. Jak již bylo zmíněno výše, HWA sondy jsou citlivé jak na rychlosti okolí tak na jeho teplotě. Nicméně veškeré experimenty v práci proběhly v režimu s konstantní teplotou. Citlivost sondy zapojené v režimu konstantní teploty (CTA) na rychlost  $S_{c,CT}$  lze vypočítat jako

$$S_{c,CT} = \frac{\partial U_{\text{wire}}}{\partial c} = \frac{nBc^n}{2} \left[ \frac{R_{\text{wire}} (T_{\text{wire}} - T_{\infty})}{A + Bc^n} \right]^{1/2}. \quad (3.8)$$



Obr. 3.5: a) - mechanismus odvodu tepla ze žhaveného drátku, b) – Wheatstonův můstek pro anemometr v režimu konstantní teploty, kde  $R_L$  je odpor vedení a držáku,  $R_{\text{wire}}$  odpor drátku,  $R_1$  a  $R_2$  jsou základní odpory,  $R_3$  odpor potenciometru,  $U$  je napájení můstku.

Při režimu konstantní teploty (CTA) je teplota drátku udržována konstantní. Schéma Wheatstonova můstku při režimu CTA je zobrazeno na obr. 3.5. Rozdíl napětí  $U_2 - U_1$  je přímo úměrný změně odporu drátku závislému na jeho teplotě při změně rychlosti proudícího prostředí. Rozdíl  $U_2 - U_1$  je veden do zesilovače, jehož výstupem je proud  $I$ , který je nepřímo úměrný změně odporu drátku. Vedením tohoto proudu zpátky do můstku pak vede k opakovanému nastavení počátečního odporu drátku.

Důležitým parametrem sondy při CTA režimu je tzv. míra přehřátí „overheat ratio“

$$a_h = \frac{R_{\text{wire}}}{R_0}, \quad (3.9)$$

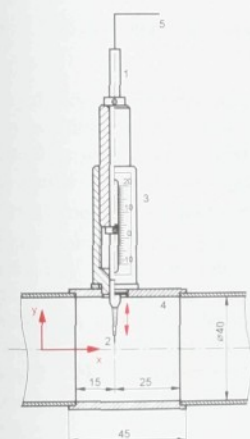
což je vodičko ke zvolení teploty drátku  $T_{\text{wire}}$ . Ze vztahů (3.8) a (3.9) vyplývá, že citlivost sondy na rychlost a teplotu je přímo závislá na výběru míry přehřátí. Proto je výhodné volit

při měření rychlosti míru přehřátí co nejvyšší. Maximální hodnota je nicméně omezena materiálovými vlastnostmi drátku.

### 3.3.2 Použité zařízení

Pro vyšetřování proudění v ejektoru byla použita metoda drátkové anemometrie, CTA. Použit byl HWA systém firmy Dantec (90N10 s modulem 90C10), měřicí AD karta (NI-PCI-MIO-16E-1) a software Dantec Streamware. Použity byly rovné sondy Dantec 55P11, které mají 5 mm dlouhé rovné hroty a jeden wolframový drátek kolmý k ose sondy [66]. Měřicí část drátku o průměru 5  $\mu\text{m}$  je dlouhá 1,25 mm. Vzorkovací frekvence byla od 2,4 kHz a doba měření v jednom bodě byla alespoň 8 s.

Pro účely měření byly zkonstruovány traverzovací držáky vyobrazené na obr. 3.6. Sonda je pomocí držáku s traverzovacím šroubem posouvána ve směru kolmém na osu směšovací komory, ve které je zařízení upevněno se může otáčet kolem osy směšovací komory. Toho je využito při výzkumu směšování s osově nesymetrickou tryskou.



Obr. 3.6: Schéma a fotografie traverzovacích držáků CTA sond; 1 – držáček sondy, 2 – sonda DANTEC 55P11 s přímou vidlicí a drátkem kolmým na osu sondy, 3 – traverzování šroub s měřítkem, 4 – účelová část směšovací komory, 5 – propojovací kabel do můstkového zesilovače.

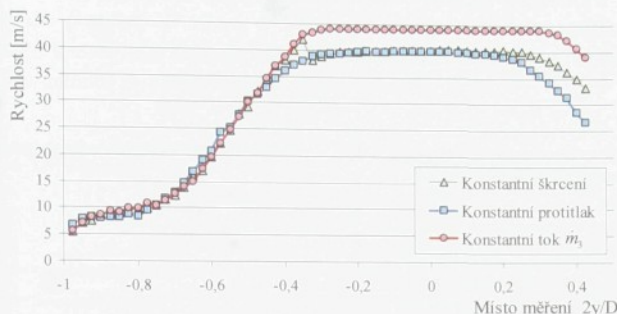
### 3.4 Měření rychlostních profilů

Sonda orientovaná držákem kolmo ke směru proudění způsobuje vznik dodatečných ztrát v ejektoru, které zásadním způsobem ovlivňují účinnost ejektoru a dosažený protitlak na výstupu z ejektoru. Při traverzování sondou se dodatečné ztráty mění a při konstantním nastavení škrtících orgánů dochází i ke změně režimu ejektoru. V každém místě průřezu se tak měří rychlost a turbulence pro jiný hmotnostní tok ejektorem. Velikost ztrát přitom závisí nejen na příčné poloze sondy, tj. na délce zasunuté části sondy, ale i na podélné pozici v závislosti na tom, zda sonda zasahuje jen do pomalejšího hnaného proudu v počáteční oblasti směšování, nebo i do rychlejšího hnacího proudu případně do směšovací vrstvy.

Problematickou měření s CTA sondou uvnitř ejektoru se autor a Dančová zabývali v práci [A10], kde byly ukázány způsoby kompenzace vzniklých ztrát tak, aby byly naměřeny

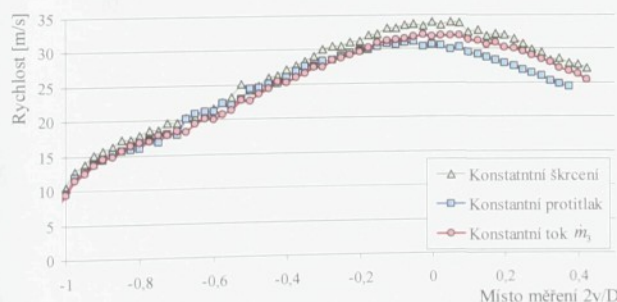


rychlostní profily pro zvolený režim ejektoru. Při měření bylo postupováno trojím způsobem v závislosti na tom, jak sonda ovlivňovala proudění v ejektoru. Měřeno bylo při konstantním škrcení bez kompenzace, dále udržováním konstantního protitlaku a naposledy udržováním konstantního hmotnostního toku  $\dot{m}_3$  ejektorem.



Obr. 3.7: Rychlostní profily získané CTA měřením  $x = 55$  mm za odtokovou hranou hnací trysky v počáteční oblasti směšování, [A10].

Výsledky jsou zobrazené na obr. 3.7, kde jsou profily rychlostí získané uvedenými způsoby pro první měřicí místo ve vzdálenosti  $x = 55$  mm za odtokovou hranou hnací trysky. Z průběhů je jasně patrná oblast hnacího proudu s konstantní rychlostí přes 40 m/s. Jsou rovněž patrné velké rozdíly rychlostí pro  $2y/D > 0$ , kdy je sonda zasunuta hluboko do směšovací komory, zatímco rozdíly rychlostí pro  $2y/D < 0$ , kdy sonda zasahuje do směšovací komory méně, jsou nepatrné. Nejnižší rychlosti jsou naměřené pro konstantní protitlak, kdy rovněž můžeme pozorovat zjevnou nesymetričnost rychlostního profilu. Naopak největší rychlosti a symetrický rychlostní profil jsou získány pro konstantní hmotnostní tok ejektorem. Na křivce pro konstantní škrcení, tedy pro měření bez jakékoliv kompenzace, je patrný skok rychlosti při měření na okraji hnacího proudu. V tomto místě byl opakovaně indikován pokles naměřené rychlosti o  $\Delta c = 3,8$  m/s. Vidíme rovněž, že tento skok přibližně koresponduje s rozdílem mezi rychlostí pro konstantní hmotnostní tok a konstantní protitlak.

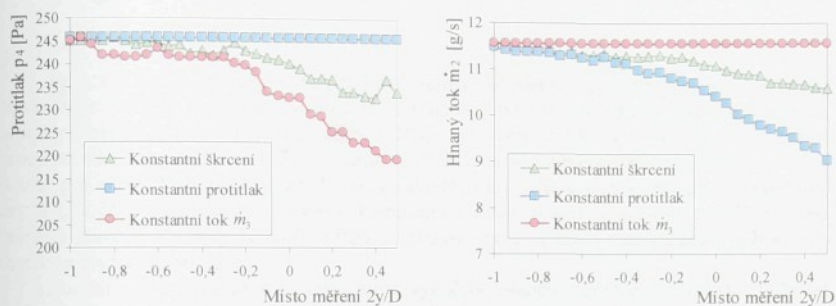


Obr. 3.8: Rychlostní profily získané CTA měřením  $x = 245$  mm za odtokovou hranou hnací trysky v hlavní oblasti směšování, [A10].



Podobně jsou na obr. 3.8 rychlostní profily naměřené v druhém měřicím místě ve vzdálenosti mm za odtokovou hranou hnací trysky. Rovněž zde je patrná nesymetrickost rychlostního profilu a velmi nízké hodnoty rychlosti pro konstantní protitlak.

Diagramy na obr. 3.9 ukazují, jak se mění pracovní bod ejektoru při postupném zasouvání sondy do směšovací komory pro jednotlivé postupy měření. Při konstantním škrcení poklesne protitlak až o  $\Delta p_4 = 11 \text{ Pa}$  a při konstantním hmotnostním toku až o  $\Delta p_4 = 26 \text{ Pa}$ . Při konstantním škrcení poklesne nasávané množství a tedy i rychlost hnaného proudu o 8,5 %, zatímco při konstantním protitlaku je to až o 21 %.



Obr. 3.9: Protitlak  $p_4$  a hmotnostní tok hnaného proudu  $\dot{m}_2$  pro různé metody kompenzace při CTA měření v počáteční oblasti směšování, 55 mm za odtokovou hranou hnací trysky, [A10].

V práci autora a Dančové [A10] tak bylo prokázáno, že nejhorší výsledky jsou při měření za konstantního protitlaku, kdy naměřený rychlostní profil je zdeformovaný a při větším zasunutí sondy do ejektoru nastává výrazná redukce hmotnostního toku ejektorem. Bylo rovněž prokázáno, že při udržování konstantního toku ejektorem klesá zasouváním sondy do směšovací komory dosažený protitlak, ale že naměřený rychlostní profil je symetrický, režim ejektoru se nemění a proudění před sondou není její přítomností výrazněji ovlivněno. Navržený postup měření se tak ukázal být správný.

## 4 Numerická metoda výzkumu

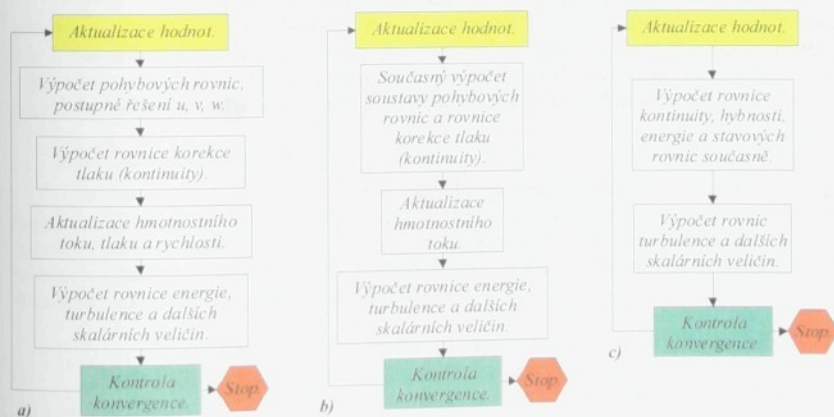
Tato kapitola se zabývá použitými prostředky a postupy k získání výsledků numerického modelování proudění v ejektorech pomocí komerčního programu Fluent. V průběhu let, kdy autor pracoval na tomto výzkumu, bylo použito několik verzí programu Fluent, od verze 6.1 do verze 6.3. Kapitola je rozdělena do dvou podkapitol. V první podkapitole 4.1 je popsán řešič použitého komerčního programu. V druhé podkapitole 4.2 jsou popsány použité modely turbulence a způsob výpočtu proudění v mezních vrstvách.

### 4.1 Použitý řešič

Program Fluent od verze 6.3 nabízí dvě numerické metody (řešiče), jsou to: „*pressure-based solver*“ (PBS) a „*density based solver*“ (DBS). Původně byl PBS vyvinutý pro pomalé proudění nestlačitelných tekutin, zatímco DBS byl spíše používán pro vysokorychlostní proudění stlačitelné tekutiny [67]. V současné době jsou obě metody přeformulovány a lze je použít pro větší rozsahy rychlostí. V obou metodách je rychlostní pole získáno z pohybové rovnice. V DBS je následně z rovnice kontinuity získáno rozložení hustoty a tlak je určen řešením stavové rovnice. Naopak v PBS je tlakové pole získáno manipulací s pohybovou rovnicí a rovnicí kontinuity.

Použitím obou metod program Fluent vypočítá bilanční rovnice pro hmotu, hybnost a případně energii či další skalární veličiny jako jsou veličiny turbulence nebo chemické koncentrace. V obou případech je použita metoda konečných objemů, která se skládá z:

1. Rozdělení výpočtové oblasti do kontrolních objemů za použití výpočtových sítí.
2. Integrace základních rovnic v jednotlivých kontrolních objemech k vytvoření algebraických rovnic pro neznámé jako je rychlost, tlak, teplota a další skalární veličiny (tj. diskretizace).
3. Linearizace diskretizovaných rovnic a řešení výsledné soustavy lineárních rovnic k výpočtu závislých proměnných.



Obr. 4.1: Numerická schémata postupu řešení; a) – „*pressure-based solver, segregated*“, b) – „*pressure-based solver, coupled*“, c) – „*density-based solver*“ [67].

Obě numerické metody jsou založeny na stejném diskretizačním procesu, metodě konečných objemů, ale přístup k linearizaci a vyřešení diskretizovaných rovnic je odlišný [67].

#### 4.1.1 „Pressure-based solver“

„Pressure-based solver“ (PBS) používá algoritmy patřící do tzv. projekčních metod [68]. V těchto metodách je řešena rovnice korekce tlaku, která je vyjádřena z rovnic kontinuity a pohybové. Je možné použít buď algoritmus „segregated“, jehož schéma je na obr. 4.1a nebo algoritmus „coupled“ na obr. 4.1b. V algoritmu „segregated“ jsou základní rovnice pro proměnné ( $u$ ,  $v$ ,  $w$ ,  $p$ ,  $T$ ,  $k$ ,  $\varepsilon$  a další) řešeny postupně, tj. odděleně jednu po druhé (ve dřívějších verzích programu Fluent byl tento řešič nazýván „segregated solver“). Při řešení je daná rovnice vždy vyjádřena z ostatních. Každá iterace se skládá z těchto kroků popsaných na obr. 4.1a:

1. Jsou aktualizovány hodnoty veličin podle současného stavu řešení. Pokud výpočet právě začal, jsou nastaveny počáteční hodnoty.
2. Řeší se pohybové rovnice, jedna po druhé.
3. Vypočítá se rovnice korekce tlaku s využitím již získaného rychlostního pole a hmotnostního toku.
4. Upraví se hmotnostní tok, tlak a rychlostní pole s využitím výsledků kroku 3.
5. Jsou řešeny rovnice pro další skalární veličiny (veličiny turbulence, energie a další).
6. Proběhne kontrola konvergence soustavy rovnic.

Tyto kroky se opakují, dokud není dosaženo podmínky konvergence. Tento algoritmus je méně náročný na velikost paměti, neboť je nutné skladovat v paměti jednu rovnici po druhé. Konvergence řešení je ale díky oddělenému výpočtu rovnic pomalejší. Tento algoritmus byl přesto v práci použit při optimalizacích, neboť oproti jiným poskytuje zcela zkonvergované a ustálené řešení. Díky tomu je možné cílovou funkci přesněji vyhodnotit.

Oproti předchozímu algoritmu, varianta PBS „coupled“ řeší sdružený systém pohybových rovnic a rovnice korekce tlaku (kontinuity). Tímto jsou společně vyřešeny kroky 2 a 3, přičemž všechny uvedené rovnice jsou vypočítány najednou. Celý algoritmus, patrný z obr. 4.1b, poskytuje rychlejší konvergenci, je ale rovněž paměťově náročnější. Tento algoritmus nebyl v práci použit, neboť ho dřívější verze programu Fluent nenabízely.

#### 4.1.2 „Density-based solver“

„Density-based solver“ (DBS) řeší základní rovnice kontinuity, hybnosti a energie najednou, tj. sdruženě (ve dřívějších verzích Fluentu byl tento řešič nazýván „coupled solver“). Poté jsou odděleně řešeny rovnice pro další skalární veličiny. Protože jsou použité rovnice nelineární, je nutné provést několik iterací, než je dosaženo konvergence. Každá iterace se skládá z těchto kroků popsaných na obr. 4.1c:

1. Jsou aktualizovány hodnoty veličin podle současného stavu řešení. Pokud výpočet právě začal, jsou nastaveny počáteční hodnoty.
2. Rovnice kontinuity, hybnosti, energie (je-li potřeba) a stavu jsou řešeny najednou.
3. Jsou řešeny rovnice pro další skalární veličiny jako jsou veličiny turbulence (je-li potřeba).
4. Proběhne kontrola konvergence soustavy rovnic.

Tyto kroky se opakují, dokud není dosaženo podmínky konvergence. Rovnice se přitom dají řešit pomocí implicitní nebo explicitní linearizace. V práci byl tento řešič použit pro analýzu směřování ve válcové směšovací komoře.

### 4.1.3 Diskretizace

Metoda konečných objemů je založená na převodu rovnic do algebraické podoby. Převod se uskutečňuje integrací základních rovnic přes každý kontrolní objem. Výsledkem je diskrétní rovnice zachování veličiny v tomto kontrolním objemu. Postup diskretizace si ukážeme na příkladu transportní rovnice veličiny  $\phi$ . Pro libovolný objem  $V$  je integrální tvar této rovnice

$$\int_V \frac{\partial \rho \phi}{\partial t} dV + \oint \rho \phi \vec{u} \cdot d\vec{A} = \oint \Gamma_\phi \nabla_\phi \cdot d\vec{A} + \int_V S_\phi dV, \quad (4.1)$$

kde  $\rho$  je hustota,  $\vec{u}$  je vektor rychlosti,  $\vec{A}$  vektor plochy,  $\Gamma_\phi$  difúzní koeficient pro veličinu  $\phi$ ,  $\nabla \phi$  gradient veličiny  $\phi$  a  $S_\phi$  měrný objemový zdroj veličiny  $\phi$ . Rovnice (4.1) platí pro každý kontrolní objem nebo buňku ve výpočetní oblasti. Diskretizace rovnice (4.1) vede na rovnici

$$\frac{\partial \rho \phi}{\partial t} V + \sum_f \rho_f \vec{u}_f \phi_f \cdot \vec{A}_f = \sum_f \Gamma_\phi \nabla \phi_f \cdot \vec{A}_f + S_\phi V, \quad (4.2)$$

kde  $N_f$  je počet sousedních buněk,  $\phi_f$  je hodnota veličiny  $\phi$  prostupující stěnou  $f$ ,  $\rho_f \vec{u}_f \cdot \vec{A}_f$  je hmotnostní tok skrze stěnu,  $\vec{A}_f$  je vektor stěny  $f$ ,  $\nabla \phi_f$  je gradient veličiny  $\phi$  na stěně  $f$ ,  $V$  je objem buňky. Diskretizovaná rovnice (4.2) obsahuje neznámou skalární veličinu  $\phi$  ve středu buňky, stejně jako neznámé hodnoty v okolních buňkách. Tato rovnice bude obecně nelineární. Linearizovaný tvar rovnice (4.2) lze psát jako

$$a_p \phi = \sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} + b, \quad (4.3)$$

kde index  $nb$  označuje okolní buňky,  $a_p$  a  $a_{nb}$  jsou linearizované koeficienty pro  $\phi$  a  $\phi_{nb}$ . Podobná rovnice může být napsána pro každou buňku výpočetní sítě. Výsledkem je soustava algebraických rovnic. Pro skalární rovnice řeší program Fluent tuto lineární soustavu pomocí implicitní Gaussovy-Seidovy eliminace.

### 4.1.4 Linearizace

Soustava nelineárních rovnic je linearizována tak, aby vznikl systém rovnic pro závislé veličiny v každé výpočetové buňce. Řešením výsledného lineárního systému je pak aktualizace vlastností tekutiny v proudovém poli. Způsoby, jakými může být soustava rovnic linearizována, jsou buď implicitní, nebo explicitní. Zatímco u DBS můžeme použít buď implicitní nebo explicitní schéma, u PBS existuje pouze implicitní schéma.

Použijeme-li implicitní schéma, dostaneme pro každou výpočetovou buňku  $N$  rovnic, kde  $N$  je počet závislých proměnných. Například linearizaci sdružené rovnice kontinuity, hybnosti ve směrech  $x$ ,  $y$ ,  $z$  a energie dostaneme soustavu rovnic pro neznámé  $p$ ,  $u$ ,  $v$ ,  $w$  a  $T$ . Linearizace přitom proběhne tak, že pro danou neznámou proměnnou použijeme vztahy, a  $T$ . Linearizace přitom proběhne tak, že pro danou neznámou proměnnou použijeme vztahy, které obsahují jak známé, tak neznámé hodnoty této veličiny v okolních buňkách. To znamená, že každá neznámá se objeví ve více rovnicích v soustavě a všechny tyto rovnice



musí být vyřešeny najednou, abychom dostali hodnoty neznámých. Zkráceně implicitní schéma řeší proměnné ( $p, u, v, w, T$ ) ve všech buňkách současně.

Použijeme-li explicitní schéma, každá rovnice soustavy je linearizována explicitně. To nám stejně jako u implicitního schématu vytvoří  $N$  rovnic pro každou výpočtovou buňku. U explicitního schématu jsou však pro výpočet neznámé použity pouze již existující hodnoty. Každá neznámá se tak objeví jen v jedné rovnici soustavy a rovnice pro neznámou v každé buňce můžeme vyřešit samostatně. Explicitní schéma řeší výpočet proměnných ( $p, u, v, w, T$ ) v každé buňce samostatně.

#### 4.1.5 Základní rovnice ve vektorovém tvaru

Sdružený řešič počítá základní rovnice kontinuity, hybnosti, energie a stavu jako soustavu nebo jako vektor rovnic. Uvažujeme základní rovnice pro jednosložkové proudění. V integrálním tvaru pro pravoúhlou souřadnou soustavu, libovolný objem  $V$  s plochou  $d\mathbf{A}$  jsou popsány vztahem:

$$\frac{d}{dt} \int \mathbf{W} dV + \oint [\mathbf{F} - \mathbf{G}] \cdot d\mathbf{A} = \int \mathbf{H} dV, \quad (4.4)$$

kde vektory  $\mathbf{W}$ ,  $\mathbf{F}$  a  $\mathbf{G}$  jsou definovány jako

$$\mathbf{W} = \begin{Bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ \rho e \end{Bmatrix}, \quad \mathbf{F} = \begin{Bmatrix} \rho \bar{u} \\ \rho \bar{u}u + p\bar{i} \\ \rho \bar{u}v + p\bar{j} \\ \rho \bar{u}w + p\bar{k} \\ \rho \bar{u}e + p\bar{u} \end{Bmatrix}, \quad \mathbf{G} = \begin{Bmatrix} 0 \\ \tau_{xi} \\ \tau_{yi} \\ \tau_{zi} \\ \tau_{ij}u_j + q \end{Bmatrix} \quad (4.5)$$

a vektor  $\mathbf{H}$  představuje objemový zdroj. Dále jsou zde:  $\rho$  hustota,  $\bar{u}$  vektor rychlosti,  $e$  měrná energie,  $p$  tlak tekutiny,  $\tau$  tenzor tečného napětí a  $q$  plošná hustota tepelného toku. Měrná energie  $e$  závisí na klidové měrné entalpii  $h_0$  vztahem

$$e = h_0 - p/\rho, \quad (4.6)$$

kde  $h_0 = h + |\bar{u}|^2/2$ .

## 4.2 Modelování turbulence

Proudění v ejektoru, ať už podzvukové nebo nadzvukové je bezesporu turbulentní. V lopatkových proudových strojích jsou turbulentní jevy zpravidla nežádoucí a bývá snaha je potlačit. Oproti tomu je princip ejektorů na existenci turbulentní smykové (směšovací) vrstvy založen. Turbulentní jevy hrají v ejektorech dominantní roli a pro numerický výzkum je tak použití správného turbulentního modelu zásadní.

Vlastností turbulentního proudění je, že fluktuace rychlostního pole způsobuje fluktuace rovněž transportovaných veličin jako je energie, hybnost nebo skalárních veličin, např. koncentrace látek. Dodatečný přenos hybnosti, tepla a hmoty způsobený turbulentními fluktuacemi mohou být přínosné (pro efektivní směšování) ale rovněž způsobují dodatečné energetické ztráty. Turbulentní fluktuace mají trojrozměrný charakter, přičemž turbulentní víry existují v širokém rozmezí délkových a časových měřítek. Některé vlastnosti velkých a malých turbulentních vírů jsou prezentovány v tab. 4.1. Výpočet Reynoldsova čísla je založen na charakteristické rychlosti a rozměru víru.

|            |                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                  |
|------------|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| Velké víry | <ul style="list-style-type: none"> <li>- Dominují setrvačné síly, řád <math>Re</math> je obdobný střednímu proudě</li> <li>- Získávají kinetickou energii ze středního proudě a dále ji předávají menším vírům.</li> <li>- Jsou více anizotropní, tj. v různých směrech jsou různé fluktuace, a turbulentní struktury jsou ovlivněny geometrií okolních stěn a okrajovými podmínkami.</li> </ul> |
| Malé víry  | <ul style="list-style-type: none"> <li>- Setrvačné a třecí síly jsou téměř shodné, <math>Re \approx 1</math></li> <li>- Získávají kinetickou energii z velkých vírů. Tato energie je dále disipována vlivem tečných napětí a přeměňována na tepelnou energii.</li> <li>- Jsou téměř izotropní.</li> </ul>                                                                                        |

Tab. 4.1: Vlastnosti malých a velkých vírů.

Víry malých měřítek se projevují disipací

$$\varepsilon = -\frac{dk}{dt}, \quad (4.7)$$

kde  $k$  je turbulentní kinetická energie  $k$ , která se dá vypočítat jako součet měrných energií fluktuací do všech směrů

$$k = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}). \quad (4.8)$$

K výpočtu turbulentního proudění je nutné buď řešit víry všech měřítek, metodou „Direct Numerical Simulation“ (DNS), což je velice výpočtově náročné, nebo použít metody které k popisu malých vírů využívají dodatečných rovnic. Používají se dva přístupy a to filtrování u metody „Large Eddy Simulation“ (LES) nebo přístup „Reynolds-average Navier-Stokes“ (RANS). U metody LES jsou řešeny transportní rovnice pro největší rozeznatelné víry, vliv všech ostatních vírů je nahrazen turbulentním modelem. Modely založené na RANS přístupu řeší transportní rovnice hlavního proudě a vliv turbulence všech měřítek je plně nahrazen turbulentním modelem. DNS a LES jsou metody velmi náročné na výpočetní prostředky, nebyly použity v této práci a proto se jimi nebudeme dále zabývat.

#### 4.2.1 RANS turbulentní modely

V turbulentním proudění může být obecná časově proměnná veličina  $\phi(t)$ , např. rychlost, tlak a další popsány součtem

$$\phi(t) = \bar{\phi} + \phi'(t), \quad (4.9)$$

kde  $\bar{\phi}$  je časově střední hodnota téže veličiny a  $\phi'(t)$  flukuační složka. Základní rovnice RANS mohou být psány ve vektorovém tvaru jako

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = 0 \quad (4.10)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \mu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} (-\rho \overline{u'_i u'_j}), \quad (4.11)$$

kde  $i, j = 1, 2, 3$  značí směry  $x$ ,  $y$  a  $z$ .

V rovnicích jsou rychlosti a další proměnné časově středované. Porovnáme-li rovnici (4.3) s okamžitou Navierovou-Stokesovou rovnicí nalezneme dodatečný člen  $(-\rho \overline{u'_i u'_j})$  nazývaný Reynoldsova zdánlivá napětí. Připomeňme, že Reynoldsova napětí jsou úměrná

toku hybnosti vyvolanému turbulentními víry. Po rozepsání tohoto členu získáme šest dodatečných členů Navierovy-Stokesovy rovnice, tři normálová napětí

$$\tau_{xx} = -\rho \overline{u'^2}, \tau_{yy} = -\rho \overline{v'^2}, \tau_{zz} = -\rho \overline{w'^2} \quad (4.12)$$

a tři tečná napětí

$$\tau_{xy} = \tau_{yx} = \rho \overline{u'v'}, \tau_{xz} = \tau_{zx} = \rho \overline{u'w'}, \tau_{yz} = \tau_{zy} = \rho \overline{v'w'} \quad (4.13)$$

Časově středovaná transportní rovnice pro skalární veličinu  $\phi$  může být napsána použitím podobné metody. Výsledkem jsou tři dodatečné členy  $(-\rho \phi u', -\rho \phi v', -\rho \phi w')$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \phi) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \phi u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} (-\rho \phi' u_j') + S_\phi, \quad (4.14)$$

kde  $\Gamma_\phi$  je difúzní koeficient a  $S_\phi$  je produkce veličiny  $\phi$ . Ve všech rovnicích (4.12) a (4.14) se zanedbávají fluktuace hustoty  $\rho$ .

K vyřešení nových turbulentních členů v RANS rovnicích jsou potřebné další rovnice. K tomuto účelu byly vyvinuty turbulentní modely, které dávají relativně přesné předpovědi při použití dostupné výpočetní techniky. Přesto dosud neexistuje univerzální turbulentní model aplikovatelný ve všech případech turbulentního proudění.

K výpočtu Reynoldsových napětí se používají dva přístupy. První z nich je založen na Boussinesqově hypotéze, která předpokládá, že turbulence je izotropní, tj. Reynoldsova napětí jsou úměrná střední rychlosti deformace  $(\partial u_i / \partial x_j + \partial u_j / \partial x_i)$ . Jinými slovy, poměr mezi Reynoldsovými napětími a střední rychlostí deformace je stejný ve všech směrech. To platí pouze tehdy, pokud je produkce turbulentní kinetické energie zhruba v poměru s její disipací. Boussinesqova hypotéza může být vyjádřena vztahem

$$\tau_{ij} = -\rho \overline{u'_i u'_j} = \mu_t \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (4.15)$$

kde  $\mu_t$  je turbulentní viskozita.  $\delta_{ij} = 1$  pro  $i = j$  a  $\delta_{ij} = 0$  pro  $i \neq j$ .

Druhý přístup je použit u modelu RSM, který řeší přímo Reynoldsova napětí. Izotropie turbulence není v tomto případě předpokládána a díky tomu tento model lépe popisuje fyzikální podstatu dějů, je ale rovněž mnohem komplexnější a výpočtově náročnější.

#### 4.2.2 Model Spalart-Allmaras

Jedná se o jednorovnicový model vyvinutý pro letectví. Byl vyvinutý pro nízká Reynoldsova čísla, z toho důvodu vyžaduje jemnou síť v místech ovlivňovaných viskozitou. Nicméně v programu Fluent je schopen využít stěnových funkcí v případě, že síť není dostatečně jemná. Tento model se hodí spíše pro hrubší výpočty a v této práci nebyl příliš využit. Transportní veličinou v modelu Spalartově-Allmarasově je modifikovaná turbulentní kinematická viskozita  $\tilde{\nu}$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \tilde{\nu}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \tilde{\nu} u_j) = G_\nu + \frac{1}{\sigma_\nu} \left[ \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ (\mu + \rho \tilde{\nu}) \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \right\} + C_{b2} \rho \left( \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \right)^2 \right] - Y_\nu + S_\nu, \quad (4.16)$$

kde  $G_v$  je produkce turbulentní viskozity,  $Y_v$  je destrukce turbulentní viskozity, která se objeví v blízkosti stěny.  $\sigma_v$  a  $C_{b2}$  jsou konstanty a  $S_v$  je zdroj definovaný uživatelem. Turbulentní dynamická viskozita se vypočítá z rovnice

$$\mu_t = \rho \tilde{\nu} f_{v1}, \quad (4.17)$$

kde je  $f_{v1}$  tlumicí funkce viskozity daná výrazem

$$f_{v1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + C_{v1}^3}, \quad \chi = \frac{\tilde{\nu}}{\nu}. \quad (4.18)$$

kde  $C_{v1}^3$  je konstanta.

### 4.2.3 Standardní k-ε model

Dvourovnicové modely používají transportní rovnici pro turbulentní kinetickou energii  $k$ . Pro druhou rovnici bylo na základě rozměrové analýzy navrženo několik transportních veličin a to  $\varepsilon$  a  $\omega$ . Pro Reynoldsova napětí se využívá Bussinesqovy hypotézy, vztah (4.15).

Transportní rovnice pro turbulentní kinetickou energii ve standardním modelu je

$$\rho \frac{Dk}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \mu_t S^2 - \rho \varepsilon, \quad (4.19)$$

kde  $\mu_t S^2$  je produkce turbulentní kinetické energie, proměnná  $S$  se počítá jako

$$S^2 = 2S_{ij}S_{ij}, \quad S_{ij} = \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i}. \quad (4.20)$$

Transportní rovnice pro disipaci  $\varepsilon$  je

$$\rho \frac{D\varepsilon}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \frac{\varepsilon}{k} (C_{1\varepsilon} \mu_t S^2 - \rho C_{2\varepsilon} \varepsilon). \quad (4.21)$$

V obou rovnicích vystupují modelové konstanty  $\sigma_k$ ,  $\sigma_\varepsilon$ ,  $C_{1\varepsilon}$  a  $C_{2\varepsilon}$ , které byly definovány na základě porovnávání experimentů jednoduchých typů proudění ve vodě a ve vzduchu. Turbulentní viskozita je potom definována výrazem

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}. \quad (4.22)$$

Standardní model byl navržen pro vysoká Reynoldsova čísla, což znamená, že musí být modifikován k použití blízko u stěny. Do transportní rovnice pro  $k$  bývají přidávány další členy, např. produkce vlivem vztakových sil nebo vlivem stlačitelnosti. Standardní k-ε model je robustní a ekonomický pro velké množství typů proudění. Mezi jeho slabiny patří v mnoha případech přílišná difúze a výpočet silně zakřiveného proudění. Jednou z největších nevýhod je pak neschopnost výpočtu šíření osově symetrického proudění. Je tak nevhodný k výpočtu osově symetrického směšování a v této práci nebyl příliš využit. Jako snaha vylepšit slabé stránky standardního modelu turbulence k-ε, vznikly dvě varianty RNG („Renormalization Group“) k-ε model a „Realizable“ k-ε model.



#### 4.2.4 Model RNG k-ε

Toto vylepšení standardního modelu bylo odvozeno pomocí tzv. renormalizační teorie grup. Tato teorie poskytuje analytický předpis pro turbulentní Prandtlůva čísla. Rovnice pro  $k$  je podobná standardnímu modelu, hlavní rozdíl je v dodatečném členu transportní rovnice pro disipaci  $\varepsilon$

$$\rho \frac{D\varepsilon}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} (\alpha_\varepsilon \mu_{\text{eff}} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j}) + \frac{\varepsilon}{k} (C_{1\varepsilon} \mu_t S^2 - \rho C_{2\varepsilon}^* \varepsilon), \quad (4.23)$$

kde koeficient  $C_{2\varepsilon}^*$  již není konstanta, ale funkce

$$C_{2\varepsilon}^* = C_{2\varepsilon} + \frac{C_\mu \rho \eta^3 \left(1 - \frac{\eta}{\eta_0}\right)}{1 + \beta \eta^3}, \quad \eta = S \frac{k}{\varepsilon}, \quad (4.24)$$

kde  $\eta_0$  a  $\beta$  jsou koeficienty,  $\mu_{\text{eff}} = \mu + \mu_t$ . Pro velké rychlosti deformace je  $\eta > \eta_0$  je disipace  $\varepsilon$  zvýšena a dochází k redukci turbulentní kinetické energie  $k$  a  $\mu_t$ . Oproti standardnímu modelu je tak výrazně zlepšena přesnost při proudění s velkými deformacemi a se zakřivenými proudnicemi. U tohoto modelu je již možné vzít v potaz rotující proudění. Stejně jako u standardního modelu je možné do rovnice pro  $k$  přidat produkci vlivem vztahových sil nebo stlačitelnosti.

#### 4.2.5 „Realizable“ k-ε model

„Realizable“ k-ε model (Rke) používá stejnou rovnici pro  $k$  jako standardní model. Na rozdíl od něho již ale modelová konstanta  $C_\mu$  není konstantou, ale funkcí  $k$ ,  $\varepsilon$ , střední rychlosti a úhlové rychlosti. Rovněž rovnice pro  $\varepsilon$  je modifikována pro lepší zachycení přenosu energie, neboť je založena na transportní rovnici pro fluktuace vířivosti

$$\rho \frac{D\varepsilon}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right] + C_1 S \rho \varepsilon - C_2 \frac{\rho \varepsilon^2}{k + \sqrt{\nu \varepsilon}}, \quad (4.25)$$

kde se konstanty  $C_1$  a  $C_2$  určují vztahy

$$C_1 = \max \left[ 0, 43 \frac{\eta}{\eta + 5} \right], \quad \eta = S \frac{k}{\varepsilon}, \quad C_2 = 1, 0. \quad (4.26)$$

Termín „Realizable“ (splnitelný) v názvu modelu znamená, že model splňuje jistá matematická omezení Reynoldsových napětí, které se shodují s fyzikální podstatou turbulentního proudění [69]. Zbývají dva k-ε modely toto nesplňují. Jak již bylo řečeno  $C_\mu$

v rovnici pro turbulentní viskozitu (4.22) již není konstanta ale funkce

$$C_\mu = \frac{1}{A_0 + A_s \frac{U^* k}{\varepsilon}}, \quad \text{kde } A_0 = 4, 04, \quad A_s = \sqrt{6} \cos \phi, \quad (4.27)$$

$$\phi = \frac{1}{3} \cos^{-1}(\sqrt{6}W), \quad U^* = \sqrt{S_{ij}S_{ij} + \Omega_{ij}\Omega_{ij}}, \quad W = \frac{S_{ij}S_{ji}S_{ki}}{\tilde{S}}, \quad \tilde{S} = \sqrt{S_{ij}S_{ij}}$$

Díky těmto modifikacím vykazuje model „Realizable“ k- $\epsilon$  mnohem lepší výsledky než standardní model. Je výhodný pro komplexní proudění s velkými rychlostmi deformace, jako jsou oblasti zpětného proudění, rotace, odtržení a proudění pod silným tlakovým gradientem. Jednou z největších výhod tohoto modelu je jeho schopnost správně předpovědět šíření osově symetrického a rovinného proudu. Tento model byl v této práci nepoužívanější.

#### 4.2.6. Standardní k- $\omega$ model

Turbulentní k- $\omega$  modely byly vyvinuty hlavně pro letecké aplikace. Nepoužívanějšími modely je standardní k- $\omega$  model (založený na Wilcoxově modelu [70]) a „Shear-Stress Transport“ k- $\omega$  model (SSTkw) založený na Menterově SST k- $\omega$  modelu. Turbulentní viskozita se v těchto modelech počítá vztahem

$$\mu_t = \alpha^* \rho \frac{k}{\omega}, \quad (4.28)$$

kte proměnná  $\alpha^*$  je závislá na Reynoldsově čísle a pro zcela turbulentní proudění je  $\alpha^* \rightarrow 1$ .

Standardní k- $\omega$  (Skw) model používá rovněž transportní rovnici pro turbulentní kinetickou energii ve tvaru

$$\rho \frac{Dk}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \rho \beta^* f_\beta k \omega, \quad (4.29)$$

kte první člen napravo je difúze, druhý produkce a třetí disipace  $k$ , a rovnici pro specifickou disipaci  $\omega$  ve tvaru

$$\rho \frac{D\omega}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \alpha \frac{\omega}{k} \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \rho \beta f_\beta \omega^2. \quad (4.30)$$

Vliv stlačitelnosti je do rovnice (4.29) započítán pomocí členu  $\beta^*$ , který je závislý na Machově čísle. Standardní k- $\omega$  model je použitelný pro proudění ve volných smykových vrstvách. Oproti k- $\epsilon$  modelům má lepší výsledky pro proudění v mezích vrstvách. Původní Wilcoxův model je ale příliš citlivý na zadání  $\omega$  na okrajových podmínkách, zatímco k- $\epsilon$  modely tímto problémem netrpí. Proto byl Menterem navržen model SST k- $\omega$ .

#### 4.2.7. Model SST k- $\omega$

Model „Shear Stress Transport“ k- $\omega$  je model vyvinutý Menterem [70] a navržený tak, že v blízkosti stěny se chová jako k- $\omega$  model, zatímco dále od stěny jako k- $\epsilon$ . Toho je dosaženo převedením k- $\epsilon$  modelu do formulace k- $\omega$ , přičemž se využívá vyhlazovací funkce pro hladký přechod mezi oběma modely. SST k- $\omega$  model je podobný standardnímu k- $\omega$ , ale obsahuje následující vylepšení:

1. Standardní k- $\omega$  model a transformovaný k- $\epsilon$  jsou vynásobeny vyhlazovací funkcí  $F_1$  a oba modely jsou přidány k sobě. Vyhlazovací funkce je rovna jedné v blízkosti stěny, což aktivuje standardní k- $\omega$  model, a rovna nule daleko od stěny, což aktivuje transformovaný k- $\epsilon$  model.
2. Model SST k- $\omega$  obsahuje dodatečný tlumící člen v rovnici pro  $\omega$ .
3. Definice turbulentní viskozity je modifikována, aby byl brán v potaz transport turbulentního smykového napětí.
4. Modelové konstanty jsou jiné.

Dodatečný člen v rovnici (4.30) je dán výrazem

$$D_{\omega} = 2(1 - F_1) \rho \sigma_{\omega^2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{d\omega}{\partial x_j} \quad (4.31)$$

SST  $k$ - $\omega$  model má pak lepší výsledky v případě výpočtů volných smykových vrstev, leteckých profilů a dalších. Je vhodný hlavně pro transsonické a nadzvukové proudění, rázové vlny a podobně. Proto byl v této práci použit zejména pro výpočet nadzvukových ejektorů.

#### 4.2.8. „Reynolds-Stress Transport Model“

V Boussinesqově hypotéze je turbulentní viskozita chápána jako izotropní veličina, což ale v mnoha situacích není pravdivé. Díky tomuto předpokladu nejsou dvourovnicové modely schopny správně počítat jevy vzniklé anizotropií normálových Reynoldsových napětí (např. plně vyvinuté proudění v nekrhových kanálech). Za těchto okolností není již rovnice (4.15) schopná správně vypočítat individuální Reynoldsova napětí, i když je turbulentní kinetická energie  $k$  vypočítána s dostatečnou přesností.

V modelu „Reynolds-Stress Transport Model“ (RSM) jsou počítány všechna Reynoldsova napětí společně s rovnicí pro  $\varepsilon$ . Není již tedy používán předpoklad o izotropii turbulentní viskozity. To umožňuje modelu RSM lépe popsat jevy jako je zakřivení proudu, víření, rotaci a rychlou změnu rychlosti deformace.

RSM nepřináší vždy výsledky, které jsou jasně lepší než výsledky jednodušších modelů. Přesto je použití modelu RSM nezbytné v případech, kdy nás bude zajímat proudění, které je výsledkem anizotropie Reynoldsových napětí. Příkladem je typ cyklónového proudění, vysoce vířivé proudění ve spalovacích komorách, rotující kanály a sekundární proudění v kanálech vyvolané těným napětím. Mezi slabiny pak patří problémy s konvergencí závislé na hustotě sítě.

#### 4.2.9 Modelování proudění v mezní vrstvě

Stěny patří mezi hlavní zdroje vířivosti a turbulence. Správný výpočet proudění v okolí stěny je důležitý jak ve vnější aerodynamice (vyhodnocení součinitele odporu) tak ve vnitřní aerodynamice (určení ztrátového součinitele) a rovněž pro výpočet přestupu tepla. Při použití modelů turbulence  $k$ - $\varepsilon$  a RSM, které jsou zformulovány pro vysoká Reynoldsova čísla, je nutné zvláštního přístupu, chceme-li správně počítat proudění u stěny. Důvodem je rovněž anizotropie proudění u stěny.

První možností je použít stěnových funkcí, kdy vazká podvrstva a přechodová vrstva nejsou řešeny. Rychlostní profily a průběhy dalších veličin jsou nahrazeny stěnovými funkcemi. Stěnové funkce jsou sadou poloempirických vztahů a funkcí, které ve výsledku překlenují řešení veličin v buňkách blízko stěny a odpovídající veličiny na stěně. Stěnové funkce přitom zahrnují zákony stěny pro střední rychlost, teplotu a další skaláry a vztahy pro turbulentní blízko stěny. V případě standardních stěnových funkcí (Swf) používaných modely  $k$ - $\varepsilon$  a RSM je přitom použita podmínka lokální rovnováhy, kdy je produkce turbulentní kinetické energie  $k$  rovna její disipaci  $\varepsilon$ . Většinou se získá  $k$  z transportní rovnice a podle rovnováhy se dopočítá disipace  $\varepsilon$ . Stěnové funkce přitom přestávají být spolehlivé v okamžiku, kdy se zmenší velikost buňky přilehlé ke stěně tak, že zasáhne vazkou podvrstvu v okamžiku, kdy je narušen předpoklad lokální rovnováhy. To [67]. Další omezení jsou v okamžiku, kdy je narušen předpoklad lokální rovnováhy. V těchto případech lze použít nerovnovážné stěnové funkce, ve kterých je lokální rovnováha potlačena a díky tomu lépe popisují tyto typy proudění.



Druhou možností je použití „Enhanced Wall Treatment“, což je tzv. rozšířené stěnové působení, dále jen stěnové modelování (Ewt). Turbulentní modely jsou pak upraveny pro vnitřní vrstvy. Stěnové modelování v sobě zahrnuje použití vylepšených stěnových funkcí a rozdělení výpočtové domény do dvou oblastí, na oblast plně turbulentního jádra proudu, kde se použije zvolený model pro vysoká  $Re$ , a vazkou oblast blízko stěny, kde se počítá jen s jednou rovnicí pro  $k$ . Oblasti jsou přitom rozděleny dle hodnoty  $Re_y = 200$  počítaného vztahem

$$Re_y = \rho k^{1/2} y / \mu, \quad (4.32)$$

kde  $y$  je vzdálenost k nejbližší stěně. Zónování je přitom adaptivní, tj. mění se během výpočtu podle aktuálních hodnot. Rovnice pro výpočet  $k$  ve vazké oblasti je přitom stejná jako pro zvolený turbulentní model.  $\varepsilon$  se ve vazké oblasti počítá algebraicky a na hranici obou oblastí se použijí vyhlazovací funkce.

V případě použití stěnových funkcí u modelů turbulence  $k$ - $\varepsilon$  a RSM je nutné volit relativně hrubou síť u stěny, kdy buňka přilehlá ke stěně má velikost typicky  $y^+ \geq 30$ , kde  $y^+$  je bezrozměrná souřadnice definovaná vztahy

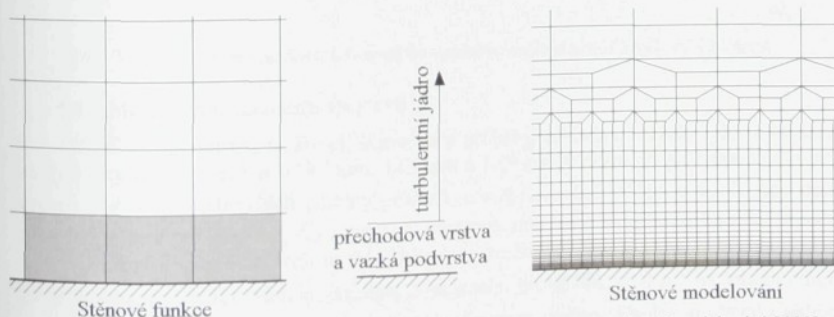
$$y^+ = \frac{y u_\tau}{\nu}, \quad u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}}, \quad (4.33)$$

kde  $y$  je vzdálenost k nejbližší stěně,  $u_\tau$  třecí rychlost a  $\tau_0$  tečné napětí na stěně.

Příklad provedení výpočetní sítě u stěny v práci autora [A11] pro použití stěnových funkcí je na obr. 4.2 vlevo. Naopak při použití stěnového modelování Ewt je vyžadována velice jemná síť u stěny, typicky  $y^+ \approx 1$ , jak je vidět na obr. 4.2 vpravo, nebo alespoň  $y^+ < 4$ .

Vzhledem k tomu, že modely turbulence  $k$ - $\omega$  jsou formulovány pro nízká Reynoldsova čísla, mohou být použity k výpočtu v okolí stěn bez omezení. Jsou ale upraveny i pro výpočet vysokých  $Re$ . Pokud je u těchto modelů zapnuta volba „Transitional Flows“ (přechodové proudění), je použita formulace modelů pro nízké  $Re$  a doporučuje se mít dostatečně jemnou síť u stěny, tj.  $y^+ \approx 1$ . V opačném případě se opět doporučuje  $y^+ \geq 30$ .

Model turbulence SA je model pro nízká  $Re$ . Modeluje transport modifikované turbulentní viskozity, která je identická s turbulentní viskozitou vřede vyjma mezní vrstvy. Zde je použita potlačující funkce a lze tak model SA použít až ke stěně. Je schopen primárně pracovat s hustou sítí u stěny při  $y^+ \approx 1$ , ale dokáže dobře popsat i případy při  $y^+ \geq 30$ .



Obr. 4.2: Provedení výpočetní sítě v blízkosti stěny pro stěnové funkce a stěnové modelování [A11].



## 5 Výzkum proudění ve válcové směšovací komoře

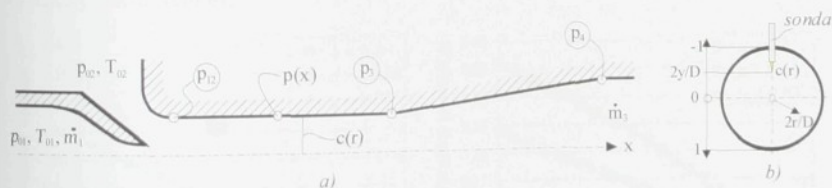
Obsahem této kapitoly je experimentální, teoretický a numerický výzkum směšování v rovnoploché osově symetrické (tj. válcové) směšovací komoře, který byl prováděn v rámci postdoktorského projektu [G1]. Cílem výzkumu bylo nalézt vhodný numerický popis, zejména vhodný model turbulence, a dále získat modelový případ směšování, se kterým budou porovnávány optimalizované varianty, např. směšování s nekruhovou tryskou nebo směšování v optimalizovaném ejektoru. Náplní podkapitol 5.1, 5.2 a 5.3 je experimentální, teoretický a numerický výzkum směšování ve válcové směšovací komoře, včetně rozboru výsledků a závěrů. Vlastní analýza proudění a směšování následuje v podkapitole 5.4.

### 5.1 Experimentální výzkum

Pro potřeby výzkumu proběhlo měření na experimentální trati, viz obr. 3.1 až 3.4. Schéma měření je na obr. 5.1a. K naměření křivky účinnosti bylo potřeba zachovat konstantní hodnotu přetlaku hnacího proudu  $\Delta p_{01} = 1000$  Pa a dále měřit hodnoty tlaků  $p_{02} = p_{atm}$ , protitlaku  $p_4$ , hmotnostní toky  $\dot{m}_1$ ,  $\dot{m}_2 = \dot{m}_3 - \dot{m}_1$  a teploty  $t_{01}$  a  $t_{02}$ . Dále byl vyhodnocován expanzní tlak  $p_{12}$  na začátku směšovací komory a tlak  $p_3$  na jejím konci. Nastavení režimu ejektoru se provádělo několika způsoby a to změnou měřicí clony při měření toku  $\dot{m}_3$ , škrcením na konci trati a současně ovládním výkonu pomocného sacího ejektoru.

Průměrné rychlosti  $c_1 = 44$  m/s v hnací trysce o průměru  $d = 19,2$  mm odpovídá  $Re_1 = 56300$ . Ve směšovací komoře se  $Re$  výrazně mění, při  $\dot{m}_2 = 0$  kg/s je  $Re_{SK} = 27000$  a při  $p_4 = 0$  Pa je  $Re_{SK} = 81000$ .

Pro vybrané režimy bylo naměřeno rozložení statických tlaků na stěně směšovací komory  $p(x)$ . V některých místech bylo rovněž provedeno CTA měření rychlostních profilů. Zavedení souřadnic  $y$  a  $r$  při měření uvnitř směšovací komory je patrné z obr. 5.1b.

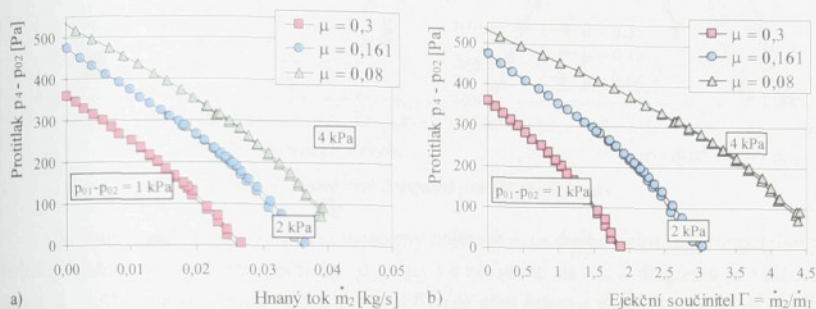


Obr. 5.1: a) – Schéma měřených veličin, b) – schéma měření uvnitř směšovací komory.

#### 5.1.1 Měření charakteristik ejektoru

Měření charakteristik, tj. křivek účinností a průběhy základních tlaků, bylo provedeno pro tři trysky o průměrech  $d = 19,2$  mm,  $14,9$  mm a  $10,9$  mm, kterým při průměru směšovací komory  $D = 40$  mm odpovídají poměry průřezů  $\mu = A_1/A_2 = 0,3$ ,  $0,161$  a  $0,08$ . Aby bylo zpřesněno měření pro menší trysky s menšími hmotnostními toky, byl přetlak hnacího proudu  $p_{01} - p_{02}$  různý a to pro největší trysku  $1$  kPa, pro prostřední  $2$  kPa a pro nejmenší  $4$  kPa. Naměřené charakteristiky jakožto závislost dosaženého protitlaku  $p_4 - p_{02}$  na hmotnostním toku hnaného proudu  $\dot{m}_2$  jsou na obr. 5.2a. Na diagramu vidíme klasickou charakteristiku zdroje tlaku, kdy je při nulovém nasávaném množství dosaženo maximálních protitlaků.

Dosažený protitlak se ještě zvyšuje při záporných množstvích  $\dot{m}_2$ , kdy část hnaného toku odchází hnanou tryskou. Naopak při nulových protitlacích je dosaženo maximálních  $\dot{m}_2$ . Protože je hmotnostní tok ejektorem závislý rovněž na jeho absolutní velikosti, je běžnější vynášet výsledky v závislosti na ejekčním součiniteli  $\Gamma$ , který je definován jako poměr hmotnostních toků  $\dot{m}_2/\dot{m}_1$ , viz obr. 5.2b.

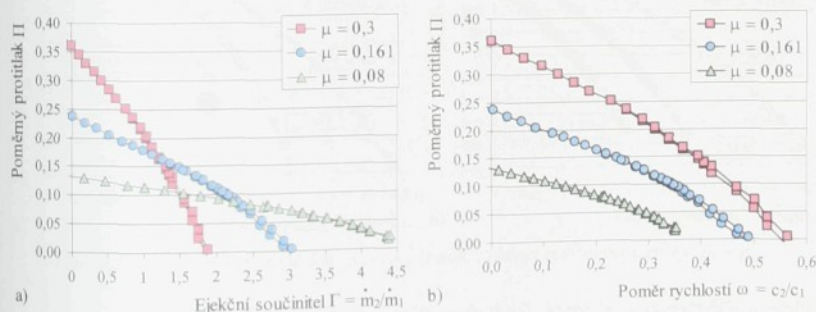


Obr. 5.2: Naměřené charakteristiky pro tři různé trysky.

Aby bylo možné porovnávat data pro jednotlivé trysky, jsou na diagramu na obr. 5.3a zobrazeny charakteristiky v bezrozměrných souřadnicích a to pro poměrný protitlak  $\Pi$  definovaný podílem

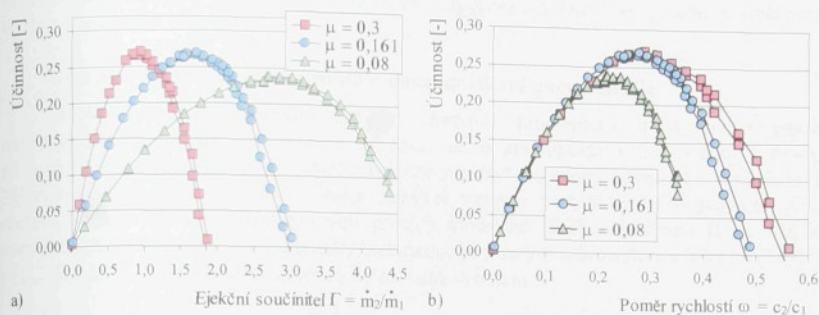
$$\Pi = \frac{p_1 - p_{02}}{p_{01} - p_{02}}. \quad (5.1)$$

Konečně na diagramu na obr. 5.3b jsou výsledky vyneseny v závislosti na poměru rychlostí  $\omega$ . Z diagramu je vidět, že pro větší poměr průřezů  $\mu$  je možné dosáhnout větších protitlaků i větších poměrů rychlostí.



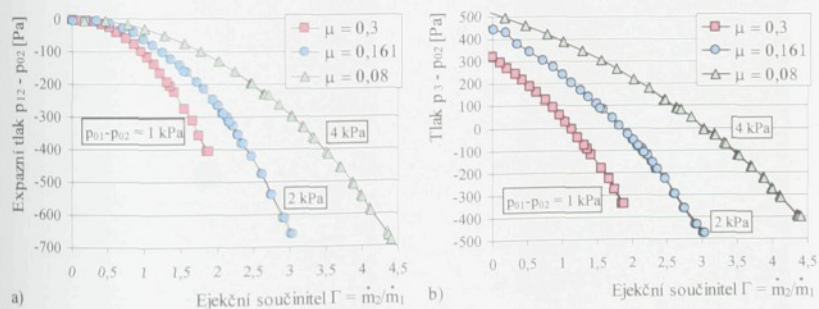
Obr. 5.3: Naměřené charakteristiky pro tři různé trysky.

Další a v této práci nepoužívanější možností, jak porovnat ejektory je vynesení získaných dat do diagramu účinnosti jako na obr. 5.4a (účinnost – ejekční součinitel) nebo 5.4b (účinnost – poměr rychlostí). Ačkoliv nebyla měřena tryska s poměrem průřezů  $\mu > 0,3$ , je potvrzeno, že poměr průřezů  $\mu \approx 0,3$  je výhodný právě z hlediska účinnosti, jak vychází z optimalizace v práci autora [A7].



Obr. 5.4: Naměřené účinnosti pro tři různé trysky.

Na diagramech a obr. 5.5a jsou vyneseny hodnoty expanzního tlaku  $p_{12}$  (respektive se jedná o hodnoty expanzního podtlaku  $p_{12} - p_{02}$ ) v závislosti na  $\Gamma$ . Z diagramu je vidět, že hodnota podtlaku je minimální právě pro  $\Gamma = 0$ , kdy platí rovnost naměřených hmotnostních toků na dýze a na clone  $\dot{m}_1 = \dot{m}_3$  (viz kapitola 3). Protože hodnota podtlaku při dosažení záporných  $\dot{m}_2$  opět roste, představuje měření expanzního tlaku velice dobré ověření přesnosti a správnosti měření obou hmotnostních toků. Poslední diagram na obr. 5.5b je tlak na konci směšovací komory  $p_3$  (opět se jedná o přetlak na konci směšovací komory  $p_3 - p_{02}$ ). Porovnáním hodnot tlaků  $p_3$  a  $p_4$  je patrné, jakou roli hraje difuzor v ejektoru. Navýšení tlaku v difuzoru  $p_4 - p_3$  je samozřejmě vyšší pro větší hmotnostní toky ejektorem, neboť s ním roste i dynamický tlak  $p_{d3}$  na konci směšovací komory.

Obr. 5.5: Naměřený expanzní tlak  $p_{12} - p_{02}$  a tlak na konci směšovací komory  $p_3 - p_{02}$ .

Za pozornost stojí kmitání hodnot naměřených tlaků, které je nejvýraznější u hodnot protitlaku  $p_4$  a projevuje se tak i na průbězích účinností, zatímco měření tlaků  $p_{12}$  a  $p_3$  je téměř nezasažené. Jedná se o nízkofrekvenční (typicky  $0,1 \div 0,5$  Hz) neperiodické kmitání celého proudového pole, přičemž amplituda změny naměřených hodnot roste s hmotnostním tokem ejektorem. Hypotéza, že původcem těchto kmitů je příliš velký úhel ( $\alpha = 10^\circ$ ) tokem ejektorem. Hypotéza, že původcem těchto kmitů je příliš velký úhel ( $\alpha = 10^\circ$ ) tokem ejektorem. Rozšíření difuzoru používaného v dřívějších pracích autora, [A4] a [A11], se nepotvrdilo, neboť ani difuzor s úhlem rozšíření  $\alpha = 6^\circ$  zmíněné děje nepotlačil. Podle všeho je toto

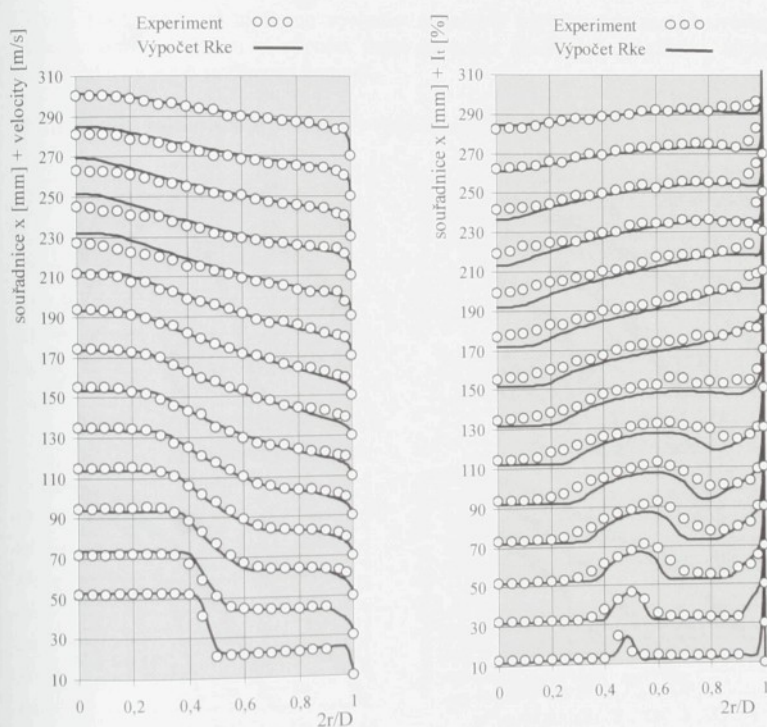


kmitání způsobeno ději v difuzoru při režimech, kdy směšování není na výstupu ze směšovací komory dostatečně ukončené.

### 5.1.2 Měření rychlostních profilů pomocí drátkové anemometrie

Měření rychlostních profilů metodou drátkové anemometrie poskytuje bezesporu nejdetailnější náhled do směšovacích procesů. Je to ale metoda velice pracná a časově náročná. Způsob měření uvnitř směšovací komory byl detailněji zpracován v kapitole 3. Měření rychlostních profilů se autor zabýval v rámci postdoktorského projektu [G1], metoda byla použita i v diplomových pracích Fridricha [D2] a Šcíbrana [D3]. Příklad naměřených profilů rychlosti a intenzity turbulence převzatý z práce autora a Víta [A12] je na obr. 5.6, kde  $I_t$  je intenzita turbulence definovaná vztahem

$$I_t = \sqrt{u'^2} / \bar{u} \cdot 100 \quad (\%). \quad (5.2)$$

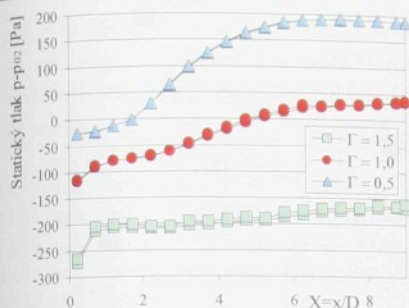


Obr. 5.6: Naměřené rychlostní profily ve směšovací komoře, autor a Vít [A12].

### 5.1.3 Měření rozložení statického tlaku na stěně směšovací komory

Jedním ze způsobů jak zkoumat směšovací proces je založen na měření rozložení statických tlaků na stěně směšovací komory. Příklad takového měření je na obr. 5.7. Je na něm vidět, že nárůst tlaku není monotonní a mění se s režimem ejektoru.



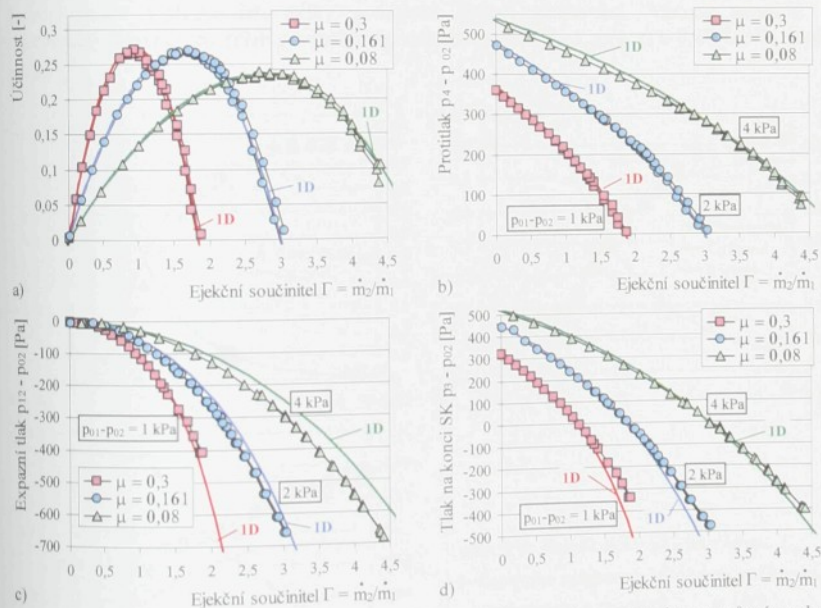


Obr. 5.7: Naměřené rozložení statických tlaků na stěně směšovací komory pro režimy trysky  $\mu = 0,3$ .

## 5.2 Teoretický výzkum

V této podkapitole si ukážeme výsledky některých výpočtových metod uvedených v kapitole 2. Bude se jednat o výpočet tlaku na konci směšování, protitlaku, účinnosti a rozložení tlaku na stěně směšovací komory.

### 5.2.1 Použití jednorozměrné metody výpočtu směšování



Obr. 5.8: Porovnání křivek účinnosti získaných měřením a jednorozměrnou metodou pro různé trysky,  $\varphi_1 = \varphi_2 = 0,98$ ,  $\xi_{SK} = 0,2$ ,  $\xi_D = 0,12$ .

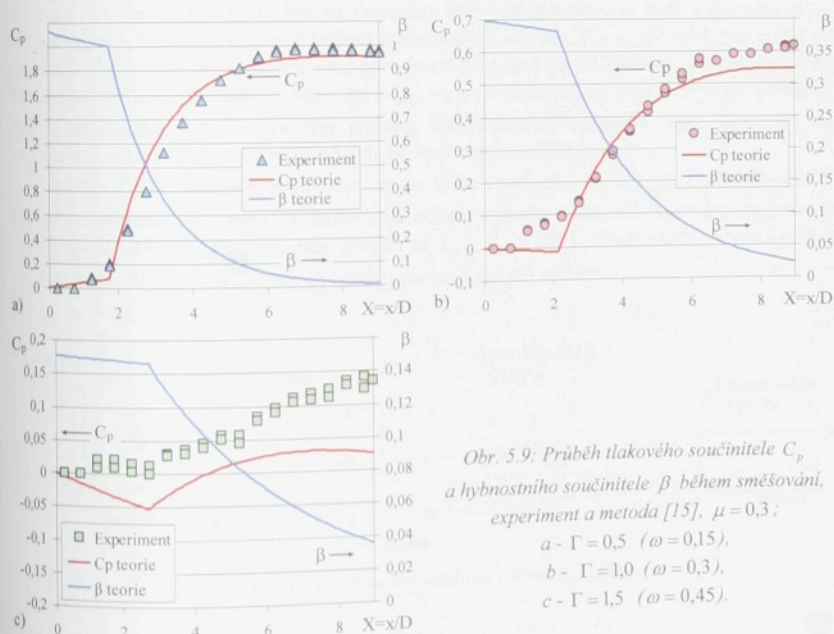
Na obr. 5.8 jsou zobrazeny výsledky získané jednorozměrnou metodou výpočtu s uvažováním ztrát a jejich porovnání s experimenty. Na obrázku jsou zobrazeny výsledky výpočtu pro proudění nestlačitelné tekutiny, přičemž výsledky při uvažování stlačitelnosti

jsou díky nízkému přetlaku hnacího vzduchu  $p_{01} - p_{02}$  prakticky totožné. Křivky byly vykresleny při uvažování rychlostních součinitelů trysek  $\varphi_1 = \varphi_2 = 0,98$  a ztrátových součinitelů směšovací komory  $\xi_{SK} = 0,2$  a difuzoru  $\xi_D = 0,12$ . Určení ztrátového součinitele  $\xi_{SK}$  vychází z uvažování koeficientu tření  $4f = 0,022$ .

Jak je patrné z diagramů na obr. 5.8, poskytuje jednorozměrná metoda při vhodné zvolených ztrátových součinitelích velice dobrou shodu měření s výpočtem. Největší neshoda je zaznamenána jen v případě expanzního tlaku  $p_{12}$ , který je ovšem měřen na zaoblené části směšovací komory. V tomto místě tak dochází k přeexpandování proudu a naměřený tlak je nižší než skutečný expanzní tlak odpovídající rychlostem obou proudů na vstupu do směšovací komory.

### 5.2.2 Výpočet průběhu směšování

Výpočet průběhu směšování podle poloempirické metody, kterou sestavili autoři Tyler a Williamson [15] je pro vybrané režimy ejektoru na obr. 5.9. Na diagramech jsou vyneseny hodnoty tlakového součinitele  $C_p$  a hybnostního součinitele  $\beta$  získaných zmíněnou metodou a hodnoty  $C_p$  z experimentu. Vyhodnocení  $\beta$  z měření rychlostních profilů je rovněž možné, nicméně velice náročné a ovlivněné velkou chybou měření, viz [D2]. Z diagramů je patrné, že metoda [15] poskytuje dobré vodítko ohledně výpočtu průběhu směšování, lze pozorovat dobrou shodu v předpovědi délky počáteční oblasti směšování. Metoda souhlasí s experimentem hlavně pro režimy s malým poměrem rychlostí  $\omega$ , pro  $\omega = 0,45$  teorie zcela selhává.



Obr. 5.9: Průběh tlakového součinitele  $C_p$  a hybnostního součinitele  $\beta$  během směšování, experiment a metoda [15],  $\mu = 0,3$ ;

a -  $\Gamma = 0,5$  ( $\omega = 0,15$ ),

b -  $\Gamma = 1,0$  ( $\omega = 0,3$ ),

c -  $\Gamma = 1,5$  ( $\omega = 0,45$ ).

### 5.3 Numerický výzkum

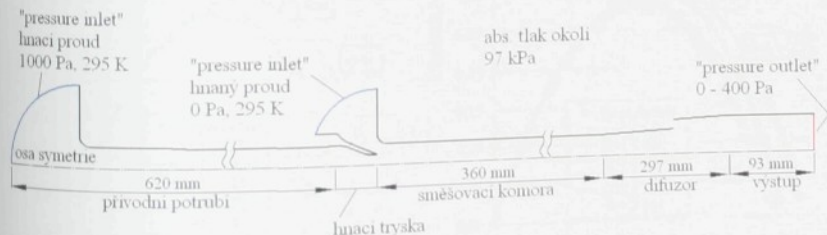
K podrobnému popisu dějů probíhajících v ejektoru a k jejich pozdější optimalizaci je bezesporu nutné použít jak experimentálních, tak numerických metod. Důležitý je přitom pečlivý výběr vhodného turbulentního modelu a dalšího nastavení numerického řešiče, kterým byl v tomto případě program Fluent od verze 6.1. do verze 6.3. V případě proudění v ejektoru, kde jsou turbulentní procesy dominantní jevem toto platí dvojnásob.

K nalezení vhodného numerického popisu dějů v podzvukovém ejektoru je zapotřebí provést co nej přesnější měření a porovnat ho se správně provedenými numerickými simulacemi. Autor s Vitem se tímto problémem zabývali např. v úvodní studii [A12]. V této práci byly porovnávány zejména rychlostní a turbulentní profily a ukázala se některá úskalí výzkumu. Zejména problém s CTA měřením uvnitř směšovací komory, kdy sonda narušuje rychlostní profily. Ke zpřesnění měření došlo v práci autora a Dančové [A10], kde byla nalezena vhodná metoda kompenzace vlivu sondy zasunuté dovnitř směšovací komory. Pro potřeby optimalizace, během které se mění výpočetní síť a to ovlivňuje výpočet hlavně v okolí stěny, prováděl autor výzkum vlivu velikosti výpočetních buněk v práci [A13].

Cílem této práce je nalézt nejen vhodný model turbulence, ale i způsob výpočtu mezni vrstvy, vliv velikosti buněk sítě a dalšího nastavení výpočetního programu. Pro potřeby výzkumu byl zvolen ejektor, jehož poměr průřezů  $\mu = 0,3$  vychází z optimalizace provedené autorem [A7]. Poměru průřezů  $\mu = 0,3$  při průměru směšovací komory  $D = 40$  mm odpovídá hnací tryska o průměru  $d_1 = 19,2$  mm.

Tvar použité výpočtové geometrie pro numerický výzkum je patrný z obr. 5.10. Jako vstupní okrajová podmínka je pro oba proudy používán „pressure inlet“, na který se předepisuje klidový tlak, klidová teplota a dle použitého turbulentního modelu vstupní hodnoty turbulentních veličin. Poloha vstupních okrajových podmínek byla volena takovým způsobem, aby byl vliv vstupních hodnot turbulentních veličin,  $k$  a  $\varepsilon$ , na výsledné řešení co nejmenší. Proto bylo proudění hnacího proudy modelováno již od ukladňovací komory, čímž byl zadáný přetlak klidového tlaku  $\Delta p_{01} = p_{01} - p_{02}$  zatížen velice malou chybou. Obdobně bylo postupováno i u nasávaného proudy, kdy okrajová podmínka byla posunuta do vzdálenosti, ve které klesá rychlost proudy na hodnoty pod 0,1 m/s.

Klidový tlak hnaného proudy je roven tlaku okolí, tj.  $p_{02} = p_{atm}$ . Protitlak zadáný okrajovou podmínkou „pressure outlet“, se během výpočtu pracovní charakteristiky mění,  $p_4 - p_{02} = 0 \div 400$  Pa. Teplota obou proudů je  $T_{01} = T_{02} = 295$  K. Tlak okolní atmosféry byl  $p_{atm} = 97000$ . Všechny hodnoty odpovídají podmínkám při měření.



Obr. 5.10: Výpočtový model směšovací komory a difuzoru.

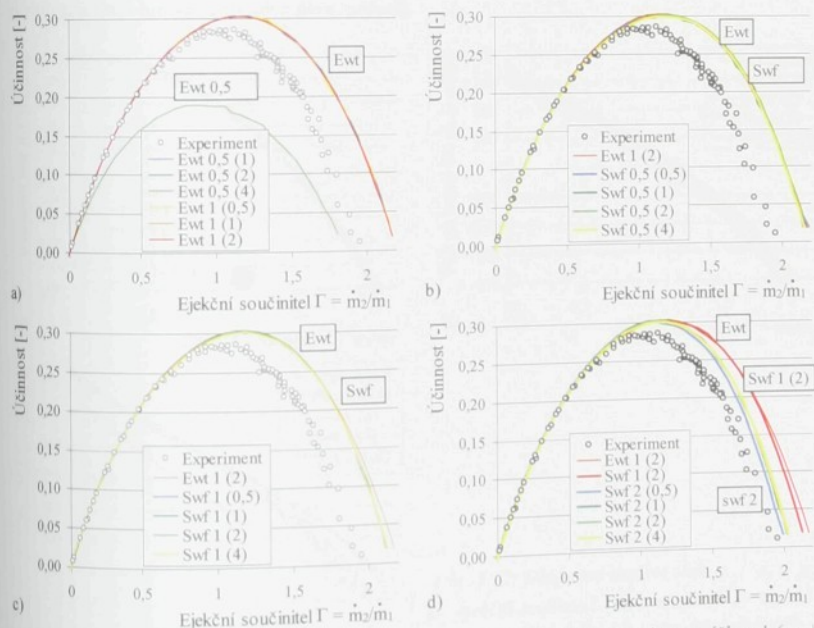


### 5.3.1 Vliv velikosti buněk ve směšovací komoře a difuzoru

Pro posuzování velikosti sítě byl zvolen model turbulence Realizable  $k-\varepsilon$  (Rke), který je doporučován celou řadou autorů, např. Rusly a jiní [40], Maqsood [47], Chen [48] a další. Dále byl zvolen upwind 2. řádu, standardní stěnové funkce (Swf) a rovněž stěnové modelování (Ewt). Výška buněk  $h$  uvnitř směšovací komory a difuzoru byla volena v rozsahu  $h = 0,5 \div 2$  mm, poměrná délka buněk daná poměrem délky a šířky buňky v rozsahu  $l/h = 0,5 \div 4$ . Velikost sítě byla měněna pouze ve směšovací komoře a v difuzoru, v přívodních kanálech zůstávala síť stejná. Výška buněk u stěny byla volena s ohledem na doporučení, tj.  $y^+ \approx 1$  pro Ewt a  $y^+ \approx 30$  pro Swf, přičemž skutečná hodnota  $y^+$  se mění jak podél směšovací komory, tak v průběhu výpočtu charakteristiky ejektoru. Veškeré varianty velikosti buněk jsou shrnuty v tab. 5.1.

|                      | Standardní stěnové funkce (Swf)<br>$y^+ \approx 30$ ( $h = 0,6$ mm) |     |     | Stěnové Modelování (Ewt)<br>$y^+ \approx 1$ ( $h = 0,02$ mm) |     |
|----------------------|---------------------------------------------------------------------|-----|-----|--------------------------------------------------------------|-----|
| Výška buněk $h$ [mm] | 0,5                                                                 | 1   | 2   | 0,5                                                          | 1   |
| $D/(2h)$             | 40                                                                  | 20  | 10  | 40                                                           | 20  |
| Poměr stěn $l/h$     | 0,5                                                                 | 0,5 | 0,5 | -                                                            | 0,5 |
|                      | 1                                                                   | 1   | 1   | 1                                                            | 1   |
|                      | 2                                                                   | 2   | 2   | 2                                                            | 2   |
|                      | 4                                                                   | 4   | 4   | 4                                                            | -   |

Tab. 5.1: Přehled zkoumaných variant výšek buněk  $h$  a poměr stran  $l/h$ .



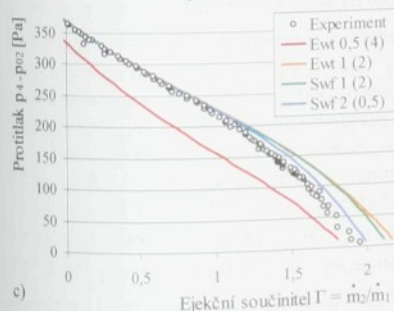
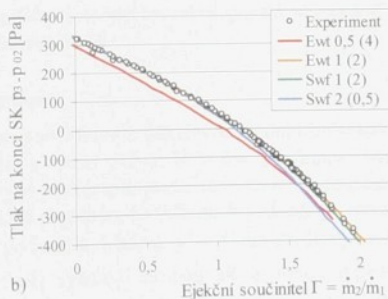
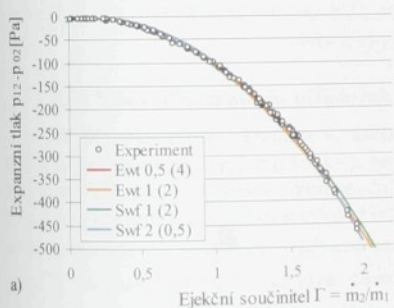
Obr. 5.11: Křivky účinnosti získané s modelem turbulence Realizable  $k-\varepsilon$  s různou výškou  $h$  (mm) (a poměrnou délkou) buněk, pro stěnové modelování (Ewt) a standardní stěnové funkce (Swf).



Výsledky výpočtu charakteristiky pro všechny varianty z tab. 5.1 jsou na diagramech na obr. 5.11. Je patrné, že výpočet ve všech případech nadhodnocuje dosaženou účinnost. Veškeré křivky jsou totožné pro malé hodnoty ejekčního součinitele, největší odchylky jsou pro největší toky ejektorem, kdy jsou hodnoty měření rovněž nejvíce ovlivněny zmíněným nízkofrekvenčním kmitáním proudového pole. Z diagramů vyplývá, že pro stěnové modelování Ewt jsou všechny výsledky prakticky totožné, viz obr. 5.11a. Pouze u výšky buňky  $h = 0,5$  mm s poměrem  $l/h = 4$  došlo k problémům s konvergencí a výpočet prakticky selhal. Stejných výsledků jako pro stěnové modelování bylo dosaženo se stěnovými funkcemi pro  $h = 0,5$  mm, viz obr. 5.11b, u výšky  $h = 1$  mm je na obr. 5.11c patrný jen velmi malý pokles vypočítaných účinností. Pro stěnové funkce s výškou buněk  $h = 2$  mm, viz obr. 5.11d, jsou již rozdíly v porovnání se stěnovým modelováním významnější. Horších výsledků je přitom dosaženo na kratších buňkách ( $h/l = 0,5$ ) než na delších ( $h/l = 4$ ).

Z těchto úvodních výsledků vyplývá, že pro popis dějů ve směšovací komoře o průměru  $D = 40$  mm dostačuje velikost výpočtových buněk  $h = 1$  mm s poměrnou délkou  $l/h = 2$ . Hustější síť nezaručuje lepší výsledky, naopak u hrubší síti dochází někdy k problémům s konvergencí, často při vzniku odtržení ve směšovací komoře.

Pro přesnější určení oblasti, ve které dochází k rozporu mezi měřením a výpočtem jsou na obr. 5.12 zobrazeny diagramy pro závislosti tlaků  $p_{12}$ ,  $p_3$  a  $p_4$  na ejekčním součiniteli  $\Gamma$ . Na obr. 5.12a pro expanzní tlak  $p_{12}$  je patrné, že veškeré výpočty se společně s měřením zobrazují do jediné křivky. Z toho vyplývají dvě skutečnosti: Za prvé je potvrzena věrohodnost výsledků měření hmotnostních toků a tlaků. Za druhé jsou hmotnostní toky ejektorem a zvolený režim ejektoru závislé pouze na expanzním tlaku určujícím vstupní rychlosti a tím i hmotnostní toky obou proudů.

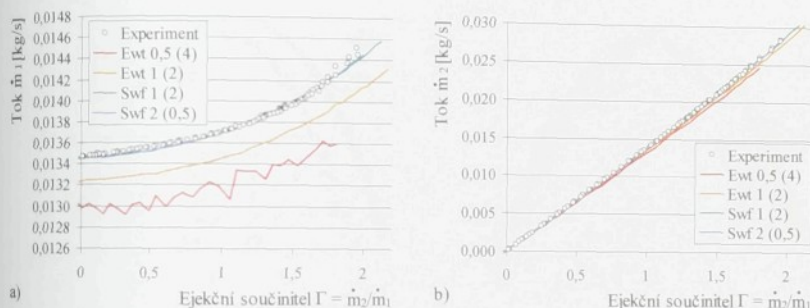


Obr. 5.12: Diagramy statických tlaků  $p_{12}$ ,  $p_3$  a  $p_4$  – ejekčního součinitele  $\Gamma$  pro různé výšky  $h$  (mm) (a poměrné délky  $l/h$ ) výpočtových buněk.

Na diagramu na obr. 5.12b pro tlak  $p_3$  měřený na konci směšovací komory je patrné, jak se jednotlivé výpočty začínají lišit ve výpočtu proudění ve směšovací komoře. Výpočet Swf s hrubou výpočetní sítí ( $h = 2 \text{ mm}$ ,  $l/h = 0,5$ ) snižuje dosažený tlak na konci směšování pro vyšší hodnoty  $\Gamma$ , zatímco výpočet Ewt se sítí  $h = 0,5 \text{ mm}$ ,  $l/h = 4$  selhává ve všech režimech.

Diagram na obr. 5.12c pak dokazuje, že rozdíly v naměřených a vypočítaných účinnostích vznikají ve větší míře až v difuzoru. Rozdíly jsou přitom větší právě v případě vyšších hmotnostních toků ejektorem, tj. při vyšších  $\Gamma$ .

K dobré shodě mezi měřeními a experimenty dochází i v případě měření hmotnostních toků  $\dot{m}_1$  a  $\dot{m}_2$ , výsledky jsou na diagramech na obr. 5.13. Modelování Ewt předpovídá nižší hmotnostní tok  $\dot{m}_1$  než stěnové funkce, nicméně rozdíly jsou srovnatelné s nejistotou měření.



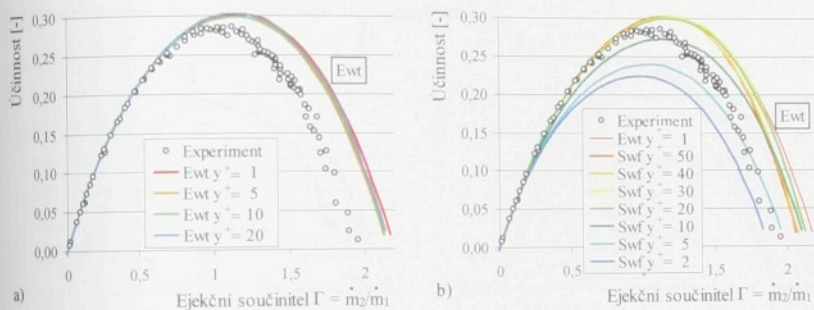
Obr. 5.13: Diagramy hmotnostní toky  $\dot{m}_1$  a  $\dot{m}_2$  – ejekční součinitel pro různé výšky  $h$  (a poměrné délky  $l/h$ ) výpočtových buněk.

### 5.3.2 Vliv velikosti buněk přilehlých ke stěně

Jak již bylo řečeno v kapitole 4, nabízí program Fluent u některých modelů turbulence (k-ε a RSM) dvojí přístup k modelování proudění v mezní vrstvě. Je to tzv. „Enhanced wall treatment“ (Ewt) neboli stěnové modelování, kdy je řešena transportní rovnice pro turbulentní kinetickou energii  $k$  i v oblasti u stěny. Předpoklad přitom je, že velikost buněk přilehlých ke stěně je taková, aby byla dobře rozlišena vazká podvrstva, ideálně  $y^+ \approx 1$ , ale dobře vyhoví i  $y^+ < 5$ . Naopak standardní stěnové funkce (Swf) vyžadují hrubou síť u stěny, typicky  $y^+ \approx 30$ , nebo i hrubší, aby bylo zajištěno, že další výpočtová buňka nezasáhne do vazké podvrstvy, viz obr. 4.2. Problémem je, že velikost  $y^+$  je závislá na rychlosti u stěny, která se mění nejen podél směšovací komory ale i podle režimu ejektoru. Při optimalizaci prováděné v kapitole 6 se navíc mění i výška buněk. Proto byl autorem proveden výzkum [A13] za účelem zjistit, jak velikost buněk přilehlých ke stěně ovlivňuje výsledky výpočtu.

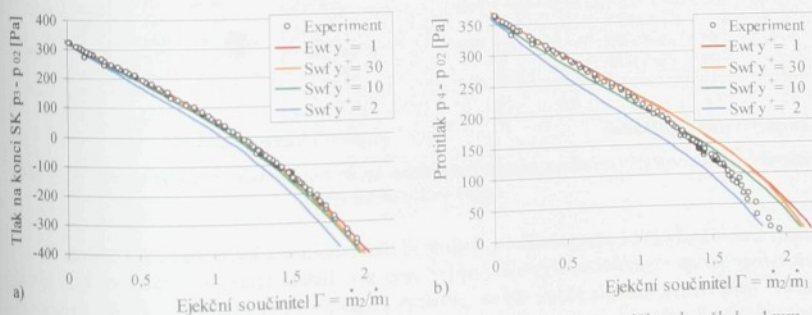
Byl opět zvolen model turbulence „Realizable“ k-ε. Výška buněk  $h = 1 \text{ mm}$  a poměrná délka buněk  $l/h = 2$  ve směšovací komoře a difuzoru byly zvoleny na základě výsledků v odstavci 5.3.1. Výška buněk u stěny byla měněna pouze ve směšovací komoře a difuzoru, v ostatních částech výpočetní sítě byla ponechána doporučená velikost  $y^+ \approx 1$  pro Ewt a  $y^+ \approx 30$  pro Swf. Hodnoty  $y^+$  prezentované na diagramech odpovídají podmínkám ve směšovací komoře při maximálním toku ejektorem, kdy  $p_4 - p_{02} = 0 \text{ Pa}$ . Při minimálním toku ejektorem, kdy je  $\dot{m}_2 = 0 \text{ kg/s}$ , jsou zhruba šedesátiprocentní.

Výsledky pro stěnové modelování jsou na diagramu na obr. 5.14a. Z něho vyplývá, že výsledky pro stěnové modelování na hodnotě  $y^+$  prakticky nezávisí, rozdíly jsou i při vysokých hodnotách ( $y^+ = 20$ ) minimální. To je také důvod, proč bylo stěnové modelování zvoleno pro optimalizační práce. U stěnových funkcí je naopak vliv hodnoty  $y^+$  značný, viz obr. 5.14b. Vypočítaná účinnost se snižuje jak při příliš malých hodnotách ( $y^+ \leq 10$ ), tak při příliš vysokých ( $y^+ \geq 40$ ). Jak již bylo zmíněno, hodnota  $y^+$  se pro různé režimy liší, roste s  $\Gamma$ . Proto se také výsledky pro  $y^+ = 10$  s vyšším  $\Gamma$  zlepšují, ale pro  $y^+ \geq 40$  nepatrně zhoršují. Potvrzuje se nicméně, že lepší je volit hodnotu  $y^+$  spíše větší, protože malé hodnoty  $y^+ = 2$  nebo  $y^+ = 5$  při použití stěnových funkcí vedou k evidentně chybným výsledkům, kdy je nadhodnocován třecí součinitel na stěnách směšovací komory a difuzoru.



Obr. 5.14: Křivky účinnosti získané s modelem turbulence Realizable k- $\epsilon$ , s výškou buněk  $h = 1 \text{ mm}$ ,  $l/h = 2$ , pro různé hodnoty  $y^+$  ve směšovací komoře a difuzoru.

Na diagramech tlaků  $p_3$  a  $p_4$  na obr. 5.15 se opět potvrzuje, že největší rozdíly vznikají až v difuzoru. Jen při velmi chybném modelu, kterým je např. použití Swf s  $y^+ = 2$ , jsou patrné rozdíly již na konci směšovací komory.



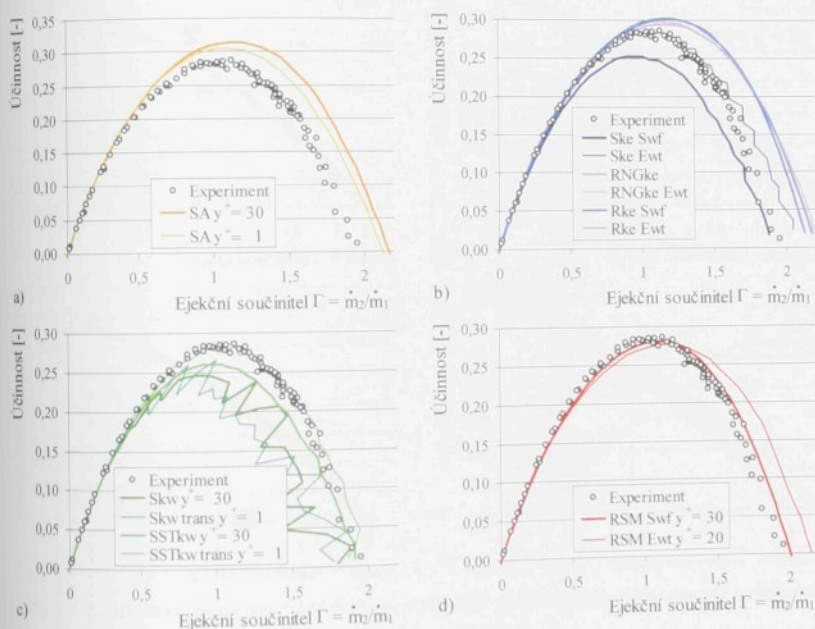
Obr. 5.15: Tlaky  $p_3$  a  $p_4$  získané s modelem turbulence Realizable k- $\epsilon$ , s výškou buněk  $h = 1 \text{ mm}$ ,  $l/h = 2$ , pro různé hodnoty  $y^+$  ve směšovací komoře a difuzoru.



### 5.3.3 Vliv turbulentního modelu

Volba modelu turbulence podstatně ovlivňuje výsledky výpočtu. Výsledky výpočtu účinnosti ejektoru pro různé modely turbulence jsou na diagramech na obr. 5.16. U všech modelů byla použita dvojitá hustota sítě u stěny  $y^+ \approx 1$  a  $y^+ \approx 30$  a odpovídající přístup k modelování proudění, tj. Ewt nebo Swf. Výška buněk ve směšovací komoře a difuzoru byla  $h = 1 \text{ mm}$ , poměrná délka buněk byla  $l/h = 2$ .

Výsledky modelu Spalart-Allmaras (SA) jsou na diagramu na obr. 5.16a. Tento jednorovnicový model nemůže detailněji popsat směšování, což ukazuje i nejvyšší vypočítaná účinnost ze všech modelů. Výsledky pro jemnější síť jsou ale na úrovni výsledků jiných modelů. Všechny modely k- $\epsilon$  umožňují použití stěnových funkcí Swf i stěnového modelování Ewt. Standardní k- $\epsilon$  model (Ske) špatně konvergoval, jak je patrné z křivky na diagramu na obr. 5.16b. Výsledky ostatních k- $\epsilon$  modelů (RNGke a Rke) na téměř diagramu jsou porovnatelné, dosažené účinnosti jsou ale nadhodnocené.



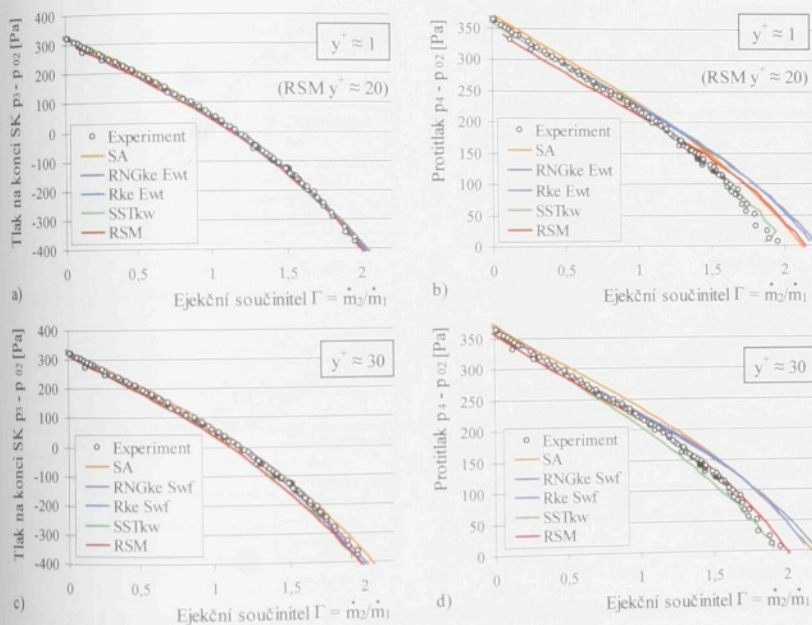
Obr. 5.16: Křivky účinnosti získané pro různé modely turbulence, s různou přístupem k modelování proudění blízko stěny.

Podobně jak Standardní k- $\epsilon$  model měl problémy s konvergencí i Standardní k- $\omega$  model (Skw), kdy výpočet v podstatě selhal, viz obr. 5.16c. Mírnější problémy s konvergencí měl i vylepšený SST k- $\omega$  model (SSTkw), jehož výsledky se ale dobře shodují s měřeními. Velice dobře se s měřeními shoduje i model RSM se stěnovými funkcemi, viz obr. 5.16d. Naopak model RSM se stěnovým modelováním Ewt se pro malé hodnoty  $y^+$  potýkal se špatnou konvergencí a výsledky byly získány až pro  $y^+ \approx 20$ .



Podíváme se opět na průběhy tlaku na konci směšovací komory  $p_3$  a protitlaku  $p_4$  získané pro různé modely na diagramech na obr. 5.17, kde již nejsou zobrazeny výsledky pro oba nevyhovující standardní modely  $k-\epsilon$  a  $k-\omega$ . Z výsledků je opět patrné, že k větším rozdílům dochází při větších hmotnostních tocích v ejektoru. Zatímco pro jemnější síť se výsledky všech modelů v tlaku  $p_3$  za směšovací komorou liší jen nepatrně, při hrubší síti jsou rozdíly patrnější. Největší rozdíly jsou opět v protitlaku  $p_4$ , je nutné si ale uvědomit, že diagram pro  $p_4$  má dvakrát větší rozlišení než diagram pro  $p_3$ . Z výsledku je patrné, že modely SST  $k-\omega$  a RSM se stěnovými funkcemi se nejlépe ze všech modelů shodují v naměřených charakteristikách.

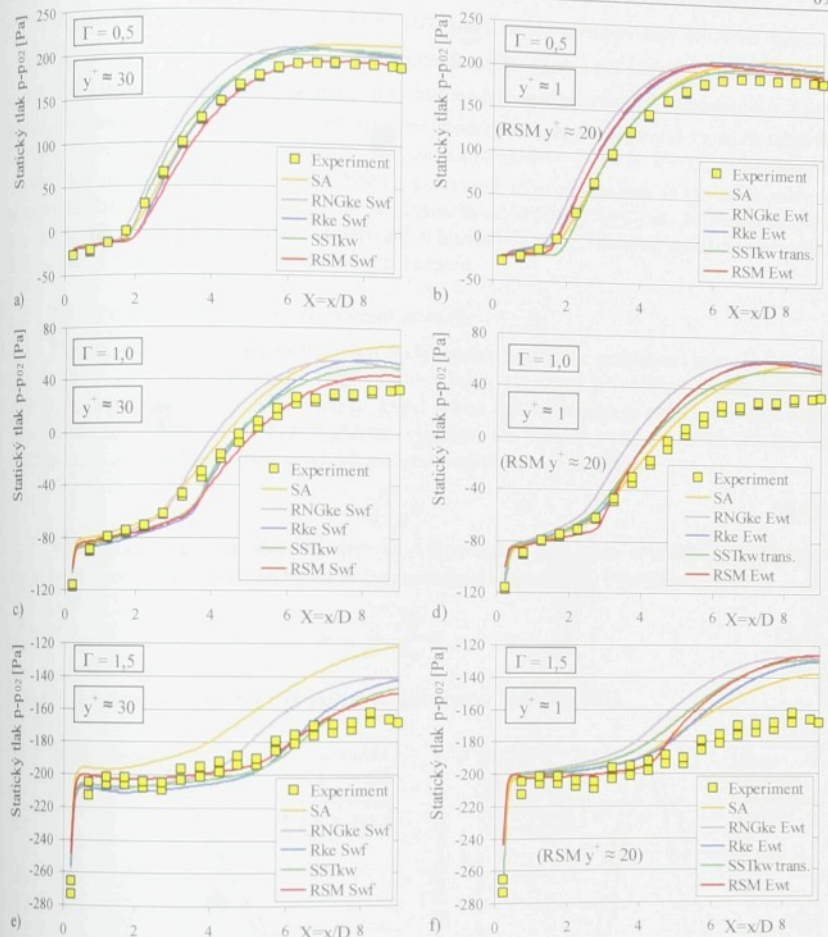
V dalším textu se zaměříme na podrobnější porovnávání modelů a to pro naměřená rozložení statických tlaků a naměřené profily rychlostí.



Obr. 5.17: Tlak na konci směšovací komory  $p_3$  a protitlak  $p_4$  získané pro různé modely turbulence a modelování mezni vrstvy.

### 5.3.4 Rozložení statických tlaků na stěně směšovací komory

Pro porovnání rozložení statických tlaků na stěně směšovací komory byly vybrány tři režimy ejektoru s poměrem průřezů  $\mu = 0,3$  a to  $\Gamma = 0,5$  (poměr rychlostí  $\omega = c_2/c_1 = 0,15$ ),  $\Gamma = 1$  ( $\omega = 0,3$ ) a  $\Gamma = 1,5$  ( $\omega = 0,45$ ). První režim odpovídá relativně velkému protitlaku,  $\Gamma = 1$  ( $\omega = 0,3$ ) a  $\Gamma = 1,5$  ( $\omega = 0,45$ ). První režim odpovídá relativně malým rozdílům ve rychlému směšování a místu na charakteristice, kde dochází jen k malým rozdílům ve výsledcích měření a numerického výpočtu. Jedná se rovněž o režim, u kterého ještě není zaznamenáno nízkofrekvenční kmitání celého proudového pole. Naměřená rozložení statických tlaků a porovnání s modely turbulence jsou na diagramech na obr. 5.18.



Obr. 5.18: Rozložení statického tlaku  $p - p_{02}$  na stěně směšovací komory získané pro různé modely turbulence a modelování mezni vrstvy, a), b) -  $\Gamma = 0,5$ , c), d) -  $\Gamma = 1,0$ , e), f) -  $\Gamma = 1,5$ .

Na těchto diagramech, které mají větší rozlišení naměřených tlaků než diagramy pro  $p_3$  a  $p_4$  na obr. 5.17, jsou patrné rozdíly v naměřených a vypočítaných výsledcích. Uvedené průběhy jsou pro stejný tok ejektorem, tj. stejný ejekční součinitel  $\Gamma$ . Tlak na konci směšovací komory na pozici  $X = 9$  se pro různé modely může lišit. Protože modely turbulence podobně vyhodnocují expanzní tlak, shodují se dobře i v počáteční oblasti směšování. Konec počáteční oblasti směšování je ale již vyhodnocován různými modely jinak, což je vidět hlavně na režimech pro  $\Gamma = 1$  a  $\Gamma = 1,5$ , viz obr. 5.18c až 5.18f. Model RNG k- $\epsilon$  oproti jiným modelům i oproti měření zkracuje délku  $l_0$  počáteční oblasti směšování. Podobně zkracuje délku  $l_0$  i model SA na hrubé síti, zatímco na jemné síti je

délka  $l_0$  stanovena správně. Modely Rke, SST k- $\omega$  a RSM předpovídají přibližně stejnou délku  $l_0$ , na jemnější síti pro  $y^+ \approx 1$  je nicméně směšování v počáteční oblasti rychlejší a délka  $l_0$  kratší. Hustota sítě u stěny má u těchto modelů opačný vliv než u modelu SA. Růst tlaku v hlavní oblasti směšování je pak různými modely turbulence popisován značně odlišně a shoda s měřením není příliš dobrá a to hlavně pro režimy  $\Gamma = 1$  a  $\Gamma = 1,5$ . Nejblíže se výsledkům měření přibližuje model RSM využívající stěnové funkce. Z výsledků měření a výpočtu rozložení statického tlaku na stěně směšovací komory vyplývá, že různé modely turbulence popisují různě průběh směšování v hlavní oblasti a neshoda mezi naměřenými a vypočítanými daty vzniká již ve směšovací komoře.

### 5.3.5 Profily rychlostní ve směšovací komoře

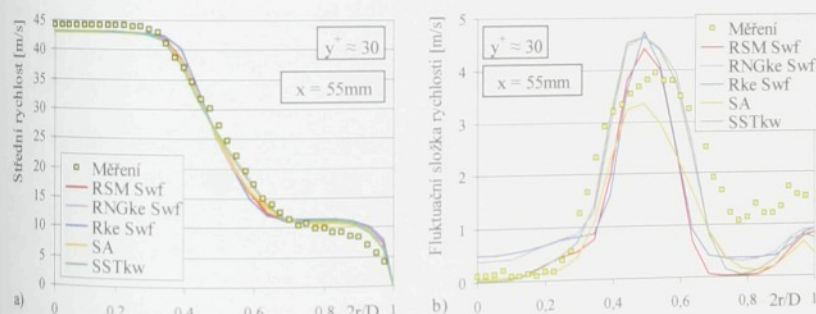
Ukázky naměřených a vypočítaných rychlostních profilů ve směšovací komoře jsou na obr. 5.19 a 5.20. Pro porovnání flukтуаčních složek rychlosti je nejdříve nutné správně vyhodnotit vypočítaná data. Pro modely, které přímo počítají hodnotu turbulentní kinetické energie  $k$  se flukтуаční složka rychlosti vypočítá ze vztahu (4.8) za předpokladu, že flukтуаční složky rychlosti jsou ve všech směrech stejné ( $u' \equiv v' \equiv w'$ ), tj.

$$u' = \sqrt{\frac{2}{3}k}. \quad (5.3)$$

Vyhodnocení  $u'$  z modelu Spalartova-Allmarasova je o něco složitější, neboť tento model počítá modifikovanou turbulentní kinematickou viskozitu  $\tilde{\nu}$ . Použijeme vztah

$$u' = \sqrt{\nu_t \frac{\partial U}{\partial y}}, \quad (5.4)$$

kde  $\partial U / \partial y$  je příčný gradient rychlosti a  $\nu_t$  turbulentní viskozita [67].



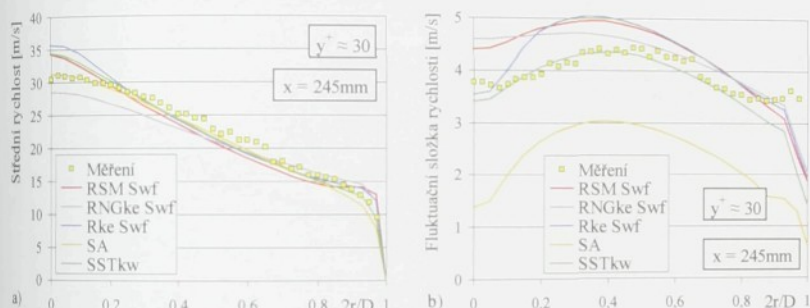
Obr. 5.19: Rychlostní profily ve směšovací komoře pro  $\Gamma = 1$  a  $\mu = 0,3$ ,  $x = 55$  mm, měření a numerický výpočet pro  $y^+ \approx 30$ ; a) – střední složka rychlosti, b) – flukтуаční složka rychlosti.

Výsledky měření a výpočtů pro hrubou síť u stěny ( $y^+ \approx 30$ ), tj. stěnové funkce Swf pro k- $\epsilon$  a RSM modely, jsou na obr. 5.19. Profil střední rychlosti na obr. 5.19a je naměřen ještě v počáteční oblasti směšování. Nezasazené oblasti hnacího a hnaného proudu i smyková vrstva jsou velice dobře patrné. Shoda mezi měřením a výpočty je ještě velice dobrá, největší rozdíly jsou u stěny v oblasti hnaného proudu. Rozdíly mezi jednotlivými modely turbulence jsou ještě nepatrné, pro daný ejekční součinitel  $\Gamma$  jsou totožné rychlosti obou proudů, ale liší



se šířka směšovací vrstvy. Nejmenší šířka je předpovězena modelem Rke, následuje RSM, SA a největší šířku smykové oblasti předpovídají modely SST kw a RNGke. Horší shoda výpočtů s měřením je u fluktučních složek rychlosti na obr. 5.19b. Největší rozdíly jsou opět v hnaném proudu a je otázka, zda není měření v této oblasti zatíženo větší chybou, např. i z důvodu kmitání celého rychlostního pole. Modely turbulence k- $\epsilon$  předpovídají nenulové fluktuace rychlosti v nezasažených oblastech hnacího i hnaného proudu, zatímco u ostatních modelů (SA, RSM a SSTkw) klesá fluktuální složka rychlosti ve zmíněných oblastech až k nule. U stěny fluktuace u všech modelů rostou. Modely SSTkw a RNGke se prakticky shodují s fluktuacemi ve směšovací vrstvě, podobně se shodují i modely RSM a Rke. Model SA fluktuace výrazně podhodnocuje.

Měření střední rychlosti provedená v hlavní oblasti směšování jsou na obr. 5.20. Zde jsou již rozdíly výraznější. Podle poklesu rychlosti hnacího proudu předpovídá nejrychlejší směšování model RNGke, následuje SA, RSM, SSTkw a nakonec Rke. Na fluktuacích rychlosti na obr. 5.20b je vidět, že model SA výrazně podhodnocuje turbulenci. Nejlépe se s měřením shoduje model SSTkw, zatímco ostatní modely (Rke, RNGke a RSM) fluktuální složku rychlosti o něco nadhodnocují.



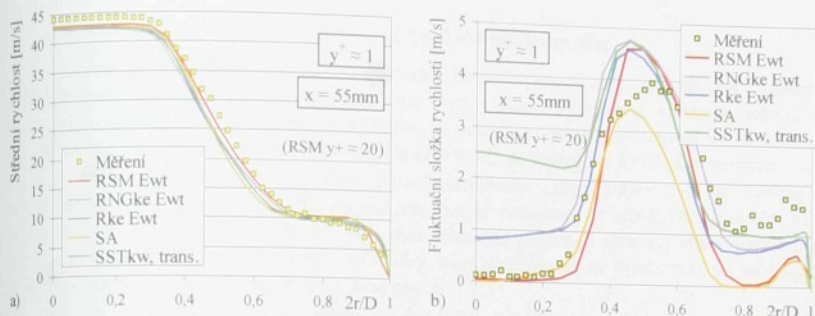
Obr. 5.20: Rychlostní profily ve směšovací komoře pro  $\Gamma = 1$  a  $\mu = 0,3$ ,  $x = 245$  mm, měření a numerický výpočet pro  $y^+ \approx 30$ ; a) – střední složka rychlosti, b) – fluktuční složka rychlosti.

Výsledky výpočtů pro jemnou síť u stěny ( $y^+ \approx 1$ ), tj. výpočet přechodového proudění (trans.) pro SSTkw, Ewt pro k- $\epsilon$  a RSM modely, kdy  $y^+ \approx 20$  pro RSM, jsou na obr. 5.21. Zjemněná síť dosahuje od stěny  $2r/D = 1$  do vzdálenosti  $2r/D = 0,8$ , přičemž oblast, kde je modelování Ewt použito, tj. kde je  $Re_\tau < 200$  dle vztahu (4.32), sahá od stěny do vzdálenosti  $2r/D \approx 0,9$ . Na profilu střední rychlosti na obr. 5.21a je vidět, že všechny modely lépe počítají oblast blízko u stěny než je tomu v případě hrubší sítě. Liší se opět šířka směšovací vrstvy, model Rke ale již nepředpovídá její nejmenší hodnotu. Oproti hrubší síti modely předpovídají větší fluktuace rychlosti ve směšovací vrstvě, lépe se shodují s měřeními i mezi sebou navzájem, viz obr. 5.21b. Oba modely k- $\epsilon$  opět nadhodnocují fluktuace v hnacím proudu. Zřetelně mylně počítá fluktuace v hnacím proudu model SSTkw se zapnutým výpočtem přechodového proudění.

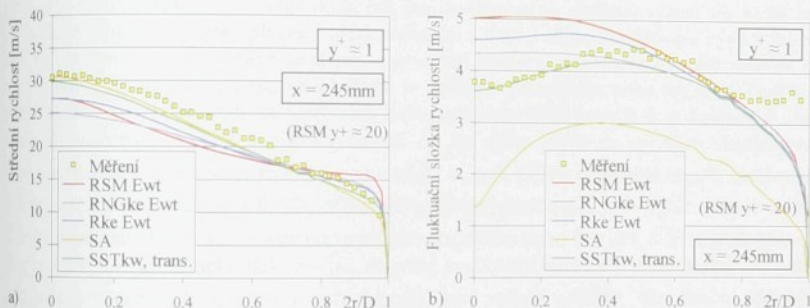
Z rychlostních profilů na obr. 5.22a vyplývá, že model Rke již nepředpovídá nejpomalejší směšování. Nejrychlejší směšování opět dává model RNGke, následuje RSM, Rke a nakonec modely SSTkw a SA, které se nejvíce shodují s měřeními. Na fluktuacích rychlosti na obr. 5.22b je vidět, že nejlépe se s měřením opět shoduje model SSTkw, zatímco



ostatní modely (Rke, RNGke a RSM) turbulenci o něco nadhodnocují a SA výrazně podhodnocuje.



Obr. 5.21: Rychlostní profily ve směšovací komoře pro  $\Gamma = 1$  a  $\mu = 0,3$ ,  $x = 55$  mm, měření a numerický výpočet pro  $y^+ \approx 1$ ; a – střední složka rychlosti, b – flukuační složka rychlosti.



Obr. 5.22: Rychlostní profily ve směšovací komoře pro  $\Gamma = 1$  a  $\mu = 0,3$ ,  $x = 245$  mm, měření a numerický výpočet pro  $y^+ \approx 1$ ; a – střední složka rychlosti, b – flukuační složka rychlosti.

Z uvedených výsledků vyplývá jednoznačný závěr, že žádný z dostupných turbulentních modelů nepopisuje beze zbytku správně směšování ve válcové směšovací komoře a následné proudění v difuzoru. Pro nízké poměry rychlostí ( $\omega < 0,15$ ) a ejekční součinitele ( $\Gamma < 0,5$ ) se jednotlivé modely příliš neliší od měření, což je vidět nejen na naměřených křivkách účinnosti a charakteristikách, viz obr. 5.16 a 5.17, ale i na rozložení statického tlaku na stěně směšovací komory, viz obr. 5.18. Při vyšších poměrech rychlostí a ejekčních součinitelích se již výsledky odlišují. Nejhorších výsledků v porovnání s experimenty dosáhly modely SA a RNG k- $\epsilon$ . Model SA příliš nadhodnocuje dosažené účinnosti a nedostatečně popisuje turbulenci ve směšovací komoře. Model RNG k- $\epsilon$  zase předpovídá nereálné rychlé směšování. Výsledky ostatních modelů (Rke, SSTkw a RSM) jsou na podobné úrovni. V některých případech jsou pro stěnové modelování Ewt získány lepší výsledky, ale obecně dochází k většímu nadhodnocení výsledných účinností. Nejlépe se s měřeními shoduje model RSM se stěnovými funkcemi. Protože ne všechny informace uvedené v této kapitole byly známy před optimalizací prezentovanou v další kapitole, byl k těmto pracím zvolen model turbulence Realisable k- $\epsilon$  se stěnovým modelováním. Důvody použití tohoto modelu jsou následující: Velmi dobrá konvergence i při použití stěnového

modelování Ewt (na rozdíl od RSM a SSTkw), nezávislost výsledků na hodnotě  $y^+$  a doporučení vycházející z rešerše literatury, např. [40], [47] nebo [48].

### 5.4 Analýza proudění ve válcové směšovací komoře

Analýzu proudění ve válcové směšovací komoře provedeme na základě rozboru výsledků numerických metod se zřetelem na rozdíly mezi výpočty a vlastním měřením. Numerické výpočty mají bezesporu tu výhodu, že umožňují detailnější náhled na zkoumané děje. V našem případě, kdy je proudění stacionární navíc poskytují za kratší čas mnohem více dat. Pro analýzu proudění byl zvolen model turbulence „Realizable“  $k-\varepsilon$  se stěnovým modelováním a to z těchto důvodů: Zajímá nás pouze proudění ve směšovací komoře, kde rozdíly v tlaku nejsou oproti měření tak velké, získáme přesnější data na stěně směšovací komory a bude jednodušší porovnat výsledky s optimalizovaným ejektorem v následující kapitole. Zkoumány budou režimy s tryskou pro  $\mu = 0,3$ .

Na obr. 5.23 jsou vyneseny výsledky pro režim ejektoru  $\mu = 0,3$ , ejekční součinitel  $\Gamma = 0$  a poměr rychlostí  $\omega = 0$ . Jedná se tedy o režim ejektoru s nulovým hnaným tokem  $\dot{m}_2 = 0$  při velmi vysokém protitlaku. Jak je vidět na konturách axiální rychlosti  $c_x$ , vzniká při tomto režimu v ejektoru zpětné proudění, jehož oblast je na obrázku vyznačena šedě. Jak již bylo několikrát zmíněno, přechod mezi počáteční a hlavní oblastí směšování bývá v místě, kde se smyková vrstva střetává se stěnou směšovací komory, respektive s mezní vrstvou na ní. Na obr. 5.23 se ale ukazuje, že u režimů se zpětným prouděním tomu tak není. Podobně nezřetelné je místo přechodu na konturách turbulentní kinetické energie  $k$  a disipace  $\varepsilon$ . Jak bude ukázáno na konturách radiální rychlosti  $c_r$ , lze místo přechodu nejspíše identifikovat jako místo, kde se mění směr radiální rychlosti, tj.  $c_r = 0$ . Délka počáteční oblasti směšování u tohoto režimu vychází  $l_0 = 0,9D$ , délka hlavní oblasti směšování  $l_m = 4,5D$ . Konec hlavní oblasti je přitom uvažován v místě maximálního statického tlaku. Na obr. 5.23 nahoře jsou do diagramu vyneseny statický tlak  $p - p_{02}$  na stěně směšovací komory a klidový tlak  $p_0 - p_{02}$  s kinetickou energií  $k$ , které jsou vyhodnoceny jako vážené průměry přes hmotnostní tok. V případě tohoto režimu je nicméně průběh klidového tlaku zatížen chybou v oblasti zpětného proudění. V ostatních režimech je průběh poklesu klidového tlaku mnohem více monotonní. Všimněme si, že existence zpětného proudění nijak neovlivňuje průběh statického tlaku. Za maximem statického tlaku, tj. po ukončení směšování je možné vidět, že statický a klidový tlak klesají stejně rychle, což je dáno tím, že se již nemění rychlostní profil. Maxima kinetické energie je dosaženo přibližně ve 2/5 délky hlavní oblasti směšování.

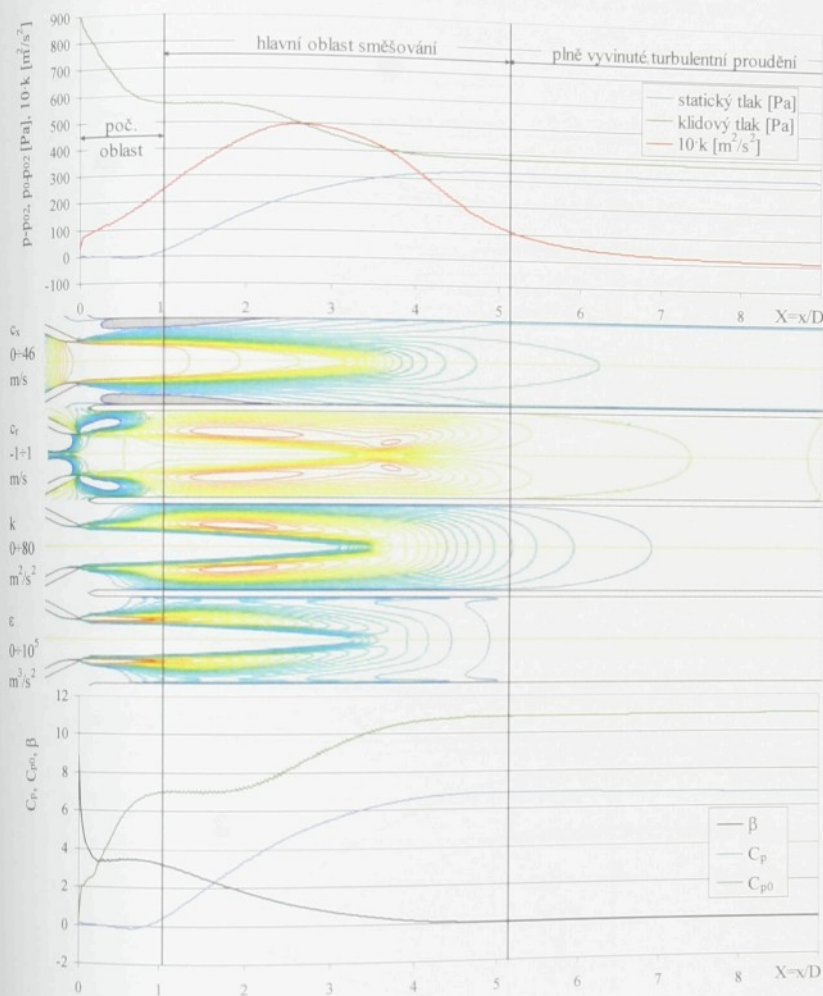
Na obr. 5.23 dole jsou do diagramu vyneseny průběhy hybnostního součinitele  $\beta$ , tlakového součinitele  $C_p$  a součinitele klidového tlaku  $C_{p0}$  definovaného vztahem

$$C_{p0} = -\frac{p_0 - (p_0)_{12}}{\frac{1}{2}\rho c_3^2}, \quad (5.5)$$

kde  $(p_0)_{12}$  je klidový tlak na vstupu do směšovací komory a  $\frac{1}{2}\rho c_3^2$  je dynamický tlak výsledného proudu. U tohoto režimu je na konci směšování dosaženo hodnoty  $C_{p0} = 10,9$ .

Na obr. 5.24 jsou vyneseny výsledky pro režim trysky  $\mu = 0,3$ , ejekční součinitel  $\Gamma = 0,5$  a poměr rychlostí  $\omega = 0,15$ . U tohoto režimu se již zpětné proudění nevyskytuje a místo přechodu lze dobře vyhodnotit. Nejpresněji opět na konturách radiální rychlosti v místě, kde  $c_r = 0$ , ale rovněž na konturách  $k$  a  $\varepsilon$ , ze kterých je jasně patrné, že místo přechodu je v místě střetu smykové vrstvy se stěnou směšovací komory. Na konturách axiální

rychlosti  $c_x$  si všimněme, že v místě přechodu dochází k zesílení mezni vrstvy. Délka počáteční oblasti je  $l_0 = 1,6D$ , hlavní oblasti pak  $l_m = 4,8D$ .

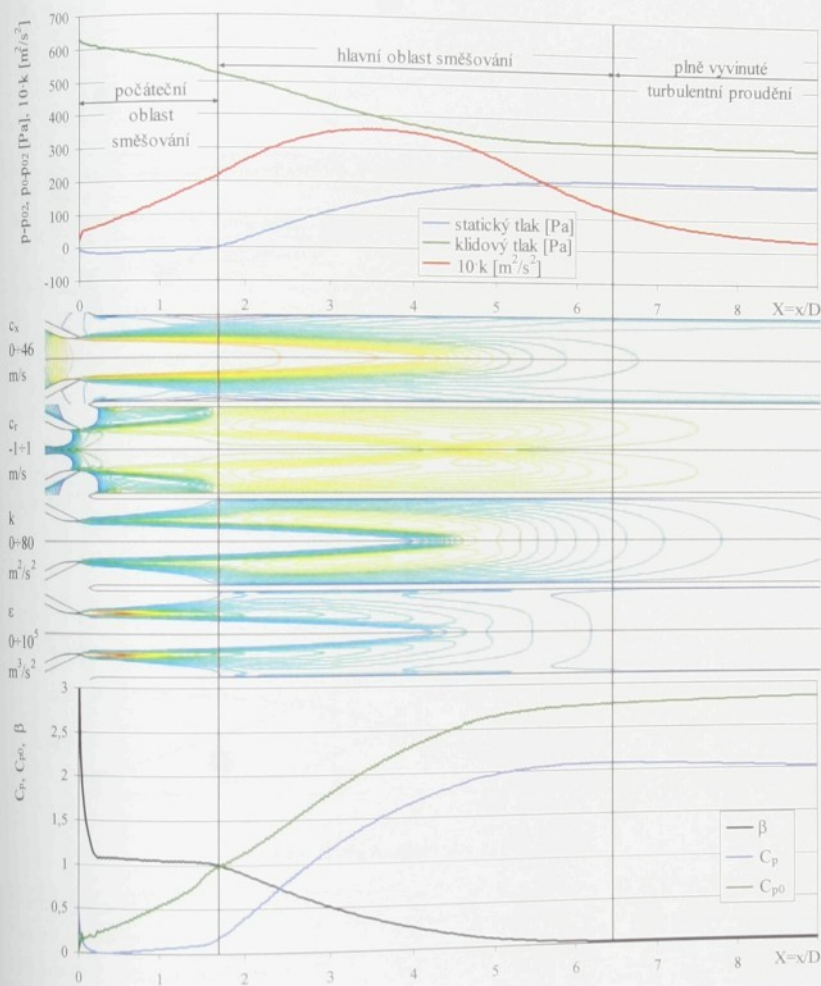


Obr. 5.23: Výsledky pro režim  $\Gamma = 0,0$ ,  $\omega = 0,0$ .

Jak bude ukázáno na dalších režimech, je délka počáteční oblasti směšování mnohem více závislá na poměru rychlostí  $\omega$  než oblast hlavní. Maximální turbulentní kinetická energie je opět přibližně ve 2/5 délky hlavní oblasti směšování. Pokles klidového tlaku je mnohem vyrovnanější než v předchozím případě, nepatrně větší ztráty jsou v hlavní oblasti směšování. Výsledný pokles klidového tlaku na konci směšování je  $C_{p0} = 2,75$ .

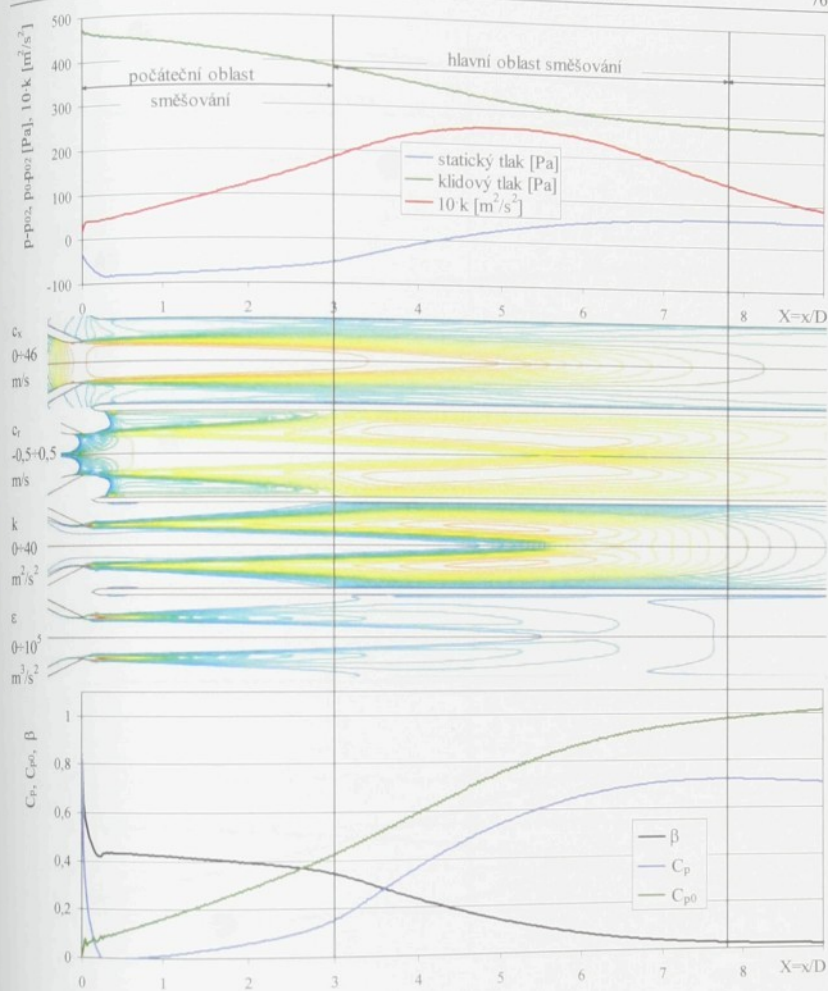


Podobné poznámky můžeme udělat u dalšího režimu na obr. 5.25 pro trysku  $\mu = 0,3$ , ejekční součinitel  $\Gamma = 1$  a poměr rychlostí  $\omega = 0,3$ , opět bez zpětného proudění. Směšování je v tomto případě již celkem pomalé, délka počáteční oblasti směšování narostla na  $l_0 = 2,8D$ , hlavní oblast pak na  $l_m = 5D$ . Pokles klidového tlaku je jen  $C_{p0} = 0,98$ .



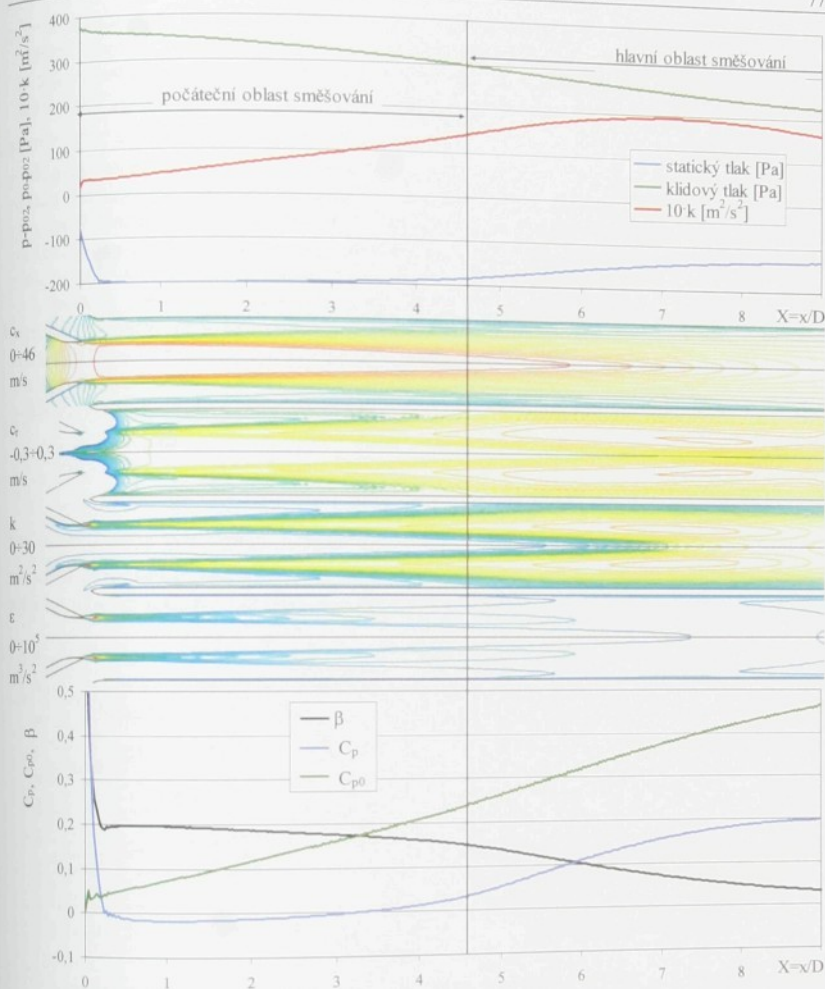
Obr. 5.24: Výsledky pro režim  $\Gamma = 0,5$ ,  $\omega = 0,15$ .

Poslední režim pro trysku  $\mu = 0,3$ , ejekční součinitel  $\Gamma = 1,5$  a poměr rychlostí  $\omega = 0,45$  je na obr. 5.26. Délka směšovací komory je v tomto případě již nedostatečná, délka počáteční oblasti směšování narostla na  $l_0 = 4,2D$  a konec směšování nastává až za směšovací komorou. Hodnoty získané pro jednotlivé režimy jsou vyneseny do tab. 5.2.

Obr. 5.25: Výsledky pro režim  $\Gamma = 1$ ,  $\omega = 0,3$ .

|                                           |      |      |      |            |
|-------------------------------------------|------|------|------|------------|
| Ejekční součinitel $\Gamma$               | 0    | 0,5  | 1    | 1,5        |
| Poměr rychlostí $\omega$                  | 0    | 0,15 | 0,3  | 0,45       |
| Délka počáteční oblasti směšování $l_0/D$ | 0,9  | 1,65 | 3    | 4,625      |
| Délka hlavní oblasti směšování $l_h/D$    | 4,5  | 4,8  | 5    | -          |
| Nárůst statického tlaku $C_p$             | 6,8  | 2,1  | 0,7  | $\geq 0,2$ |
| Pokles klidového tlaku $C_{p0}$           | 10,9 | 2,75 | 0,98 | $\geq 0,5$ |

Tab. 5.2: Vyhodnocení numerických výsledků pro jednotlivé režimy.

Obr. 5.26: Výsledky pro režim  $\Gamma = 1.5$ ,  $\omega = 0.45$ .

Pojďme se nyní podrobněji podívat na jednotlivé oblasti směšování obecně. Počáteční oblast směšování začíná za odtokovou hranou hnací trysky. Je to oblast, ve které existuje nezasažený hnaný proud a její konec je tak definován místem, ve kterém nezasažený hnaný proud mizí, tj. střetávají se dvě smykové vrstvy, které hnaný proud ohraničují: Volná smyková vrstva (směšovací vrstva) mezi hnaným a hnacím proudem z jedné strany a mezní vrstva na stěně směšovací komory z druhé strany. Pro počáteční oblast směšování je typický velmi malý nárůst statického tlaku. V některých případech, pro malý poměr průřezů  $\mu$  a velký poměr rychlostí  $\omega$ , může statický tlak v počáteční oblasti vlivem třecích ztrát dokonce klesat. Pro jednoduchost lze někdy uvažovat i volný zatopený (hnací) proud. Malá změna statického tlaku je samozřejmě způsobena malou změnou hybnosti. Lze velice

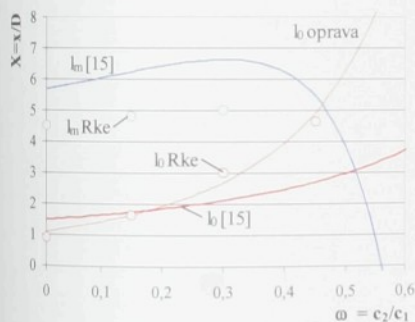


jednoduše ukázat, že pokles hybnosti při změně rychlostního profilu mezi stavem na začátku směšovací komory a na konci počáteční oblasti směšování je velice malý. Ukazuje se však, že růst tlaku v počáteční oblasti směšování působí na děje ve směšovací komoře spíše negativně. Nárůst tlaku způsobuje totiž zpomalení hnaného proudu (viz kontury  $c_r$ ) a růst tloušťky mezní vrstvy, což hnaný proud tlačí ke směšovací vrstvě (viz kontury  $c_r$ ). Cílem směšování je ale pravý opak, tj. urychlování hnaného proudu a přenos hmoty ve směru do hnaného proudu. Z uvedeného vyplývá hlavní nevýhoda rovinové směšovací komory a důvod, proč nemůže být dostatečně účinná: Na jejím začátku je hnaný proud zpomalován a tekutina je přemísťována směrem k hnacímu proudu a teprve v hlavní oblasti směšování začne být hnaný proud urychlován a energie se začne přemísťovat do hnaného proudu.

Přestože v počáteční oblasti dochází jen k malé změně hybnosti, klidový tlak klesá téměř stejně intenzivně jako v oblasti hlavní. Turbulentní kinetická energie narůstá od začátku směšování komory tak, jak se rozšiřuje směšovací vrstva. Délka počáteční oblasti směšování je evidentně velice silně závislá na poměru rychlostí. Podle teorie [15] je tato závislost vyjádřena vztahy (2.53) a (2.56), které můžeme převést do tvaru

$$l_0 = \frac{C_0}{1-z} \left( \frac{1}{1-\omega} \right)^{n_0} \left( 1 - \sqrt{\frac{\mu}{1+\mu}} \right)^{5/3}, \quad (5.6)$$

kde autoři Tyler a Williamson udávají  $n_0 = 1$  a  $C_0 = 4,2$ . Výsledky numerických výpočtů s modelem „Realizable“ k- $\epsilon$ , které jsou shrnuty v tab. 5.2, a výsledky měření nicméně ukazují spíše na  $n_0 = 2,5$  a  $C_0 = 3,123$ , jak je vidět na průběhu opravy na obr. 5.27.



Obr. 5.27: Délka počáteční oblasti směšování  $l_0$  a hlavní oblasti směšování  $l_m$  dle teorie Tylera a Williamsona [15] a výpočtem s modelem turbulence Rke.

Jakmile se setkají okraje mezní vrstvy na stěně směšovací komory a směšovací vrstva, začne hybnost klesat rychleji a rychleji roste i statický tlak. V tomto místě tak dojde k největšímu zpomalení tekutiny v mezní vrstvě, která ještě není urychlována rychlejší tekutinou ze směšovací vrstvy. Při režimech s malým poměrem rychlostí, kdy je hnaný proud pomalý a zároveň dochází k intenzivnějšímu růstu statického tlaku, pak v tomto místě vzniká odtržení.

Přechod mezi počáteční a hlavní oblastí je velice ostrý. Od tohoto místa dále rychle klesá hybnostní součinitel a je to místo největšího gradientu statického tlaku. V hlavní oblasti již neexistuje nezasažená oblast hnaného proudu, a pokud již zaniklo jádro hnacího proudu, zabírá směšovací vrstva celý průřez směšovací komory. Narůstá turbulentní kinetická energie a svého maxima dosahuje přibližně ve 2/5 délky hlavní oblasti směšování. Je zřejmé, že délka hlavní oblasti směšování  $l_m$  je jen málo závislá na poměru rychlostí, hlavní roli hraje pouze

poměr průřezů  $\mu$ . Podle teorie [15] je tato závislost vyjádřena vztahy (2.49), (2.52) a (2.57), výsledek výpočtu délky hlavní oblasti směšování pak najdeme na obr. 5.27.

Konec hlavní oblasti směšování pokládá mnoho výzkumníků do místa s maximálním statickým tlakem. Podívejme se tedy na tento průřez podrobněji. Podle Tylera a Williamse je konec směšování v místě, kde hybnostní součinitel poklesne na hodnotu obvyklou pro plně vyvinuté turbulentní proudění, přesná hodnota ale není striktní a velikost  $\beta_1$  je pro každé  $Re$  jiná. Z rozborů numerických výpočtů ale vyplývá, že maximální statický tlak odpovídá přibližně místu, kde turbulentní kinetická energie má na průřezu svoji maximální hodnotu v ose ejektoru, zatímco před ukončením směšování je maximální hodnota vázána ke směšovací vrstvě. Za maximem statického tlaku se rovněž sníží disipace  $\varepsilon$  a klidový tlak již neklesá tak intenzivně.

Jak je patrné z obr. 5.27 je předpověď délky hlavní oblasti směšování podle [15] nepřesná a pro hodnoty  $\omega > 0,3$  začíná teoretická hodnota  $l_m$  dokonce klesat. Výsledky tak neodpovídají ani vypočítaným hodnotám při použití modelu turbulence „Realizable“ k- $\varepsilon$ , ani naměřeným a to hlavně pro vyšší hodnoty poměru rychlostí  $\omega$ . Je zde samozřejmě otázka, jakou roli hrají vstupní podmínky turbulence, Reynoldsovo číslo a další. Je ale zřejmé, že metoda [15] založená na korelaci empirických dat nemusí platit obecně pro jiná provedení ejektorů, než jaké použili autoři Tyler a Williamson. Určení správných součinitelů pro náš případ by si vyžádalo podobně rozsáhlé experimenty, jaké provedli zmínění autoři, a rovněž by nevznikla univerzálnější metoda.

## 6. Optimalizace tvaru směšovací komory a difuzoru

Tato kapitola se zabývá metodou optimalizace tvaru směšovací komory a difuzoru osově symetrického podzvukového ejektoru. Tato metoda byla vyvinuta s použitím programu Fluent, který poskytuje možnosti dynamické sítě, tj. možnosti měnit, deformovat během výpočtu výpočtovou oblast, a dále umožňuje implementovat takzvané UDF (User Defined Functions), tedy uživatelsky definované funkce naprogramované v jazyce C++. V této kapitole budou diskutovány problémy, které se při využití této metody vyskytují, bude proveden rozbor výsledků, vyhodnoceno ověřovací měření a uveden příklad dalšího použití této metody. Cílem práce prezentované v této kapitole bylo sestavit program a vyvinout metody, které povedou k navýšení účinnosti ejektoru. Protože úlohy byly zpočátku řešeny pouze jako dvourozměrné, osově symetrické, nebylo možné měnit tvar odtokové hrany hnací trysky či jinak turbulizovat proud. Vyšší účinnosti je tak dosaženo aerodynamickým tvarováním všech částí ejektoru. Výsledkem optimalizace je rovněž nalezení optimálního poměru průřezů vstupních trysek  $\mu = A_1/A_2$ , což je hlavní konstrukční parametr ejektoru.

### 6.1 Dynamická síť

Výhoda využití dynamické sítě pro optimalizaci spočívá mimo jiné v úspoře výpočetního času. Pokud zůstává zachována topologie tvaru, není třeba inicializovat každou variantu řešení zvlášť, při změně sítě dochází jen k přepočítání stávajícího řešení. Jinak řečeno, nová síť je velice dobře inicializována daty z předchozího výpočtu. Úspora iterací v počáteční fázi optimalizace při velkých tvarových změnách je alespoň 50%, ve finální fázi optimalizace při malých změnách geometrie může být i více jak 90%. To je pro optimalizaci velice důležité, neboť pro přesné vyhodnocení cílové funkce dané varianty je nutné zcela zkonvergované řešení a ustálených hodnot residuí. Jednotlivé výpočetní sítě si jsou navzájem podobné, což může být i nevýhodou – při větších deformacích se síť stává nekvalitní a v extrému může dojít i k jejímu kolapsu. Neméně problematická je i změna velikosti buněk přilehlých ke stěně a odpovídající změna hodnoty  $y^+$ . Problémy vznikají rovněž při deformaci vstupních a výstupních okrajových podmínek.

Dynamická síť v programu Fluent se používá v případě, že dochází ke změně tvaru výpočetní oblasti vlivem pohybu okrajových podmínek, v našem případě stěn. Integrální tvar bilanční rovnice pro obecnou skalární veličinu  $\phi$  v obecném kontrolním objemu  $V$  je

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho \phi dV + \int_A \rho \phi (\vec{u} - \vec{u}_g) \cdot d\vec{A} = \int_V \Gamma \nabla \phi \cdot d\vec{A} + \int_V S_\phi dV, \quad (6.1)$$

kde  $\rho$  je hustota,  $\vec{u}$  je rychlostní vektor tekutiny,  $\vec{u}_g$  je vektor rychlosti pohyblivé sítě,  $\Gamma$  je koeficient difúze a  $S_\phi$  je zdroj veličiny  $\phi$ , přičemž  $A$  je hranice kontrolního objemu  $V$ . Časová derivace v rovnici (6.1) může být napsána při zpětné („backward“) formulaci prvního řádu jako

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho \phi dV = \frac{(\rho \phi V)^{n+1} - (\rho \phi V)^n}{\Delta t}, \quad (6.2)$$

kde  $n$  a  $n+1$  značí současný a následující časový krok. Velikost kontrolního objemu  $V^{n+1}$  se počítá ze vztahu



$$V^{n+1} = V^n + \frac{dV}{dt} \Delta t, \quad (6.3)$$

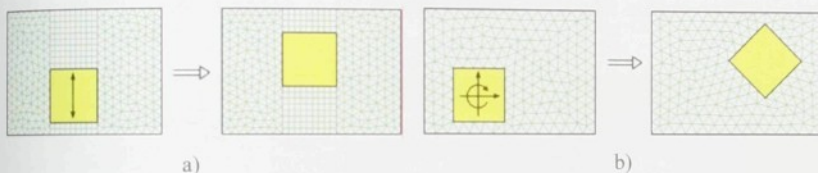
kde  $dV/dt$  je objemová časová derivace kontrolního objemu. Aby byla splněna podmínka bilančních zákonů, je objemová časová derivace kontrolního objemu spočítána z

$$\frac{dV}{dt} = \int_{\partial V} \vec{u}_g \cdot d\vec{A} = \sum_j^{n_f} \vec{u}_{g,j} \cdot \vec{A}_j, \quad (6.4)$$

kde  $n_f$  je počet ploch na kontrolním objemu a  $\vec{A}_j$  je vektor  $j$ -té plochy. Skalární součin  $\vec{u}_{g,j} \cdot \vec{A}_j$  na každé ploše kontrolního objemu je spočítán pomocí vztahu

$$\vec{u}_{g,j} \cdot \vec{A}_j = \frac{\Delta V_j}{\Delta t}, \quad (6.5)$$

kde  $\Delta V_j$  je změna objemu vlivem posunu plochy  $j$  během časového kroku  $\Delta t$ .



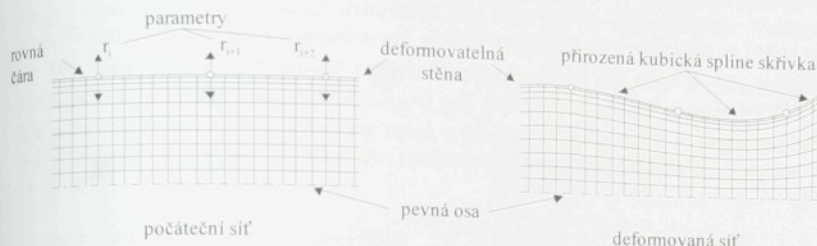
Obr. 6.1: Metody dynamické sítě; a) – „layering“, b) – „remeshing“.

K výpočtu byl použit program Fluent 6.1 až 6.3, který nabízí několik metod dynamické sítě: „layering“, „remeshing“ a „user defined deforming“. Funkce prvních dvou je dobře patrná z obr. 6.1. Metoda „layering“ je použitelná při deformaci sítě jen v jednom směru při posunu okrajové podmínky jakou je stěna, kdy jsou ve výpočtové oblasti přidávány nebo odebírány celé vrstvy výpočtových buněk. Pracuje na rozdíl od metody „remeshing“ se čtvercovými výpočtovými buňkami ve 2D respektive se šestistěny a pětistěny ve 3D, je použitelná i na rovinách symetrie a v úzkých mezerách a během výpočtu nesnižuje kvalitu sítě, autor použil tuto metodu např. v pracích [A14] a [A15]. Metoda „remeshing“ je sítě, autor použil tuto metodu např. v pracích [A14] a [A15]. Metoda „remeshing“ je univerzálnější, nicméně její omezení na trojúhelníkové výpočtové buňky ve 2D respektive čtyřstěny ve 3D, špatná aplikace v úzkých mezerách a na stěnách a nemožnost použít roviny symetrie často neumožňuje získat kvalitní výsledky. Princip metody spočívá v adaptivní změně sítě, přidáváním a odebíráním jednotlivých buněk, umožňuje libovolný pohyb např. obtékaného tělesa ve výpočtové doméně. Poslední použitelnou metodou dynamické sítě je „user defined deforming“, kdy počet a struktura výpočtových buněk zůstává během výpočtu stejná a veškerý pohyb jednotlivých výpočtových bodů je plně řízen uživatelskými funkcemi UDF.

## 6.2 Úvodní studie optimalizace ejektoru

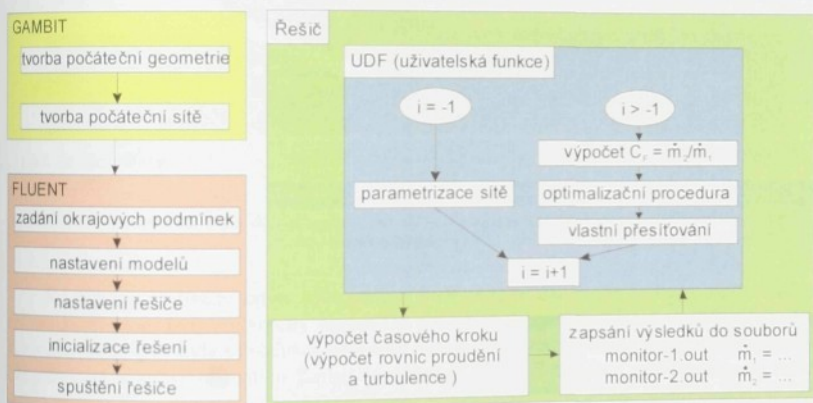
Postup změny sítě použitý autorem v úvodní studii [A16] využitelnosti dynamické sítě pro optimalizaci ejektoru je schématicky znázorněn na obr. 6.2. Výpočetní síť byla deformována pouze ve vertikálním respektive radiálním směru. V závislosti na změně geometrie stěny směšovací komory bylo s jednotlivými uzly pohybováno ve směru kolmém

na osu ejektoru, přičemž byla zachována poměrná velikost jednotlivých buněk, např. v mezní vrstvě.



Obr. 6.2: Metoda deformace dynamické sítě s posunem výpočtových bodů pouze ve vertikálním (radiálním) směru [A16].

Celá optimalizační procedura a změna geometrie byla řízena pomocí UDF funkcí. Výpočet probíhal nestacionárně s časovým krokem 10s, čímž je dosaženo malé rychlosti změny objemu  $dV/dt$  v rovnici (6.3). Postup výpočtu a základní schéma optimalizační procedury je na obr. 6.3.

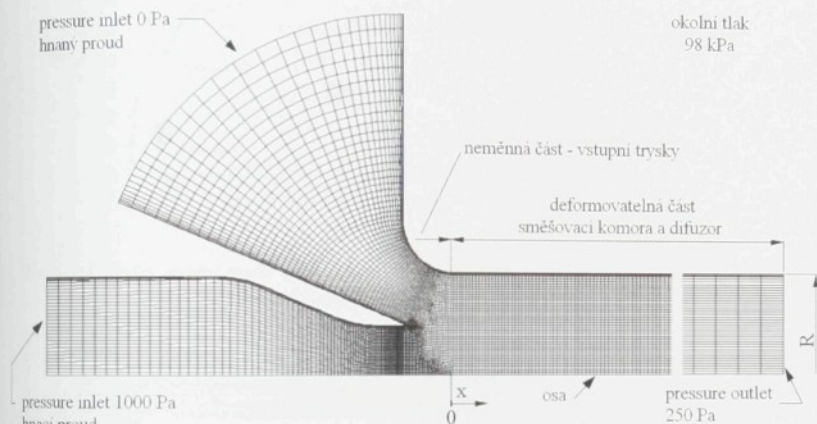


Obr. 6.3: Schéma postupu vytváření geometrie v programu Gambit, inicializace a průběhu numerického výpočtu v programu Fluent, schéma optimalizace a změny sítě.

Před prvním časovým krokem ( $i = -1$ ) je nutné vždy parametrizovat výpočetní síť a vypočítat počáteční hodnotu cílové funkce  $C_F$ . Parametrizaci výpočetní sítě probíhá následovně: Načtou se všechny uzly („nodes“) v té části („thread“) výpočtové oblasti („domain“), která bude přesíťována. Projdou se jednotlivé uzly a do paměti se запиše pole, ve kterém se jednotlivým bodům  $p$  přiřadí kontrolní parametry. V případě práce [A16] je nejdůležitějším parametrem koeficient poměrného posunu  $\psi$  definovaný vztahem

$$\psi = \frac{r - r_0}{R - r_0}, \quad (6.6)$$

kde  $r$  je radiální souřadnice daného uzlu,  $r_0$  souřadnice pevné okrajové podmínky, na které končí dynamická část sítě, což je v tomto případě osa symetrie a  $R$  je souřadnice pohyblivé okrajové podmínky, na které končí dynamická část sítě, což je stěna ejektoru. Velikost posunutí daného uzlu  $p$  výpočetní sítě je pak závislé na příslušném koeficientu  $\psi$ . Uzly na pevné ose, respektive uzly sousedící s pevnou částí výpočtové sítě mají  $\psi = 0$ , uzly na deformované stěně včetně bodů řídících mají  $\psi = 1$ . Z důvodu inicializace výpočetní sítě je vhodné počáteční tvar ejektoru vytvářený ručně v programu Gambit volit co nejjednodušší, v tomto případě se jednalo o válcovou směšovací komoru bez difuzoru o poloměru  $R = 20$  mm.



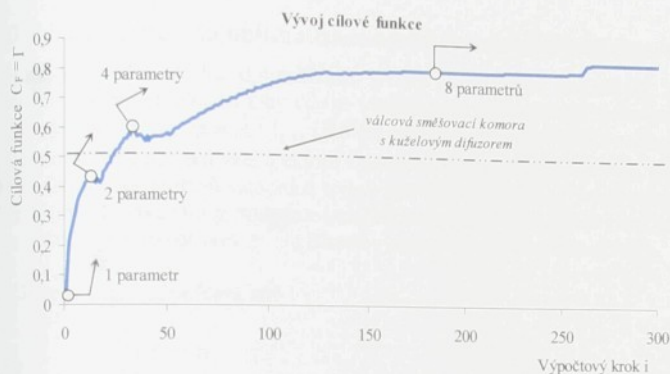
Obr. 6.4. Výpočetní síť v počátečním stavu a zadání okrajových podmínek použité v úvodní studii optimalizace [A16].

Po výpočtu časového kroku byla pomocí UDF funkce stanovena hodnota cílové funkce a v závislosti na ní byly vytvořeny parametry pro změnu geometrie. Před výpočtem dalšího časového kroku pak byla výpočtová síť přesítována. Tvar směšovací komory a difuzoru byl dán přirozenou kubickou spline funkcí proloženou řídícími body na stěně ejektoru. Počet těchto bodů a tím i parametrů se během výpočtu zvyšoval, vždy po dosažení optima cílové funkce se počet parametrů zdvojnásobil. Proměnnými parametry tak byly radiální souřadnice  $r$  zvolených řídících bodů na stěně ejektoru. Při prvním časovém kroku práce [A16] se vypočítala počáteční hodnota cílové funkce  $C_{F0}$  pro ejektor s válcovou směšovací komorou bez difuzoru, tj. beze změny sítě. V dalším výpočtu byl optimalizován jeden parametr, kterým byla hodnota radiální souřadnice bodu na výstupu, tj. byl optimalizován výstupní průměr ejektoru. Po dosažení optima byl počet bodů zdvojnásoben a optimalizován byl tvar ejektoru daný dvěma parametry.

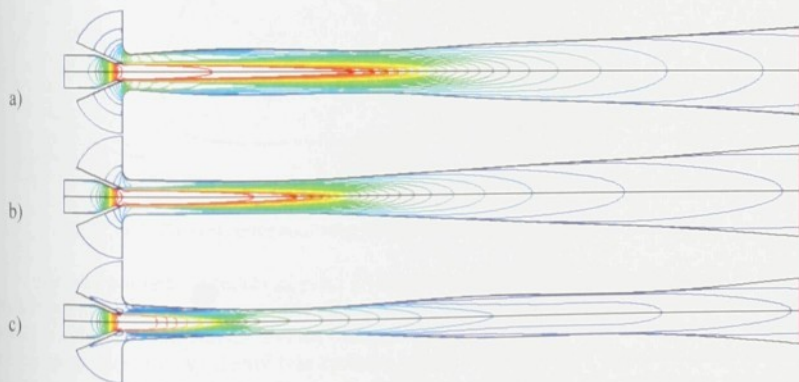
Výpočetní síť, rozdělení výpočetní oblasti na neměnnou a optimalizovanou část a nastavení okrajových podmínek je patrné z obr. 6.4. Výsledky práce [A16] provedené s modelem turbulence „Realizable“ k- $\epsilon$  jsou uvedeny na obr. 6.5 a 6.6. Na obr. 6.5 je vynesena průběh zvyšování cílové funkce, v tomto případě ejekčního součinitele pro poměrný protitlak  $\Pi = 0,25$  definovaný vztahem (5.1).



Na obrázku je mimo jiné vidět, že již dva optimalizační parametry stačí na to, aby bylo dosaženo vyšší účinnosti než má klasický ejektor s válcovou směšovací komorou [A12]. Podstatného zvýšení účinnosti bylo dosaženo při 4 parametrech, ale ještě navýšení na 8 parametrů znamenalo nezanedbatelné zvýšení hodnoty cílové funkce především díky dokonalějšímu vytvarování difuzoru.



Obr. 6.5. Výsledky úvodní studie optimalizace ejektoru [A16] - vývoj hodnoty cílové funkce během optimalizace a porovnání s klasickým ejektorem s válcovou směšovací komorou [A12].



Obr. 6.6. Výsledky úvodní studie optimalizace ejektoru [A16] - kontury rychlostí ve výsledných tvarech ejektoru pro různé hodnoty poměrného protitlaku: a)  $\Pi = 0,1$  - vstupní poměr průřezů  $\mu = A_1/A_2$  je příliš malý, b)  $\Pi = 0,25$  -  $\mu$  je přibližně optimální, c)  $\Pi = 0,5$  -  $\mu$  je příliš velký.

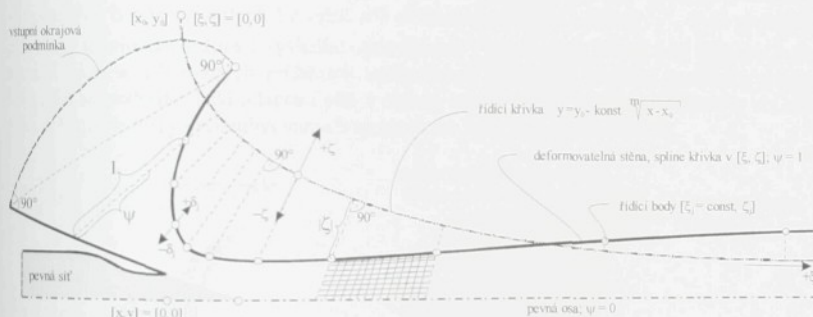
Na Obr. 6.6 jsou vyneseny kontury rychlostí v ejektorech optimalizovaných pro tři hodnoty poměrného protitlaku 0,1, 0,25 a 0,5. Je zřejmé, že pro  $\Pi = 0,25$  se směšovací komora nepatrně zužuje a poté se pozvolna rozšiřuje a přechází v difuzor. Nelze od sebe odlišit směšovací komoru a difuzor. Pro  $\Pi = 0,5$  na obr. 6.6c se směšovací komora chová podobně, ale počáteční zúžení směšovací komory je mnohem výraznější. Pro  $\Pi = 0,1$  se směšovací komora na obr. 6.6a nejprve rozšiřuje, poté zužuje, aby se znovu rozšířila a nakonec přešla v difuzor. Důvodem tohoto komplikovaného tvaru je konstantní tvar vstupní

části ejektoru, která definuje vstupní poměr průřezů  $\mu = A_1/A_2 = 0,3$ . Tento poměr je pro vysoké ( $\Pi = 0,5$ ) nebo nízké ( $\Pi = 0,1$ ) protitlaky nepříznivý, což se projevuje právě rychlou změnou průřezu směšovací komory za neměnnou vstupní částí. Uveďme ještě, že poměrný protitlak  $\Pi = 0,25$  je ideální právě pro poměr průřezů trysek  $\mu = 0,3$ , jak vychází z optimalizace provedené v kapitole 2, viz [A7].

### 6.3 Výsledná metoda optimalizace osově symetrického ejektoru

Výsledky úvodní studie optimalizace [A16] jednoznačně poukázaly na nutnost optimalizovat ejektor komplexně, tedy včetně vstupní části pro nalezení optimálního poměru vstupních průřezů trysek  $\mu = A_1/A_2$ . Úkolem další práce tak bylo vyvinout metodu umožňující komplexní optimalizaci ejektoru zahrnující i jeho vstupní část tak, aby mohl být určen optimální poměr průřezů vstupních trysek pro daný protitlak. Z tvaru vstupní části na obr. 6.7 je zřejmé, že takováto metoda musí umožňovat deformaci výpočetní sítě jak ve směru radiální  $r$  tak ve směru osovém  $x$  a to hlavně v oblasti vstupu hnaného proudu.

#### 6.3.1 Deformace výpočtové sítě



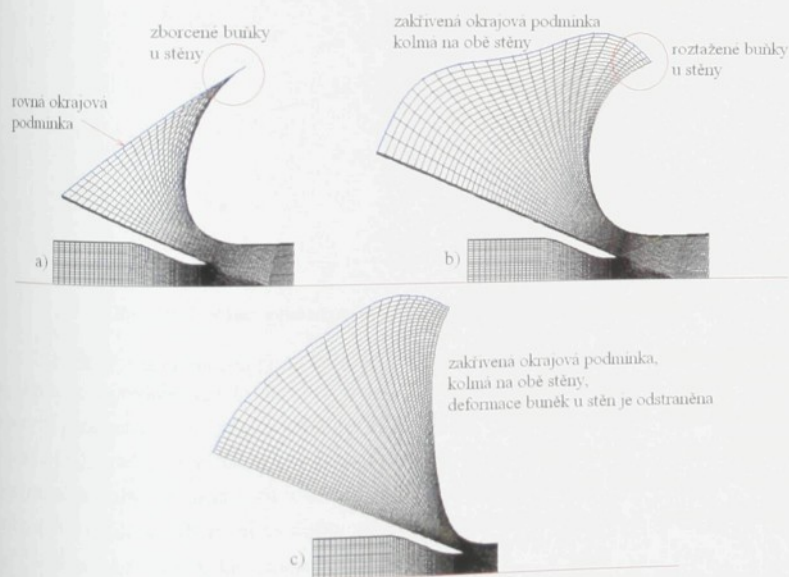
Obr. 6.7: Transformace souřadnic a deformace sítě během optimalizace [A15].

Metoda použitá v předchozí práci [A16] předpokládala deformaci sítě pouze ve směru radiálním, kolmém na osu symetrie, jak je vidět na obr. 6.2. Optimalizační procedura pak slouží k nalezení optimálních hodnot radiálních souřadnic  $r$  zvolených kontrolních bodů na křivce stěny ejektoru. Výsledný tvar ejektoru je pak dán přirozenou kubickou spline křivkou proloženou zmíněnými body. Omezení deformace sítě pouze do radiálního směru ale neumožňuje dosáhnout zcela libovolného (ale rozumného) tvaru vstupní části ejektoru a navíc se dají předpokládat problémy s přílišnou deformací výpočtových buněk v oblasti vstupu. Tento problém se dá vyřešit změnou směru deformace výpočtové sítě ve vstupní části. Tato změna směru ale nesmí být náhlá, aby byla zajištěna dostatečná hladkost výsledného tvaru ejektoru, tj. hladkost křivky až do 2. derivace. Výsledné řešení tohoto problému je na obr. 6.7. Polární souřadný systém  $[x, r]$ , kde souřadnice  $x$  je pro všechny body sítě neměnná a souřadnice  $r$  se během optimalizace mění, je nahrazen souřadným systémem  $[\xi, \zeta]$ . Souřadnice  $\xi$  zde reprezentuje délku řídicí křivky od jejího počátku v místě  $x_0, y_0$ , zatímco souřadnice  $\zeta$  představuje posunutí bodů stěny od řídicí křivky ve směru na ni kolmém. Optimalizační procedura se tak znovu zabývá pouze nalezením optimálních posunutí  $\zeta$

vybraných uzlů na stěně ejektoru. Výsledný tvar ejektoru je pak dán přirozenou kubickou spline křivkou sestrojenou v souřadném systému  $[\xi, \zeta]$  pro vybrané body [A17]. Velikost posunutí jednotlivých uzlů výpočetní sítě je pak opět závislé na relativní vzdálenosti  $\psi$ . Uzly na pevné ose, respektive uzly sousedící s pevnou částí výpočtové sítě mají  $\psi = 0$ , uzly na deformované stěně včetně uzlů řídicích mají  $\psi = 1$ .

Pro potřeby dynamické sítě ve Fluentu byla před prvním časovým krokem opět provedena parametrizace výpočetní sítě a určeny hodnoty souřadnic  $\xi, \psi$  jednotlivých uzlů výpočetní sítě a inicializovány parametry řídicích uzlů  $\xi_j, \zeta_j$  a  $\delta_j = 0$ , což je posunutí řídicího bodu ve směru  $\zeta$  od řídicí křivky v počátečním kroku.

Velkým problémem, který nebylo třeba v úvodní studii [A16] řešit, se ukázalo být deformování vstupní okrajové podmínky pro hnaný proud, neboť v průběhu optimalizace docházelo k přílišnému zkroucení výpočtových buněk, jak je vidět na obr. 6.8a. Rovněž docházelo k následným problémům s konvergencí úlohy. Prvním řešením byla úprava tvaru vstupní okrajové podmínky tak, aby okrajová podmínka byla vždy kolmá na obě stěny. Takto upravená okrajová podmínka na obr. 6.8b částečně odstraňuje daný problém, přesto v obou případech docházelo ke zpětnému proudění, tj. ven ze vstupní okrajové podmínky hnaného proudu. Zmíníme rovněž fakt, že na stěně ejektoru dochází u druhé varianty k roztažení výpočtových buněk přilehlých ke stěně a k přílišnému zvýšení hodnoty  $y^+$ . Tyto problémy pak vedly k nejednoznačnosti výsledků optimalizace v práci autora [A18], kdy výsledné tvary vstupní části se při různých průbězích optimalizace pro stejné hodnoty protitlaku značně lišily. To se podařilo další adaptací sítě v oblasti vstupu hnaného proudu odstranit, viz obr. 6.8c, a konečné tvary optimalizovaných ejektorů tak byly jednoznačné [A19].

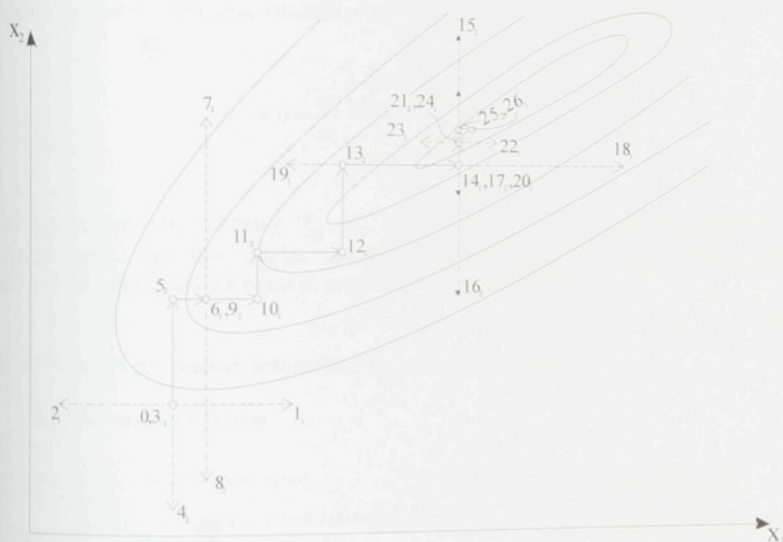


Obr. 6.8: Tvary vstupní okrajové podmínky pro hnaný proud; a) - rovná okrajová podmínka se zkolabovanými buňkami u stěny, b) - zakřivená okrajová podmínka, kolmá na stěny kanálu [A17], c) - finální úprava okrajové podmínky na stěně [A19].



### 6.3.2 Optimalizační metoda

Zvolená optimalizační metoda je schopná nalézt pouze lokální minimum, což zřejmě ale stačí k nalezení ideálního tvaru ejektoru. Použitá metoda je založena na modifikované Gaussově-Saidlově jednorozměrné optimalizaci [72]. V každém optimalizačním kroku je změněn pouze jeden optimalizační parametr, v našem případě se tedy posouvá pouze jeden kontrolní bod a mění se křivka stěny v okolí tohoto bodu. Optimalizační procedura je patrná z ilustrace na obr. 6.9, kdy je provedena optimalizace dvou parametrů  $x_1$  a  $x_2$ . V prvním kroku (1<sub>1</sub>) se mění pouze parametr  $x_1$ . Protože je výsledek horší než v počátečním bodě (0), je vyzkoušen krok (2<sub>1</sub>) opačným směrem. Protože i v tomto případě se jedná o změnu k horšímu, vrací se výpočet krokem (3<sub>1</sub>) do stavu (0), následuje krok (4<sub>2</sub>) se změnou parametru  $x_2$  a následně krok na opačnou stranu (5<sub>2</sub>), kdy je dosaženo vylepšení cílové funkce.



Obr. 6.9: Metoda optimalizace ilustrovaná na dvojrozměrném případě.

V bodě (5<sub>2</sub>) je ukončeno první kolo optimalizace a začíná se znovu od změny parametru  $x_1$ . Protože v předchozích krocích (1<sub>1</sub>) a (2<sub>1</sub>) nebylo dosaženo zlepšení, zmenší velikost posunutí parametru  $x_1$  na novou hodnotu  $\Delta x_1^{n+1} = \alpha \Delta x_1^n$ . Obdobně, protože došlo ke zlepšení v kroku (5<sub>2</sub>), změní se velikost posunutí parametru  $x_2$  na hodnotu  $\Delta x_2^{n+1} = \beta \Delta x_2^n$ . Podobně jsou měněna posunutí parametrů v každém kole optimalizace a to na hodnotu  $\Delta x_i^{n+1} = \alpha \Delta x_i^n$  vždy, když dojde ke zhoršení výsledku při posunu daného parametru  $x_i$  nebo na hodnotu  $\Delta x_i^{n+1} = \beta \Delta x_i^n$ , když dojde ke zlepšení výsledku.

Z obr. 6.9 jsou patrné i výhody a nevýhody této metody. Díky koeficientům, které zmenšují a zvětšují velikost kroku, se metoda rychle adaptuje na strmost funkce, navíc lze rychle dosáhnout změny směru postupu. Jsme tak schopni nalézt skutečné minimum funkce

s libovolnou přesností. Protože se ale minimum hledá pouze ve směrech na sebe kolmých (na rozdíl od např. Rosenbrockovy metody [72]) může být hledání minima funkce zdlouhavé. V konečném důsledku záleží na vhodné volbě koeficientů  $\alpha$  a  $\beta$ . Při výpočtu byly nakonec použity hodnoty  $\alpha = 0,2$  a  $\beta = 1,5$ . Aby se výpočet co nejvíce urychlil, byly přeskakovány parametry s příliš malou hodnotou posunutí, typicky menší než 10% průměrné hodnoty posunutí. Na počátku každé optimalizace došlo nejdříve k výběru vhodného směru a velikosti posunutí. Díky tomu se vždy nejdříve formoval difuzor, poté vstupní hrdlo směšovací komory a teprve když pokleslo posunutí řídicích bodů v těchto oblastech, začaly se rovněž formovat ostatní části ejektoru. Pro dosažení optima bylo zapotřebí jednoho tisíce až dvou tisíců optimalizačních kroků [A19].

### 6.3.3 Cílová funkce

Cílovou funkcí pro optimalizaci ejektoru je jeho celková účinnost  $\eta$ , která je pro stlačitelné proudění definovaná vztahem (6.7), který je totožný se vztahem (2.32)

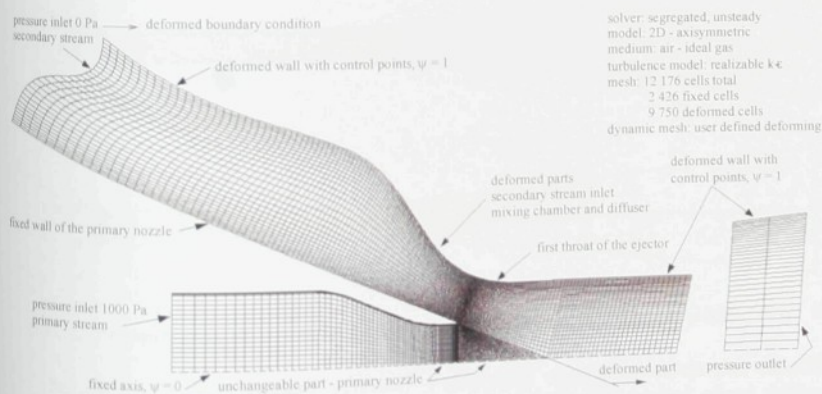
$$C_F = \eta = \frac{\dot{m}_2}{\dot{m}_1} \frac{\left(\frac{p_4}{p_{02}}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1}{1 - \left(\frac{p_4}{p_{01}}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}} \frac{T_{02}}{T_{01}}, \quad (6.7)$$

kde  $p_{01}$ ,  $p_{02}$  jsou celkové tlaky,  $T_{01}$ ,  $T_{02}$  celkové teploty a  $p_4$  je protitlak. Protože celý výpočet probíhá při konstantních okrajových podmínkách, je cílovou funkcí poměr hmotnostních toků hnacího a hnaného proudu, tzv. ejekční součinitel

$$C_F = \Gamma = \dot{m}_2 / \dot{m}_1, \quad (6.8)$$

zatímco voleným parametrem optimalizace je poměrný protitlak  $\Pi$ .

### 6.3.4 Numerický výpočet



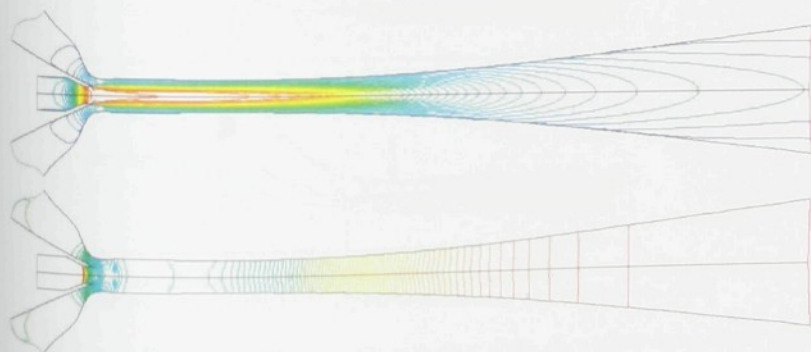
Obr. 6.10: Výpočetní síť v konečném stavu a zadání okrajových podmínek použité ve výsledné optimalizaci [A19].

Z důvodu snadnější konvergence byl použit jednoduchý řešič „*segregated*“ a to i přesto, že proudění bylo uvažováno stlačitelné. Výhodou řešiče „*segregated*“ (v pozdějších verzích Fluentu tzv. „*pressure-based solver*“) je především ustálenější řešení, které umožňuje jemnější porovnání vypočtených variant. Model turbulence byl použit „*Realizable*“ k- $\epsilon$ , který se pro daný případ osvědčil symetrického ejektoru a malé rychlosti zdál jako poměrně vhodný, viz kapitola 5. Dle výsledků numerických výpočtů a experimentů na ejektoru s válcovou směšovací komorou a kuželovém difuzoru [A13] byl zvolen „*upwind*“ druhého řádu a stěnové modelování, jehož výsledek není tak závislý na přesné hodnotě  $y^+$ .

Výpočetní síť a nastavení okrajových podmínek je patrné z obr. 6.10. Výpočtová oblast byla rozdělena do dvou oblastí, neměnné části, která se sestává převážně z trysky hnacího proudu (2426 čtyřhranných a trojúhelníkových buněk), a optimalizované části, která se skládá ze směšovací komory včetně vstupní části a difuzoru (9750 čtvercových buněk). Okrajové podmínky byly tlakové vstupy „*pressure inlet*“ a tlakový výstup „*pressure outlet*“. Hnací přetlak je  $p_{01} - p_{02} = 1000$  Pa, hnací přetlak 0 Pa, tlak na výstupu se měnil dle úlohy, tj. dle poměrného protitlaku  $\Pi$ . Pro potřeby porovnání a pozdějšího experimentálního ověření byla geometrie hnací trysky zvolena stejná jako v případě výzkumu směšování ve válcové směšovací komoře, tj. vnitřní průměr hnací trysky byl  $d = 19,2$  mm.

#### 6.4 Výsledky a rozbor numerických výpočtů

Na obr. 6.11 jsou kontury rychlostí a statického tlaku v ejektoru optimalizovaném pro poměrný protitlak  $\Pi = 0,25$ . Vidíme, že výsledný tvar ejektoru je hladký a jednotlivé části ejektoru, vstupní část zahrnující trysku hnacího proudu, směšovací komora a difuzor, na sebe plynule navazují a nedá se jednoznačně rozlišit jejich přechod. První úzké místo ejektoru, první hrdlo ejektoru, vzniká hned v místě spojení obou proudů za odtokovou hranou hnací trysky. Následuje mírné rozšíření a poté zužující se směšovací komora ukončená nejúžším místem ejektoru, druhým hrdlem. Za ním se už směšovací komora rozšiřuje a pozvolna přechází v difuzor.

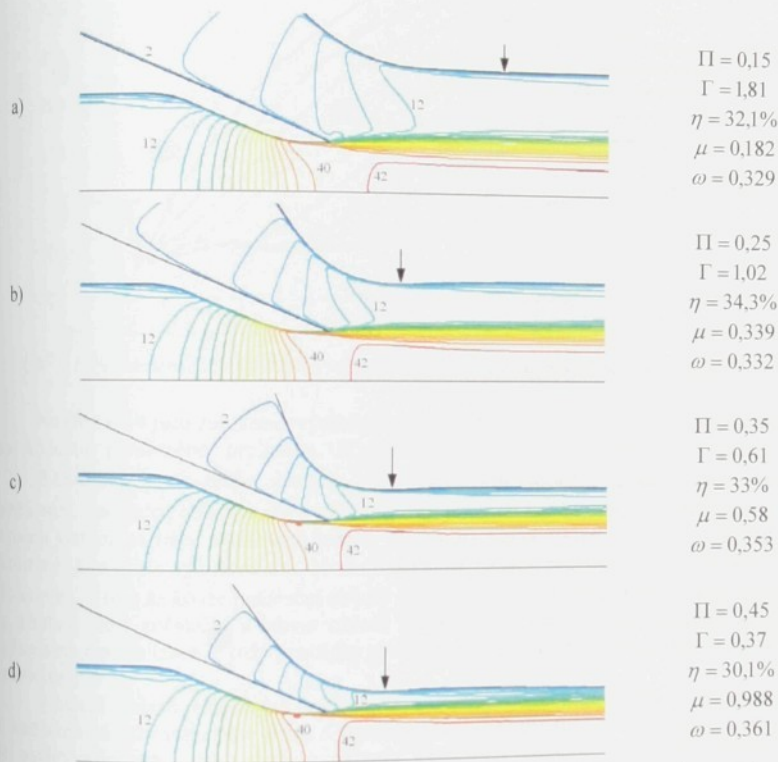


Obr. 6.11: Kontury rychlostí a statických tlaků v ejektoru optimalizovaném pro  $\Pi = 0,25$  [A19].

Na obr. 6.12 jsou kontury rychlostí v ejektorech optimalizovaných pro několik poměrných protitlaků. Na obrázku je rovněž vyznačena hodnota výsledné cílové funkce  $C_F = \Gamma$  a dosažená účinnost. Dále je na obrázku vyznačeno místo prvního hrdla difuzoru, které se nachází velice blízko hnací trysky. Z velikosti prvního hrdla difuzoru lze vypočítat



vstupní poměr průřezů  $\mu = A_1/A_2$  a při znalosti ejekčního součinitele  $\Gamma$  rovněž poměr rychlostí  $\omega = c_2/c_1$ . Můžeme vidět, že hodnoty optimálního poměru rychlostí jsou téměř nezávislé na protitlaku a se vzrůstajícím poměrným protitlakem mají tendenci slabě růst. To zřejmě souvisí se ztrátami třením ve směšovací komoře. Při vyšších protitlacích, kdy je poměr průřezů  $\mu$  větší, je směšovací část ejektoru kratší. A protože se rychlost ve směšovací komoře ve všech případech téměř shoduje, vycházejí pro vyšší protitlaky nižší tlakové ztráty třením. Nižším ztrátám pak odpovídá vyšší optimální poměr rychlostí. Oproti tomu jsou ale kontury rychlostí na obr. 6.12 ve všech případech velice podobné a v hnacím proudě dokonce totožné.

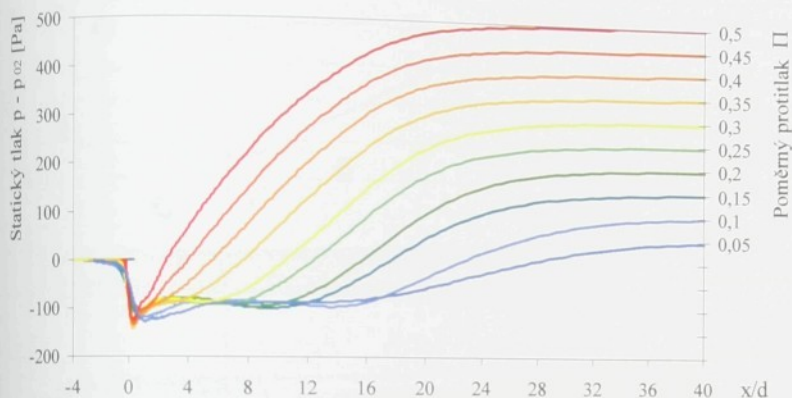


Obr. 6.12: Kontury rychlostí (m/s) na vstupu do směšovací komory ejektorů optimalizovaných pro různé poměrné protitlaky  $\Pi$ . Šipkou je vyznačeno první hrdlo ejektoru [A19].

Na Obr. 6.13 je vyneseno rozložení statického tlaku na stěnách ejektorů pro různé poměrné protitlaky  $\Pi$ . Průběhy tlaků se zdají být podobné. Nejprve dochází k poklesu tlaku na hodnotu expanzního tlaku na  $p_{12} - p_{02} \cong -150 \text{ Pa}$  v místě těsně za odtokovou hranou hnací trysky. Tento pokles tlaku odpovídá přeexpandování hnaného proudu v místě zaoblení vstupní části směšovací komory. Následuje mírný nárůst tlaku na hodnoty okolo  $p - p_{02} \cong -90 \text{ Pa}$  a poté oblast přibližně konstantního tlaku v zužující se směšovací komoře. Délka oblasti s malou změnou tlaku závisí silně na protitlaku. Pro malé hodnoty poměrného

protitlaku  $\Pi$  je dlouhá a pro vyšší  $\Pi$  se zkracuje. Jedná se evidentně o počáteční oblast směšování. Její délka  $l_0$  je závislá na poměru rychlostí, který se pro různé protitlaky téměř nemění, a rovněž na poměru průřezů, který se pro různé protitlaky mění.

Za počáteční oblastí začíná hlavní oblast směšování, tedy místo, kdy již směšovací vrstva zabírá celý průřez směšovací komory a nárůst statického tlaku je velmi intenzivní. V případě optimalizovaných ejektorů je nárůst tlaku o to intenzivnější, že směšovací komora pro hlavní oblast je divergentní a zvolna přechází do difuzoru.

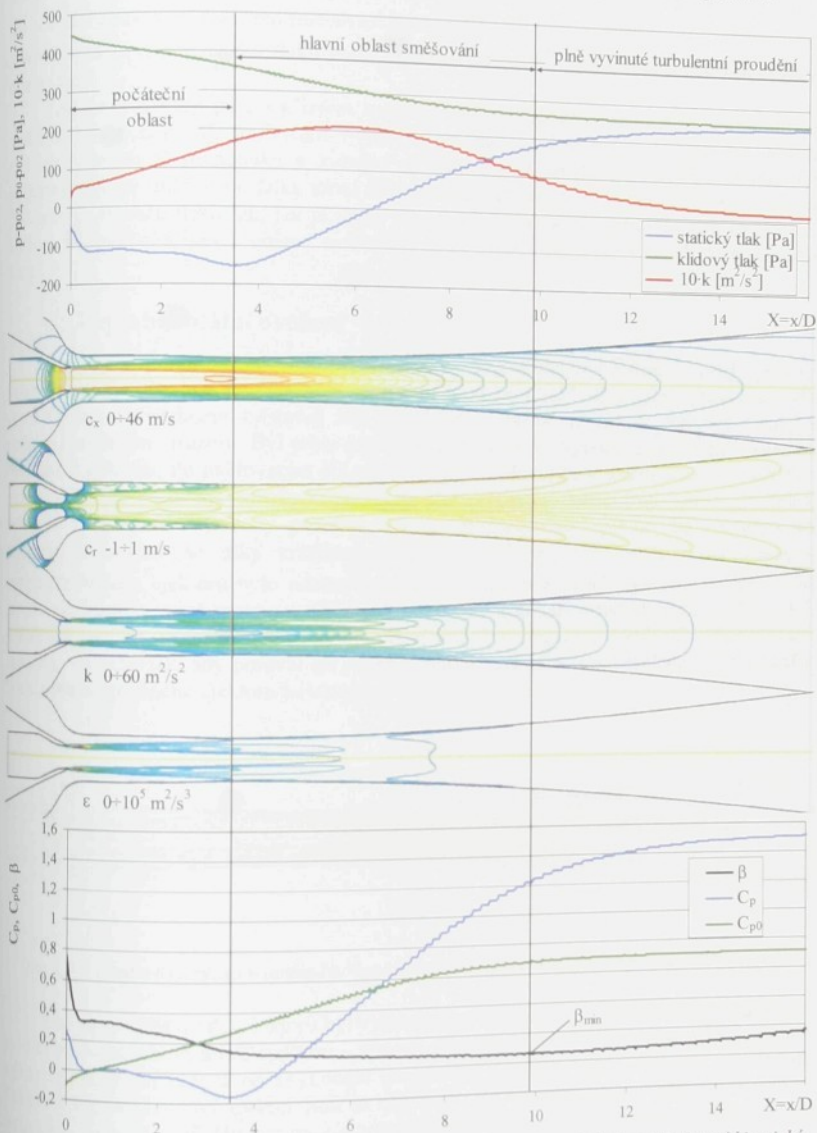


Obr. 6.13: Rozložení statického tlaku na stěnách optimalizovaných ejektorů,  $p_{01} - p_{02} = 1 \text{ kPa}$ .

Na Obr. 6.14 jsou zobrazeny výsledky numerického výpočtu pro ejektor optimalizovaný na hodnotu poměrného protitlaku  $\Pi = 0,25$ . Podélná souřadnice je  $X = x/D$ , kde  $D = 39,68 \text{ mm}$  je první hrdlo ejektoru. Na obrázku jsou rovněž vyznačeny hlavní oblasti směšování. Počáteční oblast směšování končí opět v místě, kde se střetává směšovací vrstva s mezní vrstvou na stěně směšovací komory (ejektoru). Stejně jako v rovnoploché směšovací komoře je toto místo význačné tím, že se obrací směr radiální rychlosti  $c_r$  v hnaném proudu. To souvisí i s tím, že konec počáteční oblasti směšování je zároveň neužším místem ejektoru, tj. přechod mezi počáteční a hlavní oblastí směšování je v místě druhého hrdla ejektoru. Výsledkem optimalizace je tedy prakticky rovnotlaká směšovací komora pro počáteční oblast směšování.

V hlavní oblasti směšování se naopak směšovací komora rozšiřuje a dochází v ní k prudkému nárůstu statického tlaku. Oproti rovnotlakému směšování, viz obr. 5.23 až 5.26, je pokles klidového tlaku v obou částech směšovací komory stejný. Stejně jako u rovnoplochého směšování je dosaženo maximální hodnoty turbulentní kinetické energie zhruba ve  $2/5$  délky hlavní oblasti, od tohoto místa klesá nejen  $k$ , ale snižuje se i intenzita poklesu klidového tlaku. Na průběhu hodnoty hybnostního součinitele  $\beta$  je vidět, že v počáteční oblasti směšování je jeho pokles intenzivnější, než je tomu v oblasti hlavní. To je v rozporu s tím, jak probíhá směšování v rovnoploché směšovací komoře, kde je v počáteční oblasti pokles jen velmi pozvolný, zatímco v hlavní oblasti rychle klesá až na hodnotu odpovídající plně vyvinutému turbulentnímu proudu. Rychlejší pokles hybnostního součinitele v počáteční oblasti optimalizovaného ejektoru je evidentně způsoben zužováním směšovací komory. Naopak část směšovací komory, která odpovídá hlavní oblasti směšování s mírnějším poklesem hybnostního součinitele  $\beta$ , se rozšiřuje. Minimální hodnota

hybnostního součinitele  $\beta_{\min}$  pak může definovat přechod mezi směšovací komorou a difuzorem, ve kterém znovu dochází ke zvýšení hybnostního součinitele. Místo, kde je směšování již ukončené, je opět místem, kde maximální hodnoty  $k$  přísluší ose ejektoru.



Obr. 6.14: Rozložení statického tlaku na stěně, průběh hybnostního součinitele, turbulentní kinetické energie, disipace, tlakových součinitelů a kontury složek rychlostí v ejektoru optimalizovaném pro  $\Pi = 0,25$ .

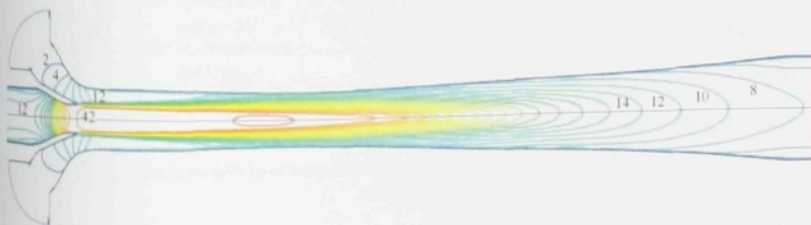


Převážná část nárůstu statického tlaku je realizována v části ejektoru připadající na hlavní oblast směšování. Zbývající nárůst statického tlaku v difuzoru je oproti nárůstu tlaku ve směšovací komoře nepodstatný, což je dáno zpomalením proudu v rozšiřující se směšovací komoře. Pro ejektor optimalizovaný na poměrný protitlak  $\Pi = 0,25$  dosahuje v místě ukončeného směšování rozšíření směšovací komory hodnoty  $\mu_{sk} = A_3/(A_1 + A_2) = 1,852$ , což znamená pokles dynamického tlaku podle střední rychlosti na 29% oproti rovnoplochému směšování.

Získané výsledky jsou v přímém rozporu s tvrzeními, že neúčinnější směšování je směšování rovnotlaké, tj. směšování v zužující se směšovací komoře. V optimalizovaných ejektorech je téměř rovnotlaká a zužující se pouze část směšovací komory příslušející počáteční oblasti směšování. Díky tomu nedochází ke zpomalování hnaného proudu vlivem počátečního nárůstu tlaku tak, jak je tomu u rovnoplochého směšování. Naopak směšovací komora odpovídající hlavní oblasti směšování se rozšiřuje, což vede k rychlejšímu nárůstu tlaku.

## 6.5 Experimentální ověření

K podrobnějšímu výzkumu a experimentálnímu ověření byl vybrán model ejektoru optimalizovaný při hnacím přetlaku 1 kPa a protitlaku 250 Pa, jehož analýza byla prezentována v předchozím odstavci. Jak je z obr. 6.14 patrné, je ejektor poměrně dlouhý s velkým rozšířením difuzoru. Byl proto proveden ověřovací 3D výpočet pro zjištění možného odtržení v ejektoru. Po ověřovacím 3D výpočtu bylo zjištěno, že v tomto difuzoru skutečně vzniká odtržení. Proto byl difuzor zkrácen tak, aby vyhovoval měřicí trati, čímž byla oblast odtržení odstraněna. Výsledný protitlak, který optimalizovaný ejektor dle numerických výpočtů překonává, se díky kratšímu difuzoru snížil na  $p_4 = 230$  Pa. Další úpravou optimalizovaného ejektoru bylo odstranění rozšíření ejektoru za jeho prvním hrdlem. Část směšovací komory mezi prvním a druhým hrdlem pak byla nahrazena kuzelem, což později umožnilo vyrobit experimentální model. Poslední úpravou bylo zkrácení vstupní části hnaného vzduchu tak, aby pasoval do experimentální tratě. Kontury rychlosti ve výsledném tvaru optimalizovaného ejektoru jsou na obr. 6.15.



Obr. 6.15: Kontury rychlosti v optimalizovaném ejektoru upraveném pro experimentální ověření.

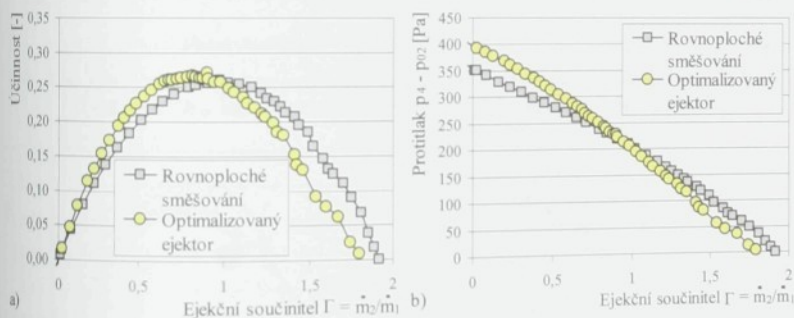
Experimentální model ejektoru byl vyroben laminováním na duralovém kopytě. Kopyto bylo dělené v nejužším místě ejektoru – v místě druhého hrdla. To umožnilo vyrobit ejektor z jednoho kusu laminátu a po dokončení laminování duralové kopyto rozdělit a vyjmout. Duralové kopyto a hotový ejektor jsou na obr. 6.16. Na obrázku jsou rovněž patrné odběry statického tlaku po celé délce stěny ejektoru. Odběry statického tlaku mají průměr 0,5 mm a jsou vzdáleny od sebe 10 až 30 mm. Na začátku ejektoru (na obr. 6.16 vlevo) je laminováním vytvořena příruba pro jeho upevnění do měřicí trati. Příruba na konci difuzoru obsahuje komorový odběr tlaku pro měření protitlaku. Při měření byla použita hnací tryska o

průměru  $d = 19,2 \text{ mm}$ , na kterou byl ejektor optimalizován. Stejná tryska byla použita při referenčním měření ejektoru se směšováním při konstantním průřezu směšovací komory. Rozměry porovnávacího ejektoru byly stejné jako v kapitole 5. Výstupní průměr difuzoru a výstupní průměr optimalizovaného ejektoru byly shodně  $D_4 = 71,2 \text{ mm}$ .



Obr. 6.16: Experimentální ejektor vyrobený laminováním se zaslepenými odběry statického tlaku a duralové kopyto dělitelné v místě hrdla ejektoru.

### 6.5.1 Výsledky experimentálního výzkumu

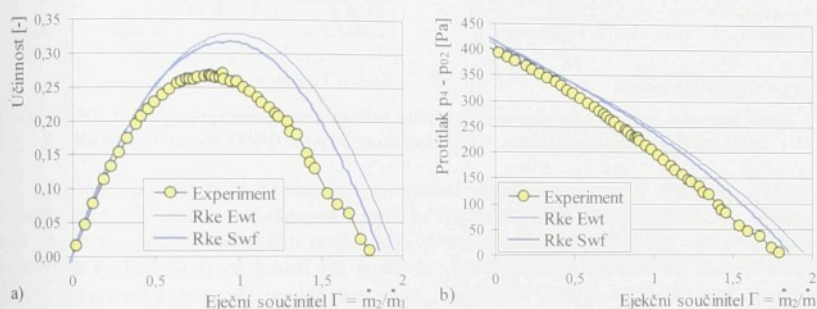


Obr. 6.17: Naměřené křivky účinnosti pro optimalizovaný ejektor a ejektor s rovnoplochým směšováním.

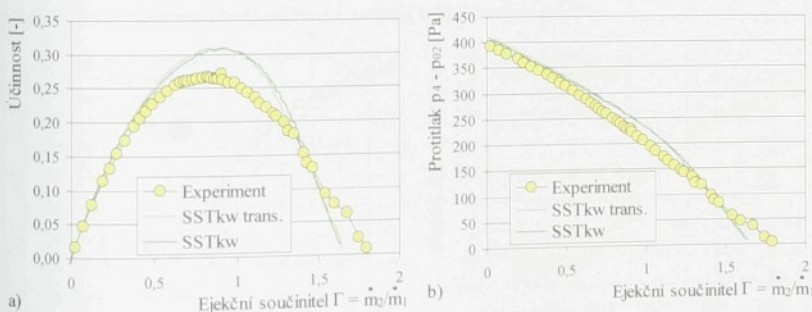
Výsledky měření účinnosti obou ejektorů, publikované autorem v práci [A20], jsou na obr. 6.17a. Data jsou rovněž vyneseny do diagramu protitlak – ejekční součinitel na obr. 6.17b. Křivky optimalizovaného ejektoru jsou porovnány s křivkami získanými pro ejektor s rovnoplochým směšováním s poměrem průřezů  $\mu = A_1/A_2 = 0,3$ . Můžeme vidět, že křivka účinnosti optimalizovaného ejektoru má vrchol (27%) pro nižší ejekční součinitel ( $\Gamma \approx 0,84$ ) než ejektor s rovnoplochým směšováním. To potvrzuje, že optimalizovaný ejektor má vyšší poměr průřezů, tj.  $\mu > 0,3$ . Vyššímu poměru průřezů pak odpovídá vyšší dosažitelný protitlak, ale nižší maximální ejekční součinitel. Jak již bylo několikrát zmíněno, optimalizace ejektoru byla provedena s použitím modelu turbulence „Realizable“ k- $\epsilon$  se stěnovým modelováním Ewt. Tento model se zdál být podle výsledků práce [A13] jako

nejvhodnější pro osově symetrické směšování. Rovněž další autoři, např. Rusly a další [40] tento model používají. Výhodou stěnového modelování je, že výsledek výpočtů je téměř nezávislý na velikosti buněk přilehlých ke stěně, do rozsahu  $y^+ = 1 \div 5$ . To je výhodné zejména pro optimalizaci, kdy je celá výpočtová síť v průběhu výpočtu natahována. Udržet konstantní hodnotu  $y^+ \approx 30$  v případě stěnových funkcí je komplikovanější.

Porovnání naměřených křivek účinnosti optimalizovaného ejektoru s křivkami získanými numerickým výpočtem s modelem turbulence „Realizable“ k- $\epsilon$  je na obr. 6.18. Nalezneme zde křivku získanou jak při použití stěnového modelování tzv. „Enhanced wall treatment“ (Ewt) pro  $y^+ \approx 1$ , tak pro standardní stěnové funkce (Swf) pro  $y^+ \approx 30$ . Jak je zřejmé z obr. 6.18, oba výpočty silně nadhodnocují vypočítané účinnosti a tedy i dosažený tlak na výstupu z ejektoru. Režimy s nízkým ejekčním součinitelem jsou popsány celkem správně, zatímco režimy s vyšším ejekčním součinitelem jsou popsány nepřesně. Porovnáním s experimentem zjišťujeme, že stěnové modelování dává horší předpověď (vyšší účinnost) než stěnové funkce.



Obr. 6.18: Křivky pro optimalizovaný ejektor, měření a numerický výpočet s modelem turbulence „Realizable“ k- $\epsilon$ , stěnové modelování (Ewt) a standardní stěnové funkce (Swf).

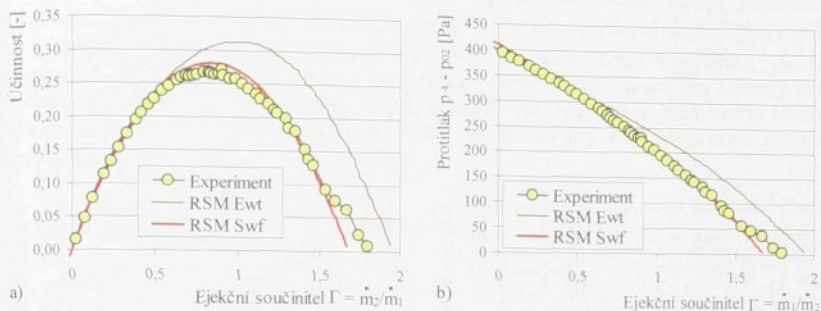


Obr. 6.19: Křivky pro optimalizovaný ejektor, měření a numerický výpočet s modelem turbulence SST k- $\omega$ , výpočet přechodového proudění použit nebo ne.

Podobně obr. 6.19 ukazuje křivky účinnosti získané výpočtem s modelem SST k- $\omega$  (SSTkw). Tento model rovněž používá k výpočtům ejektorů celá řada autorů, např. Bartosiewicz a další v práci [42] a [43] pro výpočet supersonických ejektorů. Rovněž model SST k- $\omega$  nadhodnocuje dosaženou účinnost a to hlavně pro střední hodnoty ejekčního součinitele. Pro vyšší hodnoty ejekčního součinitele, tj. pro vyšší poměr rychlostí selhává

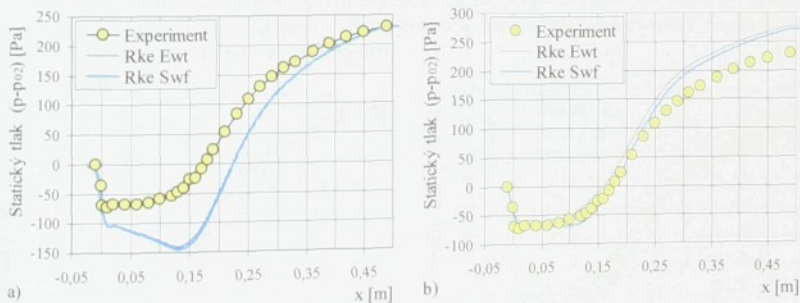


a předpovídá nižší dosažený tlak a nižší maximální ejekční součinitel. Jak je patrné, je výsledek výpočtu prakticky nezávislý na způsobu výpočtu proudění v mezních vrstvách. Oba výpočty, tj. výpočet na síti splňující podmínku  $y^+ \approx 30$  a výpočet přechodového proudění (trans.) u stěny na síti  $y^+ \approx 1$ , dávají velice podobné výsledky. Z diagramů je patrné, že výsledné křivky nejsou hladké, tj. že nastávají problémy s konvergencí.



Obr. 6.20: Křivky pro optimalizovaný ejektor, měření a numerický výpočet s modelem turbulence Reynoldsových napětí (RSM), stěnové modelování (Ewt) a standardní stěnové funkce (Swf).

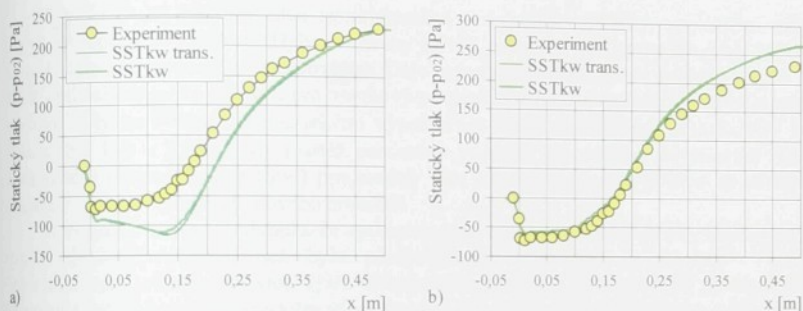
Křivky na obr. 6.20 představují porovnání naměřených křivek účinnosti a křivek vypočítaných při použití turbulentního modelu Reynoldsových napětí (RSM). Na obrázku vidíme, že při použití stěnového modelování (Ewt) výpočet nadhodnocuje, ale při použití stěnových funkcí (Swf) na hrubší síti je shoda vypočítaných a naměřených hodnot velice dobrá. Paradoxní tedy je, že model turbulence „Realizable“ k- $\epsilon$  se stěnovým modelováním vykazuje nejhorší shodu s experimenty, přičemž právě tento model turbulence byl na základě měření rovnoplochého směšování vyhodnocen jako nejvhodnější a použit pro optimalizaci [A19]. Nastává tedy otázka, jak by dopadla optimalizace při použití jiného modelu turbulence a jaká by byla následně shoda měření s danými turbulentními modely.



Obr. 6.21: Rozložení statického tlaku na stěně optimalizovaného ejektoru, měření a numerický výpočet s modelem turbulence „Realizable“ k- $\epsilon$ , stěnové modelování (Ewt) a standardní stěnové funkce (Swf), a) - protitlak 230 Pa, b) - ejekční součinitel 0,84.

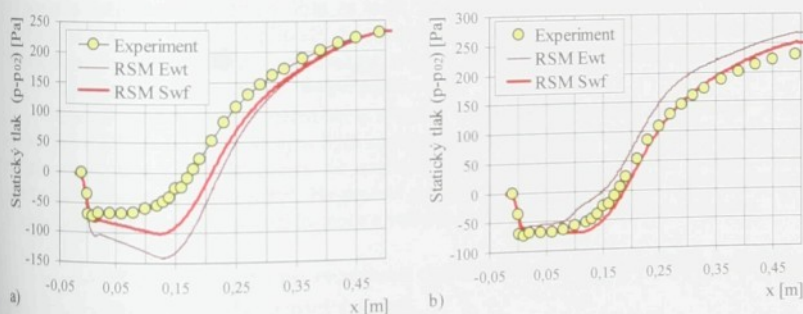
Na obr. 6.21 jsou vyneseny naměřené průběhy statických tlaků na stěně směšovací komory při protitlaku 230 Pa. Pro srovnání jsou zde stejné křivky získané výpočty při použití

modelu „Realizable“  $k-\varepsilon$  při stejném protitlaku a při stejném ejekčním součiniteli. Pro stejný protitlak se křivky značně odlišují. Výpočet nadhodnocuje tok hnaného vzduchu a tak je tlak v počáteční oblasti směšování nízký. Křivky získané při stejném ejekčním součiniteli  $\Gamma = 0,84$  (jedná se o jiný režim než na obr. 6.14) ukazují, že zjištěná odchylka mezi měřeními a výpočtem nejspíše vzniká v hlavní oblasti směšování a v difuzoru. V počáteční oblasti směšování (do souřadnice  $x \leq 0,13 \text{ m}$ ) a rovněž v první části hlavní oblasti směšování ( $x \leq 0,23 \text{ m}$ ) je shoda výsledků modelu „Realizable“  $k-\varepsilon$  s měřením velice dobrá. Křivky jsou si podobné. Je správně předpovězeno rozložení statického tlaku v počáteční oblasti směšování, kde tlak roste jen nepatrně. Rovněž je správně určeno místo, kde statický tlak začíná prudce narůstat, tj. začátek hlavní oblasti směšování. Ale v druhé části hlavní oblasti směšování naroste podstatná část odchylky. V difuzorové části (od  $x > 0,34 \text{ m}$ ) se již velikost vzniklé odchylky nezvyšuje.



Obr. 6.22: Rozložení statického tlaku na stěně optimalizovaného ejektoru, měření a numerický výpočet s modelem turbulence SST  $k-\omega$ , výpočet přechodového proudění použit nebo ne, a) - protitlak 230 Pa, b) - ejekční součinitel 0,84.

Podobně můžeme vyhodnotit i výsledky modelu SST  $k-\omega$  na obr. 6.22. Také zde jsou výsledky pro počáteční oblast a v první polovině hlavní oblasti směšování celkem v souladu s měřeními, viz obr. 6.22b. Nicméně v druhé polovině hlavní oblasti směšování vzniká chyba, která se již v difuzorové části dále nezvyšuje.



Obr. 6.23: Rozložení statického tlaku na stěně optimalizovaného ejektoru, měření a numerický výpočet s modelem turbulence Reynoldsových napětí (RSM), stěnové modelování (Ewt) a standardní stěnové funkce (Swf), a) - protitlak 230 Pa, b) - ejekční součinitel 0,84.

Porovnáním naměřených křivek s křivkami získanými pro model turbulence RSM na obr. 6.20 se může zdát, že při použití standardních stěnových funkcí se jedná o nejvhodnější model pro výpočet ejektoru. Průběhy rozložení statických tlaků na obr. 6.23 již tak jednoznačně nevyznívají. Výpočet RSM Swf jako jediný predikuje mírný pokles tlaku v počáteční oblasti. Rovněž se zdá, že nárůst tlaku v hlavní oblasti je opožděný. Naopak růst tlaku v hlavní oblasti je strmější, což je podobné jako u ostatních turbulentních modelů. To znamená, že výpočet RSM Swf předpovídá pomalejší směšování proudů v počáteční oblasti, zatímco ostatní výpočty jej počítají správně. Všechny výpočty správně vyhodnocují první polovinu hlavní oblasti, ale předpovídají vyšší nárůst statického tlaku v druhé polovině. Proudění v difuzorové části optimalizovaného ejektoru, tj. od místa ukončeného směšování, je již opět všemi modely popsáno správně.

### 6.5.2 Závěry plynoucí z experimentálního ověření

V práci [A20] byl proveden experimentální a numerický výzkum optimalizovaného osově symetrického ejektoru. Byly naměřeny křivky účinnosti pro optimalizovaný ejektor a pro ejektor s rovnoplochem směšováním. Dále bylo naměřeno rozložení statických tlaků na stěně optimalizovaného ejektoru pro návrhový protitlak. Data naměřená na optimalizovaném ejektoru byly porovnány s numerickými výpočty pro modely turbulence „Realizable“ k- $\epsilon$  (Rke), SST k- $\omega$  a RSM. Byly rovněž porovnány výsledky pro stěnové modelování (Ewt) a standardní stěnové funkce (Swf) pro modely Rke a RSM, u modelu SSTkw se zkoumal případný vliv výpočtu přechodového proudění.

Z výsledků měření vyplynulo, že optimalizovaný ejektor má vrchol křivky účinnosti pro menší ejekční součinitel, než bylo předpovězeno optimalizací v programu Fluent. Optimalizovaný ejektor má sice vyšší účinnost než ejektor s rovnoplochem směšováním, účinnost předpovězená numerickým výpočtem je ale nadhodnocena. Při daném protitlaku je naměřeno nižší množství nasávaného vzduchu než bylo vypočítáno. Při stejném množství nasávaného vzduchu je pak naměřen nižší dosažený protitlak. Nejlépe se s měřením křivky účinnosti shoduje výpočet s modelem turbulence RSM a standardními stěnovými funkcemi.

Z rozboru naměřených a vypočítaných průběhů tlaků vyplývá: Model RSM předpovídá pomalejší průběh směšování v počáteční oblasti, zatímco ostatní modely jsou v této oblasti v souladu s měřeními. Veškeré výpočty jsou v souladu s měřeními pro zhruba první polovinu hlavní oblasti směšování, ale nadhodnocují růst tlaku v druhé polovině hlavní oblasti. Při použití stěnového modelování je vzniklá odchylka větší. V oblasti difuzoru se již rozdíl mezi výpočty a měřeními nezvětšují. Zdá se tedy, že modely turbulence nedokáží dobře popsat směšování v hlavní oblasti v případě, že se směšovací komora rozšiřuje. To znamená, že ve skutečnosti dochází k větší disipaci energie, nebo je nesprávně vyhodnocen třetí součinitel na stěně směšovací komory v hlavní oblasti směšování.

Největší neshodu mezi měřeními a výpočty má paradoxně model „Realizable“ k- $\epsilon$  se stěnovým modelováním, s kterým byla optimalizace provedena. Horší výsledky stěnového modelování mohou vést k závěru, že neshoda mezi měřeními a výpočty vzniká u stěny směšovací komory v mezní vrstvě. Nesprávné popsání hlavní oblasti tak při optimalizaci vede k nesprávně tvarované směšovací komoře a velkým rozdílům mezi měřeními a výpočty.

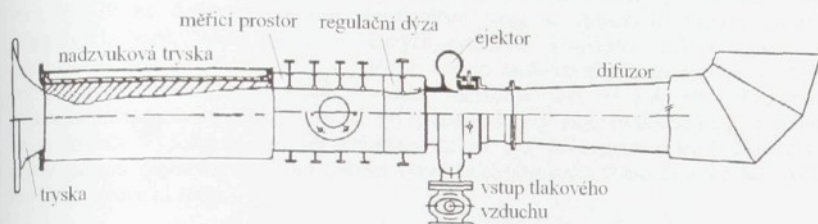
## 6.6 Aplikace metody na tvarovou optimalizaci supersonického ejektoru pro nadzvukový aerodynamický tunel

V předchozích odstavcích byla prezentována metoda tvarové optimalizace subsonických osově symetrických ejektorů. Použití této metody na supersonické ejektory nic nebrání, přináší to nicméně jistá úskalí a nevýhody použité metody zabraňují dosažení



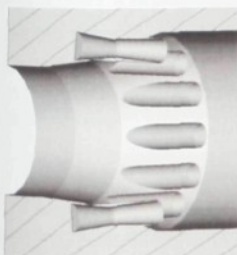
skutečně optimálního řešení. V následujícím textu bude prezentováno vylepšení použité metody optimalizace prezentované na konferenci [A21] a v článku [A22].

Práce [A21] se zabývá optimalizací supersonického ejektoru pro nadzvukový aerodynamický tunel s přerušovaným chodem. Principiální schéma a konstrukční uspořádání tohoto typu aerodynamického tunelu je patrné z obr. 6.24 (obr. 1.3) převzatého z [1]. Měřicí prostor je umístěn na sání supersonického ejektoru. Vzduch do měřicího prostoru je nasáván přímo z atmosféry, případně se ještě před vstupem do něj upravují jeho vlastnosti. Hnací médium pak může být stlačený vzduch nebo jiné médium, např. vodní pára. Hnacího média musí být k dispozici velké množství. Stlačený vzduch se obvykle dodává z velkých tlakových nádrží, vodní pára může být vedlejším produktem výrobních technologií.



Obr. 6.24: Aerodynamický tunel s ejektorovým pohonem v otevřeném systému pro  $M > 1$ .

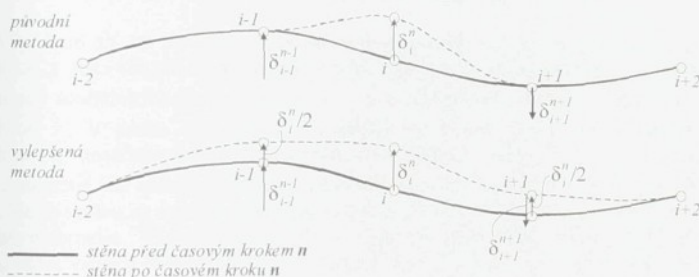
Většina stávajících ejektorových aerodynamických tunelů využívá ejektory se šterbinovou tryskou. Šterbina většinou bývá stavitelná a toho se využívá k regulaci množství hnacího média, viz Dvořák [73]. Nevýhodou daného uspořádání je nižší účinnost ejektorů se šterbinovou tryskou, než je tomu v případě ejektorů s kruhovou tryskou [A4]. Důvodů nižší účinnosti těchto ejektorů je několik. Jednak má nižší účinnost přímo šterbinová tryska a dále vyšší rychlost na stěně směšovací komory způsobuje vyšší třecí ztráty. Z tohoto důvodu byla v diplomové práci Koláře [D4] navržena konstrukce ejektoru s několika kruhovými tryskami umístěnými okolo směšovací komory. V průběhu dalších prací [A23] a [A24], kdy byla tato konstrukce vyvinuta, se ukázalo, že přes vysokou účinnost ejektoru je potřeba vyřešit vznik zpětného proudění ve směšovací komoře. Toto zpětné proudění vzniká v ose směšovací komory a je způsobené nárůstem statického tlaku během směšování [74]. Konstrukce ejektoru s několika hnacími tryskami okolo směšovací komory je zobrazena na obr. 6.25. Optimalizaci supersonických trysek se zabýval např. Panuš v diplomové práci [D5].



Obr. 6.25: Řez vstupní částí směšovací komory ejektoru s několika hnacími tryskami [D4].

### 6.6.1. Úprava optimalizační metody

Připomeňme, že metoda, která byla v pracích [A16], [A17], [A18] a [A19] vyvinuta pro optimalizaci osově symetrického podzvukového ejektoru je založena na jednorozměrné Gausově metodě, kdy je v každém optimalizačním kroku změněn pouze jeden optimalizační parametr. Optimalizačními parametry jsou přitom radiální souřadnice zvolených kontrolních bodů na stěně ejektoru. Tato metoda má několik nevýhod, vyplývající právě ze skutečnosti, že v každém optimalizačním kroku je měněn pouze jeden parametr. Zprv je potřeba poměrně vysokého množství optimalizačních kroků, typicky 1000 k dosažení optimálního tvaru ejektoru. Za druhé může dojít ke zvlnění stěny ejektoru spojené se vznikem místních odtržení. Pokud k tomu dojde, optimalizace selhává a přestane konvergovat k nejlepšímu řešení. Oba jevy, tj. dlouhá doba optimalizace a rozkmitání stěny je způsobeno řízením posunu jednotlivých bodů. Posun bodů, ve kterých nedochází k vylepšení cílové funkce, je zmenšováno, později je optimalizace v těchto bodech dokonce přerušena, aby se urychlila optimalizace jiných částí ejektoru. Uvedené nepříznivé jevy se pak při optimalizaci supersonického ejektoru stávají závažné. Při rozkmitání stěny ejektoru dochází k problémům s konvergencí. Výpočet trvá rovněž neúměrně dlouho, což je v případě práce [A21] dáno i trojrozměrnou geometrií a větším počtem výpočetních elementů. Proto byla v práci [A21] navržena úprava metody.



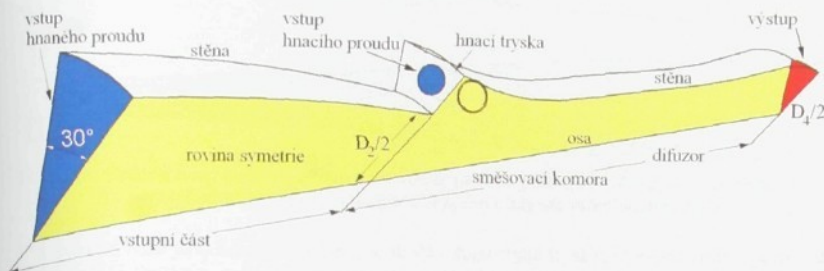
Obr. 6.26: Původní metoda optimalizace stěny ejektoru (horní) [A19] a její vylepšení (dole) [A22].

Stávající metoda a její vylepšení jsou patrné z obr. 6.26. U stávající metody je v každém optimalizačním kroku  $n$  měněn pouze jeden optimalizační parametr  $r_i$ , tj. je posunut jeden kontrolní bod  $i$  o hodnotu posunutí  $\delta_i^k$ . Nově jsou kromě bodu  $i$  posunuty i body  $i-1$  a  $i+1$  o hodnotu posunutí  $\delta_i^k/2$ . Výsledkem je rychlejší postup optimalizace a rovněž zamezení rozkmitání stěn ejektoru. Posunutí stěny je plynulejší a zahrnuje její větší oblast. Omezuje se počet zpětných kroků optimalizace. Jsou rovněž prakticky eliminovány situace, kdy je posunutí některých bodů extrémně zmenšeno a dochází k jejich přeskočení.

### 6.6.2 Numerická metoda řešení

Geometrie ejektoru a okrajové podmínky jsou na obrázku 6.27. Vzhledem k navržené konstrukci ejektoru bylo nutné řešit úlohu jako trojrozměrnou. Byla navržena varianta se 12 hnacími tryskami, s celkovým kritickým průřezem o velikosti  $A_{krl} = 400 \text{ mm}^2$ , s výstupním poměrem  $A_1/A_{krl} = 2$  pro návrhové Machovo číslo  $M_1 = 2,2$ . Délka vstupní části ejektoru je 120 mm, počáteční průměr je 40 mm. Délka části obsahující směšovací komoru a difuzor je  $L = 1200 \text{ mm}$ , počáteční průměr je 68 mm. Úloha byla řešena jako symetrická podél dvou

rovin, které spolu svírají úhel  $30^\circ$ . Vstupní okrajová podmínka je absolutní tlak  $p_{02} = 70$  kPa,  $T_{02} = 300$  K a intenzita turbulence 30% na vstupu hnaného proudu, absolutní tlak  $p_{01} = 400$  kPa,  $T_{01} = 300$  K a intenzita turbulence 10% na vstupu hnacího proudu. Na výstupní okrajové podmínce je absolutní statický tlak  $p_4 = 100$  kPa. Model turbulence byl zvolen SST k- $\omega$ , který je vhodný pro výpočet proudění v nadzvukovém ejektoru, viz autor a Kolář [A25].



Obr. 6.27: Geometrie ejektoru a zvolené okrajové podmínky [A21].

Výpočetní síť na obr. 6.27 byla deformována celá. V kartézských souřadnicích jsou souřadnice  $x$  jednotlivých bodů po celou dobu výpočtu stejné, souřadnice  $y$  a  $z$  se mění. V polárních souřadnicích  $[x, r, \varphi]$  jsou  $x$  a  $\varphi$  konstantní, zatímco proměnná je pouze souřadnice  $r$ . Výjimku tvoří pouze výpočetní síť hnací trysky, kde je proměnlivostí souřadnice  $\varphi$  dosaženo konstantního kruhového průřezu trysky. Z celé geometrie je tak pevně zakotvena osa ejektoru, zatímco jednotlivé řezy hnací trysky se posouvají v radiálním směru. Ve výsledku se tak geometrie hnací trysky při jejím natáčení ve směru osy ejektoru nepatrně deformuje. Výsledný tvar stěn je opět dán přirozenou kubickou spline funkcí, přičemž stěna vstupní části je popsána jinou křivkou než stěna směšovací komory a difuzoru. Protože se tok hnacího proudu téměř nemění, je cílovou funkcí v tomto případě hmotnostní tok hnaného proudu, tj.  $C_F = \dot{m}_2$ .

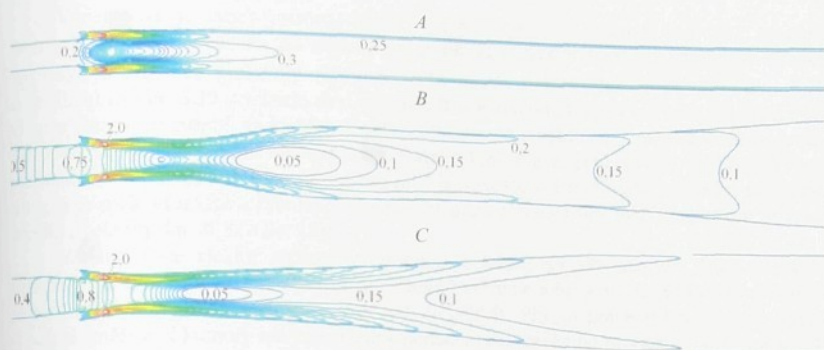
### 6.6.3 Výsledné tvary ejektoru

Na obr. 6.28 jsou zobrazeny kontury Machova čísla pro počáteční variantu ejektoru A, dále pro variantu ejektoru B optimalizovanou původní metodou a variantu ejektoru C optimalizovanou vylepšenou metodou. Hmotnostní toky, účinnost ejektorů a význačné rozměry jsou prezentovány v tab. 6.1, kde  $D_2$  je vstupní průměr hnaného proudu do směšovací komory,  $D_3$  je nejmenší průměr směšovací komory,  $D_4$  je výstupní průměr ejektoru (difuzoru) a  $\alpha$  je úhel sklonu hnacích trysek.

|   | $M_1$ | $M_2$ | $\alpha$ | $D_2$ | $D_3$ | $D_4$ | $\dot{m}_1$ | $\dot{m}_2$ | účinnost |
|---|-------|-------|----------|-------|-------|-------|-------------|-------------|----------|
|   | [-]   | [-]   | [°]      | [mm]  | [mm]  | [mm]  | [kg/s]      | [kg/s]      | [%]      |
| A | 2,00  | 0,24  | 0        | 40    | 68    | 68    | 0,3802      | 0,0802      | 4,21     |
| B | 2,05  | 0,76  | 10,1     | 49,1  | 61,4  | 176,1 | 0,3732      | 0,2858      | 15,26    |
| C | 2,04  | 0,80  | 8,2      | 49,3  | 59,9  | 152,7 | 0,3765      | 0,2906      | 15,39    |

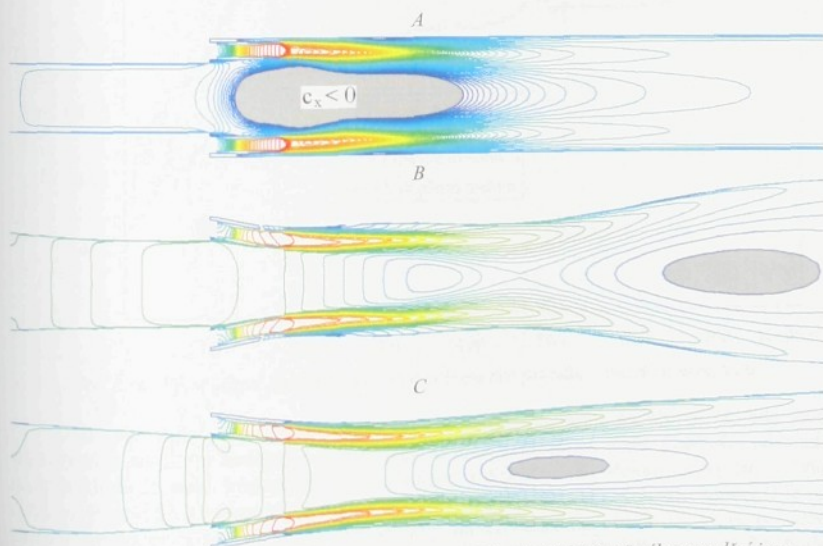
Tab. 6.1: Machova čísla, hmotnostní tok, účinnosti a hlavní rozměry ejektorů.





Obr. 6.28: Celkové tvary ejektoru s konturami Machova čísla, rozsah  $M = 0 - 2$ , A – počáteční tvar, B – optimalizováno původní metodou, C – optimalizováno vylepšenou metodou.

Na obr. 6.29 jsou kontury axiální rychlosti v řezu hnací trysky. U všech variant je oblast reverzačního proudění vyobrazena šedě. U počáteční varianty A je patrná velká oblast reverzačního proudění uprostřed směšovací komory. Zpětné rychlosti zde dosahují hodnot až 200 m/s. Toto zpětné proudění je ekvivalentní odtržení proudu v ejektoru klasické konstrukce, ve kterém je hnáný proud nasáván u stěny směšovací komory. V tomto případě je hnáný proud nasáván do prostoru mezi hnací trysky, neboť celý střed směšovací komory je vyplněn reverzační oblastí. Zajímavé na počáteční variantě je, že neoptimalizovaný ejektor zcela bez difuzoru je schopen překonávat nepříznivý tlakový gradient. To je zřejmě dáno dvanácti tryskami, které jsou schopné rychle předat hybnost do hnáného proudu.



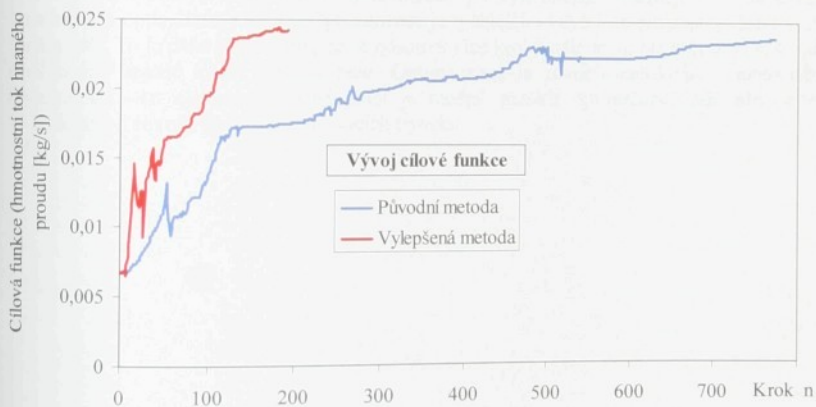
Obr. 6.29: Kontury axiální rychlosti, rozsah  $-200 - 500$  m/s. Oblasti zpětného proudění jsou vyznačeny šedě.

Varianta B je tvar ejektoru získaný pomocí původní metody po 763 krocích. Optimalizace byla ukončena po snížení posunutí jednotlivých bodů na nepatrnou úroveň (typicky  $10^{-5}$  m) a po prakticky nulovém růstu cílové funkce. Jak je patrné z obr. 6.28 a detailněji na obr. 6.29, vyskytlo se u ejektoru B rozkmitání stěny. Ve srovnání s ejektorem C má ejektor B tři zúžení, ve kterých je proud opakovaně urychlován a následně zpomalován. Můžeme předpokládat, že se nejedná o optimální řešení. Přesto jsou rozdíly v účinnosti mezi variantami B a C nepatrné. Rovněž u ejektoru B se vyskytuje menší oblast zpětného proudění, ale zde je spíše výsledkem rychlého rozšíření průřezu ejektoru než malým sklonem hnacích trysek. Zpětné rychlosti jsou do 25 m/s.

Varianta C je ejektor získaný vylepšenou metodou po 195 krocích. Opět zde byla optimalizace ukončena po zpomalení růstu cílové funkce na minimum. Je zřejmé, že ejektor C je užší a má nižší sklon hnacích trysek než ejektor B. Přitom právě sklon hnacích trysek a zúžení směšovací komory má za následek potlačení reverzačního proudění v ose směšovací komory. Oblast zpětného proudění u ejektoru C je nejmenší ze všech variant, ale stále se vyskytuje. Je zřejmě způsobena menším náklonem trysek než je tomu u varianty B.

#### 6.6.4 Porovnání optimalizačních metod

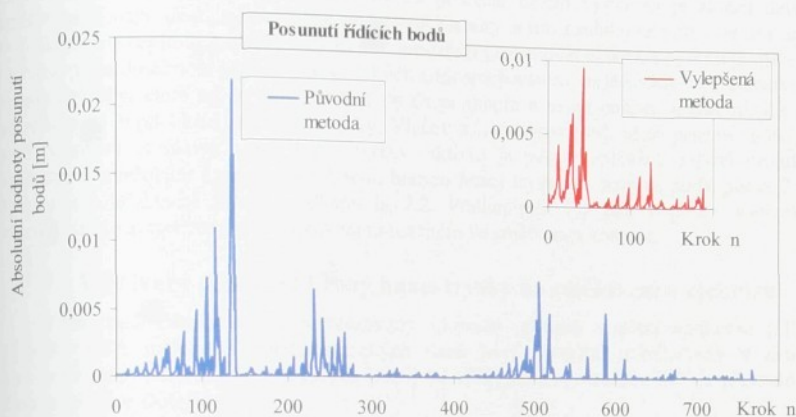
Průběhy optimalizace pro obě uvedené optimalizační metody jsou uvedeny na diagramu na obrázku 6.30. Z něho je patrné, že vylepšená metoda je jednoznačně rychlejší. Zatímco u originální metody po zhruba 120 krocích došlo k výraznému zpomalení vývoje cílové funkce, u vylepšené metody došlo ke zpomalení vývoje prakticky až po dosažení optimálního řešení. Úspora počtu výpočetních kroků je tak v počáteční fázi řešení více jak 50% pro prvních 50 kroků, později dosahuje až na 80%.



Obr. 6.30: Vývoj cílové funkce během optimalizace pro původní a vylepšenou metodu.

Další porovnání obou metod optimalizace je na diagramu na obr. 6.31, kde jsou zaznamenány absolutní hodnoty posunutí jednotlivých kontrolních bodů. Počáteční posunutí kontrolních bodů není konstantní, ale je voleno s ohledem na očekávaný výsledný tvar ejektoru. Posunutí na vstupu do ejektoru je menší než na výstupu z ejektoru, nejmenší je na začátku směšovací komory. Jednotlivé vrcholy na křivkách na obr. 6.31, které po sobě následují po zhruba 11 až 33 krocích, představují posunutí posledního kontrolního bodu umístěného na výstupu z ejektoru. Z průběhů křivek je patrné, že optimalizace ejektoru

probíhá u obou metod ve fázích. V průběhu každé fáze dochází nejdříve k nárůstu posunutí tak, jak je nalézán správný směr posunutí každého bodu. Posunutí se zvyšují až do konce každé fáze. V tomto případě jsou fáze ukončeny divergencí numerického řešení. Poté bylo posunutí sníženo a optimalizace pokračovala.



Obr. 6.32: Velikosti posunutí kontrolních bodů v průběhu optimalizace pro dřívější a vylepšenou metodu.

Je zřejmé, že nová metoda optimalizace je výhodnější. Rychleji a spolehlivěji konverguje k optimálnímu řešení. Optimalizace je rychlejší, i když jsou posunutí jednotlivých bodů menší. To je dáno jednak tím, že se posouvá více kroků najednou, ale hlavně jsou téměř eliminovány zpětné kroky optimalizace. Optimalizace je rovněž stabilnější a nedochází k rozkmitání stěn ejektoru. V další práci je možné rozšířit optimalizaci tak, aby jejím výsledkem byl rovněž ideální počet hnacích trysek.



## 7 Řízení směšovacích procesů

Řízením směšovacích procesů se rozumí ovlivňování proudového pole ve směšovací komoře vedoucí ke zintenzivnění směšovacích procesů. Cílem výzkumu je zkrátit délku směšování, tj. např. délku rovnoploché směšovací komory, a tím zredukovat ztráty třením. Jak bylo ukázáno v kapitole 2, nižší ztráty třením umožňují provozovat ejektor s vyšším poměrem rychlostí a tím dosáhnout nižších energetických ztrát směšováním. Směšování lze zintenzivnit mnoha způsoby, které by se daly rozdělit do dvou skupin a to na pasivní a aktivní, jak je ukázáno např. v publikaci autorů Ginevsky, Vlasov a Karavosov [49]. Mezi pasivní způsoby patří tvarování odtokové hrany hnací trysky, aktivní je pak vyvolávání pulsací proudů. Výzkumem směšování s různou odtokovou hranou hnací trysky se zabývá podkapitola 7.1, optimalizací lalokovité trysky podkapitola 7.2. Podkapitola 7.3 pak popisuje výsledky experimentů se syntetizovaným paprskem umístěným ve směšovací komoře.

### 7.1 Vliv tvaru odtokové hrany hnací trysky na směšování v ejektoru

V této podkapitole budou prezentovány výsledky získané v rámci výzkumu [G1]. Výsledky CTA měření a měření statických tlaků byly částečně publikovány v rámci diplomové práce Ščibrana [D3] a článků [A26] a [A27]. Měření metodou PIV je převzato z diplomové práce Dolejše [D6].

Na základě rešerše provedené v publikaci autorů Ginevsky, Vlasov a Karavosov [49], kde jsou popsány výsledky měření pro volné proudy z trysek, byly vtipovány trysky pro další výzkum směšování v ejektorech. Jejich geometrie je patrná z obr. 7.1. Rozměry všech trysek byly voleny tak, aby všechny trysky měly stejný ekvivalentní průměr  $d_e = 14,9$  mm. Detailní nákresy trysek s rozměry lze najít v práci [D3].



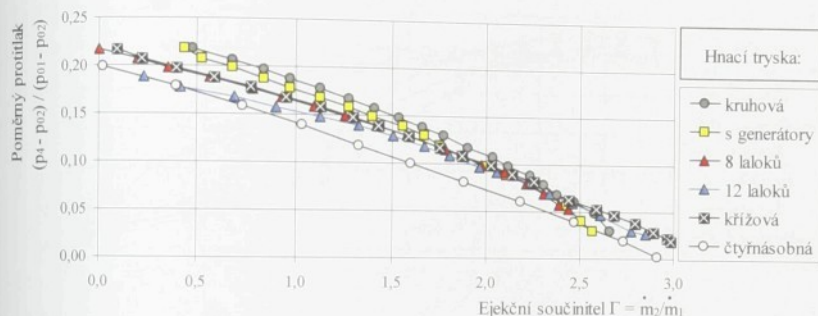
Obr. 7.1: Fotografie porovnávaných tvarů trysek, zleva: čtyřnásobná, křížová, lalokovitá s 8 laloky, lalokovitá s 12 laloky, tryska s generátory podélných virů a kruhová tryska.

Modely trysek pro experimentální měření byly vyrobeny metodou Rapid Prototyping. Použit byl stroj Prodigy of firmy Stratasys, který je určen pro rychlou výrobu modelů a prototypů metodou FDM. Technologie FDM (Fused Deposition Modeling) je základním řešením systémů americké firmy Stratasys, určených pro rychlou výrobu vysoce kvalitních modelů z různých materiálů (v případě Prodigy ABS). Netoxický materiál ve formě vlákna je navinut na vyměnitelné cívice a dopravován do speciální pohyblivé hlavy. Zde je natavován

a přes tenkou tryšku nanášen v podobě tenkého vlákna na vyjímatelnou základovou desku. Vlákná se vzájemně spojují a vytváří ultratenké vrstvy a staví tak model vrstvu po vrstvě. Současně s modelovacím materiálem je v jednotlivých vrstvách nanášen materiál pro stavbu systému podpor, pokud to tvar modelu vyžaduje. Po výrobě byl povrch trysek následně ručně vybroušen pro dosažení hladšího povrchu a natřen Metyl-Etyl Ketonem pro utěsnění porů v materiálu.

### 7.1.1 Porovnání trysek s různým tvarem odtokové hrany

Charakteristiky vynesené do diagramu poměrný protitlak - ejekční součinitel a naměřené pro zvolené trysky jsou na obr. 7.2. Ačkoliv se na první pohled zdá, že nejvyšších přetlaků dosahuje kruhová tryška, je nutné tato data dát do souvislosti s tabulkou 7.1. Na ní jsou uvedené skutečné ekvivalentní průměry jednotlivých trysek získané měřením hmotnostního toku tryskou při daném protitlaku. Trysky se složitějším tvarem odtokové hrany mají většinou menší ekvivalentní průměr  $d_e$  nejen díky nepřesnosti výroby, ale rovněž vlivem nižší účinnosti trysky.



Obr. 7.2: Charakteristika ejektoru s hnací tryskou o průměru  $d_e = 14,9$  mm s různým tvarem odtokové hrany, délka směšovací komory je  $L = 9D$ ,  $p_{01} = 2$  kPa [D3].

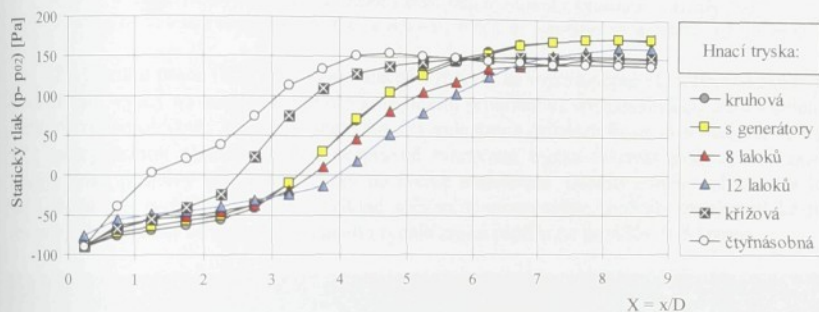
| Hnací tryška | $d_e$ [mm] | $A_1/A_{1kruh}$ | $\mu$ |
|--------------|------------|-----------------|-------|
| kruhová      | 14,9       | 1,000           | 0,161 |
| s generátory | 14,85      | 0,993           | 0,160 |
| 8 laloků     | 14,1       | 0,896           | 0,142 |
| 12 laloků    | 14,09      | 0,894           | 0,142 |
| křížová      | 14,43      | 0,938           | 0,150 |
| vícenásobná  | 14,89      | 0,999           | 0,161 |

Tab. 7.1: Ekvivalentní průměry hnacích trysek a odpovídající poměry průřezů pro směšovací komoru průměru  $D = 40$  mm [D3].

Z tabulky a obrázku je patrné, že trysky s větším ekvivalentním průměrem dosahují vyšších maximálních tlaků, ale vykazují menší maxima ejekčního součinitele. V souladu s tím se chová kruhová tryška (s poměrem průřezů  $\mu = 0,161$ ), tryška s generátory ( $\mu = 0,16$ ) a o něco menší tryška křížová ( $\mu = 0,15$ ). U ostatních trysek tato jednoduchá pravidla platit nemusí, což je způsobeno dalšími vlivy. Například čtyřnásobná tryška, která je stejně velká jako kruhová ( $\mu = 0,161$ ) dosahuje menších tlaků, ale vyšších  $\Gamma$ . Nižší tlaky jsou zřejmě

dány nepříznivým vlivem této trysky na účinnost směšování. Její tvar, patrný z obr. 7.1 totiž způsobuje dodatečné ztráty na vstupu do směšovací komory, kdy hnaný proud musí jednotlivé části trysky obcházet. Vyšších  $\Gamma$  je pak dosaženo nejrychlejšími směšováním ze všech trysek. Rychlé směšování ale rovněž přispívá k vyšším ztrátám při nižších  $\Gamma$ . Obdobně nejmenší trysky s 8 a 12 laloky ( $\mu = 0,142$ ) dosahují menších tlaků při malých  $\Gamma$ , nicméně vlivem pomalejšího směšování nedosahují velkých  $\Gamma$ .

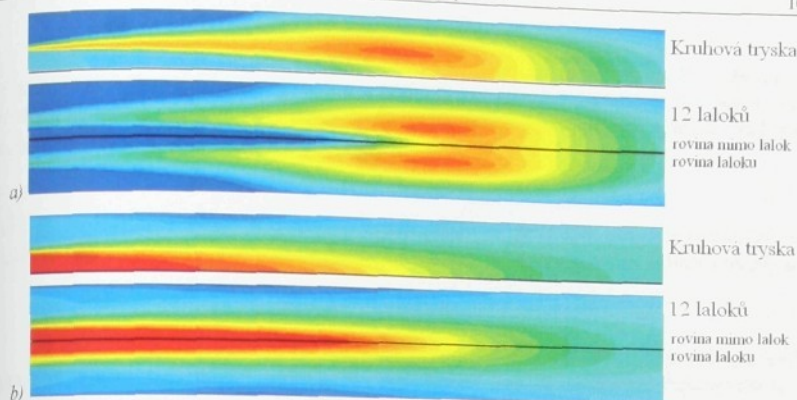
Na obr. 7.3 jsou vynesena rozložení statických tlaků na stěně směšovací komory pro všechny trysky, tato rozložení jsou naměřena při přibližně stejném expanzním tlaku  $p_{12}$ . Z obrázku vyplývá, že nejrychlejší směšování probíhá s vícenásobnou tryskou. Délka směšování je přibližně poloviční oproti směšování s kruhovou tryskou, což je zcela v souladu s polovičním průměrem jednotlivých ústí čtyřnásobné trysky. Druhé nejrychlejší směšování vykazuje křížová tryska, což napovídá výhodnosti lalokovitých trysek s velkými laloky. Směšování s tryskou opatřenou generátory podélných vírů je prakticky stejné jako při použití obyčejné kruhové trysky. Použité generátory tak pouze zvyšují ztráty a snižují účinnost směšování, ale na rychlost směšování mají zanedbatelný vliv.



Obr. 7.3: Rozložení statického tlaku na stěně směšovací komory pro hnací trysku o průměru  $d_e = 14,9$  mm s různým tvarem odtokové hrany,  $p_{01} = 2$  kPa [D3].

Výsledky pro trysky s 8 a 12 laloky naznačují, že tyto trysky způsobují zpomalení směšování, což potvrzují i numerické výpočty. Z obr. 7.4 vyplývá, že malá dimenze laloků má nepříznivý vliv na směšovací vrstvu v počáteční oblasti směšování. Turbulentní kinetická energie je ve smykové vrstvě za odtokovou hranou utlumená. Jádru hnacího proudu zůstává dlouho nerozrušené a prodlužuje se délka počáteční oblasti směšování si u obou trysek odpovídají. Utlumená turbulence zřejmě souvisí s úzkými laloky, ve kterých se proudění blíží laminárnímu charakteru. Například v hnaném proudu je charakteristický rozměr kanálu mezi laloky  $D_{12} \approx 2,5$  mm, čemuž např. při rychlostech  $c_2 = 10$  m/s odpovídá  $Re_{2L} = 1630$ . V hnacím proudu je charakteristický rozměr  $D_{12} \approx 1,2$  mm, čemuž při rychlostech  $c_1 = 55$  m/s odpovídá  $Re_{1L} = 4300$ . Ve skutečnosti jsou ale rychlosti mezi laloky v obou proudech menší, neboť se nacházejí v mezní vrstvě. Delší počáteční oblast směšování u trysky s 12 laloky je patrná rovněž z měření na PIV na obr. 7.5 [D6].

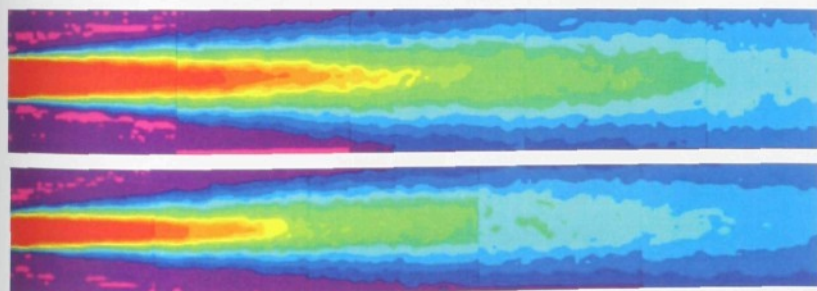




Obr. 7.4: Porovnání rychlosti směšování s kruhovou tryskou a s tryskou s 12 laloky [D3];

a) – kontury turbulentní kinetické energie ( $k = 0 \div 91 \text{ m}^2/\text{s}^2$ ), b) – kontury rychlosti ( $c = 0 \div 61 \text{ m/s}$ ).

Z výsledků práce [D3] opět jednoznačně vyplývá, že vyhodnocení vlivu tvaru odtokové hrany hnací trysky na směšování je pro komplexitu proudění ve směšovací komoře a v celém ejektoru velice obtížné. Jen malá odchylka ekvivalentních průměrů hnacích trysek má velký vliv na výslednou charakteristiku, nesprávně tvarovaná tryska (čtyřnásobná tryska) zase neuguje jinak příznivý vliv tvaru trysky na rychlé směšování. Dlouhá směšovací komora je nevýhodná pro rychlé směšování (příklad křížové a vícenásobné trysky). Problematické je rovněž vyhodnocení vlivu nevyrovnaného rychlostního profilu na proudění v difuzoru.



Obr. 7.5: Porovnání rychlostního pole s kruhovou tryskou a s tryskou s 12 laloky, měření PIV [D6].

## 7.2 Optimalizace odtokové hrany hnací trysky

Tato kapitola se zabývá návrhem lalokovité trysky pomocí jednoduchého optimalizačního algoritmu. Výsledky uvedené v předchozí kapitole ukazují potřebu použít optimalizaci k návrhu trysky vhodné pro zintenzivnění směšovacích procesů. Za pomoci numerické simulace je sledován vliv počtu a velikosti laloků. Je zjištěno, že cílová funkce není unimodální a že jedním z lokálních maxim je kruhová tryska bez laloků.

### 7.2.1 Použitá optimalizační metoda

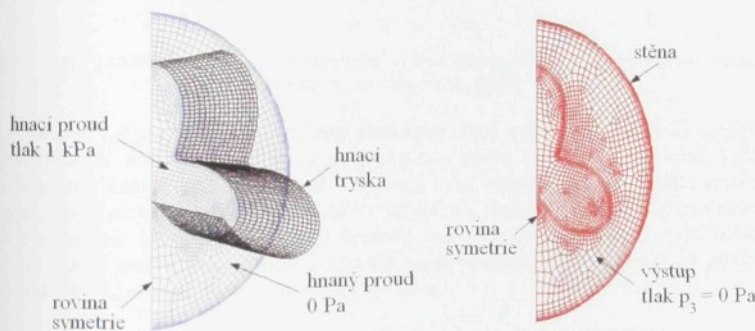
Jako optimalizační algoritmus byl v práci [A28] použit první cyklus Rosenbrockovy metody [72]. V každém kroku je měněna hodnota jen jednoho parametru. Pro popis tvaru trysky v polárních souřadnicích  $[\varphi, r]$  totožných se souřadným systémem válcové směšovací komory byl zvolen vztah s optimalizačními parametry  $H$  a  $N$

$$r = R + H/2 \cdot \cos(N\varphi), \quad (7.1)$$

kde  $H$  reprezentuje výšku laloků a  $N$  jejich počet.  $R$  je střední poloměr tvořící křivky, který se vypočítá z posledního optimalizačního parametru, ekvivalentního průměru trysky  $d_e$

$$R = \sqrt{d_e^2/4 - H^2/8}. \quad (7.2)$$

K vyčíslení hodnoty cílové funkce, kterou je hmotnostní tok hnaného proudu byl použit program Fluent 6.1, model turbulence „Realisable“ k- $\varepsilon$  se stěnovým modelováním. U výpočtového modelu na obr. 7.6 byla zvolena směšovací komora o průměru  $D = 40$  mm a poměrné délce  $L/D = 5$ . Tato délka je při tlaku na konci směšovací komory  $p_3 - p_{02} = 0$  Pa příliš krátká na to, aby došlo k úplnému promíchání. Díky tomu na konci směšovací komory stále ještě roste statický tlak a varianty s rychlejším směšováním jsou při použití vyhodnocení cílové funkce rovné nasávanému hmotnostnímu toku,  $C_F = \dot{m}_2$ , zvyhodněny. Vstupní a výstupní okrajové podmínky jsou patrné z obr. 7.6.

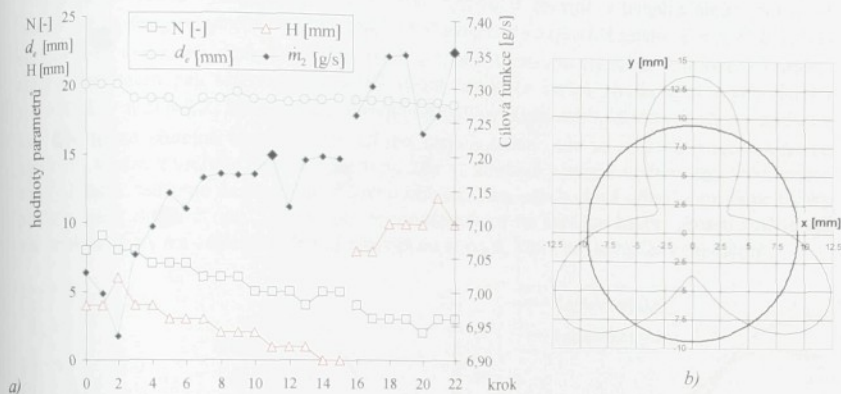


Obr. 7.6: Okrajové podmínky výpočtového modelu.

### 7.2.2 Diskuze výsledků

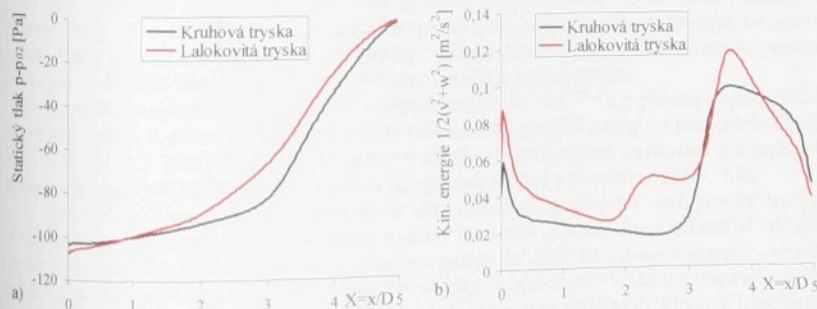
Na obr. 7.7a je vidět změny tří optimalizačních parametrů během optimalizace. Optimální ekvivalentní průměr trysky  $d_e$ , což je hlavní konstrukční parametr ejektoru, se téměř nemění. Je to dáno tím, že počáteční hodnota  $d_e$  byla zvolena s ohledem na dřívější téměř nemění. Je to dáno tím, že počáteční hodnota  $d_e$  byla zvolena s ohledem na dřívější optimalizace a je blízko optimu. První optimalizace mezi kroky 0 až 15 začala s počtem optimalizace  $N = 8$  laloků o výšce  $H = 4$  mm. Optimalizace pak vedla k trysce s nepatrnými laloky výšky 1 mm, přičemž kruhová tryska o stejném ekvivalentním průměru  $d_e = 19$  mm dosáhla srovnatelných výsledků. Průběh optimalizace tak poukázal na to, že příliš mnoho laloků srovnatelných výsledků. Průběh optimalizace tak poukázal na to, že příliš mnoho laloků zvyšuje ztráty v trysce, její účinnost klesá a pokud jsou laloky malé, je jejich efekt na směšování zanedbatelný nebo dokonce nepříznivý. Struktura proudu z trysky ve směšovací komoře rychle zaniká a proud se chová jako v případě kruhové trysky.

Druhá optimalizace mezi kroky 16 až 22 proto začínala na menším počtu laloků  $N = 4$  o velké výšce  $H = 8$  mm. V tomto případě bylo nalezeno optimum pro počet laloků  $N = 3$  o výšce  $H = 10$  mm, zatímco ekvivalentní průměr se jen nepatrně zmenšil na  $d_e = 18,76$  mm. Výsledné tvary trysek jsou na obr. 7.7b. Rozdíl cílové funkce mezi oběma lokálními maximy je 2,1%. Z těchto výsledků tedy vyplývá, že zvolená cílová funkce není pro daný tvar lalokovité trysky unimodální a pro další optimalizaci by bylo vhodnější volit metodu schopnou nalézt globální maximum.



Obr. 7.7: a) – průběh optimalizačních parametrů a cílové funkce během optimalizace; b) – výsledné optimalizované tvary trysky [A28].

Na obr. 7.8 jsou vyneseny průběhy statických tlaků a průměrné kinetické energie od složek rychlostí  $v$  a  $w$  v radiálním a tangenciálním směru v průběhu směšování. Vyššímu hmotnostnímu toku u lalokovité trysky odpovídá nižší statický tlak na začátku směšovací komory. Vyšší nárůst tlaku pak vypovídá o rychlejším a zároveň rovnoměrnějším směšování u optimalizované lalokovité trysky. U kruhové trysky je patrný přechod mezi počáteční a hlavní oblastí směšování, ve které dochází k rychlému růstu statického tlaku a prudkému nárůstu kinetické energie od radiální složky rychlosti.

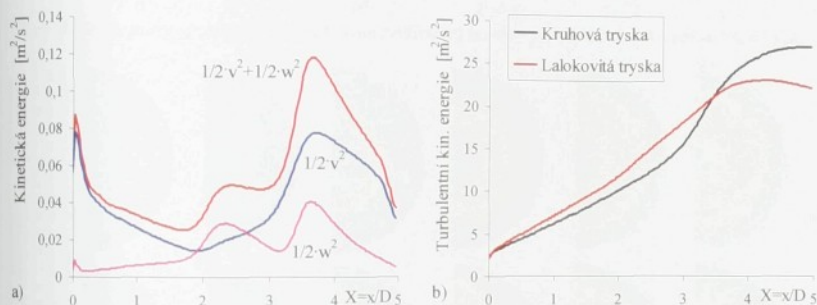


Obr. 7.8: a) - rozložení statického tlaku na stěně směšovací komory, b) - průměrná kinetická energie od radiální  $v$  a tangenciální  $w$  složky rychlosti [A28].



Oproti tomu je kinetická energie  $1/2(v^2 + w^2)$  u lalokovité trysky vyšší v průběhu celého směšování a na jejím průběhu jsou zřetelná dvě maxima. Nárůst statického tlaku a rovněž přechod mezi počáteční a hlavní oblastí směšování je u lalokovité trysky plynulejší. Počáteční vysoká hodnota kinetické energie v příčném směru je pak vyvolána zánikem úplavu za odtokovou hranou hnací trysky.

Na obr. 7.9a jsou vynešeny průběhy kinetických energií od složek rychlostí v tangenciálním a radiálním směru pro lalokovitou trysku. Pro kruhovou trysku platí, že tangenciální složka rychlosti je nulová. Na kinetické energii v tangenciálním směru u lalokovité trysky jsou patrná dvě maxima. První maximum odpovídá místu  $X = x/D \approx 2$ , kde se smyková vrstva na vrcholu laloků střetává s mezní vrstvou na stěně směšovací komory. Druhé maximum pak obdobně odpovídá střetu smykové vrstvy vycházející z paty laloků v místě  $X = x/D \approx 3,2$ . Na kinetické energii od radiální rychlosti u lalokovité trysky můžeme tato dvě místa zřetelně identifikovat. Oblast mezi místem, kde se střetává s mezní vrstvou smyková vrstva z vrcholu laloků a místem, kde se střetává s mezní vrstvou smyková vrstva z paty laloků, můžeme nazvat přechodovou oblastí. Tato přechodová oblast u kruhové trysky pochopitelně chybí. Z obr. 7.9b plyne, že v počáteční a na začátku hlavní oblasti směšování má lalokovitá tryska větší turbulentní kinetickou energii, která navíc roste rovnoměrně.



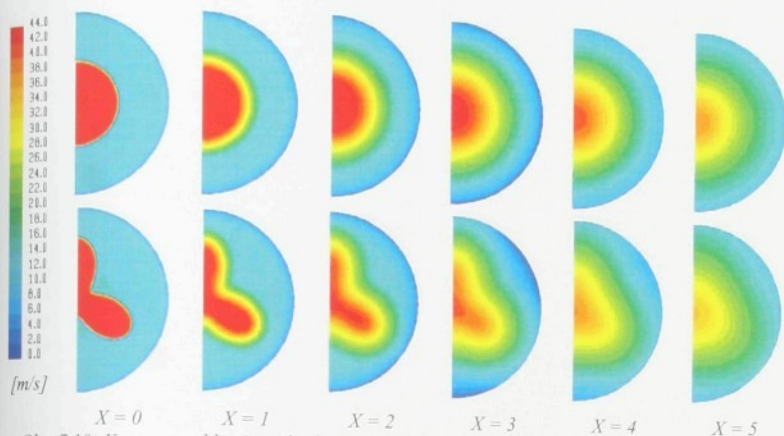
Obr. 7.9: a) – průměrná kinetická energie od jednotlivých složek rychlosti pro lalokovitou trysku, b) – průměrná turbulentní kinetická energie během směšování pro kruhovou a lalokovitou trysku.

Na konturách rychlosti na obr. 7.10 je dobře pozorovatelný nárůst oblasti smykové vrstvy, který je u lalokovité trysky s větším rozhraním mezi hnacím a hnaným proudem vyšší. Jádru proudu u lalokovité trysky rychleji zaniká a maximální rychlost ve středu proudu na konci směšovací komory je nižší, tj. rychlostní profil je vyrovnanější.

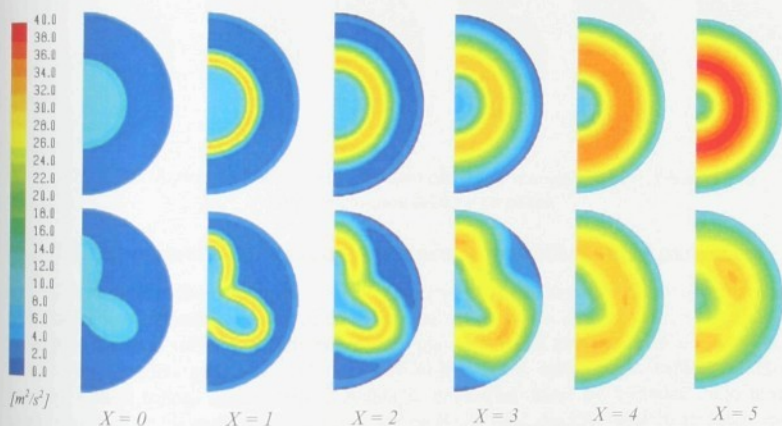
Rovněž na konturách turbulentní kinetické energie na obr. 7.11 je pozorovatelná oblast smykové vrstvy. Zatímco maximální hodnoty turbulentní kinetické energie v počáteční oblasti pro  $X = x/D < 3$  jsou pro obě trysky téměř totožné, v hlavní oblasti směšování má kruhová tryska výrazně vyšší turbulentní kinetickou energii, jak plyne i z diagramu na obr. 7.9a.

Na obr. 7.12 jsou zobrazeny kontury radiální rychlosti v příčných řezech pro obě trysky a tangenciální rychlosti pro lalokovitou trysku. Je z nich patrné, že v počáteční oblasti směšování mají oba proudy směr ke společnému rozhraní, tedy ke smykové vrstvě, zatímco v hlavní oblasti směšování je směr od hnacího proudu. U laloků tak vzniká dvojice podélných vírů, viz Waitz a jiní [51] a Hu a jiní [75]. Na konturách tangenciální rychlosti u lalokovité trysky pro  $x/D = 2$  je pozorovatelné intenzivní směšování hnaného proudu do míst, kde se smyková vrstva pocházející z vrcholu laloků střetává s mezní vrstvou. V místě  $x/D = 3 + 4$ ,

kdy se s mezní vrstvou střetává smyková vrstva vycházející z paty laloků, se tangenciální směr hnaného proudu obrací.



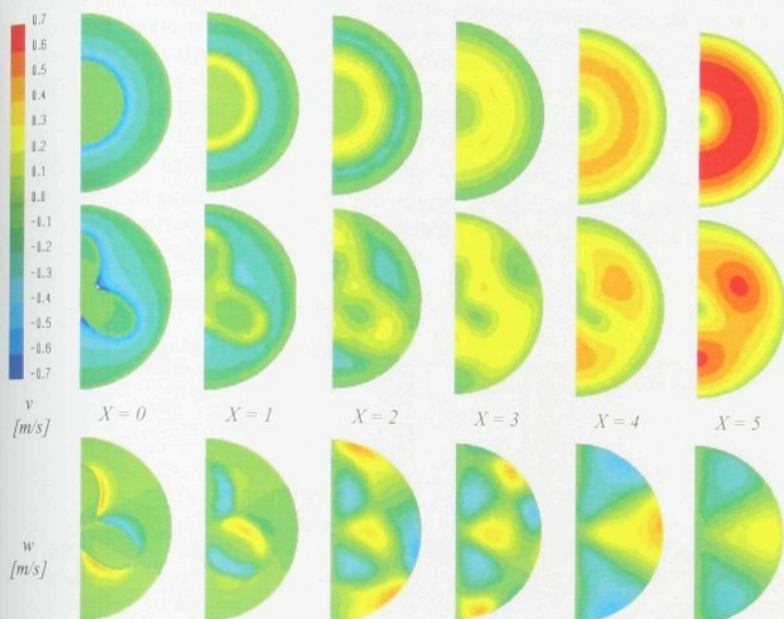
Obr. 7.10: Kontury rychlosti v příčném řezu směšovací komory pro kruhovou a lalokovitou trysku.



Obr. 7.11: Kontury turbulentní kinetické energie v příčném řezu směšovací komory pro kruhovou a lalokovitou trysku.

Z provedené jednoduché optimalizace lalokovité hnací trysky pro ejektor bylo zjištěno, že cílová funkce není unimodální a že jedním z lokálních maxim je kruhová tryska bez laloků. Bylo rovněž nalezeno další lokální maximum se třemi laloky s relativní výškou  $H/d_e = 0,533$ . Bylo ukázáno, že u lalokovité trysky nastává rychlejší směšování. V počáteční oblasti je vyšší hodnota turbulentní kinetické energie a vyšší hodnoty kinetické energie v příčných směrech. Tím dochází k rychlejšímu nárůstu statického tlaku. Byla vyhodnocena přechodová oblast směšování u lalokovité trysky, která odpovídá postupnému střetávání smykové vrstvy s mezní vrstvou. Bylo zjištěno, že maximální hodnoty turbulentní kinetické energie jsou u lalokovité trysky výrazně menší. V další optimalizaci bude prospěšné řešit celý

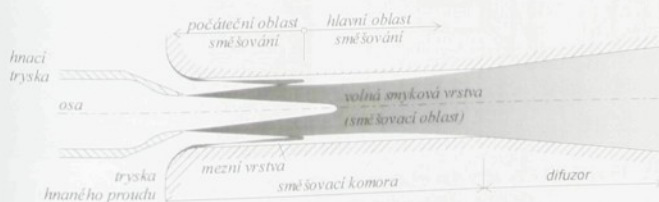
třírozměrný tvar hnací trysky s možností zanést do hnacího proudu nenulové radiální a tangenciální složky rychlosti.



Obr. 7.12: Kontury radiální rychlosti v pro obě trysky a tangenciální rychlosti v pro optimalizovanou lalokovitou trysku.

### 7.3 Experimentální výzkum ejektoru se syntetizovaným paprskem

Cílem nedávného výzkumu autora a Dančové [A29] bylo stanovit vliv syntetizovaného paprsku (SP) umístěného v ejektoru na směšování. Jednalo se o úvodní studii v projektu [G3], proto bylo zvoleno velice jednoduché geometrické uspořádání generátoru SP s ejektorem. Byl použit pouze jeden generátor SP umístěný kolmo k ose ejektoru na začátku směšovací komory. Cílem tohoto uspořádání je rychlejší směšování, které by následně mělo umožnit kratší stavební délku směšovací komory. Pokud by se toho dosáhlo, mohou se snížit rovněž energetické ztráty třením na stěně směšovací komory. V případě, že úspora třecích ztrát bude větší, než nárůst disipace energie od syntetizovaného paprsku, zvýší se i účinnost. Způsob, jakým by SP měl směšovací procesy urychlit, je patrný z obr. 7.13.

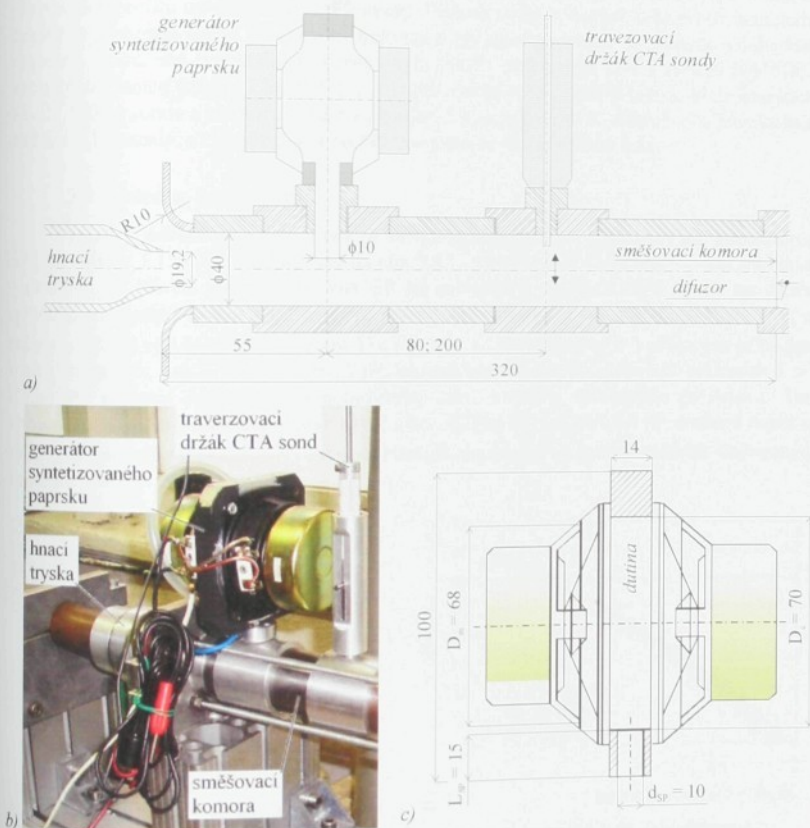


Obr. 7.13: Schéma směšovacích procesů v ejektoru.



Na obrázku jsou vyznačeny dvě základní oblasti směšování, tak jak je rozdělili např. Tyler a Williamson [15] a jak byly diskutovány v kapitole 5. Počáteční oblast směšování se vyznačuje tím, že smyková vrstva mezi hnaným a hnacím proudem nedosahuje až ke stěně směšovací komory, respektive k příslušné mezní vrstvě. V hlavní oblasti směšování se již hybnosti dovolný a statický tlak se mění velice mírně. Dá se tedy mluvit o volném proudu. Jak ukazují výsledky optimalizací uvedené v kapitole 6, tak je k dosažení vysoké účinnosti nutné volit poměr rychlostí  $\omega = c_2/c_1 \geq 0,3$ . Při takto vysokém poměru rychlostí je zejména počáteční oblast směšování relativně dlouhá,  $l_0 = (3 \div 4)D$ , zatímco délka hlavní oblasti směšování již na poměru rychlostí tak závislá není. Je tedy zřejmé, že k urychlení směšování je nutné syntetizovaný paprsek umístit co nejbliže k odtokové hraně hnací trysky, aby měl vliv především na počáteční oblast směšování.

### 7.3.1 Experimentální zařízení



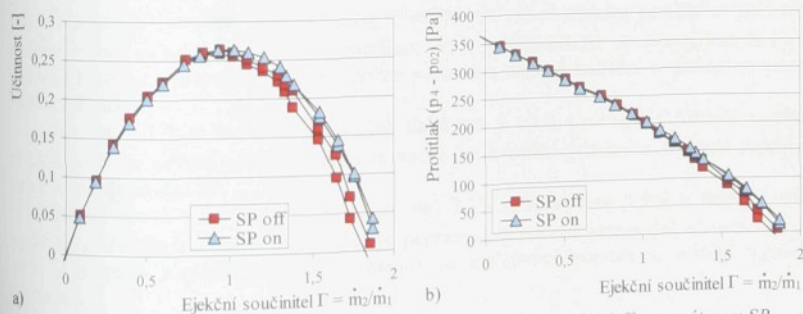
Obr. 7.14: Soustava ejektoru a generátoru syntetizovaného paprsku; a) - schéma, b) - fotografie, c) - rozměry generátoru syntetizovaného paprsku.

Rozměry generátoru syntetizovaného paprsku (SP) a jeho umístění ve stěně směšovací komory ejektoru je patrné z obr. 7.14c. Generátor SP se skládá z dutiny vytvořené mezi dvěma reproduktory (MONACOR SP-8/4SQ) s nominálními parametry  $4\Omega$  a  $20W_{\max}$ . Tyto reproduktory mají stejný výkon a rozměry (průměr dutiny  $D_c = 70$  mm, průměr membrány  $D_m = 68$  mm) a jsou zapojeny sériově. Membrány reproduktorů mají poměrně tuhé vrcholy, které lze považovat za písty. Generátor byl napájen sinusovým signálem s elektrickým výkonem  $P = 0,071$  W. Signál byl generován pomocí Generátoru signálu Tektronix AFG 3102 a zesílen zesilovačem Omnitronic MPZ-180.

Experimentální výzkum byl prováděn s tryskou průměru  $d = 19,2$  mm ve směšovací komoře průměru  $D = 40$  mm. Poměr průřezů byl tedy opět  $\mu = A_1/A_2 = 0,3$ , relativní délka směšovací komory byla  $L/D = 8$ . Za směšovací komorou byl opět umístěn difuzor s úhlovým rozšířením  $6^\circ$  na výstupní průměr  $D_4 = 71,2$  mm. Umístění traverzovacího zařízení nesoucího sondu drátkové anemometre je patrné z obr. 7.14a. Metoda CTA byla použita k měření rychlostních profilů uvnitř směšovací komory. Prvním krokem měření bylo určení nominální frekvence syntetizovaného paprsku, tj. frekvence, při které generátor SP pracuje s nejvyšším výkonem. Naměřená nominální frekvence byla 70 Hz. Byl použit HWA systém DANTEC, anemometr Dantec Stream Line 90C10, A/D převodník NI-PCI-MIO-16E-1, blok konektorů NI-CA 1000 a sonda s jedním drátkem a přímým držákem 55R11. K měření byla použita míra přehřátí 0,8 a analýza získaných dat proběhla v software StreamWare 3.01.

### 7.3.2 Výsledky experimentů

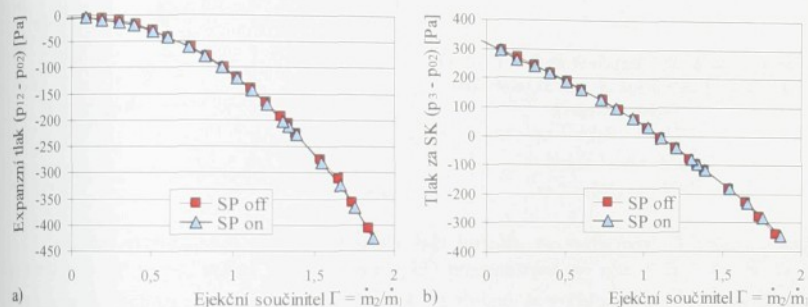
Výsledky měření účinnosti ejektoru se spuštěným (on) a vypnutým (off) generátorem SP jsou na obr. 7.15a. Stejná data jsou na obr. 7.15b vynesena do diagramu ejekční součinitel – protitlak. Z křivek vyplývá, že vliv SP na proudění v ejektoru silně závisí na daném ejekčním součiniteli  $\Gamma = \dot{m}_2/\dot{m}_1$ . Zatímco pro vysoké hodnoty  $\Gamma > 1$  má SP pozitivní vliv, na režimy s nižším ejekčním součinitelem  $\Gamma < 1$  je vliv SJ zanedbatelný a v některých případech i mírně negativní. Jak je patrné z křivek pro ejektor bez SP, dochází právě při režimech  $\Gamma > 1$  k velkému kolísání nasávaného hmotnostního toku a rovněž výsledného protitlaku. Tato kolísání mají nízkofrekvenční charakter v řádech 0,1 Hz. Při generování SP dochází nejen ke zvýšení dosaženého protitlaku při těchto režimech, ale rovněž ke snížení kolísání sledovaných veličin.



Obr. 7.15: Naměřené křivky pro ejektor se zapnutým (on) a vypnutým (off) generátorem SP.

Je tedy potvrzeno, že vliv SP bude zřejmý právě u režimů s vysokým ejekčním součinitelem s velkým poměrem rychlostí a pomalým směšováním. Otázkou je, jakým způsobem napomáhá SP ejektoru dosáhnout lepších parametrů. Na obr. 7.16a je zobrazena závislost expanzního tlaku  $p_{12}$  měřeného na začátku směšovací komory na  $\Gamma$ . Tento diagram ukazuje, že expanzní tlak  $p_{12}$  je závislý jen na hmotnostním toku ejektorem, tj. právě na  $\Gamma$ . Data z obou měření tak leží na stejné křivce a pouze se po ní posouvají. Proudění dále v ejektoru tyto hodnoty nijak neovlivňují.

Tlak  $p_3$  na konci směšovací komory je vyneseno do diagramu na obr. 7.16b. I zde data z obou měření leží na společné křivce, menší rozdíly lze pozorovat pro režimy  $\Gamma < 0,5$ . To ale znamená, že SP rychlost směšování nijak podstatně neurychluje. Rozdíly v tlaku  $p_4$  naměřené za difuzorem tak musejí vzniknout až v samotném difuzoru. Zdá se tedy, že umístění syntetizovaného paprsku na začátek směšovací komory má vliv na proudění až v samotném difuzoru. Měření navíc ukázalo, že posunutí SP dále do směšovací komory ve směru proudění snižuje jeho vliv na proudění v difuzoru.



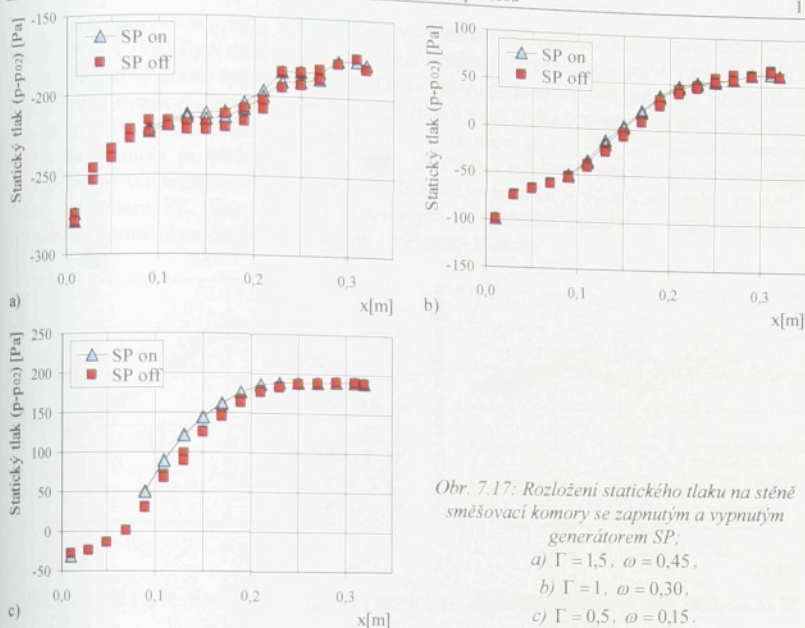
Obr. 7.16: Naměřené křivky pro ejektor se zapnutým a vypnutým generátorem SP; a) - expanzní tlak  $p_{12} - p_{02}$ , b) - tlak na konci směšovací komory  $p_3 - p_{02}$ .

Pro kontrolu, jakým způsobem ovlivňuje SP rychlost směšování v ejektoru, byly pro vybrané režimy naměřeny rozložení statických tlaků na stěně směšovací komory. Na obr. 7.17a je rozložení statických tlaků pro režim s ejekčním součinitelem  $\Gamma = 1,5$ , kterému odpovídá poměr rychlostí  $\omega = 0,45$ . Tento režim při velice nízkém protitlaku patří mezi režimy vysoce ovlivněné provozem generátoru SP. Z průběhu tlaků, ale nevyplyvá, že by SP ovlivnil rychlost směšování. Opět je možné pozorovat snížení kolísání naměřených hodnot statických tlaků.

Na obr. 7.17b je rozložení statických tlaků pro  $\Gamma = 1,0$  ( $\omega = 0,30$ ). Rovněž u tohoto režimu došlo ke snížení oscilací proudu, nicméně je už možné pozorovat nepatrně urychlené směšování při použití SP.

Režim pro  $\Gamma = 0,5$  ( $\omega = 0,15$ ) je na obr. 7.17c. Přestože se jedná o režim s velice rychlým směšováním, právě zde je možné pozorovat urychlení směšování vlivem SP, což vede paradoxně k vyšším tlakovým ztrátám ve směšovací komoře a snížení výsledné účinnosti.





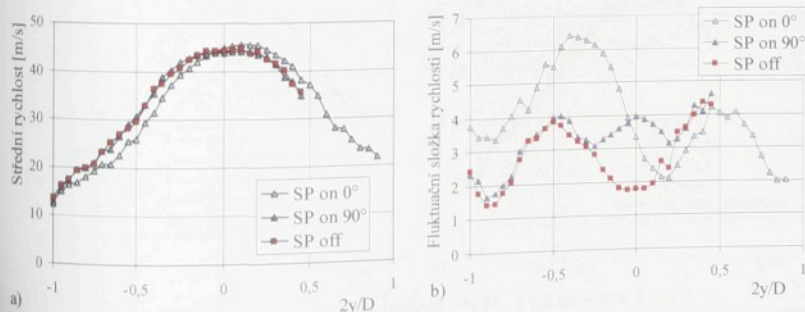
Obr. 7.17: Rozložení statického tlaku na stěně směšovací komory se zapnutým a vypnutým generátorem SP;

a)  $\Gamma = 1,5, \omega = 0,45,$

b)  $\Gamma = 1, \omega = 0,30,$

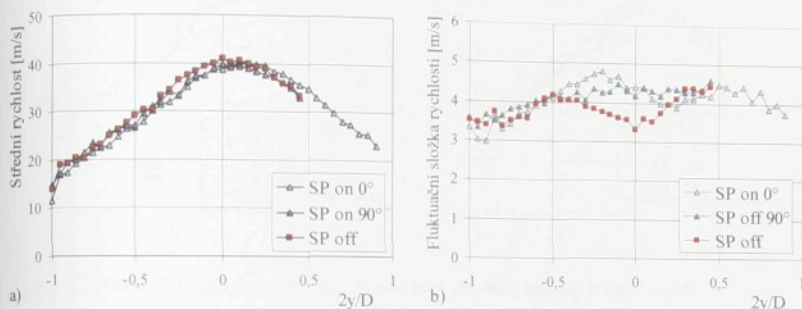
c)  $\Gamma = 0,5, \omega = 0,15.$

Měření rychlostních profilů ve směšovací komoře ve vzdálenosti 80 mm za ústím generátoru SP je pro režim  $\Gamma = 1,5$  ( $\omega = 0,45$ ) prezentováno na obr. 7.18. Ústí SP se na diagramech nachází na souřadnici  $2y/D = -1$ . Je zřejmé, že rychlostní profil měřený kolmo k ose ejektoru a kolmo k ose SP (úhel  $90^\circ$ ) není provozem SP nijak ovlivněn, viz obr. 7.18a. Ve směru SP ( $0^\circ$ ) je rychlostní profil zřetelně odkloněn ve směru vystupujícího syntetizovaného paprsku, ale rychlosti zůstávají stejné. Flukuační složky rychlosti prezentované na obr. 7.18b jsou ale pracujícím generátorem SP výrazně ovlivněny. V ose kolmé na SP je patrné, že je zvýšena flukuační složka rychlosti ve středu směšovací komory, tj. ještě v nezasaženém jádru hnacího proudu. V ose SP jsou změny flukuační složky rychlosti výraznější a to hlavně na straně ústí dutiny generátoru SP. V druhé polovině průřezu směšovací komory pak průběh rychlostí odpovídá posunuté křivce bez SP.



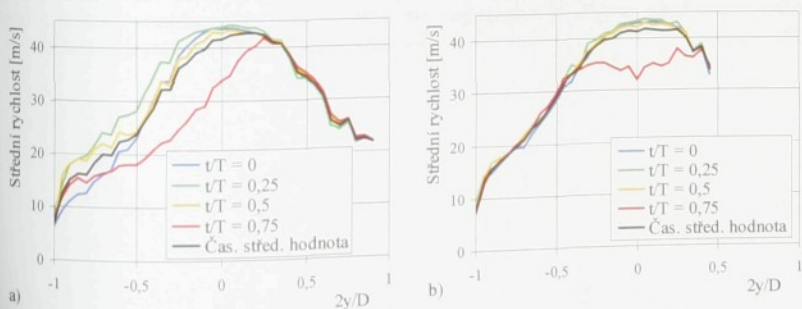
Obr. 7.18: CTA měření režimu  $\Gamma = 1,5$ ; a) - střední, b) - flukuační složka rychlosti, 80 mm za SP.

Podobné výsledky byly získány pro vzdálenost 200 mm za ústím generátoru SP na obr. 7.19a a 7.19b. Toto měření se již nachází v místě hlavní oblasti směšování. I zde je na obr. 7.19a patrný posun rychlostního profilu ve směru proudu z generátoru SP. Na průběžích flukuačních složek rychlosti na obr. 7.19b je znovu vidět vyšší hodnoty fluktuací při provozu generátoru SP ve středu směšovací komory. Zdá se tedy, že vliv SP na proudění v samotné směšovací komoře je následující. Za prvé: Dochází k odklonu hnacího proudu ve směru vystupujícího syntetizovaného paprsku. Za druhé: Dochází ke zvýšení turbulence v místě za ústím generátoru SP. Toto zvýšení proniká jen do hnacího proudu ve středu směšovací komory a neproniká na odvrácenou stranu směšovací komory.



Obr. 7.19: CTA měření režimu  $\Gamma = 1,5$ ; a) - střední, b) - flukuační složka rychlosti, 200 mm za SP.

Na obrázku 7.20 jsou vyneseny časové závislosti rychlosti na dané fázi generátoru SP. Čas  $t/T = 0$  odpovídá začátku výstupu proudu z dutiny generátoru SP, čas  $t/T = 0,25$  je maximální rychlost při výstupu tekutiny ven z dutiny generátoru SP, čas  $t/T = 0,75$  odpovídá maximální rychlosti při sání do dutiny generátoru SP. Podle dat na obr. 7.20a naměřených v ose SP, 80 mm za jeho ústím, se ukazuje, že proud SP zasahuje až do souřadnice  $2y/D = 0,25$  a neproniká tak až na druhou stranu směšovací komory. Je rovněž patrné, že maximální ovlivnění rychlostního profilu v hnacím proudu a ve směšovací vrstvě dochází při sání do dutiny generátoru SP, kdy se znatelně snižuje rychlost v zasažené oblasti. V hnaném proudu a u stěny směšovací komory jsou minimální rychlosti při ukončení sání v čase  $t/T = 0$ . Navýšení rychlosti při výfuku má oproti sání mnohem menší vliv.

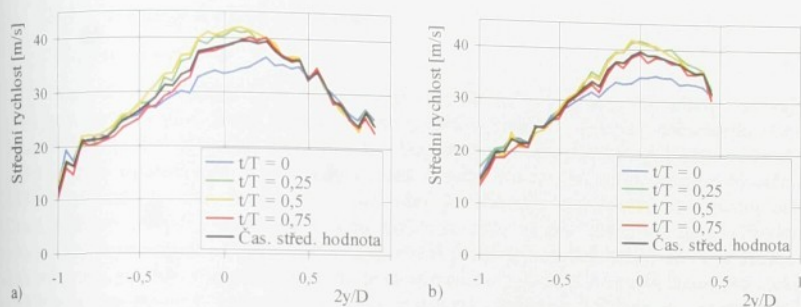


Obr. 7.20: CTA měření časové závislosti střední rychlosti, režim  $\Gamma = 1,5$ ;

a) -  $0^\circ$ , tj. v ose SP, 80 mm za SP, b) -  $90^\circ$ , tj. kolmo na SP, 80 mm za SP.

Stejný závěr lze udělat z dat na obr. 7.20b naměřených v kolmém směru. Podle obrázků 7.20a a 7.20b se zdá, že SP ovlivňuje rychlost v celém jádru hnacího proudu. Směšovací vrstva mezi hnacím a hnaným proudem a samotný hnaný proud jsou ovlivněny pouze v místě ústí dutiny generátoru SP.

Na rychlostních profilech na obr. 7.21a a 7.21b naměřených 200 mm za ústím generátoru SJ se ukazuje, že čas minimálních rychlostí se posunul dozadu na hodnotu  $t/T = 0$ , tj.  $t/T = 1$ .



Obr. 7.21: CTA měření časové závislosti střední rychlosti, režim  $\Gamma = 1,5$ ;

a) –  $0^\circ$ , tj. v ose SP, 200 mm za SP, b) –  $90^\circ$ , tj. kolmo na SP, 200 mm za SP.

### 7.3.3 Závěry z výsledků experimentů

Byly naměřeny křivky účinnosti ejektoru se zapnutým a vypnutým generátorem syntetizovaného paprsku. Byly rovněž naměřeny rozložení statických tlaků a profily střední a fluktuální složky rychlosti ve směšovací komoře pro vybrané režimy. Vliv SP na proudění v ejektoru je následující: SP urychluje při této konfiguraci směšovací proces jen zanedbatelně. Pro režimy s vysokým ejekčním součinitelem SP stabilizuje fluktuace v difuzoru, čímž je dosaženo vyšší účinnosti difuzoru a celého ejektoru. Pokud je SP umístěn na začátek směšovací komory, je jeho vliv na proudění v difuzoru pozitivní. Při přemístění SP na konec směšovací komory před difuzor jsou vylepšení redukována. Hnací proud je odkloněn ve směru výtrysku ze SP. Rychlosti hnacího proudu ve středu směšovací komory jsou ovlivněny během sání a výtrysku SP, což se projevuje ve zvětšení fluktuálních složek rychlosti. Hnaný proud a směšovací vrstva jsou ovlivněny SP pouze v jeho bezprostředním okolí, SP neproniká napříč hnacím proudem. Pro další výzkum SP v ejektorech je zřejmě nutné použít vícero syntetizovaných paprsků s vyšší výstupní energií.



## 8 Závěry

Na základě teoretických, numerických a experimentálních řešení bylo zkoumáno a optimalizováno podzvukové proudění v osově symetrických ejektorech. Cílem práce bylo hlubší porozumění dějů probíhajících při směšování proudů v ejektoru a optimalizace těchto dějů tak, aby bylo dosaženo vyšší účinnosti celého zařízení.

### 8.1 Výsledky a nové poznatky

#### Teoretický výzkum

Pomocí jednorozměrných analytických metod bylo ukázáno, že ztráty vznikající v ejektoru jsou dvojího druhu. Jedná se o ztráty třením a ztráty vznikající směšováním. Cesta vedoucí ke zvýšení účinnosti ejektorů tak vede přes zvyšování poměru rychlostí  $\omega$ , čímž se snižují ztráty směšováním, a přes redukci ztrát třením. Rozbor provedený pomocí bilančních zákonů ukázal, že tzv. rovnotlaké směšování je účinnější než směšování rovnoploché. Budeme-li se zabývat účinností celého ejektoru, tedy včetně difuzoru, není výhodnost rovnotlakého směšování s vyšší výstupní rychlostí prokázána, neboť záleží právě na účinnosti difuzoru. Na základě analytické metody byla provedena jednoduchá optimalizace pro ejektor s válcovou směšovací komorou a bylo nalezeno optimum základního konstrukčního parametru ejektoru, poměru průřezů,  $\mu = A_1/A_2 \cong 0,3$  a optimum základního provozního parametru, poměru rychlostí,  $\omega = c_2/c_1 \cong 0,3$ . Ejektor s uvedeným poměrem průřezů byl následně použit k dalšímu výzkumu.

#### Experimentální výzkum směšování ve válcové směšovací komoře

Experimentální výzkum směšování ukázal obtížnost vyhodnocení účinnosti ejektorů, rovněž byla identifikována i některá úskalí výzkumu. V průběhu práce bylo zpřesňováno měření účinnosti, což je hodnota nejvíce zatížená nejistotou měření. Bylo zjištěno, že daný režim ejektoru lze nejlépe identifikovat měřením expanzního podtlaku  $|p_{12} - p_{02}|$  na vstupu do směšovací komory, neboť tento tlak je nezávislý na dalších dějích v ejektoru a při nulovém hnaném toku, tj.  $\dot{m}_2 = 0$  a  $\dot{m}_1 = \dot{m}_3$ , dosahuje nejnižší hodnoty. Byla vypracována a ověřena metodika měření rychlostí metodou CTA uvnitř směšovací komory, kdy je vliv sondy na proudění v ejektoru kompenzován udržováním hmotnostního toku ejektorem na konstantní hodnotě.

Největší překážkou při měření se ukázalo být nízkofrekvenční, neperiodické kmitání proudového pole projevující se nejvíce na naměřených hodnotách protitlaku  $p_4$ . Toto kmitání se objevuje při režimech s vyšším poměrem rychlostí, evidentně v případech kdy směšování proudů není před vstupem do difuzoru ještě ukončené, přičemž se objevuje i v difuzoru s úhlem rozšíření  $6^\circ$ .

#### Numerický výzkum směšování ve válcové směšovací komoře

Numerický výzkum směšování pomocí komerčního programu Fluent umožňuje detailnější pohled na směšovací procesy, nicméně shoda s naměřenými daty stále není uspokojivá. Byl proveden podrobný výzkum vlivu sítě, modelování mezní vrstvy a zvoleného turbulentního modelu na výpočet směšování. Výsledky ukázaly, že v našem případě stačilo 20 výpočtových buněk napříč polovinou směšovací komory k popisu směšování. Příliš jemná síť, nebo síť s krátkými ( $l/h < 1$ ) nebo dlouhými  $l/h \geq 4$

výpočtovými buňkami byla mnohdy příčinou problémů s konvergencí. Velice důležité je správně modelovat mezní vrstvu a to hlavně při použití stěnových funkcí ( $y^+ \approx 30$ ). Příliš tenké buňky přilehlé ke stěně v případě stěnových funkcí způsobují nadhodnocení třecího součinitele a nižší výslednou účinnost. Při použití stěnového modelování je vliv  $y^+$  nepatrný a tato metoda je tak vhodnější k optimalizaci.

Největším problémem tak zůstává vyhodnocení správného turbulentního modelu. Ukazuje se, že většina modelů silně nadhodnocuje výslednou účinnost (dosažený protitlak) a to hlavně při režimech s vyšším poměrem rychlostí  $\omega$ . Oba standardní modely, k- $\epsilon$  a k- $\omega$ , byly použity jen pro ukázkou, často se potýkají s problémy s konvergencí a jejich předpovědi jsou nepřesné. Jednorovnicový model Spalartův-Allmarasův už ze své podstaty nemůže dostatečně popsat směšovací procesy. Model RNG k- $\epsilon$  příliš nadhodnocuje rychlost směšování, navíc není nejvhodnější pro výpočet osově symetrického proudu.

Model SST k- $\omega$ , který je formulován pro malá Reynoldsova čísla a je tak dobře aplikovatelný až ke stěně, v některých případech (výpočet charakteristiky) velice dobře souhlasí s experimenty, v jiných naopak selhává (výpočet turbulence ve volném hnacím proudu). Nejpoužívanější model „Realizable“ k- $\epsilon$  je vhodný pro popis osově symetrického proudu, nakonec se ale ukazuje, že silně nadhodnocuje dosaženou účinnost. Po zpřesnění měření a numerických výpočtů vychází jako nejvhodnější model Reynoldsových napětí RSM při použití stěnových funkcí, zatímco při použití stěnového modelování je výsledná účinnost silně nadhodnocena a dochází k problémům s konvergencí. Ale i tento model nesouhlasí s experimenty ve všech aspektech a nelze tedy ukázat na jediný vhodný model turbulence.

Většina modelů turbulence je přitom v dobré shodě s měřením v případě režimů s malým poměrem rychlostí. Modely se rozcházejí s experimenty v případě vyšších poměrů rychlostí, a to zejména v hlavní oblasti směšování a v případech, kdy dochází ke směšování v difuzoru (nebo v rozšiřující se směšovací komoře).

V práci použitá metoda výpočtu průběhu směšování, autoři Tyler a Williamson [15], se neukázala být dostatečně univerzální a použitelná k dalšímu výzkumu a pro optimalizaci. Oproti tomu jednodušší jednorozměrná analytická metoda je při vhodném výběru ztrátových součinitelů použitelná k prvotnímu návrhu ejektorů.

### Analýza proudění ve válcové směšovací komoře

Byla potvrzena existence počáteční a hlavní oblasti směšování. V počáteční oblasti směšování existuje nezasažený hnaný proud, začíná za odtokovou hranou hnací trysky a její konec lze definovat místem, ve kterém se střetávají dvě smykové vrstvy, které hnaný proud ohraničují: Volná smyková vrstva (směšovací vrstva) mezi hnaným a hnacím proudem z jedné strany a mezní vrstva na stěně směšovací komory z druhé strany. Pro počáteční oblast směšování je typický velmi malý nárůst statického tlaku spojený s malým poklesem hybnosti. Pro jednoduchost lze někdy uvažovat i volný zatopený (hnací) proud. Ukazuje se, že růst tlaku v počáteční oblasti směšování působí na děje ve směšovací komoře spíše negativně. Nárůst tlaku způsobuje totiž zpomalení hnaného proudu a růst tloušťky mezní vrstvy, což hnaný proud tlačí ke směšovací vrstvě. Cílem směšování je ale pravý opak, tj. urychlování hnaného proudu a přenos hmoty a hybnosti ve směru do hnaného proudu. Z uvedeného vyplývá hlavní nevýhoda rovnoploché směšovací komory a důvod, proč nemůže být dostatečně účinná: Na jejím začátku je hnaný proud zpomalován a tekutina je přemisťována směrem k hnacímu proudu a teprve v hlavní oblasti směšování začne být hnaný proud urychlován a tekutina se začne přemisťovat do hnaného proudu.

Přestože v počáteční oblasti dochází jen k malé změně hybnosti, klidový tlak klesá téměř stejně intenzivně jako v oblasti hlavní. Turbulentní kinetická energie narůstá od začátku

směšování komory tak, jak se rozšiřuje směšovací vrstva. Délka počáteční oblasti směšování  $l_0$  je evidentně velice silně závislá na poměru rychlostí.

Jakmile se setkají okraje mezní vrstvy na stěně směšovací komory a směšovací vrstva, začne hybnost klesat rychleji a rychleji roste i statický tlak. V tomto místě tak dojde k největšímu zpomalení tekutiny v mezní vrstvě, která ještě není urychlována rychlejší tekutinou ze směšovací vrstvy. Při režimech s malým poměrem rychlostí, kdy je hnaný proud pomalý a zároveň dochází k intenzivnějšímu růstu statického tlaku, pak v tomto místě vzniká odtržení.

Přechod mezi počáteční a hlavní oblastí je velice ostrý. Od tohoto místa dále rychle klesá hybnostní součinitel a je to místo největšího gradientu statického tlaku. V hlavní oblasti již neexistuje nezasazená oblast hnaného proudu, a pokud již zaniklo jádro hnacího proudu, zabírá směšovací vrstva celý průřez směšovací komory. Je zřejmé, že délka hlavní oblasti směšování  $l_m$  je jen málo závislá na poměru rychlostí. Podle mnoha výzkumníků je konec směšování umísťován do místa maximálního statického tlaku. Je to přibližně místo, kde turbulentní kinetická energie má na průřezu svoji maximální hodnotu v ose ejektoru, zatímco před ukončením směšování je maximální hodnota vázána ke směšovací vrstvě.

### Optimalizace směšovací komory a difuzoru

Byla vyvinuta a aplikována metoda pro simultánní optimalizaci všech částí ejektoru, kdy se tvarování jednotlivých částí ejektoru navzájem ovlivňuje a díky tomu je dosaženo prakticky ideálního řešení. Optimalizací byly získány tvary ejektorů, které se pro daný poměrný protitlak liší. Ukazuje se, že výsledné ejektory pracují při přibližně stejné velké poměru rychlostí. Výsledky optimalizace jsou následující: Optimální poměr průřezů pro daný protitlak, rovnoplochá směšovací komora pro počáteční oblast směšování končící hrdlem (neušším místem) ejektoru a rozšiřující se komora pro hlavní oblast směšování plynule přecházející v difuzor. Numerické výsledky ukazují, že vysoká účinnost je dána nejen aerodynamickým tvarováním všech částí ejektoru, ale i nalezením optimální velikosti vstupního průřezu hnaného proudu a především rychlým růstem statického tlaku během směšování v rozšiřující se směšovací komoře. To je v přímém rozporu se zažitými konstrukčními pravidly doporučujícími směšovací komoru válcovou, tzv. rovnoplochou, nebo dokonce zužující se rovnotlakou. Optimalizací je dosaženo vyššího poměru rychlostí obou proudů a tím jsou sníženy ztráty vlastním směšováním. Optimalizované ejektory mají podle výpočtu znatelně vyšší účinnosti, až o čtvrtinu oproti konvenčnímu provedení ejektoru. Každé procento účinnosti navíc otevírá další aplikační možnosti ejektorů.

Proběhlo experimentální ověření optimalizovaného ejektoru, byla naměřena křivka účinnosti, pracovní charakteristika a rozložení statických tlaků na stěně ejektoru. Při porovnání výsledků měření s numerickými daty byly zjištěny rozdíly v dosažené účinnosti. K optimalizaci použitý model turbulence „Realizable“  $k-\varepsilon$  se sice dobře shoduje s měřením v počáteční a na začátku hlavní oblasti směšování, ale výsledná neshoda je vyšší než u modelu RSM se stěnovými funkcemi, který se sice odlišuje od měření statického tlaku v průběhu celého děje, nicméně ve výsledku předpovídá naměřenou účinnost s nejmenší chybou.

Vyvinutá optimalizační metoda byla modifikována pro použití na supersonických ejektorech a použita k návrhu ejektoru pro pohon nadzvukového aerodynamického tunelu. Vylepšená metoda optimalizace rychleji a spolehlivěji konverguje k optimálnímu řešení. Zpětné kroky optimalizace jsou téměř eliminovány. Optimalizace je rovněž stabilnější a nedochází k rozkmitání stěn ejektoru.



## Řízení směšovacíh procesů

Byl proveden numerický a experimentální výzkum vlivu tvaru odtokové hrany hnací trysky na směšování. Jako výhodné se jeví vícenásobné trysky a lalokovité trysky, nicméně bylo zjištěno, že příliš malé laloky mohou utlumovat počáteční turbulenci ve směšovací vrstvě a ve výsledku směšování zpomalovat. Výsledkem provedené optimalizace lalokovité trysky je tryska se třemi velkými laloky. Při použití této trysky je směšování rychlejší, byla zjištěna přechodová oblast směšování.

Experimentální výzkum vlivu syntetizovaného paprsku (SP) na proudění v ejektoru ukázal, že jeden SP umístěný kolmo na osu ejektoru na vstupu do směšovací komory prakticky neurychluje směšování, nicméně má pozitivní vliv na funkci difuzoru. Stabilizuje proudění, snižuje nízkofrekvenční oscilace proudu při vyšším poměru rychlostí a tím dochází k navýšení účinnosti difuzoru a celého ejektoru.

## 8.2 Závěry pro další výzkum

Veškeré děje, které v ejektoru probíhají, expanze obou proudů, směšování a následná komprese, se navzájem ovlivňují, a tak malá změna jednoho konstrukčního nebo provozního parametru změní proudění v celém zařízení. Potýkáme se tak s problémem, jak ejektory hodnotit a optimalizovat, neboť převážná většina změn, které provedeme, způsobí zhoršení energetické účinnosti.

Další výzkum bude probíhat v rámci projektů GAČR [G2] a MŠMT [G4]. Byla vytvořena aerodynamická trať pro výzkum ejektorů a bude možné ji využívat i nadále. Oba zmíněné projekty umožní rovněž zapojení studentů jak magisterského tak doktorandského studia do výzkumných prací. Náplň budoucí práce je stručně nastíněna v následujícím textu.

Neshoda numerických výpočtů a experimentů vyvolává potřebu dalšího výzkumu i pro jiné geometrie ejektorů než je optimální poměr průřezů  $\mu \approx 0,3$  vycházející z jednorozměrné analýzy. Autor plánuje využít metody PIV, která již byla vyzkoušena a při použití skleněné směšovací komory je proveditelná, viz práce [D6].

Další otázky vzbuzuje existence oscilací proudového pole při směšování proudů v rozšiřujícím se kanále a stabilizace proudového pole např. pomocí syntetizovaného paprsku. V dalším výzkumu v rámci projektu [G3] bude použito vícero syntetizovaných paprsků s vyšší výstupní energií.

Existuje potřeba ejektorů s variabilním poměrem průřezů obou proudů umožňující regulaci výkonu ejektoru a přizpůsobení se požadavkům odběrové soustavy.

Nadále bude probíhat výzkum a optimalizace hnacích trysek a optimalizace ejektoru s nekruhovitými hnacími tryskami a s vícenásobnými hnacími tryskami.

Výzkum se rovněž zaměří na difuzory jako na důležité části ejektorů. Cílem bude zkrátit stavební délku difuzoru, případně zvýšit jeho účinnost, přičemž budou zkoumány možnosti potlačování odtržení proudu v difuzoru. Toho je možné dosáhnout buď odsáváním mezní vrstvy v difuzoru samotným ejektorem zpátky do směšovací komory, nebo vefukováním části hnacího proudu do mezní vrstvy v difuzoru.

## Použitá literatura

- [1] R. Dvořák: Příspěvek k teorii ejekčního aerodynamického tunelu. *Strojnický časopis* XIII, Č.1, 1961.
- [2] D.W. Sun, I.W. Eames: Recent Developments in the Design Theories and Applications of Ejectors - a review. *Journal of the Institute of Energy*, pp 65 - 79, 1995.
- [3] S.T. Bonnington, A.L. King: Jet Pumps and Ejectors, a State of the Art; Review and bibliography (2nd edn). BHRA Fluid Eng, Cranfield, Bedford UK, 1976.
- [4] J.L. Porter, R.A. Squyers: A Summary/Overview of Ejector Augmentor Theory and Performance. ATC Report No. R-91100/9CR-47A, Vought Corpn Advanced Technology Cr, Dallas, Texas, 1981.
- [5] J.H. Keenan, E.P. Neumann: A Simple Air Ejektor. *J Applied Mechanics*, Trans ASME, 1942, 64, pp A75-A81.
- [6] G.N. Abramovič: Aplikovaná dynamika plynů. Technicko vědecké nakladatelství, Praha 1952.
- [7] J.H. Keenan, E.P. Neumann, F. Lustwerk: An Investigation of Ejector Design by Analysis and Experiment. *J Applied Mechanics*, Trans ASME, 1950, 72, pp 299-309.
- [8] J. Fabri, R. Siestrunk: Supersonic Air Ejectors. In: *Advances in Applied Mechanics* (eds Von Meiss and Von Karman), Academic Press, New York USA, 1958, V, pp 1-34.
- [9] A.L. Addy, J.C. Dutton, C.D. Mikkelsen: Supersonic Ejector - Diffuser Theory and Experiments. Report No. UILU-ENG-82-4001, Dept Mech and Ind Eng, University of Illinois at Urbana-Champaign, Urbana, Illinois USA, August 1981.
- [10] A.L. Addy: The Analysis of Supersonic Ejector System. In: *Supersonic Ejectors* (ed Ginoux). AGARD-AG-163, pp 31 - 101, AGARD, Neuillysur-Seine, 1972.
- [11] J.A. Goff, C.H. Coogan: Some Two - Dimensional Aspects of the Ejector Problem. *Journal of Applied Mechanics*, pp A151 - A154, 1942.
- [12] P.G. Hill: Turbulent Jets in Ducted Streams. *Journals of Fluid Mech.*, vol. 22, part 1, pp. 161 - 186, 1965.
- [13] K.R. Hedges, P.G. Hill: Compressible Flow Ejectors, Part I - Development of a Finite-Difference Flow Model, *Journals of Fluids Engineering*, pp 272 - 281, 1974.
- [14] Nilavalagan S., Ravindran M., Radhakrisna H.C.: Analysis of Mixing Characteristics of Flow in a Jet Pump using a Finite-difference Method, *The Chemical Engineering Journal*, 39 pp 97-109, 1988.
- [15] R.A. Tyler, R.G. Williamson: Confined Mixing of Coaxial Flows. Aeronautical report LR-602, NRC no. 18831, Division of Mechanical Engineering, Ottawa, Canada 1980.
- [16] K. Matsuo, K. Sasaguchi, K. Tasaki, H. Mochizuki: Investigation of Supersonic Air Ejector, Part 1, Performance in the Case of Zero-secondary Flow. *Bull JSME* 1981;24(198):2090-2097.
- [17] K. Matsuo, K. Sasaguchi, K. Tasaki, H. Mochizuki: Investigation of Supersonic Air Ejector, Part 2, Effects of Throat-area-ratio on Ejector Performance. *Bull JSME* 1982;25(210):1898-1904.

- [18] B. Bauer: Theoretische und experimentelle Untersuchungen an Strahlapparaten für kompressible Strömungsmittel (Strahleverdichter). VDI Forschungsheft 514. VDI-Verlag, Düsseldorf, 1966.
- [19] P. Srisastra, S. Aphornratana: A Circulating System For a Steam Jet Refrigeration System. *Applied Thermal Engineering* 25 (2005) 2247–2257.
- [20] M. Sokolov and D. Hershal: Solar-Powered Compression-Enhanced Ejector Air Conditioner. *Solar Energy* Vol. 51, No. 3, pp. 183–194, 1993.
- [21] B.J. Huang, S.S. Hu, S.H. Lee: Development of an Ejector Cooling System with Thermal Pumping Effect. *International Journal of Refrigeration* 29 (2006) 476–484.
- [22] G.K. Alexis: Estimation of Ejector's Main Cross Sections in Steam-ejector Refrigeration System. *Applied Thermal Engineering* 24 (2004) 2657–2663.
- [23] H. Narmine, A. Karameldin, M.M. Shamloul: Modelling and Simulation of Steam Jet Ejectors. *Desalination* 123 (1999) 1–8.
- [24] G. Grazzini, A. Mariani: A Simple Program to Design a Multi-Stage Jet-pump for Refrigeration Cycles. *Energy Conversion and Management* Vol. 39, No. 16–18, pp. 1827–1834, 1998.
- [25] B.J. Huang, J.M. Chang: Empirical Correlation for Ejector Design. *International Journal of Refrigeration* 22 (1999) 379–388.
- [26] R. Yapici, H.K. Ersoy, A. Aktoprakoglu, H.S. Halkaci, O. Yigit: Experimental Determination of the Optimum Performance of Ejector Refrigeration System Depending on Ejector Area Ratio. *International Journal of Refrigeration* 31 (2008) 1183–1189.
- [27] Yin Hai Zhu, Wenjian Cai, Changyun Wen, Yanzhong Li: Shock Circle Model for Ejector Performance Evaluation. *Energy Conversion and Management* 48 (2007) 2533–2541.
- [28] Yin Hai Zhu, Wenjian Cai, Changyun Wen, Yanzhong Li: Simplified Ejector Model for Control and Optimization. *Energy Conversion and Management* 49 (2008) 1424–1432.
- [29] W.I. Eames: A New Prescription for the Design of Supersonic Jet-Pumps: The Constant Rate of Momentum Change Method. *Applied Thermal Engineering* 22 (2002) 121–131.
- [30] S. Aphornratana, W.I. Eames: A Small Capacity Steam-ejector Refrigerator: Experimental Investigation of a System Using Ejector with Movable Primary Nozzle. *International Journal of Refrigeration*. Vol. 20, No. 5, pp. 352–358, 1997.
- [31] R.L. Yadav, A.W. Patwardhan: Design Aspects of Ejectors: Effects of Suction Chamber Geometry. *Chemical Engineering Science* 63 (2008) 3886–3897.
- [32] G. Grazzini, A. Rocchetti: Numerical Optimisation of a Two-Stage Ejector Refrigeration Plant. *International Journal of Refrigeration* 25 (2002) 621–633.
- [33] S. Watanawanavet: Optimization of a High – Efficiency Jet Ejector by Computational Fluid Dynamics Software. Texas A&M University, May 2005.
- [34] K. Cizungu, M. Groll, Z.G. Ling: Modelling and Optimization of Two-phase Ejectors for Cooling Systems. *Applied Thermal Engineering* 25 (2005) 1979–1994.



- [35] M. Ouzzane, Z. Aidoun: Model Development and Numerical Procedure Detailed Ejector Analysis and Design. *Applied Thermal Engineering* 23 (2003) 2337–2351.
- [36] A. Levy, M. Jelinek, I. Borde: Numerical Study on the Design Parameters of a Jet Ejector for Absorption Systems. *Applied Energy* 72 (2002) 467–478.
- [37] B.H. Park, J.H. Lim, W. Yoon: Fluid Dynamics in Starting and Terminating Transients of Zero-Secondary Flow Ejector. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 29 (2008) 327–339.
- [38] W. Shyy, V.S. Krishnamurty. Compressibility Effects in Modeling Complex Turbulence Flows. *Progress in Aerospace Sciences* 33, 1997, 587–645.
- [39] B.S. Riffat, G. Gan, S. Smith: Computational Fluid Dynamics Applied to Ejector Heat Pumps. *Applied Thermal Engineering* Vol. 16, No. 4, pp 291–297, 1996.
- [40] E. Rusly, Lu Aye, W.W.S. Charters, A. Ooi: CFD Analysis of Ejector in a Combined Ejector Cooling System. *International Journal of Refrigeration* 28 (2005) 1092–1101.
- [41] M.T. Kandakure, V.G. Gaikar, A.W. Patwardhan: Hydrodynamic Aspects of Ejectors. *Chemical Engineering Science* 60 (2005) 6391 – 6402.
- [42] Y. Bartosiewicz, Z. Aidoun, P. Desevaux, Y. Mercadier: Numerical and Experimental Investigations on Supersonic Ejectors. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 26 (2005) 56–70.
- [43] Y. Bartosiewicz, Z. Aidoun, Y. Mercadier: Numerical Assessment of Ejector Operation for Refrigeration Applications Based on CFD. *Applied Thermal Engineering* 26 (2006) 604–612.
- [44] P.H.M.R. Cramers, A.A.C.M. Beenackers: Influence of the Ejector Configuration, Scale and the Gas Density on the Mass Transfer Characteristics of Gas–Liquid Ejectors. *Chemical Engineering Journal* 82 (2001) 131–141.
- [45] E.D. Rogdakis, G.K. Alexis: Design and Parametric Investigation of an Ejector in an Air-Conditioning System. *Applied Thermal Engineering* 20 (2000) 213–226.
- [46] E.D. Rogdakis, G.K. Alexis: Investigation of Ejector Design at Optimum Operating Condition. *Energy Conversion and Management* 41 (2000) 1841–1849.
- [47] A. Maqsood: A Study of Subsonic Air-Air Ejectors with Short Bent Mixing Tubes. Ph.D. thesis, Queen's University, Kingston, Ontario, Canada, March, 2008.
- [48] Q. Chen: Performance of Air-Air Ejectors with Multi-Ring Entraining Diffusers. Ph.D. thesis, Queen's University, Kingston, Ontario, Canada, January, 2008.
- [49] A.S. Ginevsky, Y.V. Vlasov, R.K. Karavosov: *Acoustic Control of Turbulent Jets*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 2004.
- [50] P. Havelka, V. Linek, J. Sinkule, J. Zahradnik, M. Fialova: Effect of the Ejector Configuration on the Gas Suction Rate and Gas Hold-up in Ejector Loop Reactors. *Chemical Engineering Science*, Vol. 52, No. 11, pp. 1701 - 1713, 1997.
- [51] I.A. Waitz, Y.J. Qiu, T.A. Manning, A.K. S. Fung, J.K. Elliot, J.M. Kerwin, J.K. Krasnodebski, M.N. O'Sullivan, D.E. Tew, E.M. Greitzer, F.E. Marble, C.S. Tan and T.G. Tillman: Enhanced Mixing with Streamwise Vorticity. *Progress in Aerospace Science*. Vol. 33, pp. 323–351, 1997.

- [52] Y. Yuan: Jet Fluid Mixing Control Through Manipulation of Inviscid Flow Structure. Ph.D. Dissertation, Faculty of the Virginia Polytechnic Institute and State University, 2000.
- [53] You-Hong Liu: Experimental and Numerical Investigation of Circularly Lobed Nozzle with/without Central Plug. International Journal of Heat and Mass Transfer Volume 45, Issue 12, June 2002, pp 2577-2585.
- [54] You-Hong Liu: Experimental and Numerical Research on High Pumping Performance Mechanism of Lobed Exhauster-Ejector Mixer. International Communications in Heat and Mass Transfer, Volume 34, Issue 2, February 2007, pp 197-209.
- [55] Yuan-Jen Chang, Yau-Ming Chen: Enhancement of a Steam-Jet Refrigerator Using a Novel Application of the Petal Nozzle. Experimental Thermal and Fluid Science 22 (2000) 203-211.
- [56] J.H. Lee, H.D. Kim, T. Setoguchi, S. Matsuo: Computational Analysis of a Variable Ejector Flow. In 6th ISAIF, 7. - 11. 2003, Shanghai, China. pp. 205 - 208
- [57] Da-Wen Sun: Variable Geometry Ejectors and their Applications in Ejector Refrigeration System. Energy, Volume 21, Issue 10, October 1996, pp 919-929.
- [58] R.A. Head: Reduced Boundary Layer Separation Steam Jet Air Ejector Assembly and Method. Gen Electric, USA, EP1870146.
- [59] M. Hibš: Proudové přístroje. SNTL, Praha 1981.
- [60] G.N. Abramovič: Aplikovaná dynamika plynů. Technicko vědecké nakladatelství, Praha 1952.
- [61] Abramovič, G. N.: The Theory of Turbulent Jet. The Massachusetts Institute of Technology, 1963.
- [62] ČSN ISO 5167-1: Měření průtoku tekutin pomocí snímačů diferenčního tlaku. Československá norma 1993.
- [63] ČSN ISO 5167-1 ZMĚNA 1: Měření průtoku tekutin pomocí snímačů diferenčního tlaku – Část 1: Clony, dýzy a Venturiho trubice vložené do zcela vyplněného potrubí kruhového průřezu. Česká technická norma 1998.
- [64] H.H. Bruun: Hot Wire Anemometry, Oxford University, Press 1995.
- [65] A.E. Perry: Hot Wire Anemometry, Clarendon Press, Oxford, 1982.
- [66] Dantec, <http://www.dantecdynamics.com/>, web site.
- [67] Fluent 6.3 User's Guide, Fluent Inc. 2006.
- [68] A.J. Chorin: Numerical solution of navier-stokes equations. Mathematics of Computation, 22: 745-762, 1968.
- [69] T.H. Shih, W.W. Liou, A. Shabbir, Z. Yang, J. Zhu: New k-epsilon Eddy Viscosity Model for High Reynolds Number Turbulent Flows. Computers & Fluids, Vol. 24, No. 3, 1995, pp. 227-238.
- [70] D.C. Wilcox: Turbulence Modeling for CFD. DCW Industries, Inc., La Canada, California, 1998.
- [71] F.R. Menter: Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications. AIAA Journal, 32(8): 1598-1605, August 1994.

- [72] P. Lederer: Teorie a optimalizace mechanických systémů. Ediční středisko ČVUT, Praha, 1987.
- [73] R. Dvořák: Ejekční aerodynamický tunel ÚVS 180x250 mm<sup>2</sup> na vysoké rychlosti. Technická zpráva č. 14/58, ČSAV, Ústav pro výzkum strojů. 1958.
- [74] V. Tesař: Reverzační paradox. Acta Polytechnica – Práce ČVUT v Praze, 12 (II.2) 1984.
- [75] Hu H., T. Saga, T. Kobayashi, N. Taniguchi: A Study on a Lobed Jet Mixing Flow by Using Stereoscopic Particle Image Velocimetry Technique. Journal Physics of Fluids, Volume 13, number 11, November 2001.

### Citované práce autora

- [A1] V. Dvořák: Proudové procesy v ejektoru. Doktorská disertační práce, Liberec 2003.
- [A2] V. Dvořák, P. Šafařík: Supersonic Flow Structure in the Entrance Part of a Mixing Chamber of 2D Model Ejector. In: Journal of Thermal and Fluid Sciences, Vol.12, No.4, November 2003, pp. 344 - 349, Shanghai, China ISSN 1003 - 2169, CN 11 - 2853/04.
- [A3] V. Dvořák, P. Šafařík: Transonic Instability in Entrance Part of Mixing Chamber of High-Speed Ejector. Journal of Thermal Science, International Journal of Thermal and Fluid Sciences, Vol.14, No.3, pp 258 - 263, Institute of Engineering Thermophysics, Chinese Academy of Sciences, Beijing, China, 2005. ISSN 1003-2169, CN 11-2853/04.
- [A4] V. Dvořák: Ejektor klasické konstrukce kombinovaný se šterbinovou tryskou, 4. Konference s mezinárodní účastí, Aplikovaná mechanika 2002, 8 - 12.4., 2002, Ostrava.
- [A5] J. Kolář, V. Dvořák: Interaction of Shock Waves in Supersonic Ejector. XXVII. Setkání kateder mechaniky tekutin a termomechaniky, 24. - 27. červen 2008, Plzeň.
- [A6] V. Dvořák: Studie účinnosti ejektoru - vliv rychlostních součinitelů vstupních dýz a ztrátového součinitele směšovací komory. Colloquium Fluid Dynamics 2001, UT AVČR, 24. - 26.10., 2001, Praha, 2001.
- [A7] V. Dvořák: Parameters for Classification and Optimization of Ejectors. In: Topical Problems of Fluid Mechanics 2005, IT ASCR, February 16 - 17, 2005, pp. 31 - 34, Prague.
- [A8] V. Dvořák: Výpočet pracovní charakteristiky ejektoru. 20. Mezinárodní konference pracovníků kateder a ústavů vyučujících mechaniku tekutin a termomechaniku, 20. - 22.6., 2001, Kouty nad Desnou.
- [A9] V. Dvořák, J. Fridrich: Experimental and Numerical Verification of Analytical Method of Computation of Constant Area Mixing. In: Topical Problems of Fluid Mechanics 2006, IT ASCR, February 22 - 24, 2006, pp. 31 - 34, Praha, 2006.
- [A10] V. Dvořák, P. Dančová: Measuring with Hot Wire Probe Inside Ejector. Experimental Fluid Mechanics, November 28 - 30, 2007, Technical University of Liberec, 2007, pp 11-16.
- [A11] V. Dvořák: Coanda ejektor. 3. Konference s mezinárodní účastí, Aplikovaná mechanika, 2. - 5.4. 2001, Nečtiny, pp 23 - 26.



- [A12] V. Dvořák, T. Vít: Experimental and Numerical Study of Constant Area Mixing. In: 16th International Symposium on Transport Phenomena, ISTP-16, 29. 8. - 1. 9. 2005, Prague.
- [A13] V. Dvořák: Numerical Computation of Efficiency Curve of Ejector. In: Konference ANSYS 2007. Část I. – CFD/FSI, 13. – 15. června 2007, Konferenční centrum FLORET, Praha – Průhonice, 2007, pp 149-156.
- [A14] V. Dvořák: Numerický výpočet uzavírání zpětného ventilu s využitím dynamické sítě. In: 20th conference with international participation Computational Mechanics 2004, 8. - 10. 11. 2004, Hrad Nečtiny, pp 81 - 84.
- [A15] V. Dvořák: Výměna náplně v zapalovací komůrce zážehového motoru. In: Colloquium Fluid Dynamics 2004, UT AVČR, 3. - 5. 11. 2004, Praha, pp. 35 - 38.
- [A16] V. Dvořák: Shape Optimization of Ejector Mixing Chamber. In: Colloquium Fluid Dynamics, Institute of Thermomechanics AC CR, 19. - 21. 10. 2005, Prague. pp. 29 – 32.
- [A17] V. Dvořák: Use of Dynamic Mesh for Shape Optimization of Ejectors. In: Proceedings of the 12th Conference of Fluent Users, June 7. – 9., 2006, Hrotovice, p. 87 - 92.
- [A18] V. Dvořák: Shape Optimization of Axisymmetric Ejector. In: European Conference on Computational Fluid Dynamics, Egmond aan Zee, The Netherlands, 5 – 8 September 2006.
- [A19] V. Dvořák: Shape Optimization and Computational Analysis of Axisymmetric Ejector. 8th International Symposium on Experimental and Computational Aerothermodynamics of Internal Flows, July 2-5, 2007 - Ecole Centrale de Lyon, France, 2007, pp 273-278.
- [A20] V. Dvořák: Optimized Axi-Symmetric Ejector – Experimental and Numerical Investigation. In: Experimental Fluid Mechanics 2009, Liberec 25. – 27. November 2009. pp 34 – 43.
- [A21] V. Dvořák: Shape Optimization of Supersonic Ejector for Supersonic Wind Tunnel. In.: Computational Mechanics 2009, 25th conference with international participation, Nečtiny, November 9 – 11, 2009. Česká republika, 2009.
- [A22] V. Dvořák: Shape Optimization of Supersonic Ejector for Supersonic Wind Tunnel. In.: Applied and Computational Mechanics, Plzeň, Česká republika 2010 (in print).
- [A23] Kolář, J., Dvořák, V.: Návrh ejektoru pro supersonický aerodynamický tunel. XXVI. Setkání kateder mechaniky tekutin a termomechaniky, Herbertov 28. - 31. srpna, 2007, pp 43-44.
- [A24] J. Kolář, V. Dvořák, P. Ščibran: Development of Supersonic Twelve Driving Nozzles Ejector for Supersonic Wind Tunnel. Experimental Fluid Mechanics, November 28 – 30, 2007, Technical University of Liberec, 2007, pp 41-46.
- [A25] J. Kolář, V. Dvořák: Interaction of Shock Waves in Supersonic Ejector. XXVII. Setkání kateder mechaniky tekutin a termomechaniky, 24. – 27. červen 2008, Plzeň.
- [A26] P. Ščibran, V. Dvořák: Studie vlivu lalokovitých hnacích trysek na proudění ve vzduchových ejektorech. XXVI. Setkání kateder mechaniky tekutin a termomechaniky, Herbertov 28. - 31. srpna, 2007, pp 83-84.

- [A27] P. Ščibrán, V. Dvořák, J. Kolář: Study of Primary Nozzle Shape Influence on Flow in Air Ejectors. Experimental Fluid Mechanics, November 28 – 30, 2007, Technical University of Liberec, 2007, pp 125-130.
- [A28] V. Dvořák: Study of Optimization of Lobe Nozzle for Mixing. In: Colloquium Fluid Dynamics, 24. – 26. 10. 2007. pp. 17 – 18.
- [A29] V. Dvořák, P. Dančová: Experimental Investigation into Flow in an Ejector with Perpendicular Synthetic Jet. In: Experimental Fluid Mechanics 2009, Liberec 25. – 27. November 2009. pp 44 – 51.

#### **Autorem vedené nebo konzultované diplomové práce s danou tematikou**

- [D1] Š. Krahulec: Výpočtové metody vzduchových ejektorů. Diplomová práce, vedoucí DP V. Dvořák, Fakulta strojní TU v Liberci, 2004.
- [D2] J. Fridrich: Proudění ve vzduchových ejektorech. Diplomová práce, vedoucí DP V. Dvořák, Fakulta strojní TU v Liberci, 2006.
- [D3] P. Ščibrán: Vliv tvaru hnací trysky na proudění ve vzduchových ejektorech. Diplomová práce, vedoucí DP V. Dvořák, Fakulta strojní TU v Liberci, 2007.
- [D4] J. Kolář: Návrh a optimalizace ejektoru pro nadzvukový aerodynamický tunel. Diplomová práce, vedoucí DP V. Dvořák, Fakulta strojní TU v Liberci, 2007.
- [D5] R. Panuš: Optimalizace nadzvukových trysek. Diplomová práce, vedoucí DP V. Dvořák, Fakulta strojní TU v Liberci, 2004.
- [D6] P. Dolejš: Experimentální výzkum směšovacích trysek pro ejektory. Diplomová práce, Fakulta mechatroniky a mezioborových inženýrských studií, vedoucí DP V. Kopecký, 2008.

#### **Výzkumné projekty, v rámci kterých bylo téma řešeno**

- [G1] 101/05/P298, GA ČR, postdoktorský projekt 2005-2007, řešitel Ing. Václav Dvořák, Ph.D.: „Optimalizace a řízení směšovacích procesů“.
- [G2] P101/10/1709, GA ČR, standardní projekt 2010-2013, řešitel Ing. Václav Dvořák, Ph.D.: „Trysky a difuzory v ejektorech“.
- [G3] IAA200760801, GAAV ČR, 2008-2012, řešitel Ing. Zdeněk Trávníček, CSc.: „Pulzující proudy pro řízení proudových polí“.
- [G4] Výzkumný záměr Ministerstva školství, mládeže a tělovýchovy č. MSM 4674788501.