



**ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE**

---

**Fakulta stavební  
Katedra hydrauliky a hydrologie**

**Pohyb dnových splavenin v otevřených korytech  
- vliv různozrnnosti**

**Influence of grain size distribution on bedload sediment transport**

**DISERTAČNÍ PRÁCE**

**Ing. Štěpán Zrostlík**

Doktorský studijní program: Stavební inženýrství

Studijní obor: Vodní hospodářství a vodní stavby

Školitel: prof. Dr. Ing. Václav Matoušek

**Praha, 2020**



## PROHLÁŠENÍ

Jméno doktoranda: Ing. Štěpán Zrostlík

Název disertační práce: Pohyb dnových splavenin v otevřených korytech – vliv různorodnosti

Prohlašuji, že jsem uvedenou disertační práci vypracoval/a samostatně pod vedením školitele prof. Dr. Ing. Václav Matoušek.

Použitou literaturu a další materiály uvádím v seznamu použité literatury.

Disertační práce vznikla v souvislosti s řešením projektu:

GA19-18411S

Modelování intenzivního chodu směsi dnových a nesených splavenin

GA16-21421S

Analýza stratifikovaného proudění s volnou hladinou založená na kinetické teorii zrnitých směsí

GAP105/12/1082

Modelování intenzivního chodu splavenin za povodňových průtoků

SGS14/179/OHK1/3T/11

Matematické modelování proudění vody a sedimentu v otevřených korytech při extrémních průtocích

V Praze dne 27.1.2020

.....  
podpis

**Poděkování:**

Chtěl bych poděkovat svému školiteli prof. Dr. Ing. Václavu Matouškovi za vedení v průběhu studia. Zvláštní poděkování patří mé ženě a celé rodině za podporu a dodávání odhodlání k dokončení studia.

# Obsah:

Anotace .....	6
Použité symboly.....	8
1. Úvod.....	12
2. Literární rešerše: Intenzivní chod sedimentu.....	15
2.1. Rozdělení rychlostí při transportu sedimentu .....	15
2.2. Rozdělení koncentrace částic v transportní vrstvě.....	17
2.3. Odporové rovnice pro dno koryta .....	19
2.3.1. Odporové rovnice bez chodu sedimentu .....	20
2.3.2. Odporové rovnice s chodem sedimentu.....	22
2.4. Transportní rovnice pro intenzivní chod sedimentu .....	25
2.4.1. Empirické transportní rovnice .....	25
2.4.2. Teoreticky odvozené transportní rovnice .....	29
2.5. Chod různozrnného sedimentu.....	32
2.6. Opevňující vrstva dna a třídící mechanismus různozrnných materiálů .....	34
2.7. Matematické modely chodu sedimentu .....	36
2.7.1. Hydraulické modely .....	36
2.7.2. Modely založené na kinetické teorii .....	37
2.8. Třídění částic vlivem kolizí při chodu sedimentu .....	39
3. Experimentální činnost .....	44
3.1. Použité metody a experimentální zařízení.....	44
3.2. Použitý materiál modelových splavenin a měřené stavy.....	49
3.3. Vyhodnocení experimentů .....	55
3.3.1. Integrované veličiny .....	55
3.3.2. Bodové veličiny a jejich rozdělení .....	63
3.4. Experimentální sledování bimodálních směsí.....	68
3.4.1. Vliv různozrnnosti na proudění a chod splavenin.....	68
3.4.2. Určení rozdělení poměru částic v transportní vrstvě .....	73

3.4.2.1.	Princip analýzy .....	73
3.4.2.2.	Vyhodnocený poměr částic .....	76
4.	Matematické modelování .....	80
4.1.	Modelování transportu sedimentu .....	80
4.2.	Modelování třídění transportované směsi .....	82
5.	Závěry .....	91
6.	Literatura.....	94
6.1.	Publikační činnost.....	94
6.2.	Použitá literatura.....	95
6.3.	Seznam obrázků .....	99
6.4.	Seznam tabulek .....	102

## Anotace

Práce se zabývá intenzivním chodem dnového sedimentu v otevřených korytech. Kromě teoretické práce je výzkum založen i na práci experimentální, opírající se o měření chování proudění směsi sedimentu a vody ve sklopném žlabu Vodohospodářské laboratoře Fakulty stavební ČVUT v Praze. Pomocí experimentů bylo identifikováno a popsáno rozdílné chování proudění při běžném a intenzivním chodu dnového sedimentu. Práce se zabývá zejména vlivem různorodnosti dnového sedimentu na jeho transport, přičemž se zaměřuje na dvoufrakční (bimodální) směsi dnových sedimentů. Součástí analýzy proudění s chodem sedimentu je studium vnitřní struktury proudu včetně rozboru experimentálně získaných rychlostních profilů a rozboru videozáznamů proudění směsi za účelem identifikace bodového rozdělení poměru frakcí po hloubce proudu. Dále byl vytvořen matematický model třídění částic popisující proudění směsi s lineárním koncentračním profilem. Model je sestaven na základech kinetické teorie srážení částic. U tohoto modelu byl stanoven možný rozsah použitelnosti jednotlivých parametrů.

Klíčová slova: intenzivní chod sedimentu, třídění částic, matematické a fyzikální modelování

# Abstract

This work deals with intense transport of bedload sediment in open channels. It has a theoretical part and an experimental part. Experimental work studies behavior of sediment-laden flow in a tilting flume in the Water Engineering Laboratory of Faculty of Civil Engineering of Czech Technical University in Prague. The experiments identified differences in flows carrying bedload sediment under the conditions of weak transport and intense transport, respectively. Primarily, the work deals with an influence of grain size distribution on intense transport of bedload and focuses on intense transport of bimodal bedloads. An analysis of sediment-laden flow includes an internal structure of the flow with experimentally determined distribution of local velocity and distribution of local proportion of individual fractions in the bimodal sediment flow. Furthermore, a mathematical model is developed for a prediction of vertical sorting of fractions of bimodal bedload in flow with a linear distribution of solids across the flow depth. The model is based on kinetic theory of granular flow. Testing of the model revealed ranges of values of model input parameters for which the model can be used to predict the sorting.

Keywords: intense bedload transport, vertical sorting, flume experiment, mathematical model

# Použité symboly

## Bezrozměrná čísla

$\theta$  – bezrozměrné tečné napětí (Shieldsovo číslo)

$Fr$  – Froudovo číslo

$Re$  – Reynoldsovo číslo

$W_{s^*}$  – bezrozměrná sedimentační rychlost

## Indexy u symbolů

$A, B$  – frakce směsi

$b$  – hodnota lokalizovaná na rozhraní sedliny a transportní vrstvy

$c_i$  – kritická hodnota pro  $i$ -tou složku

$d$  – dnové útvary

$f$  – parametr pro vodu

$m$  – parametr pro směs vody a sedimentu

$p$  – povrch dna

$s$  – parametr týkající se sedimentu

$sh$  – hodnota na horní hraně transportní vrstvy

$t$  – parametr týkající se pohybu částic

$th$  – zjištěná kritická hodnota Shieldsova čísla

$XX$  – číselná hodnota procentuálního propadu

## Proměnné

$\alpha$  [-] – bezrozměrný koeficient

$\gamma$  [ $s^{-1}$ ] – rychlostní gradient

$\Gamma_{1,2}$  [-] – míra disipace energie závislá na koncentraci

$\delta r$  [-] – míra rozdílu velikosti částic

$\delta m$  [-] – míra rozdílu hmotnosti částic

$\zeta$  [-] – bezrozměrná míra třídění



$\kappa$	[-]	– von Kármánova konstanta
$\lambda$	[-]	– součinitel ztráty tření
$\sigma$	[Pa]	– normálové napětí
$\rho$	[kg.m <sup>-3</sup> ]	– hustota
$\tau$	[Pa]	– tečné napětí
$\tau_t$	[-]	– bezrozměrný čas
$\varphi$	[°]	– sklon proudění
$\psi$	[-]	– exponent v Darciově rovnici
$b$	[m]	– šířka koryta
$c$	[-]	– lokální koncentrace
$c_{rel}$	[-]	– relativní koncentrace jedné frakce
$c_M$	[-]	– maximální koncentrace směsi
$C_{sh}$	[-]	– lokální koncentrace na rozhraní transportní vrstvy a vrstvy s čistou vodou
$C_{vb}$	[-]	– maximální koncentrace v sedlině
$d_{84}$	[m]	– velikost zrna s 84% propadem materiálu tvořícím dno koryta
$d_{90}$	[m]	– velikost zrna s 90% propadem materiálu
$D_{AB}$	[-]	– koeficient difuzivity pro bimodální směs
$e$	[-]	– koeficient restituce
$f_\sigma, f_\tau$	[-]	– funkce kinetické teorie závislé na koncentraci a kolizích
$g$	[m.s <sup>-2</sup> ]	– gravitační zrychlení
$G$	[-]	– funkce z kinetické teorie závislá na koncentraci
$h$	[m]	– hloubka proudění
$H$	[-]	– funkce kinetické teorie závislá na koncentraci
$H_{sh}$	[m]	– výška transportní vrstvy
$I_0$	[-]	– sklon sedliny rovnoměrného proudění
$I_e$	[-]	– sklon čáry energie

$J$	[-]	– koeficient tečného napětí
$k$	[m]	– drsnostní výška
$k_w$	[-]	– drsnostní výška stěn žlabu
$Q_K$	[m <sup>3</sup> .s <sup>-1</sup> ]	– tok kolizního tepla
$q$	[m <sup>3</sup> .s <sup>-1</sup> / m]	– specifický průtok na jednotku šířky
$q_b$	[m <sup>3</sup> .s <sup>-1</sup> / m]	– specifický průtok sedimentu
$m$	[m]	– hmotnost částice
$m_{AB}$	[m]	– součet hmotností částic A a B
$n$	[m <sup>-3</sup> ]	– počet částic v jednotkovém objemu
$Q$	[m <sup>3</sup> .s <sup>-1</sup> ]	– celkový průtok
$R_{1,2}$	[m]	– funkce závislé na koncentraci
$R_b$	[m]	– hydraulický poloměr vztažený ke dnu
$r$	[m]	– poloměr částice
$r_{AB}$	[m]	– součet poloměrů částic A a B
$s$	[-]	– poměr hustot transportovaných částic k hustotě vody ( $\rho_s / \rho_f$ )
$t$	[s]	– čas
$T$	[m <sup>2</sup> .s <sup>-2</sup> ]	– granulární teplota
$u^*$	[m.s <sup>-1</sup> ]	– třecí rychlost na dně
$u$	[m.s <sup>-1</sup> ]	– rychlost v hlavním směru proudění
$u_0$	[m.s <sup>-1</sup> ]	– počáteční rychlost proudění na dně
$v$	[m.s <sup>-1</sup> ]	– rychlost kolmá na směr proudění ve vertikálním směru
$w$	[m.s <sup>-1</sup> ]	– rychlost kolmá na směr proudění v horizontálním směru
$W_t$	[m.s <sup>-1</sup> ]	– nerušená ustálená sedimentační rychlost
$X$	[-]	– míra třídění částic
$y$	[m]	– vertikální pozice
$y_0$	[m]	– vertikální odsazení sedliny

$z$  [-] – bezrozměrná vertikální pozice

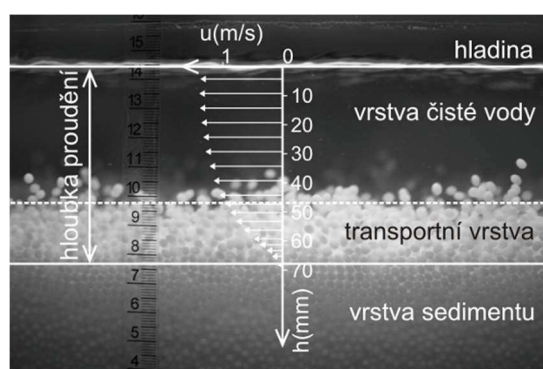
## 1. Úvod

Problematika chodu sedimentu v otevřených korytech je už dlouhá léta předmětem výzkumů a intenzivního bádání. Bylo již odvozeno mnoho empirických vztahů a zákonitostí popisujících pohyb splavenin. Většina odvozených vztahů je platná pro běžné podmínky pohybu splavenin. Tedy podmínky, kdy je v pohybu pouze malé množství materiálu. Lze říci, že dosud odvozené rovnice pro tyto podmínky dostatečně přesně popisují zákonitosti pohybu splavenin. Pohybu velkého množství materiálu relativně k celkovému průtoku se říká intenzivní chod materiálu, jinak nazývaný intenzivní transport sedimentu. Ten je typický pro části toků s velkým podélným sklonem za podmínky extrémních průtoků. Příkladem extrémních průtoků jsou povodňové události, které se stávají kvůli častějším výkyvům počasí aktuální problematikou po celém světě. Takovéto extrémní události způsobují ve výsledku velké škody na majetku a nezhřídka ohrožují i lidské životy. To je důvod, proč se řada odborníků zabývá touto problematikou, jak na teoretické úrovni, tak při provádění laboratorních experimentů za účelem porozumění zákonitostem pohybu splavenin. Měření v terénu při bleskových povodních je prakticky nemožné pro rychlost a nepředvídatelnost těchto událostí. Proto byly prováděny laboratorní experimenty za účelem vytvoření databáze z této oblasti transportu sedimentu. Získané vztahy z experimentální činnosti popisující tento jev po zavedení do matematických modelů pomoci v předpovídání ohrožených oblastí a mohou být užitečné při případném navrhování opatření pro minimalizování negativních dopadů událostí, jako jsou například výše zmíněné bleskové povodně.

Pohyb splavenin v oblasti intenzivního transportu je charakteristický pro režim horního rovného dna (Upper Plane Bed, UPB) a antidun. V případě antidun však nelze přesně identifikovat zákonitosti interakce částic a vody, a to z důvodu vlivu samotných dnových útvarů a neustáleného pohybu sedimentu přes ně. Proto se dále zabýváme převážně režimem UPB. S tímto druhem pohybu sedimentu se také setkáváme v pobřežních oblastech moří. Zde se jedná ovšem o mnohem složitější podmínky závislých mj. na oscilaci

směrů proudění. Proto je důležité nejprve identifikovat zákonitosti jednoduššího proudění bez změn směru proudění.

Proudění v UPB režimu můžeme rozdělit do tří základních vrstev. Úplně spodní vrstva je vrstva nepohybujících se částic. Nad ní je vrstva transportní, kde jsou částice v pohybu a kolidují mezi sebou. Poslední horní vrstva je vrstva s čistou vodou a případnými saltujícími částicemi. Poměr výšek transportní vrstvy a vrstvy s čistou vodou je závislý na množství transportovaného materiálu a sklonu proudění. Celé uspořádání je vidět na *Obrázek 1*.



*Obrázek 1. Schéma transportního režimu UPB při proudění s volnou hladinou*

Problematika chování této směsi je ještě složitější při uvažování pohybu různě velkých částic tvořících dnový a transportovaný materiál, jako je tomu ve skutečnosti. V tomto případě je třeba vyřešit otázku transportovaného množství jednotlivých velikostí částic a otázku třídění materiálu tvořícího dno toku. Konkrétně je identifikován vliv směsi na proudění v UPB režimu. Již existuje model chodu sedimentu zahrnující třídění frakcí transportovaného materiálu. Bohužel ne v oblasti UPB, modely jsou navrženy pouze do režimů s dunami a vrásami. Tato práce popisuje zákonitosti pohybu různozrnného sedimentu a identifikuje princip třídění při provedených experimentech. Na základě provedených experimentů a znalostí publikovaných v odborné literatuře je vytvořen model třídění.

**Cíle práce:**

V návaznosti na úvod lze cíle této práce shrnout do následujících bodů:

- a) Získání experimentálních dat intenzivního chodu sedimentu
- b) Identifikace vlivu různozrnnosti na intenzivní chod bimodálního dnového sedimentu
- c) Matematické modelování intenzivního chodu směsi

## 2. Literární rešerše: Intenzivní chod sedimentu

V následujících kapitolách jsou popsány všechny v současnosti známé a popsané vlastnosti chování transportu sedimentu v režimu UPB nebo při experimentech přímo souvisejících s intenzivním chodem sedimentu, na základě kterých lze lépe identifikovat zákonitosti intenzivního chodu sedimentu.

### 2.1. Rozdělení rychlostí při transportu sedimentu

Měřením rychlostí nejen nad transportní vrstvou, ale i v ní se zabývali Pugh a Wilson (1999). Nicméně vyhodnotili pouze rychlost na rozhraní vrstev a nezabývali se rychlostním profilem v transportní vrstvě. Zároveň jejich měření bylo prováděno na uzavřeném profilu, což nemusí odpovídat otevřeným korytům. V otevřeném korytě měřili rychlostní profily Capart a Fraccarollo (2011), když využívali modifikovanou metodu PTV (Particle Tracking Velocimetry) pro měření rychlosti samotných částic, kterou dále používali pro stanovení průtoku pevné fáze. Jejich publikované rychlostní profily v transportní vrstvě mají lineární průběh. Měřením rychlosti kapalné fáze v dvofázovém prostředí s hrubozrnným sedimentem ( $d = 5 \text{ mm}$ ) se zabýval Yeganeh et al. (2000) využitím Pitotovy trubice, kdy předpokládal, že vyhodnocené vektory rychlosti odpovídají rychlostem kapaliny. Využití ultrazvukové techniky (Acoustic Doppler Velocity Profiler) nad erodujícím hrubozrnným dnem řešil Song et al. (1994). Nicméně v tomto případě se jednalo o měření ve vrstvě nad pohybující se vrstvou sedimentu, a ne o měření rychlosti v koncentrované vrstvě sedimentu. V transportní vrstvě měřil Revil-Baudard et al. (2015) za pomoci vysokorychlostního ADVP ve směsi plastu a vody. Jednalo se o měření neustáleného pokusu, kdy posléze vyhodnocoval jak rychlostní profily, tak profil koncentrační. Celkové dopravní koncentrace při prováděném měření nedosahovaly příliš velkých hodnot a ani výška koncentračního profilu nebyla velká.

S měřením rychlostního profilu souvisí i charakteristiky vyhodnocované z okamžitých rychlostí. Měřením těchto veličin se ve své práci zabýval Dey et al. (2012). Podrobně popisuje rychlostní pole

s turbulentní kinetickou energií nad povrchem dna tvořeným hrubozrnným materiálem. Porovnává stavy bez pohybu částic a s pohybem jedné až dvou vrstev částic s jejich občasnou saltací. Dále popisuje vztah mezi turbulentními strukturami a saltací částic. Výška rychlostního profilu v transportní vrstvě dosahuje maximálně jednotek procent celého profilu.

Nutností je také zmínit experimenty a matematické modely takzvaného suchého kolizního toku částic, kdy je simulován pohyb samotných částic po nakloněné rovině. Tyto experimenty jsou prováděny pro určení vlivu kolizí mezi částicemi. Ve skutečnosti se s tímto druhem toku můžeme setkat například v průmyslových a potravinářských provozech, kdy je nutno dopravit suché hrubozrnné částice na jiné místo, případně je zabalit a vyexpedovat. Dále se s tímto druhem „proudění“ můžeme setkat při sesuvech v lomech a na horských kamenných polích, v některých případech lze sesuv laviny tvořené jednotlivými kulovitými částicemi a ledem považovat za tento druh proudění. Výsledky z podobných experimentů publikoval Barbolini et al. (2005) a Louge a Keast (2001). Oba autoři zobrazují rychlostní profil exponenciálního tvaru s nulovou rychlostí odsazenou ode dna. Zároveň autoři dokumentují vliv tvaru profilu na sklon proudění a velikost částic.



## 2.2. Rozdělení koncentrace částic v transportní vrstvě

Rozdělením koncentrací v závislosti na hloubce proudění v otevřených korytech se v minulosti zabývala řada autorů. Největší počet dosud publikovaných koncentračních profilů je určen pro suspenze velmi jemnozrnných částic. Základní rovnice popisující toto rozdělení vychází z takzvané Rouseovy rovnice. Ovšem v případě UPB režimu s hrubozrnným materiálem se se suspenzí nedá jednoznačně uvažovat. Na rozhraní transportní vrstvy a vrstvy s čistou vodou je možno uvažovat o saltujících částicích podpořených kolizemi mezi samotnými částicemi, zcela jistě se však nejedná o suspenzi. Přesto by tento přechod mohl být popsán Rouseovou rovnicí, jak uvádí Wang a Yu (2007), proto je uvedena níže.

$$c(y) = C_{sh} \left[ \frac{(H_{sh} - y_0) \cdot y}{(H_{sh} - y) \cdot y_0} \right]^{\frac{W_i}{K \cdot u^*}} \quad (2.1)$$

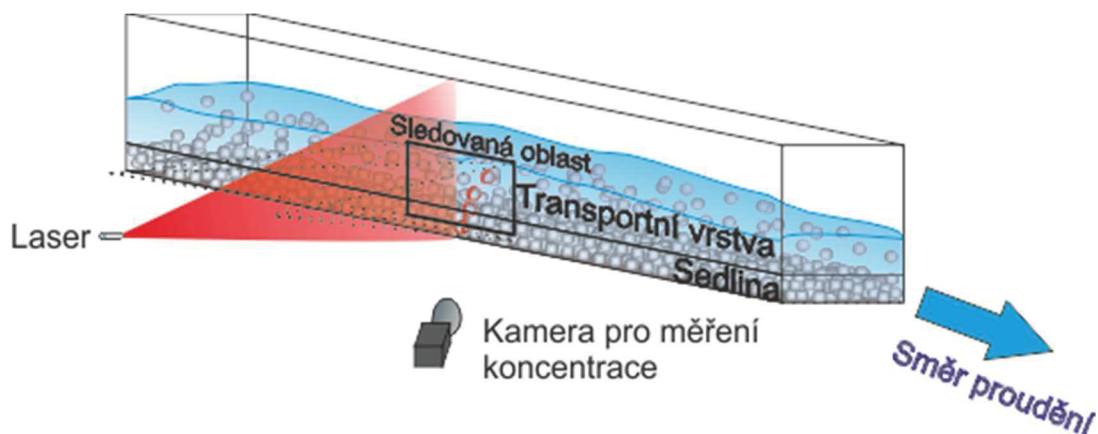
Wang použil Rouseovu rovnici pro popis koncentračního profilu intenzivního transportu na plážích a kombinoval ji s rozdělením koncentrací v transportní vrstvě pro uzavřené profily, kterou publikoval Wilson (1966),

$$c(y) = C_{vb} - (C_{vb} - C_h) \frac{y_0}{y} \quad (2.2)$$

Rozdělením koncentrací při transportu hrubozrnné směsi v potrubí se také zabýval například Pugh a Wilson (1999) a Vlasák et al. (2015). Publikované profily mají lineární průběh s přechodem do nulové koncentrace.

Měřením bodových koncentrací v otevřených korytech se zabýval Armanini et al. (2005), Capart a Fraccarollo (2011) či Larcher (2004) ve své doktorské práci. Všichni určovali lokální koncentraci na základě analýzy videí promítaných laserových paprsků na proudící směs částic a vody. Laser osvítí částice v rovině kolmé na směr proudění. Při natáčení pod úhlem jsou osvícené částice zobrazeny v prostoru. Schéma instalované aparatury a princip měření je znázorněn na *Obrázek 2*. Při vyhodnocování lokální dopravní koncentrace je pozorováno, jak daleko od stěny je osvícená částice.

Tyto údaje se zjistí pro každou výškovou úroveň a jsou zprůměrovány v čase. Zjištěná průměrná vzdálenost částice od stěny lze přepočítat na předpokládanou dopravní koncentraci. Tento přepočet je platný pouze pro statisticky dostatečně dlouhý videozáznam. Publikované koncentrační profily mají lineární průběh až do nulové koncentrace a na přechodu se sedlinou jsou zaobleny. Zaoblení je závislé především na velikosti transportovaných částic.



Obrázek 2. Schéma instalace laseru a kamery pro snímání videa pro vyhodnocování rozdělení dopravní koncentrace po výšce proudění

Měřením koncentračního profilu na plážích při účincích vln v surfových zónách se zabýval Lanckriet (2014) ve své disertační práci. K měření využíval ovlivnění vodivostního pole okolo měřící sondy a z ní dopočítal koncentrační profil. Na pláži při experimentech byl písčitého materiálu s maximální průměrnou velikostí zrna do 0,5 mm. Průběh publikovaných lokálních koncentrací v jeho práci ukazuje také lineární průběh, jako je tomu v předešlých případech. Tato metoda má své limity při užití měření hrubozrnnějšího materiálu.

### 2.3. Odporové rovnice pro dno koryta

Odporové rovnice popisují vztah mezi proudícím médiem a korytem, ve kterém proudí. Tyto rovnice obvykle udávají vztahy mezi střední průřezovou rychlostí, hydraulickým poloměrem, gradientem proudění a charakteristikou koryta. Celkový odpor proudění lze vypočítat součtem jednotlivých vlivů na proudění. První je vliv drsnosti částic tvořících povrch dna  $\tau_p$ . Druhý je vliv dnových útvarů  $\tau_d$ . Jako poslední se uvažuje vliv pohybu částic a interakce mezi nimi  $\tau_t$ . Díky tomuto předpokladu lze tečné napětí na dno rozepsat jako součet tří tečných napětí  $\tau = \tau_p + \tau_d + \tau_t$ . Podobnou úvahou lze dále získat vztah pro drsnosti a drsnostní výšky. V obou případech bude celková drsnost nebo drsnostní výška rovna součtu vlivu částic, dnových útvarů a pohybu částic:  $k = k_p + k_d + k_t$ , kde  $k_p$  je odpor od sedimentu tvořícího dno,  $k_d$  je odpor od dnových útvarů a  $k_t$  je odpor vzniklý samotným transportem materiálu (kolidující částice mezi sebou). Při režimu UPB se vůbec nevyskytuje vliv dnových útvarů. Oproti tomu vliv transportovaných částic je velký. Zvláště v případě, kdy se částice pohybují v několika vrstvách nad sebou, což je typické pro tento režim.

Pro proudění v režimu UPB neexistuje příliš odporových rovnic. V zásadě je můžeme rozdělit do dvou typů. Prvním typem jsou rovnice empirické, odvozené na základě experimentů. Druhou možností jsou rovnice založené na předpokladu hydraulicky drsného dna a plně rozvinutého turbulentního proudění, pro který lze při předpokladu logaritmického rozdělení rychlostí odvodit vztah vyjadřující průřezovou rychlost proudění.

Všechny dále uvedené třetí rovnice jsou určeny právě pro toky s velkým podélným sklonem nebo přímo pro UPB režim. Jejich porovnání je v podobě součinitele ztrát třením  $\lambda$ . Uvedené rovnice jsou rozděleny do dvou skupin. První skupina obsahuje rovnice odvozené bez pohybu sedimentu. Druhá skupina je pro rovnice s velkým podélným sklonem a chodem sedimentu.

### 2.3.1. Odporové rovnice bez chodu sedimentu

#### Strickler (1923)

Jeden z prvních autorů, který uvedl vztah závislosti drsnosti na velikosti materiálu na dně koryta, byl Strickler. Uvedl rovnou dvě verze odporového součinitele pro případy toků se dnem více či méně strmým. Většina autorů uvádí pouze jednu charakteristickou velikost zrna transportovaného materiálu, stejně jako je tomu u Stricklerova vztahu uvedeného níže.

$$\sqrt{\frac{8}{\lambda_b}} = k_{St} \cdot g^{-0.5} \cdot R_b^{\frac{1}{6}} \quad (2.3)$$

$$k_{St} = \frac{0.97 \cdot g^{0.41} \cdot Q^{0.19}}{I_0^{0.19} \cdot d_{90}^{0.64}} \text{ pro } l_0 > 0.08 \quad (2.4. a, b)$$

$$k_{St} = \frac{4.36 \cdot g^{0.49} \cdot Q^{0.02}}{I_0^{0.03} \cdot d_{90}^{0.23}} \text{ pro } l_0 < 0.08.$$

$l_0$  – sklon dna při předpokladu rovnoměrného ustáleného proudění můžeme nahradit  $l_e$  – představující sklon čáry energie;  $d_{90}$  – velikost zrna s 90% propadem materiálu tvořícím dno koryta;  $g$  – gravitační zrychlení;  $R_b$  – hydraulický poloměr vztažený ke dnu (v původním vzorci použita hloubka)

Zároveň je Strickler jedním z prvních autorů, kteří se věnovali porovnávání odporových rovnic pro tlakové proudění s rovnicemi pro otevřená koryta.

#### Bathurst (1978, 1987)

Bathurst si na základě vlastních experimentů zvolil jinou charakteristickou velikost transportované směsi. Svou teorii poprvé publikoval v roce 1978 a konečnou verzi teoretického vztahu pro výpočet drsnosti koryta uvedl v roce 1987.

$$\sqrt{\frac{8}{\lambda_b}} = \left( \frac{R_b}{0.365 \cdot d_{84}} \right)^{2.34} \cdot \left( \frac{b}{h} \right)^{7 \cdot (\varepsilon - 0.08)} \quad (2.5)$$

$$\varepsilon = 0.139 \log \left( 1.91 \cdot \frac{d_{84}}{R_b} \right)$$

**Rickenmann (2006)**

Rickenmann představil vztah, uvedený níže, obsahující pouze hloubku nahrazenou v našem případě hydraulickým poloměrem s vybranou velikostí zrna. V tomto vztahu není patrný vliv samotných kolizí částic.

$$\sqrt{\frac{8}{\lambda_b}} = 1.93 \frac{R_b}{d_{90}} \quad (2.6)$$

**Rickenmann a Recking (2011)**

$$\sqrt{\frac{8}{\lambda_b}} = \frac{6.5 \cdot 2.5 \cdot \frac{h}{d_{84}}}{\sqrt{6.5^2 + 2.5^2 \cdot \left(\frac{h}{d_{84}}\right)^{5/3}}} \quad (2.7)$$

Rovnice je převzata z původní práce Ferguson (2007). Rickenmann a Recking srovnali velké množství drsnostních rovnic a dle jejich výsledků uvádějí, že tato rovnice velmi dobře popisuje proudění v přirozených korytech s malou hloubkou proudění a relativně velkými zrny na dně. Jde o jednu z mála nelogaritmických drsnostních rovnic.

**Kumar a Rao (2011)**

Rovnice vytvořená na základě měřených dat z terénu i z laboratoří od různých autorů. K vytvoření bylo použito metody neuronových sítí pro optimalizaci parametrů ve vzorci. Použití Reynoldsova čísla s třecí rychlostí opět vyžaduje iterativní řešení.

$$\text{Re} = \frac{u_* \cdot d_{50}}{\nu} ; \quad (2.8)$$

$$\sqrt{\frac{8}{\lambda_b}} = 2^{\frac{3}{2}} \cdot \left( 0.0039 \cdot \ln \left( -36.11 + \frac{4459.23}{\text{Re}^{\frac{1}{3}} \cdot Fr_b^{\frac{4}{3}}} \right) \right)^{-0.5} \quad (2.9)$$

### 2.3.2. Odporové rovnice s chodem sedimentu

#### Smart a Jäggi (1983)

Kolektiv autorů, který stanovil následující vztah pro horské toky a intenzivní chod sedimentu na základě měření z terénu a zároveň prováděných laboratorních experimentů, uvedl následující vztah.

$$\sqrt{\frac{8}{\lambda_b}} = 2.5 \left( 1 - e^{\frac{-0.05 \cdot H_{sh}}{I_0^{0.5} \cdot d_{90}}} \right)^{0.5} \cdot \ln \left( \frac{12.3 \cdot H_{sh}}{1.5 \cdot d_{90}} \right) \quad (2.10)$$

$$\frac{h}{H_{sh}} = 1 - 1.64 \cdot I_0^{0.42} \left( \frac{q_b}{q} \right)^{0.63} \quad (2.11 \text{ a, b})$$

$$\frac{q_b}{q} = \frac{17.3}{(s-1)^{0.5}} \left( \frac{d_{90}}{d_{30}} \right)^{0.2} \cdot I_0^{2.1}$$

#### Wilson (1987)

Wilson se zabýval především hydrodoprou a transportem částic v uzavřených profilech. Přesto byl vybrán jeho vztah k porovnání s ostatními. Oproti ostatním autorům své doby zařadil do vztahu pro drsnost bezrozměrné tečné napětí. Otázkou zůstává, zda je možné použít pro stanovení odporu proti proudění pouze jednu vybranou charakteristickou velikost zrna. Důležitý fakt této odporové rovnice je, že byla odvozena a není zařazena mezi empirické vztahy.

$$\theta = \frac{\rho_m \cdot R_b \cdot I_e}{(\rho_s - \rho_f) \cdot d_{50}} \quad (2.12)$$

$$\sqrt{\frac{8}{\lambda_b}} = 2.5 \cdot \ln \left( \frac{11.1 \cdot R_b}{5 \cdot \theta \cdot d_{50}} \right) \quad (2.13)$$

**Camenen et al. (2006)**

Camenenův vztah, původně uvedený ve tvaru pro relativní drsnost, obsahuje oproti ostatním rovnicím Froudovo číslo a bezrozměrnou sedimentační rychlost. Vliv těchto parametrů dokazuje v publikovaném článku Camenen et al. (2006). Zároveň vztah obsahuje bezrozměrné tečné napětí, jako je tomu u jiných autorů.

$$W_{s^*} = \left( \frac{(s-1)^2}{g \cdot \nu_f} \right)^{\frac{1}{3}} \cdot W_t, \quad Fr_b = \frac{U}{\sqrt{g \cdot R_b}} \quad (2.14 \text{ a, b})$$

$Fr_b$  – je Froudovo číslo počítané z hydraulického poloměru,  $W_{s^*}$  – bezrozměrná sedimentační rychlost,  $W_t$  – sedimentační rychlost

$$\sqrt{\frac{8}{\lambda_b}} = 2.5 \cdot \ln \left( \frac{11 \cdot R_b}{\left( 0.6 + 1.8 \cdot \left( \frac{W_{s^*}^{1.2}}{Fr_b^{2.4}} \right) \cdot \theta^{1.7} \right) \cdot d_{50}} \right) \quad (2.15)$$

Autor tvrdí, že zahrnutím všech uvedených parametrů je možné použít tento vztah jak pro UPB, tak pro případ rovného dna bez chodu sedimentu (lower plane-bed regime). Autor zároveň upozorňuje na nutnost použití iterativního řešení této rovnice.

**Matoušek a Krupička (2009, 2013)**

Dalším ze vztahů je rovnice pro tření odvozená na základě dřívějších empirických rovnic a práce Wilsona a Puga. Uvedená rovnice je pro tlakové proudění, ale je určena pro UPB režim.

$$\lambda_b = 0.0122 \cdot \frac{W_{s^*}^{0.77}}{i_E^{0.99}} \cdot \left( \frac{d_{50}}{R_b} \right)^{0.8} \cdot \theta^{1.43} \quad (2.16)$$

Tato rovnice byla dále upravována a stávala se komplexnější. Její použití v praxi bylo složitější a vyžadovalo iterativní řešení. Pro úpravy byly použity i experimenty ze čtvercového potrubí se sedlinou na dně, které více připomíná proudění s volnou hladinou.

$$\sqrt{\frac{8}{\lambda_b}} = \frac{d_{50}}{h} \cdot \frac{1}{C_{vd}} \cdot \alpha \cdot \theta^{\beta-0.5} \quad (2.17)$$

Výsledný vztah pro součinitele ztráty třením je závislý na objemové dopravní koncentraci a bezrozměrném tečném napětí. Zároveň obsahuje koeficienty stejné jako transportní rovnice odvozená stejnými autory. Podrobně jsou koeficienty popsány v následující kapitole.



## 2.4. Transportní rovnice pro intenzivní chod sedimentu

Transportní rovnice udávají transportní kapacitu proudu v závislosti na vlastnostech proudění a vlastnostech splavenin. Pro porovnání transportní kapacity jednotlivých transportních rovnic se používá bezrozměrný parametr, který jako první použil Einstein, proto je nazýván Einsteinův parametr  $\Phi$ . Vypočítá se následovně:

$$\Phi = \frac{q_b}{\sqrt{(s-1) \cdot g \cdot d_{50}^3}}, \quad (2.18)$$

$$\text{kde } s = \rho_s / \rho_f.$$

Einsteinův parametr je bezrozměrná veličina, někdy nazývaná jako bezrozměrný transport. Ve výpočtu se objevuje velikost zrna. Pro porovnání jednotlivých transportních rovnic byla zvolena velikost zrna  $d_{50}$ , a to z důvodu největší četnosti této velikosti v dále uváděných rovnicích.

### 2.4.1. Empirické transportní rovnice

Nejcitovanější a nejpoužívanější transportní rovnice je od autorů Meyer-Peter a Müller (1948). Další autoři svoje rovnice založili na této rovnici a upravovali si je dle výsledků svých experimentů.

#### Meyer-Peter a Müller (1948)

V původním znění transportní rovnice se místo zrna s 50% propadem vyskytuje takzvané efektivní zrno, které se vypočte jako:

$$d_e = \frac{\sum d_i \cdot \Delta p_i}{\sum \Delta p_i} = \frac{\sum d_i \cdot \Delta p_i}{100} \quad (2.19)$$

Samotná transportní rovnice autorů Meyer-Peter a Müller (MPM) převedená do bezrozměrného tvaru vypadá následovně:

$$q_b = 8 \cdot [\mu\theta - 0,047]^{1,5} \cdot \left( g \frac{\rho_s - \rho_f}{\rho_f} d_e^3 \right)^{0,5} \quad (2.20)$$

kde  $\mu$  je parametr zohledňující dnové útvary (pro rovné dno  $\mu = 1$ ).

Platnost vztahu je pro  $0,03 < \mu\theta < 0,2$ , sediment 0,4–29 mm, sklony  $0,0004 < I_0 < 0,02$  a hloubku vody 0,01–1,2 m. Zvolení parametru velikosti efektivního zrna by mělo zahrnout vliv různozrnnosti materiálu tvořícího transportovaný materiál, i přesto další autoři používají ve svých rovnicích i jiné velikosti zrna.

### Smart a Jäggi (1983)

Vztah vychází z výzkumů prováděných na žlabu se sklonem  $I_0 = 0,03$  až 0,2 při rychlostech vody 0,8 až 2,0 m/s. Jedná se také o empirický vztah, kdy autoři upravili koeficienty z původní MPM rovnice a přidali vztah pro upravení kritické hodnoty tečného napětí na základě vlastností proudění.

$$q_b = 4 \cdot \lambda^{-0,5} \cdot \left( g \frac{\rho_s - \rho_f}{\rho_f} d_e^3 \right)^{0,5} \cdot \left( \frac{d_{90}}{d_{30}} \right)^{0,2} \cdot I_0^{0,6} \cdot \theta^{0,5} \cdot (\theta - \theta_{cr}) \quad (2.21)$$

$$\text{Shieldsův parametr } \theta_{cr} = \theta_{0cr} \cdot \cos \alpha \cdot \left( 1 - \frac{I_0}{\tan \varphi} \right)$$

$\theta_{0cr}$  je kritický Shieldsův parametr (velikost 0,047) a  $\alpha$  je úhel sklonu dna

$\lambda$  – koeficient ztráty třením definovaný pro prováděné experimenty

$$\text{Smartem } \lambda = \left( \frac{0,54}{\ln(12 \cdot h / k)} \right)^2 \quad (2.22)$$

$k$  – drsnost definovaná jako  $k = 3 \cdot d_{90}$  pro  $\theta < 1$  a  $k = 3 \cdot d_{90} \cdot \theta$  pro  $\theta \geq 1$

**Bathurst, Graf a Cao (1987)**

Autoři doporučují pro průměr zrna  $d_{50}$  od 12 mm do 44 mm a sklony do  $\alpha = 5^\circ$  následující vztahy:

$$q_b = 2,5 \frac{\rho}{\rho_s} I_0^{1,5} \cdot (q - q_{cr}) \quad (2.23)$$

$$q_{cr} = 0,21 \cdot g^{0,5} \cdot I_0^{-1,12} \cdot d_{16}^{1,5}$$

Kde  $q_{cr}$  – představuje kritický specifický průtok

Z důvodů omezení velikosti zrna je tato rovnice nevhodná pro porovnání s námi naměřenými daty uvedenými dále.

Následuje několik vztahů publikovaných Rickenmannem, jenž postupně upravoval transportní rovnici o parametry, které přidávali do svých vztahů i jiní autoři. Jeho snahou bylo vždy zachovat použitelnost rovnic pro praxi, zároveň je ale jeho práce zaměřena v převážné většině na horské alpské toky.

**Rickenmann (1990)**

$$q_b = 12,6 \cdot \left( \frac{d_{90}}{d_{30}} \right)^{0,2} \cdot I_0^2 (q - q_c) \cdot (s - 1)^{-1,6} \quad (2.24)$$

$$q_{cr} = 0,143 \cdot g^{0,5} \cdot d_{90}^{1,5} \cdot I_0^{-1,167} \cdot (s - 1)^{-1,67}$$

$q_{cr}$  – představuje kritický specifický průtok, při kterém se začínají transportovat zrna

**Rickenmann (1991)**

$$q_b = 3,1 \cdot \sqrt{g \cdot d_{50}^3} \cdot \left( \frac{d_{90}}{d_{30}} \right)^{0,2} \cdot \theta^{0,5} (\theta - \theta_{cr}) \cdot Fr \quad (2.25)$$

$\theta_{cr}$  – v rozmezí 0,03–0,05 může být počítáno podle vzorce Lamba et al. (2008)  $\theta_{cr} = 0,15 \cdot I_0^{0,25}$

**Rickenmann (2001)**

$$q_s = 3,1 \cdot \left( \frac{d_{90}}{d_{30}} \right)^{0,2} \cdot (q_m - q_{cr}) \cdot I_e^{1,5} \cdot (s - 1)^{-1,5} \quad (2.26)$$

$$q_{cr} = 0,143 \cdot g^{0,5} \cdot d_{90}^{1,5} \cdot I_0^{-1,167} \cdot (s - 1)^{-1,67}$$

**Recking (2010)**

Reckingova rovnice je odvozena na základě experimentů z laboratoří a především s využitím sady dat z alpských a podobných toků. Hlavní inovací je využití známého poměru velikostí dvou frakcí částic ( $d_{80}/d_{50}$ ) a následná oprava kritické hodnoty pro počátek chodu sedimentu.

$$\theta_{c84} = (1,32 \cdot I_0 + 0,037) \cdot \left( \frac{d_{84}}{d_{50}} \right)^{-0,93} \quad (2.27)$$

$$L = 12,53 \cdot \left( \frac{d_{84}}{d_{50}} \right)^{4,445 \cdot \sqrt{I_0}} \cdot \theta_{c84}^{1,605}$$

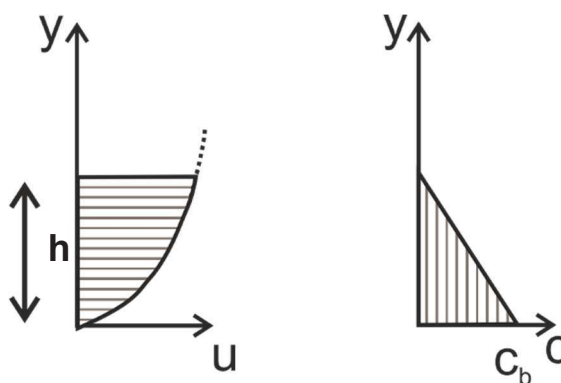
$$\theta_{84} = \frac{R_b \cdot I_0}{(s-1) \cdot d_{84}}$$

$$\text{Pro } \theta_{84} < L : \Phi_b = 0,0005 \cdot \left( \frac{d_{84}}{d_{50}} \right)^{-18 \cdot \sqrt{I_0}} \cdot \left( \frac{\theta_{84}}{\theta_{c84}} \right)^{6,5}$$

$$\text{Pro } \theta_{84} > L : \Phi_b = 14 \cdot \theta_{84}^{2,5}$$

### 2.4.2. Teoreticky odvozené transportní rovnice

Dva autoři odvodili nezávisle na sobě transportní rovnice. Rovnice jsou odvozeny na základě předpokladu znalosti rozdělení rychlostí a koncentrací v transportní vrstvě. Zároveň je odvození provedeno pro předpoklad mocninného tvaru rozdělení rychlostí. Předpoklady jsou znázorněny na Obrázek 3.



Obrázek 3. Předpokládané rychlostní a koncentrační profily pro odvozené transportní rovnice

Dále je vycházeno z toku částic, který se vypočítá jako lokální rychlost vynásobená lokální koncentrací. Při integraci tohoto toku přes celkovou výšku transportní vrstvy je možno získat celkový průtok sedimentu.

$$q = \int_0^H u(y) \cdot c(y) dy \quad (2.28)$$

Jednotliví autoři využívali rozdílných okrajových podmínek při svém odvození, proto se jednotlivé rovnice liší. Zároveň je používáno jiných substitucí.

**Soulsby a Damgaard (2005)**

Rovnice odvozena pro proudění s volnou hladinou pod podmínkou hydraulicky drsného dna. Je uvedena v rozměrném i bezrozměrném tvaru.

$$\begin{aligned}\Phi_b &= A_2 \cdot \theta^{1/2} \cdot (\theta - \theta_c) \\ A_2 &= \frac{2A_1}{(n+1)(n+2)\mu} \\ q_b &= \frac{2A_1}{(n+1)(n+2)\mu} \cdot \frac{u_* \cdot (\tau_0 - \tau_{cr})}{g\rho(s-1)}\end{aligned}\tag{2.29}$$

Pro koeficienty  $A_1, A_2, \mu$  autor uvádí, že můžou nabývat různých hodnot. Při využití úhlu vnitřního tření pro křemičitý písek a poměru mezi statickým a dynamickým třením 0,5 vychází koeficient  $A_2 = 12,0$ . Tuto hodnotu použil i Wilson ve své transportní rovnici. Zároveň tato hodnota není příliš odlišná od koeficientu  $A_2 = 8,0$ , který je v původní MPM rovnici. Dále byla rovnice upravována pro podmínky oscilujícího proudění v pobřežních oblastech na plážích.

**Matoušek (2009)**

Rovnice byla odvozena pro UPB režim v potrubí, je v ní využito parametrů založených na vlastnostech transportovaného materiálu. Oproti předchozí odvozené verzi transportní rovnice je tato celkově složitější.

$$\begin{aligned}\Phi_b &= \alpha \cdot (\theta - \theta_c)^\beta \\ q_b &= \alpha \cdot (\theta - \theta_c)^\beta \cdot \sqrt{(s-1) \cdot g \cdot d_{50}^3} \\ \alpha &= 5,4 + \frac{58}{Re_p^{0.62}}, \quad \beta = 1,2 + \frac{1,3}{Re_p^{0.39}}, \quad Re_p = \frac{W_t \cdot d_{50}}{\nu}\end{aligned}\tag{2.30}$$

Transportní rovnice, především ty empiricky odvozené, většinou obsahují člen popisující nestejnnozrnnost danou poměrem velikostí dvou frakcí  $\left(\frac{d_a}{d_b}\right)$ . Každý autor si zvolil jednotlivé velikosti zrn dle svého uvážení.

Tento poměr bývá zpravidla větší než 1. Může být zaveden jako prvek

limitující transport sedimentu napodobující skutečnost, kdy větší částice opevňují dno a brání transportu. Z porovnání transportních rovnic není možné posoudit tento vliv různozrnnosti.

## 2.5. Chod různozrnného sedimentu

Standardní metoda používaná u transportu různozrnných směsí je počítání celkového transportu jako součtu transportovaného množství jednotlivých frakcí dnového materiálu. Výpočet pro jednotlivé frakce se vždy liší pouze ve výpočtu Shieldsova čísla, kde se mění průměr zrna.

$$\theta_i = \frac{\rho_m \cdot R_b \cdot I_e}{(\rho_s - \rho_f) \cdot d_i} \quad (2.31)$$

$\theta_i$  – Shieldsovo číslo pro frakci  $i$ ,  $d_i$  – průměr frakce  $i$

Omezující podmínkou je existence množství daného materiálu ve vrstvě, která může být erodována. Tento princip je zahrnut například v programu HEC-RAS.

V programu TomSed je tento princip doplněn výpočtem kritického Shieldsova čísla pro každou frakci zvlášť na základě kritického čísla pro efektivní zrno. Tento vztah publikoval Garcia (2008).

$$\theta_{ci} = \left( \frac{d_i}{d_{50}} \right)^{-\psi} \cdot \theta_{c50} \quad (2.32)$$

$\theta_{ci}$  – kritické Shieldsovo číslo pro frakci  $i$ ,  $\psi$  může být v rozmezích 0 až 2,  $\psi = 0$  pro sediment o jedné velikosti,  $\psi = 1$  pro závislost odpovídající velikosti zrna a  $\psi > 1$  pro reverzní závislost na velikosti zrna. Tyto odvozené rovnice nejsou ověřeny pro UPB režim.

Nejjednodušší metodou, jak počítat transport různozrnné směsi, je počítat transport jen pro jednu průměrnou efektivní frakci transportovaného materiálu. Každý přirozený materiál lze definovat právě pomocí takové frakce, která se stanoví z propadové křivky získané za pomoci síťového rozboru. Efektivní velikost frakce  $d_m$  se tedy stanoví jako vážený průměr velikosti zrn  $d_i$  dle procenta propadu  $p$  ze síťového rozboru. Výpočet se provádí dle následující rovnice:  $d_m = \sum d_i \Delta p_i / \sum \Delta p_i$ . Použití efektivního zrna může vést k výraznému zjednodušení úlohy a zároveň dochází i



k zneřesnění výsledků úloh řešících transport různozrnných směsí. Tento fakt musí být uvažován i při podávání konečných výsledků.

## 2.6. Opevňující vrstva dna a třídící mechanismus různozrnných materiálů

Opevňující vrstva vzniká na dně koryt s hrubozrnným materiálem selektivním odnosem menších částic, které jsou snáze transportovány. Tím vzniká opevňující vrstva, která brání v odnosu menších částic pod touto vrstvou. Způsobů, jak tuto vrstvu zohlednit při výpočtech vývoje dna koryta toků, je několik. Jedna z nich je použita v programu TomSed. Princip této metody je založen na výzkumu Jäggiho (1992–2002). Ten uvedl vztah pro výpočet hodnoty kritického bezrozměrného tečného napětí nutného k destrukci této vrstvy. Vztah má tvar:

$$\theta_{c,A} = \left( \frac{d_{m,A}}{d_{m,S}} \right)^{2/3} \cdot \theta_c \approx \left( \frac{d_{90}}{d_m} \right)^{2/3} \cdot \theta_c \quad (2.33)$$

Kde  $\theta_c$  je kritické Shieldsovo číslo pro počátek transportu průměrného zrna pod opevňující vrstvou,  $d_{m,S}$  je průměrný průměr zrna pod horní vrstvou,  $d_{m,A}$  je průměr zrna opevňující vrstvy, který může být brán přibližně jako  $d_{90}$  spodní vrstvy.

Dalším příkladem zohlednění opevňující vrstvy se zahrnutím třídění sedimentu je rozdělení dna na dvě vrstvy. Horní aktivní vrstvu a spodní neaktivní. Při využití aktivní vrstvy je odnos částic v jednom výpočetním kroku prováděn pouze z horní vrstvy. Její tloušťka bývá typicky rovna  $d_{90}$ . Pro další výpočetní krok se vrstva doplní materiálem ze spodní neaktivní vrstvy a vypočte se příslušná úroveň dna. To platí pro eroze. Při usazování je výsledná horní vrstva tvořena z 30 % z předešlé aktivní vrstvy a ze 70 % z usazeného materiálu. Tato metoda je založena na Hiranově teorii publikované v roce 1971.

Dále existuje metoda nazvaná Exner 5 (Thomas 1982), založená na principu stálé opevňující vrstvy a vycházející z metody předešlé. Oproti ní je však horní aktivní vrstva rozdělena na vrchní opevňující a podpovrchovou vrstvu. Veškerý vývoj koryta v jednom výpočetním kroku probíhá pouze v horní krycí vrstvě stejně jako v předešlé metodě. Ta je případně doplňována

materiálem z podvrstvy. V případě zmenšení tloušťky aktivní vrstvy pod dvě velikosti zrna  $d_{90}$  se redukuje vliv krycí vrstvy. Zkontroluje se tloušťka krycí vrstvy a v případě její tloušťky nižší než polovina velikosti zrna v této vrstvě je uvažováno úplné promíchání aktivní vrstvy a je možný odnos z celé vrstvy. Při opačných podmínkách, kdy dochází k sedimentaci, se kontroluje tloušťka krycí vrstvy. Při překročení tloušťky dvou stop (zhruba 60 cm) se redukuje její výška na 0,2 stopy (6 cm). Úroveň rozhraní mezi aktivní a neaktivní vrstvou je možný dosah eroze pro daný průtok a průměrné zrno. Poslední dvě popsané metody jsou součástí programu HEC-RAS. Nikde není uvedeno, zda je tato metoda vhodná pro výpočet transportu sedimentu v UPB režimu.

Existuje rovněž program pro simulaci vývoje dna koryta s třídícím mechanismem vlivem migrujících dun autorky Blom. Model je popisován v několika člancích, např. Blom et al. (2008), a je založen především na experimentech a práci Kleinhanse (2004). Jak je však v popisu modelu uvedeno, není vhodný pro simulaci chodu sedimentu v UPB. Všechny principy třídění jsou založeny na vertikálním pohybu částic přes dnové útvary, UPB režim je charakteristický rovným rozhraním mezi pohyblivou a statickou vrstvou.

## 2.7. Matematické modely chodu sedimentu

Modely popisující transport sedimentu je možné dělit na dva základní druhy. Jeden je hydro-sedimentologický, založený na srážko-odtokovém principu a zahrnující změny morfologie v závislosti na odtoku srážek z dané plochy povodí. Druhým případem jsou modely hydraulické s podrobnějším popisem koryta a přesnějším popisem proudění v něm. To umožňuje přesněji popsat i pohyb sedimentu. Hydraulické modely obsahují různé kombinace uvedených drsnostních a transportních rovnic nebo obdobné rovnice s jednodušším tvarem. Speciálním případem jsou modely založené na kinetické teorii.

### 2.7.1. Hydraulické modely

Modelů popisujících podmínky transportu sedimentu v horských tocích není vytvořeno mnoho. Příkladem takového modelu je SETRAC, který vytvořil Chiari ve spolupráci s Rickenmannem v roce 2010 na univerzitě ve Vídni. Model byl určen pouze pro počítání transportu sedimentu v laboratorním žlabu. Na jeho principu byl vytvořen program TomSed, který je už určen přímo pro horské toky a umožňuje volbu různých transportních a odporových rovnic nejen od autorů programu. Dalším příkladem modelu pro horské toky je model 3ST1D vytvořený Papanicolauouem a jeho týmem na univerzitě v lowě. Tento model ovšem obsahuje jen základní odporové rovnice závislé pouze na velikosti zrna. Toto jsou případy 1D modelu řešící vývoj dna koryta. Obdobné modely existují i pro výpočty ve 2D proudění, kdy jeden určovaný směr je po délce toku a druhý po šířce toku. Příkladem je práce Benkhaldouna et al. (2013). Jejich modely ovšem pro svoji velkou náročnost na výpočet samotného proudění neobsahují složitější tvary odporových ani transportních rovnic.

Dále existují modely s možností simulovat nejen vývoj koryta toku, ale modelovat i vertikální rychlostní profil s koncentračním profilem. Příkladem takového modelu je 1DV vytvořený Malarkeyem et al. (2003) na univerzitě v Bangordu, který předpokládá lineární rozdělení rychlostí a kvadratický průběh koncentrací v transportní vrstvě. Tento předpoklad je opačný proti

našim předpokladům vertikálních profilů, viz kapitolu 4.2. Dále stojí za pozornost matematický model chodu sedimentu vytvořený na univerzitě v Delftu autory Goeree, Keetels a Rhee (2014). Tento drift-flux model je konstruován jako dvoudimenzionální s rovinou orientovanou ve vertikálním směru. Jednotlivé výpočtové elementy umožňují bilancovat objemové množství jednotlivých kapalin, které obsahují. V tomto případě byla za jednu kapalinu považována čistá voda a za druhou pevná fáze. Z objemového množství jednotlivých fází bylo možné zjistit koncentrační profil transportovaného sedimentu. Z mála autory publikovaných koncentračních a rychlostních profilů není ovšem možné jednoznačně určit jejich trendy.

### 2.7.2. Modely založené na kinetické teorii

Na modelování struktury proudění nesoucího dnový sediment a jejího vlivu na integrální vlastnosti proudění je možné použít i metod založených na kinetické teorii proudění kolidujících částic. Kinetická teorie byla původně vytvořena pro plyny. Později byla upravena pro použití v kolizní struktuře pohybujících se částic. Tímto druhem modelování se zabýval například Jenkins a Savage (1983). Teorie byla dále upravována a začala se používat i pro modelování proudění směsi pevných částic a vody, viz např. Armanini et al. (2005), Berzi a Franccarollo (2016) nebo Matoušek a Zrostlík (2018, 2020). Všichni autoři používají tři základní bilanční rovnice, vyjadřující pohyb kolidujících částic bodově po profilu proudění. V rovnicích jsou použity proměnné používané v teorii pro plyny a strážení molekul těchto plynů. Při použití u toku částic se používá analogie srážení těchto částic. Případně, mluví-li se o takzvané rozšířené kinetické teorii, jsou navíc zaváděny vztahy popisující vytváření shluků nebo řetězců částic. První rovnice používaná v této teorii vyjadřuje normálové napětí  $\sigma_s$ ,

$$\sigma_s = 4 \cdot \rho_s \cdot f_\sigma \cdot c \cdot G \cdot T, \quad (2.34)$$

kde  $f_\sigma$  představuje funkci závislou na koncentraci,  $T$  je kolizní teplota udávající intenzitu srážení částic a  $G$  představuje funkce udávající míru kolizí v závislosti na koncentraci. Funkce popisují následující dvě rovnice.

$$G = c \cdot \frac{2-c}{2 \cdot (1-c)^3}, \quad (2.35)$$

$$f_\sigma = \frac{1+e}{2} + \frac{1}{4 \cdot G}. \quad (2.36)$$

Druhou rovnicí je vztah pro tečné napětí  $\tau_s$  s funkcí  $f_\tau$  závislou také na koncentraci a kolizích částic. V rovnici je dále rychlostní gradient  $\gamma = du/dy$  a velikost částice  $d$ .

$$\tau_s = \rho_s \cdot f_\tau \cdot c \cdot G \cdot \sqrt{T} \cdot \gamma \cdot d \quad (2.37)$$

$$f_\tau = \frac{8}{5 \cdot \sqrt{\pi}} \cdot \left( \frac{1+e}{2} + \frac{\pi}{32} \cdot \frac{[5+2 \cdot (1+e) \cdot (3 \cdot e-1) \cdot G] \cdot [5+4 \cdot (1+e) \cdot G]}{[24-6 \cdot (1-e)^2 - 5 \cdot (1-e^2)] \cdot G^2} \right) \quad (2.38)$$

Třetí rovnicí je vztah popisující tok energie po výšce proudění  $Q_K$ . Tok energie představuje předávání hybnosti částic prostřednictvím kolizí.

$$\frac{\partial Q_K}{\partial y} = \tau_s \cdot \gamma - \frac{24}{\sqrt{\pi}} \cdot \rho_s \cdot c \cdot G \cdot (1-e) \cdot \frac{\sqrt{T^3}}{d} \quad (2.39)$$

Výsledkem modelování proudění pomocí těchto rovnic je kromě integrálních hodnot také jednorozměrné rozdělení koncentrací a rychlostí kolidujících částic po svislici proudu.

## 2.8. Třídění částic vlivem kolizí při chodu sedimentu

Jelikož třídění částic v UPB režimu není zapříčiněno pohybem způsobeným dnovými útvary, které v tomto režimu neexistují, byla hledána jiná příčina. Jak bylo uvedeno v úvodu, v transportní vrstvě dochází k intenzivnímu srážení částic. Je tedy na místě uvažovat tyto kolize za hlavní příčinu třídění částic spolu se samotným prouděním. S problematikou třídění v důsledku kolizí částic je možné se setkat kromě přírodních procesů i v průmyslu, například ve farmacii nebo v potravinářství, kde v důsledku třesení dochází k třídění směsí částic, viz např. Rosano et al. (1987). Dalším případem je míchání směsí v rotačních válkách, jak uvádí Felix a Thomason (2004). V přírodě se můžeme s tímto typem třídění setkat u přesyceného vysoce koncentrovaného proudění směsí v horských tocích, tzv. „debris flow“, kdy je transportováno velké množství půdy a hornin ve směsi s vodou (Iverson 1997, Takahashi 1981). Druhým případem takového přirozeného třídění je pohyb sedimentu na plážích za periodického omývání břehů vlnami v tzv. surf zones. Proudění částic bez kapalné složky, jako jsou kamenné a sněhové laviny, někdy nazývané jako suchý tok, můžeme také zařadit do této skupiny proudění.

Experimentální výzkum třídění se provádí v převážné většině pro směsi dvou druhů částic  $A$  a  $B$ , které se od sebe příliš neliší jak velikostí (poloměrem  $r_A$ ,  $r_B$ ), tak hmotností (hmotností jednotlivých částic  $m_A$  a  $m_B$ ), případně hustotou jednotlivých částic (hustotou  $\rho_A$ ,  $\rho_B$ ). Experimenty jsou prováděny jak při suchém toku částic za relativně větších sklonů, tak i při menších, až nulových sklonech s vlivem proudění média, ve kterém se částice pohybují (převážně voda). Ve všech případech je princip třídění stejný. V důsledku srážení částic permanentně vznikají a zase zanikají mezi samotnými částicemi mezery. Těmito mezerami propadávají menší částice. Ty začnou pomalu vytlačovat větší částice výše. V důsledku vytlačování jsou částice vystaveny větší síle působící vlivem proudění okolo těchto vytlačovaných částic. Při překonání sil zabraňujícím částici v pohybu je částice uvedena do pohybu a aktivně se zapojí do kolizního toku.

Teorie třídění částic v rámci kolizního toku je odvozena na základě modifikované kinetické teorie plynů upravené pro kolizní tok kulových částic. Nutnou podmínkou pro použití je znalost či předpoklad znalosti rychlostního a koncentračního profilu a vhodné volby parametrů vstupujících do popisu proudění. V kinetické teorii vystupuje proměnná granulární teplota  $T$ , jež je definovaná jako průměrná velikost flukтуаční složky bodové rychlosti kolidujících částic, kdy  $u'$ ,  $v'$ ,  $w'$  jsou podélná, svislá a příčná složka bodové rychlosti částic,

$$T = \frac{1}{3}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}). \quad (2.40)$$

Teorie třídění je podpořena řadou fyzikálních experimentů, na základě kterých jsou kalibrovány koeficienty pro materiál. Všechny dále uváděné rovnice jsou odvozeny pro suchý tok částic a jejich třídění.

Larcher a Jenkins (2013, 2015) odvodili rovnici kontinuity pro pohyb směsi dvou frakcí  $A$  a  $B$  při rovnoměrném pohybu. Níže uvedený vztah je případ rovnice kontinuity pohybu takovéto směsi pro časový vývoj v jednom místě proudění, kde  $y$  představuje vertikální souřadnici. Důležité je, že dále popisované třídění platí pro suchý tok částic s předpokladem konstantního rozdělení koncentrace po výšce proudění. Tedy řešením následující rovnice je možné zjistit v časovém kroku průběh koncentračních profilů jednotlivých frakcí směsi,

$$\rho \frac{\partial X}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \frac{m_A n}{4} (1 - 4X^2) (\overline{v_A} - \overline{v_B}) \right] = 0. \quad (2.41)$$

Třídění je závislé na rozdílu tlaků spočívajících v rozdílných odrazových rychlostech částic. Tento rozdíl lze vyjádřit jako rozdíl vertikálních flukтуаčních rychlostí, jak je uvedeno v následující rovnici.

$$\overline{v_A} - \overline{v_B} = -D_{AB} \left[ (\Gamma_1 \delta m + R_1 \delta r) \frac{\nabla T}{T} - (\Gamma_2 \delta m + R_2 \delta r) \frac{m_{AB} g \cos \varphi}{2T} + \frac{\nabla X}{0,25 - X^2} \right] \quad (2.42)$$

Hmotnostní a velikostní poměry částic jsou dány jako  $\delta m \equiv (m_A - m_B) - m_{AB}$ . Úhel  $\varphi$  představuje sklon ustáleného rovnoměrného



proudění.  $X$  udává míru třídění a lze vyjádřit jako  $X \equiv (n_A - n_B) / 2n$ , kde  $n$  je počet částic v jednotkovém objemu a je možné ho vyjádřit z koncentrace  $c$ . Pro frakci A vypadá vztah následovně  $n_A = \frac{3c_A}{4\pi r_A^3}$ . V rovnici dále vystupuje  $D_{AB}$ , difúzní koeficient (prostupnosti) pro směs, odvozený Arnarsonem a Jenkinsem (2004) a vyjádřený jako:

$$D_{AB} = \frac{\pi^{1/2}}{16} \frac{r_{AB}}{G} \left( \frac{2T}{m_{AB}} \right)^{1/2}, \quad (2.43)$$

kde  $r_{AB} = r_A + r_B$  a  $m_{AB} = m_A + m_B$ .  $T$  představuje veličinu podobnou kinetické energii, vyjádřenou z fluktuačních rychlostí směsi. Rovnici popisující průběh teploty po výšce profilu směsi odvodil Silbert et al. (2001).

$$T = \frac{m_{AB}(h-y)}{4(1+e)G} g \cos \varphi (1 + 2X\delta m) \quad (2.44)$$

$h$  – hloubka proudění představující výšku vrstvy, ve které dochází k třídění. Dále v rovnici vystupuje funkce  $G$

$$G = \left\{ \frac{4J}{5\pi^{1/2}} \frac{1}{1+e} \left[ \frac{15(1-e^2)}{J} \frac{1}{\alpha} \right]^{1/3} \frac{1}{\tan \varphi} \right\}^9 [1 + 3X(\delta r + \delta m)]. \quad (2.45)$$

Rovnice dále obsahuje množství koeficientů vyčíslených na základě měření a přizpůsobených daným podmínkám proudění:  $\alpha$  – koeficient přidané délky (obvyklá hodnota 0,5),  $e$  – koeficient restituce,  $J$  – koeficient tečného napětí

$$J = \frac{(1+e)}{2} + \frac{\pi}{4} \frac{(3e-1)(1+e)^2}{4[24-(1-e)(11-e)]}. \quad (2.46)$$

Aby bylo možno rovnici třídění řešit, je nutno ji převést na bezrozměrnou. V takovém případě je možné zadat počáteční podmínky bez přidání dalších neznámých.

Převedení míry třídění na bezrozměrnou veličinu se provádí za pomoci průměrné koncentrace a průměrného počtu částic z následujících vztahů

$$X = \frac{(\hat{c}_A + \hat{c}_B)}{2c} \zeta, \quad \hat{c}_A \equiv \frac{\bar{n}}{\bar{n}_A} \bar{c}_A, \quad (2.47)$$

kdy  $\zeta$  představuje bezrozměrnou míru třídění. Převedení na bezrozměrný čas je provedeno za pomoci součtu poloměrů jednotlivých částí  $A$ ,  $B$  a gravitačního zrychlení. Vztah mezi bezrozměrným časem  $\tau_t$  a rozměrným časem  $t$  je

$$\tau_t \equiv \frac{t}{\sqrt{\frac{r_{AB}}{g}}} . \quad (2.49)$$

Pro zjednodušení zápisu výsledného vztahu jsou použity vztahy a koeficienty:  $\Gamma_1 \square 6,17 \cdot G$ ;  $\Gamma_2 \square 2$ ;  $R_1 \square -4,75G$ ;  $R_2 \square -3$ . Po převedení do bezrozměrného tvaru má řešená rovnice následující tvar

$$\begin{aligned} \frac{\delta \zeta}{\delta \tau_t} &= \left( \frac{r_A + r_B}{H} \right)^{3/2} \frac{(\pi \cos \phi)^{1/2}}{128G^{3/2}} \left( \frac{2}{1+e} \right)^{1/2} \frac{2c}{(\hat{c}_A + \hat{c}_B)} \times \\ &\times \frac{\delta}{\delta z} \left\{ \frac{[(2(1+e)G\Gamma_2 - \Gamma_1)\delta m + (2(1+e)GR_2 - R_1)\delta r]}{(1-z)^{1/2}} \right. \\ &\left. \times \left[ 1 - \frac{(\hat{c}_A - \hat{c}_B)}{c^2} \zeta^2 \right] + 2(1-z)^{1/2} \frac{(\hat{c}_A - \hat{c}_B)}{c} \frac{\delta \zeta}{\delta z} \right\}. \end{aligned} \quad (2.50)$$

Pro zpětný výpočet průběhu koncentrací v jednotlivých časových krocích je používáno následujících rovnic:

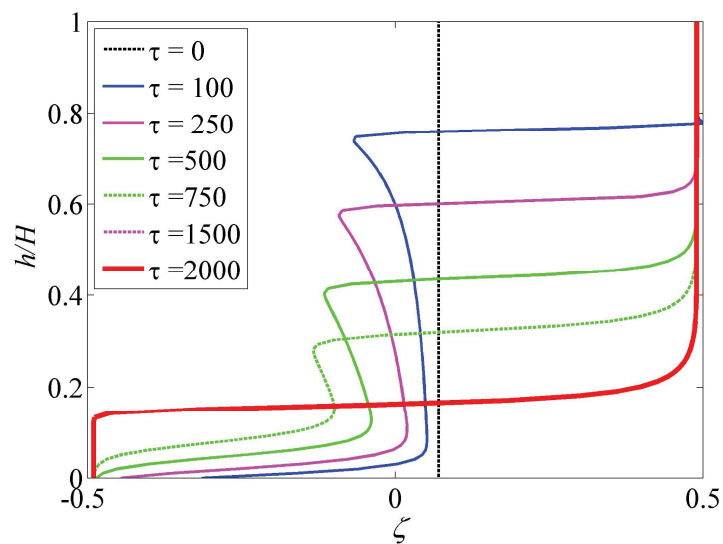
$$c_A = - \frac{(2X+1)c}{(2X+1) - (2X-1)(r_B/r_A)^3} \quad (2.51 \text{ a, b})$$

$$c_B = \frac{(2X-1)c}{(2X-1) - (2X+1)(r_A/r_B)^3} .$$

Řešením rovnice kontinuity Larcher a Jenkins (2015) potvrdili, že po určité době závislé na vlastnostech částic, dojde k ustálení třídícího procesu. Matematickým modelem založeným na simulaci pohybu jednotlivých částic bylo totéž dokázáno Thorntonem (2012).

Ukázka výsledků třídění částic pro suchý tok je zobrazena na následujícím obrázku 4, který ukazuje průběh časového vývoje třídění po výšce transportní vrstvy. Vychází z předpokladu počátečně dokonale promíchané směsi, kde je stejný objem obou velikostí částic. Tak byla

nastavena i počáteční podmínka. Zobrazená míra třídění  $\zeta$  tedy vypovídá o snaze o vertikální pohyb jednotlivých částic. Ukázka výsledků je pro částice o stejné hustotě a rozdílné velikosti ( $r_A/r_B = 1,1$ ;  $\rho_A = \rho_B = 2650 \text{ kg/m}^3$ ). Hodnota  $\zeta$  větší než 0 pro větší částice představuje snahu klesat a menší hodnota než 0 stoupat.



Obrázek 4. Výsledek řešení rovnice třídění v časových krocích pro vertikální profil v transportní vrstvě zobrazený jako bezrozměrná míra třídění,  $e = 0,65$ ;  $r_A/r_B = 1,1$ ;  $\rho_A = \rho_B = 2650 \text{ kg/m}^3$

### 3. Experimentální činnost

Kapitola popisuje prováděné fyzikální experimenty a modelové simulace a diskutuje jejich vyhodnocení a výsledky. V kapitole jsou popsány a vyhodnoceny data v porovnání s dostupnými teoriemi. Zároveň se zde popisují nově odvozené zákonitosti týkající se celé problematiky intenzivního chodu sedimentu, a to jak stejnozrnného materiálu, tak dvoufrakčních (bimodálních) směsí.

Druhou oddělenou částí provedených prací je matematické modelování tohoto druhu proudění.

#### 3.1. Použité metody a experimentální zařízení

Protože je velmi nesnadné a nebezpečné pozorovat a měřit v terénu intenzivní chod sedimentu a také z důvodu opakovatelnosti měření stavů, probíhá výzkum ve světě především v laboratořích na experimentálních zařízeních se sklopnými žlaby. Těch existují dva druhy – s recirkulací pevné fáze nebo s dávkováním sedimentu na začátku žlabu a separátorem na konci žlabu před čerpadlem. Experimenty se dále liší podle hustoty materiálu použitého pro splaveniny. První skupina je s materiálem o stejné nebo velmi podobné hustotě jako ve skutečnosti a je užívána převážně u žlabů bez recirkulace sedimentu, např. Smart (1984). Druhá skupina je za použití modelové suspenze o menší relativní hustotě než skutečný sediment, jako jsou bakelity a různé druhy plastů, např. Capart a Fraccarollo (2011).

V našem případě byly experimenty provedeny ve sklopném experimentálním žlabu ve Vodohospodářské laboratoři Fakulty stavební ČVUT v Praze (Obrázek 5), sestrojeném výhradně pro výzkum transportu sedimentu. Samotná měrná trať je tvořena žlabem s délkou 8 m a šířkou 0,2 m. Žlab má plastové dno a skleněné stěny. Rozsah nastavitelného podélného sklonu je v rozmezí 0–16,5 %.

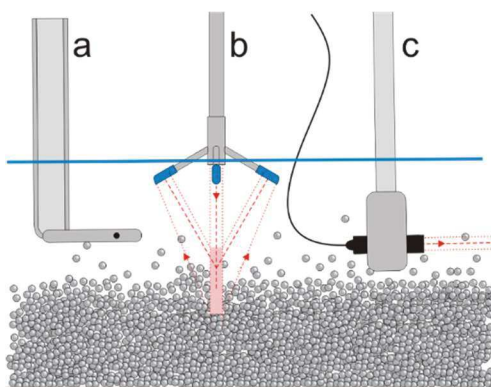
Zásobování žlabu je zajištěno dvěma okruhy. Jeden okruh je určen pouze pro čistou vodu (tento okruh je v současnosti odpojen). Druhý okruh je pro dopravu a měření průtoku směsi částic a vody. Proto se žlab řadí do

kategorie s recirkulací pevné fáze. Průtok každým okruhem je zajišťován dvojicí paralelně zapojených čerpadel. Čerpadla na okruhu se směsí jsou ovládána frekvenčním měničem. Pro měření dopravní koncentrace sedimentu je součástí okruhu vertikální U-trubice (princip metody je popsán např. v Matoušek 2014). Ta je složena ze 7,8 m dlouhého sestupného a 7,8 m dlouhého vzestupného úseku potrubí, přičemž na každém úseku se nachází dvojice odběrů napojených na diferenční tlakoměr (Rosemount, DP1151). Koncentrace pevné fáze je dále verifikována odchytem částic na konci žlabu a vážením (TSCALE, CR-100). Pro případy použití směsí je odebraný vzorek podroben síťovému rozboru pro zjištění transportovaného množství jednotlivých frakcí. Pro měření průtoku čisté vody a směsi jsou na potrubí osazeny MID průtokoměry (čistá voda Magnetoflow Primo, TCM142/02-3715, směs KROHNE, OPTIFLUX 5000). Podélný sklon dna žlabu je monitorován elektronickým sklonoměrem (Pepperl-Fuchs, F99) a úroveň hladiny je kontinuálně měřena pěti ultrazvukovými hladinoměry s externí teplotní kompenzací (Pepperl-Fuchs, UC500-30GM-IUR2-V15), které jsou umístěny ve staničení  $x = 1,1; 2,1; 3,1; 4,1; 5,1$  m (dříve  $x = 2,3; 3,3; 4,8; 6,3$  m) od vstupního profilu žlabu. Úroveň nepohyblivého dna je měřena podél žlabu měřítky s mezilehlou vzdáleností 0,5 m. Měřené veličiny jsou zaznamenávány na řídicím PC s A/D kartou pomocí aplikace vyvinuté v prostředí Matlab Data Acquisition. Dále je z každého experimentu pořizováno krátké video a několik fotografií.



frekvenci 4 MHz s vnitřním aktivním průměrem 5 mm (vnější průměr 8 mm). Rychlost byla odečítána ve vzdálenosti 20, 30 a 40 mm od čela. Každý bod rychlostního profilu byl vyhodnocen z 1500 vzorků s frekvencí 60 Hz.

Další použitou metodou bylo aplikování *Acoustic Doppler Velocity Profileru* ADVP (NORTEK SA, Vectrino Profiler). ADVP umožňuje stanovit okamžitý 3D vertikální rychlostní profil po délce 32 mm s vertikálním rozlišením 1 mm. Každé měření sestávalo ze 4200 vzorků se vzorkovací frekvencí 100 Hz (u HSF3 70 Hz). Jak je patrné ze schématu geometrie ultrazvukových čidel ADVP v experimentálním žlabu (Obrázek 3), je měření ADVP omezeno hloubkou proudění a odlehlostí měřeného elementu od čela sondy. Z toho plyne, že není možné vyhodnotit rychlostní profil v blízkosti volné hladiny. Navíc v případě vyšších hloubek proudění je nutné rychlostní profil skládat z několika nezávislých měření, které jsou umístěny vertikálně nad sebou. ADVP má jeden vysílač a čtyři přijímače zvukového signálu. Sonda byla orientována tak, že dva přijímače byly v rovině podélného řezu žlabem (Obrázek 6b) využity pro vyhodnocení podélných složek rychlostí a dva přijímače v rovině příčného řezu.



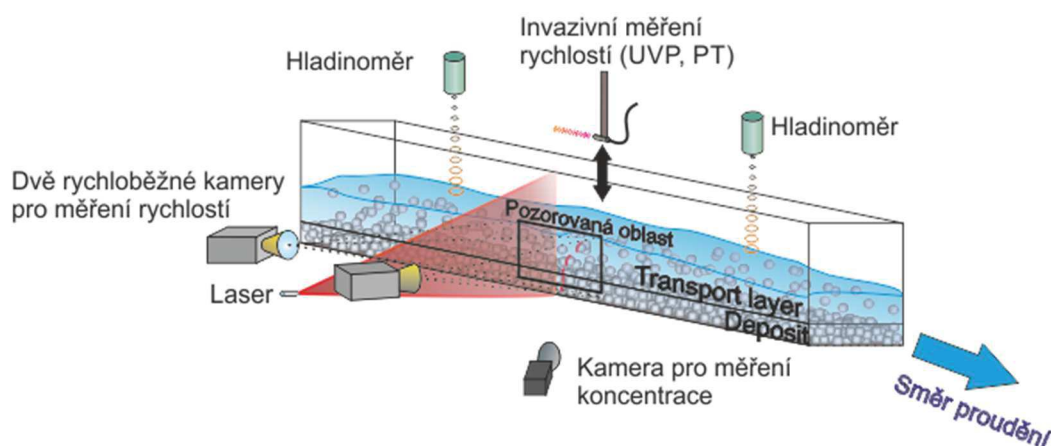
Obrázek 6. Detail jednotlivých snímačů: a – Prandtlova trubice, b – ADV Profiler, c – UVP sonda v úchytu

V roce 2016 bylo sestaveno zařízení s odporovou sondou pro měření bodové koncentrace. Princip a provedení jsou popsány v Krupička a kol. (2016).

Výše zmíněný videozáznam byl vždy prováděn pomocí dvou zařízení. První kratší barevný záznam byl pořízen pomocí fotoaparátu pro demonstrační účely. Druhý černobílý záznam byl proveden pomocí kamery

Basler Scout scA1000-30fm s objektivem „Fujinon 1:1.2/6mm DF6HA-1B“ s frekvencí záznamu 51fps. Snímaná oblast přibližně 7 x 14 cm dle výšky transportní vrstvy s rozlišením pixelů 812 x 402.

Několik experimentů bylo provedeno ve spolupráci s kolegy Dr. Luigim Francarollem (Univerzita Trento) a Dr. Michele Larcherem (Univerzita Bolzano), kteří disponují dvojicí černobílých rychloběžných kamer. Během společných experimentů tyto kamery obsluhovali a následně změřená data vyhodnocovali. Pro získání komplexnějších informací a využití maximálního potenciálu prováděných experimentů byla zároveň zapůjčena jedna rychloběžná kamera z Ústavu pro hydrodynamiku Akademie věd České republiky. Schéma instalované měřicí techniky viz na následujícím Obrázek 7.



Obrázek 7. Schéma stereoskopického měření pohybu částic a měření lokální koncentrace

Díky dvojici synchronizovaných kamer bylo za využití Voronoi teorie (Spinewine et al. 2011) možno vyhodnotit rychlosti jednotlivých částic ve směsi. Za použití třetí rychloběžné kamery v kombinaci s laserem bylo možno získat informaci o lokální koncentraci po výšce proudění. Nikdy dříve nebyla tato metodika v našich podmínkách aplikována.

Provedené experimenty za účasti zahraničních kolegů byly průlomové v oblasti výzkumu transportu sedimentu na naší fakultě. Podařilo se navázat mezinárodní spolupráci, která trvá i nadále, a je plánováno společné provádění a posouvání poznání v oblasti bimodálního transportu.



### 3.2. Použitý materiál modelových splavenin a měřené stavy

Každý měřený stav byl ustálený, rovnoměrný a bez dnových útvarů. Zaznamenávaná data o jednom stavu byla průměrována za časový úsek dvou minut. Pro první experimenty byl jako materiál pevné fáze použit plastový granulát (acetalový kopolymer, obchodní název Hostaform). Částice jsou oválného tvaru o středním průměru 3,18 mm, tvarovém indexu 1,5 a hustoty 1358 kg/m<sup>3</sup>. Fotografie a vlastnosti těchto částic naleznete v Tabulka 1. Materiál je stabilní a nevykazuje žádné výrazné známky mechanického opotřebení i po hodinách cirkulace v systému.

Následně byly použity dvě frakce skleněných technických kuliček o velikosti 1,5 a 3 mm (TK1216, TK30) popsány v Tabulka 2 a v Tabulka 3. Díky hustotě bližší skutečným sedimentům mělo být dosaženo stavů podobnějším skutečnému chodu sedimentu v tocích. Bohužel se skleněnými kuličkami nebylo dosahováno velkých koncentrací. Příliš velká sedimentační rychlost kuliček, kvůli níž hrozilo ucpání trubní části experimentálního okruhu, nedovolovala dosahovat hodnot vyšších než přibližně 7 % objemové koncentrace. Zároveň u větších kuliček docházelo k jejich drcení při čerpání. Množství drcených kuliček nebylo tak velké, aby došlo k ovlivnění experimentů. Malé nadrcené kousky propadávaly mezi ostatními kuličkami a neúčastnily se vlastního transportu skrz trubní okruh víckrát než jednou.

Po zjištění omezení experimentů se sklem byly postupně pořízeny dvě další plastové frakce. Nejprve byla pořízena frakce částic mající tvar jednostranně vypouklé krémově bílé čočky. Průměr tohoto materiálu je 4,77 mm a výška 3,94 mm. Jeho obchodní název je Tiulit. Z chemického hlediska se jedná o polyvinylchlorid. Vlastnosti tohoto materiálu stejně jako u předchozích byly analyzovány a jsou uvedeny v

Tabulka 4. Posledním použitým materiálem byl také Tiulit ovšem odlišného tvaru a velikosti. Tentokrát to byl granulát tvaru válečku

s průměrem 4,75 mm a výšky 5,35 mm. Granulát má černou barvu. Jeho ostatní vlastnosti a fotografie naleznete v Tabulka 5.


Tabulka 1 Materiál Hostaform – fotografie a vlastnosti

	Materiál	Hostaform
	Zkratka	HSF3
	$d_{50}$ (mm)	3,18
	$v_t$ (m/s)	0,131
	$\rho_s$ (kg/m <sup>3</sup> )	1358
	Poznámka	


Tabulka 2 Materiál technické kuličky velikosti 1,49 mm – fotografie a vlastnosti

	Materiál	Technické kuličky
	Zkratka	TK1216
	$d_{50}$ (mm)	1,49
	$v_t$ (m/s)	0,207
	$\rho_s$ (kg/m <sup>3</sup> )	2481
	Poznámka:	

Tabulka 3. Materiál technické kuličky velikosti 3 mm – fotografie a vlastnosti

	Materiál	Technické kuličky
	Zkratka	TK30
	$d_{50}$ (mm)	3,00
	$v_t$ (m/s)	0,310
	$\rho_s$ (kg/m <sup>3</sup> )	2501
	Poznámka	

Tabulka 4. Materiál Tiulit 25 – fotografie a vlastnosti

	Materiál	Tiulit 25
	Zkratka	TLT25
	$d_{50}$ (mm)	4,23
	$v_t$ (m/s)	0,106
	$\rho_s$ (kg/m <sup>3</sup> )	1381
	Poznámka	

Tabulka 5. Materiál Tiulit 50 – fotografie a vlastnosti

	Materiál	Tiulit 50
	Zkratka	TLT 50
	$d_{50}$ (mm)	5,41
	$v_t$ (m/s)	0,149
	$\rho_s$ (kg/m <sup>3</sup> )	1307
	Poznámka	

Experimenty byly tedy prováděny za ustáleného rovnoměrného proudění. Celkový počet experimentů a jejich rozsah je zobrazen v Tabulka 6.

Tabulka 6. Rozsah experimentů s jednotlivými materiály

Materiál	Měřená veličina					
	počet experimentů	hodnota	$H$	$l_e$	$q$	$C_{vd}$
			mm	-	l/s/m	%
HSF3	68	min	18	0,0027	5,1	0
		max	98	0,0580	94	24,6
TK1216	25	min	24	0,0170	22,9	0,5
		max	110	0,0612	75,8	3,7
TK30	22	min	36	0.0026	25,0	0
		max	71	0.0875	79,8	6,8
TLT25	44	min	44	0,0021	12,7	0
		max	100	0,0672	80,7	29,5
TLT50	55	min	29	0,0030	15,9	0
		max	101	0,0547	80,8	29,4

Po změření vlastností proudění jednotlivých materiálů skleněných kuliček byly prováděny experimenty se směsí těchto kuliček. Žlab byl vždy naplněn stejným množstvím velkých a malých kuliček. Před samotným experimentem byla vrstva částic ve žlabu vždy řádně promíchána, aby bylo zamezeno třídění vlivem proudění z předchozího experimentu. Stejně jako tomu bylo u jednozrného materiálu nedařilo se měření velkých koncentrací. Rozsah naměřených hodnot při experimentech byl však blízký rozsahu hrubší frakce číselně uvedeno v Tabulka 7. Popsaná skutečnost naznačuje stabilizaci způsobenou přítomností větších zrn při proudění směsí.

Další experimenty se směsí byly provedeny až po dokončení experimentů se všemi plastovými materiály. Jednalo se o směs Hostaformu a Tiulitu 50. Experimenty byly prováděny stejným způsobem jako u skleněných kuliček. Měření se směsmi bylo doplněno síťovým rozbořem oproti experimentům s jednozrnými materiály z důvodu zjištění množství transportovaného materiálu při experimentech.

Tabulka 7. Rozsah experimentů se směsí

Směsi	Měřená veličina						
	počet experimentů	hodnota	$H$	$I_e$	$q$	$C_{vd}$	% menší frakce
			mm	-	l/s/m	%	
sTK1230	36	min	34	0,0215	35,6	0,5	
		max	70	0,0717	76	4,4	
HT	49	min	38	0,0085	28,9	0,6	
		max	91	0,0545	70,6	26,0	

$$sTK1230 = TK1216 + TK30; HT50 = HSF3 + TLT50$$

Dalšími prováděnými experimenty byly pokusy neustálené. Ty byly prováděny s materiály TK30, HSF3 a TLT50, a to z nastavených ustálených podmínek přes změnu okrajové podmínky do nového ustáleného stavu. Neustálenost (změna okrajové podmínky) byla zajištěna manipulací klapky na konci žlabu, čímž se do okruhu dostávalo více sedimentu a docházelo k vývoji dna koryta. Tento pokus byl proveden především pro ověření funkčnosti vytvářeného matematického modelu proudění ve žlabu. Druhá neustálenost byla prováděna celkovým zvětšováním průtoku, kdy byl zvětšován průtok na dvojnásobek a po ustálení byl následně zase snižován na původní hodnotu.

### 3.3. Vyhodnocení experimentů

U každého experimentu byla vyhodnocována integrální data, ke kterým byla přiřazována data z bodového měření. V následujících kapitolách jsou popsána zvlášť vyhodnocení integrálních dat a zvlášť vyhodnocení bodových veličin.

#### 3.3.1. Integrální veličiny

Z každého experimentálního měření ve výše popsaném laboratorním žlabu se získávají hodnoty následujících integrálních veličin:

$Q$  – celkový průtok směsi

$h$  – hloubka proudění

$I_e$  – sklon čáry energie

$C_{vd}$  – dopravní koncentrace materiálu

$t$  – teplota vody

Dále jsou známy vlastnosti částic. Z těchto hodnot je možno vyhodnocovat další vlastnosti proudění jako  $R_b$  – hydraulický poloměr vztažený ke dnu. Při předpokladu nulové drsnosti stěn  $k_w$  (ověřené měřením) lze použít přímý výpočet z Blasiusovy rovnice pro hydraulický poloměr vztažený ke stěnám:

$$R_{hw} = \left( \frac{A \cdot v_f^B \cdot U_m^{2-B}}{2^{2-B+3} \cdot I_e \cdot g} \right)^{\frac{1}{B+1}}, \quad (3.1)$$

kde  $A = 0.3164$ ,  $B = 0.25$ ,  $g$  představuje gravitační zrychlení,  $U_m$  je průřezová rychlost směsi a  $v_f$  kinematická viskozita vody. Z hydraulického poloměru vztaženého ke stěnám lze vypočítat poloměr vztažený ke dnu pomocí poměru příslušných délek omočeného obvodu:  $R_{hb} = (h \cdot b - R_{hw} \cdot 2 \cdot h) / b$ ,  $b$  je šířka žlabu a  $h$  je hloubka proudění. Ze znalosti  $R_{bw}$  lze z rovnice (3.2b) vypočítat třecí rychlost na dno a pomocí rovnice (3.2a) součinitel ztráty třením dna  $\lambda_b$ .

$$\sqrt{\frac{8}{\lambda_b}} = \frac{U_m}{u_*}; \quad u_* = \sqrt{g \cdot R_b \cdot I_e} \quad (3.2 \text{ a, b})$$

Takto získaný součinitel ztráty třením můžeme porovnat s vypočtenými součiniteli podle rovnic různých autorů. Zároveň byla na základě analýzy těchto dat odvozena odporová rovnice, kterou publikoval Matoušek et al. (2014):

**Matoušek et al. (2014)**

$$\sqrt{\frac{8}{\lambda_b}} = 2,5 \cdot \ln \left( \frac{11,1}{\Delta} \cdot \frac{R_b}{d_e} \right) \text{ Pro } \theta < \theta_{th} \quad (3.3)$$

$$\sqrt{\frac{8}{\lambda_b}} = 2,5 \cdot \ln \left( \frac{11,1}{\Delta} \cdot \frac{R_{b,th}}{d_e} \right) \cdot \left( \frac{R_{b,th}}{R_b} \right)^{\frac{m}{2}} \text{ Pro } \theta > \theta_{th} \quad (3.4)$$

$\theta_{th}$  – zjištěná kritická hodnota Shieldsova čísla, při které se mění trend chování Hostaformu,  $m$  – exponent zjištěný pro dané měření s Hostaformem  $m = 3$  a hodnotou drsnosti  $\Delta = 4$ . Parametr  $R_{b,th}$  představuje hraniční hodnotu hydraulického poloměru na přechodu mezi slabým a intenzivním chodem splavenin pro daný celkový průtok směsi. Hodnota se zjistí z implicitní rovnice pro  $\theta_{th}$  a pro maximální hodnotu Froudova čísla. Ta je zakomponovaná do následující rovnice pro výpočet  $R_{b,th}$ :

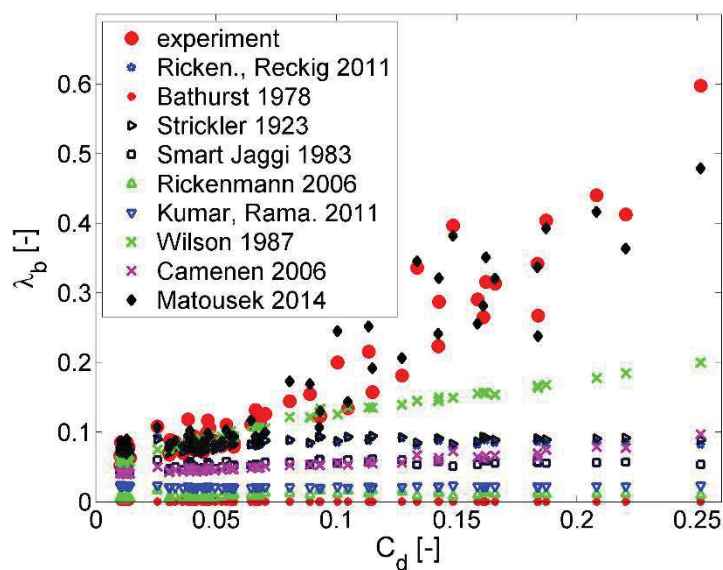
$$0,92 \cdot R_{b,th} \cdot \sqrt{\theta_{th} \cdot g \cdot (s-1) \cdot d_e} = \frac{Q_m}{b \cdot \frac{1}{\kappa} \cdot \ln \left( \frac{11,1}{\Delta} \cdot \frac{R_{b,th}}{d_e} \right)} \quad (3.5)$$

$\theta_{th}$  – zjištěná kritická hodnota Shieldsova čísla, při které se mění trend chování měřeného materiálu.

Při porovnání jednotlivých vypočtených hodnot ztrátového součinitele třením se změřenými hodnotami na Obrázek 8 je patrné, že odporové rovnice neodpovídají podmínkám intenzivního transportu (oblast větší dopravní koncentrace). Tedy s výjimkou odporových rovnic 3.3 a 3.4, které byly na základě těchto dat odvozeny. Dále je vidět, že většina odporových



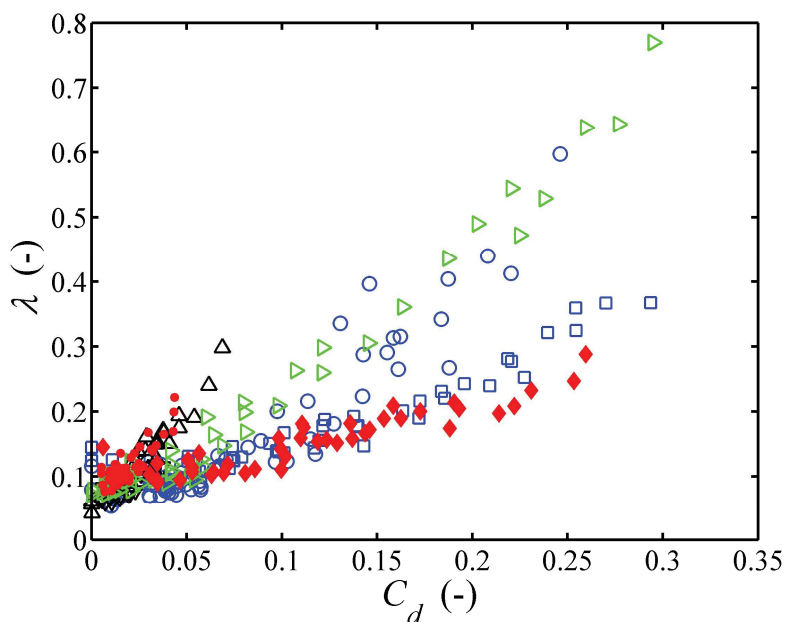
rovníc zároveň podhodnocuje drsnost v oblasti menších koncentrací, viz obrázek 6, na kterém jsou porovnány hodnoty pro Hostaform.



Obrázek 8. Porovnání odporových rovnic s naměřenými hodnotami v závislosti na dopravní koncentraci (naměřené hodnoty pouze pro Hostaform)

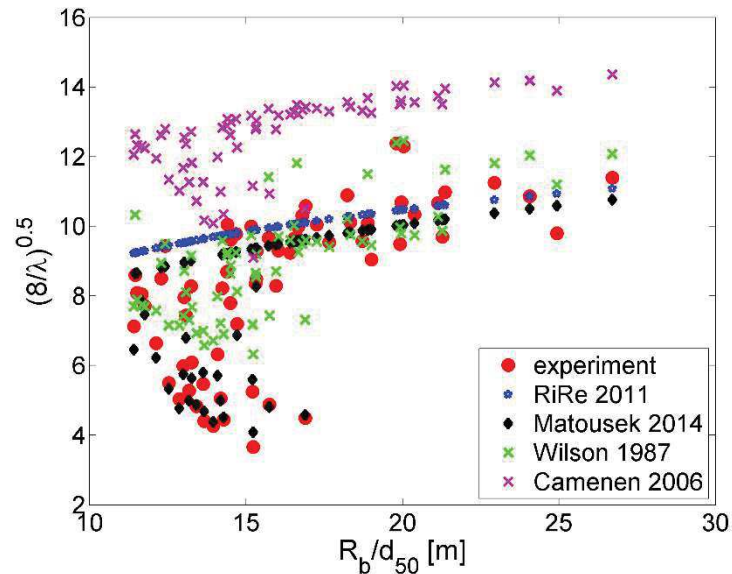
Uvedené koeficienty pro Hostaform jsou odlišné pro ostatní materiály. Koeficienty jsou přehledně tabelárně uvedeny v Bareš et al. (2016).

Na Obrázek 9 jsou vyneseny všechny měřené experimenty. Je patrné, že Hostaform a Tiulit 25 mají podobný součinitel ztráty třením po celém rozsahu naměřených dat. Zároveň je patrné, že směs HSF3 a TLT50 vykazuje daleko menší tření než samostatné frakce. Naměřená data se skleněnými kuličkami nejsou ve velkém rozsahu, ale je vidět, že těžší materiál vykazuje větší ztráty třením.



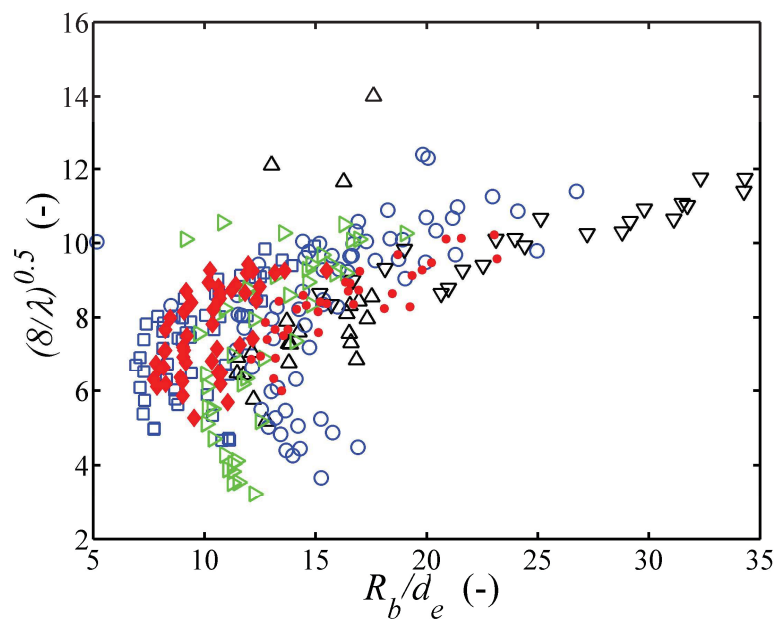
Obrázek 9. Porovnání součinitele ztráty třením pro jednotlivé použité materiály. Modré kolečko – HSF3, modrý čtvereček – TLT50, zelený trojúhelník – TLT25, černé trojúhelníky – TK30 směr nahoru a TK1216 směr dolů, červené kosočtverce – HSF3+TLT50, červené tečky – směs skleněných kuliček

Při porovnání součinitele ztrát tření závislého na hydraulickém poloměru je vidět (Obrázek 10), že kromě rovnice pro ztráty třením vytvořené na základě těchto dat (Matoušek et al. 2014) mají podobný trend i součinitele ztrát třením vypočtené podle rovnice Camenena et al. (2006). Tato rovnice stejně jako Matouškova, obsahuje Froudovo číslo a Shieldsův parametr. Rozdíl v hodnotách je nejspíše způsoben rozdílným materiálem, na kterém byla rovnice kalibrována. Wilsonova (1987) rovnice obsahující pouze Shieldsovo číslo podobný trend již zcela prokazatelně neobsahuje. Navíc rozptyl vypočtených drsností je značný. Poslední použitá rovnice Rickenmanna a Reckinga (2011) neobsahuje Froudovo ani Shieldsovo číslo a je z grafu patrné, že podmínkám intenzivního transportu vyhovuje nejméně.



Obrázek 10. Porovnání odporových rovnic s naměřenými hodnotami v závislosti na hydraulickém poloměru (naměřené hodnoty pouze pro Hostaform)

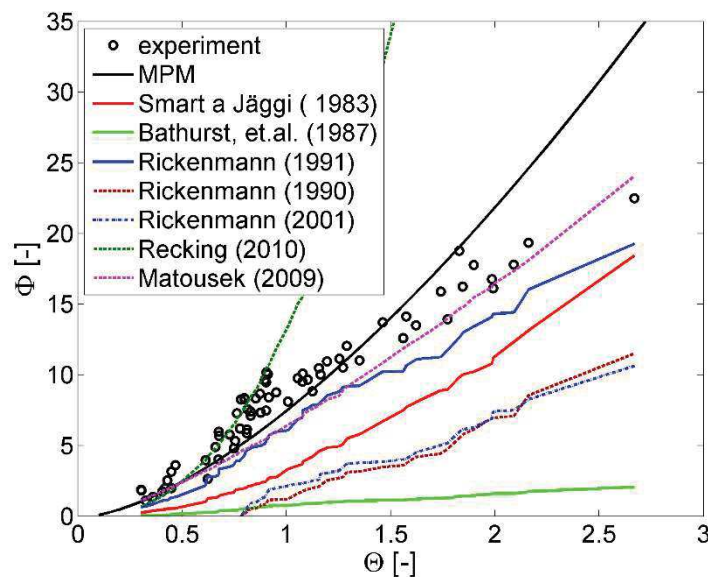
Obrázek 11 ukazuje, že všechny materiály vykazují stejné chování jak v oblasti intenzivního, tak v oblasti bez intenzivního transportu.



Obrázek 11. Ztráty třením v závislosti na hydraulickém poloměru. Modré kolečko – HSF3, modrý čtvereček – TLT50, zelený trojúhelník – TLT25, černé trojúhelníky – TK30 směr nahoru a TK1216 směr dolů, červené kosočtverce – HSF3+TLT50, červené tečky – směs skleněných kuliček

Ve většině odporových rovnic se vyskytuje pouze jedna reprezentativní velikost transportovaného materiálu podle toho, jak velké zrna si autor zvolil. Pouze u rovnice Smarta a Jäggiho je udáván poměr dvou

frakcí. Grafické porovnání výsledků transportních rovnic s experimenty je na následujícím Obrázek 12.



Obrázek 12. Porovnání transportní kapacity rovnic v závislosti na Shieldsově čísle (naměřené hodnoty pouze pro Hostaform)

Při porovnání transportních rovnic s naměřenými daty (Hostaform) je vidět, že nejlépe odpovídají rovnice MPM, Matoušková z roku 2009 a Rickenmannova z roku 1991. Ostatní rovnice výrazně podhodnocují transportní kapacitu s výjimkou Reckingovy rovnice, která ji naopak velmi nadhodnocuje. Nejlépe by odpovídala transportní rovnice na těchto datech kalibrovaná a uvedená v publikaci Matoušek et al. (2014), pro přehlednost však není v grafu uvedena. Rovnice je uvedena níže:

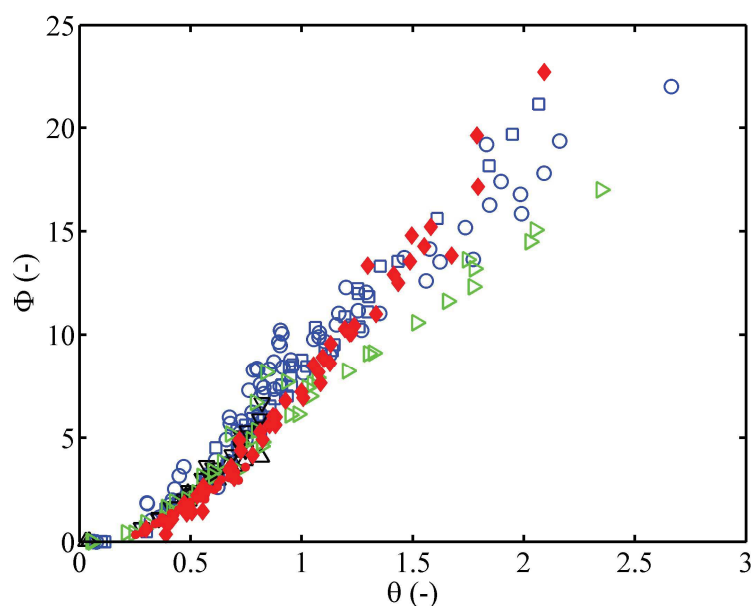
$$q_s = \frac{2 \cdot \gamma}{(n+1) \cdot (n+2) \cdot \tan \varphi'} \cdot (\theta - \theta_c)^{1,5} \cdot \left( g \frac{\rho_s - \rho_f}{\rho_f} d_e^3 \right)^{0,5} \quad (3.6)$$

Druhá založená na vztahu Einsteinova parametru a Shieldsova čísla

$$q_s = \frac{\eta_s}{\tan \varphi'} \cdot \sqrt{\frac{8}{\lambda_b}} \cdot \theta^{1,5} \cdot \left( g \frac{\rho_s - \rho_f}{\rho_f} d_e^3 \right)^{0,5} \quad (3.7)$$

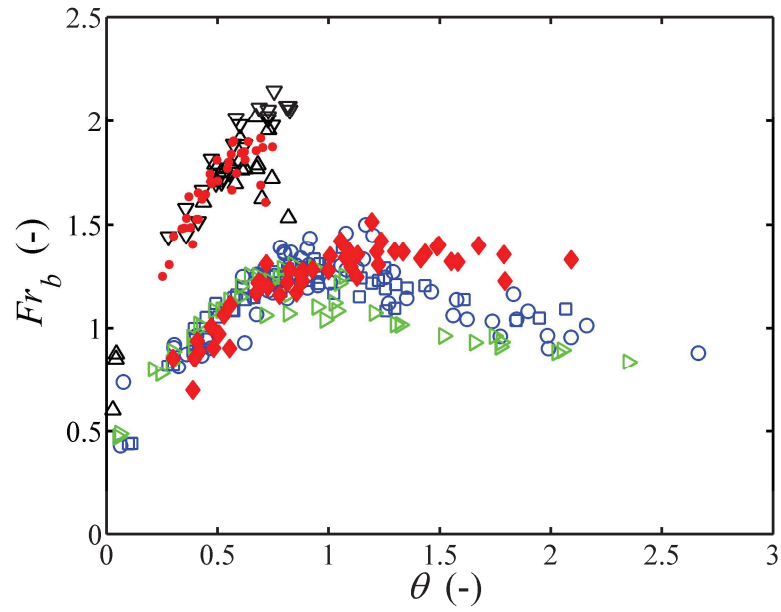
Přičemž členy v jednotlivých rovnicích před částí s Shieldsovým číslem mohou být považovány za koeficient  $\alpha_{15}$  z původní MPM rovnice.

Následující Obrázek 13 porovnává mobilitu jednotlivých materiálů v bezrozměrné podobě. Tiulit 25 je méně mobilní než zbylé materiály. Za důvod takto odlišného chování oproti ostatním materiálům můžeme považovat rozdílný tvar částic. Zároveň je patrné, že každý materiál má ve svém trendu zlom. Každý materiál ho má na odlišné hodnotě Shieldsova čísla. Hodnoty zlomových bodů pro jednotlivé materiály jsou uvedeny v publikaci Bareš et al. (2016).



Obrázek 13. Porovnání transportu částic. Modré kolečko – HSF3, modrý čtvereček – TLT50, zelený trojúhelník – TLT25, černé trojúhelníky – TK30 směr nahoru a TK1216 směr dolů, červené kosočtverce – HSF3+TLT50, červené tečky – směs skleněných kuliček

Jev pozorovaný při experimentech je stabilizace proudění pro zvětšující se koncentraci neboli při zvětšujícím se sklonu proudění. Úzká závislost mezi sklonem a celkovou koncentrací byla popsána v předešlých kapitolách. Stabilizace se projevuje nezmenšující se hloubkou proudění při zvětšování sklonu proudění, jako tomu je u čisté vody. Tento jev je pozorován u plastových částic. U experimentů se sklem nebylo dosaženo této stabilizace, důvodem byla tendence proudění přecházet do režimu s dnovými útvary. Popsaná stabilizace proudu je vidět na Obrázek 14.



Obrázek 14. Porovnání transportu částic. Modré kolečko – HSF3, modrý čtvereček – TLT50, zelený trojúhelník – TLT25, černé trojúhelníky – TK30 směr nahoru a TK1216 směr dolů, červené kosočtverce – HSF3+TLT50, červené tečky – směs skleněných kuliček

### 3.3.2. Bodové veličiny a jejich rozdělení

Protože se objevily rozdíly v trendu kladeného odporu v normálním režimu a v režimu intenzivního transportu, byly analyzovány rychlostní profily u změřených stavů a hledány rozdíly v rychlostních profilech u jednotlivých režimů (následující text je vypracován na základě publikací Matoušek et al. 2014 a Zrostlík et al. 2014).

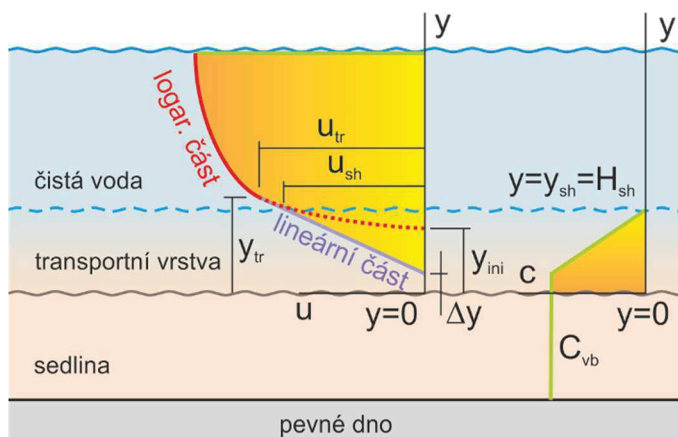
Vycházelo se z předpokladu složeného profilu ze dvou částí pro dvě rozdílné vrstvy proudění (Matoušek et al. /2014/). V oblasti čisté vody se předpokládá logaritmické rozdělení podélných rychlostí. Uplatněn byl předpoklad, že transportní vrstvu lze považovat za hydraulicky drsné rozhraní. Předpokládaný tvar je znázorněn na obrázku 6 a popsán následující rovnicí:

$$\frac{u}{u_b^*} = 2.5 \ln \left( BB \frac{y - y_{ini}}{k_s} \right), \quad (3.8)$$

kde  $BB$  je integrální konstanta ( $BB = 11,1$ ) a  $y_{ini}$  představuje odsazení počáteční asymptoty logaritmické části rychlostního profilu. Dále mocninné rozdělení v transportní vrstvě popsané rovnicí uvedenou Matouškem et al. (2014):

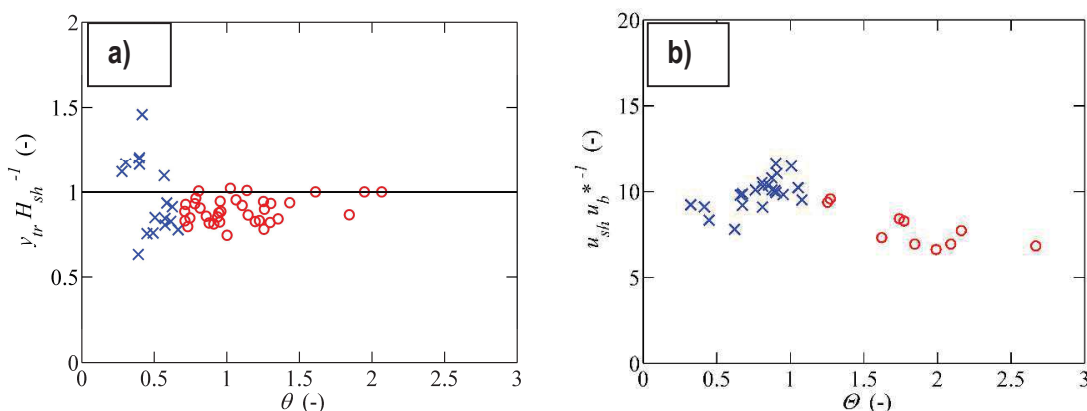
$$\frac{u}{u_{tr}} = \left( \frac{y - \Delta y}{y_{tr} - \Delta y} \right)^n, \quad (3.9)$$

kde  $u_{tr}$  je rychlost ve vzdálenosti  $y_{tr}$  od nulové rychlosti. Úroveň  $y_{tr}$  odpovídá úrovni přechodu z mocninného profilu do logaritmického.  $n$  představuje exponent mocninného profilu, který byl při analýze nastaven na 1, čímž se mocninný profil změní v lineární (Zrostlík et al. /2014/). Toto nastavení bylo provedeno díky analýze rychlostního profilu provedené Capartem a Fraccarollem (2011) při podobných podmínkách, jaké jsme měli v našem výzkumu. Poslední parametr popisující lineární část profilu je  $\Delta y$ . Představuje odsazení počátku lineárního profilu od pozorované úrovně bez pohybu částic.



Obrázek 15. Předpokládané rozdělení rychlostí a koncentrací

Celkově bylo analyzováno 250 rychlostních profilů. Každý rychlostní profil byl měřen minimálně dvěma nezávislými metodami popsanými výše. Naměřené hodnoty byly filtrovány podle metodiky stanovené pro jednotlivé měřicí metody. Dále byly optimalizované parametry rovnic popisující jednotlivé proložené části profilů. Původní počet sedmi optimalizovaných parametrů musel být snížen na pět ( $y_{ini}$ ,  $k_s$ ,  $y_{tr}$ ,  $u_{tr}$ ,  $\Delta y$ ). Z výsledků optimalizace vyplynulo, že přechod mezi lineárním a logaritmickým profilem je přibližně na rozhraní transportní vrstvy a vrstvy s čistou vodou (Zrostlík et al. /2014/). Lze konstatovat, že rychlost na tomto rozhraní normalizovaná třecí rychlostí je konstantní, pro každý materiál ovšem na jiné hodnotě. Hodnota pro HSF3 je okolo hodnoty 9,4 tento poměr uvádí Wilson a Pugh (1999). Obě popsané závislosti jsou vidět na Obrázek 16.

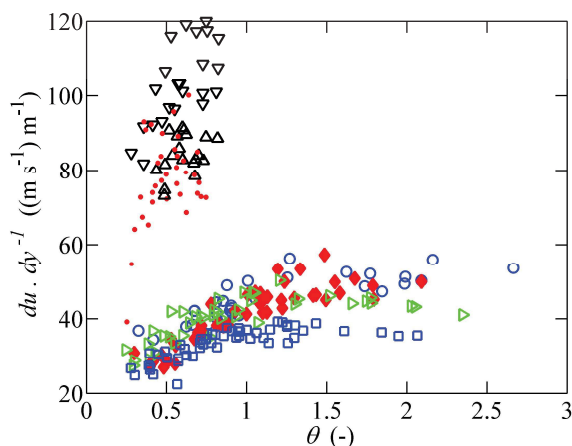


Obrázek 16. a) poměr úrovně přechodu mezi tvary profilu v závislosti na Shieldsově čísle TLT25, b) poměr rychlosti na vrchu transportní vrstvy normalizovaný třecí rychlostí na dně v závislosti na Shieldsově parametru, x – normální transport, o – intenzivní transport

Další nalezenou závislostí je, že hodnota rychlostního gradientu v lineární části roste až do hranice intenzivního transportu, poté se stane



konstantní. Tento fakt je ověřen i pro jiné lehké materiály, pro skleněný materiál se nepodařilo dosáhnout takto dostatečné intenzivního transportu, aby byl trend potvrzen i pro těžší materiál. Grafické znázornění popsaného jevu je na Obrázek 17.

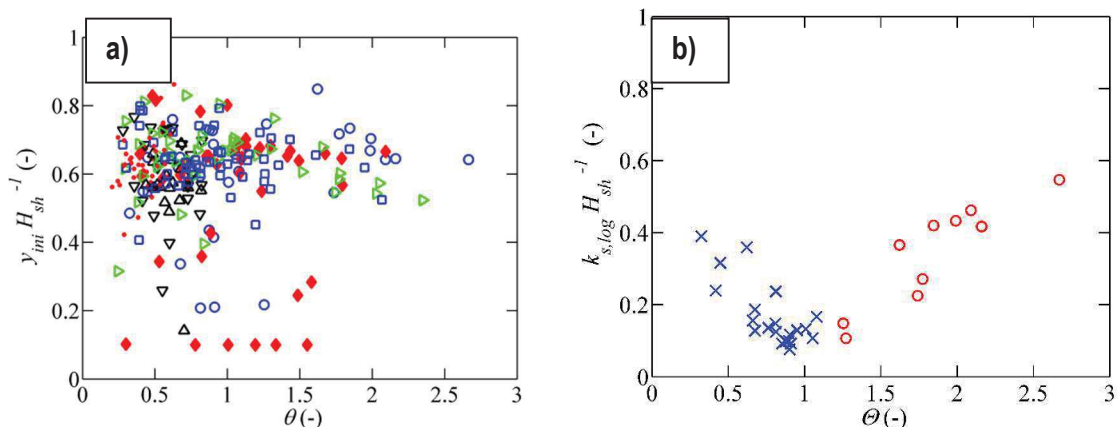


Rychlostní gradient lineární části:

$$\frac{du}{dy} = \frac{u_{tr}}{y_{tr} - \Delta y} \quad (3.10)$$

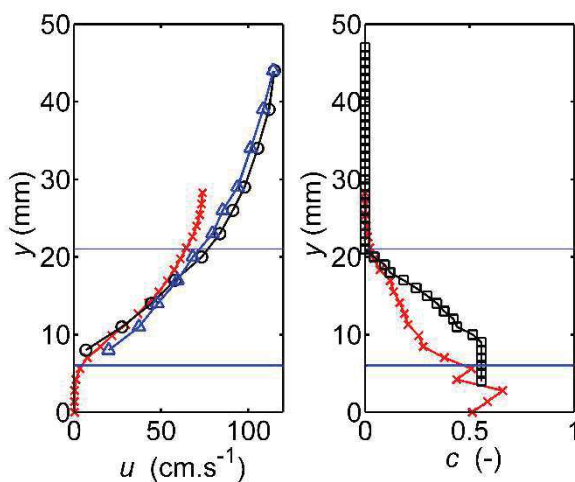
Obrázek 17. Rychlostní gradient v lineární části rychlostního profilu v závislosti na Shieldsově parametru. Modré kolečko – HSF3, modrý čtvereček – TLT50, zelený trojúhelník – TLT25, černé trojúhelníky – TK30 směr nahoru a TK1216 směr dolů, červené kosočtverce – HSF3+TLT50, červené tečky – směs skleněných kuliček

Při analýze logaritmické části rychlostního profilu bylo zjištěno, že počátek logaritmického profilu je přibližně na úrovni 70 % transportní vrstvy. Další ověřovanou závislostí byl poměr drsnostní výšky k výšce transportní vrstvy, který dle Wilsona a Puga (1999) je roven přibližně 0,33. Tuto hypotézu se nepovedlo jednoznačně potvrdit, ale můžeme říci, že naše výsledné relativní drsnosti jsou v rozmezí 0,1–0,5, jsou tedy v předpokládaných mezích, ačkoliv s relativně velkým rozptylem.



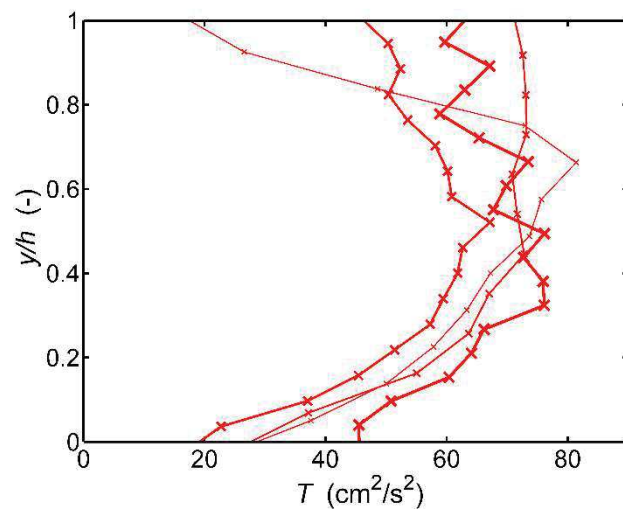
Obrázek 18. Počátek logaritmického profilu normalizovaný transportní výškou v závislosti na Shieldsově čísle, b) vyhodnocená drsnost normalizovaná transportní výškou v závislosti na Shieldsově čísle, x – normální transport, o – intenzivní transport

Jak bylo zmíněno výše, několik experimentů bylo provedeno ve spolupráci se zahraničními kolegy. Výsledky experimentů a jejich analýza byly publikovány v Matoušek et al. (2019). Pomocí použité sofistikované měřicí techniky a vyhodnocovacích metod byly vyhodnoceny i 3D trajektorie a rychlosti jednotlivých částic. Z těchto údajů následně byly určeny průměrné hodnoty ve zvolených výškových úrovních. Zároveň byla vyhodnocena koncentrace po výšce proudění. Porovnání vyhodnocených rychlostí a koncentrací z kamer s hodnotami získanými ostatními metodami je na Obrázek 19.



Obrázek 19. Rychlostní a koncentrační profily vyhodnocené z kamerových záznamů. Legenda: červeně vyhodnoceno pomocí kamer, černá kolečka PT, modré trojúhelníky UVP, černé čtverečky – odporová sonda, vodorovné linie hranice transportní vrstvy

Kamery zaznamenávající stereoskopicky rychlosti částic s frekvencí 500 Hz umožňují vyhodnocení i fluktuací bodových rychlostí způsobených kolizemi mezi částicemi. Z těchto fluktuací lze vypočítat rozdělení granulární teploty po výšce transportní vrstvy. Příklad vyhodnocení rozdělení granulární teploty je na Obrázek 20.



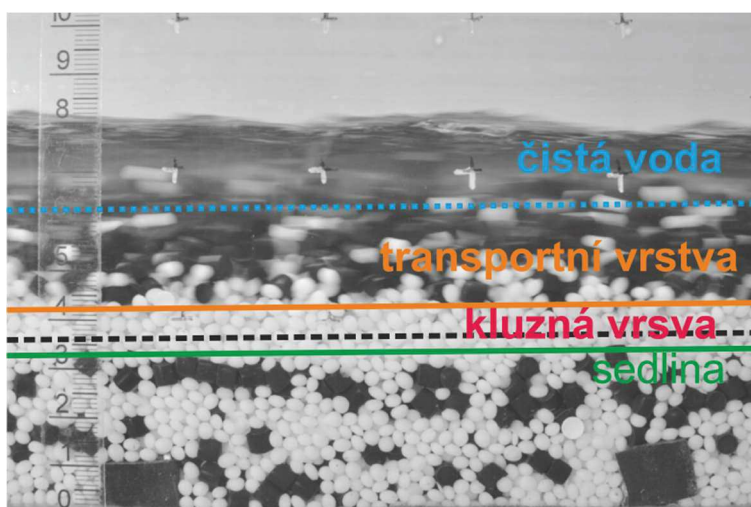
Obrázek 20. Profily kolizního tepla po výšce transportní vrstvy pro experimenty s materiálem Hostaform

### 3.4. Experimentální sledování bimodálních směsí

#### 3.4.1. Vliv různozrnnosti na proudění a chod splavenin

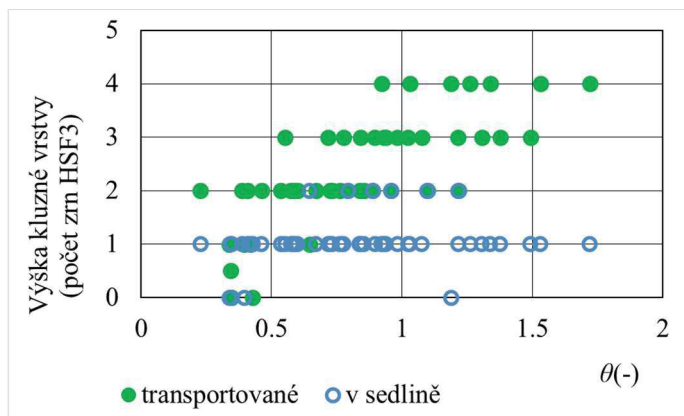
Při experimentech se směsí různozrnných materiálů o podobné hustotě a ne příliš odlišné velikosti bylo po nastavení a promíchání směsi pozorováno třídění transportovaného materiálu. Počátek třídění probíhal relativně rychle, finální ustálení trvalo však řádově déle. Ihned po promíchání začaly menší částice propadávat mezi větší. V nižších místech transportního profilu částice propadávaly mezerami mezi většími částicemi pomaleji. Vlivem kolizí vznikaly mezery mezi jednotlivými částicemi, kterými mohly menší částice propadat níže. Při propadnutí zrn až na nejnižší vrstvu částic v pohybu začaly menší částice takzvaně vytlačovat větší, když se dostaly pod úroveň těžiště větší částice. Rozdělení vrstev je názorně vidět na Obrázek 21.

Tímto tříděním vznikla vrstva menších částic na rozhraní sedliny a transportní vrstvy. Vrstvu nazýváme vrstvou kluznou. Samotná vrstva má dvě části. Spodní část o výšce jedné až dvou velikostí menších částic je bez pohybu, a náleží tedy k sedlině. Druhá část je obvykle vyšší a obsahuje několik vrstev částic v pohybu. Tloušťka kluzné vrstvy je znázorněna na Obrázek 22 s grafem počtu menších částic, které ji tvoří. Výskyt kluzné vrstvy a její velikost, závislé na velikosti tečného napětí, byly pozorovány i v případě směsi technických kuliček. Mocnost kluzné vrstvy pro obě směsi rostla se zvětšujícím se tečným napětím, potažmo s dopravní koncentrací.



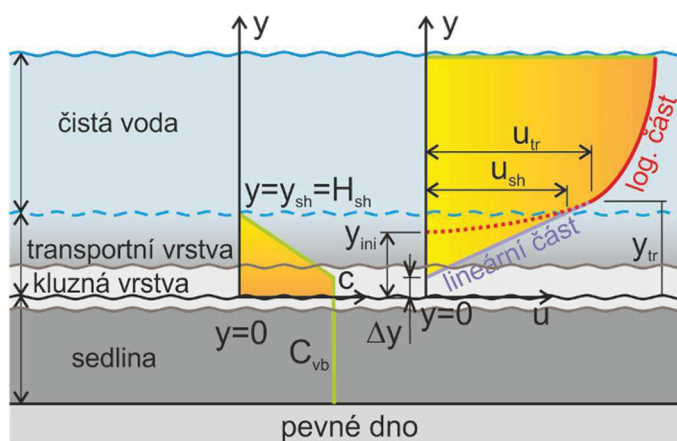
Obrázek 21. Vytvořená kluzná vrstva z HSF3 při transportu směsi HT

Pro obě směsi bylo dosaženo maximální tloušťky kluzné vrstvy částic v pohybu o velikosti čtyř menších částic. Není snad nutné zdůraznit, že při transportu skleněných kuliček nebylo dosahováno tak velkých dopravních koncentrací, jako tomu bylo u plastu.



Obrázek 22. Výška kluzné vrstvy vyjádřená v počtu částic HSF3

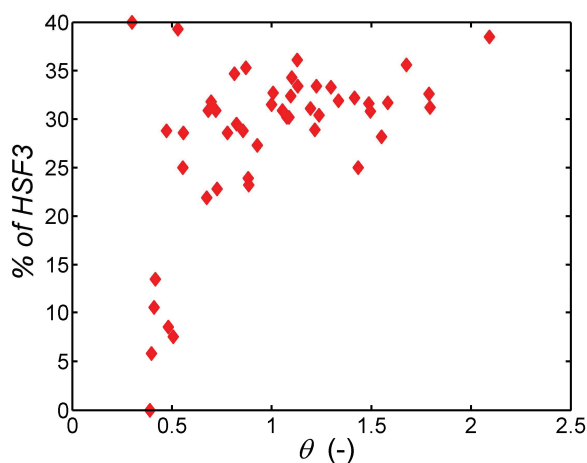
Kluzná vrstva zařazená do vrstevnatého schématu proudění v režimu UPB je znázorněna na Obrázek 23. Existence kluzné vrstvy tvořené z menších částic přináší přesnější určení rozhraní sedimentu a transportní vrstvy, přičemž obvyklá přesnost se pohybuje v řádu velikosti jedné částice.



Obrázek 23. Schematické rozdělení horizontálních vrstev s rychlostním a koncentračním profilem

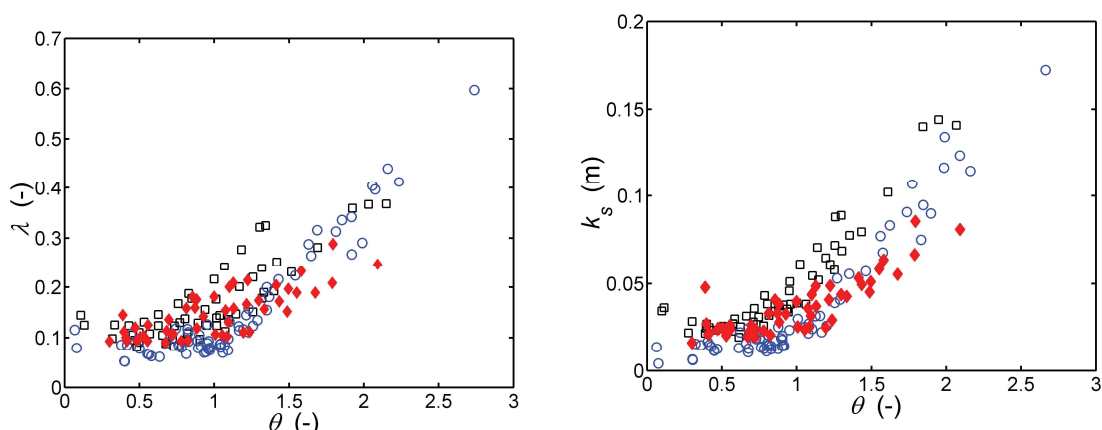
Existence třídění částic a jejich usazování s tvořením povrchu sedimentu přináší otázku, jaký je množství poměr mezi transportovanými částicemi. Množství transportovaných částic bylo zjišťováno odebráním vzorků na konci žlabu, jak je popsáno v kapitole 3.1. Výsledný poměr malých částic k celkovému množství transportovaného materiálu je vyneseno na

následujícím grafu (Obrázek 24) v závislosti na bezrozměrném tečném napětí. Zobrazená data pocházejí z výsledků pro směs HT. Je z nich patrné, že bylo transportováno vždy přibližně 30 % malých částic. Z tohoto trendu je vyčleněno sedm experimentů při nízkých tečných napětích. Rozdílné množství transportovaných malých částic může být způsobeno velmi tenkou transportní vrstvou. Díky tenké vrstvě zůstávají větší částice částečně vystaveny unášejícím silám působícím na rozhraní sedliny a transportní vrstvy. Druhou možností je vytřídění jednotlivých frakcí již v rámci samotného míchání mezi jednotlivými experimenty. Stabilní kluzná vrstva bez dalšího vývoje se vždy vytvořila časově v rámci jednotek minut.



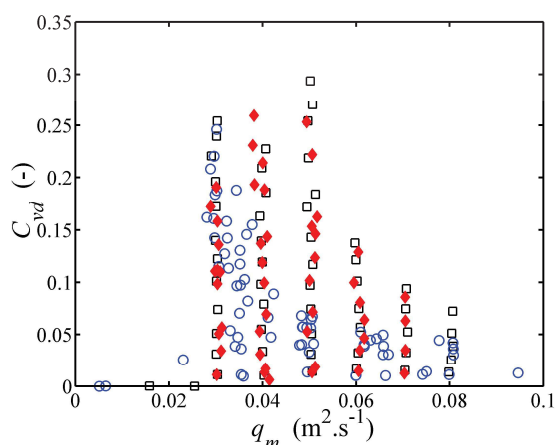
Obrázek 24. Hmotnostní poměr transportovaných částic HSF3 k celkovému množství vyjádřený v procentech v závislosti na tečném napětí

Vliv různorodnosti je dále popsán a zobrazen na základě vyhodnocených dat pro jednotlivé různorodné materiály a experimenty se stejnorodným materiálem. Na následujících dvou obrázcích je vidět vliv existence kluzné vrstvy na součiniteli ztráty třením  $\lambda$  a na samotnou hydraulickou drsnost reprezentovanou drsnostním součinitelem  $k_s$ . Z obou následujících grafů (Obrázek 25) je patrné, že v oblasti méně intenzivního transportu vykazuje směs chování spíše jako hrubozrnější frakce, ovšem v oblasti intenzivního transportu je chování podobné chování jemnějšího materiálu. Zároveň přechod mezi intenzivním transportem a neintenzivním transportem je podobný jako pro menší frakci.



Obrázek 25. Vlevo součinitel ztráty tření v závislosti na tečném napětí, vpravo drsnost v závislosti na tečném napětí, modré kolečko HSF3, černý čtvereček TLT50 a červený plný kosočtverec – směs HT

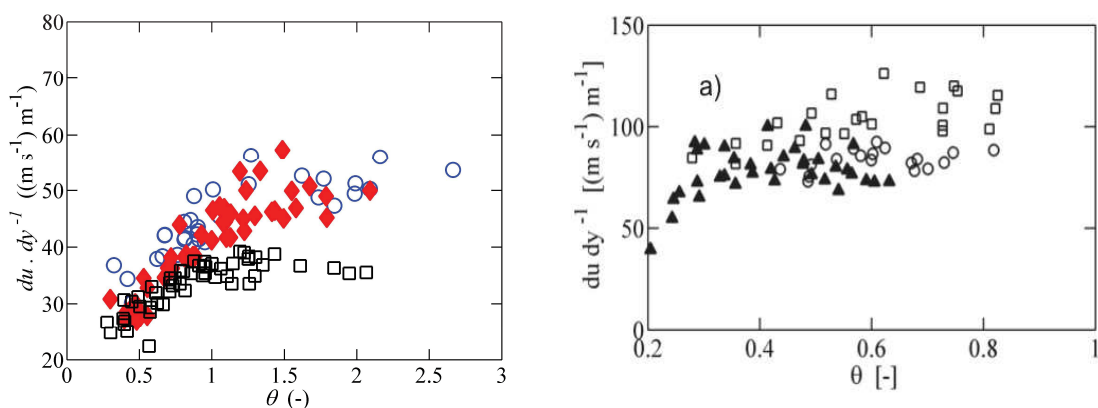
Při vyhodnocování experimentů byly zároveň pozorovány rozsahy naměřených dat, kdy vždy minimální a maximální sklon, potažmo dopravní koncentrace představovaly hranici přechodu z UPB do jiného režimu proudění. Při experimentech se směsí bylo zjištěno, že přítomnost větších částic stabilizuje proudění. To je patrné na následujícím grafu (Obrázek 26), kdy přechod mezi UPB a vlnovitým režimem (počátek antidun) představuje horní obalová křivka daného materiálu. Je vidět, že obalová křivka pro HT a TLT50 je přibližně ve stejné úrovni a obalová křivka HSF3 je výrazně níže.



Obrázek 26. Dopravní koncentrace vynesena v závislosti na specifickém průtoku, modré kolečko HSF3, černý čtvereček TLT50 a červený plný kosočtverec – směs HT

Vliv různorodnosti byl pozorován i na tvaru rychlostního profilu. Hlavní charakteristikou, na které je vliv patrný, je sklon lineárního profilu v transportní vrstvě. Na následujícím obrázku je znázorněn sklon lineární části někdy uváděný jako rychlostní gradient. Jednak je patrné, že pro

všechny materiály je sklon po dosažení určité hodnoty konstantní. To bylo již popisováno výše, jako zásadní se však jeví rozdílné chování směsi při nízkých a při vysokých tečných napětích. Zatímco při nízkých tečných napětích má směs gradient stejný jako hrubozrnnější TLT50, při postupném zvětšování tečného napětí a při narůstání výšky kluzné vrstvy se rychlostní profil chová více jako jemnozrnnější HSF3. Na obrázku vlevo je tento jev zřetelný. Na obrázku vpravo je vidět pouze méně intenzivní část, kdy se směs chová jako hrubozrnnější materiál.



Obrázek 27. Vliv různozrnné směsi na rychlostní profil, plné obrazce jsou pro směs a prázdné pro stejnozrnný materiál, vlevo jsou vyneseny plastové materiály (kolečko HSF3 – menší částice, čtvereček TLT50 – větší částice) a vpravo technické kuličky (kolečko – menší částice, čtvereček – větší částice)

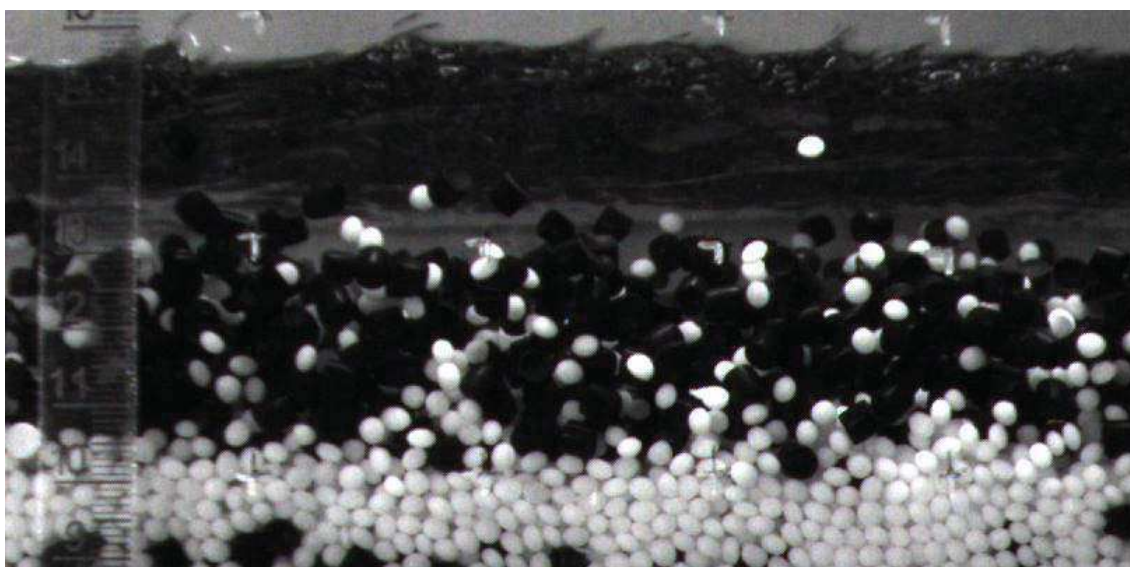


### 3.4.2. Určení rozdělení poměru částic v transportní vrstvě

Součástí měření byl i záznam černobílou kamerou Bastler, prvoplánově určenou pouze pro obrazovou dokumentaci provedených experimentů. Na základě současného rozvoje použití videozáznamů ve výzkumu vznikla myšlenka, zda by pořízené videozáznamy nebylo možno použít k získání nějaké informace o struktuře proudění. Princip využití videozáznamu a následná analýza jsou popsány níže.

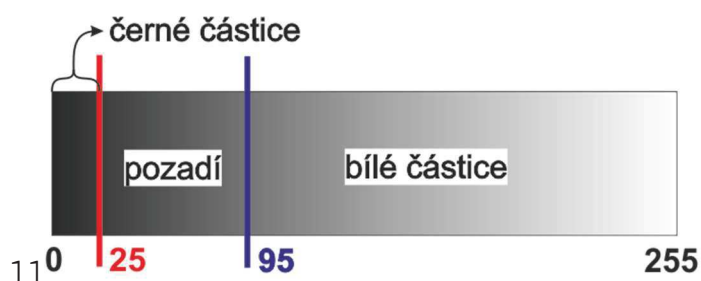
#### 3.4.2.1. Princip analýzy

Protože byly použity pro experimenty s plastovou směsí frakce bílých a černých částic, mohlo by být tohoto barevného rozdílu využito k rozeznání částic, či dokonce identifikaci jednotlivých částic. Protože záznamy nebyly původně určeny k další analýze a rozlišení se světelnými podmínkami tomu odpovídaly. Od identifikace jednotlivých částic bylo puštěno a práce se zaměřily druhým směrem. Přesněji k identifikaci poměru frakcí. Snímek z videozáznamu je k nahlédnutí na Obrázek 28. Z původního počtu 49 nafilmovaných experimentů bylo vybráno 24, u kterých byl záznam vhodný pro další analýzu obrazu. Byly vyřazeny například videozáznamy, u kterých nebyla zaznamenána celá transportní vrstva nebo osvětlení přírodním světlem a odlesky znemožňovalo neovlivněné vyhodnocení.



Obrázek 28. Příklad zaznamenaného smínku z kamery Bastler

Analýza byla navržena jako jednoduchý rozbor odstínu zaznamenaného v každém z pixelů. Při černobílém záznamu je v 8bitovém systému ukládán záznam odstínu číselnou hodnotou v rozmezí 0 až 255. Tento číselný rozsah představuje přechod mezi černou a bílou. Jak je znázorněno na Obrázek 29. Pro analýzu byl zvolen princip dvou hraničních hodnot, tak aby bylo možno identifikovat od sebe černé a bílé částice. Díky faktu, že na horní hraně transportní vrstvy nebyl při všech experimentech výskyt částic dostatečný, aby byla zakryta stěna žlabu, bylo nutno zavést třetí oblast identifikace, a to takzvané pozadí videozáznamu. Toto pozadí představuje zadní stranu žlabu.



Obrázek 29. Grafické znázornění principu analýzy

Skript pro analýzu byl sestaven tak, že průměruje hodnoty po jednotlivých řádcích pixelů záznamu, což představuje zároveň směr proudění. Průměrování hodnoty odstínu pixelu probíhá jednak ve vybraném řádku záznamu, jednak po jednotlivých snímcích v čase. Výsledná hodnota byla normalizována rozsahem možných hodnot tak, aby při výskytu pouze černých částic v daném řádku vyšla hodnota 1. Naopak při výskytu pouze bílých částic nula. Takto vypočtená hodnota představuje relativní hodnotu koncentrace dané frakce. Pro případ relativní koncentrace černých částic je vztah následující:

$$c_{rel} = \frac{c_{\text{černá}}}{c_{\text{bílá}} + c_{\text{černá}}} = \frac{c_{\text{černá}}}{c}. \quad (3.11)$$

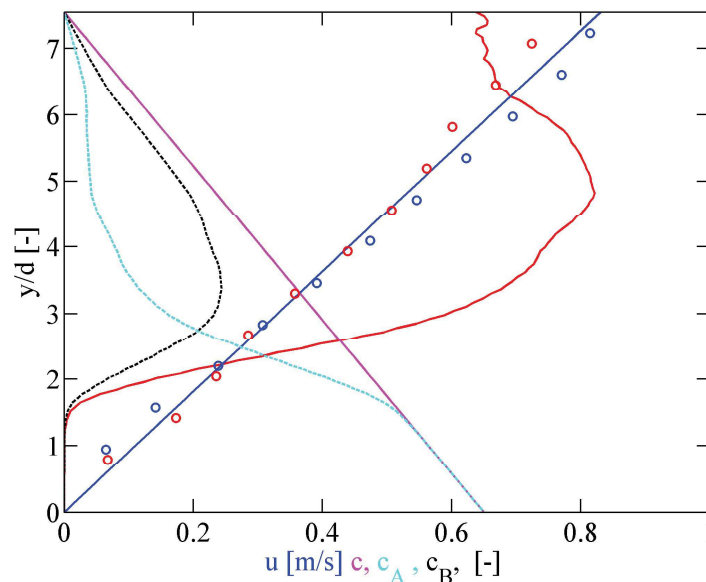
Prvotní testování vytvořeného skriptu provedl Hlom ve své diplomové práci (2017). Jejím hlavním závěrem bylo, že tato analýza dovede při ideálních světelných podmínkách vypovídat o vlastnostech proudění. Dalším

závěrem bylo určení vlivu velikosti analyzovaného výřezu na výsledek. Z tohoto testování vzniklo doporučení analyzovat okno o větší šířce ze záznamů, bylo tedy analyzováno co největší okno ve směru proudění (3 cm). Dále byla zjištěna očekávaná maximální chyba při optimalizaci hraničních hodnot světlosti částic a relativní chybě odečtení výšky transportní vrstvy o velikosti poloviny jedné částice.

Pro určení možné chyby této metody při ideálních identických světelných podmínkách a optimalizaci hraničních hodnot světlosti pouze u jednoho kalibračního experimentu, byla provedena série experimentů ve fluidizační koloně s výsledky publikovanými na konferenci Experimental fluid mechanics v příspěvku Zrostlík et al. (2019). Výsledný závěr byl, že možná chyba se pohybuje do 10 % a metoda lépe funguje za podmínek většího množství černých částic.

### 3.4.2.2. Vyhodnocený poměr částic

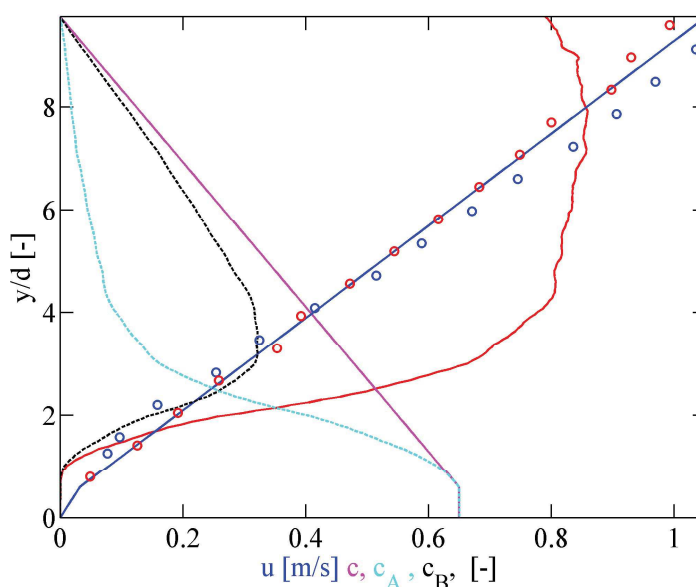
Za použití skriptu popsaného v předchozí kapitole byl proveden výpočet relativní koncentrace černých částí u vybraných 24 experimentů. Hraniční hodnota pro černé částice byla nastavena jako 25 a hranice pro bílé částice 95. Rozsah analyzovaného okna byl na šířku 3 cm a výška dle mocnosti transportní vrstvy. Takto byla vypočtena relativní koncentrace černé frakce  $c_{rel}$ . Ze znalosti dopočteného celkového koncentračního profilu  $c$  pomocí vztahů z kinetické teorie a integrálních dat byl následně vyjádřen koncentrační profil jednotlivých frakcí v transportní vrstvě  $c_{černá} = c_B$ ,  $c_{bílá} = c_A$ . Na následujícím Obrázek 30 až Obrázek 32 jsou zobrazeny koncentrační profily jednotlivých frakcí, celkový koncentrační profil a naměřené rychlostní profily proložené lineárním průběhem. Rozsah vertikální osy odpovídá mocnosti transportní vrstvy a je normalizován velikostí ekvivalentního zrna směsi. U jednotlivých obrázků se postupně zvětšuje mocnost transportní vrstvy a dopravních koncentrací. Obrázek 30 představuje stav, kdy je dosažena maximální koncentrace pouze na rozhraní transportní vrstvy a sedliny.



Obrázek 30. Vyhodnocený poměr koncentrací z videozáznamu – celková koncentrace 3 %. Legenda: červená kolečka měření UVP, modrá měření PT

U všech vyhodnocených videí byl potvrzen pozorovaný fenomén výskytu kluzné vrstvy ve spodní části transportní vrstvy. Mocnost této kluzné vrstvy vždy odpovídá nejméně tloušťce vrstvy, kde je lokální koncentrace maximální. Ve většině případů dosahuje vytřídění vyšších poloh. Tento fakt koresponduje s tvrzeními o transportní vrstvě v kapitole 3.4.

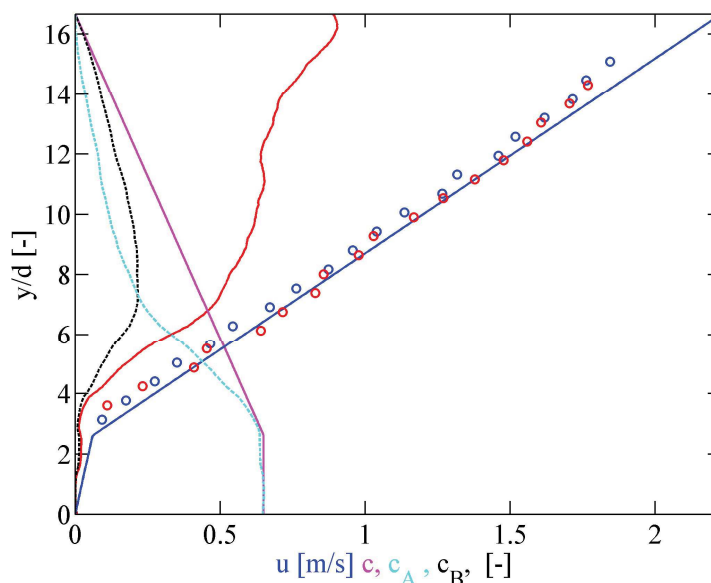
Zároveň to odpovídá výskytu vytřídění transportovaných částic po výšce transportního profilu. Většina menších částic je transportována v nižších částech profilu a větší částice jsou transportovány převážně ve vyšších polohách transportní vrstvy. Zároveň nedochází k úplnému vytřídění v horních polohách vrstvy. Obrázek 31 představuje stav, kdy má vrstva s maximální koncentrací tloušťku o velikosti jedné částice.



Obrázek 31. Vyhodnocený poměr koncentrací z videozáznamu – celková koncentrace 5 %. Legenda: červená kolečka měření UVP, modrá měření PT

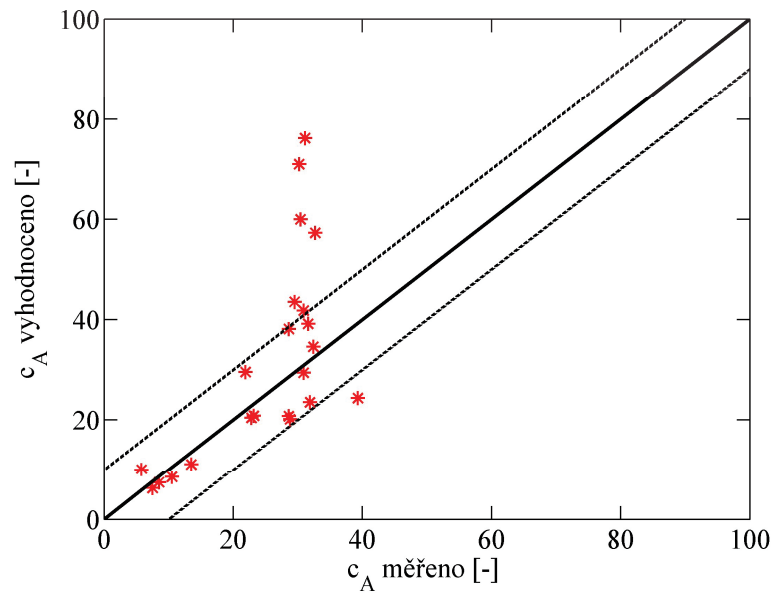
Poslední ukázkou rozboru videa na Obrázek 32 je experiment s jednou z největších koncentrací, které bylo dosaženo v rámci všech provedených pokusů. Poměr vytřídění ve spodní části vypadá stejně jako u případů s nižší koncentrací, pouze je oblast vytříděných menších částic vyšší. Oproti tomu ve vyšších oblastech vytřídění není relativně konstantní nebo s klesajícím množstvím černých částic. Důvodem může být vysoká transportní vrstva s rozdílnou intenzitou srážení částic po výšce. V prostřední části může být

méně kolizí než v horní části, což způsobuje menší otvírání mezer mezi velkými částicemi, které způsobuje samotné třídění.



Obrázek 32. Vyhodnocený poměr koncentrací z videozáznamu – celková koncentrace 25 %. Legenda: červená kolečka měření UVP, modrá měření PT

Porovnání zjištěného množství menších částic z rozboru videí a z rozboru ze sít je zobrazeno na Obrázek 33. Na grafu jsou proti sobě vyneseny relativní koncentrace menších částic. Zobrazena pro představu je čára shody a čáry 10% chyby. Na grafu je vidět, že do desetiprocentní odchylky vyšla většina vyhodnocení. Experimenty, u kterých se výrazně liší výsledky jednotlivých metod, jsou experimenty za velmi podobných podmínek proudění. Konkrétně to jsou experimenty na rozhraní říčního a bystřinného proudění. Důvodem takto velké odchylky může být chvilková nestabilita rozhraní transportní vrstvy a sedliny, což je za těchto podmínek možné. Bohužel videozáznam je krátký na to, aby tato nestabilita byla časově vyhlazena.



Obrázek 33. Porovnání koncentrací měřených pomocí síťového rozboru a vyhodnocených z videozáznamu. Legenda: plná čára křivka schody, tečkovaná čára 10% chyba

Celkově lze říci, že tato metoda může být použita jako nástroj analýzy transportu různorodé směsi. Následná konečná interpretace dat by měla být podložena další metodou měření, jako tomu bylo i v tomto případě.

## 4. Matematické modelování

### 4.1. Modelování transportu sedimentu

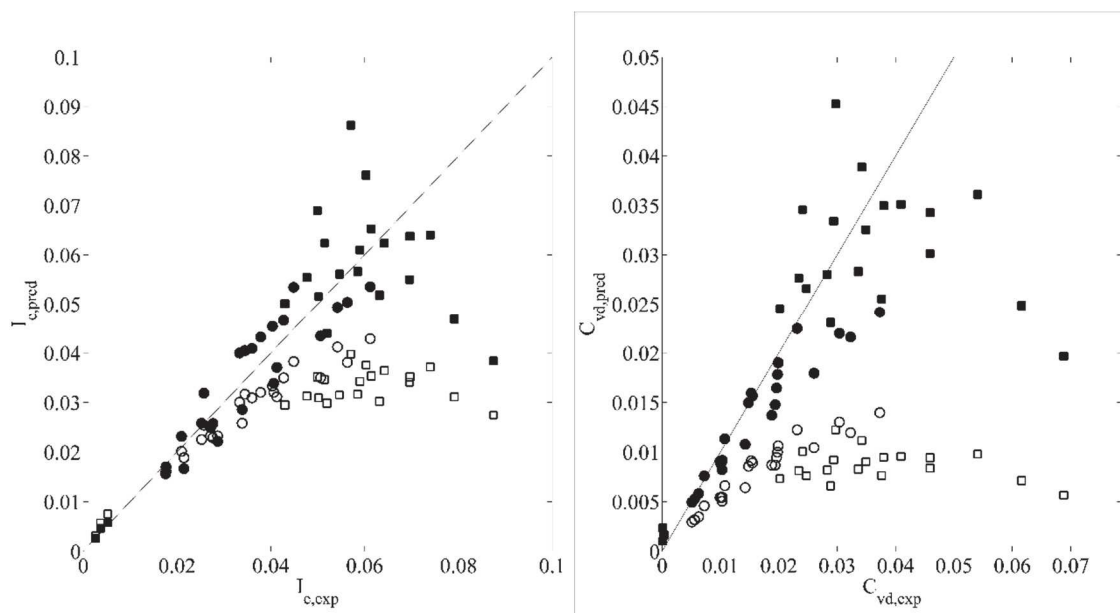
Obvyklý princip výpočtu matematických modelů transportu sedimentu je použití odporových rovnic pro řešení hydrodynamické části modelu. Následně se přistoupí k části řešení pohybu sedimentu a vývoje dna koryta. To je možné díky bilanci transportovaného materiálu mezi uvažovanými výpočetními úseky a platí při použití jednodušších odporových rovnic. Složitější odporové rovnice v sobě zahrnují i transportované množství sedimentu. To je nutné znát pro výpočet Shieldsova čísla. Použití těchto složitějších rovnic (obsahujících dále např. Froudovo číslo) vyžaduje iterativní řešení celé soustavy. To s sebou přináší matematickou nestabilitu hledání řešení. Tento problém již byl diskutován Camenenem a Larssonem (2013) a jeho jednoznačné řešení zatím nebylo objeveno.

Jeden matematický model chodu sedimentu pro podmínky pomalu se měnícího průtoku byl sestaven v rámci námi řešeného výzkumného projektu (Zrostlík et al. /2014/). Při sestavování modelu bylo testováno velké množství odporových rovnic, přičemž se zatím jako velký problém ukázalo nalezení optimálního tvaru složitější odporové rovnice. Nakonec byla vybrána rovnice pro výpočet ztrát třením obsahující pouze Shieldsovo číslo a hydraulický poloměr, stejně jako Wilsonova odporová rovnice. Rovnice obsahující Froudovo číslo nekonvergovaly k žádnému reálnému řešení. Pro porovnání byla zároveň vybrána explicitní rovnice používaná v programu TomSed uvedená výše jako rovnice Rickenmann a Recking (2011). Tato rovnice byla již dříve testována a porovnávána s naměřenými daty a jevila se jako nejlepší z rovnic používaných v programu TomSed. Zároveň byly zvoleny dvě transportní rovnice Rickenmann (2001) a Matoušek (2009).

V modelu byly testovány kombinace Rickenmannových rovnic a složitější typ odporové rovnice s transportní rovnicí Matoušek (2009). Jako první byla testována predikce dopravní koncentrace  $C_{vd}$  a sklonu čáry energie  $I_e$  pro zadané hloubky  $h$  a průtoky směsi  $Q_m$  při rovnoměrném ustáleném



proudění. Výsledky tohoto testování pro technické kuličky jsou vidět na následujícím Obrázek 34. Předpovězené hodnoty se poměrně dobře shodují v oblasti menších sklonů, se zvětšujícími se sklony se však rozdíly mezi předpovězenými a změřenými hodnotami liší výrazně. To platí především pro předpovědi získané Rickenmannovými rovnicemi. Stejný trend je vidět u předpovědí dopravní koncentrace, která je závislá právě na sklonu čáry energie, ovšem s mnohem většími rozdíly.

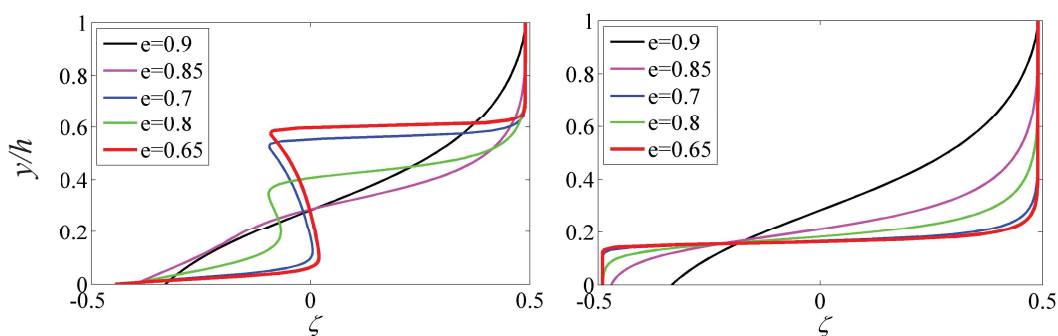


Obrázek 34. Porovnání měřených a předpovídaných parametrů v režimu UPB. a) Energetický gradient. b) Dopravní koncentrace sedimentu. Symboly: kolečka:  $d_{50} = 1,5mm$ , čtverečky:  $d_{50} = 3,0mm$ , vyplněné znaky = odporová rovnice, Matouškova transportní rovnice, bílé znaky = kombinace Rickenmannových rovnic

Následně byl simulován neustálený experiment prováděný s TK30. Výsledky simulace byly porovnávány na základě podélných profilů dna koryta a úrovně hladiny, které byly při experimentu měřeny v časových krocích. Podélné profily vypočtené z kombinací Rickenmannových rovnic se shodovaly méně s naměřenými hodnotami při experimentu. Výsledek byl tedy podobný jako u ustálených stavů. Při simulaci se ukázalo jako největší problém nezahrnutí nátokové části žlabu, kde dochází k poměrně výrazné sedimentaci částic přitékajících do žlabu. Tento nedostatek byl následně odstraněn a simulace byly prováděny se zahrnutím sedimentačního prostoru. Výsledky simulací jsou publikovány v Zrostlík et al. (2015).

## 4.2. Modelování třídění transportované směsi

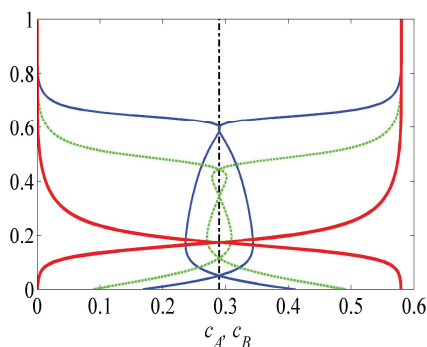
Po seznámení s modelem třídění částic popsaném v kapitole 2.8. byl tento model testován a postupně upravován do podoby bližší experimentům prováděným v laboratoři. Jako první bylo prováděno testování vlivu koeficientu restituice, který vypovídá o vlastnosti částic spojených s jejich srážením a předáváním energie mezi kolidujícími částicemi. Koeficient  $e$  roven 1 je pro elastické kolize. Pro plasty jako Tiulit a Hostaform je teoretická hodnota koeficientu restituice přibližně rovna 0,8. Ovšem teoretická hodnota se může velice lišit zvláště v případě kolizního toku směsi částic s vodou. Zároveň existují odvozené vztahy závislosti koeficientu restituice a Stokesova čísla. Testování bylo prováděno pro zjednodušený případ, kdy je stejně jako v původním modelu uvažována hodnota jako konstantní po celé hloubce transportní vrstvy. Na následujícím obrázku jsou zobrazeny profily bezrozměrné míry třídění ve dvou časových krocích pro různé koeficienty restituice. Bylo zjištěno, že koeficient má vliv jak na rychlost samotného třídění, tak na konečný stav vytřídění částic. Materiál s větším koeficientem je tříděn rychleji. Zároveň bylo zjištěno, že materiál s menším koeficientem restituice vytváří ostřejší přechod mezi jednotlivými frakcemi, nebo dokonce může dojít k úplnému vytřídění jednotlivých frakcí.



Obrázek 35. Vliv koeficientu restituice na bezrozměrnou míru třídění, a) třídění v čase  $\tau_t = 250$  (-), b) třídění v čase  $\tau = 2000$  (-)

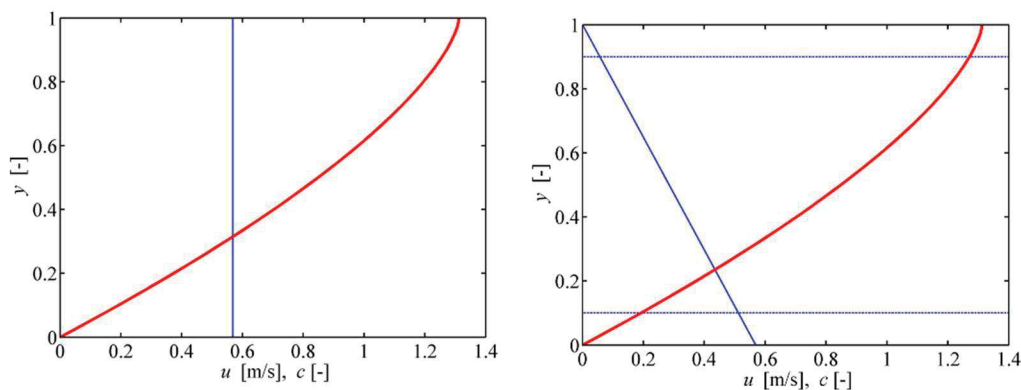
Při testování bylo dále zjištěno, že celý model je velice citlivý na vstupní parametry. Při nevhodně zadané kombinaci parametrů nebo při přílišném rozdílu vlastností jednotlivých částic dochází kvůli numerickým nestabilitám k výpočetním haváriím a nedořešení třídění.

Obrázek 36 ukazuje příklad výsledku třídění pro plastové částice ( $e = 0,8$ ) s poměrem velikostí  $r_A : r_B = 1 : 1,1$ . Třídění je pro směs s polovinou objemu jedné frakce a polovinu s objemem druhé frakce. Počáteční okrajová podmínka byla nastavena jako úplně promíchaná směs. Na obrázku zobrazena jako černá přerušovaná čára na hodnotě 0,3. Dále v čase dochází k třídění, proto v jednotlivých výškových úrovních jedné frakce ubývá a druhé přibývá. Pokles a přírůstek je rovnoměrný, proto jsou koncentrační profily symetrické. Druhé koncentrační profily jsou zobrazeny modře v bezrozměrném čase  $\tau_t = 100$ . Další časový krok (zelený) odpovídá času  $\tau_t = 250$  a červené profily odpovídají času  $\tau_t = 2000$ . Poslední koncentrační profil představuje při přepočtení na normální čas zhruba 23 s.



Obrázek 36. Koncentrační profily jednotlivých frakcí v časovém kroku třídění  $\tau_t = 0$  – černá, 100 – modrá, 250 – zelená, 2000 – červená

Všechny dosud zobrazené výsledky třídění byly vyhodnoceny za předpokladu konstantního koncentračního profilu. Jak bylo prokázáno při experimentech jak při tlakovém proudění Matoušek (2005), tak při měření simulací v otevřených korytech Capart a Fraccarollo (2011). Uvažování lineárního koncentračního profilu v transportní vrstvě je opodstatněné. Proto byla simulace dále prováděna pro lineární koncentrační profil. Rozdíl původních a nových předpokladů pro výpočet je znázorněn na následujícím Obrázek 37.



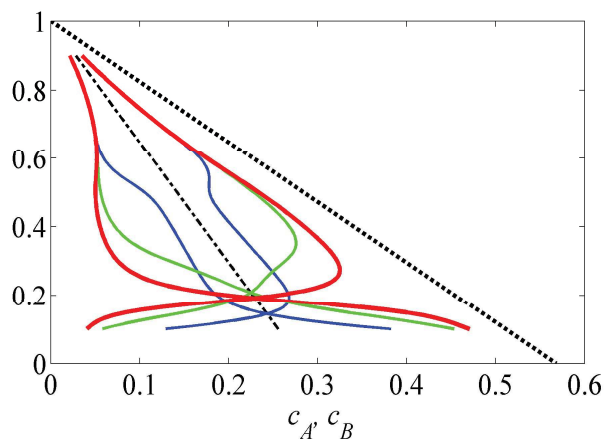
Obrázek 37. Vlevo původní předpoklad pro výpočet simulace třídění, vpravo předpoklad pro upravený výpočet proudění. Legenda: červeně rychlostní profil, modře koncentrační profil, vodorovné modré čáry meze výpočtu pro lineární profil

Při zavedení lineárního profilu do rovnice se proměnné ( $\Gamma_1$ ,  $\Gamma_2$ ,  $R_1$ ,  $R_2$ ,  $G$ ), které bylo možno uvažovat za konstantní po výšce transportní vrstvy, stanou závislé právě po výšce profilu. Zároveň řešení rovnice v krajních bodech není možné z důvodů dodržení matematického pravidla nedělení nulou. Z těchto důvodů bylo předchozích pět proměnných uvažováno jako konstantní s hodnotou průměrnou v transportní vrstvě. Pro zbylé proměnné z následující rovnice  $c$  a  $\zeta$  (koncentraci a míru třídění) bylo možno najít matematické řešení bez hodnot v krajních bodech řešené oblasti.

$$\begin{aligned} \frac{\delta \zeta}{\delta \tau_i} &= \left( \frac{r_A + r_B}{H} \right)^{3/2} \frac{(\pi \cos \phi)^{1/2}}{128 G^{3/2}} \left( \frac{2}{1+e} \right)^{1/2} \frac{2c}{(\hat{c}_A + \hat{c}_B)} \times \\ &\times \frac{\delta}{\delta z} \left\{ \frac{[(2(1+e)G\Gamma_2 - \Gamma_1)\delta m + (2(1+e)GR_2 - R_1)\delta r]}{(1-z)^{1/2}} \right. \\ &\left. \times \left[ 1 - \frac{(\hat{c}_A - \hat{c}_B)}{c^2} \zeta^2 \right] + 2(1-z)^{1/2} \frac{(\hat{c}_A - \hat{c}_B)}{c} \frac{\delta \zeta}{\delta z} \right\} \end{aligned} \quad (3.12)$$

Stejně jako to mu bylo v původní práci Larchera a Jankinse, byl pro řešení rovnice 3.12 zvolen numerický řešitel z Matlabu s názvem „pdepe“, který je určen právě pro elipticko-hyperbolické diferenciální rovnice. Při porovnání řešení dané rovnice v čase pomocí vlastního skriptu se zvoleným řešitelem nedocházelo k rozkmitání hodnot okolo okrajových podmínek a výpočet probíhal mnohem rychleji. Řešitel je nejspíše uzpůsoben pro tlumení v oblasti okrajových podmínek. Obrázek 38 zobrazuje příklad koncentračních profilů při časových krocích podobně, jako tomu bylo pro

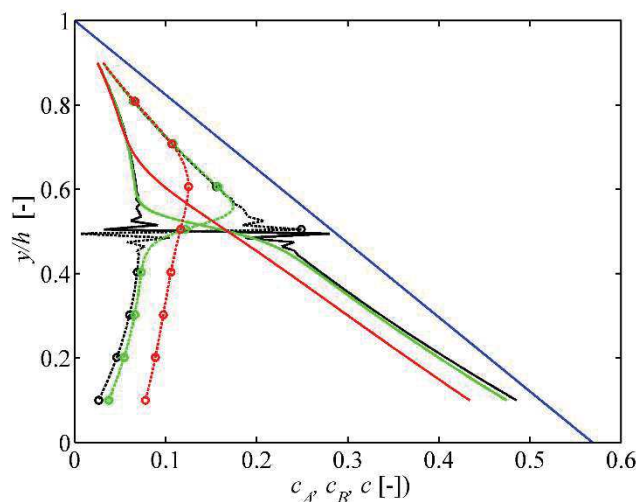
případ konstantního profilu v kapitole 2.8. Zajímavým faktem patrným z obrázku je, že nikdy kromě krajních bodů, kam směřují trendy jednotlivých koncentrací, nejsou hodnoty koncentrací nulové. To znamená, že nikdy nedochází k úplnému vytřídění, tento jev byl pozorován i při experimentech se směsí.



Obrázek 38. Koncentrační profily jednotlivých frakcí v časovém kroku třídění pro celkový lineární koncentrační profil. Legenda: černá tečkovaná tlustá celková koncentrace,  $\tau_t = 0$  černá,  $\tau_t = 100$  modrá,  $\tau_t = 250$  zelená,  $\tau_t = 2000$  – červená

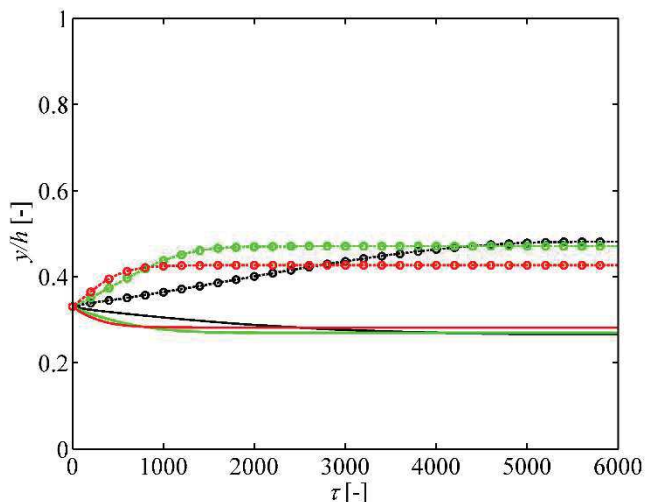
Na modelu byl testován možný rozsah jednotlivých důležitých parametrů, aby byla ověřena možnost simulace fyzikálních experimentů provedených v laboratoři. První z parametrů, který byl testován, byl sklon proudění. Původně byl model určen na sklony pro velmi strmé svahy horských úbočí, po nichž se valí kamení nebo sněhové laviny. Aby byl efekt změny sklonu patrný, byla zvolena simulace pro částice o stejném poloměru a stejné hmotnosti s předpokladem hodnoty koeficientu restituce 0.8. Rozsah sklonů byl tedy testován od  $30^\circ$  postupně k menším. Se zmenšujícím se sklonem proudění musel být nastaven i menší časový krok. Zároveň bylo objeveno rozkmitání řešení v oblastech se skokovou změnou množství jednotlivých frakcí. Takovéto chování nebylo při řešení suchého toku zastiženo. Další obtíž, která byla zjištěna při zmenšování sklonů pod  $20^\circ$ , byla nutnost zmenšit časový krok řešení za hranici u počitatelnosti výsledku. Nebylo tedy možno zmenšit sklon. To znamená, že tento model není možno použít v kombinaci s řešitelem pdepe pro simulaci provedených fyzikálních experimentů. Touto omezující podmínkou model vymezuje oblast

transportu sedimentu s mnohem většími skony. V odborném názvosloví je transport sedimentu za těchto podmínek znám jako „debries flow“; český překlad by mohl být „přesycené proudění sutě“. Pro matematický model není ovšem tato skutečnost limitujícím prvkem. Znázornění vlnu sklonu proudění na intenzitu a průběh třídění je zobrazeno na Obrázek 39. Finální koncentrační profily pro jednotlivé frakce jsou znázorněny dle použití symbolů: frakce A = s kolečky a frakce B = bez koleček. Z obrázku je patrné, že se zvětšujícím se sklonem dochází k většímu promíchání částic ve větších hloubkách proudění. Při menší hloubce nedochází k úplnému promíchání částic. Zároveň je vidět popsání roztřesení řešení v oblasti s náhlou změnou koncentrace jednotlivých frakcí.



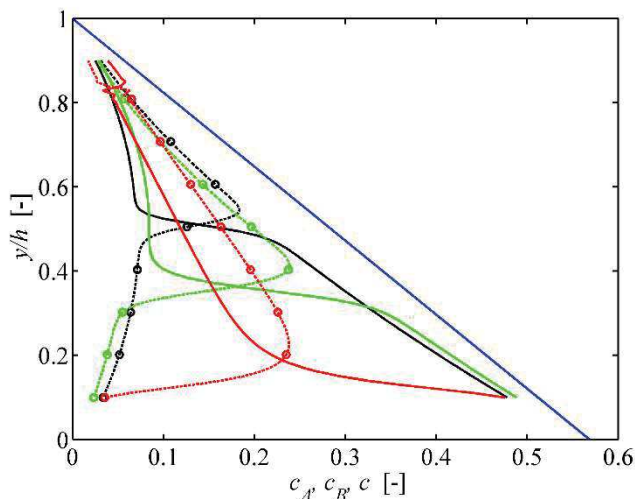
Obrázek 39. Koncentrační profily částic A a B po vytřídění při různých sklonech proudění. Legenda: modře celková koncentrace, tečkované čáry bez koleček B, plnou čarou částice A. červeně sklon 30°, zeleně 26°, černě 20°

Skutečnost, která byla také sledována, je rychlost třídění nebo promíchávání při změně sklonu proudění. Tento jev je znázorněn pomocí posunu těžiště koncentračních profilů pro jednotlivé frakce, kdy je na počátku třídění předpokládáno dokonalé promíchání a je těžiště trojúhelníkového koncentračního profilu v jedné třetině výšky profilu. Dále je v čase těžiště jednotlivých profilů posunováno ve svislém směru. Z Obrázek 40 lze snadno rozpoznat, že konečné vytřídění dochází u větších sklonů dříve a rychleji. Rozdíl sklonu 10° představuje pětikrát rychlejší třídění.



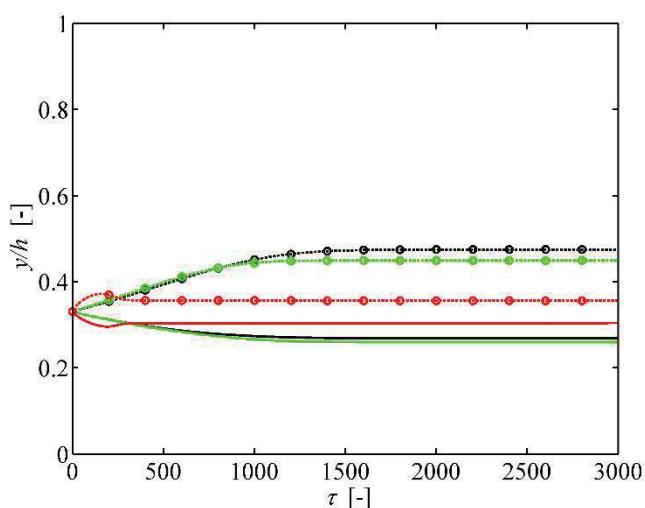
Obrázek 40. Zobrazení časové závislosti třídění na sklonu proudění. Legenda: plné čáry částice A, tečkované čáry s kolečky částice B, červeně sklon 30°, zeleně 26°, černě 20°

Dalším pozorovaným parametrem třídění byla velikost částic. Pro jednoznačnou identifikaci vlivu velikosti částic byly při těchto simulacích nastaveny ostatní parametry jako konstantní. Sklon proudění byl nastaven na hodnotu 25, což odpovídá polovině testovaného rozmezí. Hmotnost částic jednotlivých frakcí byla nastavena stejně a koeficient restituace opět 0,8. Výsledky simulací jsou znázorněny na Obrázek 41. Po nahlédnutí do tohoto obrázku lze vyčíst, že menší částice zůstávají nahoře a větší se více vyskytují ve spodní části profilu. Také lze zpozorovat vliv poměru velikostí částic na míru promíchání, kdy větší rozdíl částic vede k většímu promíchání po celém profilu proudění. Rozmezí možného použití poměru velikostí částic byl identifikován na 1 až 1,4násobek menší částice.



Obrázek 41. Koncentrační profily po vytřídění menších částic A a větších částic B při různých poměrech velikosti částic a sklonu proudění  $25^\circ$ ,  $m_A = m_B$ . Legenda: modře celková koncentrace, tečkovaná čára s kolečky částice A, plná čára částice B, červeně  $r_A/r_B = 1.40$ , zeleně  $r_A/r_B = 1.1$ , černě  $r_A/r_B = 1$

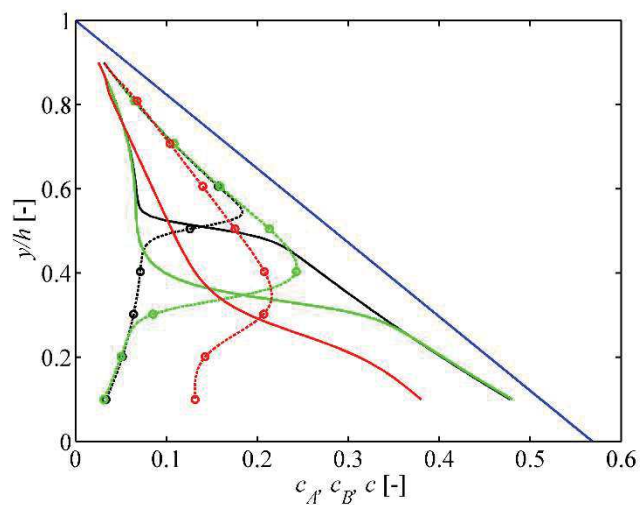
Jako u vlivu sklonu byl pozorován vliv poměru velikosti částic na rychlost třídění pomocí posunu těžiště. Z testování vyplynulo, že poměr velikostí částic u tohoto modelu nemá výrazný efekt na rychlost třídění. Toto je dokumentováno na Obrázek 42, kde nastává pro všechny tři případy konečný stav vytřídění v relativně podobném časovém okamžiku. Z průběhu je zároveň vidět, že křivky pro poměr velikostí 1.1 a 1,4 mají téměř stejný průběh a překrývají se.



Obrázek 42. Zobrazení časové závislosti třídění na poměru velikostí částic a sklonu proudění  $25^\circ$ ,  $m_A = m_B$ . Legenda: tečkovaná čára s kolečky částice A, plná čára částice B, červeně  $r_A/r_B = 1.4$ , zeleně  $r_A/r_B = 1.1$ , černě  $r_A/r_B = 1$

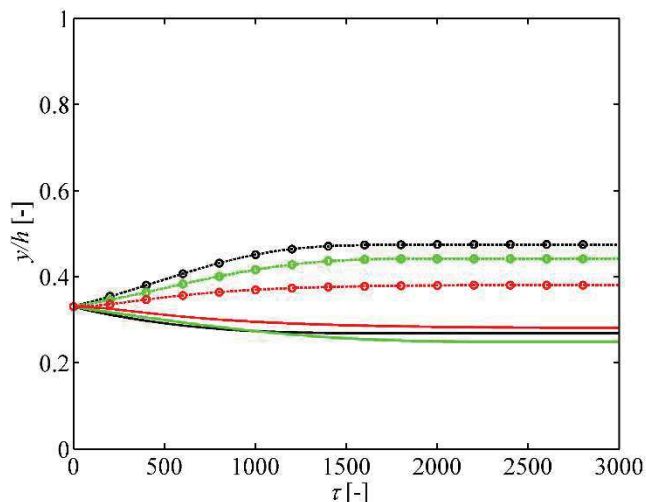


Dalším parametrem, u kterého byl testován vliv na třídění a rozsah použitelnosti, byl poměr hmotností částic. Hlavním rozdílem bylo nezastižení limitu v poměru hmotností jednotlivých frakcí. Testovaný poměr hmotností jednotlivých frakcí je do pěti násobku lehčí částice. Z toho vyplývá, že rozdíl velikostí může v modelu nahradit rozdíl hmotností. Což podporuje i podobnost průběhu poměrů koncentrací jednotlivých frakcí s průběhem u rozdílně velkých částic. Většího vytřídění je dosaženo u různě těžkých částic.



Obrázek 43. Koncentrační profily po vytřídění s vliv hmotnosti částic, lehčí částice A, těžší B, sklon proudění 25°. Legenda: tečkované čáry s kolečky částice A, plné čáry částice B,  $m_A/m_B = 1$  černá,  $m_B/m_A = 1,5$  zelená,  $m_B/m_A = 5$  černá, modře celková koncentrace

Vliv poměru hmotností na rychlost a celkovou dobu třídění není velký jako v předešlém případě u velikostí částic. Rychlost třídění je zobrazena na Obrázek 44.



Obrázek 44. Znázornění vlivu hmotnosti částic na rychlost třídění, lehčí částice A těžší B, sklon proudění 25°. Legenda: tečkované čáry s kolečky částice A, plné čáry částice B,  $m_A/m_B = 1$  černá,  $m_B/m_A = 1,5$  zelená,  $m_B/m_A = 5$  červená, modře celková koncentrace

Dále bylo zjištěno (Zrostlík a Matoušek 2017), že třídění s lineárním koncentračním profilem je rychlejší než s konstantním profilem. Tento jev je logicky odůvodnitelný. Při menším množství částic v horní části koncentračního profilu se snáze a rychleji mezi sebou po výšce vyměňují frakce.

Simulace zároveň neprokázaly vznik kluzné vrstvy, která byla pozorována u fyzikálních experimentů. Důvodů, proč tomu tak není, může být několik. Prvním je, že nebyly simulovány stejné sklony proudění jako u fyzikálních experimentů. Dalším může být, že změna spočívající v zavedení lineárního koncentračního profilu není dostatečná pro úpravu modelu na tok částic s vodou. Nejsou zahrnuty další vlivy na proudění částic, které jsou v původním modelu zanedbány z důvodu velmi rozdílné hustoty nosného média (vzduchu) a transportovaných částic.

Navržený model proudění přesycené směsi je schopný simulovat třídění bimodální směsi v čase. Byly definovány hraniční hodnoty použitelnosti tohoto modelu. Nejdůležitějšími omezeními jsou omezení sklonu proudění v rozmezí 20° až 30° a maximální poměr velikostí částic 1 : 1,4.

## 5. Závěry

### *Získání experimentálních dat intenzivního chodu sedimentu*

V rámci prací na prvním vytyčeném cíli této práce bylo vyvinuto laboratorní experimentální zařízení a zpracována metodika získávání a vyhodnocování experimentálních dat. Byla vytvořena široká databáze experimentů pro intenzivní chod dnových splavenin v režimu horního rovného dna. Experimenty byly provedeny pro různé stejnozrnné materiály i pro dvoufrakční (bimodální) částicové směsi. Databáze obsahuje jak data integrálních veličin, tak data bodových veličin (rychlostních profilů změřených pomocí až tří nezávislých metod a omezeného počtu koncentračních profilů získaných z měření kamerami). V databázi je každý experiment doplněn fotodokumentací a zároveň má přiřazen krátký videozáznam proudění.

Nejdůležitějším zjištěním při experimentech s prouděním bimodálních směsí byl výskyt kluzné vrstvy na rozhraní sedliny a transportní vrstvy s chodem dnových splavenin. Vrstva vzniká vlivem třídění způsobeným mezičásticovými kolizemi a je dále ovlivněna prouděním a vlastnostmi částic jednotlivých frakcí bimodální směsi.

### *Identifikace vlivu různozrnnosti na intenzivní chod bimodálního dnového sedimentu*

Metoda identifikace vlivu různozrnnosti na vlastnosti proudění při intenzivním chodu dnového sedimentu byla založena na porovnání chování proudění stejnozrnného materiálu a proudění bimodální směsi za obdobných podmínek nastavených při srovnávacích experimentech. Na základě porovnání integrálních dat byly pozorovány případné rozdíly v chování směsi a chování jednotlivých stejnozrnných materiálů.

Porovnáním vyhodnocených součinitelů ztrát třením bylo zjištěno, že transport bimodální směsi vykazuje odpor proudění podobný odporu

proudění s chodem jemnější ze dvou frakcí bimodální směsi. Tento jev je připisován vlivu přítomnosti kluzné vrstvy při proudění bimodální směsi, přičemž kluzná vrstva obsahuje prioritně částice jemnější frakce. Podobný vliv je zdokumentován i pro gradient rychlostního profilu v oblasti transportní vrstvy, kdy při nižších sklonech proudění se směs chová jako hrubozrnnější materiál, zatímco při větších sklonech proudění, kdy mocnost kluzné vrstvy vzroste, se směs chová jako jemnozrnnější materiál. Dále byl identifikován vliv směsi na stabilizaci proudění. Stabilizace se projevila možností provádění experimentů se směsí ve větším rozsahu měřených hodnot, než tomu bylo u experimentů s jemnější frakcí.

Zároveň byl u proudění bimodálních směsí určen na základě analýzy videozáznamu poměr zastoupení jednotlivých frakcí bodově po výšce transportní vrstvy. Úspěšnost vyvinuté metody při určení celkového množství jemné frakce z rozboru videozáznamu byla ověřena rozбором odebraných vzorků. Metoda je dostatečně senzitivní pro potvrzení existence kluzné vrstvy. Zjištěná mocnost kluzné vrstvy odpovídá tloušťce vrstvy s maximální koncentrací vypočtené na základě matematického modelu založeného na kinetické teorii.

### Matematické modelování intenzivního chodu směsi

V rámci matematického modelování třídění při proudění bimodální směsi s intenzivním chodem dnových splavenin byl upraven a rozšířen Larcher-Jenkinsův model neustáleného třídění částic pro suchý pohyb částic na strmých sklonech. Do modelu založeném na kinetické teorii částicového toku byl kromě vody jako nosné kapaliny implementován i realističtější předpoklad lineárního koncentračního profilu, který byl v původní verzi konstantní. Pro nově navržený model byly definovány možné rozsahy použití. Použití modelu je možné pro bimodální směsi s maximálním podílem velikostí částic frakcí 1 : 1,4. Naopak žádná omezení nebyla nalezena pro podíl hmotností frakcí do maximálně testovaného podílu 1 : 4. Hlavním omezujícím limitem byl shledán možný rozsah sklonů proudění, jenž se

doporučuje mezi 20° až 30° a předurčuje model k použití pro proudění na velmi sklonitých svazích, jako je tomu např. u tzv. „debris flow“.

## 6. Literatura

### 6.1. Publikační činnost

- I. Matoušek, V. and Zrostlík, Š. (2020). Collisional transport model for intense bed load. *Journal of Hydrology and Hydromechanics*, 68(1) in press
- II. Matoušek, V., Zrostlík, Š., Fraccarollo, L., Prati, A. and Larcher, M. (2019). Internal structure of intense collisional bed load transport. *Earth Surface Processes and Landforms*, 44(11), pp.2285–2296
- III. Matoušek, V. and Zrostlík, Š., (2018). Laboratory testing of granular kinetic theory for intense bed load transport. *Journal of Hydrology and Hydromechanics*, 66(3), pp.330–336
- IV. Matoušek, V., Bareš, V., Krupička, J., Pícek, T. and Zrostlík, Š. (2016). Experimental evaluation of bed friction and solids transport in steep flume. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, 94 (6), pp.1076–1083
- V. Matoušek, V., Bareš, V., Krupička, J., Pícek, T. and Zrostlík, Š. (2014). Experimental evaluation of interfacial friction and transport in steep flume. *Proc. 19<sup>th</sup> International Conference on Hydrotransport*, Colorado, pp.377–390
- VI. Zrostlík, Š. and Matoušek, V. (2020). Vertical sorting in collisional layer of bimodal sediment transport, *Journal of Hydrology and Hydromechanics*, accepted
- VII. Zrostlík, Š., Pícek, T. and Matoušek, V. (2019) Experimental determination of spatial distribution of granular fractions in flow of bimodal mixture. *Conference EFM 2019*
- VIII. Zrostlík, Š. and Matoušek, V., (2017) Kinetic theory based approach to modelling of segregation in intense bimodal bed load transport, *18th International Conference on Transport & Sedimentation of Solid Particles*, pp. 409 - 416
- IX. Zrostlík, Š.; Bareš, V.; Krupička, J.; Pícek, T. and Matoušek, V. (2016) Distribution of velocity and turbulent characteristics in coarse-sediment laden flows above erodible plane bed in open channel. *EPJ Web of Conferences*, 114, 02144
- X. Zrostlík, Š. and Matoušek, V. (2016). Thresholds for upper-stage plane bed regime for intense bed load in open channel. *The Civil Engineering Journal- Stavebni Obzor*, 2 (6), pp.1-8
- XI. Zrostlík, Š., Bareš, V., Krupička, J., Pícek, T. and Matoušek, V. (2015a). One-dimensional velocity profiles in open-channel flow with intense transport of coarse sediment. *EPJ Web of Conferences*, 82, 02120

- XII. Zrostlík, Š., Bareš, V., Krupička, J., Pícek, T. and Matoušek, V. (2015b). Gradually varied transport of bed load in sheet flow: Mathematical and physical modeling. *Engineering Mechanics*, pp.59–70
- XIII. Zrostlík, Š., Bareš, V., Krupička, J., Pícek, T. and Matoušek, V. (2014). Rozdělení rychlostí v otevřeném kanálu s intenzivním pohybem hrubozrnného sedimentu: srovnání experimentálních metod. *28th Symposium on Anemometry, Litice - Holany*
- XIV. Zrostlík, Š. and Krupička, J. (2014). Modeling of unsteady sediment transport at the high shear stress in flume. *Konference mladých odborníků 2014, Bratislava*

## 6.2. Použitá literatura

1. Armanini, A., Capart, H., Fraccarollo, L. and Larcher, M., (2005). Rheological stratification in experimental free-surface flows of granular-liquid mixtures. *Journal of Fluid Mechanics*, 532, pp. 269–319
2. Barbolini, L., Biancardi, A., Natale, L., and Pagliardi, M. (2005). A low cost system for the estimation of concentration and velocity profiles in rapid dry granular flows, *Cold Regions Science and Technology*, 43, pp.49–61
3. Bareš, V., Zrostlík, Š., Pícek, T., Krupička, J. and Matoušek, V. (2016). Local velocity measurements in gravity-driven flows with intense bedload of coarse particles, *Proceedings of 10th International Symposium on Ultrasonic Doppler Methods for Fluid Mechanics and Fluid Engineering (ISUD 10). Tokyo: Tokyo Institute of Technology Global COE Program*, pp.149–152
4. Bathurst, J., Graf, W. and Cao, H. (1987). Bed load discharge equations for steep mountain rivers. In C. R. T. and J. C. Bathurst and R. D. Hey (eds.). *Sediment Transport in Gravel-Bed Rivers*, New York, pp.453–477
5. Benkhaldoun, F., Sari, S., Scaralla, G. and Seaid, M (2013). A Non-homogeneous riemann solver for two-phase shallow water flows, *Frontiers in Science and Engineering An International Journal Edited by Hassan II Academy of Science and Technology*, pp.1–31
6. Berzi, D. and Fraccarollo, L., (2013). Inclined, collisional sediment transport. *Physics of Fluids*, 25, 106601
7. Blom, A., J. S. Ribberink, and G. Parker, (2008). Vertical sorting and the morphodynamics of bed form-dominated rivers: A sorting evolution model, *Journal of Geophysical Research: Earth Surface*, 113(F01019), pp.1-19, doi:10.1029/2006JF000618
8. Capart, H. and Fraccarollo, L. (2011). Transport layer structure in intense bed-load. *Geophysical Research Letters*, 38, L20402

9. Camenen, B., Bayram, A. and Larson, M. (2006). Equivalent Roughness Height for Plane Bed under Steady Flow, *Journal of Hydraulics Engineering*, 132 (11), pp. 1146–1158
10. Camenen, B., and Larson, M. (2013). Accuracy of Equivalent Roughness Height Formulas in Practical Application. *Journal of Hydraulics Engineering*, 139 (3), pp. 331–335
11. Dey S., Das, R., Gaudio, R. and K. Bose, K.S. (2012). Turbulence in Mobile-Bed Streams, *Acta Geophysica*, Doi: 10.2478/s11600-012-0055-3
12. Felix, G. and Thomas, N. (2004) Evidence of two effects in the size segregation process in dry granular media. *Physical Review*, E 70, 051307
13. Ferguson, R. (2007). Flow resistance equations for gravel and boulder bed streams, *Water Resources Research*, 43, pp. 1–12
14. Friedl, K. and Chiari, M. (2013). TomSed Manual, A one-dimensional bedload transport model for steep slope, Version beta 0.2
15. Georee, J. C., Keetels, G. and Rhee, C. (2014). Density and velocity profiles of non-dilute polydisperse sediment water mixtures using drift flux model. *Proc. 19<sup>th</sup> International Conference on Hydrotransport*, Colorado, pp. 17–27
16. HEC-RAS, River Analysis System, Hydraulic Reference Manual, Version 4.1, 2010
17. Hlom, J. (2017) Analýza rozdělení frakcí v transportované bimodální směsi v laboratorním žlabu, *Diplomová práce ČVUT v Praze*
18. Hirano, M. (1971). River bed degradation with armoring. *Proceedings of the Japan Society of Civil Engineers*, (195), pp.55–65
19. Chiari, M., K. Friedl and Rickenmann D. (2010). A one dimensional bedload transport model for steep slopes. *Journal of Hydraulic Research* 48(2), 152–160
20. Kleinhans, A. (2004). Sorting in flow grains at the lee side of dunes, *Earth-Science Reviews*, 65, pp.75–102
21. Krupička, J., Pícek, T. and Matoušek, V., (2016). Jednoduchá aplikace odporového měření koncentračních profilů při proudění hrubozrnné suspence, *In: 30<sup>th</sup> Symposium on Anemometry. Praha: Institute of Hydrodynamics ASCR*, pp.36–43.
22. Kumar, B. and Rao, A. R., (2011). Metamodeling approach to predict friction factor of alluvial channel. *Computers and Electronics in Agriculture*, 70, pp.144–150
23. Iverson, R.M., (1997). The physics of debris flows, *Reviews of Geophysics*, 35 (3), pp. 245–296



24. Lamb, M. P., W. E. Dietrich, and J. G. Venditti (2008). Is the critical shields stress for incipient sediment motion dependent on channel-bed slope? *Journal Geophysical Research*. 113(F2), F02008
25. Jenkins, J. T., and Savege, S. B. (1983). A theory for the rapid flow of identical, smooth, nearly elastic spherical particles. *Journal of Fluid Mechanics*. 130, pp. 187–202
26. Larcher, M. and Jenkins, J. T. (2015). The evolution of segregation in dense inclined flows of binary mixtures of spheres, *Journal of Fluid Mechanics*, 782, pp. 405–429
27. Larcher, M. and Jenkins, J. T. (2013). Segregation and mixture profiles in dense, inclined flows of two types of Spheres, *Physics of Fluids*, 25, 113301
28. Louge, M. Y., and Keast, S. C. (2001). A model for dense granular flows down bumpy inclines, *Physics of Fluids*, 13 (1213)
29. Malarkey, J., Davies, A. G. and Li, Z., (2003). A simple model of unsteady sheet-flow sediment transport. *Coastal Engineering*, 48 (20003), pp. 171–188
30. Matoušek V., (2009) – Pipe-wall friction in vertical sand-slurry flows, *Particulate Science and Technology*. 27(5), pp. 456–468
31. Matoušek V., Krupička, J. and Pícek, T. (2013). Validation of transport and friction formulae for upper plane bed by experiments in rectangular pipe, *Journal of Hydrology and Hydromechanics*, 61 (2)
32. Matoušek, V. (2014). Settling Slurries Advanced Topics. *Proc. 37th Annual Course on Transportation of Solids Using Centrifugal Slurry Pumps*, GIW Industries and Georgia Regents University, Augusta, GA, USA
33. Meyer-Peter, E. and Mueller, R. (1948). Formulas for bedload transport. *In Proc. 2<sup>nd</sup> Meeting Int. Assoc. Hydraulic Structures Research*, pp. 39–64. Appendix 2
34. Garcia, M. et al. (2008). Sedimentation Engineering: Processes, Measurements, Modeling and Practice, *ASCE Manuals and Reports on Engineering Practice No. 110*, Chapter 3, pp. 165–252
35. Pugh, J. F. and Wilson, K. C. (1999). Velocity and concentration distribution in sheet flow above plane bad, *Journal of Hydraulics Engineering*. 125 (2), pp.117-125
36. Recking, A. (2010). A comparison between flume and field bed load transport data and consequences for surface-based bed load transport prediction. *Water Resources Research*, 46
37. Revil-Baudard, T., Chauchat, J., Hurther, D. and Barraud, P.-A. (2015). Investigation of sheet-flow processes based on novel acoustic high-resolution velocity and concentration measurements. *Journal of Fluid Mechanics*, 767, pp.1–30

38. Rickenmann, D. (1990). Bedload transport capacity of slurry flows at steep slopes. *Mitteilung 103 der Versuchsanstalt für Wasserbau, Hydrologie Glaziologie*, ETH Zürich
39. Rickenmann, D. (2001). Comparison of bed load transport in torrents and gravel bed streams. *Water Resources Research*, 37 (12), pp. 3295–3305
40. Rickenmann, D. and Recking, A. (2011). Evaluation of flow resistance in gravel-bed rivers through a large field data set. *Water Resources Research* 47(7)
41. Rosano, A., Strandburg, K. J., Prinz, F. and Swendsen, R. H. (1987). Why are the Brazilian nuts on the top: size segregation of particular matter by shaking. *Physical Review Letter*, 58(10), pp. 1038-1040
42. Sari, S (2013) – Doctorand theisis: Modélisation mathématique et numérique de systèmes multicouches avec transport de sédiments pour les problèmes à surface libre, *DE L'UNIVERSITÉ PARIS XIII*
43. Smart, G. M. (1984). Sediment transport formula for steep channels. *ASCE Journal of Hydraulic Engineering*, 110 (3), pp. 267–276
44. Smart, G. and Jäggi, M. (1983). Sediment transport in steilen Gerinnen. *Mitteilung 64 der Versuchsanstalt für Wasserbau, Hydrologie und Glaziologie*, ETH Zurich
45. Song, T., Graf, W. H. and Lemmin, U. (1994). Uniform flow in open channels with movable gravel bed. *Journal of Hydraulic Research*. 32 (6), pp. 861–876
46. Soulsby, R. L. and Damgaard. J. S. (2005). Bedload sediment transport in coastal water. *Coastal Engineering*, 52, pp. 673–689
47. Spinewine, B., Capart, H., Fraccarollo, L. and Larcher, M. (2011). Laser stripe measurements of near-wall solid fraction in channel flows of liquid-granular mixtures. *Experiments in Fluids*, 50 (6), pp. 1507–1525.
48. Strickler, A. (1923). Beiträge zur Frage der Geschwindigkeitsformel und der Rauheitszahlen für Ströme, Kanäle und geschlossene Leitungen. *Mitteilungen des Amtes für Wasserwirtschaft* 16
49. Takahashi, T. (1981). Debris flow, *Annual Reviews Fluid Mechanics*, 13, pp. 57–77
50. Vlasák, P., Chára, Z., Konfršt J. and Krupička J. (2015). Experimental investigation of coarse particle conveying in pipes. *EPJ Web of Conferences*, 92. (EFM 2015)
51. Wang, Y-H. and Yu, G-H. (2007). Velocity and concentration profiles of particle movement in sheet flows. *Advances in Water Resources*, 30, pp. 1355–1359
52. Wilson, K.C. (1987). Analysis od bed load motion at high shear stress *Journal of Hydraulics Engineerink*, 113 (1), pp. 97–103
53. Wilson, K.C. (1966). Bed-load transport at high shear stress. *Journal of the Hydraulics Division ASCE*, 92,. pp. 49–59

54. Yeganeh, A.; Gotoh, H. and Sakai, T (2000). Applicability of Euler-Lagrange coupling multiphase-flow model to bed-load transport under high bottom shear. *Journal of Hydraulic Research*, 38 (5), pp. 389–398

### 6.3. Seznam obrázků

- Obrázek 1. Schéma transportního režimu UPB při proudění s volnou hladinou..... 13
- Obrázek 2. Schéma instalace laseru a kamery pro snímání videa pro vyhodnocování rozdělení dopravní koncentrace po výšce proudění..... 18
- Obrázek 3. Předpokládané rychlostní a koncentrační profily pro odvozené transportní rovnice..... 29
- Obrázek 4. Výsledek řešení rovnice třídění v časových krocích pro vertikální profil v transportní vrstvě zobrazený jako bezrozměrná míra třídění,  $e = 0,65$ ;  $r_A/r_B = 1,1$ ;  $\rho_A = \rho_B = 2650 \text{ kg/m}^3$  ..... 43
- Obrázek 5. Schéma sklopného žlabu. Legenda: A, B – ventily oddělující jednotlivé okruhy, 1 – uzávěr na dně nádrže na sediment, 2 – uzávěr pro zvětšení kapacity přelivu, 3 – čerpadla na směs, 4 – čerpadla na čistou vodu, 5, 6 – elektromagnetický průtokoměr, 7 – klapka na regulaci mocnosti sedimentu, 8 – voštiny..... 46
- Obrázek 6. Detail jednotlivých snímačů: a – Prandtlova trubice, b – ADV Profiler, c – UVP sonda v úchyty ..... 47
- Obrázek 7. Schéma stereoskopického měření pohybu částic a měření lokální koncentrace ..... 48
- Obrázek 8. Porovnání odporových rovnic s naměřenými hodnotami v závislosti na dopravní koncentraci (naměřené hodnoty pouze pro Hostaform)..... 57
- Obrázek 9. Porovnání součinitele ztráty třením pro jednotlivé použité materiály. Modré kolečko – HSF3, modrý čtvereček – TLT50, zelený trojúhelník – TLT25, černé trojúhelníky – TK30 směr nahoru a TK1216 směr dolů, červené kosočtverce – HSF3+TLT50, červené tečky – směs skleněných kuliček..... 58
- Obrázek 10. Porovnání odporových rovnic s naměřenými hodnotami v závislosti na hydraulickém poloměru (naměřené hodnoty pouze pro Hostaform)..... 59
- Obrázek 11. Ztráty třením v závislosti na hydraulickém poloměru. Modré kolečko – HSF3, modrý čtvereček – TLT50, zelený trojúhelník – TLT25, černé trojúhelníky – TK30 směr nahoru a TK1216 směr dolů, červené kosočtverce – HSF3+TLT50, červené tečky – směs skleněných kuliček..... 59

Obrázek 12. Porovnání transportní kapacity rovnic v závislosti na Shieldsově čísle (naměřené hodnoty pouze pro Hostaform) .....	60
Obrázek 13. Porovnání transportu částic. Modré kolečko – HSF3, modrý čtvereček – TLT50, zelený trojúhelník – TLT25, černé trojúhelníky – TK30 směr nahoru a TK1216 směr dolů, červené kosočtverce – HSF3+TLT50, červené tečky – směs skleněných kuliček.....	61
Obrázek 14. Porovnání transportu částic. Modré kolečko – HSF3, modrý čtvereček – TLT50, zelený trojúhelník – TLT25, černé trojúhelníky – TK30 směr nahoru a TK1216 směr dolů, červené kosočtverce – HSF3+TLT50, červené tečky – směs skleněných kuliček.....	62
Obrázek 15. Předpokládané rozdělení rychlostí a koncentrací.....	64
Obrázek 16. a) poměr úrovně přechodu mezi tvary profilu v závislosti na Shieldsově čísle TLT25, b) poměr rychlosti na vrchu transportní vrstvy normalizovaný třetí rychlostí na dně v závislosti na Shieldsově parametru, x – normální transport, o – intenzivní transport .....	64
Obrázek 17. Rychlostní gradient v lineární části rychlostního profilu v závislosti na Shieldsově parametru. Modré kolečko – HSF3, modrý čtvereček – TLT50, zelený trojúhelník – TLT25, černé trojúhelníky – TK30 směr nahoru a TK1216 směr dolů, červené kosočtverce – HSF3 + TLT50, červené tečky – směs skleněných kuliček .....	65
Obrázek 18. Počátek logaritmického profilu normalizovaný transportní výškou v závislosti na Shieldsově čísle, b) vyhodnocená drsnost normalizovaná transportní výškou v závislosti na Shieldsově čísle, x – normální transport, o – intenzivní transport (zdroj: Zrostlík 2014).....	66
Obrázek 19. Rychlostní a koncentrační profily vyhodnocené z kamerových záznamů; Legenda: červeně vyhodnoceno pomocí kamer, černá kolečka PT, modré trojúhelníky UVP, černé čtverečky – odporová sonda, vodorovné linie hranice transportní vrstvy.....	66
Obrázek 20. Profily kolizního tepla po výšce transportní vrstvy pro experimenty s materiálem Hostaform.....	67
Obrázek 21. Vytvořená kluzná vrstva z HSF3 při transportu směsi HT68	
Obrázek 22. Výška kluzné vrstvy vyjádřená v počtu částic HSF3.....	69
Obrázek 23. Schematické rozdělení horizontálních vrstev s rychlostním a koncentračním profilem.....	69
Obrázek 24. Hmotnostní poměr transportovaných částic HSF3 k celkovému množství vyjádřený v procentech v závislosti na tečném napětí .....	70

Obrázek 25. Vlevo součinitel ztráty tření v závislosti na tečném napětí, vpravo drsnost v závislosti na tečném napětí, modré kolečko HSF3, černý čtvereček TLT50 a červený plný kosočtverec – směs HT..... 71

Obrázek 26. Dopravní koncentrace vynesená v závislosti na specifickém průtoku, modré kolečko HSF3, černý čtvereček TLT50 a červený plný kosočtverec – směs HT ..... 71

Obrázek 27. Vliv různorodné směsi na rychlostní profil, plné obrazce jsou pro směs a prázdné pro stejnorodný materiál, vlevo jsou vyneseny plastové materiály (kolečko HSF3 – menší částice, čtvereček TLT50 – větší částice) a vpravo technické kuličky (kolečko – menší částice, čtvereček – větší částice)..... 72

Obrázek 28. Příklad zaznamenaného smínku z kamery Bastler..... 73

Obrázek 29. Grafické znázornění principu analýzy..... 74

Obrázek 30. Vyhodnocený poměr koncentrací z videozáznamu – celková koncentrace 3 %. Legenda: červená kolečka měření UVP, modrá měření PT ..... 76

Obrázek 31. Vyhodnocený poměr koncentrací z videozáznamu – celková koncentrace 5 %. Legenda: červená kolečka měření UVP, modrá měření PT ..... 77

Obrázek 32. Vyhodnocený poměr koncentrací z videozáznamu – celková koncentrace 25 %. Legenda: červená kolečka měření UVP, modrá měření PT ..... 78

Obrázek 33. Porovnání koncentrací měřených pomocí síťového rozboru a vyhodnocených z videozáznamu. Legenda: plná čára křivka schody, tečkovaná čára 10% chyba ..... 79

Obrázek 34. Porovnání měřených a předpovídaných parametrů v režimu UPB. a) Energetický gradient. b) Dopravní koncentrace sedimentu. Symboly: kolečka:  $d_{50} = 1,5$  mm, čtverečky:  $d_{50} = 3,0$  mm, vyplněné znaky = odporová rovnice, Matouškova transportní rovnice, bílé znaky = kombinace Rickenmannových rovnic (zdroj: Zrostlík et al. 2015)..... 81

Obrázek 35. Vliv koeficientu restituace na bezrozměrnou míru třídění, a) třídění v čase  $\tau_t = 250$  (-), b) třídění v čase  $\tau = 2000$  (-)..... 82

Obrázek 36. Koncentrační profily jednotlivých frakcí v časovém kroku třídění  $\tau_t = 0$  – černá, 100 – modrá, 250 – zelená, 2000 – červená..... 83

Obrázek 37. Vlevo původní předpoklad pro výpočet simulace třídění, vpravo předpoklad pro upravený výpočet proudění. Legenda: červeně rychlostní profil, modře koncentrační profil, vodorovné modré čáry meze výpočtu pro lineární profil..... 84