



# VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

## FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ

FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING

## ENERGETICKÝ ÚSTAV

ENERGY INSTITUTE

## PROUDĚNÍ KAPALIN V KANÁLECH A KORYTECH

FLUID FLOW IN OPEN CHANNELS

### BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

BACHELOR'S THESIS

### AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Jan Netopilík

### VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

doc. Ing. Jaroslav Štigler, Ph.D.

BRNO 2018



# Zadání bakalářské práce

Ústav: Energetický ústav  
Student: **Jan Netopilík**  
Studijní program: Strojírenství  
Studijní obor: Základy strojního inženýrství  
Vedoucí práce: **doc. Ing. Jaroslav Štigler, Ph.D.**  
Akademický rok: 2017/18

Ředitel ústavu Vám v souladu se zákonem č.111/1998 o vysokých školách a se Studijním a zkušebním řádem VUT v Brně určuje následující téma bakalářské práce:

## **Proudění kapalin v kanálech a korytech**

### **Stručná charakteristika problematiky úkolu:**

S prouděním v kanálech a korytech se setkáváme v každodenním životě velmi často. Jedná se vlastně o každý potůček, říčku či řeku. Tato práce bude však zaměřena na umělá koryta a kanály. S těmi se setkáváme jak v energetice (přívodní kanály k elektrárnám), tak v čistírnách a úpravnách vod (přesun upravované vody mezi jednotlivými procesy). Jedná se o proudění s volnou hladinou, kde je kapalina uváděna do pohybu vlivem gravitace díky rozdílu výšek na začátku a konci kanálu.

### **Cíle bakalářské práce:**

Prostudovat historii budování vodních kanálů.

Seznámit se současným stavem výpočtu a návrhu kanálů a problému s tím spojených.

Zjistit, jak počítáme případ, kdy spád kanálu je, alespoň v nějaké části, nulový.

### **Seznam doporučené literatury:**

MUNSON, B. R., D. F. YOUNG a T. H. OKIISHI. Fundamentals of fluid mechanics. 3rd ed. New York: John Wiley & Sons, c1998. ISBN 0-471-35502-X.

Termín odevzdání bakalářské práce je stanoven časovým plánem akademického roku 2017/18

V Brně, dne

L. S.

---

doc. Ing. Jiří Pospíšil, Ph.D.  
ředitel ústavu

---

doc. Ing. Jaroslav Katolický, Ph.D.  
děkan fakulty

## **ABSTRAKT**

Voda byla, je a bude nedílnou a klíčovou součástí každodenního života všech lidí. Od pradávna lidé dopravovali vodu kanály nejen pro zavlažování. Cílem této práce je seznámit se s teorií jejího chování při proudění v umělých kanálech a korytech. Následně pak ukázat jeden ze způsobů, jak se dá řešit kanál, jež má nulový sklon dna.

### **Klíčová slova**

Proudění s volnou hladinou, vodní skok, rovnoměrné proudění, nerovnoměrné proudění, postupně se měnící proudění, rychle se měnící proudění, sklon dna

## **ABSTRACT**

Water has been, is and will be an integral and crucial part of everyday life of all people. Since ancient times people have been transporting water by channels not only for irrigation. The aim of this thesis is to get acquainted with the theory of its behavior in artificial canals. Then show one of the ways how to solve a channel that has a zero bottom slope.

### **Key words**

Open-channel flow, hydraulic jump, uniform flow, non-uniform flow, gradually varied flow, rapidly varied flow, bottom slope

## **BIBLIOGRAFICKÁ CITACE**

NETOPILÍK, J. *Proudění kapalin v kanálech a korytech*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2018. 48 s. Vedoucí bakalářské práce doc. Ing. Jaroslav Štigler, Ph.D..

## **PROHLÁŠENÍ**

Prohlašuji, že jsem diplomovou práci na téma **Proudění kapalin v korytech a kanálech** vypracoval(a) samostatně s použitím odborné literatury a pramenů, uvedených v seznamu, který tvoří přílohu této práce.

.....  
Datum

\_\_\_\_\_  
Jméno a příjmení

## **PODĚKOVÁNÍ**

Děkuji tímto doc. Ing. Jaroslavu Štiglerovi, Ph.D. za cenné připomínky a rady, které mi poskytl(a) při vypracování závěrečné práce.

---

podpis



## OBSAH

ÚVOD.....	11
1 Proudění s volnou hladinou .....	12
1.1 Historie.....	12
1.2 Základní charakteristika.....	13
1.2.1 Rovnoměrné a nerovnoměrné proudění .....	14
1.2.2 Povrchové vlny a Froudovo číslo.....	15
1.3 Energetická úvaha.....	17
1.3.1 Specifická energie .....	17
1.3.2 Energetická rovnice.....	19
1.4 Rovnoměrné proudění.....	21
1.4.1 Chezyho součinitel – Manningova rovnice.....	22
1.4.2 Chezyho součinitel – Ganguillet-Kutterův vzorec .....	23
1.4.3 Rovnoměrné kritické proudění.....	24
1.5 Nerovnoměrné proudění .....	24
1.5.1 Postupně se měnící proudění.....	24
1.5.2 Profil hladiny.....	25
1.6 Rychle se měnící proudění.....	29
1.6.1 Vodní skok .....	29
2 Výpočet horizontálního kanálu.....	34
2.1 Volba kanálu .....	34
2.2 Teoretická rozvaha.....	34
2.3 Diferenciální rovnice .....	35
2.4 Řešení.....	37
2.5 Výsledek .....	39
DISKUSE .....	40
ZÁVĚR.....	41
SEZNAM POUŽITÝCH ZDROJŮ.....	42
SEZNAM POUŽITÝCH SYMBOLŮ A ZKRATEK.....	44
SEZNAM OBRÁZKŮ .....	46
SEZNAM TABULEK .....	47
SEZNAM PŘÍLOH .....	48



## **ÚVOD**

Voda je od dávných časů, jakožto zdroj života, obživy, hnací síly ale i způsob ochrany, přepravy či rekreace, nedílnou součástí života lidí. Jejím chováním nejen při proudění v řekách či kanálech se lidé zabývají již několik staletí. Celá řada vědecky významných lidí zkoumala její zákonitosti a dala tak základ současné hydromechanice. A ačkoliv bylo o proudění kapalin napsáno nepřehledné množství literatury, ještě stále existují případy proudění či jevy, u kterých si nejsme úplně jisti, jak se kapalina přesně chová. I přesto, že zákonitosti proudění v kanálech a korytech jsou nám již více než století známy, cílem práce je podat pochopitelný a stručný náhled do této problematiky a jejího početního řešení.

První kapitola této práce se zabývá historií budování kanálů a jejich využitím. Dále je pak rozvedeno rozdělení typů proudění v umělých kanálech, jejich zákonitosti a vztahy platící za dodržení daných podmínek. Také jsou zde zmíněny jevy, ke kterým při proudění dochází.

Druhá kapitola je zaměřena na samotný výpočet profilu hladiny a průběhu rychlosti proudící kapaliny v kanálu, který je horizontální, tj. má nulový sklon dna.

## 1 Proudění s volnou hladinou

Teorie proudění s volnou hladinou se zabývá nejen tokem kapaliny v korytech a kanálech otevřených do atmosféry, ale také v potrubí, které není zaplněno kapalinou v celém svém příčném průřezu (v rovině kolmé na směr toku proudu). Je charakterizováno rozhraním mezi proudící tekutinou (obvykle vodou) a plynem nad ní (obvykle vzduch při atmosférickém tlaku) nazývaným volný povrch. Tekutina je poháněna čistě gravitací díky spádu daného rozdílem výšek dna na začátku a konci kanálu. Nejčastěji se tento typ proudění v praxi vyskytuje v přírodě jako proudění vody v potocích, řekách, při záplavách, při stékání vody ze střech a pozemních komunikacích. Proudění s volnou hladinou se využívá také například v zavlažovacích a kanalizačních systémech, drenážních nádobách, okapech či čističkách odpadních vod.

### 1.1 Historie

Proudění v korytech a kanálech je lidmi využíváno od pradávna a hrálo zásadní roli v rozvoji lidstva. Již 4000 let př.n.l. Egypťané přehradili Nil v okolí Memphisu (jižně od Káhiry), aby částečně odklonili záplavové vody do jezera Moeris, kde bylo možné ukládat velké množství vody a následně jej využít k zavlažování. 2300 let př.n.l. byl kanál spojující Nil a Jezero Moeris prohlouben a rozšířen a vznikl kanál dnes známý jako Josefova řeka (Bahr Yussef). Účelem tohoto systému bylo regulovat hladinu Nilu během suchých období a zavlažování okolí. [1] Historie dnešní oblasti známé jako Blízký Východ je plná systémů přehrad a kanálů, které udržovaly zemědělství a podporovaly růst městských oblastí. Podobné systémy byly vytvářeny také v oblasti Číny a Indie. [2]

Nejznámějším přínosem Římanů v oblasti hydrauliky kanálů a koryt byl akvadukt (soustava kanálů k přepravě vody gravitací). V celé římské říši byla voda získávána z pramenů a vrtů a přenášena otevřenými kanály do městských oblastí. Inženýři římských vodních zdrojů, a stejně tak i jejich předchůdci, měli pravděpodobně jen velice málo teoretických znalostí. Avšak věděli, že pro tok vody je zapotřebí nepatrného sklonu a že vodní hladina nevystoupá do své počáteční výšky bez dodání energie. V období 18. a první polovině 19. století vznikalo mnoho umělých plavebních kanálů jako hlavní dopravní cesty nejen pro obchodní účely, jako například kanál Erie v Lockportu v New Yorku. [2]



Obr. 1.1 Akvadukt vodního systému Padre Tembleque v Mexiku [3]

Plavební kanály, vzniklé v tomto období u nás, byly využívány především pro plavení dřeva. Příkladem může být Schwarzenberský kanál, který zároveň propojoval povodí Vltavy a Dunaje nebo Vchynicko-Tetovský kanál, jehož část je, po ukončení splavování dřeva, od roku 1939 využívána pro přívod vody do malé vodní elektrárny (MVE) Vydra. Nedaleko ležící Čeňkova pila, než byla v roce 1912 přestavěna na MVE a vyráběla elektřinu pro výstavbu MVE Vydra, byla původně vodní pilou pro zpracování dřeva z lesních kalamit. [4] Na její 3 vodní kola je voda dopravována pomocí vantroků (dřevěná koryta), jichž se využívalo i pro dopravu vody na vodní kola vodních mlýnů či hamrů.

V současné době se s umělými kanály a koryty můžeme setkat nejčastěji jako s přívody vody k MVE nebo v čističkách odpadních vod (ČOV).



Obr. 1.2 Schwarzenberský kanál [5]

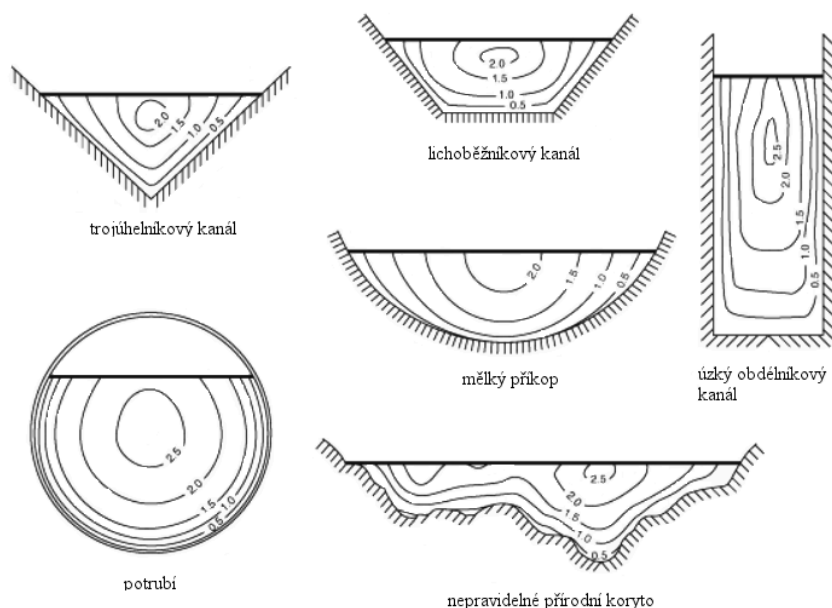


Obr. 1.3 Vantroky [6]

## 1.2 Základní charakteristika

Na rozdíl od proudění v potrubí, kde je kapalina poháněna nejen gravitací, ale i rozdílem tlaků, je u proudění s volnou hladinou hlavní hnací silou gravitace. Pohyb vody, například v řece, způsobuje rozdíl výšek dna na začátku a konci kanálu. Průtok je stanoven dynamickou rovnováhou gravitace a tření. Při nestacionárním proudění je rovněž důležitá setrvačnost proudící kapaliny. Volný povrch odpovídá hladině a tlak je po celém volném povrchu konstantní. Výška volného povrchu ode dna kanálu (hloubka kapaliny) a stejně tak všechny rozměry příčného průřezu nejsou dány empiricky, mění se se střední rychlostí proudění. [7]

V otevřených kanálech je rychlost proudění nulová po celém povrchu interakce kapaliny s korytem vlivem tření a maximální na rovině symetrie, obvykle ve 25 % celkové hloubky pod volným povrchem, díky tření mezi kapalinou a vzduchem, viz. obr. 1.4. Rychlost a také proudění v kanálech je v základu třírozměrné. Avšak v inženýrské praxi jsou rovnice založeny na předpokladu, že se rychlost mění pouze ve směru proudu ( $x$ ), tzn. uvažuje se střední rychlost v celém příčném průřezu. [7] Ačkoliv existují i složky rychlosti ve směru  $y$  a  $z$ , předpokládá se, že jsou mnohem menší, a proto je zanedbáváme [8]. Díky tomu můžeme proudění uvažovat jako jednorozměrné. Jednorozměrnost umožňuje řešit reálné problémy jednoduchým způsobem a získané výsledky jsou poměrně přesné [7].



Obr. 1.4 Rozložení rychlostí [9]

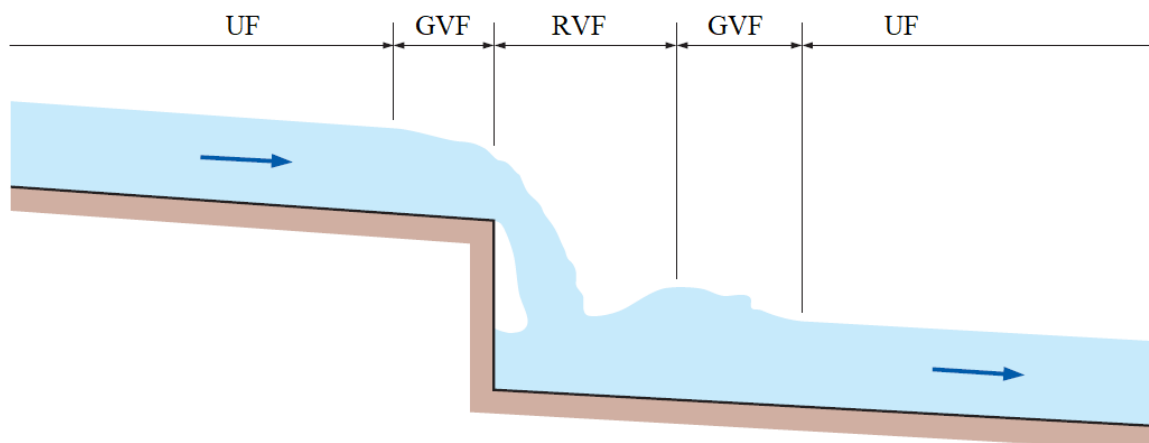
Díky tření vzniká na stěnách kanálu rychlostní gradient a tečné napětí  $\tau$  po celém omočeném obvodu. Tečné napětí se mění po omočeném obvodu v daném příčném průřezu a díky němu vzniká odpor proti proudění. Velikost tohoto odporu závisí na viskozitě kapaliny a rychlostním gradientu na povrchu kanálu, který je závislý na drsnosti povrchu kanálu. [7]

Proudění s volnou hladinou můžeme obecně rozdělit na stacionární a nestacionární. O stacionárním proudění můžeme mluvit tehdy, nedohází-li v daném úseku kanálu ke změně průtoku v čase. V opačném případě je proudění nazýváno nestacionární. Dále se budeme zabývat pouze prouděním stacionárním ( $dQ = 0$ ). [10]

### 1.2.1 Rovnoměrné a nerovnoměrné proudění

Stacionární proudění s volnou hladinou můžeme klasifikovat jako rovnoměrné a nerovnoměrné a můžeme se s oběma typy setkat jak v přírodních, tak v umělých kanálech. Typ proudění závisí na tom, jak se mění hloubka (vzdálenost volné hladiny ode dna kanálu měřená ve svislém směru) po délce kanálu. Nemění-li se hloubka ( $dy/dx = 0$ ) ani parametry koryta (sklon, drsnost a tvar) nazýváme toto proudění rovnoměrné (Uniform Flow UF). [7]

U proudění nerovnoměrného se mění hloubka ( $dy/dx \neq 0$ ) a některé z výše uvedených parametrů koryta. Nemusí se však jednat pouze o celá koryta, ale i jejich úseky, na kterých jsou splněny podmínky. Vzhledem k míře změny hloubky vůči délce řešeného úseku lze nerovnoměrné proudění rozlišovat na postupně se měnící proudění (Gradually Varied Flow GVF) a rychle se měnící proudění (Rapidly Varied Flow RVF), kdy postupně se měnící proudění se obvykle nachází mezi rovnoměrným a rychle se měnícím prouděním. [10] Ačkoli se v přírodě s rovnoměrným prouděním téměř nesečkáme, lze ho v některých případech pro zjednodušení výpočtu uvažovat [11].



Obr. 1.5 Klasifikace proudění v kanálu [7]

Stejně jako proudění v potrubí může být proudění v kanálech laminární, turbulentní nebo přechodové a závisí na velikosti Reynoldsova čísla vyjádřeného jako

$$Re = \frac{\rho v R_h}{\mu} = \frac{v R_h}{\nu} \quad (1.1)$$

Kde  $v$  je střední rychlost kapaliny,  $\nu$  je kinematická viskozita a  $R_h$  je hydraulický poloměr definovaný jako poměr plochy příčného průřezu proudu  $A_c$  a omočeného obvodu  $O$ .

$$R_h = \frac{A_c}{O} \quad (1.2)$$

Vzhledem k tomu, že příčné průřezy kanálů mívají nepravidelné průřezy, slouží hydraulický poloměr jako charakteristický rozměr a zajišťuje rovnoměrnost řešení otevřených kanálů. Reynoldsovo číslo zůstává konstantní na úseku rovnoměrného proudění. Proudění je laminární, pro  $Re \leq 500$ , turbulentní pro  $Re \geq 12,500$  a přechodné pro  $500 \leq Re \leq 12,500$ . [10] Avšak proudění v kanálech je téměř vždy turbulentní [7].

Omočený obvod zahrnuje dno a stěny kanálu, které jsou v kontaktu s kapalinou, nikoliv však volný povrch a zbytek stěn, které jsou v kontaktu se vzduchem. Například pro obdélníkový průřez kanálu o šířce  $b$  a s kapalinou o hloubce  $y$  jsou  $A_c = by$  a  $O = 2y + b$ . Pak [7]

$$R_h = \frac{A_c}{O} = \frac{by}{2y + b} \quad (1.3)$$

Proudění v kanálech zahrnuje volnou hladinu, která, původně relativně nenarušená a plochá, se může deformovat a vytvářet vlny. Vlny se po povrchu šíří rychlostí, která závisí na jejich velikosti (výška, délka) a vlastnostech kanálu (hloubka, rychlost kapaliny atd.). [10]

### 1.2.2 Povrchové vlny a Froudovo číslo

Charakter proudění v kanálech může silně záviset na tom, jak rychle proudí tekutina vzhledem k rychlosti šíření vlny. Parametr popisující tento vztah se nazývá Froudovo číslo,

$$Fr = \frac{v}{\sqrt{gL_c}} \quad (1.4)$$

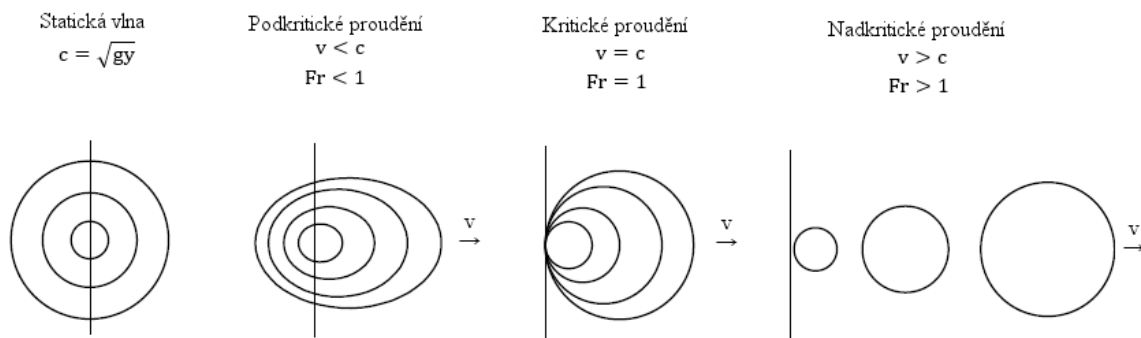
kde  $g$  je tíhové zrychlení,  $v$  je střední rychlost proudění v daném příčném průřezu a  $L_c$  je charakteristická délka.  $L_c$  se pro široký obdélníkový kanál uvažuje jako hloubka  $y$ . Pro ostatní průřezy se používá hydraulický výška  $y_h = A_c/L_t$ , kde  $A_c$  je plocha příčného průřezu a  $L_t$  je šířka hladiny. [10] Pak

$$Fr = \frac{v}{\sqrt{gy}} \quad (1.4a)$$

kde jmenovatel můžeme nahradit rychlostí šíření vlny  $c = \sqrt{gy}$  a dostaneme tak  $Fr = v/c$ , jež je právě poměr rychlosti proudění v kanálu vůči rychlosti šíření malé povrchové vlny. Celé odvození lze najít v podrobnější literatuře, např. [12], [10], [7]. Podle hodnoty Froudova čísla rozlišujeme proudění jako podkritické (říční), kritické a nadkritické (bystřinné). [10]

- Fr < 1 podkritické (říční)
- Fr = 1 kritické
- Fr > 1 nadkritické (bystřinné)

Vytvoříme-li malou vlnu na neproudící vodě, například vhozením kamene do rybníka, šíří se vlna rovnoměrně všemi směry. Vytvoříme-li malou vlnu na proudící vodě, například vhozením kamene do řeky, bude se vlna při podkritickém proudění ( $v < c$ ) šířit i proti proudu. Naopak při nadkritickém proudění ( $v > c$ ) je vlna unášena a proti proudu se nešíří. Speciálním případem je pak proudění kritické ( $v = c$ ), kdy vlna, šířící se proti proudu, zůstává stacionární. [10]



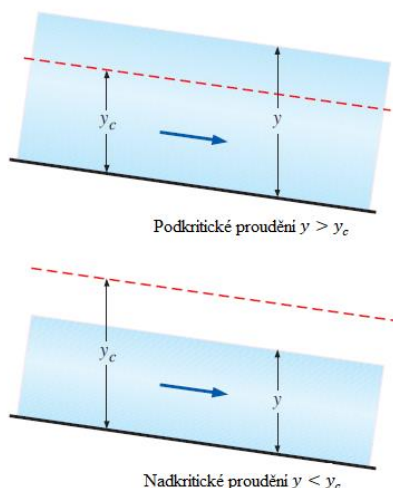
Obr. 1.6 Šíření malých povrchových vln [13]

Uvažujme kritické proudění kapaliny  $Fr = 1$  v kanálu obdélníkového průřezu  $A_c$  o průtoku  $Q$ . Pak střední rychlost proudění je  $v = \sqrt{gy_c}$ , kde  $y_c$  je kritická hloubka. Pro obdélníkový průřez kanálu šířky  $b$  je  $A_c = by_c$  a  $Q = A_c v = A_c \sqrt{gy_c}$ , pak  $y_c$  lze vyjádřit jako

$$y_c = \sqrt[3]{\frac{Q^2}{gb^2}} \quad (1.5)$$

Pro podkritické proudění je  $y > y_c$  a naopak pro nadkritické proudění je  $y < y_c$  (Obr.1.7). [7]





Obr. 1.7 Definice proudění podmínkou kritické proudění [7]

### 1.3 Energetická úvaha

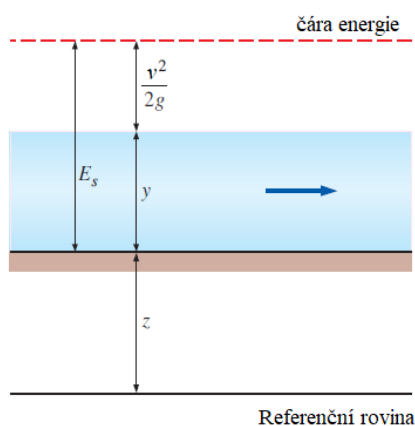
#### 1.3.1 Specifická energie

Uvažujme proudění kapaliny v kanálu s příčným průřezem, kde hloubka kapaliny je  $y$ , střední rychlost proudění  $v$  a výška kanálu nad referenční rovinou  $z$ . Jak bylo řečeno na začátku, tlak se mění hydrostaticky. Pro zjednodušení zanedbáme, že se rychlost mění po příčném průřezu a budeme ji všude uvažovat stejnou. Celkovou mechanickou energii pak můžeme vyjádřit jako

$$H = z + \frac{p}{\rho g} + \frac{v^2}{2g} = z + \frac{\rho g y}{\rho g} + \frac{v^2}{2g} = z + y + \frac{v^2}{2g} \quad (1.6)$$

Kde  $z$  je polohová složka,  $p/\rho g = y$  je tlaková složka (polohová energie) a  $v^2/2g$  je dynamická složka (kinetická energie). Avšak rovnice 1.6 není reálným vyjádřením pravé energie proudící kapaliny, protože referenční rovinu si můžeme libovolně volit a tím pádem je velikost polohové složky libovolná. Vnitřní energie proudící tekutiny je mnohem lépe vyjádřena, zvolíme-li si referenční rovinu na dně kanálu, tím pádem  $z = 0$ . [7] Pak celková mechanická energie je složena pouze z tlakové a dynamické složky. Součet dynamických a tlakových složek kapaliny v otevřených kanálech se nazývá *specifická energie*  $E_s$  a je vyjádřena jako [14]

$$E_s = y + \frac{v^2}{2} \quad (1.7)$$

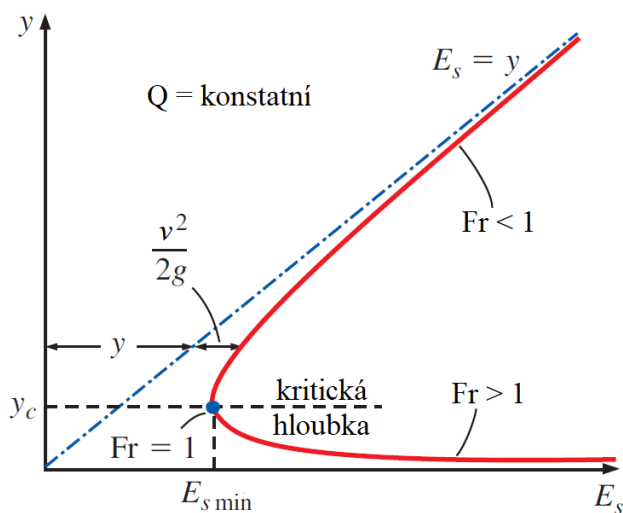


Obr. 1.8 Specifická energie a celková mechanická energie [7]

Uvážíme-li proudění v kanálu s konstantním obdélníkovým průřezem šířky  $b$ , pak můžeme z průtoku  $Q = A_c v = byv$  vyjádřit  $v$ , dosadit do rovnice 1.7 a dostaneme

$$E_s = y + \frac{Q^2}{2gb^2y^2} \quad (1.8)$$

Pro daný kanál šířky  $b$  je průtok  $Q$  konstantní, ačkoliv se může měnit hloubka  $y$ . Pro daný průtok  $Q$  lze pak vykreslit graf závislosti změny specifické energie  $E_s$  na změně hloubky  $y$   $E_s = E_s(y)$ , zvaný *graf specifické energie*. [10]



Obr. 1.9 Diagram specifické energie [7]

Horizontální vzdálenost křivky od osy  $y$  udává hodnotu specifické energie pro danou hloubku  $y$ . Vzdálenost mezi křivkou a přímkou  $E_s = y$  odpovídá složce kinetické energie a zbylá část složce polohové energie. [7]

Specifická energie se blíží k nekonečnu s hloubkou  $y \rightarrow 0$ . Jelikož  $Q = konst.$ , s rostoucí rychlostí klesá hloubka a naopak. Specifická energie dosahuje svého minima  $E_{s \min}$  v přechodovém bodě zvaném *kritický bod*, charakterizovaným *kritickou hloubkou*  $y_c$  a *kritickou rychlostí*  $v_c$ . Toto minimum se také nazývá *kritická energie*. [7]

Diagram specifické energie se skládá ze dvou částí, rozdělených kritickým bodem  $E_{s \min}$ . Horní část diagramu odpovídá podkritickému proudění a dolní část odpovídá nadkritickému proudění [10].

Uvážíme-li dané  $Q$  a  $E_s > E_{s \min}$ , pak má kvadratická rovnice 1.8 tři řešení, 2 kladné a 1 záporné. Všechna tato 3 řešení jsou body ležící na svislé přímce, která protíná křivku specifické energie. Záporné řešení nemá význam, neboť nelze mít zápornou výšku hladiny. Zbylá 2 řešení jsou důkazem toho, že proud může mít 2 různé hloubky (a tím pádem 2 různé rychlosti) při dané specifické energii. To znamená, že můžeme mít buď pomalé proudění s velkou hloubkou (podkritické) nebo naopak velmi rychlé proudění s malou hloubkou (nadkritické). Tyto 2 hloubky se nazývají *alternativní hloubky*. [10]

Abychom si dokázali, že se při  $E_{s \min}$  opravdu jedná o kritické proudění ( $Fr = 1$ ), zderivujeme rovnici 1.8. podle  $y$  a položíme rovno 0 a získáme

$$\frac{dE_s}{dy} = \frac{d}{dy} \left( y + \frac{Q^2}{2gb^2y^2} \right) = 1 - \frac{Q^2}{gb^2y^3} = 0 \quad (1.9)$$

Vyjádřením  $y$ , které je kritická hloubka  $y_c$ , dostaneme

$$y_c = \sqrt[3]{\frac{Q^2}{gb^2}} \quad (1.10)$$

Průtok v kritickém bodě lze vyjádřit jako  $Q = by_c v_c$ . Dosadíme za  $Q$  a vyjádříme  $v_c$ .

$$\begin{aligned} y_c &= \sqrt[3]{\frac{b^2 v_c^2 y_c^2}{gb^2}} \\ y_c^3 &= \frac{v_c^2 y_c^2}{g} \\ v_c &= \sqrt{gy_c} \end{aligned} \quad (1.11)$$

Což odpovídá rychlosti proudění. Froudovo číslo při kritickém proudění je

$$Fr = \frac{v_c}{\sqrt{gy_c}} = \frac{\sqrt{gy_c}}{\sqrt{gy_c}} = 1 \quad (1.12)$$

Nyní je patrné, že proudění se stává kritickým, dosáhne-li specifická energie svého minima. [7]

Hloubka je větší a rychlost menší pro horní část diagramu specifické energie, pak proudění jsou podkritická ( $Fr < 1$ ). Naopak hloubka je menší a rychlost větší pro dolní část diagramu, pak proudění jsou nadkritická ( $Fr > 1$ ).

### 1.3.2 Energetická rovnice

Uvažujme jednorozměrné proudění v kanálu se třením mezi horním příčným průřezem 1 a dolním příčným průřezem 2. Víme, že celková mechanická energie musí zůstat konstatní. Tím pádem platí  $H_1 = H_2 + h_L$ . [10] S využitím rovnice 1.6 pro oba tyto průřezy můžeme napsat obecnou energetickou rovnici jako

$$z_1 + y_1 + \frac{v_1^2}{2g} = z_2 + y_2 + \frac{v_2^2}{2g} + h_L \quad (1.13)$$

kde  $h_L$  jsou ztráty třením a můžeme je při turbulentním proudění vyjádřit stejně jako ztráty v potrubí

$$h_L = f \frac{L}{D_h} \frac{v^2}{2g} = f \frac{L}{R_h} \frac{v^2}{8g} \quad (1.14)$$

kde  $f$  je střední třecí faktor, jež lze získat z Moodyho diagramu,  $L$  je vzdálenost mezi průřezy 1 a 2 a  $D_h$  je hydraulický průměr, který lze vyjádřit jako  $D_h = 4R_h$ . [7]

Proud v otevřených kanálech je poháněn gravitací. Tím pádem je kanál mírně skloněný. Sklon dna kanálu můžeme vyjádřit jako

$$S_0 = \tan \alpha = \frac{z_1 - z_2}{x_2 - x_1} \cong \frac{z_1 - z_2}{L} \quad (1.15)$$

kde  $\alpha$  je úhel sklonu dna vůči vodorovné rovině. Obecně bývá úhel sklonu dna velmi malý. Proto můžeme říci, že  $L \cong x_2 - x_1$ . Také hloubku  $y$ , měřenou ve směru  $z$ , můžeme díky malému úhlu sklonu dna uvažovat jako hloubku měřenou v normálním směru vůči dnu. [7] Vyjádříme-li z rovnice 1.15 rozdíl výšek začátku a konce kanálu (spád) jako  $z_1 - z_2 = S_0 L$ , pak lze rovnici 1.13 přepsat do tvaru, kdy není závislá na referenční rovině

$$y_1 + \frac{v_1^2}{2g} + S_0 L = y_2 + \frac{v_2^2}{2g} + h_L \quad (1.16)$$

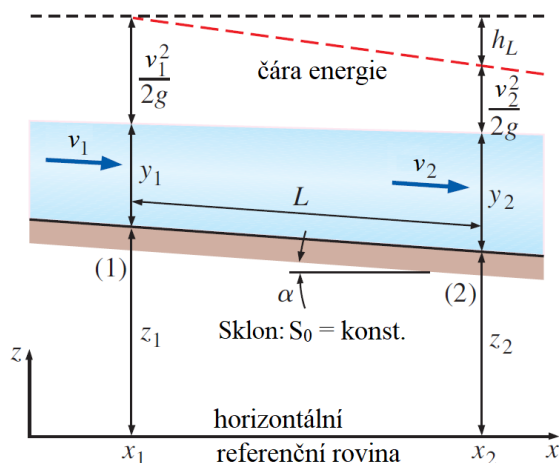
Při návrhu otevřených kanálů je sklon dna volen tak, aby byl zajištěn adekvátní spád pro překonání ztrát třením a tím pádem byl dodržen požadovaný průtok. Proto je zde blízká spojitost mezi spádem a ztrátami třením a je vhodné vyjádřit ztráty třením jako sklon. Tento sklon se nazývá *třecí sklon* a je vyjádřen jako [7]

$$S_f = \frac{h_L}{L} \quad (1.17)$$

pak lze rovnici 1.16 upravit a zapsat ve tvaru

$$y_1 + \frac{v_1^2}{2g} = y_2 + \frac{v_2^2}{2g} + (S_0 - S_f)L \quad (1.18)$$

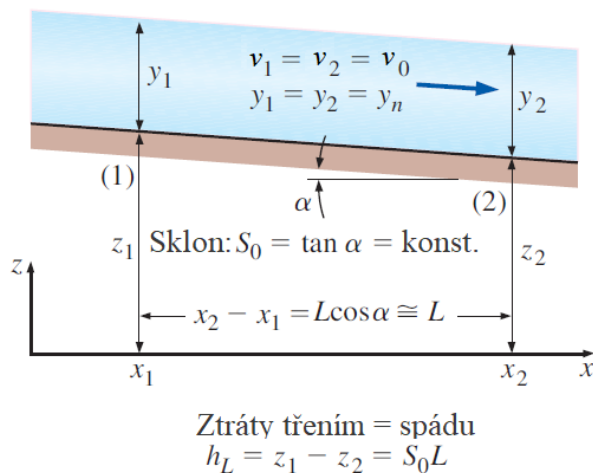
Třecí sklon odpovídá sklonu dna, odpovídají-li ztráty třením spádu, tj.  $S_f = S_0$  pokud  $h_L = z_1 - z_2$ . [7]



Obr. 1.10 Celková mechanická energie ve 2 průřezech [7]

#### 1.4 Rovnoměrné proudění

Jak již bylo zmíněno dříve, k rovnoměrnému proudění dochází tehdy, nemění-li se parametry koryta ani výška hladiny  $y$ , tzn. zůstává konstantní  $y$ , střední rychlost  $v$  a sklon dna  $S_0$ . Rovnoměrného proudění je zpravidla dosaženo v dlouhých rovných kanálech s konstantním sklonem, průřezem a profilem hladiny. Při návrhu kanálu je žádoucí dosáhnout rovnoměrného proudění v co největší míře, neboť nedochází ke změně výšky stěn koryta, což je výhodné pro jednodušší návrh a výstavbu. [7]



Obr. 1.11 Rovnoměrné proudění [7]

Výška hladiny (hloubka) se u rovnoměrného proudění označuje jako  $y_n$  a střední rychlost proudění je označována  $v_0$ . Proudění zůstává rovnoměrné, dokud se nezmění sklon, průřez nebo drsnost kanálu. Pokud se sklon dna zvýší, sníží se výška hladiny a zvýší rychlost a právě naopak, pokud se sklon dna sníží. [7]

Při proudění v kanálu konstantního sklonu dna  $S_0$ , konstantního průřezu  $A_c$  a konstantního třecího faktoru  $f$  dochází k rovnoměrnému proudění právě tehdy, pokud se ztráty třením rovnají spádu. Proto [10]

$$h_L = S_0L = f \frac{L}{R_h} \frac{v_0^2}{8g} \quad (1.19)$$

odkud můžeme vyjádřit rychlost a průtok jako

$$v_0 = C\sqrt{S_0R_h} \quad (1.20)$$

$$Q = CA_c\sqrt{S_0R_h} \quad (1.21)$$

kde  $C$  je

$$C = \sqrt{\frac{8g}{f}} \quad (1.22)$$

nazývaný Chezyho součinitel, vyjadřující hydraulické odpory koryta. [7] Na základě mnoha předpokladů a experimentů vzniklo několik různých vzorců pro výpočet Chezyho součinitele. Tyto vzorce lze rozdělit do několika skupin dle způsobu vyjádření drsnosti koryta. Tu lze vyjádřit pomocí tzv. součinitele drsnosti  $n$ , dnes též zvaného Manningův součinitel drsnosti, nebo výškou výstupků stěn  $k$ . [11]

#### 1.4.1 Chezyho součinitel – Manningova rovnice

Nejpoužívanější vzorec pro výpočet Chezyho součinitele odvodili nezávisle na sobě Francouz Philippe-Gaspard Gauckler v roce 1868 a Ir Robert Manning v roce 1889. Oba doporučili konstantu  $C$  vyjádřit jako

$$C = \frac{a}{n} R_h^{1/6} \quad (1.23)$$

kde  $n$  je tzv. Manningův součinitel a závisí na drsnosti koryta a  $a$  rozměrová konstanta, jejíž hodnota je  $a = 1 \text{ m}^3/\text{s}$ . [11] Dosazením do rovnic 1.20 a 1.21 dostaneme empirický vztah známý jako Manningova rovnice (nebo taky Gauckler-Manningova rovnice) pro rychlost a průtok při rovnoměrném proudění.

$$v_0 = \frac{a}{n} R_h^{2/3} S_0^{1/2} \quad (1.24)$$

$$Q = \frac{a}{n} A_c R_h^{2/3} S_0^{1/2} \quad (1.25)$$

kde  $a$  je rozměrová konstanta, jejíž hodnota je  $a = 1 \text{ m}^{1/3}/\text{s}$ . Hodnoty  $n$  byly určeny experimentálně. [7]

Tab. 1.1 Hodnoty Manningova součinitele  $n$  [15] [12]

Typ koryta	Hodnota $n$		
	min.	stř.	max.
<b>UMĚLÁ / UPRAVENÁ</b>			
mosaz, měď, hliník, olovo	0,009	0,010	0,013
ocelový plech s nátěrem	0,012	0,013	0,017
plastické hmoty	0,008	0,009	0,010
dřevo hoblované	0,010	0,012	0,014
beton nehlazený	0,015	0,017	0,020
šterkové dno, stěny z urovnaného betonu	0,017	0,020	0,025

Tab. 1.1 Hodnoty součinitele  $n$ 

pokračování

Typ koryta	Hodnota $n$		
	min.	stř.	max.
kamenná dlažba na sucho	0,023	0,032	0,035
kamenité dno, stěny z hrubého betonu, lomového kamene	0,025	0,035	0,045
<b>VYHLOUBENÁ / HLINITÁ</b>			
přímé pravidelné štěrkové koryto	0,022	0,025	0,030
přímé koryto zarostlé krátkou trávou a plevelem	0,022	0,027	0,033
koryto bez vegetace	0,025	0,028	0,033
koryto s řídkými keři na březích	0,035	0,050	0,060
neudržované koryto s plavenou trávou, případně řídkými křovinami	0,050	0,080	0,120
<b>PŘIROZENÁ MALÁ</b>			
malý čistý zaplněný tok bez peřejí a tůní	0,025	0,030	0,033
malý čistý zaplněný tok bez peřejí a tůní s kameny a plevelem	0,030	0,035	0,040
malý čistý tok s drobnými peřejemi a tůněmi	0,033	0,040	0,040
malý zaplevelený tok s peřejemi a tůněmi	0,035	0,045	0,050
malý čistý tok s výraznými peřejemi nebo tůněmi	0,040	0,048	0,055
malý tok s velkým množstvím kamenů a tůněmi	0,045	0,050	0,060
malý tok s plevelem a tůněmi	0,050	0,070	0,080
malý, velmi zaplavený tok s tůněmi	0,075	0,100	0,150
<b>PŘIROZENÁ VELKÁ</b>			
velký pravidelný tok bez balvanů a keřů	0,025	0,040	0,060
velký pravidelný tok s balvany nebo keři	0,030	0,055	0,085
velký nepravidelný tok s balvany nebo keři	0,035	0,070	0,100
velký tok s řídkými keři a ojedinělými stromy	0,040	0,060	0,080
velký tok s hustými stromy bez větví v proudu	0,080	0,100	0,120

#### 1.4.2 Chezyho součinitel – Ganguillet-Kutterův vzorec

Tento vztah publikovali Ganguillet a Kutter v roce 1869. Vznikl na základě experimentálních dat, o nichž byl pochyb již těsně po získání. Zlomek obsahující sklon je ve vzorci zahrnut proto, aby těmto chybným datům vyhověl. I přesto díky němu dostaneme poměrně přesné výsledky, jak píše Chow [12]. [11]

$$C = \frac{23 + \frac{0,00155}{S_0} + \frac{1}{n}}{1 + \left(23 + \frac{0,00155}{S_0}\right) \frac{n}{\sqrt{R_h}}} \quad (1.26)$$

Existuje celá řada dalších vzorců (mocninné, logaritmické, empirické) pro výpočet Chezyho součinitele, vhodných zejména při výpočtu přírodních koryt, neboť jejich tvar je závislý na velikosti zrna písku. Naopak v empirických vztazích nefiguruje součinitel drsnosti, nýbrž hloubka, sklon a hydraulický poloměr. [11] Obsáhlý přehled těchto vzorců sepsal Mattas ve své publikaci [11]. My budeme dále využívat pouze vztah dle Manninga.

### 1.4.3 Rovnoměrné kritické proudění

Proudění v kanálech se stává kritickým, je-li Froudovo číslo  $Fr = 1$ . Je-li  $y_n = y_c$ , pak se jedná o rovnoměrné kritické proudění a tím pádem  $S_0$  se rovná  $S_c$ . Dosadíme-li za  $Q$  a  $S_0$  do Manningovy rovnice (1.25)  $Q = A_c \sqrt{g y_c}$  a  $S_c$ , můžeme pak základní vztah pro kritický sklon  $S_c$  vyjádřit jako [7]

$$S_c = \frac{g n^2 y_c}{a^2 R_h^{4/3}} \quad (1.27)$$

### 1.5 Nerovnoměrné proudění

Až doposud jsme se zabývali pouze prouděním rovnoměrným, tj. kdy hloubka proudu i parametry kanálu jsou konstantní. Nyní se však podíváme, co se děje v kanálu s kapalinou, když změním jeho průřez, spád, drsnost či vložíme do proudu nějakou překážku. V důsledku těchto změn se mění hloubka a rychlost proudu a takové proudění nazýváme nerovnoměrné.

Proudění můžeme nazvat postupně se měnící (GVF, z anglického Gradually Varied Flow), je-li změna malá v porovnání s délkou úseku, tj.  $dy/dx \ll 1$ . Naopak je-li změna velká v porovnání s délkou úseku, tj.  $dy/dx \sim 1$ , označujeme takové proudění jako rychle se měnící (RVF, z anglického Rapidly Varied Flow). Ztráty při RVF jsou výhradně místní a jsou způsobeny intenzivním mícháním kapaliny a turbulencemi. Naopak ztráty při GVF jsou způsobeny primárně třením a dají se spočítat z Manningovy rovnice. [7]

#### 1.5.1 Postupně se měnící proudění

Při rovnoměrném proudění se sklon dna rovnal sklonu ztrát třením,  $S_0 = S_f$ . Avšak při postupně se měnícím proudění tato rovnost neplatí. Je pro něj charakteristická pomalá změna hloubky, tím pádem z rovnice kontinuity změna rychlosti, a stabilní (hladký) volný povrch. To umožňuje formulovat změnu hloubky po délce kanálu na základě rovnice kontinuity a energetické rovnice a získat tak vztah pro profil hladiny. [10]

Uvažujme proudění v kanálu obdélníkového průřezu šířky  $b$ , kde je střední rychlost stejná v celém průřezu a tlak se mění hydrostaticky. Předpokládejme změnu spádu a hloubky postupnou. Využijeme rovnice 1.6, zderivujeme ji podle vzdálenosti  $x$  a dostaneme

$$\frac{dH}{dx} = \frac{d}{dx} \left( z + y + \frac{v^2}{2g} \right) = \frac{dz}{dx} + \frac{dy}{dx} + \frac{v}{g} \frac{dv}{dx} \quad (1.28)$$

Ale  $H$  je celková energie kapaliny a tím pádem  $dH/dx$  je sklon čáry energie (záporný), který odpovídá záporné hodnotě třetího sklonu. Také  $dz/dx$  odpovídá záporné hodnotě sklonu dna. [10] Proto lze napsat

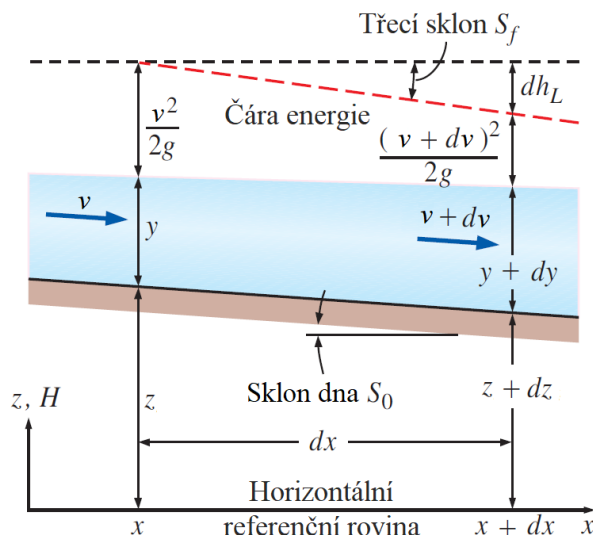
$$\frac{dH}{dx} = -\frac{dh_L}{dx} = -S_f \quad (1.29)$$

$$\frac{dz}{dx} = -S_0 \quad (1.30)$$

Dosažením do rovnice 1.28 dostaneme

$$S_0 - S_f = \frac{dy}{dx} + \frac{v}{g} \frac{dv}{dx} \quad (1.31)$$





Obr. 1.13 Úsek kanálu při postupně se měnícím proudění popsany diferenciálně [7]

Derivací zákona zachování hmoty  $Q = ybv = konst.$  podle  $x$  dostaneme

$$0 = bv \frac{dy}{dx} + yb \frac{dv}{dx} \rightarrow \frac{dv}{dx} = -\frac{v}{y} \frac{dy}{dx} \quad (1.32)$$

Dosadíme-li rovnici 1.32 do 1.31, pak

$$S_0 - S_f = \frac{dy}{dx} - \frac{v^2}{gy} \frac{dy}{dx}$$

Upravením rovnice s využitím Froudova čísla  $Fr = v/\sqrt{gy}$  dostaneme vztah pro změnu hloubky (nebo profil hladiny) při postupně se měnícím proudění v otevřeném kanálu.

$$\frac{dy}{dx} = \frac{S_0 - S_f}{1 - Fr^2} \quad (1.33)$$

Ačkoli je tento vztah derivován pro obdélníkový průřez kanálu, je použitelný i pro jakýkoliv jiný průřez, pokud bude správně vyjádřeno Froudovo číslo. [10]

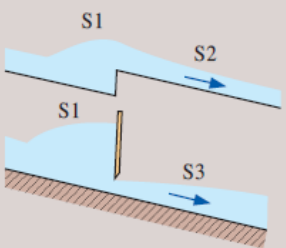
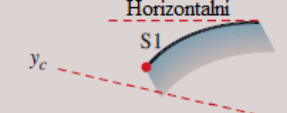
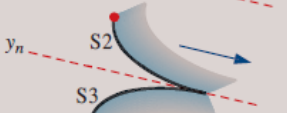
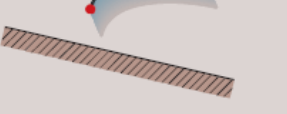
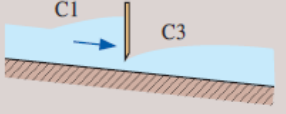
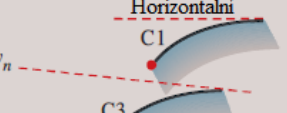
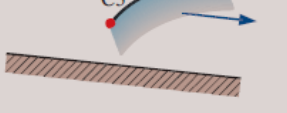
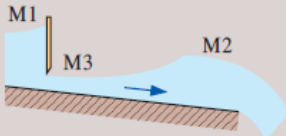
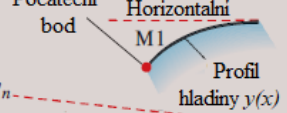
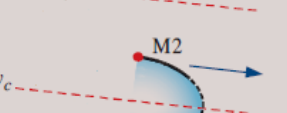
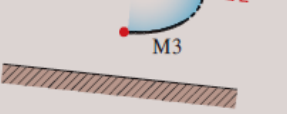
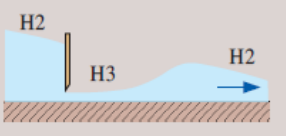
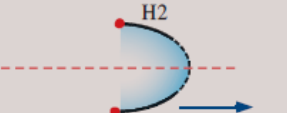
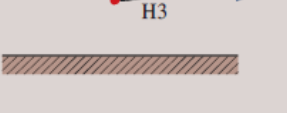
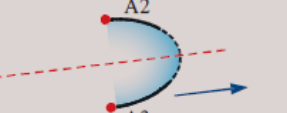
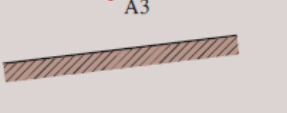
### 1.5.2 Profil hladiny

Analytickým nebo numerickým řešením dostaneme pro dané parametry hloubku  $y$  jako funkci délky  $x$  a tato funkce  $y(x)$  je *profil hladiny*. Zda se hloubka zvětšuje, zmenšuje či zůstává stejná závisí na parametrech toku, jinak řečeno na znaménku čitatele a jmenovatele rovnice 1.33. Podle toho, jaké hodnoty nabývá sklon dna  $S_0$  vůči kritickému sklonu  $S_c$ , rozlišujeme 5 typů sklonů:

$S_0 > S_c$	Strmý (S)	$y_n < y_c$
$S_0 = S_c$	Kritický (C)	$y_n = y_c$
$S_0 < S_c$	Mírný (M)	$y_n > y_c$
$S_0 = 0$	Horizontální (H)	$y_n \rightarrow \infty$
$S_0 < 0$	Negativní (A)	$y_n$ není

Uvážíme-li těchto pět typů sklonu při podkritickém či nadkritickém proudění, kterých může být dosaženo, pak známe 12 konfigurací profilu hladiny, které uvádí tabulka 1.2. [10]

Tabulka 1.2 Rozdělení profilů hladiny při postupně se měnícím proudění (GVF) [7]

Sklon kanálu	Označení profilu	Hloubka	Froudovo číslo	Profil hladiny
<b>Strmý (S)</b> $y_n < y_c$ $S_0 > S_c$ 	S1	$y > y_c$	$Fr < 1$	
	S2	$y_n < y < y_c$	$Fr > 1$	
	S3	$y < y_n$	$Fr > 1$	
<b>Kritický (C)</b> $y_n = y_c$ $S_0 = S_c$ 	C1	$y > y_c$	$Fr < 1$	
	C3	$y < y_c$	$Fr > 1$	
<b>Mírný (M)</b> $y_c > y_n$ $S_0 < S_c$ 	M1	$y > y_n$	$Fr < 1$	
	M2	$y_c < y < y_n$	$Fr < 1$	
	M3	$y < y_c$	$Fr > 1$	
<b>Horizontální (H)</b> $y \rightarrow \infty$ $S = 0$ 	H2	$y > y_c$	$Fr < 1$	
	H3	$y < y_c$	$Fr > 1$	
<b>Negativní (A)</b> $S_0 < 0$ $y_n$ : neexistuje	A2	$y > y_c$	$Fr < 1$	
	A3	$y < y_c$	$Fr > 1$	

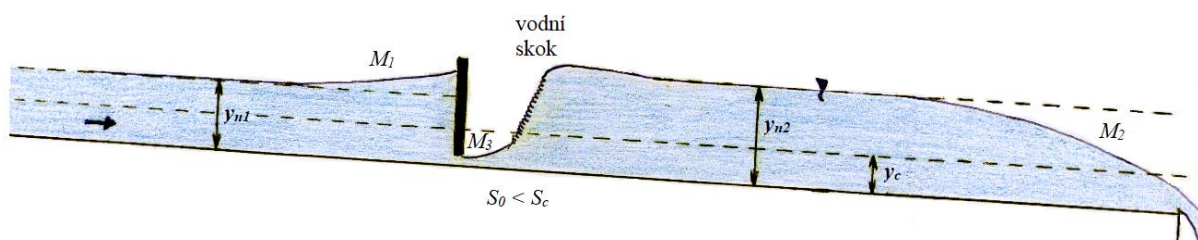
U každého případu je změna hloubky způsobena překážkou nebo změnou geometrie kanálu, jako je hráz, stavidlo, splav nebo náhlá změna vyvýšení kanálu. Postupná změna proudění může také nastat v blízkosti místa, kde se sklon kanálu mění ze strmějšího na plynčí a naopak. [10]

Nutno dodat, obrázky v tabulce 1.2 jsou spíše orientační. Pro reálnější představu jsou vhodnější následující příklady (obr. 1.14 až 1.20), avšak měřítkově neodpovídají skutečnosti. Obecně je sklon dna hodně malý a ve skutečném měřítku by na papíře nebyl rozpoznatelný. Také vzdálenost, na které se hloubka mění je mnohem větší v porovnání se změnou hloubky. Vodní skok označený na obrázcích je vysvětlen v sekci 1.6.1. [10]

Nejběžnější z profilů hladiny je M1. Takový tok se vyskytuje před překážkou (hráz, stavidlo), kde je podkritické proudění zpomaleno nebo při vtoku vody z kanálu do nádrže. [10]

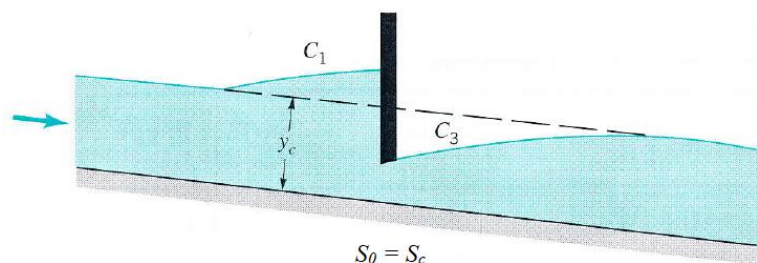
Profilu M2 je dosaženo redukcí odporu na dolním proudě, což může být způsobeno například volným výtokem. Jak se proud blíží konci kanálu, zrychluje. [10]

Profil M3 je výsledkem toho, že mírný spád není dostačující pro dosažení podmínky podkritického proudění po průchodu stavidlem. V určitém bodě se nadkritické proudění skrz vodní skok mění na podkritické. [10]



Obr. 1.14 Kanál s mírným sklonem

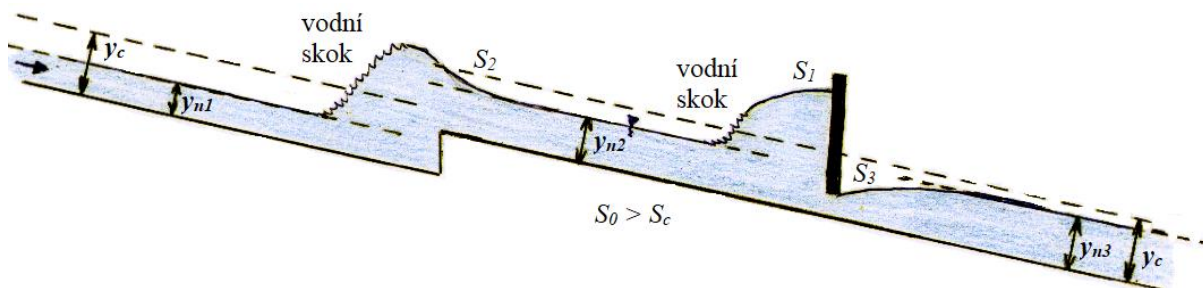
Profily C1 a C3 mohou vzniknout díky stavidlu v kanálu. Nicméně se vyskytují velice zřídka, neboť s přesnými podmínkami kritického proudění se prakticky téměř nesetkáme. [10]



Obr. 1.15 Kanál s kritickým sklonem [10]

Podmínky pro profily S1 a S3 mohou být vytvořeny překážkou (stavidlem, vyvýšením kanálu) velmi podobně jako M1 a M3. [10]

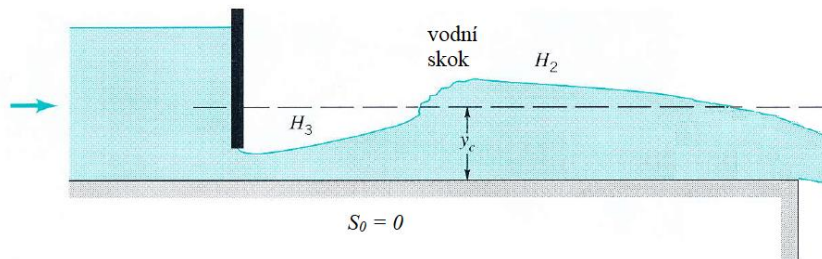
Profil S2 má počátek v kritické hloubce a je získán při přechodu z podkritického do nadkritického proudění, jako je například změna sklonu kanálu z mírného na strmý nebo výtok z nádrže do strmého kanálu. [16]



Obr. 1.16 Kanál se strmým sklonem

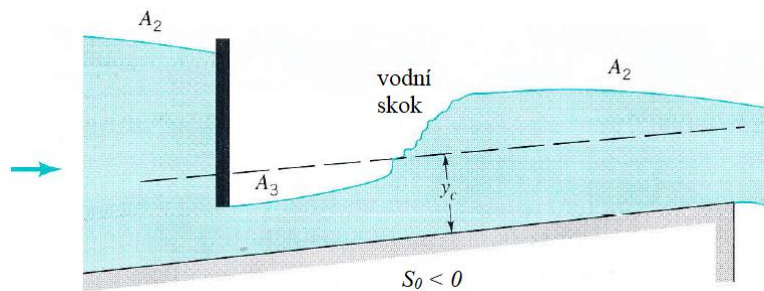
Horizontální a negativní sklon jsou výjimečné v tom, že jsou poháněny setrvačností a není možné při nich dosáhnout podmínek pro rovnoměrné proudění. To proto, že síly (hmotnostní), které pohání kapalinu a vyrovnávají tak ztráty třením, jsou nulové (horizontální sklon) nebo záporné (negativní sklon). [10]

Profil H3 pro průchodu stavidlem přes vodní skok přechází na profil H2. Oba profily jsou velmi podobné profilům M3 a M2.



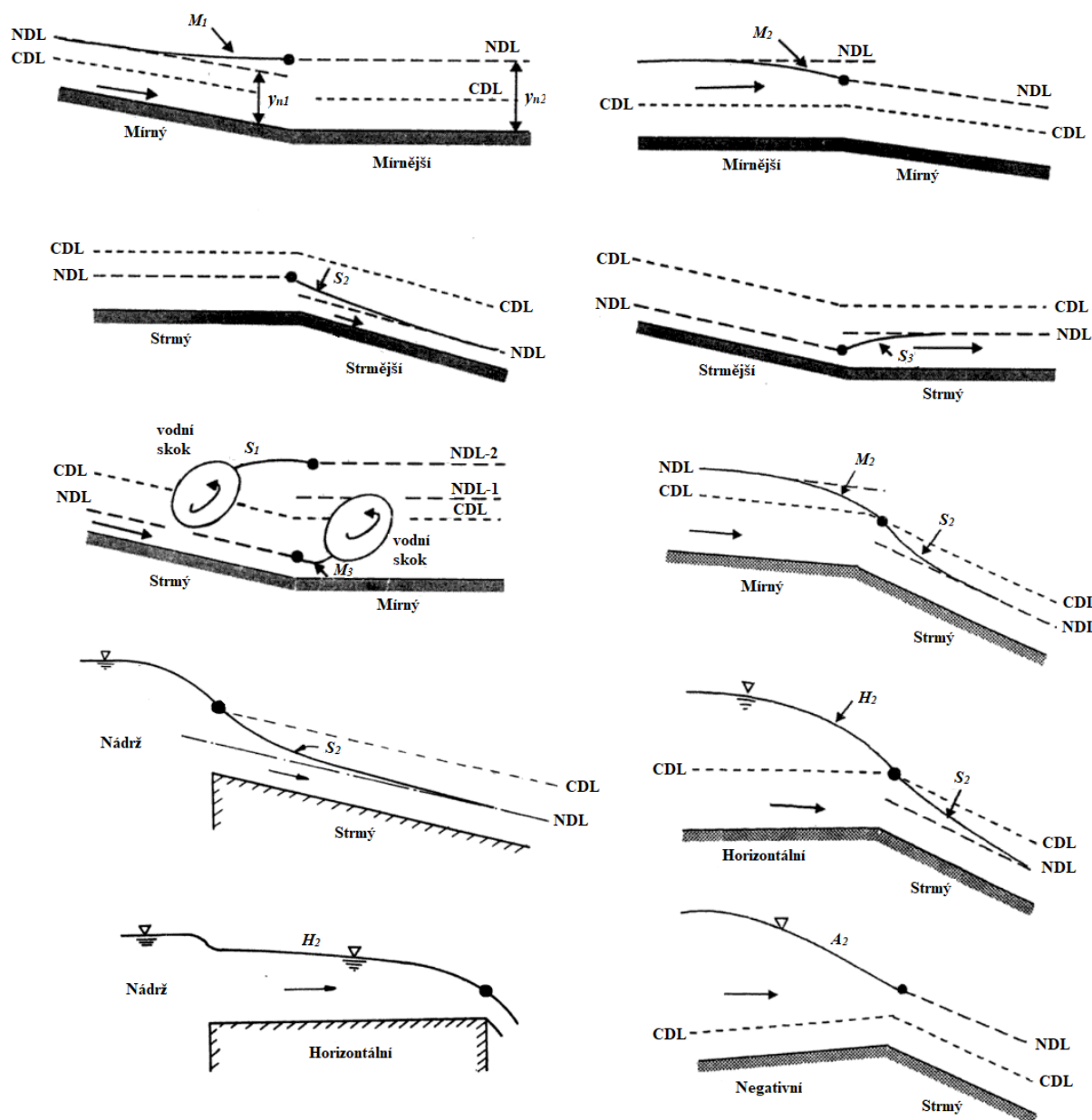
Obr. 1.17 Kanál s horizontálním sklonem [10]

Při podkritickém proudění s negativním sklonem, kdy se proud blíží stavidlu, klesá hloubka, což charakterizuje profil A2. Po průchodu stavidlem se je proudění typicky nadkritické, čímž vzniká profil A3 před vodním skokem. [10]



Obr. 1.18 Kanál s negativním sklonem [10]

Jak bylo psáno výše, postupná změna proudění může také nastat při změně sklonu kanálu. Na obrázku 1.19 lze vidět, jak se chová hladina při různých kombinacích změny sklonu. Bod na začátku či konci křivky profilu hladiny značí výchozí bod při výpočtu, v němž jsme schopni spočítat hloubku. NDL (z anglického Normal Depth Line) je normální výška (při rovnoměrném proudění) a CDL (z anglického Critical Depth Line) reprezentuje kritickou výšku [16].



Obr. 1.19 Profily hladin při změně sklonu dna [16]

## 1.6 Rychle se měnící proudění

Proudění v kanálech označováno jako rychle se měnící (RVF), je-li změna hloubka velká na relativně krátké vzdálenosti,  $dy/dx \sim 1$ . Podmínky toho proudění jsou často velmi komplexní a je obtížné je přesně analyzovat. Avšak díky použití prostého jednorozměrného modelu spolu s vhodnými, experimentálně stanovenými koeficienty můžeme dostat velmi užitečné přibližné výsledky. Toto proudění může být způsobeno náhlou změnou geometrie kanálu, jako je zúžení či rozšíření nebo při obtékání překážek. Avšak rychle se měnící proudění se vyskytují i v oblastech s konstantní geometrií kanálu. Jedním z nich je *vodní skok*. [10]

### 1.6.1 Vodní skok

Přechází-li proudění z podkritického na nadkritické, přechod je pomalý a plynulý (viz. Obr. 1.19) a jelikož ztráty energie nejsou velké, k výpočtu se využívá Bernoulliho rovnice. Pozo-



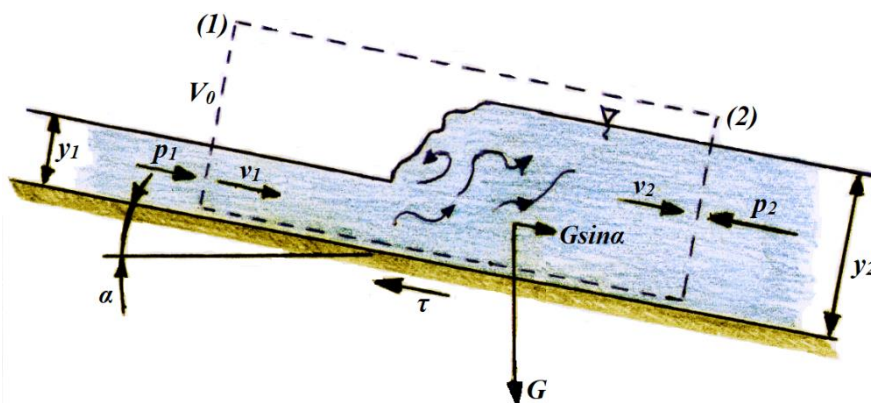
rování proudění v kanálech však ukázalo, že za určitých podmínek přechází proudění z nadkritického na podkritické velmi rychle, nedochází k hladkému přechodu a tuto náhlou nespojitost hladiny, chcete-li, tento jev, nazýváme *vodní skok*, k jehož výpočtu se díky velkým ztrátám energie využívá momentové rovnice. [17]

Uvažujme jednorozměrné stacionární proudění v kanálu konstantního obdélníkového průřezu, kde střední rychlost proudění je stejná po celém průřezu a na kapalinu kromě gravitace a tečného napětí nepůsobí žádné jiné vnější síly. Pak síly působící na kontrolní objem kapaliny  $V_0$  ve směru proudu  $x$  můžeme zapsat momentovou rovnicí [10].

$$F = \rho Q(v_2 - v_1) = \rho v_1 y_1 b(v_2 - v_1) \quad (1.34)$$

Celková síla  $F$  je součtem tří sil působících na kapalinu. Síla  $F_1$  způsobná rozdílem tlaků v průřezech 1 a 2,  $F_1 = p_1 A_{c1} - p_2 A_{c2}$ . Složka gravitační síly  $G$  a třecí síla  $F_t$  způsobená tečným napětím po omočeném obvodu  $F_t = \tau O$ . Pravá strana je rozdíl momentů hybností v kontrolním objemu  $V_0$ . [17] Pak

$$p_1 A_{c1} - p_2 A_{c2} + G \sin \theta - \tau O = \rho v_1 y_1 b(v_2 - v_1) \quad (1.35)$$



Obr. 1.20 Geometrie vodního skoku

Za předpokladu, že složka gravitační síly přesně odpovídá třecí síle a uvažujeme střední hodnotu tlaku měnícího se hydrostaticky, můžeme rovnici zapsat ve tvaru

$$\frac{\rho g y_1}{2} b y_1 - \frac{\rho g y_2}{2} b y_2 = \rho y_1 b v_1 (v_2 - v_1) \quad (1.36)$$

Zjednodušením dostaneme

$$\frac{y_1^2}{2} - \frac{y_2^2}{2} = \frac{v_1 y_1}{g} (v_2 - v_1)$$

Rychlost  $v_2$  můžeme z rovnice kontinuity vyjádřit jako  $v_2 = v_1 y_1 / y_2$ . Pak

$$\frac{y_1^2}{2} - \frac{y_2^2}{2} = \frac{v_1 y_1}{g} \left( \frac{v_1 y_1}{y_2} - v_1 \right) = \frac{v_1^2 y_1}{g y_2} (y_1 - y_2)$$

kterou můžeme zjednodušit vytknutím a zbavením se členu  $(y_1 - y_2)$  na obou stranách

$$\frac{1}{2}(y_2 + y_1) = \frac{v_1^2 y_1}{g y_2}$$

Výraz  $y_1/y_2$  převedeme z pravé strany na levou a vynásobíme se závorkou, pak

$$\frac{1}{2}\left(\frac{y_1^2}{y_1} + y_2\right) = \frac{v_1^2}{g}$$

Vytknutím  $y_1$  ze závorky a převedením i s dvojkou na druhou stranu dostaneme

$$\left(\frac{y_2}{y_1}\right)^2 + \frac{y_2}{y_1} = \frac{v_1^2}{g y_1}$$

S využitím Froudova čísla  $Fr_1 = v_1/\sqrt{g y_1}$  pak zle rovnici zapsat ve tvaru

$$\left(\frac{y_2}{y_1}\right)^2 + \frac{y_2}{y_1} - Fr_1^2 = 0 \quad (1.37)$$

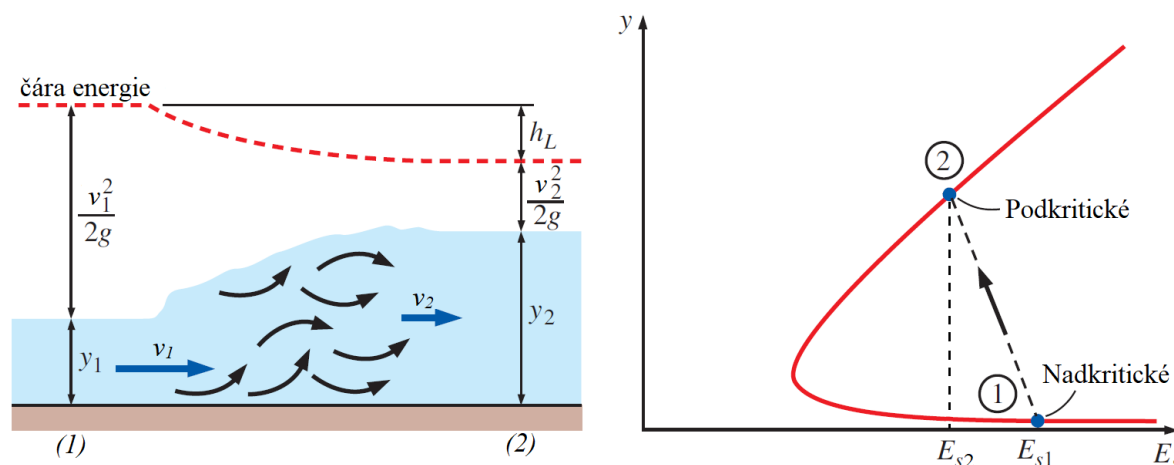
Tato kvadratická rovnice má 2 řešení:

$$\frac{y_2}{y_1} = \frac{1}{2}\left(-1 \pm \sqrt{1 + 8Fr_1^2}\right)$$

Je jasné, že záporné řešení není reálné (výsledkem by byl záporný poměr výšek). [8] Tím pádem

$$\frac{y_2}{y_1} = \frac{1}{2}\left(-1 + \sqrt{1 + 8Fr_1^2}\right) \quad (1.38)$$

Nyní se podíváme na ztráty při hydraulickém skoku. Díky předchozímu předpokladu, že složka gravitační síly přesně odpovídá třecí síle, zanikne tímto vliv sklonu kanálu na proudící kapalinu a je možné vodní skok uvažovat při nulovém sklonu bez tření.



Obr. 1.21 Geometrie vodní skoku bez sklonu a tření s digramem specifické energie [7]

Ztráty při vodním skoku vznikají díky turbulentnímu míchání [10]. Napíšeme-li nyní s využitím rovnice 1.13 energetickou rovnici pro vodní skok a vyjádříme z ní ztráty, pak

$$h_L = y_1 - y_2 + \frac{v_1^2}{2g} - \frac{v_2^2}{2g} = y_1 - y_2 + \frac{v_1^2 - v_2^2}{2g} \quad (1.39)$$

Z rovnice kontinuity můžeme  $v_2$  vyjádřit jako  $v_2 = v_1 y_1/y_2$ , pak

$$h_L = y_1 - y_2 + \frac{v_1^2 - v_1^2 \frac{y_1^2}{y_2^2}}{2g} = y_1 - y_2 + \frac{v_1^2}{2g} \left(1 - \frac{y_1^2}{y_2^2}\right)$$

Rozšíříme pravou stranu rovnice výrazem  $y_1/y_1$ ,

$$h_L = y_1 - y_2 + \frac{v_1^2 y_1}{2g y_1} \left(1 - \frac{y_1^2}{y_2^2}\right)$$

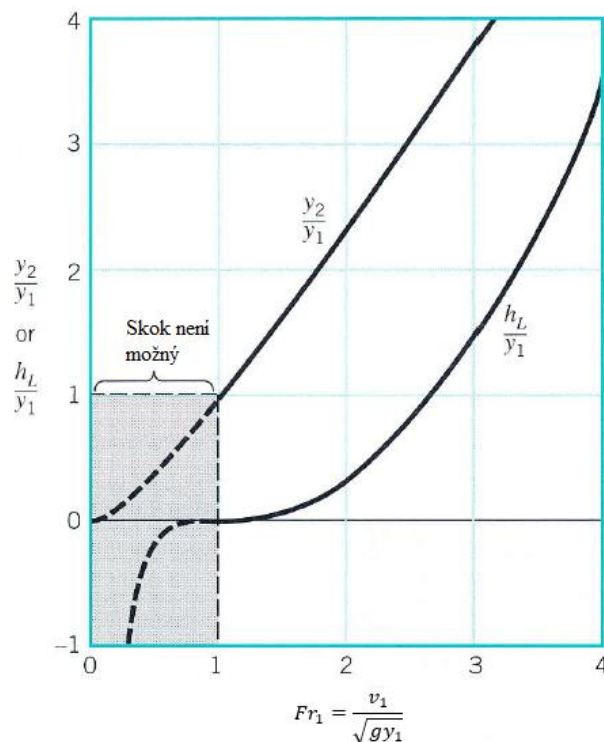
využijeme Froudova čísla  $Fr_1 = v_1/\sqrt{gy_1}$  a dosadíme, pak

$$h_L = y_1 - y_2 + \frac{Fr_1^2 y_1}{2} \left(1 - \frac{y_1^2}{y_2^2}\right)$$

Celou rovnici vydělíme  $y_1$  a dostaneme rovnici pro bezrozměrné ztráty [10]

$$\frac{h_L}{y_1} = 1 - \frac{y_2}{y_1} + \frac{Fr_1^2}{2} \left[1 - \left(\frac{y_1}{y_2}\right)^2\right] \quad (1.40)$$

Budeme-li do rovnic 1.38 a 1.40 dosazovat postupně hodnoty pro Froudovo číslo  $Fr_1$ , dostaneme graf závislosti poměru výšek  $y_2/y_1$  a ztrát  $h_L/y_1$  na Froudově čísle před skokem  $Fr_1$ .



Obr. 1.22 Poměr výšek hladin a bezrozměrných ztrát jako funkce Froudova čísla [10]

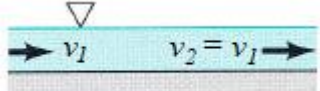

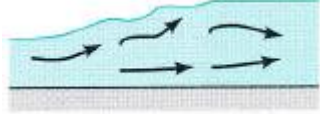





Pro hodnoty  $Fr_1 < 1$  jsou ztráty záporné, což by znamenalo, že ztráty energii kapalině dodávají. To ale v reálu není možné, neboť by šlo o porušení druhého zákona termodynamiky (vznik záporné entropie). Proto není možné, aby vodní skok vznikl pro  $Fr_1 < 1$ . Tento graf (Obr. 1.22) je důkazem toho, že vodní skok může vzniknout pouze při přechodu z nadkritického do podkritického proudění. [10]

Délka vodního skoku (vzdálenost mezi prouděním blízkým rovnoměrnému před a za vodním skokem) může být důležitá při návrhu kanálu. Ačkoliv jeho hodnota nemůže být vypočtena teoreticky, experimentální výsledky ukázaly, že, přes široké spektrum hodnot Froudova čísla, odpovídá délka skoku sedminásobku hloubky za vodním skokem. [18]

Z rovnice 1.38 je patrné, že čím větší je Froudovo číslo ( $Fr_1$ ) před vodním skokem, tím pádem rozdíl výšek hladin před a za skokem, tím silnější vodní skok je [8]. Experimentálními studii bylo zjištěno, že je možné vodní skok rozdělit do pěti kategorií v závislosti primárně na hodnotě Froudova čísla před skokem ( $Fr_1$ ) [7]. Toto rozdělení udává tabulka 1.3. Při proudění, která jsou těsně nadkritická se vodní skok jeví spíše jako stojatá vlna s nepatrnou změnou hloubky. V určitém rozsahu Froudova čísla je skok nestabilní s pravidelnými oscilacemi šířícími se po proudu. [10]

Tab. 1.3 Klasifikace vodního skoku [10]

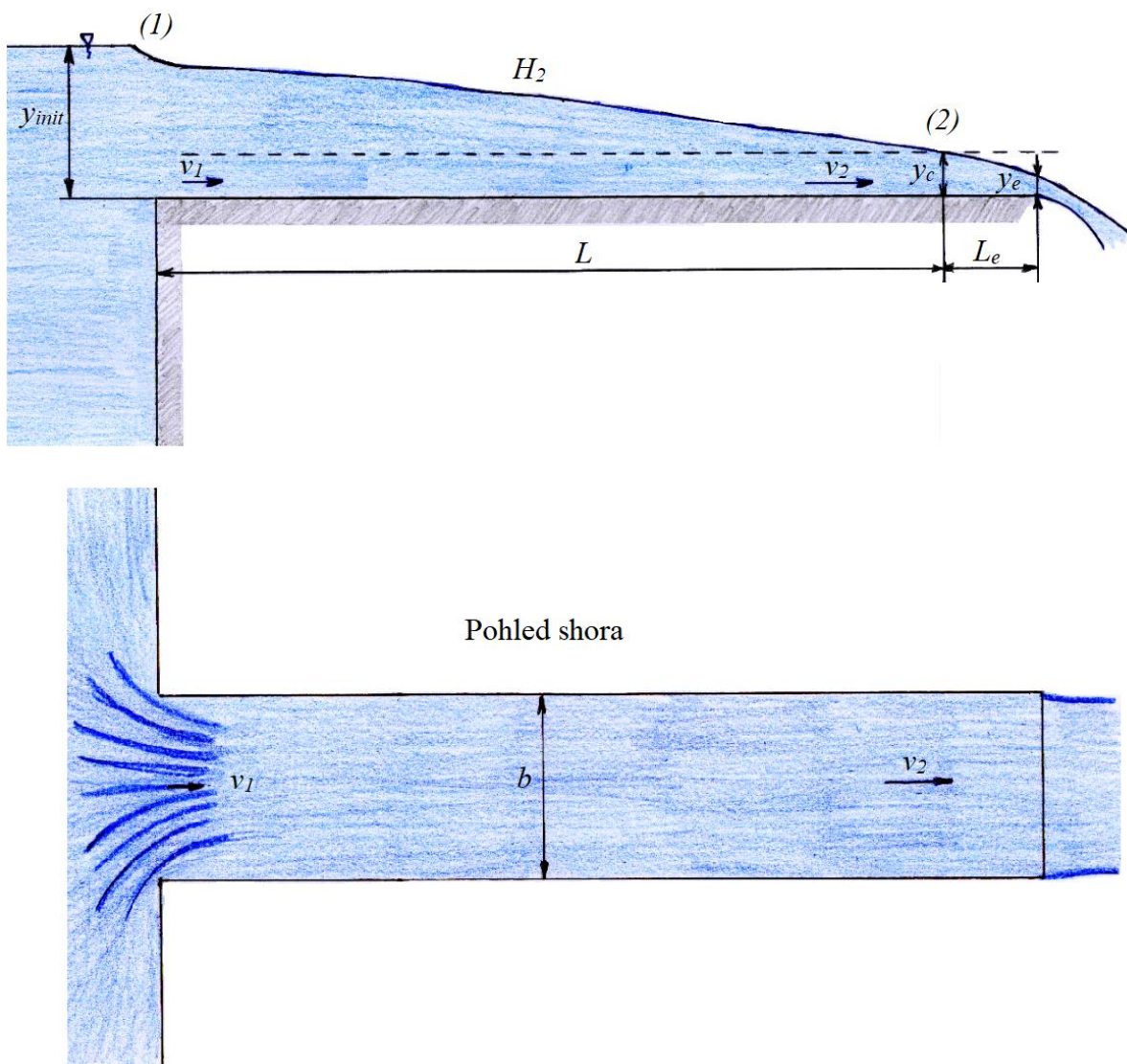
$Fr_1$	$y_1/y_2$	Popis	Profil hladiny
$< 1$	1	Skok není možný	
$1 \div 1.7$	$1 \div 2.0$	Stojatá vlna vlnitý skok	
$1.7 \div 2.5$	$2.0 \div 3.1$	Slabý skok	
$2.5 \div 4.5$	$3.1 \div 5.9$	Oscilující skok	
$4.5 \div 9.0$	$5.9 \div 12$	Prostý skok, stabilní	
$> 9$	$> 12$	Silný skok	

## 2 Výpočet horizontálního kanálu

Zadání této práce je také zjistit, jak se počítá kanál, jehož alespoň část je horizontální, tzn. má nulový sklon dna. V této části se pokusíme řešením diferenciální rovnice získat křivku průběhu hladiny.

### 2.1 Volba kanálu

Na začátku samotného výpočtu je nejprve zapotřebí stanovit si, jak bude kanál vypadat. Řekněme, že námi řešený kanál má obdélníkový průřez, který je po celé délce konstantní a navazuje na velkou nádrž s vodou, z níž voda volně vtéká (není vháněna) do kanálu a na jeho konci zase samovolně vytéká.



Obr. 2.1 Geometrie předpokládaného řešeného kanálu

### 2.2 Teoretická rozvaha

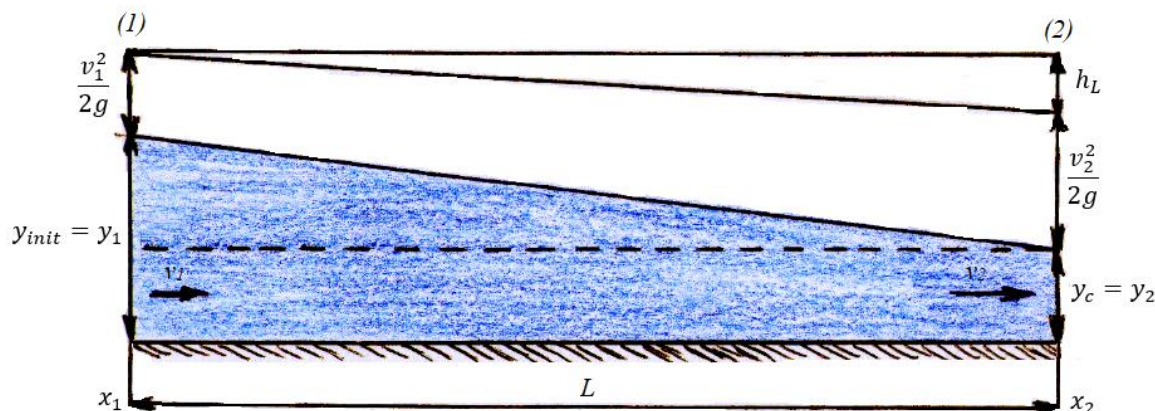
Podíváme-li se na geometrii kanálu, lze rozlišit jeho dvě specifické oblasti. První z nich je průřez 1, místo, kde kapalina z nádrže vtéká do kanálu. V této oblasti dochází k prudkému poklesu hladiny. Voda v nádrži má nulovou rychlost a v blízkém okolí vtoku do kanálu dochází k jejímu urychlení. S nárůstem rychlosti klesá výška (z rovnice kontinuity).

Dalším důvodem poklesu hladiny jsou také ztráty na vtoku do kanálu vznikající prouděním kapaliny okolo ostrých hran na přechodu nádrže na kanál.

Jak kapalina proudí kanálem, ztrácí svou výšku a zrychluje. V určité vzdálenosti od konce kanálu dochází k vyššímu nárůstu rychlosti vlivem výtoku kapaliny z kanálu. Pokud je proudění v kanálu podkritické, tj. sklon dna kanálu je záporný, nulový nebo mírný, pak hladina protíná kritickou výšku ještě před dosažením konce kanálu [19]. Výška hladiny na konci kanálu  $y_e$  je vyjádřena jako poměr koncové hloubky EDR (End Depth Ratio),  $EDR = y_e/y_c$  pro jehož hodnotu odpovídá vztah pro průtok  $Q$  na výtoku jako funkce  $y_e$  [19]. Tyto vztahy byly určeny na základě mnoha experimentů za předpokladu, že výtok z kanálu odpovídá ostrohrannému jezu, tlak se nemění hydrostaticky a zohledňuje se zakřivení proudu [20].

Avšak řešení tohoto problému je poměrně obsáhlé a jeho detailnější rozbor lze nalézt v použitých referencích [19], [20].

Ačkoliv obě výše zmíněné oblasti nejsou neřešitelné, jejich analýza a výpočet by byl obsáhlý a vyžadoval by, v ideálním případě, i experimentální ověření. Proto si dovolíme řešení oblasti u konce kanálu vypustit a omezíme se pouze na zbylou část, tzn. pouze úsek  $L$  a hloubku na konci kanálu budeme uvažovat kritickou  $y_c$ . Dovolíme si také zanedbat pokles výšky hladiny při vtoku do kanálu v průřezu 1 a prohlásíme výšku hladiny  $y_{init}$  jako výchozí. Stejně tak zanedbáme urychlení kapaliny v průřezu 1 budeme rychlost uvažovat, jako by před tímto úsekem byl proud kapaliny o určité rychlosti. Konečnou podobu námi řešeného kanálu lze vidět na obrázku 2.2.



Obr. 2.2 Geometrie skutečně řešeného kanálu

### 2.3 Diferenciální rovnice

Za předpokladu jednorozměrného stacionárního ( $dQ = 0$ ) lze s využitím rovnic 1.28 a 1.32 napsat rovnici pro změnu celkové energie:

$$\frac{dH}{dx} = \frac{dz}{dx} + \frac{dy}{dx} + \frac{v}{g} \frac{dv}{dx} = \frac{dz}{dx} + \frac{dy}{dx} - \frac{v}{y} \frac{v}{g} \frac{dy}{dx} = \frac{dz}{dx} + \frac{dy}{dx} - \frac{v^2}{gy} \frac{dy}{dx} \quad (2.1)$$

Jelikož je nulový sklon dna kanálu, pak  $dz/dx = 0$ . Část posledního členu rovnice odpovídá druhé mocnině Froudova čísla  $Fr = v/\sqrt{gy}$ .

Změnu ztrát na krátké vzdálenosti lze s využitím vztahu 1.14, kde délku kanálu  $L$  nahradíme délkou malého úseku  $x$ , zapsat jako

$$dh_L = f \frac{dx v^2}{R_h 8g}$$

$$\frac{dh_L}{dx} = \frac{f v^2}{R_h 8g}$$

S využitím vztahu  $C = \sqrt{8g/f}$  a dosazením za  $v = Q/A_c$  dostaneme

$$\frac{dh_L}{dx} = \frac{f v^2}{8g R_h} = \frac{1}{C^2} \frac{Q^2}{A_c^2 R_h} \quad (2.2)$$

Jak bylo psáno v kapitole postupně se měnícího proudění, změna celkové energie odpovídá záporné změně ztrát. Proto s využitím vztahů 1.29 a 2.2 dosazením do rovnice 2.1 získáme

$$-\frac{1}{C^2} \frac{Q^2}{A_c^2 R_h} = \frac{dy}{dx} - Fr^2 \frac{dy}{dx}$$

Osamostatněním  $dy/dx$  na jedné straně dostaneme diferenciální rovnici pro postupně se měnící proudění v horizontálním kanálu.

$$\frac{dy}{dx} = -\frac{Q^2}{(1 - Fr^2) A_c^2 R_h C^2} \quad (2.3)$$

Pro vyřešení rovnice v Matlabu je nyní zapotřebí ještě všechny veličiny vyjádřit jako funkce hloubky  $y$ . Využijeme-li vztahy, se kterými jsme doposud pracovali, tzn. 1.3, 1.4a, 1.23.,  $A_c = by$  a  $Q = vA_c$ , dostaneme

$$\begin{aligned} \frac{dy}{dx} &= -\frac{Q^2}{\left(1 - \frac{v^2}{gy}\right) b^2 y^2 R_h \frac{a^2}{n^2} R_h^{\frac{2}{3}}} = -\frac{Q^2 n^2}{\left(1 - \frac{Q^2}{b^2 y^3 g}\right) b^2 y^2 a^2 R_h^{\frac{8}{6}}} = \\ &= -\frac{Q^2 n^2}{\left(1 - \frac{Q^2}{b^2 y^3 g}\right) b^2 y^2 a^2 \left(\frac{by}{b+2y}\right)^{\frac{8}{6}}} \\ \frac{dy}{dx} &= -\frac{Q^2 n^2}{\left(b^2 y^2 - \frac{Q^2}{yg}\right) a^2 \left(\frac{by}{b+2y}\right)^{\frac{8}{6}}} \quad (2.4) \end{aligned}$$

Z rovnice kontinuity víme, že pokud klesá hloubka, narůstá rychlost. Proto si podobným způsobem vyjádříme i diferenciální rovnici pro průběh rychlosti v závislosti na délce kanálu, abychom si ověřili, že tato zákonitost platí. Využijeme rovnice 1.32 a vyjádříme se  $dy/dx$ . Dále použijeme rovnici 2.2 a vše dosadíme do rovnice 1.28. Pak

$$-\frac{1}{C^2} \frac{v^2}{R_h} = \left(-\frac{y}{v} + \frac{v}{g}\right) \frac{dv}{dx} \quad (2.5)$$

Následně si z rovnice kontinuity vyjádříme hloubku  $y = Q/vb$ . Dosadíme-li za  $y$  do vztahu hydraulického poloměru 1.3, získáme

$$R_h = \frac{by}{2y + b} = \frac{\frac{bQ}{vb}}{b + \frac{2Q}{vb}} = \frac{\frac{Q}{v}}{\frac{vb^2 + 2Q}{vb}} = \frac{bQ}{vb^2 + 2Q} \quad (2.6)$$

Po dosazení rovnice 2.6 a hloubky  $y = Q/vb$  do rovnice 2.5, získáme po několika úpravách diferenciální rovnici pro změnu rychlosti po délce kanálu

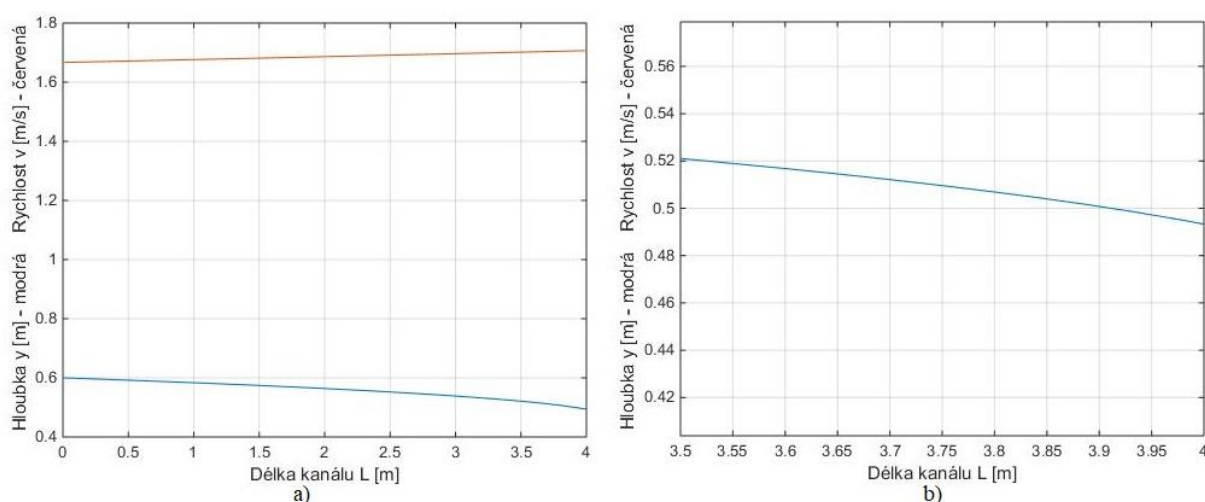
$$\frac{dv}{dx} = \frac{n^2 v^4 b g}{a^2 \left( \frac{bQ}{b^2 v + 2Q} \right)^{8/6} (gQ + v^3 b)} \quad (2.7)$$

## 2.4 Řešení

Pro výpočet je zapotřebí zvolit si vstupní parametry kanálu i proudu. Řekněme, že námi uvažovaný kanál bude mít šířku  $b = 0,5 \text{ m}$ , konstantní průtok  $Q = 0,5 \text{ m}^3/\text{s}$ , počáteční výšku na vtoku  $y_{init} = 0,6 \text{ m}$  a jeho stěny budou z nehlazeného betonu, pro nějž z tab. 1.1 odpovídá střední hodnota Manningova koeficientu  $n = 0,017$ . Rozměrová konstanta  $a = 1 \text{ m}^{1/3}/\text{s}$ . Na základě zvolených parametrů spočítáme počáteční rychlost z rovnice kontinuity. Z teoretické rozvahy víme, že koncový bod našeho řešení by měl odpovídat kritické hloubce  $y_c$ . Předpokládané řešení je, že pokud průtok  $Q$  a šířka kanálu  $b$  budou konstantní, pak pro zvolenou počáteční hloubku hladina po určité vzdálenosti vždycky dosáhne stejné kritické hloubky na konci kanálu. Pro zvolené vstupní parametry je možné kritickou hloubku spočítat ze vztahu 1.5 a její hodnota je

$$y_c = \sqrt[3]{\frac{Q^2}{gb^2}} = \sqrt[3]{\frac{0,5^2}{9,81 \cdot 0,5^2}} = 0,46714 \text{ m} \quad (2.5)$$

Zvolíme-li si délku kanálu  $L = 4 \text{ m}$  a pomocí zdrojového kódu Matlabu (viz. Příloha 1) provedeme první výpočet diferenciálních rovnic 2.4 a 2.7 s hodnotami výše zvolenými, výsledkem je průběh hladiny a rychlosti po délce kanálu.

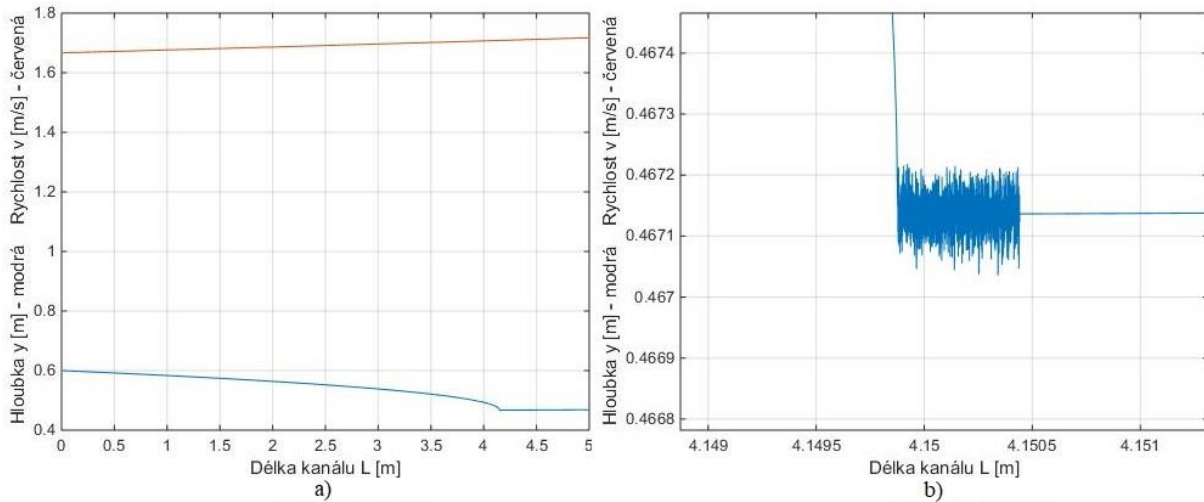


Obr. 2.3 a) Průběh hladiny a rychlosti po 1. výpočtu b) detail

Jak vidět hned po prvním výpočtu, průběh hladiny nebude lineární, jak je naznačeno na obrázku 2.2. I rychlost roste s klesající hloubkou. Avšak délku kanálu jsme zvolili malou, neboť po



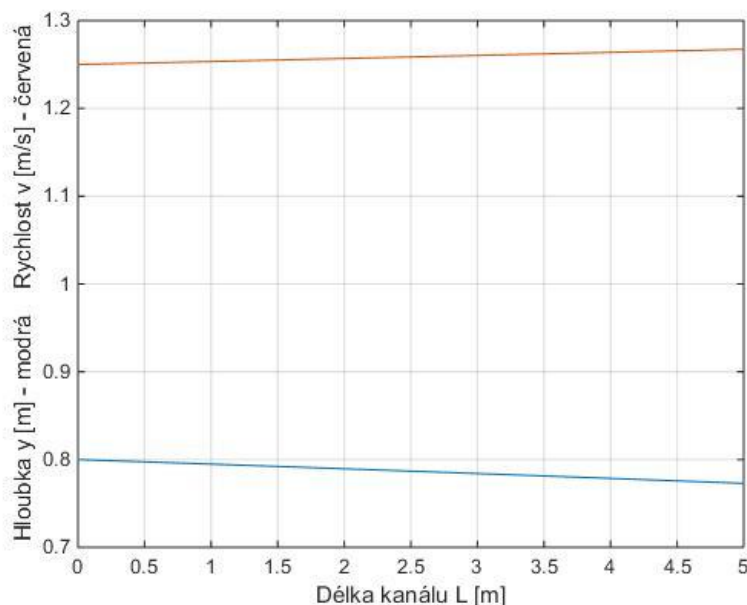
čtyřech metrech hladina nedosáhla kritické hloubky. Zvolíme proto délku kanálu  $L = 5 \text{ m}$  a výpočet opakujeme.



Obr. 2.4 a) Průběh hladiny a rychlosti po 2. výpočtu b) detail

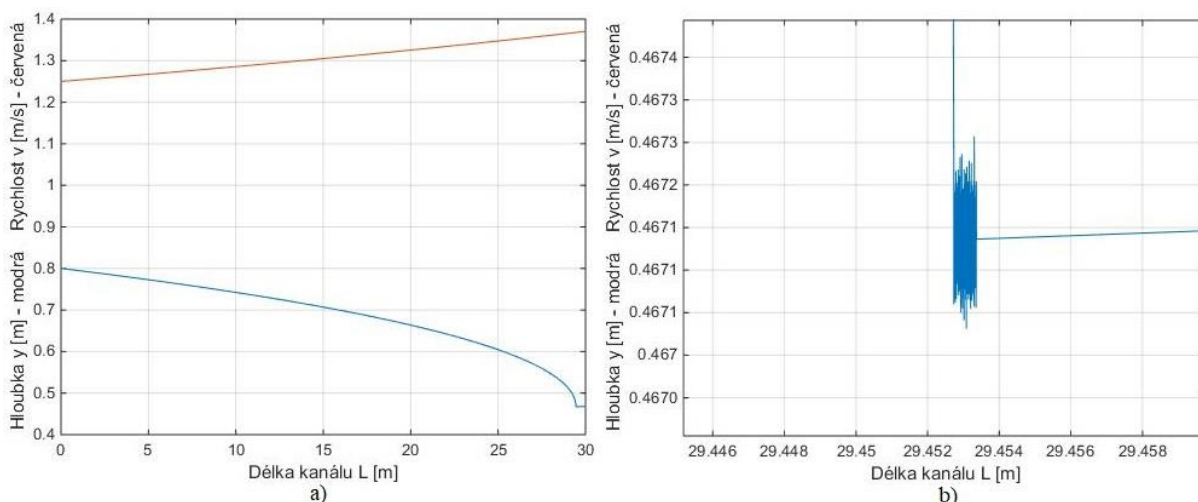
Z obrázku je patrné, že hladina opravdu po určité délce dosáhla námi spočtené kritické hloubky. Viditelné oscilace na detailu vznikají pravděpodobně proto, že při dosažení kritické hloubky se mění typ proudění, tím pádem podmínky a rovnice 2.4 přestává platit.

Abychom si však ověřili, že hladina skutečně dosáhne stejné kritické hloubky, změněme-li počáteční hloubku, ponecháme proto délku kanálu  $L = 5 \text{ m}$  a počáteční hloubku změněme na  $y_{init} = 0,8 \text{ m}$ . Provedeme třetí výpočet.



Obr. 2.5 Průběh hladiny a rychlosti po 3. výpočtu

Na první pohled je zřejmé, že délku kanálu budeme muset zvolit podstatně větší, abychom zjistili, jaké hodnoty hladina dosáhne. Zvolíme proto délku kanálu  $L = 30 \text{ m}$  a provedeme 4. výpočet.

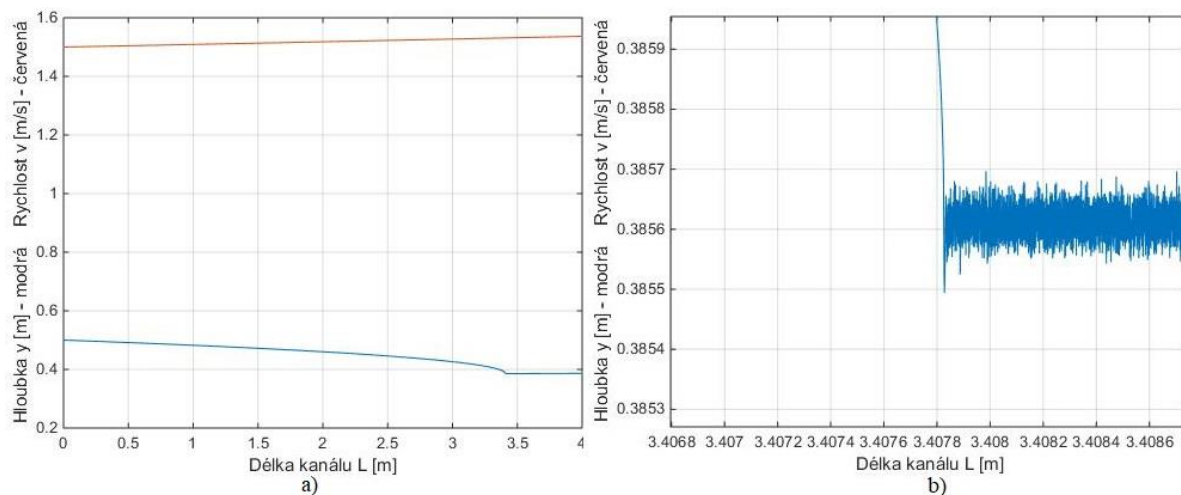


Obr. 2.6 a) Průběh hladiny a rychlosti po 4. výpočtu b) detail

Z obrázku 2.6 se můžeme domnívat, že náš předpoklad řešení byl správný. Abychom však si potvrdili, že je tomu tak, zvolíme jiné vstupní parametry. Ponecháme stejný Manningův součinitel  $n$  a zvolíme počáteční hloubku  $y_{init} = 0,5 \text{ m}$ , průtok  $Q = 0,3 \text{ m}^3/\text{s}$ , délku kanálu  $L = 4 \text{ m}$  a šířku kanálu  $b = 0,4 \text{ m}$ . Těmto hodnotám odpovídá kritická hloubka

$$y_c = \sqrt[3]{\frac{Q^2}{gb^2}} = \sqrt[3]{\frac{0,3^2}{9,81 \cdot 0,4^2}} = 0,3856 \text{ m} \quad (2.6)$$

Provedeme pátý výpočet.



Obr. 2.7 a) Průběh hladiny a rychlosti po 5. výpočtu b) detail

## 2.5 Výsledek

Jak je vidět obrázcích, vypočtené hodnoty kritické hloubky odpovídají kritické hloubce, které dosáhly průběhy hladin, což dokazuje, že náš předpoklad řešení byl správný.

Z řešení z druhého a čtvrtého výpočtu je patrné, že pokud (uvažujeme kanál bez volného výtoku na konci, tj. náš případ počítaného kanálu) má kanál na začátku při stejném průtoku větší hloubku, pak průřez na začátku je větší a tím pádem z rovnice kontinuity menší rychlost, což má za následek delší průběh hladiny k dosažení kritické hloubky.

## **DISKUSE**

Řešení průběhu hladiny danou rovnicí je limitováno hodnotou kritické hloubky. Jak je vidět z obrázků, výpočet po dosažení kritické hloubky začíná oscilovat a dále se již nechová dle předpokladů. To je pravděpodobně způsobeno tím, že rovnice (2.4) je omezena pouze na výpočet průběhu hladiny, kdy kritická hloubka je výchozím nebo koncovým bodem výpočtu (to lze vidět i na obr. 1.19.), tzn. nejsme schopni vyřešit přechod mezi podkritickým a nadkritickým prouděním.

Aby bylo možné ověřit reálnost vypočtených výsledků, bylo by vhodné provést i experiment. Pro úplné vyřešení celého, na začátku předpokládaného, kanálu by bylo zapotřebí detailnějšího prostudování obou neuvažovaných oblastí, tj. vtoku a volného výtoku z kanálu



## **ZÁVĚR**

V této práci jsme se seznámili s druhy proudění v kanálech, s problémy vznikajícími při jejich návrhu a rovnicemi, jichž se při návrhu kanálů využívá. Dále jsme si ukázali způsob řešení horizontálního kanálu. Práce může být užitečným a přehledným zdrojem k získání potřebných primárních znalostí k dalšímu studiu oblasti hydromechaniky zabývající se prouděním s volnou hladinou.

## SEZNAM POUŽITÝCH ZDROJŮ

- [1] ROUSE, Hunter a Simon INCE. *History of hydraulics*. New York: Dover Publications, 1957.
- [2] WANG, Lawrence a Chih YANG. *Modern water resources engineering*. 1. New York: Humana Press, 2014. Handbook of environmental engineering, v. 15. ISBN 978-1-62703-594-1.
- [3] VALTIAGO, Edgar. Aqueduct of Padre Tembleque. In: *World Heritage Convention* [online]. Paris: Espacio de la Imagen, 2012 [cit. 2018-04-17]. Dostupné z: [https://whc.unesco.org/uploads/thumbs/site\\_1463\\_0007-500-334-20150610142312.jpg](https://whc.unesco.org/uploads/thumbs/site_1463_0007-500-334-20150610142312.jpg)
- [4] PALLOVÁ, Hana. Historie. *Čeňkova pila* [online]. Rejštejn: Pavlín, 2001 [cit. 2018-04-24]. Dostupné z: [http://www.cenkovapila.cz/ind\\_cs.htm](http://www.cenkovapila.cz/ind_cs.htm)
- [5] Schwarzenberský kanál. In: *Helena Božková* [online]. Božková, 2015 [cit. 2018-04-17]. Dostupné z: <http://helena-bozkova.cz/narozeninovy-darek/>
- [6] ROUP, Radomír. Vantroky. In: *Vodní mlýny* [online]. Šimek, 2013 [cit. 2018-04-17]. Dostupné z: <http://vodnimlyny.cz/mlyny/objekty/images/?paginator-page=139>
- [7] ÇENGEL, Yunus a John CIMBALA. *Fluid mechanics: fundamentals and applications*. 2nd ed. Boston: McGraw-Hill Higher Education, 2010. ISBN 978-0-07-352926-4.
- [8] [Derivation of the Equations of Open Channel Flow]. In: *Caltech* [online]. Carolina: CALIFORNIA INSTITUTE OF TECHNOLOGY, 2011 [cit. 2018-04-07]. Dostupné z: <http://www.its.caltech.edu/~ce112/chapter2text.pdf>
- [9] *Velocity distribution* [online]. In: . San Diego: Ponce, c1999-2018 [cit. 2018-04-23]. Dostupné z: <http://xon.sdsu.edu/onlinevelocitycoefficients.php>
- [10] MUNSON, Bruce, Donald YOUNG a T. OKIISHI. *Fundamentals of fluid mechanics*. 5th ed. Hoboken, NJ: J. Wiley & Sons, 2006. ISBN 978-0-471-67582-2.
- [11] MATTAS, Daniel. *Výpočet průtoku v otevřených korytech*. Vyd. 1. Praha: Výzkumný ústav vodohospodářský T.G. Masaryka, 2014. ISBN 978-80-87402-27-6.
- [12] CHOW, Ven. *Open-Channel Hydraulics*. New York: McGraw-Hill Book Company, 1959.
- [13] CAN, Emre. Open channel hydraulics 1. In: *T.C. İSTANBUL KÜLTÜR UNIVERSITY* [online]. Instabul: Dundar, 2009 [cit. 2018-04-11]. Dostupné z:

<http://web.iku.edu.tr/~asenturk/Microsoft%20PowerPoint%20-%20open-channel%201.pdf>

- [14] BAKHMETEV, B. *Hydraulics of open channels*. 1st ed. New York and London: McGraw-Hill book company, inc., 1932.
- [15] Tabulkový katalog drsností. In: *Katalog drsností* [online]. Brno: Smelik, 2011 [cit. 2018-05-06]. Dostupné z: <https://sites.google.com/site/katalogdrsnosti/home>
- [16] SUBRAMANYA, K. *Flow in open channels*. 2nd ed. New Delhi: Tata McGraw-Hill, 1997. ISBN 9780074624463.
- [17] River Hydraulics and Channel Form. In: *Simon Fraser University* [online]. Burnaby: Hickin, 2009 [cit. 2018-04-17]. Dostupné z: <http://www.sfu.ca/~hickin/FLUIDS/Chapt3-Momentum.pdf>
- [18] FRENCH, Richard. *Open-channel hydraulics*. New York: McGraw-Hill, 1985. ISBN 0070221340.
- [19] VATANKHAH, Ali. Power-law free overfall in subcritical flow regime. *Ain Shams Engineering Journal* [online]. New York: Elsevier, 2015, **6**(2), 399-402 [cit. 2018-05-5]. ISSN 2090-4479. Dostupné z: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S2090447914001518#bg005>
- [20] BEIRAMI, M. FREE OVERFALL IN CHANNELS WITH DIFFERENT CROSS SECTIONS AND SUB-CRITICAL FLOW. *Iranian Journal of Science & Technology*. Iran: Shiraz University, 2006, **30**(1), 97-105. ISSN 2228-6160.

## SEZNAM POUŽITÝCH SYMBOLŮ A ZKRATEK

Symbol	Veličina	Jednotka
$Q$	Průtok	$m^3 \cdot s^{-1}$
$Re$	Reynoldsovo číslo	–
$\rho$	Hustota	$kg \cdot m^{-3}$
$v$	Střední rychlost	$m \cdot s^{-1}$
$R_h$	Hydraulický poloměr	$m$
$\mu$	Dynamická viskozita	$N \cdot s \cdot m^{-2}$
$\nu$	Kinematická viskozita	$m^2 \cdot s^{-1}$
$A_c$	Plocha příčného průřezu proudu	$m^2$
$O$	Omočený obvod	$m$
$b$	Šířka kanálu	$m$
$y$	Hloubka	$m$
$x$	Vzdálenost ve směru proudu	$m$
$g$	Tíhové zrychlení	$m \cdot s^{-2}$
$L_c$	Charakteristická délka	$m$
$y_h$	Hydraulická výška	$m$
$L_t$	Šířka hladiny	$m$
$Fr$	Froudovo číslo	–
$c$	Rychlost šíření vlny	$m \cdot s^{-1}$
$y_c$	Kritická hloubka	$m$
$H$	Celková mechanická energie	$J$
$p$	Tlak	$Pa$
$z$	Vyvýšení kanálu	$m$
$E_s$	Specifická energie	$J$
$E_{s \min}$	Kritická energie	$J$
$v_c$	Kritická rychlost	$m \cdot s^{-1}$
$h_L$	Ztráty třením	$m$
$f$	Střední třecí faktor	–
$L$	Délka	$m$
$D_h$	Hydraulický průměr	$m$
$S_0$	Sklon dna kanálu	–
$S_f$	Třecí sklon	–
$\alpha$	Úhel sklonu dna kanálu	$^\circ$
$y_n$	Normální hloubka	$m$
$v_0$	Střední rychlost při rovnoměrném proudění	$m \cdot s^{-1}$
$C$	Chezyho součinitel	$m^{1/2} \cdot s^{-1}$
$n$	Manningův součinitel	–
$a$	Rozměrová konstanta	$m^{1/3} \cdot s^{-1}$

<b>Symbol</b>	<b>Veličina</b>	<b>Jednotka</b>
$F$	Síla	$N$
$G$	Gravitační síla	$N$
$F_t$	Třecí síla	$N$
$\tau$	Tečné napětí	$Pa$
$V_0$	Kontrolní objem	$m^3$
$h_L/y_1$	Bezrozměrné ztráty	–
$y_{init}$	Počáteční hloubka	$m$
$y_e$	Koncová hloubka	$m$
$L_e$	Koncová délka	$m$

## SEZNAM OBRÁZKŮ

- Obr. 1.1 Akvadukt vodního systému Padre Tembleque v Mexiku [3]
- Obr. 1.2 Schwarzenberský kanál [5]
- Obr. 1.3 Vantroky [6]
- Obr. 1.4 Rozložení rychlostí [9]
- Obr. 1.5 Klasifikace proudění v kanálu [7]
- Obr. 1.6 Šíření malých povrchových vln [13]
- Obr. 1.7 Definice proudění podmínkou kritické proudění [7]
- Obr. 1.8 Specifická energie a celková mechanická energie [7]
- Obr. 1.9 Diagram specifické energie [7]
- Obr. 1.10 Celková mechanická energie ve 2 průřezech [7]
- Obr. 1.11 Rovnoměrné proudění [7]
- Obr. 1.13 Úsek kanálu při postupně se měnícím proudění popsaný diferencially [7]
- Obr. 1.14 Kanál s mírným sklonem
- Obr. 1.15 Kanál s kritickým sklonem [10]
- Obr. 1.16 Kanál se strmým sklonem
- Obr. 1.17 Kanál s horizontálním sklonem [10]
- Obr. 1.18 Kanál s negativním sklonem [10]
- Obr. 1.19 Profily hladin při změně sklonu dna [16]
- Obr. 1.20 Geometrie vodního skoku
- Obr. 1.21 Geometrie vodní skoku bez sklonu a tření s diagramem specifické energie [7]
- Obr. 1.22 Poměr výšek hladin a bezrozměrných ztrát jako funkce Froudova čísla [10]
- Obr. 2.1 Geometrie předpokládaného řešeného kanálu
- Obr. 2.2 Geometrie skutečně řešeného kanálu
- Obr. 2.3 a) Průběh hladiny a rychlosti po 1. výpočtu b) detail
- Obr. 2.4 a) Průběh hladiny a rychlosti po 2. výpočtu b) detail
- Obr. 2.5 Průběh hladiny a rychlosti po 3. výpočtu
- Obr. 2.6 a) Průběh hladiny a rychlosti po 4. výpočtu b) detail
- Obr. 2.7 a) Průběh hladiny a rychlosti po 5. výpočtu b) detail

## **SEZNAM TABULEK**

Tab. 1.1 Hodnoty Manningova součinitele  $n$  [12] [13]

Tab. 1.2 Rozdělení profilů hladiny při postupně se měnícím proudění (GVF) [8]

Tab. 1.3 Klasifikace vodního skoku [10]

## **SEZNAM PŘÍLOH**

- 1 Zdrojový kód výpočtu v Matlabu