

Сл. 9.23 Кровни штит и врећаста устава (брана)

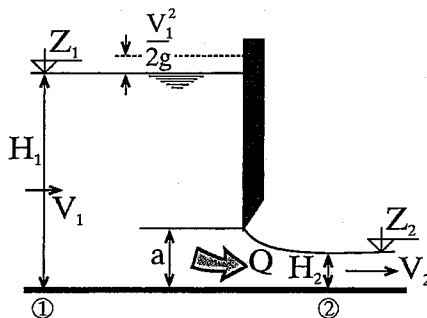
## IX.2 ТЕЧЕЊЕ ИСПОД ПОВРШИНСКИХ ЗАТВАРАЧА

Задатак површинских затварача (устава) је да омогуће контролисану евакуацију великих вода, односно захватање површинских вода за кориснике, као и регулацију нивоа испред устава. Зато је неопходно познавати *криву протицаја*, тј. везу између протицаја,  $Q$ , отвора затварача,  $a$ , и нивоа воде испред затварача,  $Z_1$  ( $Q=Q(Z_1, a)$  на сл.9.24). Ако је предвиђена и могућност потопљеног истицања (када је хидраулички скок “навучен” на уставу), потребно је у зависност укључити и коту низводног нивоа,  $Z_3$  ( $Q=Q(Z_1, a, Z_3)$ , на сл. 9.28).

*(Тако се у великом броју практичних задатака, геометрија прелива, прилазне деонице, као и облик и положај самог затварача намећу сложена струјања, која се не могу тачно описати нити решити упрошћеним једначинама (које се у ту сврху најчешће користе у прелиминарним анализама). Зато се код сваког важнијег објекта, пре израде главног пројекта, препоручује испитивање и побољшање пројектованог решења на физичком моделу. Уштеде које се оваквим испитивањима могу постићи, по правилу вишеструко надмашују цену моделских испитивања.)*

### Слободно (непотопљено) истицање

Код слободног истицања испод устава, скок је одбачен низводно од устава, и *ниво доње воде не утиче на истицање*, тј. на протицај, па је  $Q=Q(Z_1, a)$ . Слика 9.24 приказује слободно истицање испод табласте устава у каналу са *хоризонталним* дном. Устава је исте ширине,  $B$ , као и канал. (Случај са хоризонталним призматичним каналом је изабран ради прегледности излагања.) Написаће се енергетска једначина између пресека испред и иза устава:



Сл.9.24 Слободно истицање испод табласте устава

# IV

## УСТАВА КАО

### КОНТРОЛНИ ПРЕСЕК

Устав се користи као основа за контролisanje: усавештавање, финансирање и резултате финансирања и нивоа на великим броју хидротехн. објеката (канал - ЕО, изградња, захвата, канали, цесте за превознице и др.)

У овом се одређују управљиве институције - вода и "хидротехничка" институција, а је усавештавање и институција пресека, одговорно, одговорни закон.

У наставку се објашњава и постојећи "испад" цесте, одговорно финансирање институција цесте, иста институција цесте, вода и одговорни закон.

$$(9.9): \quad H_1 + \frac{V_1^2}{2g} = H_2 + \frac{V_2^2}{2g}(1 + \xi),$$

где је:  $\xi$  = губитак енергије, обично занемарљиво мали. Одавде се може изразити брзина у пресеку "2" иза уставе, као:

$$(9.10): \quad V_2 = \frac{1}{\sqrt{1+\xi}} \sqrt{2g \left( H_1 + \frac{V_1^2}{2g} - H_2 \right)} = C_V \sqrt{2g \left( H_1 + \frac{V_1^2}{2g} - H_2 \right)},$$

где је коефицијент брзине  $C_V = \frac{1}{\sqrt{1+\xi}}$ . Протицај,  $Q$ , једнак је:

$$(9.11): \quad Q = AV = B H_2 C_V \sqrt{2g \left( H_1 + \frac{V_1^2}{2g} - H_2 \right)}.$$

Ако се запази да је дубина у пресеку сужења  $H_2 = C_A a$  (где је  $C_A$  = коефицијент сужења – контракције) и да је  $V_1 = \frac{Q}{H_1 B}$ , једначина 9.11 постаје:

$$(9.12): \quad Q = B a C_A C_V \sqrt{2g \left( H_1 + \frac{Q^2}{2g(H_1 B)^2} - a C_A \right)}.$$

За задату когу нивоа воде,  $Z_1$ , односно задату висину испред уставе,  $H_1$  и задат отвор уставе,  $a$ , као и за усвојене вредности коефицијената брзине,  $C_V$ , и сужења,  $C_A$ , једначина 9.12 се решава по протицају,  $Q$ :

$$(9.12a): \quad Q = B a C_A C_V \sqrt{\frac{H_1(H_1 - a C_A)}{H_1^2 - a^2(C_A C_V)^2}} \sqrt{2g H_1} = B a C_Q \sqrt{2g H_1},$$

где је коефицијент протицаја  $C_Q = C_A C_V \sqrt{\frac{H_1(H_1 - a C_A)}{H_1^2 - a^2(C_A C_V)^2}}$ .

Ако је долазна брзина,  $V_1$ , мала, може се из једначине 9.12 изоставити брзинска висина,  $V_1^2/2g$ , па отпада потреба за решавањем квадратне једначине. (Једначина 9.12а може се добити и непосредно из енергетске једначине 9.9).

\* \* \*

Коефицијент брзине,  $C_V$ , је близак јединици, јер нема много препрека које ремете ток ( $C_V \cong 0.95 \div 1.0$ ). Ако се претпостави да је  $C_V = 1$ , (односно,  $\xi = 0$ ), енергетска једначина (9.9) може се написати као:

$$H_1 - H_2 = \frac{Q^2}{2g B^2} \frac{1}{H_1^2 H_2^2} (H_1^2 - H_2^2), \text{ па је:}$$

$$Q = B\sqrt{2g} \frac{H_1 H_2}{\sqrt{H_1 + H_2}} = B \frac{C_A}{\sqrt{\frac{H_1 + C_A a}{H_1}}} a \sqrt{2g H_1}, \text{ односно:}$$

$$(9.12b): \quad Q = B C_Q a \sqrt{2g H_1}, \text{ с тим што је } C_Q = \frac{C_A}{\sqrt{1 + C_A \frac{a}{H_1}}}.$$

Наравно, једначина 9.12b може се добити непосредно из једначине 9.12a, ако се усвоји да је коефицијент брзине  $C_V = 1$ .

Као што се види из до сада изложеног, при прорачуну криве протицаја за истицање испод затварача може се применити више различитих формула. За сваку од формула коефицијент протицаја има одговарајући облик, о чему треба водити рачуна при примени формула.

\* \* \*

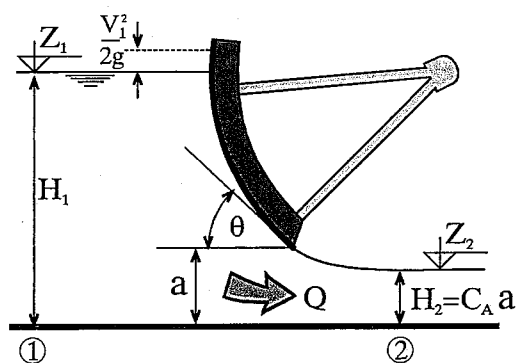
Коефицијент сужења—контракције,  $C_A$ , зависи од типа затварача и од степена отворености устава,  $a_* = a/H_1$ .

а) Код површинских *табластих устава* може се усвојити да је коефицијент сужења константан и износи  $C_A \cong 0.61$ .

б) Код *сегментних (радијалних) устава* коефицијент  $C_A$  зависи од угла под којим нож стоји у односу на хоризонталу:

$$(9.13): \quad C_A = 1 - 0.75 \frac{\theta}{90} + 0.36 \left( \frac{\theta}{90} \right)^2,$$

где је  $\theta$  угао у степенима (сл. 9.25).



Сл. 9.25 Слободно истицање испод радијалне устава

Закривљена контура сегментне уставе боље прати облик млаза него равна табласта устава, па је зато код сегментне уставе коефицијент сужења мањи, односно коефицијент истицања је већи.

\* \* \*

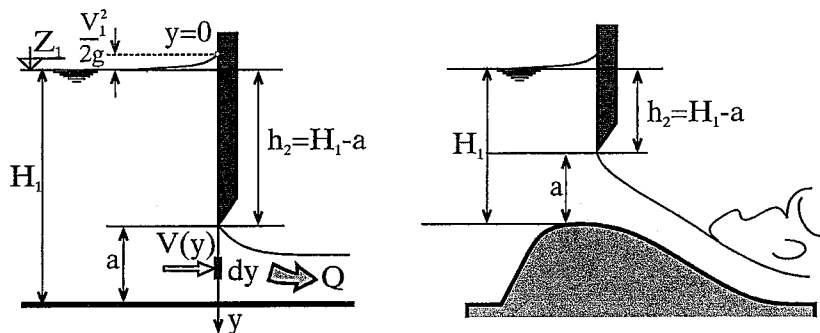
Када се устава потпуно подигне, на прагу се успоставља *слободно преливање*, које се описује уобичајеном једначином преливања (јед. 8.20а):

$$(9.14): \quad Q = C_p B \sqrt{2g} \left( H_1 + \frac{V_1^2}{2g} \right)^{\frac{3}{2}}$$

Тачније, експерименти су показали да се слободно преливање остварује и *пре потпуног подизања устава* изнад нивоа горње воде – чим однос  $a^* = a/H_1$  постане већи од  $\cong 0.8$  ( $a^* \geq 0.8$ ).

\* \* \*

Енергетском једначином 9.9 не може се добро описати течење при *великим вредностима отворености*  $a^* = a/H_1$ , јер распоред притиска у млазу не одговара хидростатичком (посебно код закривљених контура прелива), а распоред брзина је далеко од униформног, због изразите разлике притиска по дубини испред отвора. При малим отвореностима,  $a^*$ , закривљеност контуре прелива је мала, с обзиром на малу дебљину млаза, а распоред брзина у млазу је уједначенији због мале варијације притиска по дубини испред отвора (као код дубинских устава под високим притиском, сл. 9.42), па се једначина 9.9 може успешно применити.



Сл. 9.26 Истицање из великих отвора

Зависност  $Z_1$  од  $Q$  при великим отвореностима,  $a^*$ , може се добити на више начина. Најсигурније је користити резултате мерења на физичком моделу. Најједноставније је интерполовати вредности између чистог истицања (јед. 9.12), и чистог преливања (јед. 9.14). Амерички аутори (USBR 1987, USA COPRS 1977) за течење испод табласте устава препоручују зависност која се заснива на прорачуну истицања из великих отвора (сл. 9.26).

Ако се привремено занемари утицај сужења млаза и закривљености струјница, брзина  $V(y)$  на растојању  $y$  (мерено испод енергетске коте уставе, сл. 9.26), биће према Бернулијевој једначини за струјницу:

$$(9.15): \quad V(y) = \sqrt{2gy}, \text{ а елементарни протицај:}$$

$$(9.16): \quad dQ(y) = B V(y) dy = B \sqrt{2gy} dy.$$

Интегрисањем једначине 9.16 по отвору  $a = H_1 - h_2$  (сл. 9.26), добија се теоријски протицај  $Q'$  (без сужења – контракције):

$$(9.17): \quad Q' = \int_{h_2 + \frac{V_1^2}{2g}}^{H_1 + \frac{V_1^2}{2g}} B \sqrt{2gy} dy = \frac{2}{3} B \sqrt{2g} \left[ \left( H_1 + \frac{V_1^2}{2g} \right)^{\frac{3}{2}} - \left( h_2 + \frac{V_1^2}{2g} \right)^{\frac{3}{2}} \right].$$

Када се обрачуна и сужење млаза, добија се стварни протицај,  $Q$ :

$$(9.18): \quad Q = C_{Q1} B \sqrt{2g} \left[ \left( H_1 + \frac{V_1^2}{2g} \right)^{\frac{3}{2}} - \left( h_2 + \frac{V_1^2}{2g} \right)^{\frac{3}{2}} \right],$$

где је  $C_{Q1} = 2/3 C_A$ .

Експерименти су показали (USA CORPS 1977) да је коефицијент истицања из јед. 9.18 приближно једнак коефицијенту преливања (при паду  $H_1$ ) из једначине 9.14 (тј.  $C_{Q1} = C_P$ ), па се може написати да је:

$$(9.19): \quad Q = C_P B \sqrt{2g} \left[ \left( H_1 + \frac{V_1^2}{2g} \right)^{\frac{3}{2}} - \left( h_2 + \frac{V_1^2}{2g} \right)^{\frac{3}{2}} \right].$$

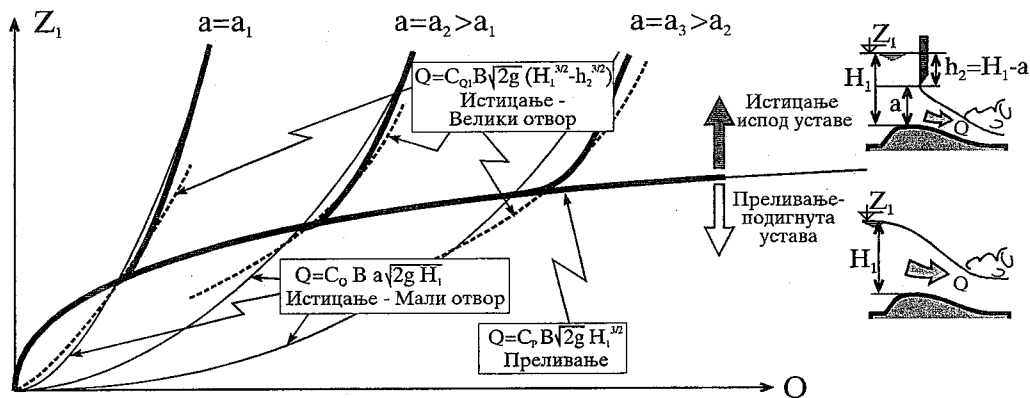
При малим долазним брзинама, брзинска висина,  $V_1^2/2g$ , се може занемарити.

Треба водити рачуна да једначина 9.19 не даје исправна решења за отворе који су блиски потпуно подигнутом положају уставе ( $a \approx 0.8$ , где важи једначина преливања 9.14), нити за мале отворе (где важи једначина 9.12). Прелаз између “чистог истицања” (јед. 9.12) на истицање кроз “велике отворе” (јед. 9.19) и даље на преливање (јед. 9.14) је постепен и треба га описати благим прелазницама на кривој протицаја (сл. 9.27).

На основу једначина (9.9) и (9.19) и опсежних лабораторијских испитивања, Nager и Vrempen (1988) предлажу једначину која обједињује струјање при малим и великим отворима:

$$(9.20): \quad Q = Q_{PR} \left[ \left( \frac{H_1}{H_R} \right)^{\frac{3}{2}} - \left( \frac{H_1}{H_R} - \frac{a}{H_R} \right)^{\frac{3}{2}} \right] \left( \frac{1}{6} + \frac{a}{H_R} \right)^{\frac{1}{5}},$$

где су:  $Q_{PR}$  = рачунски протицај прелива (протицај према коме је димензионисана преливна контура), а  $H_R$  = рачунски пад испред прелива.



Сл. 9.27 Крива протицаја испод устава за слободно (непотопљено) течење

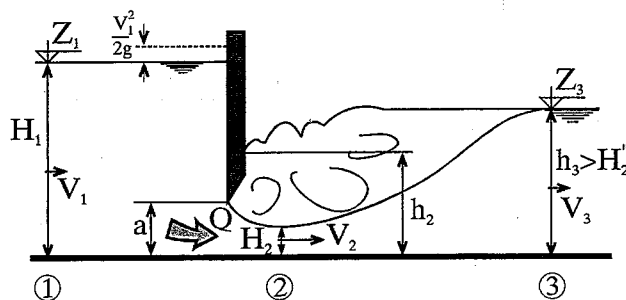
\* \* \*

Да би се избегло нестабилно течење низводно од устава, треба обезбедити неопходну силовитост струјања. Обично је довољно да Фрудов број у пресеку "2" иза устава буде  $F_{R2} = V_2^2 / (g H_2) > 1.5$ .

### Потопљено Истицање

Код потопљеног истицања скок је навучен на устави. Доња вода је превише висока и ствара сувише велику силу притиска да би је млаз испод устава "савладао" и одбацио хидраулички скок низводно од устава. Другим речима, када је спрегнута дубина млаза испод устава мања од дубине у низводном каналу,  $H_2'' < h_3$ , скок је навучен и истицање је потопљено.

Потопљено течење испод устава, како је напред речено, може да доведе до вибрација услед периодичног померања вртлога у ваљку скока. Ипак, у одређеним топографским условима (равничарски предели) потопљено истицање се мора прихватити као једино могуће решење.



Сл. 9.28 Потопљено истицање испод устава

- XXK-95

Слика 9.28 приказује потопљено истицање испод табласте уставе у правоугаоном призматичном каналу са хоризонталним дном. Задатак је да се одреди протицај,  $Q$ , за задате нивое горње и доње воде,  $Z_1$  и  $Z_3$  и отвор уставе,  $a$ .

За разлику од слободног истицања овде се јавља додатна непозната – дубина воде непосредно иза уставе,  $h_2$  (сл. 9.28), па је поред енергетске једначине између пресека “1” и “2” потребан још један услов. То је *једначина одржања количине кретања* (једначина сила) између пресека “2” и “3”. (Између пресека “2” и “3” се не може користити једначина енергије, јер се не зна губитак у ваљку скока.)

Притисак у пресеку “2” се рачуна са дубином,  $h_2$  (она одређује ниво, а тиме и притисак), док се брзина  $V_2$  рачуна преко сужене дубине  $H_2 = C_A a$ . (Млаз протиче кроз пресек одређен дубином  $H_2$ , док се у слоју изнад млаза образује вртложни ваљак, који притиска млаз, уједно му одузимајући енергију кроз повратно струјање у вртлозима.)

Према горе наведеном, енергетска једначина између пресека “1” и “2” ће се написати као:

$$(9.21): \quad H_1 + \frac{Q^2}{2g(H_1 B)^2} = h_2 + \frac{Q^2}{2g(a C_A B)^2} (1 + \xi),$$

а једначина сила између пресека “2” и “3” биће:

$$(9.21a): \quad \rho g \frac{h_2^2}{2} B + \rho \frac{Q^2}{a C_A B} = \rho g \frac{h_3^2}{2} B + \rho \frac{Q^2}{h_3 B}.$$

За задате нивое горње и доње воде,  $Z_1$  и  $Z_3$ , систем једначина 9.21 и 9.21a може се решити итеративно по променљивима  $Q$  и  $h_2$ . Када се одређује крива протицаја, једноставније је изабрати парове вредности  $h_3$  и  $Q$  (односно  $Z_3$  и  $Q$ ), па експлицитно решити једначину 9.21a по дубини  $h_2$ , а затим срачунати дубину  $H_1$  (односно коту нивоа  $Z_1$ ) из једначине 9.21.

### IX.3 ДУБИНСКИ ЗАТВАРАЧИ

Дубинским затварачима контролишу се затварање и отварање довода под притиском: темељних испуста, дубинских захвата доводних тунела, цевовода хидроелектрана, и сл. Често се као дубински затварачи примењују табласти (клизећи и котрљајући) и сегментни затварачи, који се такође користе и као површински. За разлику од прелива и површинских захвата, за дубинско затварање се користе и затварачи са *кружним* отвором попречног пресека. Затварачи кружног пресека су повољнији са гледишта примања оптерћења и заптивања и не захтевају прелазне деонице (са круга на правоугаоник), као затварачи правоугаоног пресека.

Дубински затварачи могу бити намењени за *регулацију* протицаја, за *ремонт*, а могу служити и као *брзи хаваријски* затварачи. Од улоге ће често зависити тип затварача, положај дуж довода, као и начин заптивања.

*Регулациони* затварачи се користе код темељних испуста акумулација, за испуштање минималног гарантованог протицаја (биолошког минимума), код довода за наводњавање и



# V БЪРЗОТОЧУМ —

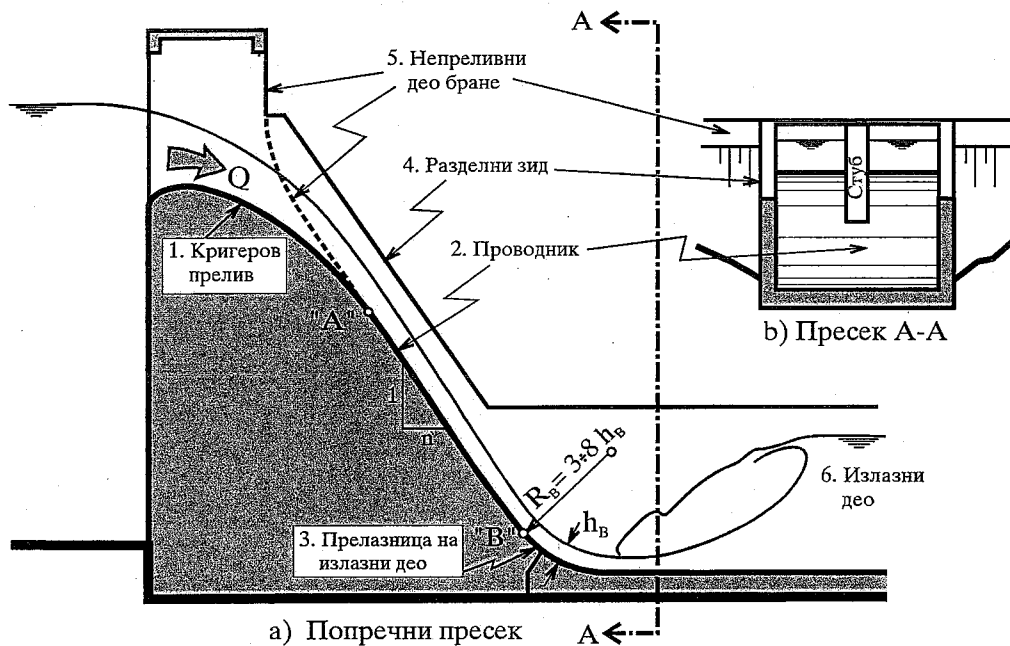
## КАНАЛИ У ИЗРАЗНО

### БЪРНОМ ТОКУ

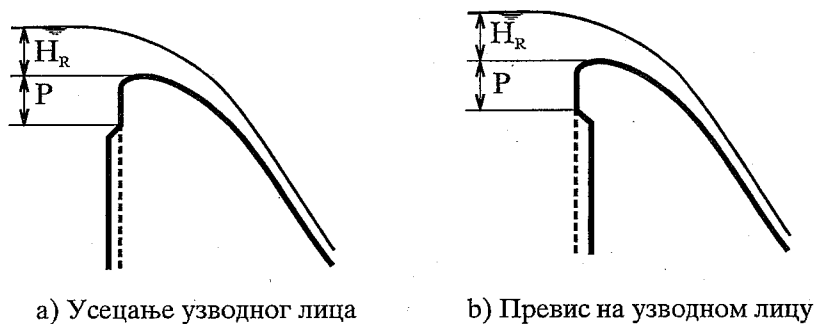
Брзотоуи су вена засигурене конструиране кон електричних органа, а у различним објекта пловача а и кон другим конструкцијама (научаи, уредба)

Кон ЕО брзотоуи могу бити у:

- a) класичној гравној брзоти — са израженом левом и десном, обично саме мурине, и без уредба.
- b) кон уредбама гравно са брзотом, где у најчешће у "двостран" (или двостран) уредба (само кон брзоти), може изградити и са преклопањима. (Ове кон дефиницију и кон "класично" брзоти.)



Сл. 8.24 Преливна брана



Сл. 8.25 Повезивање узводног лица бране са контуром прелива

\* \* \*

Код преливне бране, за разлику од *класичног брзотока*,<sup>1</sup> ширина корита најчешће је једнака ширини прелива и умирујућег базена, с обзиром да овде брзоток знатно мање утиче на коштање целог евакуационог објекта од преливног дела и базена. Зато се обично не ради оптимизација ширине корита, па је при димензионисању брзотока довољно (само) одредити висину *разделних зидова*, којима се преливена вода каналише низ преливни део бране (сл. 8.24). Да би се одредила висина разделних зидова потребно је срачунати дубину воде дуж брзотока –

<sup>1</sup> Под класичним брзотоком се подразумева канал – проводник за прелив који није у склопу тела бране; класичан брзоток је мањег пада него што је пад низводног лица преливне бране.

XK 98-

XKK

линију нивоа. Уз то су дубина и брзина млаза на крају брзотока потребни за димензионисање излазног дела евакуатора.

Струјање у брзотоку је сложеније од струјања у “обичном” каналу са малим подужним нагибом (падом) дна и мирним режимом течења.

Прво, при сваком значајнијем поремећају контуре канала (нагло проширење или сужење, на пр.) код бурног тока се јављају **стојећи коси таласи** (стојећи стрми таласи). Стојећи таласи настају сударом дела млаза који се одбио од зида канала и главног тока који наилази на одбијени млаз и пење се на њега (Батинић и Милановић 1997, Henderson 1966). Стојећи коси таласи могу локално да изазову знатно веће дубине од претпостављених (за случај када нема поремећаја), па може доћи до преливања преко разделних зидова. Уз то, поремећаји се простиру низводно и угрожавају рад умирујућег базена, а могу бити и извор вибрација. Да би се избегли стојећи таласи, потребно је да *проширења* и *сужења* у кориту брзотока буду *што блажа*. Као што је објашњено, разделни зидови брзотока преливних брана су обично паралелни (чиме се отклања и опасност од настанка стојећих таласа), а проширење тока иза стубова прелива обично не изазива веће поремећаје. Промена ширине корита чешће се примењује код прелива са *класичним брзотоком* (део VIII.5).

Друга појава везана за брзотоке је **оваздушење (бубрење) млаза – самооваздушење**. Услед снажне турбуленције на површини воде, долази до откидања капљица у атмосферу. Капљице заробљавају мехуре ваздуха, повлачећи их за собом када падну натраг у воду. На овај начин, велика количина ваздуха може да буде увучена у водени ток, па настаје дебљање (бубрење) млаза (“бела вода”). Због тога висину разделног зида треба димензионисати за одебљали (оваздушени) млаз.

Уобичајени поступак за одређивање висине разделних зидова је:

- 1) Прво срачунати линију нивоа у брзотоку *претпостављајући да нема оваздушења* тока и бубрења млаза (срачунати тзв. “неаерисане” дубине).
- 2) Затим проценити *да ли ће се јавити оваздушење – бубрење* млаза и, ако се оцени да ће се јавити, *одредити место одакле бубрење почиње*.
- 3) Проценити *количину увученог ваздуха* и *дубину оваздушеног (“аерисаног”) тока*, ако се оваздушење јавља.
- 4) Додати на срачунате “аерисане” дубине одређену *резерву висине – зазор (freeboard)*, и тако добити висину разделних зидова.

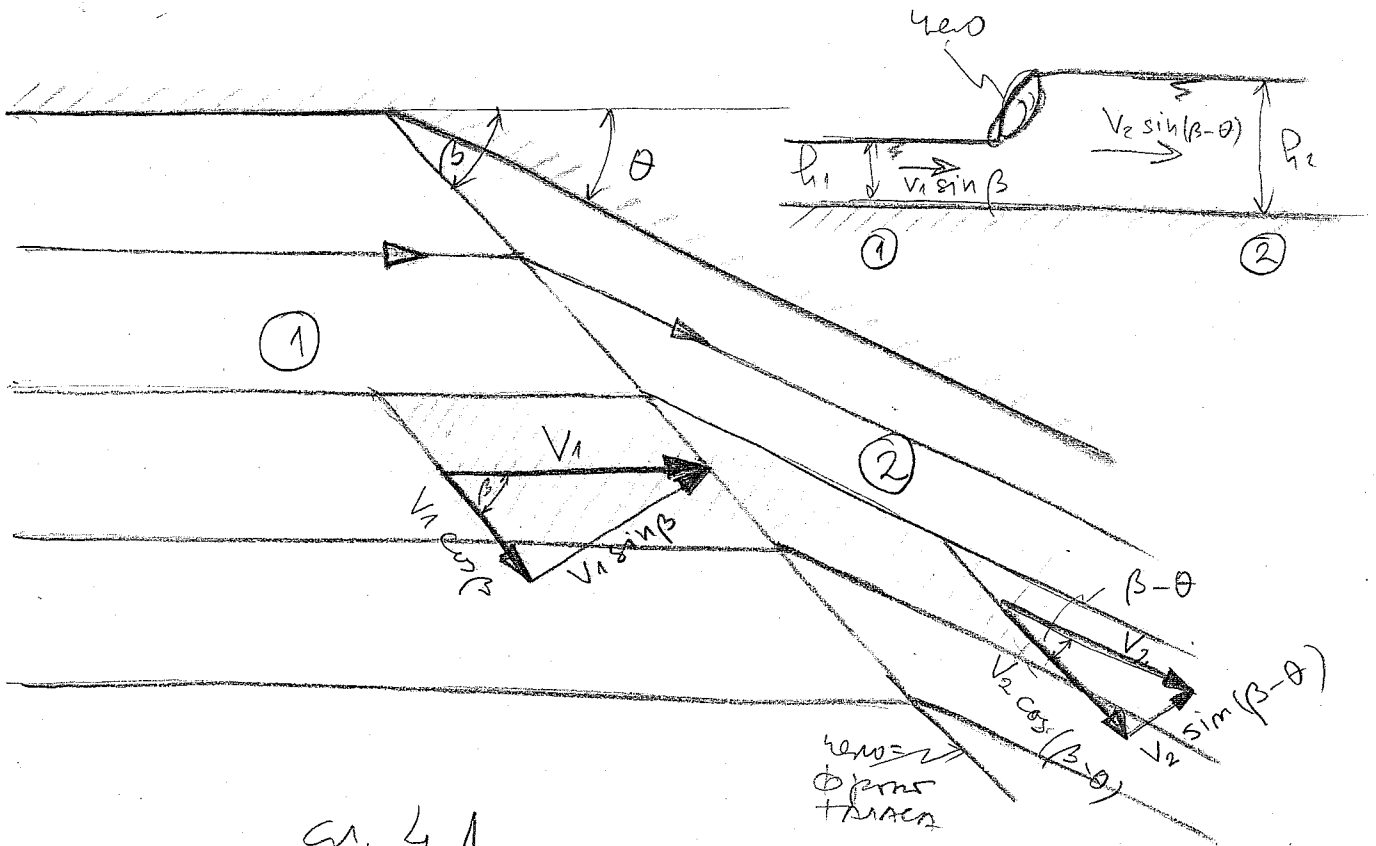
#### Прорачун линија нивоа – прорачун неаерисаних дубина

Линија нивоа се рачуна применом *енергетске једначине* на струјање између пресека “1” и “2” (сл. 8.26). Поступак је сличан прорачуну линије успора код одређивања криве доње воде, премда постоје и разлике. Притисак у пресеку више *није хидростатички*, као код канала са благим нагибом (падом) дна. Услед великог нагиба низводног лица бране (тј. нагиба дна брзотока), опада компонента силе тежине управно на правац тока, па ће притисак на дубини  $h$  бити  $p = \gamma h \cos \alpha$ . (Код канала са подужним нагибом мањим од 5% узима се да је  $\cos \alpha \approx 1$ , па је

XKK  
99-

в пост

Проблема се решава према Ајнштајновом принципом - еквивалентности гравитације и инерције



сл. 4.1

Још увек гле "усправне" осак:

(4.1):  $h_1 v_1 \sin \beta = h_2 v_2 \sin(\beta - \theta)$ . (Ово се појављује и у још једној еквивалентности)

Још у усправној равнини са осом:

(4.2):  $\rho g \frac{h_1^2}{2} + \rho h_1 v_1^2 \sin^2 \beta = \rho g \frac{h_2^2}{2} + \rho h_2 v_2^2 \sin^2(\beta - \theta)$

У широј реци нема силе које би узгубила убрзање - убрзање вихорне кретања на нама ни једна компонента брзине у усправној равнини са осом;

(4.3):  $v_1 \cos \beta = v_2 \cos(\beta - \theta)$

Uz (4.1) i (4.2) ce amonito "obvratni" zignaruvim amma gubhva:

$$V_2 \sin(\beta - \theta) = \frac{h_1}{h_2} V_1 \sin \beta$$

$$\frac{h_2^2}{2} - \frac{h_1^2}{2} = \frac{h_1}{g} V_1^2 \sin^2 \beta - \frac{h_2}{g} \frac{h_1^2}{h_2^2} V_1^2 \sin^2 \beta = \frac{V_1^2 \sin^2 \beta}{g} \left( h_2 - \frac{h_1^2}{h_2} \right)$$

$$\cancel{(h_2 - h_1)}(h_2 + h_1) = \frac{2 V_1^2 \sin^2 \beta}{g} \frac{h_1}{h_2} \cancel{(h_2 - h_1)} \quad / \cdot \frac{h_2}{h_1^2}$$

$$\left( \frac{h_2}{h_1} \right)^2 + \frac{h_2}{h_1} = 2 \frac{V_1^2}{g h_1} \sin^2 \beta = 2 F_1 \sin^2 \beta.$$

Ogabze ce nime pemuuti ur  $\sin \beta \approx \frac{h_2}{h_1}$ , nar:

$$(4.4): \quad \frac{h_2}{h_1} = \frac{1}{2} \left( \sqrt{1 + 8 F_1 \sin^2 \beta} - 1 \right), \quad \text{ogvans:}$$

$$(4.5): \quad \sin \beta = \frac{1}{\sqrt{F_1}} \sqrt{\frac{1}{2} \frac{h_2}{h_1} \left( 1 + \frac{h_2}{h_1} \right)}.$$

Uz (4.1) i (4.3) gubhva ce:

$$h_1 \tan \beta = h_2 \tan(\beta - \theta), \quad \text{ogvans:}$$

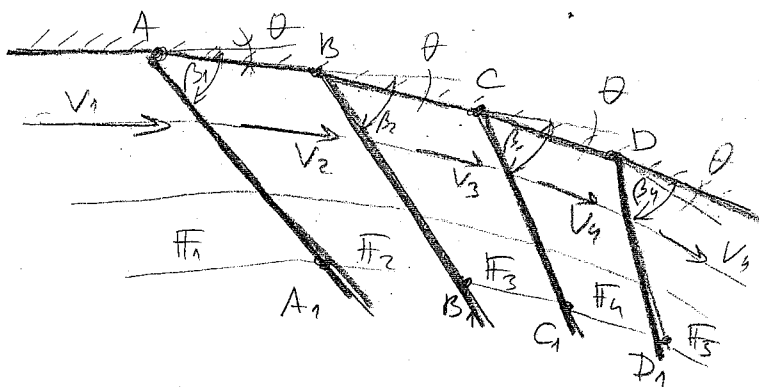
$$(4.6): \quad \frac{h_2}{h_1} = \frac{\tan \beta}{\tan(\beta - \theta)}.$$

konavno ce upewo (4.4) m (4.6) gubnja uspona za  $\beta$ :

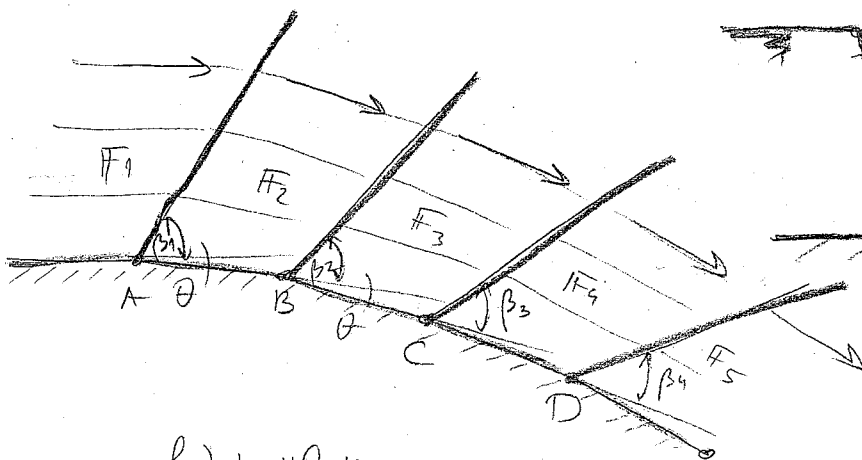
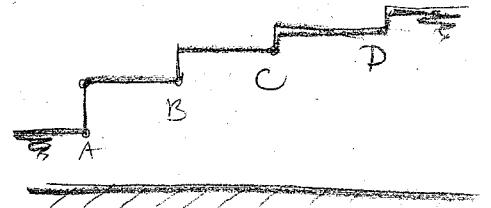
(4.7): 
$$\frac{\tan \beta}{\tan(\beta - \theta)} = \frac{1}{2} \left( \sqrt{1 + 8 F_1 \sin^2 \beta} - 1 \right),$$

koji ce imati pomen kao minimumna gubnja uspona za  $\beta$  (luzna. up. 102-a)

U navedenoj se prikazu konstruira "superior" zuga. Zuga konavno ce konaviti kao dugi konavni intervali nezgodno zmonenih za mali ugao  $\theta$  (sl. 4.2)

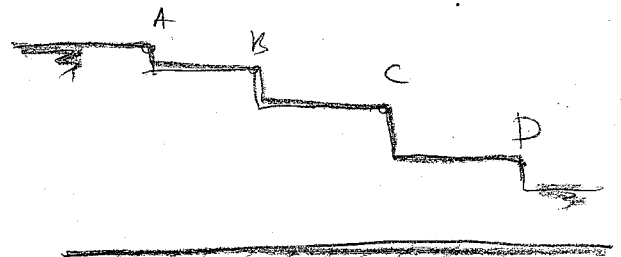


a) konavljon zuga



b) konvekcion zuga

sl. 4.2



$$\sin \beta = \frac{1}{\sqrt{F_1}} \sqrt{\frac{1}{2} \left( \frac{\tan \beta}{\tan(\beta-\theta)} \right) \left( \frac{\tan \beta}{\tan(\beta-\theta)} + 1 \right)}$$

$$\sqrt{F_1} = 5, \theta = 10$$

$$\text{I mp: } \sin \beta = \frac{1}{5} \sqrt{\frac{1}{2} (1)(1+1)} = 0,20 \Rightarrow \beta = 11,54^\circ$$

$$\text{II mp: } \sin \beta = \frac{1}{5} \sqrt{\frac{1}{2}} =$$

$$\frac{\tan \beta}{\tan(\beta-\theta)} = 7,6$$

$$F_1 = 25, \theta = 10$$

$$(4.7): \tan(\beta-\theta) = \frac{\tan \beta}{\frac{1}{2}(\sqrt{1+8F_1 \sin^2 \beta} - 1)} \quad (1) \beta = \theta$$

$$\text{I } \tan(\beta-\theta) = 0,21 \rightarrow \beta - \theta = 12,05 \rightarrow \beta = 22^\circ$$

$$\text{II } \tan(\beta-\theta) = 0,184 \rightarrow \beta - \theta = 10,43 \rightarrow \beta = 20,43^\circ$$

$$\text{III } \tan(\beta-\theta) = 0,185 \rightarrow = 10,46 \rightarrow \beta = \underline{\underline{20,46^\circ}}$$

Ca sa. 4.7.a zvedu ce grupe  $F_k$  daju tip ce uze grupa (languan  
 ger a uze. energetija y symetry). Jz nor, ano je zvez  
 nuno zvezne  $\theta \rightarrow h_1 = h + dh$  u  $dh/h \ll 1$  zjz. (4.5) ce nune

tanacan nor:

$$\sin \beta = \frac{1}{\sqrt{F_1}} \sqrt{\frac{1}{2} \frac{h+dh}{h} \left(1 + \frac{h+dh}{h}\right)} = \frac{1}{\sqrt{F_1}} \sqrt{\frac{1}{2} \left(1 + \frac{dh}{h}\right) \left(1 + 1 + \frac{dh}{h}\right)}, \text{ uz } zjz:$$

$$(4.6) \quad \sin \beta = \frac{1}{\sqrt{F_1}} = \frac{\sqrt{F_1}}{V} \quad (zjz \quad \theta \rightarrow \emptyset)$$

— Ovo znaci za ce grup  $\beta$  grup nonlinear grup vektora,  
 a nor znaci za ce odzivna za ce u grupno skupovne  
 kompozicije grupa citavno vektora, tanacan neprecizni  
 kolekcijama u boje na svobodnoj hemisferi energetija  
 skupna reza (koza ce nonlinearni metrijalno skupni).

— Skupna na nonlinearni grup skupna razine u grupna  
 onoga (grupna skupna skupna u skupna grupna), uz  
 grupa jez. 4.8 grup  $\beta$  onoga, uze y. skupna ce  
 grupna grupna grupna boje za grupna skupna.  
 Grupna nuna skupna — skupna od skupna  
 skupna reza.

\* \* \*



Za male ugledljiv  $\theta \rightarrow 0$  u  $\frac{dh}{h} \rightarrow 0$  izjednakujemo (4.6)

sa male Hamiltovom nos:

$$\frac{dh+h}{h} = \frac{\tan \beta}{\frac{\tan \beta - \tan \theta}{1 + \tan \theta \tan \beta}} = \frac{\tan \beta + \tan \theta \tan \beta}{\tan \beta - \tan \theta}, \text{ opet.}$$

$$(4.9): \quad \frac{dh}{dh} = \frac{\tan \theta (1 + \tan^2 \beta)}{\tan \beta - \tan \theta}$$

Za male efektivni  $\theta$ -ovi  $\tan \theta \rightarrow \sin \theta \cos \theta$ , gde je  $\tan \beta \gg \tan \theta$   
 sa ce (4.9) imamo nos:

$$\frac{dh}{h} = \frac{d\theta (1 + \tan^2 \beta)}{\tan \beta} = \frac{d\theta \frac{1}{\cos^2 \beta}}{\tan \beta} = d\theta \frac{1}{\sin \beta \cos \beta}, \text{ opet.}$$

$$(4.10): \quad \frac{dh}{d\theta} = \frac{h}{\sin \beta \cos \beta}$$

Koristi opet (4.8)  $h = \frac{V^2}{g} \sin^2 \beta$ , gde 4.10 stavite:

$$(4.11): \quad \frac{dh}{d\theta} = \frac{V^2}{g} \tan \beta$$

Amo ce sig 4.8 upotrebljavati kao funkcionalnu jednačinu:

$$\frac{1}{\sin^2 \beta} = \frac{1}{\tan^2 \beta} + 1, \text{ gde je ce:}$$

$$\frac{V^2}{gh} = \frac{1}{\sin^2 \beta} = \frac{\tan^2 \beta + 1}{\tan^2 \beta} \Rightarrow \tan^2 \beta \frac{V^2}{gh} = \tan^2 \beta + 1$$

$$(4.12): \quad \tan^2 \beta \left( \frac{V^2}{gh} - 1 \right) = 1 \Rightarrow \tan \beta = \sqrt{\frac{gh}{V^2 - gh}}$$

С обрзком су је у праву нормално, нине се гравитационим  
 су су збогом енергије у систему земаљског, уј. су је  
 енергијона енергија,  $e$ , константна и износи:

$$(4.13): \quad e = \frac{v^2}{2g} + h \Rightarrow v^2 = 2g(e-h) \text{ из је (4.12):}$$

$$\operatorname{tg} \beta = \sqrt{\frac{3h}{2ge - 2gh - gh}} = \sqrt{\frac{3h}{g(2e - 3h)}} \quad \text{износи:}$$

$$(4.14): \quad \operatorname{tg} \beta = \sqrt{\frac{h}{2e - 3h}}.$$

Како се из (4.14) и (4.13) изводи из одн. из (4.11),  
 из се губија забавноста (губавензијарна  $\theta$  и  $h$ ):

$$(4.15): \quad \frac{dh}{d\theta} = 2(e-h) \sqrt{\frac{h}{2e-3h}}.$$

која се нине аналитички решити могу:

$$(4.16): \quad \theta = \sqrt{3} \operatorname{tg}^{-1} \left( \sqrt{\frac{3h}{2e-3h}} \right) - \operatorname{tg}^{-1} \left( \frac{1}{\sqrt{3}} \sqrt{\frac{3h}{2e-3h}} \right) - \theta_1,$$

тј. је  $\theta_1$  константна нормирајуће.

С обрзком су је:

$$(4.17): \quad e = h + \frac{v^2}{2g} = \frac{h}{2} (2 + F_R), \quad \text{из (4.16) нине се нине сади ка}$$

$$(4.18): \quad \theta = \sqrt{3} \operatorname{tg}^{-1} \left( \frac{\sqrt{3}}{\sqrt{F_R - 1}} \right) - \operatorname{tg}^{-1} \left( \frac{1}{\sqrt{F_R - 1}} \right) - \theta_1.$$

Konstantna  $\theta$ , se, naravno, govori uz pravolinijsku zvučnu talasu zbog koje krivju jednakizuje, tj. uz zvučnu z  $\theta = 0$  za  $F_k = F_{k1}$ .

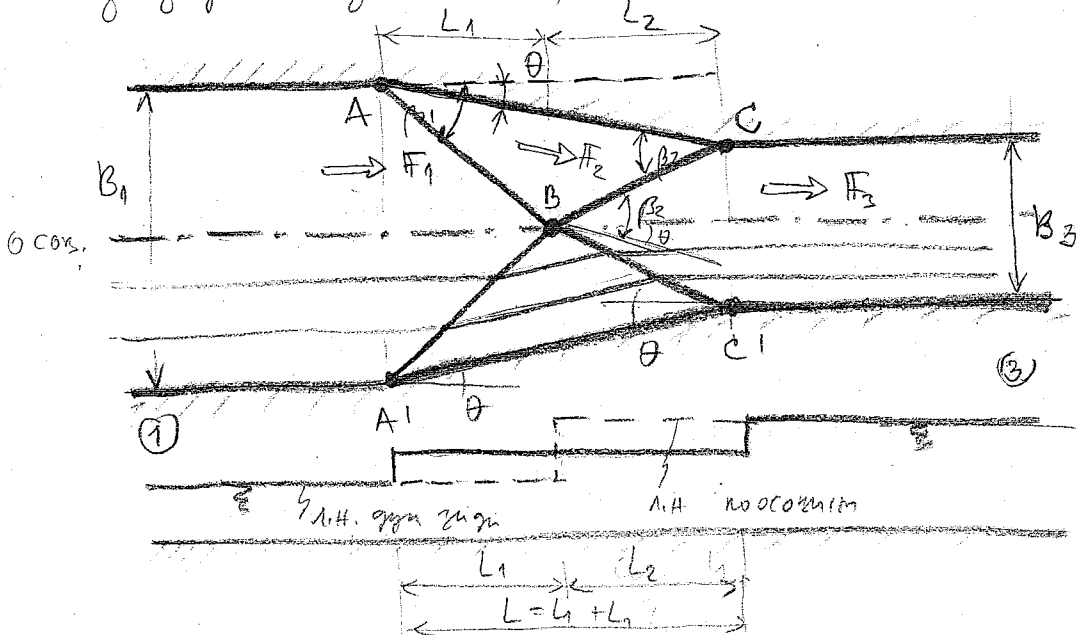
Čak i za  $\theta \neq 0$   $e \approx e_1 \approx e_2 = \text{const}$  i uz jg. (4.17) sledi:

(4.19): 
$$\frac{h_2}{h_1} = \frac{F_{k1} + 2}{F_{k2} + 2},$$
 ožane se za  $F_{k2}$  spruznava uz

jg. (4.18), metodom govora menara zvučnu  $h_2$ .

\* \* \*

Za slučaj, Nibit sistema, odvijanja i intenzivizuju masa lugeza Jai (uz. 286-290). U zveim li se samo izmakažen slučaj potpuno ravnost zvezda u kome se izmakažuje najjednostavniji Nibit sudruženjuje (podizbom) talasa.



sl. 4.3 = 2m 10

Može se i za ce mrač B-C, koji nastoji simetričnije  
 A-B i A'B sa istom simetrijom, zadržavajući istu  
 C i C', tako da ne utječe neravnoteža u geometriji  
 i dalje su simetrični (u odnosu (3)).

Zanimljivo je odrediti ugao  $\theta = ?$ , za zgrade B<sub>1</sub>, B<sub>2</sub> i  
 h<sub>1</sub>, V<sub>1</sub>, odnosno  $F_{R1} = \frac{V_1^2}{gh_1}$ .

Za preostale uglove  $\theta = {}^{(1)}\theta$ , paragraf ce ugao  $\beta_1$  na  
 jez. (4.4):

$$\operatorname{tg}({}^{(1)}\beta_1 - \theta) = \frac{\operatorname{tg}({}^{(1)}\beta_1)}{\frac{1}{2}(\sqrt{1 + 8F_{R1} \sin^2({}^{(1)}\beta_1)} - 1)}$$

Zanimljivo ce ug (4.6) biti:

$$\frac{{}^{(1)}h_2}{h_1} = \frac{\operatorname{tg}({}^{(1)}\beta_1)}{\operatorname{tg}({}^{(1)}\beta_1 - \theta)}$$

na ce paragraf  $V_2$ , odnosno  $F_{R2}$  na jez. (4.3), nosi:

$$(4.6') \quad \left. \begin{aligned} \frac{V_2}{V_1} &= \frac{\cos \beta_1}{\cos(\beta_1 - \theta)} \Rightarrow \frac{\frac{V_2}{\sqrt{gh_2}}}{\frac{V_1}{\sqrt{gh_1}}} = \frac{\sqrt{F_{R2}}}{\sqrt{F_{R1}}} = \sqrt{\frac{h_1}{h_2}} \cdot \frac{\cos \beta_1}{\cos(\beta_1 - \theta)} \end{aligned} \right\}$$

$${}^{(1)} \frac{F_{R2}}{F_{R1}} = \frac{h_1}{h_2} \frac{\cos^2 \beta_1}{\cos^2(\beta_1 - \theta)}$$

Каждое поле можно представить суммой плоскостей:

Плоское поле парциальной  $\beta_2$  имеет вид:

$$\operatorname{tg}({}^{(1)}\beta_2 - \theta) = \frac{\operatorname{tg}({}^{(1)}\beta_2)}{\frac{1}{2}(\sqrt{1 + 8 \operatorname{Fr}_2 \sin^2({}^{(1)}\beta_2)} - 1)}$$

$$\frac{{}^{(1)}h_3}{{}^{(1)}h_2} = \frac{\operatorname{tg}({}^{(1)}\beta_2)}{\operatorname{tg}({}^{(1)}\beta_2 - \theta)}$$

$$\frac{{}^{(1)}\operatorname{Fr}_3}{{}^{(1)}\operatorname{Fr}_2} = \frac{{}^{(1)}h_2}{{}^{(1)}h_3} \cdot \frac{\cos^2({}^{(1)}\beta_2)}{\cos^2({}^{(1)}\beta_2 - \theta)}$$

Каждое поле можно также представить суммой парциальных  $\theta$

$$\operatorname{tg}({}^{(2)}\theta) = \frac{\frac{1}{2}(B_1 - B_3)}{{}^{(1)}L_1 + {}^{(1)}L_2} = \frac{\frac{1}{2}(B_1 - B_3)}{\frac{B_1/2}{\operatorname{tg}({}^{(1)}\beta_1)} + \frac{B_3/2}{\operatorname{tg}({}^{(1)}\beta_2 - \theta)}}$$

Аналогично  $|{}^{(2)}\theta - \theta| > \epsilon_0$  аналогично в предыдущем случае.

Каждое поле можно также представить суммой плоскостей, имеющих вид  $\theta$  и  $\beta$ :  
 соответственно в ДММ имеют вид (1) и (3):

$$h_1 V_1 B_1 = h_3 V_3 B_3$$

Испитивања на физичким могаћама нису класична  
препознана теоријска парадигма.

(у могућности?)

(на моделу?)

Нагер (V & Нагер DAMS HDR 1998) стр. 132. показује је  
да неправилно су симетрија ионе с (на сл. 4.3) и изобичај  
заступи поклапа и даје влада неправилног симетрије  
структуре.

експериментално

Шанс Нагер даје "слику" симетрије за оне зупине  
мајор и на поремећају узрок највиш симетрије.  
На зупу симетрија јавља се зупина  $h_{max}$ , која је у  
односу на неметријску зупину  $h_1$ :

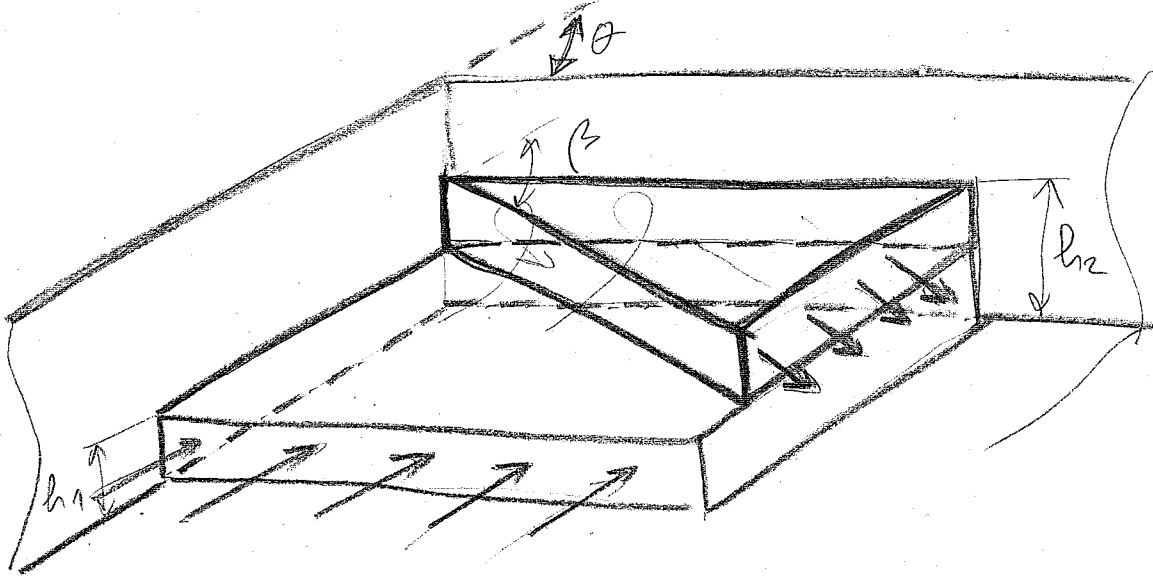
(4.20): 
$$\frac{h_{max}}{h_1} = 1 + \sqrt{2} \underbrace{(\theta \sqrt{Fr_1})}_{S_1} \left[ 1 + \frac{1}{4} (\theta \sqrt{Fr_1}) \right],$$

где је  $\theta$  = угао у радијанима.

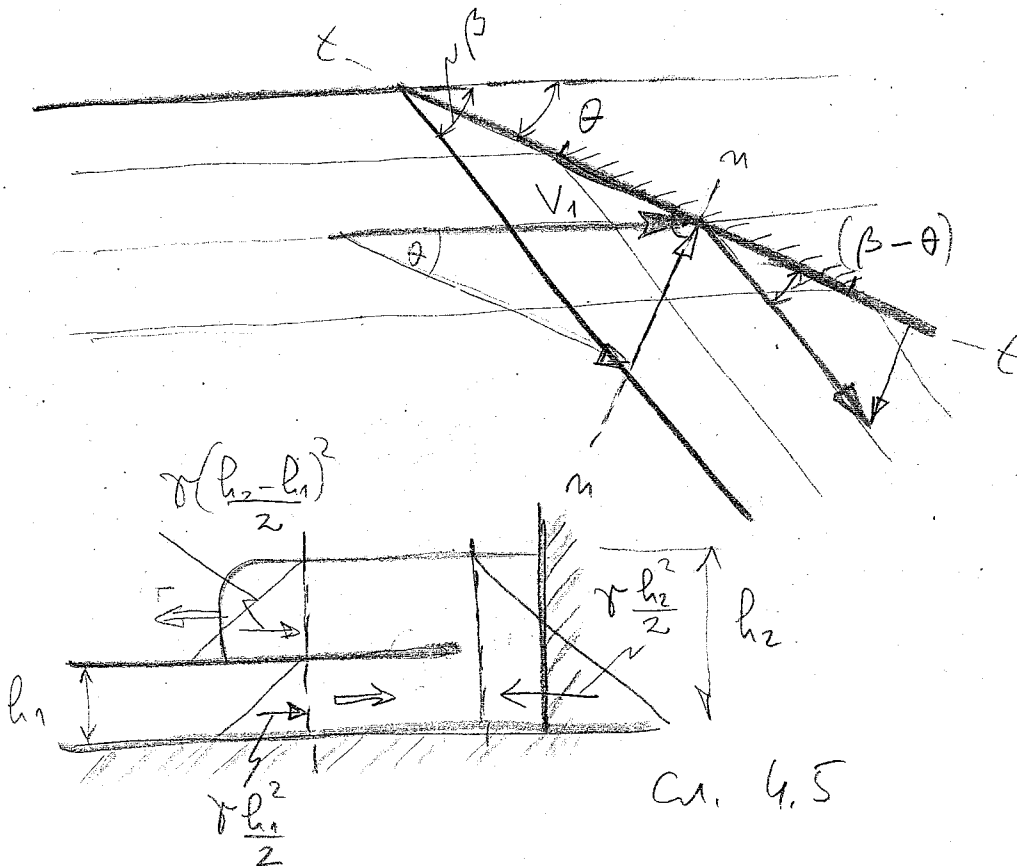
Проб. Бананит гже кадун гжуринг тосвалунг он

Ирен-але:

"Танас се оштра гжуринг н тосвалунг он ирете "сезел" он гжуринг он, н нон гжуринг он гжуринг он (нн β) а се гжуринг он."



Ср. 4.4



Ср. 4.5

Синусни кос и кос Трен-а површуваат се 3 равенки,  
 "само" нјм групни условима, и за групински фазе.

ЈОМ у правцу нормале гуже:

$$(4.21): \quad h_1 V_1 \sin \theta = (h_2 - h_1) V_2 \sin(\beta - \theta)$$

ЈОК у правцу нормале (n-n) гуже (сл. 4.5)

$$(4.22): \quad \frac{h_1^2}{2} + \frac{h_1 V_1^2 \sin^2 \theta}{g} + \frac{(h_2 - h_1)^2}{2} + \frac{(h_2 - h_1) V_2^2 \sin^2(\beta - \theta)}{g} = \frac{h_2^2}{2}$$

Со малим аргументом кос и кос Трен-а (гуж (4.3) и  
 обже су тангентите криволините брзина гужа:

$$(4.23): \quad V_1 \cos \theta = V_2 \cos(\beta - \theta).$$

Заменивме ЈОМ  $(V_2 \sin(\beta - \theta) = \frac{h_1}{h_2 - h_1} V_1 \sin \theta)$  у

гуж (4.22) гужа се:

$$\frac{h_1^2}{2} + \frac{(h_2 - h_1)^2}{2} - \frac{h_2^2}{2} + \frac{V_1^2 \sin^2 \theta}{g} \left( h_1 + \frac{h_1^2}{h_2 - h_1} \right) = 0, \text{ огуако:}$$

$$h_1 - h_2 + \frac{V_1^2 \sin^2 \theta}{g h_1} \left( \frac{h_1 h_2}{h_2 - h_1} \right) = 0, \text{ му:}$$

$$\frac{V_1^2 \sin^2 \theta}{g h_1 h_2} = \frac{(h_2 - h_1)^2}{h_1 h_2} = \frac{h_2}{h_1} - 2 + \frac{h_1}{h_2} \quad / \times \frac{h_2}{h_1}$$



gubi:

$$\left(\frac{h_{12}}{h_{11}}\right)^2 - 2\left(\frac{h_{12}}{h_{11}}\right)\left(1 + \frac{1}{2} F_{R_1} \sin^2 \theta\right) + 1 = 0 \text{ u konarni};$$

$$(4.24): \frac{h_{12}}{h_{11}} = 1 + \frac{1}{2} F_{R_1} \sin^2 \theta + \sqrt{\left(1 + \frac{1}{2} F_{R_1} \sin^2 \theta\right)^2 - 1},$$

mat je odnek koja odgovara odnazu Iren-ove  
jednane (4.4):

$$(4.4): \frac{h_{12}}{h_{11}} = \frac{1}{2} \left( \sqrt{1 + 8 F_{R_1} \sin^2 \beta} - 1 \right).$$

Odnaz se govora "MATEMATIČKO-LOGIČKA" jednona Banin-  
nubele jednane, s odnazu za kod Iren-a  $\frac{h_{12}}{h_{11}} \rightarrow \emptyset$   
kozi je  $\theta = 0$  (odnos  $\beta = 0$ ), gni kod Baninubela za  
 $\theta = 0 \Rightarrow \frac{h_{12}}{h_{11}} = 1$ , mat jeame jednona uspravno reun ke.

Utom, vreme utnarpovana sa mogena u odnazu  
suvre se govora za on Baninubela upravna  
ne bami u kontinuitet. zame og zila, mat lunle  
nema spate za se upravne utnarpene go zila (uprav se  
utnarpene za je guznata x upr svoka  $\approx 6-7 h_{12}$ ), na  
uprav utnarpene (a utnarp na se za u "svake" sa  
mogena ut utnarpene) za zame og zila utnarpene uprav  
uprav kozi lunle odgovara Iren-ovij utnarpene -  
utnarpene "utnarpene" sa zila. utnarpene ovs sa utnarpene  
utnarp odgovara uprav na.

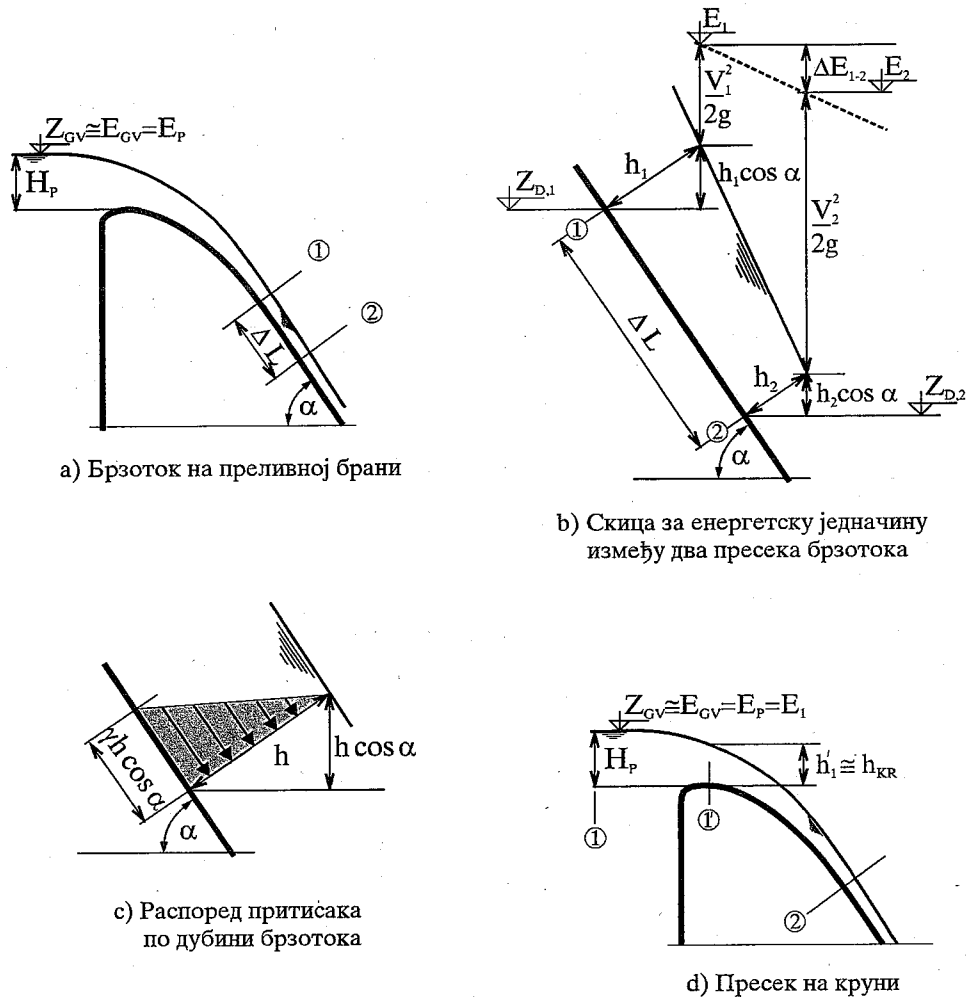
Угол  $\beta$ , сечение тангенс которого равен  
выс. юм (4.21) с выж. (4.23):

$$h_1 \operatorname{tg} \theta = h_2 - h_1 \operatorname{tg}(\beta - \theta) \Rightarrow \frac{\operatorname{tg} \theta}{\operatorname{tg}(\beta - \theta)} = \frac{h_2}{h_1} - 1, \text{ умнож.}$$

$$\frac{\operatorname{tg} \theta}{\operatorname{tg} \beta - \operatorname{tg} \theta} (1 + \operatorname{tg} \theta \operatorname{tg} \beta) = \frac{h_2}{h_1} - 1, \text{ умнож.}$$

$$(4.25): \operatorname{tg} \beta = \frac{\frac{h_2}{h_1} \operatorname{tg} \theta}{\frac{h_2}{h_1} - 1 - \operatorname{tg}^2 \theta}$$

притисак  $p = \gamma h$ .) С обзиром да је режим течења у брзотоку буран, *рачун се спроводи у низводном смеру* – у смеру простирања поремећаја.



Сл. 8.26 Прорачун линије нивоа код брзотока

Енергетска једначина између пресека “1” и “2” гласи:

$$(8.30): \quad E_1 = E_2 + \Delta E_{1-2}, \text{ односно:}$$

$$(8.31): \quad Z_{D,2} + h_2 \cos \alpha + \frac{V_2^2}{2g} = E_1 - \frac{\Delta L}{2} \left( \frac{Q^2}{K_1^2} + \frac{Q^2}{K_2^2} \right),$$

где се губитак на треће апроксимира Манинговом једначином, с тим што је, прегледности ради, уведен модуо протицаја,  $K$  ( $K = \frac{1}{n} AR^{\frac{2}{3}}$ ).

У узводном пресеку “1” познате су све величине (дубина,  $h_1$ , модуо протицаја  $K_1$ , и брзина,  $V_1$ ). Непознате величине из пресека “2” пребациће се на леву страну једначине, па се добија:

$$(8.32): \quad h_2 \cos \alpha + \frac{V_2^2}{2g} + \frac{1}{2} \Delta L \frac{Q^2}{K_2^2} = E_1 - Z_{D,2} - \frac{1}{2} \Delta L \frac{Q^2}{K_1^2} = C_1.$$

Једначина (8.32) може се схватити као имплицитна једначина по брзини  $V_2$  (дубина,  $h_2$ , одређује се из једначине континуитета, а геометријске величине  $A$ ,  $R$ , и  $K$  су функције дубине) и решава се постепеним приближавањем. У бурном режиму ће се имплицитна енергетска једначина решавати по брзини (за разлику од мирног режима, где се решава по дубини), јер је овде доминантан утицај кинетичке енергије (видети дискусију уз једначину 8.4). У првој итерацији (почетној претпоставци) може се узети да је:

$$(8.33): \quad {}^{(1)}V_2 = \sqrt{2g C_1}.$$

Дубина,  ${}^{(1)}h_2$ , се добија из једначине континуитета:  ${}^{(1)}h_2 = \frac{Q}{{}^{(1)}V_2 B}$ , а површина  ${}^{(1)}A_2$  и радијус

${}^{(1)}R_2$ , односно модуо  ${}^{(1)}K_2$ , су функције дубине  ${}^{(1)}h_2$ .

У следећој итерацији, брзина се рачуна из једначине 8.32, као:

$$(8.34): \quad {}^{(2)}V_2 = \sqrt{2g \left( C_1 - {}^{(1)}h_2 \cos \alpha - \frac{1}{2} \Delta L \frac{Q^2}{{}^{(1)}K_2^2} \right)}.$$

Поступак се понавља све док разлика вредности у две узастопне итерације,  ${}^{(m)}V_2$  и  ${}^{(m+1)}V_2$ , не постане задовољавајуће мала:

$$(8.35): \quad \frac{|{}^{(m+1)}V_2 - {}^{(m)}V_2|}{{}^{(m)}V_2} < \varepsilon_v.$$

Почетни пресек (узводни гранични услов, одакле започиње прорачун) треба поставити у област (приближно) праволинијског и паралелног струјања, чиме се омогућава примена енергетске једначине између два пресека. Такви услови владају узводно од прелива, где је позната енергетска висина  $E_P = E_{GV} \cong Z_{GV}$  (сл. 8.26d), али не и на круни прелива (која физички претставља гранични услов за бурно течење), где су струјнице закривљене, па центрифугално убрзање значајно нарушава хидростатички распоред притисака управно на ток. За обрачунавање губитака енергије на деоници између почетног пресека (пресек "1" на сл. 8.26d) и наредног рачунског пресека (пресек "2") у једначини енергије (8.31), потребно је проценити дубину са којом ће се рачунати модуо протицаја првог рачунског пресека,  $K_1$ . Како су губици енергије на делу узводно од круне прелива занемарљиви (јер су ту мале брзине), рачуна се само са губицима од круне (пресек "1" до наредног пресека "2", с тим што се на круни може претпоставити дубина једнака критичној,  $h_P \cong h_{KR}$  (видети дискусију уз сл. 8.10), или се према табели са сл. 8.12а узима да је  $h_P \cong 0.74 H_P$  (где је  $H_P$  дебљина преливног млаза, сл. 8.26а).

Турбулентни ток није сасвим развијен на делу брзотока у близини круне прелива (отпори су ограничени на гранични слој), па ни апроксимација Манинговом једначном ту није исправна, али с обзиром на малу дужину деонице и на релативно мале брзине (мале губитке), грешка која се овим уноси обично није од већег значаја. Линија нивоа преко круне прелива

може се тачније проценити на основу табеле 8.12а, или преко приближних формула и дијаграма из литературе (Khatsuria 2005, Vischer i Hager 1998 и USA Corps of Engineers 1977).

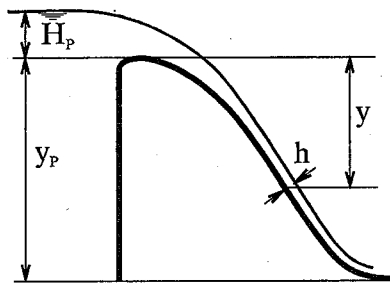
\* \* \*

За процену линије нивоа дуж брзотока може се користити и поједностављени поступак, без експлицитног обрачунавања губитака. Ако се занемаре губици на брзотоку, “теоријска” брзина воде,  $V_T$ , при денивелацији,  $y$ , (сл. 8.27) рачуна се из енергетске једначине као:

$$(8.36): \quad V_T(y) = \sqrt{2g(H_p + y)} .$$

Теоријска брзина на крају брзотока, при денивелацији  $y_p$ , је (сл. 8.27):

$$(8.37): \quad V_T(y_p) = \sqrt{2g(H_p + y_p)} .$$



Сл. 8.27 Поједностављени поступак за прорачун линије нивоа

Стварна брзина,  $V_{STV}$ , је мања од теоријске,  $V_T$ , због губитка на трење који расте са дужином брзотока (која је пропорционална денивелацији,  $y$ , сл. 8.27), а опада са дебљином преливног млаза,  $H_p$ , јер је пад трења обрнуто пропорционалан дубини

$$(I_{TR} = \frac{Q^2 n^2}{A^2(h) R^4(h)} \sim \frac{(H_p^2)^2}{H_p^2 H_p^4} \sim \frac{1}{H_p^3}) .$$

Зато се претпоставља да је  $V_{STV} = C_V V_T$ , где је коефицијент

брзине,  $C_V$ , дат зависно од односа  $(H_p + y) / H_p$  у табели 8.5 (на основу USBR 1987), а дубина (неарисана) се рачуна из једначине континуитета:

$$(8.38): \quad h = Q / BV_{STV} .$$

$(H_p + y) / H_p$	200	100	20	10	5	1
$C_V$	0.30	0.40	0.80	0.90	0.95	1.00

Таб. 8.5 Зависност коефицијента брзине од односа  $(H_p + y) / H_p$  (сл. 8.27)

#### Оваздушјење - дебљање млаза

Снажна турбуленција на површини воде изазива увлачење ваздуха у водену масу тока – аерацију млаза, па настаје двофазно течење воде и ваздуха, и дебљање – бубрење – млаза. Намећу се следећа питања:

- Да ли ће доћи до аерације?
- Где ће аерација почети?
- Колико ће ваздуха бити увучено – колико ће млаз набубрети?

Услов за настанак турбуленције на површини воде је да тзв. *турбулентни гранични слој* "избије" на површину, тј. да дебљина турбулентног граничног слоја достигне дубину воде у брзотоку ( $h = \delta$ , на сл. 8.28). Све док је гранични слој тањи од дубине воде у брзотоку ( $h > \delta$ ), нема изражене турбуленције на додирној површини вода – ваздух, па нема ни увлачења ваздуха. Уз то, да би дошло до увлачења ваздуха, неопходно је и да површински вртлози расположу са довољно кинетичке енергије, како би инерцијалне силе вртлога надвладале капиларне силе (површински напон) воде и избациле капљице у атмосферу<sup>1</sup>. Капљице увлаче мехуриће ваздуха када падну назад у воду, а турбуленција их потискује у дубину, према дну.



Сл. 8.28 Турбулентни гранични слој и увлачење ваздуха

Идући низводно од места на коме почиње аерација, вода је све богатија ваздухом, што се може и визуелно пратити – вода постаје пенушава – тзв. *бела вода*. Концентрација ваздуха не може да расте неограничено, јер са друге стране – одоздо навише – делује *сила притиска* (Архимедова сила потиска) која, *тежи да ваздух врати натраг на површину*. Тако, после извесног растојања дуж кога концентрација ваздуха расте, настаје равнотежа: иста количина ваздуха бива увучена турбуленцијом и избачена потиском. Треба имати на уму да сила потиска опада са повећањем (подужног) нагиба канала, с обзиром да је  $p/\gamma = h \cos \alpha$  (сл. 8.26с), што омогућава (инерцијалним) силама турбуленције да задрже више ваздуха; *већи нагиб* изазива *веће увлачење ваздуха*, односно *веће дебљање млаза*.

Место на коме гранични слој избија на површину (и где почиње аерација), може се проценити преко Хикоксове једначине (Novak, 1996):

$$(8.39): \quad L = 14.7 q^{0.53} \approx 15 \sqrt{q},$$

<sup>1</sup> Ово се редовно догађа код великих хидротехничких објеката, али не и код модела ситне размере, где *капиларне силе доминирају у односу на инерцијалне*, о чему се мора водити рачуна при испитивању увлачења ваздуха на физичким хидрауличким моделима.

где су:  $L$  = растојање од круне прелива до места на коме почиње аерација (m), а  $q$  = јединични протицај (протицај по метру ширине брзотока,  $m^3/s/m$ ). Из једначине (8.39) произилази да се повећањем јединичног протицаја повећава и растојање од круне до места на коме почиње аерација, с обзиром да је дубина воде већа, па је потребна и већа дужина да гранични слој довољно одебља.

Зависност дебљине турбулентног граничног слоја,  $\delta$ , од растојања (дужине),  $X$ , за тзв. хидраулички храпаво дно може се тачније срачунати према Bauer-у (Smith 1995) или Wood-у (Vischer i Hager 1998, Wood et.al 1983). Проучавајући гранични слој на стрмим каналима, Bauer је закључио да је:

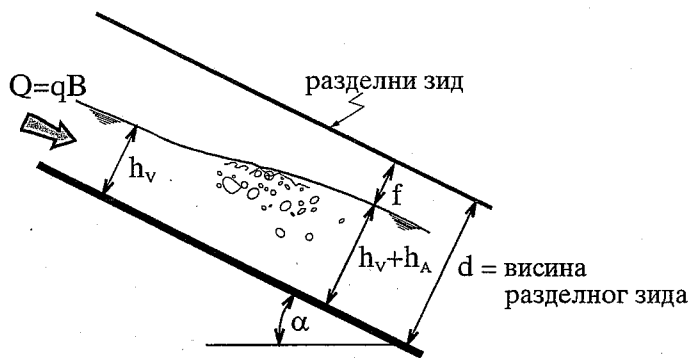
$$(8.39a): \quad \frac{\delta}{X} = 0.0175 - 0.0025 \log_{10} \left( \frac{X}{k} \right),$$

где су:  $\delta$  = дебљина граничног слоја,  $X$  = дужина, мерена од најузводније ивице прелива (тачка "0" на слици 8.28) и  $k$  = апсолутна храпавост (0.001÷0.003 m). Са повећањем храпавости расте и дебљина граничног слоја. У литератури постоје и други искуствени образци који обрађују ову проблематику (Novak, 1996).

*појединачни Woodов израз (Vischer i Hager 1998) и  $\frac{\delta}{X} = 0.02 (k/H_3)^{0.10}$  где је  $H_3$  главнина горње воде и крива у пресеку са растојањем "X" сл. 8.*

Концентрација ваздуха у води изражава се као однос протицаја ваздуха и протицаја мешавине (воде и ваздуха), или, с обзиром да се вода и ваздух крећу истом брзином, као однос "дубине ваздуха",  $h_A$ , и укупне дубине мешавине,  $h_V + h_A$  (сл. 8.29):

$$(8.40): \quad C = \frac{Q_A}{Q_A + Q_V} = \frac{h_A}{h_A + h_V}.$$



Сл. 8.29 Течење мешавине воде и ваздуха у брзотоку

Претпоставља се да се вода и ваздух крећу истом брзином, па се из једначине (8.40) добија да је "дубина ваздуха":

$$h_A = \frac{C}{1-C} h_V, \text{ односно дубина мешавине:}$$

$$(8.41): \quad h_A + h_V = \frac{1}{1-C} h_V.$$

Остаје још да се процени концентрација ваздуха,  $C$ . Концентрација зависи од протицаја воде и од нагиба косине брзотока – угла  $\alpha$  (сл. 8.29). Емпиријска једначина, добијена на основу резултата US Corps-а ово квантификује у облику (Smith, 1995):

$$(8.42): \quad C = 0.826 + 0.7 \log_{10} \left( \frac{\sin \alpha}{q^{0.2}} \right),$$

где је:  $\alpha$  = угао који косина заклапа са хоризонталом (сл. 8.29), а  $q$  = јединични протицај ( $\text{m}^3/\text{s}/\text{m}$ ). (На пример, за  $\alpha = 60^\circ$  и  $q = 10 \text{ m}^3/\text{s}/\text{m}$ , добија се концентрација од  $C = 0.642$ ). Што већи нагиб брзотока (већи угао  $\alpha$ ), мања је сила притиска која избацује увучени ваздух, па је већа и концентрација.  $C$  друге стране, већи јединични протицај ( $q$ ) повећава дубину односно потисак, па смањује концентрацију ваздуха.

Једначина (8.42) важи за углове до  $60^\circ$  ( $\alpha \leq 60^\circ$ ), што је опсег у коме се крећу уобичајене вредности нагиба косина преливних брана (угао од  $55^\circ$ , одговара паду од 1 : 0.7).

За процену концентрације ваздуха,  $C$ , и дубине бубрења,  $h_A + h_V$ , могу се користити и нешто другачије формуле (Vischer i Hager 1998, и Novak 1996).

Експерименти показују (Smith 1995) да се за концентрације до 40% ( $C < 0.4$ ) отпори трења не мењају битно у односу на течење са водом без ваздуха, па су и брзине воде (са и без ваздуха) практично исте. При даљем повећању концентрације ваздуха, отпори се смањују. Сматра се да велика количина ваздуха пригушује трење између делића воде, што смањује губитке енергије и повећава брзину у односу на течење воде без ваздуха. При концентрацији ваздуха од  $C = 0.7$  забележено је повећање брзине и до 30% у односу на течење без увученог ваздуха. Према истраживањима Ackers-а и Priestley-а (Novak 1996), Дарси–Вајсбахов фактор трења у аерисаном току,  $\lambda_A$ , мења се зависно од концентрације ваздуха,  $C$ , према следећој емпиријској зависности:

$$(8.43): \quad \begin{aligned} \frac{\lambda_A}{\lambda} &= 1 - 1.9 C^2, \quad \text{за } C \leq 0.65, \\ \frac{\lambda_A}{\lambda} &= 0.2 \quad \quad \quad \text{за } C > 0.65, \end{aligned}$$

где је,  $\lambda$ , Дарси–Вајсбахов фактор трења за неаерисан ток  $\lambda = \frac{8g n^2}{R^{\frac{1}{3}}}$ .

Ово може имати значаја при димензионисању умирујућих базена. При високим концентрацијама ваздуха у *прорачуну умирујућих базена* треба узети теоријску брзину према једначини (8.37), или користити зависност (8.43) при одређивању отпора за потребе прорачуна линије нивоа. Тиме се добијају веће излазне брзине, па су резултати прорачуна на страни сигурности.

Разделни зид (сл. 8.29) треба да буде виши од оваздушене дубине,  $h_A + h_V$ , за вредност зазора (freeboard-а) од  $f = 0.5 \div 0.7 \text{ m}$ . USBR (1987) препоручује формулу за висину зазора у облику (USBR, 1987):



$$(8.44): \quad f = 0.6 + 0.005 V \sqrt[3]{h_A + h_V},$$

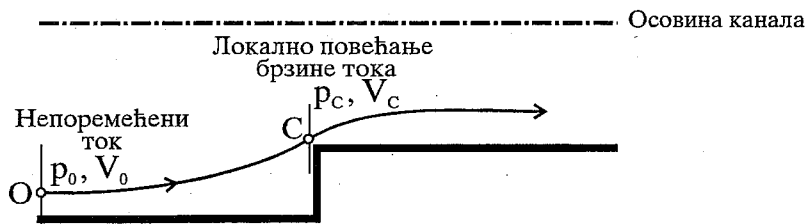
где су све величине у јединицама SI система. При димензионисању зидова брзотока, неаерисана дубина,  $h_V$ , рачуна се са “конзервативном” (већом) вредношћу отпора, јер је овде то на страни сигурности (не уважава се утицај ваздуха преко једначине 8.43, за разлику од прорачуна улазне брзине и дубине за умирујући базен).

### Кавитација код брзотока

**Кавитација** настаје услед кључања воде при сниженом притиску, а при “нормалној” температури (за разлику од “нормалног” кључања при атмосферском – “нормалном” притиску и повишеној температури). Када ток уђе у област притисака који су једнаки или нижи од притиска *засићене водене паре*,  $p_V$ , вода почиње да кључа. Мехуриће паре ток носи са собом, у област повишених притисака (виших од притиска засићене водене паре), где пара поново прелази у течно стање, при чему се нагло смањује запремина честица, па око њих настаје велики потпритисак – вакуум. Тиме се изазива нагли “опоравак” мехура паре уз талас повишеног притиска. Овај силовити периодични процес познат је као **имплозија**. При том се ослобађа велика количина енергије у виду таласа изузетно високог притиска, који се простиру брзином звука.

Кавитација је појава која се код хидротехничких објеката најчешће везује, а често и поистовећује, са појмом кавитационе ерозије. **Кавитациона ерозија** је оштећење на контури објекта (или машине), које настаје услед таласа повишеног притиска приликом имплозије, уколико се имплозија одвија довољно близу контуре објекта.

Детаљан опис и анализа кавитације и кавитационе ерозије може се наћи у одговарајућој литератури (Vischer и Hager 1998, USBR 1991, Слискиј 1979, Knapp et al. 1970).



Сл. 8.30 Струјање при коме може да настане кавитација

Кавитација настаје ако се јави довољно низак притисак. Имајући на уму начело одржања енергије, разумно је очекивати да у отвореним токовима, као што су брзотоци, ниски притисци најпре настају тамо где су велике брзине, што се може описати Бернулијевом једначином дуж струјнице идеалног флуида (сл. 8.30):

$$(8.45): \quad Z_0 + \frac{p_0}{\gamma} + \frac{V_0^2}{2g} = Z_C + \frac{p_C}{\gamma} + \frac{V_C^2}{2g},$$

где су индексом "0" означене величине у непоремећеној тачки тока, док су индексом "C" обележене величине у тачки у којој је услед поремећаја на контури дошло до повећања брзине. Прегледности ради, а не умањујући општост излагања, разматраће се тачке са истом положајном котом (тј., претпоставиће се да је  $Z_0 = Z_C$ ), па једначина (8.45) постаје:

$$(8.46): \quad \frac{p_0}{\gamma} + \frac{V_0^2}{2g} = \frac{p_C}{\gamma} + \frac{V_C^2}{2g}.$$

Притисак и брзина у непоремећеној тачки "0" су познати (из прорачуна, или мерења), а тражи се притисак у тачки поремећаја "C",  $p_C$ , који ће се упоредити са притиском zasiћене паре,  $p_V$ , како би се утврдила могућност настанка кавитације. Према једначини (8.46), притисак  $p_C$  може се изразити у облику:

$$(8.47): \quad p_C = p_0 + \rho \frac{V_0^2}{2} - \rho \frac{V_C^2}{2} = p_0 - \rho \frac{V_0^2}{2} \left[ \left( \frac{V_C}{V_0} \right)^2 - 1 \right], \text{ односно:}$$

$$(8.48): \quad p_C = p_0 - \rho \frac{V_0^2}{2} \sigma_C,$$

где је  $\sigma_C =$  **критични кавитациони број** (критични кавитациони индекс):

$$(8.49): \quad \sigma_C \equiv \left[ \left( \frac{V_C}{V_0} \right)^2 - 1 \right] = \frac{p_0 - p_C}{\rho \frac{V_0^2}{2}}.$$

Ако је, према једначини (8.48), притисак  $p_C$  једнак, или мањи од притиска zasiћене водене паре,  $p_V$  (при претпостављеној температури), доћи ће до кавитације у тачки "C", па може настати опасност од кавитационе ерозије низводно, у зони где се притисак повећава и где долази до имплозије. Ако је притисак  $p_C$  у једначини 8.48 већи од притиска zasiћене водене паре, до кавитације неће доћи.

Занимљиво је приметити да је критични кавитациони број,  $\sigma_C$ , једнак коефицијенту притиска,  $C_p$ , у тачки "C" са промењеним знаком :

$$\sigma_C = -C_p = - \frac{p_C - p_0}{\rho \frac{V_0^2}{2}}.$$

У инжењерској пракси понекад се користи појам **кавитационог броја** (кавитационог индекса),  $\sigma$ , који је по облику сличан *критичном кавитационом броју*,  $\sigma_C$ , с тим што се уместо стварног притиска,  $p_C$ , узима притисак zasiћене водене паре,  $p_V$  (Слискиј 1979):

$$(8.50): \quad \sigma = \frac{p_0 - p_V}{\rho \frac{V_0^2}{2}}.$$

Ако се упореди израз (8.50) за кавитациони број,  $\sigma$ , са изразом (8.49) за критични кавитациони број,  $\sigma_c$ , запажа се да је:

- а) За  $\sigma \leq \sigma_c$ , притисак  $p_c \leq p_v$ , што значи да ће доћи до кавитације.
- б) За  $\sigma > \sigma_c$ , притисак  $p_c > p_v$ , што значи да неће доћи до кавитације.

Притисак засићене водене паре,  $p_v$ , зависи од температуре и чистоће воде. (Тако при температури од 30°C, притисак засићене паре чисте воде по јединици тежине износи  $p_v/\gamma \approx 0.5$  метара воденог стуба.) Међутим, присуство нечистоћа и растворених гасова може повећати притисак засићене паре, док турбулентне флукуације могу додатно смањити притисак у угроженом пресеку, па би требало избегавати да (временски осредњена) вредност притиска буде испод  $p_c^{Abs}/\gamma = 4 \text{ mvs}$  (апсолутног притиска, односно  $p_c/\gamma = -6 \text{ mvs}$ , релативног притиска).

Локални пад притиска који доводи до кавитације настаје због локалног повећања брзине, а промена брзине настаје као резултат промене геометрије контуре (сл. 8.30). С обзиром да критични кавитациони број,  $\sigma_c$ , описује локалну промену брзине, разумно је очекивати да ће геометрија контуре имати велики утицај на његову вредност. Геометријски слични облици, даваће исте вредности критичног кавитационог броја. Тако се, мерењем на једном објекту (или моделу), може добити критични кавитациони број за све геометријски сличне објекте. У неким случајевима, критични кавитациони број се може добити и рачунски (решавањем једначина потенцијалног струјања), с тим што обавезно треба (статистички) урачунати и утицај флукуација брзина на промену притиска (Слискиј, 1979). Све ово важи ако је утицај вискозности мали, тј., ако су велики Рејнолдсови бројеви, што је редовно случај код хидротехничких објеката. Уколико би утицај вискозности био значајан, критични кавитациони број би, поред геометрије, зависио и од Рејнолдсовог броја.

За геометријске облике који најчешће изазивају локално повећање брзина, одређене су вредности критичног кавитационог броја,  $\sigma_c$ , на основу моделских испитивања (USBR 1991, Слискиј 1979). Уколико се ради о облику (препреци) који није претходно испитиван, а на објекту се може очекивати појава кавитационе ерозије, корисно је (а за значајне објекте и неопходно) урадити моделска испитивања, да би се утврдила опасност од кавитације, и предложиле мере за заштиту.

Код брзотока је посебно значајно утврдити како храпавост облоге утиче на могућност локалног повећања брзина и настанка кавитације. За случај изражене турбуленције (која се редовно јавља код брзотока), критични кавитациони број за уједначену храпавост зависи искључиво од неравнина – од вредности апсолутне храпавости бетона (нема утицаја вискозности). На основу мерења у лабораторијским условима и на објектима, уочена је директна зависност критичног кавитационог броја,  $\sigma_c$ , од Дарси-Вајсбаховог фактора трења,  $\lambda$ . Предложена је веза облика:  $\sigma_c = C \lambda$ , где вредност константе,  $C$ , варира у широком опсегу  $C = 4 \div 20$ , зависно од степена очуваности материјала (USBR, 1991). За глатке бетонске површине у добром стању, Novak (1996) предлаже вредност критичног кавитационог броја од  $\sigma_c = 0.25$ , док

ACI Committee (1987) за неоштећене бетонске површине предлаже  $\sigma_c = 0.4$ , а за еродиране површине  $\sigma_c = 0.6$ .

\* \* \*

Појава кавитације *не значи увек* и кавитациону ерозију.

Прво, за настанак ерозије, неопходно је да се имплозија јави у **близини контуре** објеката (или машине). Дакле, истраживаће се само случајеви где се локално повећање брзине (са резултујућим падом притиска) дешава близу контуре објекта. Нажалост, то и јесте најчешћи случај (изузетак представља расплињавање млаза у мирној струји).

Друго, потребно је да кавитација буде **довољног интензитета**. Интензитет кавитације огледа се у броју кавитационих мехурића – у величини “кавитационог облака” – што се, понекад, може установити и посматрањем на моделу (много ређе и на објекту због неприступачности). Сасвим мали број кавитационих мехурића одговара почетној фази кавитације. Даљим опадањем притиска кавитациони облак постаје све гушћи (развијена кавитација), да би се на крају, у фази која се назива “суперкавитација”, створиле велике шупљине (каверне). Интензитет кавитације се може приближно одредити преко различитих емпиријских образаца, увођењем такозваног индекса штете, који је сразмеран односу критичног кавитационог броја,  $\sigma_c$ , и кавитационог броја,  $\sigma$  (USBR 1991, Слискиј 1979). Разумно је очекивати да ће штета бити сразмерна интензитету кавитације (ако су сви остали параметри исти).

На крају, неопходно је да кавитација **довољно дуго траје**, да би дошло до штете услед замора материјала. Време трајања неопходно за настанак ерозије зависи од врсте материјала и од интензитета кавитације.

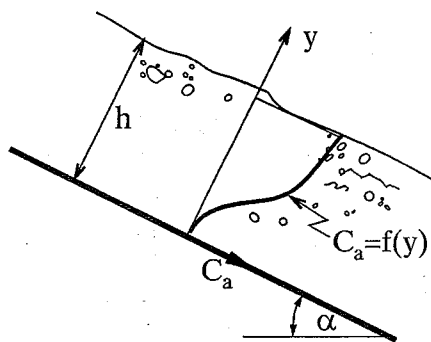
\* \* \*

Премда искуство показује да се за одређене препреке у воденом току кавитација може јавити и при брзинама од 10 m/s, реална опасност од кавитационе ерозије **код брзотока** настаје кад средње брзине пређу 25 ÷ 30 m/s, што одговара паду (денивелацији) од око 35 ÷ 50 m. При брзинама већим од 35 m/s кавитациона ерозија се неминовно јавља, уколико се не преузму мере за сузбијање ерозије. Штета која настаје услед кавитационе ерозије може бити катастрофална. Понекад стабилност целог објекта може бити доведена у питање (пример прелива бране Yellowtail, Borden et al 1971). Да би се избегле штете, неопходно је применити одговарајуће мере против кавитационе ерозије :

- 1) **Повећање притиска**, преко смањења брзина у пресеку где се очекује кавитација – тзв. “**пригушење**” пресека (ово је уобичајено код заштите ниша затварача, поглавље IX.2, али сасвим неприкладно код брзотока).
- 2) Примена **глатких и/или високо отпорних материјала** (епокситних премаза, полиуретанских смола, челичних облога) на месту где се очекује кавитациона ерозија.
- 3) **Аерација** – оваздушење тока узводно од потенцијалног места ерозије, јер присуство ваздуха у води значајно смањује брзину простирања имплозионих таласа, а тиме и њихов интензитет.

Најефикаснији начин за спречавање кавитационе ерозије код брзотока је **аерација**. Остали “лекови”, пре свега премазивање или облагање заштитним материјама (да би се умањила храпавост и/или поправила отпорност подлоге), нису се показали успешним. Процес је тиме само постајао нешто дуготрајнији – ерозија се јављала нешто касније него у случају када није било заштитног слоја.

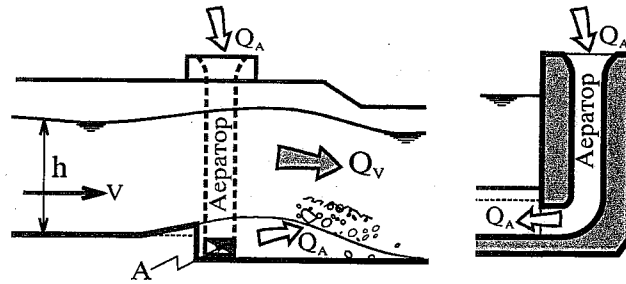
С друге стране, аерација се доказала као потпуно поуздана мера заштите. Показано је да се при концентрацији ваздуха у води од  $C=5 \div 10\%$  на месту где се јавља кавитација, елиминише свака штета од кавитационе ерозије. Много је хипотетичких објашњења за ову појаву. Тренутно се уважава претпоставка да присуство ваздуха у води смањује брзину простирања имплозионих таласа, а тиме и њихов интензитет – имплозиони таласи сабијају мехуриће ваздуха као опруге.



Сл. 8.31 Концентрација ваздуха по дубини, за брзоток са малим подужним нагибом

Успешна аерација подразумева да се ваздух доведе до места кавитације. То значи да ваздуха мора бити на контакту воде и чврсте границе (контуре) објекта, а то је код брзотока, пре свега дно корита. Нажалост, самоаерација брзотока (о којој је било речи у претходном делу) не доприноси битно оваздушењу тока близу дна. Концентрација ваздуха при дну, за подужне нагибе мање од 1:2 ( $\alpha \leq 25^\circ$ ), је практично безначајна (сл. 8.31), јер је ту турбуленција која повлачи ваздух у дубину најмања (најмање су брзине), а сила потиска која га избацује на површину највећа (Vischer и Hager 1998).

Зато се мора прибећи *вештачкој аерацији тока* при дну брзотока (сл. 8.32). Нешто узводније од места где се очекује ерозија, млаз воде се одвоји од дна брзотока рампом–одскоком, или степеницом–каскадом, или комбиновано, а испод млаза се доводи ваздух, најчешће кроз отворе у зиду брзотока–**аераторе**. На доњој ивици одвојеног млаза турбуленција увлачи ваздух који се налази између млаза и дна брзотока, на исти начин као и код самоаерације на површини брзотока. Услед увлачења ваздуха у млаз ствара се вакуум, који се отклања надокнађивањем ваздуха (усисавањем) кроз цев аератора. Поред решења са слике 8.32, постоји још много начина да се обезбеди увлачење потребне количине ваздуха. Обликовање и димензионисање аератора детаљно су описани у литератури (USBR 1991, Pinto 1991).



Сл. 8.32 Аерација брзотока

На основу искуства са модела и објеката, Pinto (1991) даје везу димензија аератора, основних параметара тока, и протицаја ваздуха и воде:

$$(8.51): \quad \beta = \frac{Q_A}{Q_V} = 0.29 \left( \sqrt{F_R} - 1 \right)^{0.62} \left( \frac{D}{h} \right)^{0.59},$$

где су:  $\beta = Q_A/Q_V =$  релативни протицај ваздуха, ( $Q_A =$  протицај ваздуха,  $Q_V =$  протицај воде),  $F_R = \frac{v^2}{gh} =$  Фрудов број у пресеку испред аератора,  $D = C_{QA} \frac{A}{b} =$  параметар цеви аератора,  $A =$  површина попречног пресека на излазу цеви за довод ваздуха (контролни пресек),  $C_{QA} =$  коефицијент протицаја довода ваздуха, и  $b =$  ширина брзотока. Из јед.(8.51) се може срачунати површина контролног пресека доводне цеви,  $A$ :

$$(8.52): \quad A = \frac{hb}{C_{QA}} \left[ \frac{\beta}{0.29 \left( \sqrt{F_R} - 1 \right)^{0.62}} \right]^{1.69}.$$

Треба проверити да ли овако добијена површина аераторске цеви обезбеђује довољан притисак испод аерисаног млаза. Релативни притисак испод млаза треба да буде већи од  $-2$  метра, ( $\Delta p/\gamma_v > -2m$ ), да би се избегао нестабилан пулзирајући ток са опасним вибрацијама. Притисак (потпритисак) се може проценити коришћењем енергетске једначине за ваздух који струји кроз аераторску цев, занемарујући утицај стишљивости ваздуха:

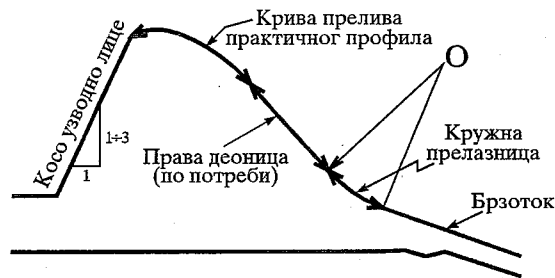
$$(8.53): \quad \frac{\Delta p}{\gamma_v} = \frac{\gamma_A}{\gamma_v} \frac{C_{QA}^{-2}}{2g} \left( \frac{Q_A}{A} \right)^2,$$

где су  $\gamma_A$  и  $\gamma_v$ , специфичне тежине ваздуха и воде. Ако се према једначини 8.53 добије притисак мањи од  $-2m$ , површину пресека ( $A$ ) треба одредити према јед. 8.53. Уз то, искуство са веома непријатном буком при раду аератора, налаже да брзина ваздуха у аерационој цеви не би требало да прелази  $60 \text{ m/s}$ , што такође може да наметне већи попречни пресек цеви.

Аераторе би требало постављати на сваких  $50 \div 100m$  по дужини брзотока. Новак препоручује да растојање између два аератора у метрима буде  $1 \div 2$  пута средња брзина воде у брзотоку (брзина изражена у  $m/s$ ).

Облик преливне ивице добија се комбинацијом прелива практичног профила (видети део VIII.4.1) и прелазнице (обично кружног лука), којом се прелив повезује са брзотоком (сл. 8.69 и 8.70).

С обзиром да је преливни праг низак, то је однос  $H_R/P$  обично већи од 1 (понекад већи и од 2). Препоручује се да однос  $H_R/P$  буде мањи од 4, да се, услед ниског коефицијента преливања, не би изгубила предност коју даје прелив практичног профила (видети табелу 8.2). Најчешће се ради косо узводно лице прага (нагиба 1:1/3 до 1:1), што омогућава нешто већи коефицијент преливања (за  $H_R/P > 2$ ), а такође доприноси и стабилности конструкције.



Сл. 8.70 Веза преливног дела са брзотоком

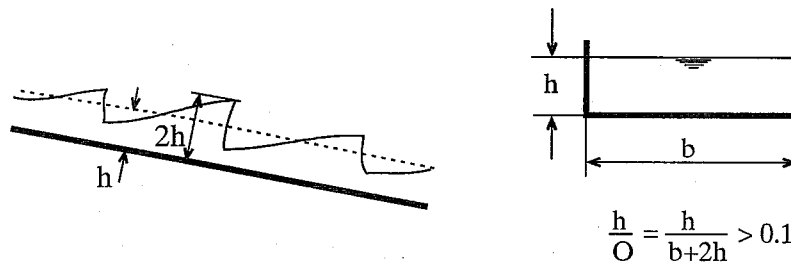
## VIII.6.2 Брзоток

**Брзоток** је обложен канал стрмог пада, са бурним режимом течења, којим се вода захваћена преко прелива одводи до излазног дела евакуациног органа (одакле се упушта у низводно корито реке). За разлику од “брзотока” *преливне бране*, који је део конструкције саме бране, *класични брзоток* је конструктивно независан објекат.

Услови течења у “брзотоку” преливних брана описани су у делу VIII.4.5. Поред **самоаерације** и **стојећих таласа**, код класичног брзотока са нагибом дна мањим од 35% ( $I_D < 0.35$ ), могу настати и **транслаторни таласи** (Novak 1996, USBR 1987, Henderson 1966). Транслаторни таласи (сл. 8.71) представљају низ наглих (“стрмих”) поремећаја нивоа и протицаја који се у правилним размацима крећу низ брзоток. Поред повишења нивоа (које достиже двоструку дубину воде при непоремећеном течењу), транслаторни таласи могу да изазову и нестабилност рада умирујућег базена, а тиме и низводну ерозију. Транслаторни таласи настају услед велике осетљивости (нестабилности) плитких токова у кориту правоугаоног попречног пресека (Henderson 1966). Могу се избећи ако се усвоји попречни пресек са односом дубине и оквашеног обима већим од 10% ( $h/O > 0.1$ , сл. 8.71). Обично се захтева да овај услов буде задовољен при рачунском протицају, или при опсегу протицаја у коме ће канал најчешће радити, док се за мање протицаје дозвољава појава таласа.

Као што је напоменуто у делу VIII.4.5, иза преливних стубова настају *коси стрми таласи* мањег интензитета, чија суперпозиција изазива поремећаје у струјној слици. Ови таласи се могу сузбити одговарајућим обликовањем (Khatsuria 2005 и Vischer и Hager 1995), а *разделне зидове брзотока* требало би димензионисати на дубину 25% већу од рачунске.

Испитивања на физичком моделу омогућавају да се значајно побољша рад разматраног брзотока. Између осталог, могу се испробати мере за сузбијање таласа (косих и транслаторних).



Сл. 8.71 Транслаторни таласи

+ кожни Јунија

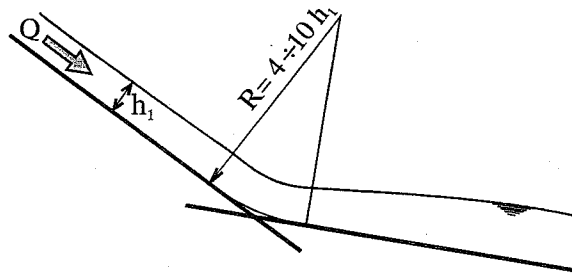
Као и сваки обложени канал, брзоток се састоји од *плоче дна* и (најчешће вертикалних) *зидова*, који одређују протицајни пресек, као и *дренаже*, која обезбеђује стабилност конструкције против испливавања и испирања темеља (сл. 8.75).

**Траса и подужни профил** брзотока одређује се на основу *топографских* и *геолошких* услова, као и *диспозиције осталих објеката*. Обично се тежи да подужни нагиб буде *што стрмији*, чиме се скраћује траса и донекле смањује попречни пресек корита. Обим земљаних радова (пре свега ископа у стени) требало би да буде што мањи, с тим да се конструкција целом дужином ослања на стеновиту подлогу. Уз то, пожељно је да се вода при изласку из евакуатора што је могуће више усмери у правцу пружања низводног корита (чиме се омогућава повољније струјање и мања ерозија), па према томе треба ускладити и правац трасе брзотока.

**Траса брзотока у основи** је, по правилу, *права линија – без кривина*. Кривине у бурном току најчешће изазивају косе стрме таласе. Ако се кривина ипак примени, требало би користити физички модел да би се одредио оптимални положај и облик корита, за који се коси таласи неће јавити при меродавном протицају (или опсегу протицаја). Постоје и теоријска решења за једноставније случајеве струјања у кривини (Слискиј 1979, Henderson 1966 и Rouse 1960), као и нумерички модели (Будински и Савић 2005, Будински и Савић 2005а), али физички модел засада има преимућство, јер омогућава да се уочи и понешто од онога што се није очекивало.

За разлику од хоризонталних кривина, **преломи у вертикалној равни** су дозвољени. Штавише, брзоток обично *прати конфигурацију терена*, како би обим земљаних радова био минималан. Ако је *улазни* (узводни) нагиб прелома *стрмији од излазног* (низводног сл. 8.72), користи се *кружна прелазница* полупречника  $R=4 \div 10 h_1$ . У случају благог прелома, прелазница се може и изоставити.





Сл. 8.72 Улазни нагиб прелома стрмији од излазног

Прелом *са блажег ка стрмијем* нагибу треба обезбедити од потпритиска (са пратећом кавитацијом и неконтролисаним одлепљивањем млаза) прелазницом одговарајућег облика (сл. 8.73), или на месту прелома треба поставити аерацију. Прелазница се обликује поступком сличним обликовању преливне ивице практичног профила (Кригеровог прелива). Као што контура прелива практичног профила прати доњу ивицу млаза оштроивичног прелива, тако дно прелазнице брзотока прати доњу ивицу млаза који напушта *узводну деоницу* путањом косог хица, све док ова не налегне (тангира) на дно *низводне деонице* (сл. 8.73).

Често се у једначини хица рачуна са вертикалним убрзањем које је *мање од стварног убрзања земљине теже* (обично  $2/3 g \div 1/2 g$ ). Тиме се домет замишљеног хица вештачки продужава, што обезбеђује пријањање *стварног* млаза на дно брзотока (тј., течење без потпритиска), чак и у случају да су брзине потцењене.

Ако се у почетној тачки замишљеног млаза (тачка “А” на слици 8.73) напише једначина хица за координатни систем  $x, y$ , добиће се:

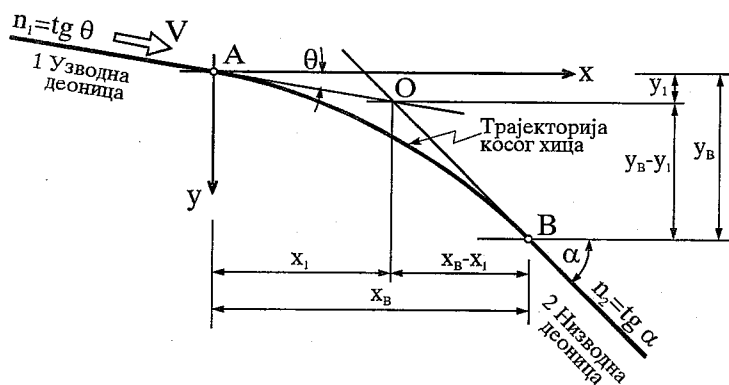
$$(8.104): \quad y = x \operatorname{tg} \theta + \frac{1}{2} g \frac{x^2}{V^2 \cos^2 \theta} .$$

(Једначина 8.104 одговара једначини косог хица 8.81, изведеној за ски одскок, с тим што је овде другачија оријентација оса и углова.)

Нагиб дна узводне деонице,  $n_1$ , једнак је  $\operatorname{tg} \theta$  ( $n_1 = \operatorname{tg} \theta$ ). Ако се уместо убрзања земљине теже,  $g$ , усвоји убрзање од  $2/3 g$ , једначина 8.104 постаје:

$$(8.105): \quad y = x n_1 + \frac{1}{3} g \frac{x^2}{V^2} (1 + n_1^2) .$$

У крајњој тачки хица (тачка “В”) захтева се да нагиб путање хица,  $dy/dx$ , буде једнак нагибу низводне деонице брзотока,  $n_2$ , тј. да млаз тангира низводну деоницу:



Сл. 8.73 Улазни нагиб прелома блажи од излазног

$$(8.106): \quad \left. \frac{dy}{dx} \right|_B = n_1 + \frac{2}{3} g \frac{x_B}{V^2} (1 + n_1^2) = n_2,$$

одакле се добија дужина путање млаза (дужина прелазнице),  $x_B$ :

$$(8.107): \quad x_B = 3 \frac{n_2 - n_1}{1 + n_1^2} \frac{V^2}{2g},$$

док се висина путање,  $y_B$ , рачуна из једначине 8.105.

Дужина  $x_B$  и висина  $y_B$  описују међусобно растојање крајњих тачака прелазнице (путање хица) “А” и “В” за претпостављену брзину млаза,  $V$ . Да би се прелазница тачно одредила у простору, потребно је одредити брзину млаза,  $V$ , као и тачан положај тачака “А” и “В”, тј., потребно је срачунати растојање (у  $x$  и у правцу) између почетка прелазнице (почетне тачке хица) “А” и тачке пресека праваца узводне и низводне деонице – тачке “О”. Примениће се следећи поступак:

1) За брзину  $V$  усваја се вредност која би се јавила у тачки пресека праваца “О” (сл. 8.73).

2) Са претпостављеном брзином срачунају се релативна растојања  $x_B$  и  $y_B$  преко једначина 8.107 и 8.105. Имајући на уму да је (сл. 8.73):

$$(8.108): \quad y_1 = n_1 x_1, \text{ и}$$

$$(8.109): \quad y_B - y_1 = n_2 (x_B - x_1), \text{ добија се:}$$

$$(8.110): \quad y_B = n_1 x_1 + n_2 (x_B - x_1), \text{ односно:}$$

$$(8.111): \quad x_1 = \frac{y_B - n_2 x_B}{n_1 - n_2}.$$

Координата  $y_1$  рачуна се из једначине 8.108.

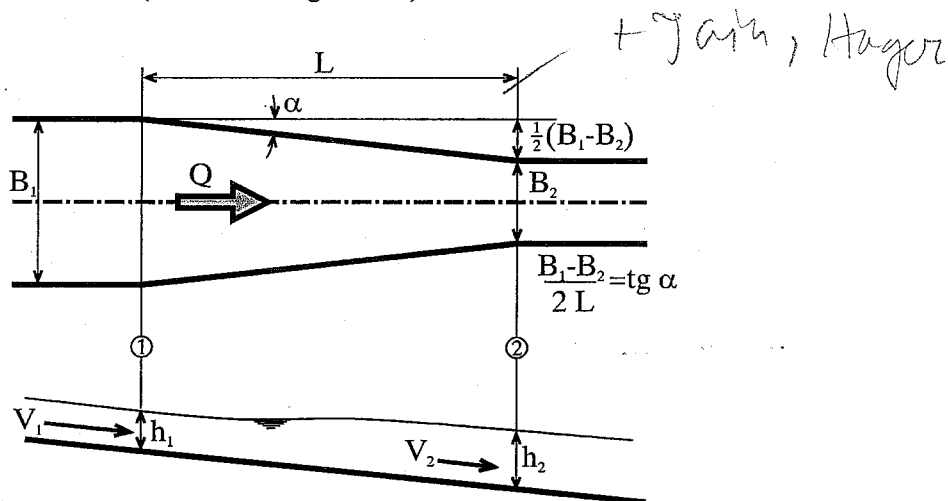
\* \* \*

Уколико се дугачак брзоток малог нагиба дна завршава умирујућим базеном, корисно је да се нагиб дна брзотока непосредно испред базена учини стрмијим (сл. 8.68с). Овим се битно смањује неравномерност брзине у пресеку млаза који улази у базен (која настаје услед већег отпора уз зидове, него у средишњем делу корита брзотока), чиме се омогућава бољи рад умирујућег базена (Khatsuria 2005).

\* \* \*

**Ширина брзотока** одређује се економском анализом. Разматра се неколико алтернативних ширина ( $b_1, b_2, b_3$ ), па се за њих одреде коштања брзотока (и умиривача енергије, ако се оптимизују заједно) и изабере решење (ширина) које даје најмање коштање (уважавајући све ограничавајуће чиниоце).

Код краћих брзотока, обично се усваја константна ширина целог проточног тракта (прелив + брзоток + излазни део), која се најчешће одређује на основу коштања умирујућег базена или преливног прага. Код дугачких брзотока, међутим, често је оптимална ширина брзотока знатно мања од ширине прелива и умирујућег базена, па се граде *прелазне деонице*. (Уз то, сужавање брзотока доприноси спречавању настанка транслаторних таласа). Ако нису добро обликоване (ако ширење или сужавање није довољно постепено), прелазне деонице у бурном режиму изазивају *косе стрме таласе* са свим последицама које иду уз њих (значајно надвишење нивоа воде, вибрације, неравномеран распоред протицаја) и које се простиру низводно све до излазног дела и низводног корита. Коси стрми таласи су посебно изражени код брзотока са малим нагибом дна (Vishcer и Hager 1998).



Сл. 8.74 Прелазна деоница на сужењу брзотока

Према критеријуму USBR (1987) степен *ширења* и *сужења* који омогућава повољне хидрауличке услове (одсуство косих стрмих таласа) постиже се ако је (сл. 8.74):

$$(8.112): \quad \operatorname{tg} \alpha \leq \frac{1}{3\sqrt{F_{R1}}}$$

Jahn ICOLD (1992) — Khatunlich y. 31 (en. 11)

271

где је  $\alpha$  = угао између зида прелазнице и средишне линије канала, а  $F_{R1} = \frac{V_1^2}{gh_1}$  = Фрудов број у узводном пресеку. *проверити линију Казурри и US BR 1977 (1987)*

За проширења Smith (1995) препоручује нешто блажи критеријум:

$$(8.112a): \quad \operatorname{tg} \alpha = \frac{\left( \frac{B_1}{B_2} - 1 \right)^{\frac{1}{3}}}{4.5 + 2\sqrt{F_{R1}}}$$

У брзотоку се постиже равномерније струјање, ако сужење корита не почне непосредно иза прелива, него се удаљи, за најмање једну дужину преливне ивице, низводно од прелива (Khatsuria 2005). Да би се обезбедило што повољније течење у прелазници и низводно од ње корисно је, посебно за веће и значајније објекте, урадити испитивања на физичком моделу.

Детаљи у вези облика, положаја и димензија косих стрмих таласа, као и мере за ублажавање њиховог интензитета дати су у литератури (Vischer и Hager 1998).

Линију нивоа дуж брзотока потребно је срачунати због димензионисања бочних зидова и одређивања услова течења на почетку излазне деонице (умирујућег базена или ски одскока). За прорачун се користи поступак објашњен у делу VIII.4 (због самоаерације треба узети у обзир и надувавање – бубрење млаза).

\* \* \*

Процуривањем испод преливног прага и између лоше изведених спојница брзотока вода доспева у темељ испод плоче дна корита. Неопходно је обезбедити одговарајућу дренажу темеља да би се избегла ерозија (суфозија), као и узгон који може довести до подизања плоче (Smith 1995).

*Кривизне*

# VI УМИРЕЊЕ – РАСИПАЊЕ ЕНЕРГИЈЕ

## Абразија код брзотока

Абразија је ерозија која настаје хабањем контуре објекта (или опреме) наносом, пливајућим предметима, или ледом. Најчешће је изазива вучени нанос, али може настати и од крупнијег суспендованог наноса (ситан песак, па чак и прашина). Абразија од наноса на преливу и брзотоку јавља се само код ниских брана (прагова), где велика брзина тока испред прелива и низак положај круне прага омогућавају да нанос пређе преко прелива. Код високих брана проблем са наносом је обично везан за дубинске испусте који, између осталог, и служе за испирање наноса (део XI.2).

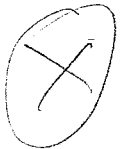
Код прагова где се очекује велико оптерећење наносом и брзине воде преко  $V = 10 \text{ m/s}$ , треба водити рачуна да објекат буде што једноставнији (што мање стубова, кривина) и, по могућству, што шири, како би се смањило оптерећење (наносом и водом чија енергија носи нанос) по јединици ширине прелива. Препоручује се израда завршног слоја бетона са већом количином цемента ( $600 \text{ kg/m}^3$ ), и са агрегатом велике отпорности на хабање (кварцитни песак и шљунак). Код још већих брзина могу се применити и епокситни премази, а посебно добро се показао премаз од *полиуретанске смоле* (ICOLD 1987).

## VIII.4.6 Умирење – расипање енергије

Завршни (најнизовднији) део евакуационог органа је излазни део, преко кога се преливена вода предаје кориту реке низводно од бране. Задатак излазног дела је да распе (“потроши”), или “одбаци” што даље, енергију воде концентрисану узводно од бране, како би се избегла ерозија тла непосредно низводно од бране, што би могло да доведе до рушење бране или околних објеката. Треба се подсетити да је изградњом бране река успорена, па се већи део енергије, која се у природном стању (пре изградње бране) трошила на стварање и одржавање турбуленције, ерозију, покретање и пронос наноса, сада акумулише испред бране. Сву ту енергију, која се прикупљала дуж успореног тока реке, треба потрошити на малом простору низводно од бране (ако се уз брану налази хидроелектрана, треба утрошити “вишак” енергије који се не може претворити у електричну енергију). Колика је енергија у питању, може се видети на примеру бране и хидроелектране ХЕ Бајина Башта. Инсталисана снага хидроелектране износи  $N_{HE} = 348 \text{ MW}$ , док је снага која се ослобађа при евакуацији рачунског протицаја  $N_{EV} = 5500 \text{ MW}$ , дакле, преко 15 пута већа.

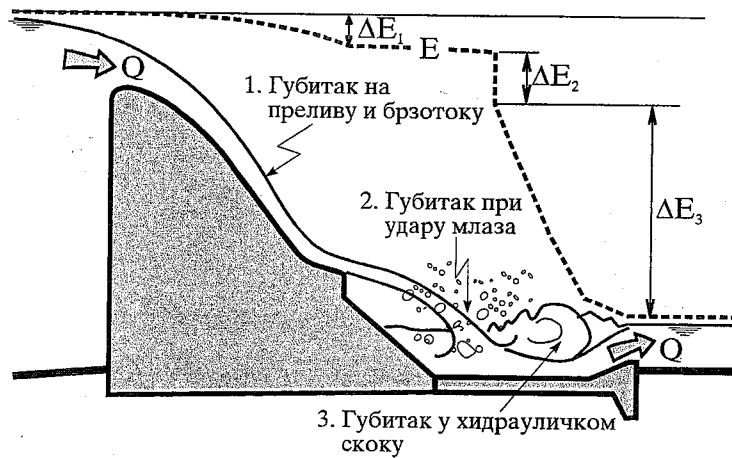
На слици 8.33 приказани су основни видови расипања енергије код евакуационог органа:

- 1) Само мали део енергије се утроши кроз отпор “трења” дуж брзотока (губитак  $\Delta E_1$  на сл. 8.33).
- 2) Ако се преливни млаз одбаци у ваздух, где се делимично распрши и оваздуши, део енергије се утроши на **сабијање мехура увученог ваздуха** при удару млаза у водену површину низводног тока (губитак  $\Delta E_2$  на слици 8.33). ~~Далеко мањи део енергије се~~ троши на отпор ваздуха дуж путање млаза, и то само у случају када је млаз (делимично, или потпуно) разбијен на капљице које су подложне кочењу у ваздушној маси.



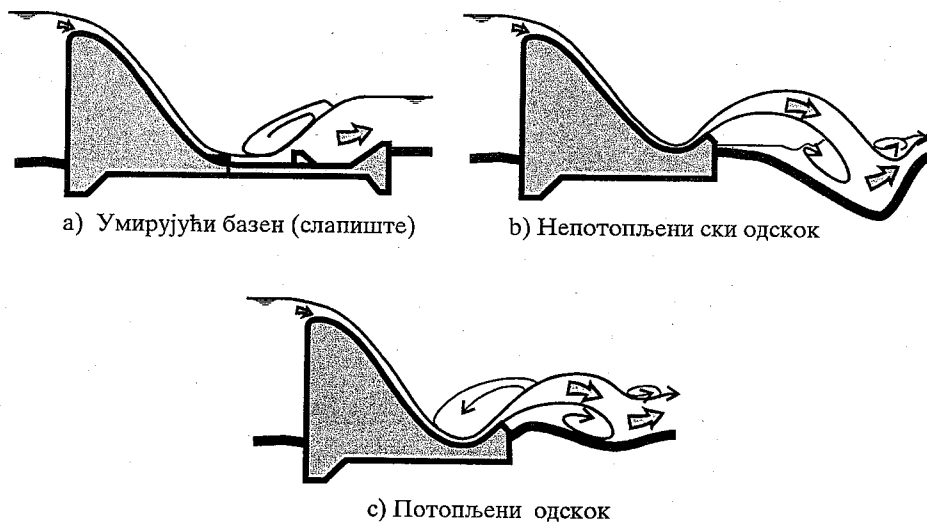
3) Највећи део енергије троши се у **вртлозима** (турбуленцији) који настају приликом кочења млаза на прелазу из бурног у мирно течење (губитак  $\Delta E_3$  на слици 8.33).

Треба имати на уму да се *сва енергија, не може расути* у умиривачу. Нешто “неумирена” енергије остаће у вртлозима - турбуленцији тока и низводно од хидрауличког скока. Не сме се допустити да “неумирена” вода поткопава објекат па, према потреби, низводно од излазног дела треба предвидети додатну заштиту корита (обично камену наслагу или габионе – видети VIII.4.8).



Сл.8.33 Расипање енергије дуж преливне бране

Најчешће примењивани типови умиривача енергије (како за преливне бране, тако и за остале врсте евакуационих органа) приказани су на слици 8.34.



Сл. 8.34 Карактеристични типови умиривача енергије

За случај да је брана фундирана на стени, а да положај и величина ерозионе јаме (коју ће млаз створити низводно од бране) не могу да угрозе стабилност бране и околних објеката, често се, као најјефтиније решење, примењује **ски одскок** (сл. 8.34b), познат и као **ски-скок**, или **непотопљени одскок**. Млаз се, преко одговарајуће обликованог низводног краја брзотока (“кашике” одскока) одбацује што даље од бране. Оваздушен при проласку кроз атмосферу, млаз удара у површину водотока, при чему се један део кинетичке енергије троши на сабијање мехурића заробљеног ваздуха. Остатак енергије се утроши на разарање корита и одношење ископаног материјала. Временом ће млаз ископати **ерозиону јаму** (ерозиони левак) у коме се кроз вртложно струјање утроши највећи део енергије. Ски одскок је одлично решење код великих падова ( $H > 50$  m), односно при великим брзинама, које одбаце млаз довољно далеко од објекта, док би у умирујућем базену могле да изазову кавитацију, вибрације и динамичка оптерећења.

Непотопљени ски одскок се не сме користити када ерозиона јама може да угрози стабилност објеката. Тада се мора обезбедити да силовити млаз буде раширен и успорен, како би се успоставио хидраулички миран режим течења пре уласка воде у низводно корито. Искуство је показало, да овај задатак најбоље обавља **умирујући базен** (слапиште сл. 8.34a), у коме се преко хидрауличног скока буран млаз са великом кинетичком енергијом претвара у миран ток са знатно мањом енергијом, односно мањом ерозионом способношћу.

**Потопљени одскок** (сл. 8.34c) је једноставно и јефтино решење, које се често користи код брана фундираних на стени, у случају да је доња вода довољно висока да омогући ефикасан рад оваквог умиривача.

Постоје и комбинације горе описаних умиривача, као што је решење приказно на сл. 8.33. Ицрпан преглед објеката и поступака за умирење енергије приказан је у литератури (Vischer и Hager, 1995). О примењивости различитих типова умиривача енергије, зависно од падова и протицаја воде која се умирује, видети дискусију на крају дела VIII.4.

*Хидраулички скок*

#### VIII.4.7 Умирујући базен – слапиште

**Умирујући базен** (слапиште<sup>1</sup>), у коме се ствара *вртложни ваљак хидрауличног скока*, је најчешће коришћени тип умиривача енергије, нарочито при падовима (денivelацијама горње и доње воде) до 50 m<sup>2</sup>. Обично се изводи као хоризонтални, призматични, правоугаони “канал”, са или без додатних елемената за разбијање, усмеравање и стабилизовање млаза, (зупци, блокови, излазни праг и сл.).

Млаз се у бурном режиму течења обрушава преко прелива и брзотока бране (сл. 8.35), тако да улази у умирујући базен са великом брзином,  $V_1$ , и са великом количином кретања, односно великом “инерцијалном силом”,  $\rho QV_1$ , а са малом дубином,  $h_1$ . У базену, млаз удара у

<sup>1</sup> Назив “слапиште” се понекад у нашој стручној литератури користи за базен који није укопан у односу на дно низводног корита, док се за укопан базен, у том случају, користи назив “бучница”. У даљем тексту овде ће се слапиште и умирујући базен користити као синоними.

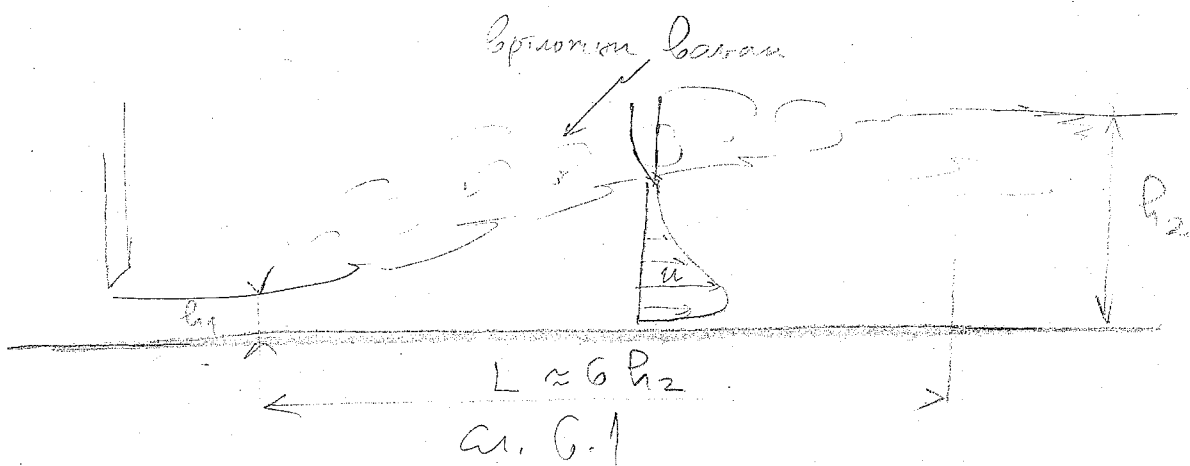
<sup>2</sup> Процењује се да умирујући базени чине око 90% од свих умиривача енергије у свету (Vischer и Hager 1995).

# С ПОСТ

## ХИДРОГРАФИЧНИ СИСТЕМ

ЗНАЕ:

Делот на вода и воздух се протекаат во една иста средина и се движат во една иста насока.  
 Во идеална средина се движат со една иста брзина и се движат со едни и исти закони.  
 Во идеална средина се движат со една и исти закони, кај кои се движат со едни и исти закони.



Карактеристичне хидрографички системи:

- a) Идентична водоносно-задржна средина, со вертикална издигајќа сила и вертикална сила и вертикална сила
- b) Вертикална водоносно-задржна средина со вертикална издигајќа сила и вертикална сила
- c) Вертикална водоносно-задржна средина со вертикална издигајќа сила и вертикална сила
- d) Вертикална водоносно-задржна средина со вертикална издигајќа сила и вертикална сила
- e) Вертикална водоносно-задржна средина со вертикална издигајќа сила и вертикална сила





2) Слаб (Weak)  $3 < F_{rel} < 6$ , На избухливом сивома се осцилије из ("избухливих") врлина, а губитне - расходе енергије је мали.

3) Нестабилни (Oscillatory, Oscilatory)  $6 < F_{rel} < 20$ , Ураган брзи и из осцилије наизменично измету гни и избухливост, са избухливостиме класе који се једносе генису избухливост користи. Овај режим изјата избухливост, или једноставно мере за избухливост маса (USBR IV - Јапан)

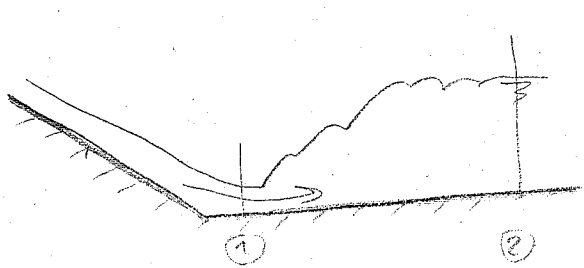
4) Стабилан осок (Steady)  $20 < F_{rel} < 80$ , Сивома је осцилирање осцилије (једна и две осцилије флуидизације брзина и једноставно). Значајна избухливост се доклапа са избухливостиме избухливостиме избухливостиме база. Губитне - расходе енергије је значајна (~40-70%, зависи о  $F_{rel}$ ).

5) Снажан (Strong) осок  $F_{rel} > 80$ , Избухливост сивома је видна избухливост. Губитне - расходе енергије је мали ефикасни ( $\frac{DE}{E_1} > 70\%$ ).

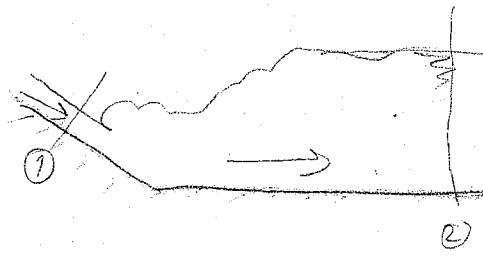
Такође постоји избухливост избухливост (сивома) избухливост сивома, на (с. 6.3):



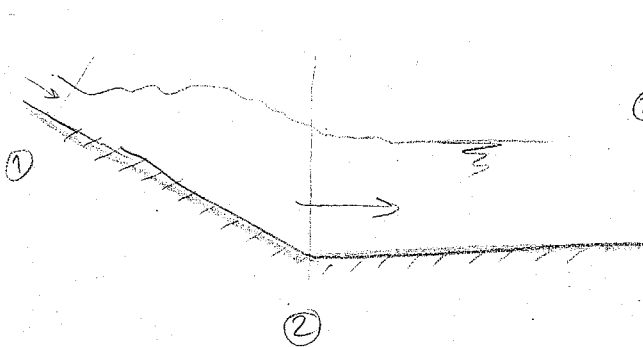
Према монитинг сиски & катару (Брзотонг) са ифине-  
 Нонлини Нале Сам гиа и мизини катару нбаре (с. 6.4):



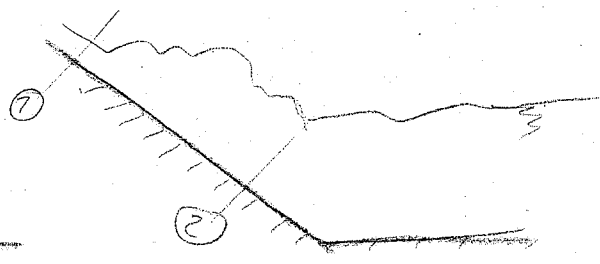
A - снок - катару сун



B - сун

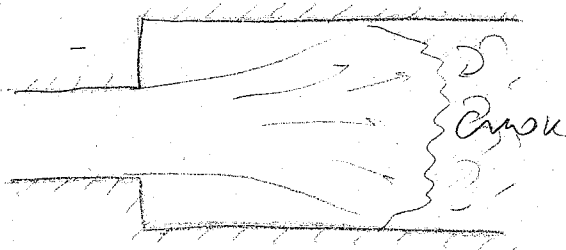


C - снок

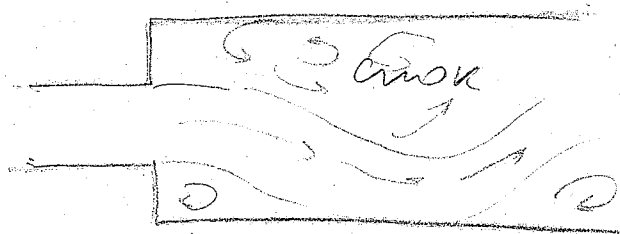


D - снок

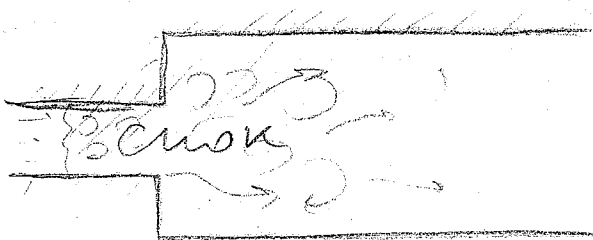
а) Пресек



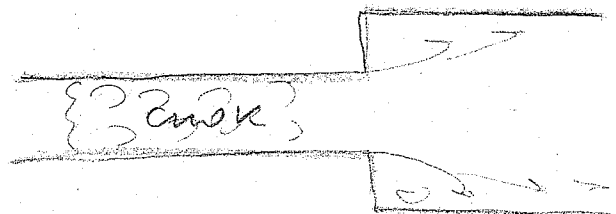
R - снок



S - снок



T - снок



A снок (у сунетин гунг)

б) сунетин

с. 6.4

- Crnomla učen B-D koriste se u slučaju g je gora  
lova (u objektima razinom izmota) ujednaka.

- Cima S je zloa učenom, gna cma R gpa učenom u  
neatativno učenom aca ce gona bova učenom učenom, učen  
oju Sogom sa Noidim izmota učenom učenom učenom  
T-cima koja je učenom učenom učenom.



Универзитет у Београју је први пут формиран у  
својој историји на основу реорганизације, као и  
за време војне окупације и окупације  
(1944-1945. и 2005. и 2006. године).

У овој књизи су заједно садржани сви документи који  
описују историју универзитета у Београју од  
1944. до 2006. године.

$$\frac{p_{12}}{p_{11}} \approx \sqrt{2F_1} - \frac{1}{2} \quad \gamma = \left(1 - \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{F_1}}\right)^2$$

$$E_{11} = \frac{D_{11}}{2} (2 + F_1) \approx \frac{D_{11}}{2} F_1 \quad 1 - 2 \sqrt{\frac{2}{F_1}} + \frac{2}{F_1} = 1 - \frac{2\sqrt{2F_1} - 2}{F_1}$$

$$E_{12} \approx 2 \cdot \frac{D_{12}}{2} = D_{12} \quad = 1 - \frac{2(\sqrt{2F_1} - 1)}{F_1}$$

$$\frac{E_{11} - E_{12}}{E_{11}} = \frac{\frac{D_{11} F_1}{2} - D_{12}}{\frac{D_{11} F_1}{2}} = 1 - \frac{D_{12}}{\frac{D_{11} F_1}{2}} = 1 - 2 \frac{1}{\sqrt{F_1}}$$

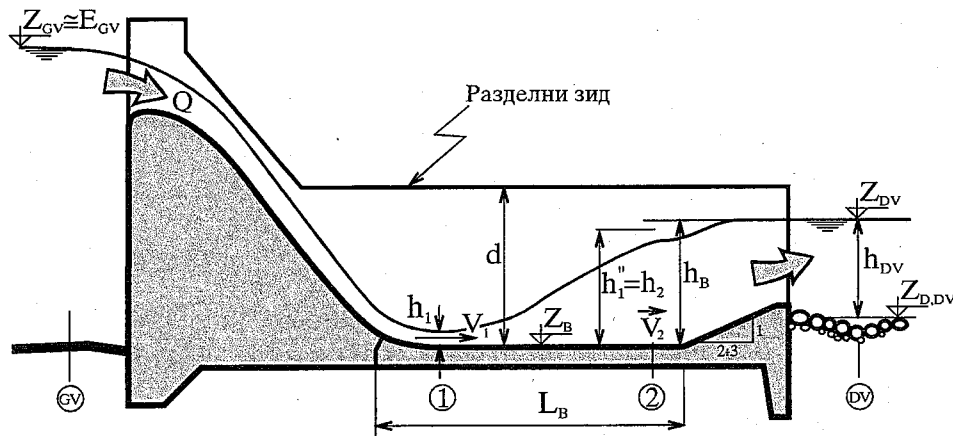
$$= 1 - 2 \left( \sqrt{2F_1} - \frac{1}{2} \right) \frac{1}{F_1} = \left( 1 - 2 \sqrt{\frac{2}{F_1}} \right) + \frac{1}{F_1}$$

		$F_1 = 16$	100	196	$\frac{(p_{11} - p_{12})^2}{2 \cdot 2}$
$\gamma = \left(1 - \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{F_1}}\right)$	0.29	0.717	0.798	0.84	39.6 137
$\gamma = \left(1 - \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{F_1}}\right)^2$	0.42	0.737	0.808	0.85	25
$\gamma_0 = \text{"Hagerungen"}$	0.39	0.73	0.80	0.86	36
$\gamma_1 = \left(1 - 2\sqrt{\frac{2}{F_1}} + \frac{1}{F_1}\right)$	0.36	0.727	0.803		

Fluwer & Hager Dars Hypo 159



Маса воде у мирном режиму, која се креће знатно мањом брзином,  $V_2$ , и располаже мањом количином кретања, али и већом дужином,  $h_2$ , која ствара силу притиска за "кочење" млаза. Прелаз из бурног течења испред скока (пресек "1" на сл. 8.35), у мирно течење иза скока (пресек "2") није гладак. Напротив, под дејством смичућих напона између "брзог" улазног млаза и "споре-мирне" воде кроз коју млаз продире, јавља се снажна турбуленција која доводи до повратног течења и стварања ваљка хидрауличног скока (сл. 8.36). У овом турбулентном ваљку највећи део енергије млаза неповратно одлази у стварање и одржавање вртлога (који се временом уситњавају, па на крају радом вискозних напона "изгубљена" енергија одлази у топлоту, Хајдин 1983). Млаз, који губи кинетичку енергију се шири и прилагођава облику пресека на излазу из базена.



Сл. 8.35 Умирујући базен – слапиште

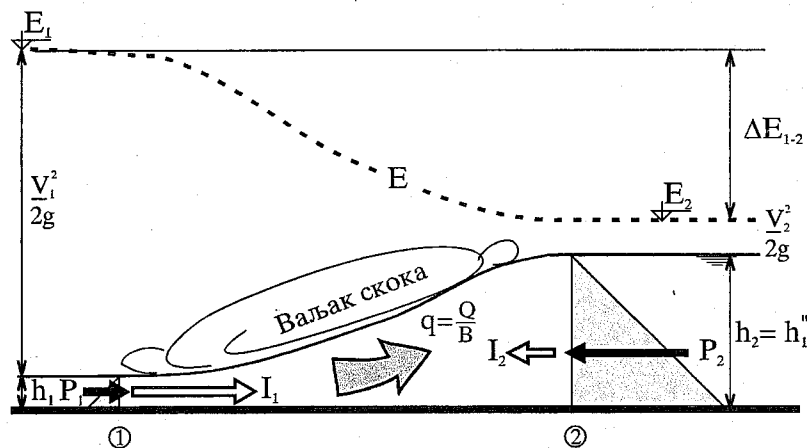
Да би умирујући базен добро и безбедно вршио своју улогу, неопходно је (али не и довољно) да се **хидраулички скок оствари у базену** (да силовити млаз не одбаци вртложни ваљак скока ван базена) **при рачунском протицају и свим нижим протицајима**. Ово значи да, при сваком разматраном протицају, дубина воде у базену,  $h_B$  (сл. 8.35), мора бити једнака или нешто већа од спрегнуте (коњуговане) дубине,  $h''_1 \equiv h_2$ , која одговара дубини  $h_1$  и брзини  $V_1$  улазног млаза ( $h_B \geq h''_1$ ). Такође, дужина базена мора бити довољна да прими ваљак скока (или бар његов најтурбулентнији део).

Однос дубине узводног млаза, и његове спрегнуте (коњуговане) дубине за правоугаони хоризонтални призматични канал (корито), добија се аналитички, применом *једначине одржања количине кретања* на масу воде у запремини између пресека "1" и "2" узводно и низводно од скока (сл. 8.36). *Једначина одржања енергије* овде не би била од користи, јер се не може унапред проценити вредност губитка енергије у скоку, а како ће се видети (табела 8.6), губитак енергије је веома значајан члан у билансу енергије хидрауличног скока.

Основни став одржања количине кретања (други Њутнов закон кретања), примењен на масу флуида која у посматраном временском тренутку испуњава непокретну и непроменљиву запремину (у овом случају ограничену пресецима "1" и "2") гласи:

Производ убрзања,  $a$ , и масе флуида,  $m$ , која се налази у запремини између пресека “1” и “2”, једнак је силама које делују на масу у правцу убрзања (и изазивају убрзање), или у облику који је погоднији за решавање хидрауличких задатака:

Промена количине кретања масе флуида између пресека “1” и “2” у јединици времена, једнака је силама које на масу делују (и које изазивају промену).



Сл. 8.36 Хидраулички скок

С обзиром на релативно малу дужину деонице на којој се одвија скок (експерименти показују да је дужина скока  $L_B \cong 6 h_2$ ), занемарује се сила трења, а сила тежине отпада, јер је канал хоризонталан, па нема компоненте тежине у правцу тока. Тако промену количине кретања (тј., “кочење” – успоравање силовитог млаза) изазивају само силе притиска у пресецима “1” и “2”<sup>1</sup>:

$$(8.54): \quad P_1 - P_2 = a m = \frac{V_2 - V_1}{\Delta t} \rho Q \Delta t = \rho Q V_2 - \rho Q V_1,$$

где су:  $P_1$  и  $P_2$  силе притиска у пресецима “1” и “2”, а  $\rho Q V_2$  и  $\rho Q V_1$  количине кретања које маса воде између пресека “1” и “2” добије, односно изгуби у јединици времена. (Промена количине кретања по времену често се фиктивно изражава као инерцијална сила,  $I_2 = \rho Q V_2$  и  $I_1 = \rho Q V_1$ .)

За правоугаоно корито једначина 8.54 постаје:

$$\rho g B \frac{h_1^2}{2} - \rho g B \frac{h_2^2}{2} = \rho V_2^2 B h_2 - \rho V_1^2 B h_1, \text{ или:}$$

$$(8.55): \quad \frac{h_1^2}{2} - \frac{h_2^2}{2} = \frac{V_2^2}{g} h_2 - \frac{V_1^2}{g} h_1.$$

<sup>1</sup> Ако би базен био непризматичан, укључила би се и компонента силе од контуре (зидова канала) у правцу тока (сл. 8.48а).

Увођењем једначине одржања масе ( $V_1 h_1 = V_2 h_2$ ), и уз елементарна скраћивања и груписања, добија се :

$$\frac{1}{2}(h_1 + h_2) = \frac{V_1^2}{g} \frac{h_1}{h_2}, \text{ или:}$$

$$\frac{h_2}{h_1} + \left(\frac{h_2}{h_1}\right)^2 = 2 \frac{V_1^2}{gh_1} = 2F_{R1}.$$

Горња једначина се решава по “променљивој”  $h_2/h_1$ , па се добија познати израз за спрегнуте (коњуговане) дубине хидрауличког скока за призматично правоугаоно корито с хоризонталним дном:

$$(8.56): \quad \frac{h_2}{h_1} = \frac{h_1''}{h_1} = \frac{1}{2}(\sqrt{8F_{R1} + 1} - 1),$$

где је Фрудов број улазног млаза  $F_{R1} = \frac{V_1^2}{gh_1}$ .

Занимљиво је изразити релативни губитак енергије у скоку,  $\Delta E/E_1$  (ефикасност хидрауличког скока), зависно од вредности улазног Фрудовог броја,  $F_{R1}$ , који претставља меру силовитости улазног млаза. Користиће се следеће везе:

$$(8.57): \quad E_1 = h_1 + \frac{V_1^2}{2g} = h_1 + h_1 \frac{F_{R1}}{2} = \frac{h_1}{2}(2 + F_{R1}),$$

$$(8.58): \quad E_2 = h_2 + \frac{V_2^2}{2g} = h_2 + \frac{h_1^2 V_1^2}{h_2^2 2g} = h_2 + \frac{h_1^3 F_{R1}}{h_2^2 2},$$

$$(8.59): \quad \frac{E_2}{E_1} = \frac{h_2 + \frac{h_1^3 F_{R1}}{h_2^2 2}}{\frac{h_1}{2}(2 + F_{R1})} = \frac{2 \frac{h_2}{h_1} + \left(\frac{h_1}{h_2}\right)^2 F_{R1}}{2 + F_{R1}}, \text{ односно:}$$

$$(8.60): \quad \frac{\Delta E}{E_1} = \frac{E_1 - E_2}{E_1} = 1 - \frac{2 \frac{h_2}{h_1} + \left(\frac{h_1}{h_2}\right)^2 F_{R1}}{2 + F_{R1}}.$$

*укупна енергија  
или елементарни флуид*

Ако се однос  $h_2/h_1$  обрачуна преко једначине 8.56, добија се жељена функција ефикасности скока за правоугаоно корито:

$$(8.61): \quad \frac{\Delta E}{E_1} = f(F_{R1}).$$

У табели 8.6 дате су вредности срачунате из једначине (8.61):

$F_{R1} = \frac{V_1^2}{gh_1}$	$\frac{h_2}{h_1}$	$\frac{E_2}{E_1}$	$\frac{\Delta E}{E_1}$
1	1.00	1.00	0.00
16	5.18	0.61	0.39
100	13.65	0.27	0.73
196	19.31	0.20	0.80
324	24.96	0.16	0.84

Таб. 8.6 Ефикасност скока зависно од Фрудовог броја улазног млаза

Из табеле се види да се расипање енергије повећава са порастом улазног Фрудовог броја,  $F_{R1}$ , односно да је **скок ефикаснији уколико је улазни млаз силовитији**. (Мада табела 8.6 важи само за правоугаоно корито, исти закључак би се добио и за корито произвољног пресека, само би вредности биле нешто другачије.)

Губитак енергије у скоку за корито правоугаоног пресека може се изразити преко спрегнутих дубина, комбиновањем једначине скока (8.56) и једначине 8.60:

$$(8.62): \quad \Delta E = E_1 - E_2 = \frac{(h_2 - h_1)^3}{4h_1h_2}.$$

Поред ефикасног расипања енергије, хидраулички скок са већим Фрудовим бројем улазног млаза је и *стабилнији* – не помера се напред–назад дуж базена и изазива знатно мање поремећаје тока низводно од базена, него скок са малим Фрудовим бројем (Vischer и Hager 1995, Peterka 1958). При сасвим малим вредностима улазног Фрудовог броја,  $1 < F_{R1} < 6$ , не јавља се карактеристично ширење млаза са израженим вртложним ваљком као код “нормалног” хидрауличног скока, већ је површина воде наборана, а таласи се простиру у низводном кориту на великој дужини иза скока, па је овакав хидраулички скок сасвим непогодан за умирење улазног млаза.

При вредностима улазног Фрудовог броја од  $6 < F_{R1} < 20$ , млаз је нестабилан, па се периодични таласни поремећаји простиру далеко иза скока (односно изван базена), што може да изазове ерозију низводног корита. Ако се при рачунском и блиским протицајима не може избећи овај опсег Фрудовог броја, треба користити посебан тип умирујућег базена (USBR базен тип IV, USBR 1987). Таласе је могуће пригушити и неком од конструкција за сузбијање таласа (Peterka 1958).

Искуство на моделима и објектима је показало да се најстабилнији рад постиже у базенима код којих је улазни Фрудов број  $20 < F_{R1} < 80$ . Тада је скок стабилан, не јављају се таласи изван базена и губитак енергије је задовољавајуће велики. За вредности улазног Фрудовог броја преко 80, скок постаје веома “усковитлан”, део поремећаја се преноси у низводно корито, па је неопходно обезбедити га од ерозије (видети VIII.4.8).

#### VIII.4.7.1 Хидраулички прорачун умирујућег базена

**Хидраулички прорачун** умирујућег базена (слапишта) се користи за *хидраулично димензионисање* базена. Прорачун омогућава да се за претпостављену вредност ширине и/или коте дна базена, израчунају спрегнуте дубине и брзине воде, а на основу њих остале димензије базена, као и да се процени положај и стабилност хидрауличног скока у базену. Прорачун се своди на симултано решавање *једначине енергије* дуж брзотока (између пресека “GV” испред прелива и пресека “1” на улазу у базен, сл. 8.35), *једначине одржања количине кретања* у самом базену (једначина 8.56 између пресека “1” и “2”) и *једначине енергије* на крају базена (између пресека “2” и “DV”).

*Енергетска једначина дуж брзотока* се може написати као (сл. 8.35):

$$(8.63): \quad V_1 = \sqrt{2g \left[ E_{GV} - \left( \frac{Q}{BV_1} + \Delta E_{GV-1} + Z_B \right) \right]},$$

где је:  $E_{GV}$  = енергетска кота горње воде (узводно од прелива),  $\Delta E_{GV-1}$  = губитак енергије дуж брзотока, а  $Z_B$  = кота дна базена.

Обично се претпоставља да је ниво воде на крају базена приближно једнак нивоу у низводном кориту, па се *једначина енергије* између пресека “2” и “DV” може написати као:

$$(8.63a): \quad Z_B = Z_{DV} - \sigma h_1'',$$

где је  $\sigma$  = коефицијент потопљености ( $\sigma = 1.05 \div 1.25$ ).

Систем *нелинеарних једначина* (8.56, 8.63 и 8.63a) се решава *постепеним приближавањем* (итеративним поступком). Код димензионисања умирујућег базена понекад се може занемарити губитак енергије на брзотоку, чиме се добијају неповољнији услови за образовање скока, што је на страни сигурности. У наставку ће се овај губитак енергије изоставити ради прегледности, не реметећи при томе општост излагања.

У првој итерацији ће се претпоставити да је кота дна слапишта једнака коти дна низводног корита,  ${}^{(1)}Z_B = Z_{D,DV}$ . Занемариће се дубина у једначини (8.63), па је

$${}^{(1)}V_1 = \sqrt{2g (E_{GV} - {}^{(1)}Z_B)}. \text{ Затим се из једначине континуитета добије дубина } {}^{(1)}h_1 = \frac{Q}{{}^{(1)}V_1 B}, \text{ а из}$$

*једначине одржања количине кретања* (једначине скока 8.56) спрегнута дубина  ${}^{(1)}h_1''$ . На крају се из једначине (8.63a) израчуна “поправљена” вредност коте дна базена у другој итерацији

${}^{(2)}Z_B = Z_{DV} - \sigma {}^{(1)}h_1''$ . Поступак се понавља док се не постигне жељена тачност. За случај

правоугаоног хоризонталног призматичног канала, уз занемаривање губитка енергије, систем једначина (8.56, 8.63 и 8.63а) може се решити аналитички (Петровић и Радојевић 1997).

#### VIII.4.7.2 Хидрауличко Димензионисање умирујућег базена

Под хидрауличким димензионисањем базена се подразумева одређивање “спољних” димензија и кота, док се статичким димензионисањем одређују дебљине плоча и зидова базена и потребна арматура. При хидрауличком димензионисању умирујућег базена треба одредити (сл. 8.35):

- 1) Ширину базена,  $B$ .
- 2) Дужину базена,  $L_B$ .
- 3) Коту дна базена,  $Z_B$ .
- 4) Висину разделних зидова базена,  $d$ .
- 5) Димензије и распоред додатних елемената за умирење енергије (зупци, блокови, прагови), ако су предвиђени.

Уз то, потребно је проценити силе које делују на плоче, зидове и елементе за умирење енергије, ради статичког димензионисања, као и одредити тип и димензије заштите речног корита низводно од базена (VIII.4.8).

**Ширина базена (слапишта),  $B$** , одређује остале величине, с обзиром да је спрегнута дубина,  $h''_1$ , функција ширине  $B$  (преко дубине  $h_1$  и Фрудовог броја  $F_{R1}$ ), а за  $h''_1$  се вежу све остале величине:

- 1) Кота дна износи  $Z_B = Z_{DV} - \sigma h''_1$ .
- 2) Дужина базена обично је једнака  $L_B = K h''_1$  (где је  $K = 2.5 \div 5.5$ , зависно од типа базена, и силовитости улазног млаза).
- 3) Висина разделних зидова је  $d = h''_1 + f$ , где је  $f$  = зазор (freeboard).

*Широки базен је хидраулички повољнији, јер је јединични протицај мањи него код узаног базена, па је мања и енергија по јединици ширине коју треба потрошити. Димензије вртлога и таласа који настају у ваљку скока, сразмерне су спрегнутој дубини,  $h''_1$ , односно обрнуто сразмерне ширини,  $B$ , па је вода по изласку из ширег базена мирнија. Мања спрегнута дубина захтева и краћи базен. Уз то, шири базен омогућава плиће укопавање (вишу коту дна,  $Z_B$ ), што је посебно захвално код темељења у срединама у којима је ископ тежак и скуп (тешкоће око обарања нивоа подземне воде). Плићим укопавањем се смањује и сила узгона на дно и зидове умирујућег базена.*

С друге стране, широки умирујући базен захтева *ширу темељну плочу* него дубљи, а ужи базен, па је често потребно економски упоредити неколико варијанти са различитим ширинама да би се одредило најповољније решење.

Одређени услови могу унапред да сузе област могућих решења:

- 1) **Топографија** терена (ширина и нагиби падина речне долине, правац пружања водотока низводно од бране) и **диспозиција** осталих сталних и привремених објеката (хидроелектране, оптичног тунела, низводне помоћне бране и слично).

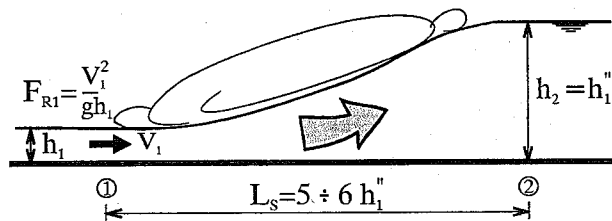
- 2) Облик криве протицаја доње воде.
- 3) Геолошка грађа и особине средине у којој се темељи базен и еродибилност низводног корита.

Код преливних брана уобичајено је да се усвоји иста ширина пресека за сваки од делова евакуационих органа (прелив, проводник и слапиште). Поред једноставнијег извођења објекта, овим се избегавају дугачке прелазне деонице, које су потребне за сузбијање стојећих косих таласа код непризматичних токова у бурном режиму. Често су инвестиције за умирујући базен толико значајне, да ширина базена одређује ширину целог проточног дела (проточног тракта) евакуационог органа.

Прелиминарна вредност ширине базена (ако ширину не намеће неки од напред наведених услова), може се проценити из искуственог израза (Smith, 1995):

$$(8.64) : \quad B = 1.8\sqrt{Q}.$$

Зависност (8.64) указује да је протицај,  $Q$ , најважнији хидраулички чинилац за одређивање ширине умирујућег базена.



Сл. 8.37 Дужина хидрауличног скока

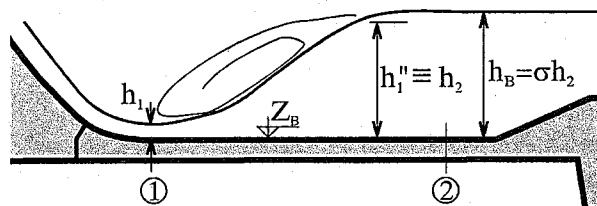
Дужина базена,  $L_B$ , треба да обезбеди да се ширење млаза оствари унутар базена. Експерименти показују (Novak и Šebelka 1981, и Peterka 1958) да дужина хидрауличног скока,  $L_S$  (дужина на којој се млаз потпуно прошири од сужене дубине  $h_1$  до спрегнуте дубине  $h_1''$ ) износи  $L_S \approx 5 \div 6 h_1$ . Често се дозвољава да базен буде нешто краћи од дужине скока, с тим да се корито иза базена заштити од ерозије (на пр., каменом заштитом – видети VIII.4.8). Novak и Šebelka (1981) препоручују да дужина базена буде  $L_B = 4.5 (h_1'' - h_1)$ , ако је Фрудов број улазног млаза већи од  $F_{R1} > 100$ , а да за мале вредности Фрудовог броја,  $F_{R1} \leq 9$ , дужина буде нешто већа,  $L_B = 5.5 (h_1'' - h_1)$ , због нестабилности скока која се редовно јавља при оваквим условима (Peterka, 1958).

Искуство на постојећим објектима показује да дужина умирујућег базена,  $L_B$ , може бити и знатно мања од дужине “класичног” скока,  $L_S$ , али се тада морају користити одговарајући елементи за разбијање целовитости млаза, односно за подстицање ширења и стабиловања положаја млаза (зупци, блокови, прагови), а мора се на излазу из базена допустити и повећана турбуленција (која са собом носи и повећани ерозиони потенцијал). Постоји више стандардних типова базена са елементима за умирење енергије, обликованим за одговарајуће услове течења. У пракси се најчешће користе базени USBR, типа II и III (Peterka 1958), који омогућавају да се базен “скрати” на  $2.5 \div 4$  спрегнуте дубине, зависно од типа базена и вредности улазног

Фрудовог броја (који описује силовитост улазног млаза). Облик и основне димензије USBR базена, типа II и III, приказани су на сликама 8.40 и 8.41, а детаљни подаци могу се наћи у литератури (Peterka 1958, и Smith 1995).

**Кота дна базена,  $Z_B$** , мора да обезбеди дубину потребну за стварање хидрауличног скока у базену (сл.8.38). Ако је дубина у базену,  $h_B$ , мања од спрегнуте дубине улазног млаза,  $h''_1$ , скок ће бити одбачен из базена у низводно корито, па базен не испуњава своју улогу (млаз силовитог режима ће својом енергијом поткопати корито реке, а затим и сам објекат).

С друге стране, није добро ни да млаз буде превише потопљен, јер ће тада задржати велики део разорне моћи (ефикасност скока знатно опада ако је  $h_B > 1.4 h''_1$ , Vischer и Hager 1995). Код *непотопљеног* (стандардног) скока вртложни ваљак је са горње стране у додиру са ваздухом, па се повратно струјање у ваљку неометано развија, што омогућава ефикасно одузимање енергије преливном млазу. Ако је вртложни ваљак потопљен (тако да је  $h_B > 1.4 h''_1$ ), слој “сувишне” воде изнад ваљка ће кочити повратно струјање у вртлозима, чиме ће се смањити способност скока да успорава млаз и одузима му енергију.



Сл. 8.38 Однос спрегнуте дубине и дубине у базену

Уобичајено је да се при рачунском протицају, у базену обезбеди дубина воде,  $h_B$ , која је једнака спрегнутој дубини, помножено са коефицијентом потопљености – сигурности,  $\sigma$  ( $h_B = \sigma h_2$ , сл.8.38). Када се на низводном потезу реке очекује спуштање дна корита услед ерозије, па је могуће обарање нивоа доње воде, упутно је спустити и коту дна слапишта, односно узети већи коефицијент потопљености  $\sigma = 1.2 \div 1.25$  (Novak и Šebelka, 1981). Ако се сматра да нема опасности од обарања нивоа доње воде, или када ниво обезбеђује низводни праг на крају базена, нема потребе за великим коефицијентом потопљености, па се узима  $\sigma = 1.05 \div 1.10$ .

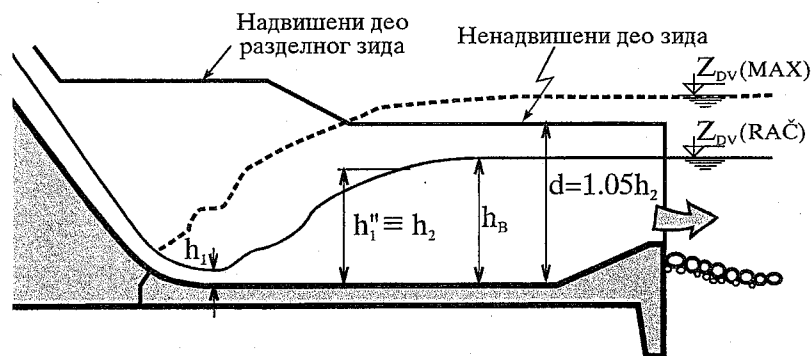
Ако се у умирујућем базену користе *средшњи блокови* (USBR базен типа III, сл. 8.41), као и код базена који се шире у правцу тока (сл. 8.48), појачава се сила кочења млаза, па опада “спрегнута” дубина. Смањење може бити и до 20% спрегнуте дубине која би настала у призматичном базену без блокова,  ${}^{(0)}h_2$ , па се тада довољна сигурност постиже ако се усвоји да је  $h_B = {}^{(0)}h_2$ , односно  $\sigma = 1$ .

**Разделни зидови умирујућег базена** онемогућавају да доња вода прелије у базен и потопи скок, што би умањило ефикасност скока у погледу расипања енергије (код потопљеног скока, као што је већ објашњено, расипање енергије у базену је непотпуно – млаз се “измигољи” неумирен). Сматра се да је довољно да висина разделног зида базена,  $d$  (сл. 8.35)



буде нешто већа од дубине воде у базену,  $h_B$ , при рачунском протицају ( $d \geq 1.05 h_B$ , Smith 1995). Уколико се не дозвољава прскање воде из базена у околно подручје, висина разделних зидова може бити и већа. Ако постоји опасност да је ниво доње воде потцењен (или је током рада објекта могуће подизање доње воде зависно од измене низводних услова), није неопходно повећати висину зида *по целој дужини* базена. Експерименти показују (Smith 1995) да је за задовољавајући рад базена довољно онемогућити потапање скока на месту прелаза из брзотока у базен, па је довољно надвисити разделне зидове само у најузводнијем делу базена (сл. 8.39).

Такозвани *крилни зидови* се користе код неких типова умиривача енергије ради спречавања бочне ерозије која може да настане услед снажног попречног и повратног струјања на излазу из умиривача (сл. 8.62). Искуство на постојећим објектима и моделима (Smith 1995) показује да се код умирујућих базена најчешће не јавља потреба за крилним зидовима, сем за изузетно кратке базене где би повратно струјање могло да угрози стабилност објеката (самог умиривача или бране).



Сл. 8.39 Разделни зид умирујућег базена

### USBR базени и додатни елементи за умирење енергије

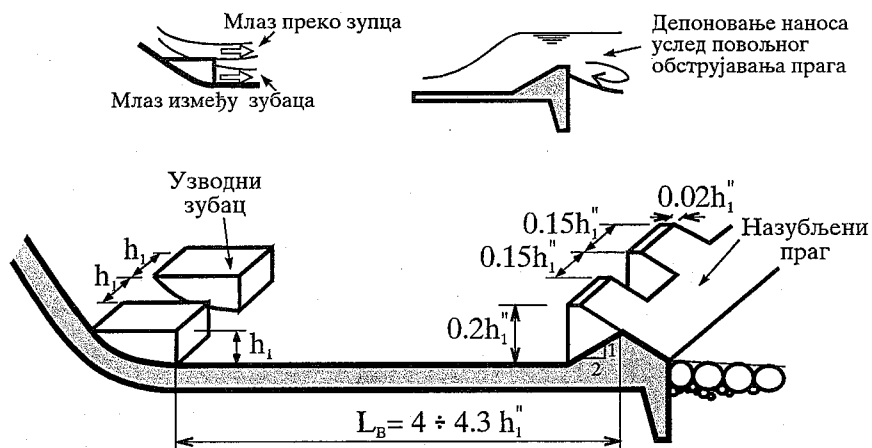
**USBR базени** су већ дуго времена стандард при пројектовању умирујућих базена. Њихова ефикасност, проверена у лабораторијским условима и на великом броју изведених објеката, заснива се на примени три елемента за разбијање млаза и повећање отпора (Peterka 1958):

1. **Узводни зупци** (сл. 8.40 и 8.41) на улазу у базен превасходно служе за разбијање млаза на већи број узаних млазева, који наизменично струје између зубаца и преко зубаца. Уз то, као препрека току, зупци стварају силу отпора која донекле доприноси стабилизацији млаза и смањењу спрегнуте дубине.

2. **Средишни блокови (ступци, зуби)** служе за задржавање (стабилизацију) скока у базену, независно од флукуације брзина и притисака (у млазу и вртложном ваљку), чиме се омогућава знатно краћи базен него код осталих типова. Уз то, сила контуре блокова омогућава скок са мањом спрегнутом дубином, него код базена без блокова (тј., добија се плићи базен).

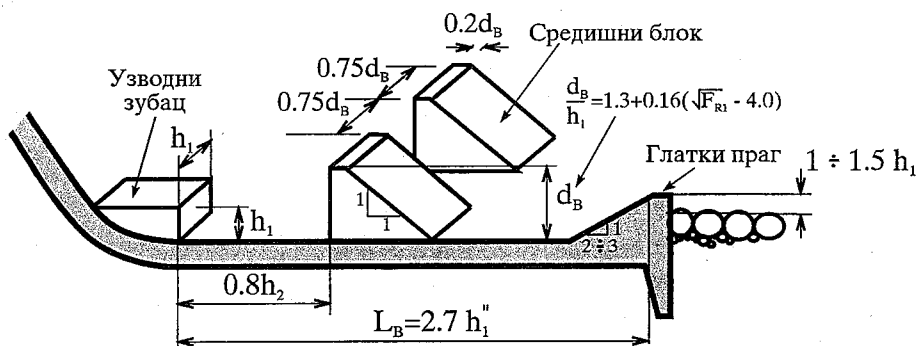
3. **Низводни праг**, који може бити назубљен (базен типа II, сл. 8.40), или гладак (тип III, сл. 8.41), усмерава млаз навише при изласку из базена. Овим се у речном кориту низводно од

прага базена омогућава повратно струјање, са наношењем (депоновањем, сл. 8.40) материјала са дна корита ка прагу – објекту (а не са одношењем од објекта и поткопавањем темеља – ретроградном ерозијом). С друге стране, није пожељно ни уношење наноса из низводног корита у базен због опасности од абразије, због чега је праг благо издигнут изнад дна низводног корита. Према искуству са модела и објеката, оптималан нагиб косине (рампе), која спаја дно слапишта са низводним прагом износи  $1 : 2 \div 1 : 3$  (Novak 1996, Peterka 1958).



Сл. 8.40 USBR базен, типа II

Назубљеност прага код базена типа II, који нема средишне блокове (сл. 8.40), доприноси стабилизацији скока. Назубљени праг “имитира” блокове USBR III базена, али због удаљености од места ширења млаза, не може постићи ефекат блокова, који задиру директно у силовити млаз који се још није рашпирио.



Сл. 8.41 USBR базен типа III

\* \* \*

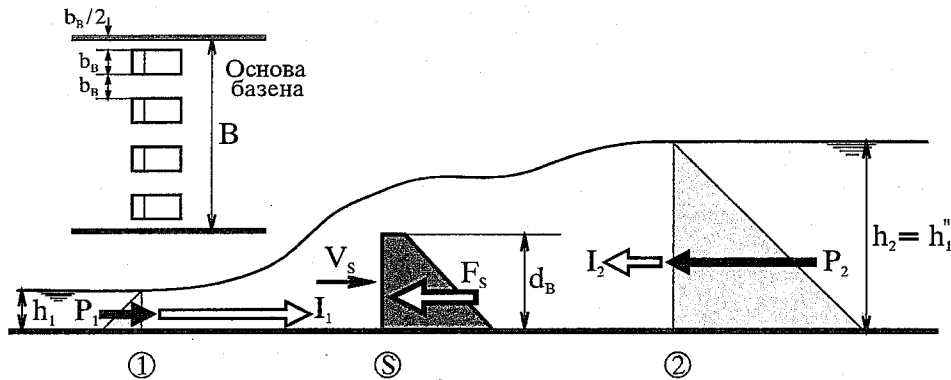
Утицај блокова (и зубаца) на снижење спрегнуте дубине и стабилизацију скока сагледаће се из једначине одржања количине кретања (сл. 8.42). У односу на “обичан” базен без блокова и зубаца, овде се јавља и контурна сила (сила “кочења”, сила отпора облика). Контурна сила,  $F_S$ , којом средишни блок (или зубец) делује на флуид сразмерна је квадрату брзине млаза

који удара у блок,  $V_s$  (односно, кинетичкој енергији млаза), и пројекцији “нападнуте” површине блока, управно на правац дејства млаза,  $A_s$ , а мера сразмерности је коефицијент силе,  $C_s$ <sup>1</sup>:

$$(8.65): \quad F_s = C_s A_s \rho \frac{V_s^2}{2} = C_s b_B d_B \rho \frac{V_s^2}{2},$$

где су:  $b_B$  = ширина блока (зупца),  $d_B$  = висина блока и  $V_s$  = брзина млаза испред блока.

Ако се, прегледности ради, разматрају само средишни блокови, који дају око 70% укупне силе “кочења”, једначина одржања количине кретања може се написати као (сл. 8.42):



Сл. 8.42 Силе у базену са средишним блоком

$$(8.66): \quad P_1 - P_2 - n F_s = \rho Q V_2 - \rho Q V_1, \quad \text{односно:}$$

$$(8.67): \quad \rho g B \frac{h_1^2}{2} + \rho Q V_1 - n C_s b_B d_B \rho \frac{V_s^2}{2} = \rho g B \frac{h_2^2}{2} + \rho Q V_2,$$

где је:  $B$  = ширина базена, а  $n$  = број блокова.

С обзиром да је  $n b_B \cong B/2$  (сл. 8.42), следи:

$$(8.68): \quad \frac{h_1^2}{2} + \frac{V_1^2}{g} h_1 - \frac{1}{4} C_s \frac{V_s^2}{g} d_B = \frac{h_2^2}{2} + \frac{V_2^2}{g} h_2.$$

Трећи члан са леве стране једначине 8.68 претставља силу “кочења”, без које јед. 8.68 постаје једначина “обичног – класичног” хидрауличког скока (јед. 8.55), чије је решење “обична – класична” спрегнута дубина (према јед. 8.56). Сила кочења смањује вредност леве стране једначине 8.68, што повлачи и смањење вредности на десној страни, односно смањење спрегнуте дубине  $h_2$  у односу на класичан скок.

Једначина 8.68 показује и утицај блокова на стабилизовање скока. Ако (због опадања доње воде) скок почне да се повлачи низводно (ка излазу из базена) смањиће се ширење млаза

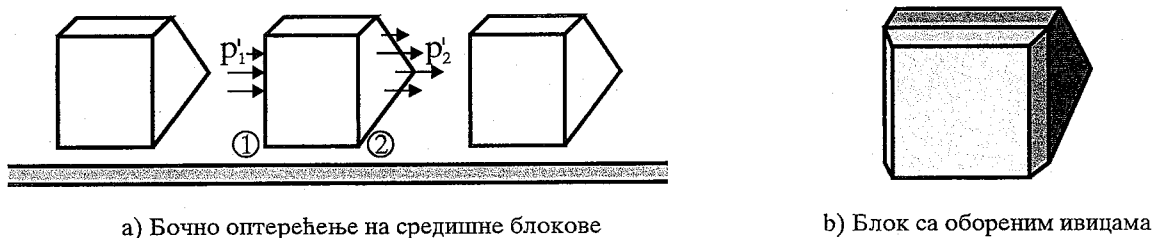
<sup>1</sup> За процену вредности коефицијента  $C_s$  видети литературу (Vischer и Hager 1995).

испред блока па ће порастати брзина  $V_s$ , што повећава силу кочења ( $F_s = \frac{1}{4} C_s \frac{V_s^2}{g} d_B$ ). Према једначини 8.68, већа сила кочења тражи мању спрегнуту дубину, што ће омогућити да се скок задржи у базену (наравно, ако поремећај доње воде није превише велики). Ако пак, вртложни ваљак скока крене у узводном смеру (ка брзотоку), одузеће део енергије на потезу испред блока, па ће се ток ту додатно раширити, што ће смањити брзину  $V_s$ , односно силу кочења  $F_s$ , тако да ће улазни млаз одгурати скок низводно на “старо” место.

\* \* \*

Опструјавање млаза око страница блока изазива локално повећање брзина и стварање потпритиска, што може довести до кавитационе ерозије (USBR 1987). Зато се умирујући базен типа III (са средишњим блоковима) не препоручује при брзинама улазног млаза већим  $15 \div 20 \text{ m/s}$ , поготову ако се очекује да ће прелив радити дуже времена непрекидно. Што прелив дуже ради, повећава се угроженост нападнутих површина (повећава се број кавитационих удара на површину), а уз то је онемогућен преглед и поправка штете док је још у почетном стању. Vishcer и Hager (1995) препоручују да се блокови раде са обореним ивицама (сл. 8.43b), ако су брзине у распону од  $20 \div 30 \text{ m/s}$ .

При *статичком* димензионисању блокова и зубаца неопходно је водити рачуна о *хидродинамичким оптерећењима* (силе и моменти савијања), како у правцу тока, тако и у правцу управно на ток (управно на бокове блока сл. 8.43a). Попречна оптерећења изазвана су *флукуацијама притиска и брзина*, иако не постоји “временски осредњено” струјање у правцу управном на блокове. Потребно је просторно армирање блокова, како би се избегло ломљење у бочном правцу. Флукуације притиска настају услед периодичног премештања млаза, и снажне турбуленције (Слискиј 1979). Тренутна вредност флукуације притиска у базену може достићи  $p'_{\text{MAX}}/\gamma = 0.4V_1^2/2g$  (где је  $V_1$  брзина улазног млаза), док је вредност меродавна за димензионисање између  $0.1 \div 0.12 V_1^2/2g$  (ICOLD 1987, видети и дискусију у делу VIII.4.7.1).



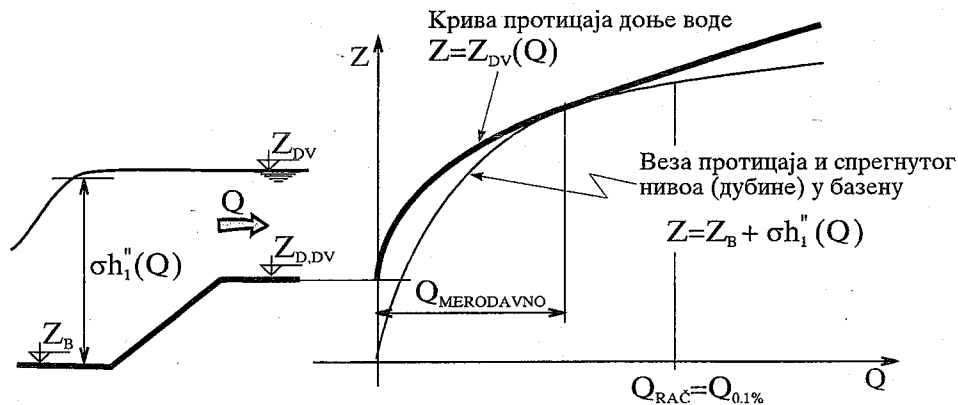
Сл. 8.43 Блокови у умирујућем базену

\* \* \*

### VIII.4.7.3 Избор меродавног протицаја за димензионисање базена

Као што је речено у делу VIII.1 о избору рачунског протицаја, није неопходно, нити је увек економски оправдано, димензионисати све делове евакуационог органа на исти рачунски протицај. Често се умирујући базен димензионише на протицај који је (знатно) мањи од протицаја на који се димензионишу прелив и брзоток, чиме се добија мањи и јефтинији објекат.

(На пример, прелив се димензионише на максимално велику воду, РМФ, а умирујући базен на 1000–годишњу велику воду). Овим се дозвољава да при екстремним поплавама скок буде одбачен из базена, што може довести до низводне ерозије, па чак и до хаварије базена. Наравно, не сме се допустити да хаварија базена угрози брану и остале виталне објекте. Одмах по проласку поплаве, базен се мора поправити, да би се спречило ширење ерозије у узводном смеру ка брани (такозвана *ретроградна ерозија*).



Сл. 8.44 Критични услови за формирање скока у базену

Треба имати на уму да се критични услови за формирање скока у базену (услед облика криве протицаја доње воде) понекад могу остварити и при протицају мањем од унапред изабраног рачунског протицаја, па треба проверити потопљеност скока за цео распон протицаја при којима ће базен да ради (сл. 8.44 и сл. 13.58). Тако је на примеру приказаном на слици 8.44, меродавни протицај за димензионисање базена,  $Q_{\text{MERODAVNO}}$ , мањи од протицаја хиљадугодишње велике воде,  $Q_{\text{RAC}} = Q_{0.1\%}$ , који је био унапред одређен као рачунски протицај за димензионисање.

\* \* \*

#### VIII.4.7.4 Динамичка оптерећења у умирујућем базену

Код умирујућег базена обично није тешко постићи добро расипање енергије. Већи је проблем пројектовати и изградити базен који ће бити отпоран на **динамичке утицаје**, поготову код већих падова (преко 50 m), где се остварују велике брзине. Искуство на постојећим објектима, посебно онима који *дуже времена раде при великим протицајима*, указује на три велике невоље везане за рад умирујућих базена:

- 1) Динамички узгон.
- 2) Кавитација.
- 3) Вибрације.

Поред ова три проблема понекад може доћи и до *абразије* базена, мада се ова појава пре може очекивати код слапишта дубинских испуста.

### Динамички Узгон

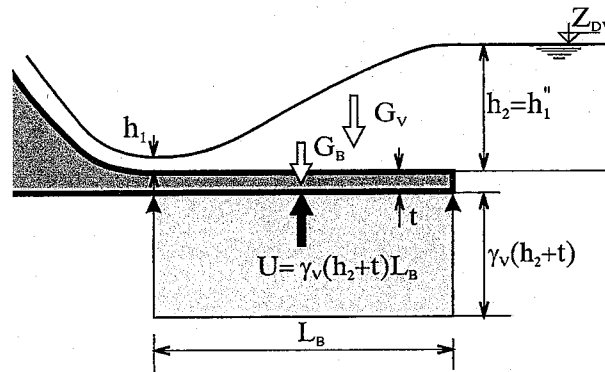
Најзначајнији од наведених проблема је тзв. **динамички узгон**, услед кога је оштећено, или уништено највише умирујућих базена (ICOLD 1987). Испод плоче базена делује *узгон* (притисак провирне воде усмерен навише), који је у свакој тачки плоче једнак производу запреминске тежине воде и висинске разлике између пијезометарске коте провирне воде и положајне коте на доњој страни плоче (сл. 5.11). У даљем излагању је, прегледности ради, изостављен филтрациони (диференцијални) део узгона (сл. 8.45). Када нема преливања (или је протицај знатно мањи од рачунског), ниво у базену је хоризонталан, па су тежина воде изнад плоче,  $G_V$ , и тежина плоче,  $G_B$ , као стабилизујуће силе, већи од узгона испод плоче,  $U$ . Међутим, при рачунском протицају, скок ће избацити део воде из базена, што ће смањити силу тежине воде, па *сила узгона* може да преовлада. Разматра се равнотежа вертикалних сила по јединици ширине плоче. Дужина плоче је  $L_B$ , а дебљина  $t$ . До подизања плоче *неће* доћи ако је резултанта свих вертикалних сила усмерена наниже, то јест када је (сл. 8.45):

$$(8.69): \quad G_V + G_B - U = \frac{\gamma_V}{2}(h_1 + h_2)L_B + \gamma_B t L_B - \gamma_V(h_2 + t)L_B > 0,$$

односно, када је:

$$(8.70): \quad (\gamma_B - \gamma_V)t > \frac{\gamma_V}{2}(h_2 - h_1).$$

Ако је, на пример, разлика спрегнутих дубина,  $h_2 - h_1 = 16.0 - 1.0 = 15.0$  m, а запреминска тежина армираног бетона  $\gamma_B \cong 25$  kN/m<sup>3</sup>, потребно је да плоча буде бар 5 метра дебљине, да не би дошло до испливавања (подизања). Ово је најчешће економски неприхватљиво (дебљина плоче ретко прелази 1.5 ÷ 2.5 m), па се прибегава другим решењима:



Сл.8.45 Узгон у умирујућем базену

- 1) Причвршћивању плоче за стеновиту подлогу **анкерима** (сл. 8.47). (Код фундарања на глиновитом тлу могу се користити посебни типови шипова, Smith 1995).
- 2) **Дренарању** површине испод плоче (сл. 8.46), чиме се смањује сила узгона.

Досад је разматрано само оптерећење *осредњено по времену*. Наиме, све разматране величине (брзине, притисци, силе) су осредњаване по времену (Хајдин, 1983), па се даље рачунало са тим осредњеним вредностима, док су занемарена одступања од осредњене

вредности – флукуације (пулзације). Међутим, у струјањима са изразито развијеном турбуленцијом, као што је хидраулички скок, флукуације могу бити истог реда величине као и сама осредњена вредност. До флукуација притиска у посматраној тачки базена долази услед сталног померања млаза и вртложног ваљка хидрауличног скока. Ако се осредњеном оптерећењу, додају и ови флукуациони утицаји, јасно је да ће се добити још неповољније стање.

Према истраживањима са постојећих објеката и мерењима у лабораторији (Novak 1996, ICOLD 1987), максимални флукуациони додаток притиска у некој тачки умирујућег базена може достићи и до 40% брзинске висине (кинетичке енергије) улазног млаза

$$\left( \frac{\Delta p}{\gamma} \right)_{MAX} \equiv \frac{P'}{\gamma} \Big|_{MAX} = 0.4 \frac{V_1^2}{2g}, \text{ док средње квадратно одступање износи } 10 \div 12\% \text{ брзинске висине.}$$

Срећна је околност што се флукуације притиска не јављају једновремено у свим тачкама умирујућег базена. Шта више, корелација флукуација између две тачке у базену (односно, једновремена појава флукуација приближно истог реда величине и знака) опада са повећањем растојања између тачака, па се повећањем димензија плоча базена смањује могућност појаве максималног флукуационог оптерећења по целој плочи истовремено (ICOLD 1987). Стога је битно да *сплашине плоче буду што већих димензија (у основи), посебно у правцу тока воде (у подужном правцу).*

Најнеповољније флукуационо оптерећење настаје ако се, уз пун хидростатички притисак (узгон) испод плоче, јаве *негативне пулзације* притиска на *горњој страни* плоче, а *позитивне пулзације* на *доњој страни* (испод плоче). “Завлачење” пулзационих притисака испод плоче је могуће само ако постоје отвори у плочи кроз које се може пренети поремећај (талас) високог притиска из базена. Зато се не смеју остављати отвори између плоча базена, нити отвори у плочама (на пример, дренажни), а на сваки начин треба смањити могућност настанка пукотина у плочама за време израде или при раду базена. (Ово се постиже пажљивим армирањем и бетонирањем, везивањем плоча по систему “перо и жљеб”, обавезном израдом дилатационих спојница и другим одговарајућим конструктивним мерама.)

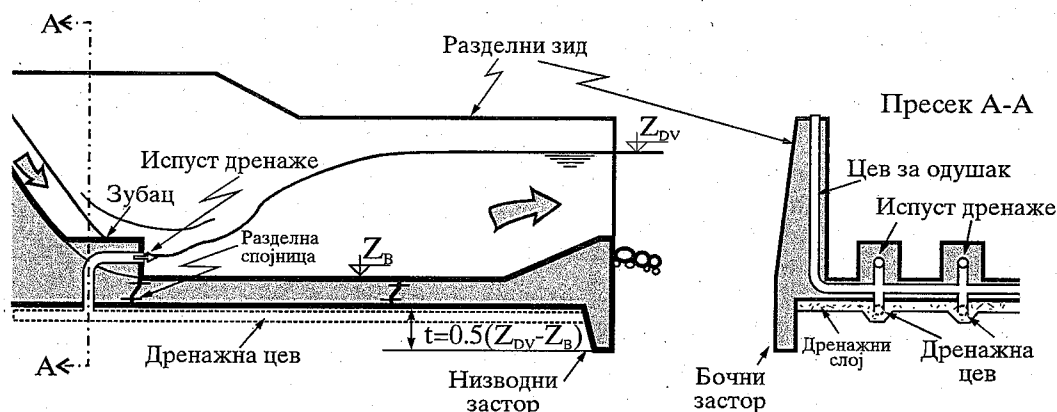
Ако је предвиђена, *дренажа* се обично ради у виду дренажног тепиха са перфорираним дренажним цевима. *Отворе дренажних испуста* (кроз које се празни дренажни систем, сл. 8.46) треба поставити на местима где не постоји опасност од увлачења таласа повишеног притиска испод плоче. Сматрало се да је такво место *низводна страна узводних зубаца*, где се услед опструјавања ствара потпритисак (Novak 1996, Smith 1995, ICOLD 1987). Искуство је показало да ни овај начин прањњења дренажног система није сасвим безбедан. Наиме, ако хидраулички скок са својим турбулентним ваљком, крене узводно уз косину брзотока, постоји опасност да се (кроз отворе у зупцима) у дренажни систем увуче поремећај високог притиска (Smith 1995, Bowers 1988, Bowers 1985), што може довести до подизања плоче и рушења базена. (Такође, постоји и опасност од исисавања честица филтра и зачепљивања дренаже уколико је сисајуће дејство млаза прејако.) Зато се у новије време дренажни испусти понекад повезују са атмосфером преко цеви за одушак, која ради на принципу “водостана” (сл. 8.46). Цев се обично води кроз темељну плочу и даље кроз разделни зид базена, до његове горње стране где се

повезује са атмосферским притиском. Овим је омогућено да се кроз цев “избаци” (амортизује) талас повишеног притиска, када ваљак скока крене уз брзоток и донесе позитивну флукуацију притиска. Такође, дренажни испуст се снабдева ваздухом са атмосферским притиском кад се јави претерано низак притисак на низводној страни зупца, уз опасност од исисавања материјала дренаже. Шематски приказ решења дат је на слици 8.46.

Око дренажних цеви треба поставити филтар који штити околни материјал од испирања. Низводни бетонски застор, и евентуално бочни застори (сл. 8.46) продужавају пут провирања воде, чиме се смањују брзине филтрације и протицај који се мора евакуисати кроз дренажне отворе (Smith 1995). Бочни застори нису потребни ако се не ради дренажа базена.

Уместо дренажног тепиха, дренажа базена се понекад омогућава плитким дренажним бушотинама у стени темеља, равномерно распоређеним испод плоче, обично не дубљим од дубине воде у базену (Пећинар 1961). И овде треба водити рачуна да се не створе услови за већ објашњено “завлачење” таласа натпритиска испод темељене плоче и даље кроз дренажне бушотине у стенску масу.

Умирујући базен (слапиште) *увек треба обложити бетоном*. Ма колико био добар материјал темеља, увек ће се наћи пукотина кроз коју ће се пробити талас натпритиска, и изазвати разарање стенске масе, а затим и поткопавање бране.



Сл. 8.46 Пражњење дренаже кроз отвор у узводном зупцу

Према препорукама Међународног Комитета за Високе Бране (ICOLD 1987), плоче и анкере умирујућег базена треба димензионисати на неповољнији од следећа два услова оптерећења:

- 1) Пун узгон од меродавне доње воде, претпостављајући да је базен потпуно празан.
- 2) Пун узгон + флукуациони додаток који делује по целој површини темељне плоче са

вредношћу од  $\frac{\Delta p}{\gamma} = 0.12 \frac{V_1^2}{2g}$ , претпостављајући да је базен пун воде (при коти меродавне доње воде).



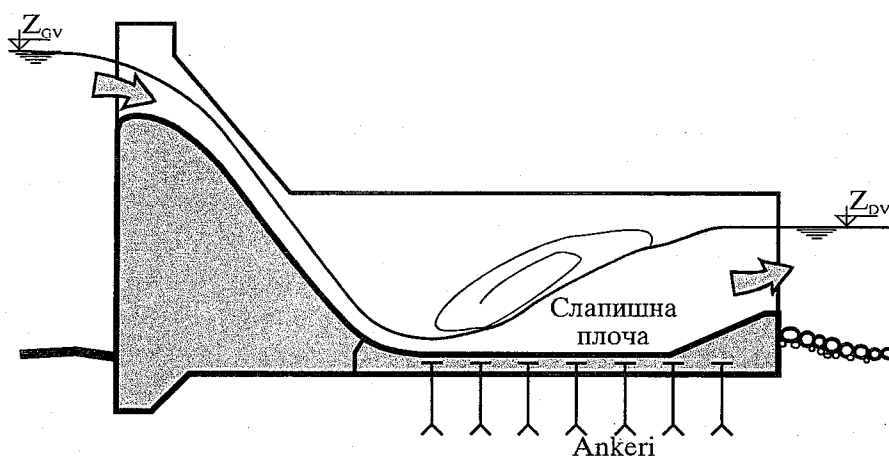
Детаљи о карактеристикама турбуленције хидрауличног скока и процени динамичких оптерећења на плочу и зидове базена могу се наћи у литератури (Khatsuria 2005).

### **Вибрације, кавитација и абразија**

Вибрације и кавитација у умирујућем базену такође су последица флукуација брзина и притисака у млазу и вртложном ваљку, а обично тесно “сарађују” са динамичким узгоном на оштећењу и рушењу базена.

**Вибрације** у умирујућем базену настају ако фреквенца периодичног померања (шетања) млаза, или периодичних флукуација у турбулентном ваљку скока уђе у резонанцу плоче, зида, блока или зуба базена (Khatsuria 2005). Вибрације тада могу да изазову мала померања и/или пукотине, чиме се ствара пролаз за преношење (“завлачење”) таласа високог притиска испод плоче и евентуално подизање плоче.

Масивне плоче и анкерисање, потребни ради супротстављања динамичком узгону, добра су заштита и против вибрација.



Сл. 8.47 Анкерисање плоче базена

**Кавитација** је у умирујућим базенима нарочито изражена око ивица које опструјава силовити млаз. Најугроженији су средишни блокови, на којима се кавитациона ерозија може јавити при брзинама преко  $15 \div 20 \text{ m/s}$ . До кавитације може доћи и на другим местима у базену где постоје (предвиђене или непредвиђене) неравнине, па чак и на равним (и глатким) површинама, где у зони јаке турбуленције, флукуације могу изазвати локални пад притиска испод притиска засићене водене паре. (Пример процене опасности од кавитационе ерозије у умирујућем базену приказали су Fattor et al. 2001 и Novak, 1996.) Пулзациони притисци лако се провлаче кроз отворе које ствара кавитациона ерозија на блоковима или на плочи, чиме се знатно убрзава процес рушења базена.

Да би се смањила опасност од кавитационе ерозије, у базенима (односно, угроженим зонама базена) код којих се јављају велике брзине ( $V_1 \geq 25 \div 30 \text{ m/s}$ ), треба избегавати све

неправилности на облози (плочама и зидовима). Истраживања на физичком моделу могу указати на места где настају опасни потпритисци, а могу се испитати и мере да се опасност уклони или смањи.

**Абразија** може настати ако се вучени нанос нађе у базену, било да је унет преко дубинског испуста, или да је доспео у базен повратним струјањем из низводног корита, или је убачен у базен током градње или експлоатације. Према искуственим подацима (ICOLD 1987), абразионо дејство осетиће се при брзинама већим од  $V=10\text{ m/s}$ . Неравнине настале абразијом могу изазвати кавитациону ерозију, која ствара нови материјал за појачавање абразије, и тако у круг. Пулзациони притисци се завлаче у отворе и пукотине, и са своје стране обилато доприносе рушењу базена.

Зато је потребно онемогућити, или макар максимално ограничити, приступ вученог наноса у умирујући базен. Треба, одговарајућим обликовањем излазне рампе (косине) и низводног прага, спречити да повратно струјање из низводног корита довлачи крупан вучени нанос у базен (сл. 8.40 и 8.41). Уколико постоји опасност да нанос преко испуста доспе у базен, треба предвидети посебан умирујући базен за испуст. Базен треба очистити пре пуштања у погон и онемогућити посетиоцима да бацају камење у базен.

Из наведеног се види, а искуство потврђује, да треба *предвидети преглед и, по потреби, поправку базена*. Приступ се омогућава привременим преграђивањем и испумпавањем воде из базена. Постављење гредних затварача на низводном крају разделног зида обично је економски неоправдано, због великог распона затварача (ширине базена) и тешког приступа. Понекад је згодно широке базене поделити у неколико (подужних) поља, чиме се омогућава поправка и преглед једног поља, док је остатак базена оперативан. Често је пумпањем по ободу базена потребно оборити ниво подземне воде, тј. смањити узгон испод базена, како не би дошло до испливавања плоча када је, приликом прегледа и поправки, базен празан.

#### **VIII.4.7.5 Базени са нагнутим дном и непризматични базени**

Поред призматичног базена са хоризонталним дном, постоје и други типови умирујућег базена (сл. 8.48). Овде ће се поменути две групе:

- 1) Базени који се **шире у правцу тока** ( $dB/dx > 0$ , сл. 8.48а и 8.97), чиме се повећава сила притиска на низводном крају у односу на базен који се не шири (призматични базен). Овим се постиже мања спрегнута дубина (јед. 8.151) и боља стабилност скока него код призматичног базена, јер сила притиска у низводном пресеку и сила контуре разделног зида (која код непризматичног базена има компоненту у правцу тока) зависе од положаја скока (слично сили на блокове, Smith 1995). Постоје и базени код којих се обједињује дејство средишних блокова и ширења корита (тзв. SAF базени, Henderson 1966 и Blaisdell 1949). Непризматични базени се ретко примењују код преливних брана, с обзиром на већ поменути предност примене призматичног корита дуж целокупног проточног тракта код овог типа евакуационих органа. С друге стране, овакво решење се радо примењују на објектима код којих је проводник сужен у односу на захватни део (на пр., бочни и чеони прелив са брзотоком, шахтни прелив, темељни испуст и слично), па је често неопходно ширити умирујући базен да би се добио објекат прихватљивих

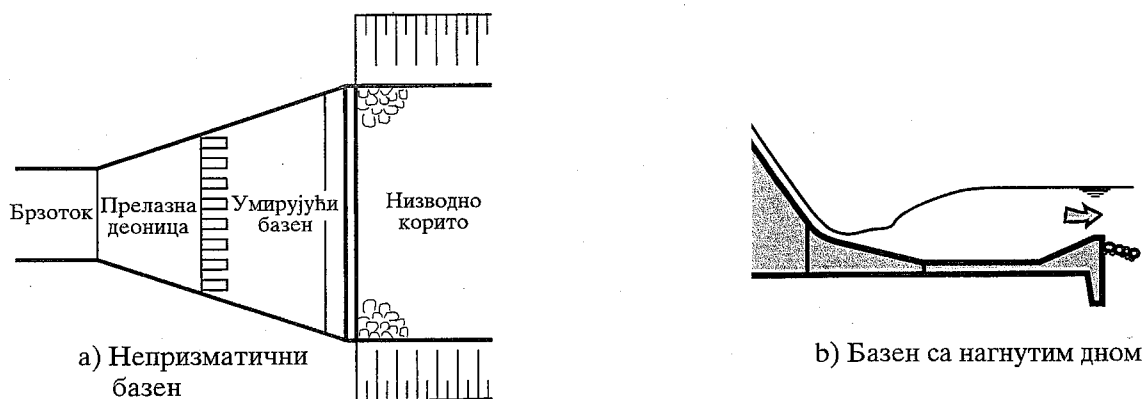
*уваженим Водарима (ср. 2.10.15 (FPI-1))*

*Копирај  
R 20 (10)  
1.245*

*На крају, треба напоменути да хидротурбински или други базени  
у којима водострујање у овом временском времену и који водострујање се одржавају  
у којима се неће са значајним водом. С друге стране, за велику неаварну употребу  
вештачке или природне вода са ретко абразијом (јаким фазама), може се поставити  
усправно за смањење испуста из дубине базена. Још се може и додати да се у овом случају*

димензија (прихватљиве дужине и дубине укопавања). Треба имати на уму да ширење базена мора да буде постепено (јед. 8.112). У противном, млаз не може да се прилагоди контури, тј., неће се проширити као што је замишљено, па ће остати (делимично) неумирен.

- 2) Базени са **нагнутим дном** (сл. 8.48б) омогућавају *непотопљен хидраулички скок* за велики опсег протицаја (и/или нивоа доње воде). Скок се по потреби помера уз/низ косину базена (Novak 1996, Smith 1995, Peterka 1958).



Сл. 8.48 Варијанте умирујућих базена

#### VIII.4.7.6 Двостепени умирујући базен

Уколико технички и економски услови не дозвољавају да се дно базена спусти до нивоа који је потребан да би се остварила спрегнута дубина, може се применити **двостепени базен** (сл. 8.49). Двостепени базен се често користи при великим падовима и протицајима у уским долинама, где је ширина базена ограничена, или код тешких услова фундарања (Smith 1995).

Начин рада двостепеног базена приказан је на слици 8.49. У узводном – првостепеном базену неопходно је обезбедити дубину већу од спрегнуте дубине  $h_1''$ , да би се образовао хидраулички скок и умирио улазни млаз. Како је спрегнута дубина знатно већа од дубине доње воде,  $h_1'' > h_{D1}$ , (и ако је решење са укопавањем базена неповољно), тада се потребна дубина ( $h_1''$ ) може обезбедити подизањем разделног прага на крају узводног (првостепеног) базена. Вода, умирена у првостепеном базену, прелива у низводни (другостепени) базен са знатно мањом енергијом (од енергије улазног млаза у првостепеном базену). Зато је и спрегнута дубина другостепеног базена,  $h_2''$ , знатно мања од спрегнуте дубине у првостепеном базену, што омогућава стварање скока уз знатно плиће фундарање него код одговарајућег једностепеног базена. Наравно, ништа није бесплатно, па је дужина оваквог базена, како ће се видети, понекад и двоструко већа од дужине одговарајућег једностепеног базена.

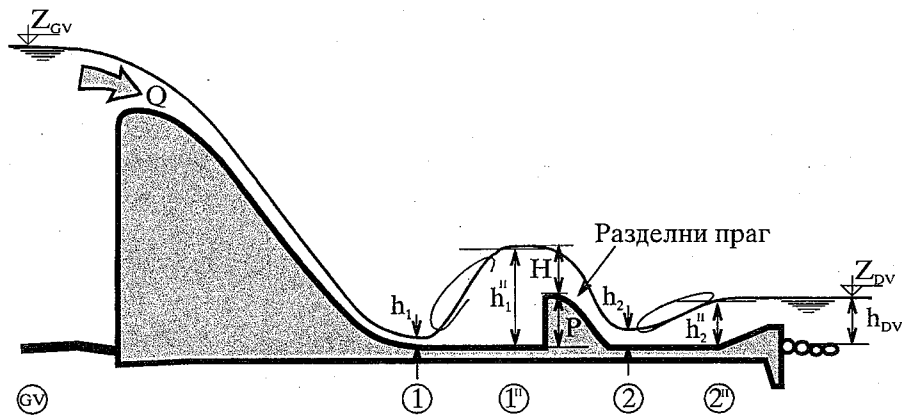
Прорачун је сличан као и за случај “обичног” – једностепеног базена.

Прво се преко енергетске једначине између пресека испред прелива, “GV” и суженог пресека “1” одреде дубина,  $h_1$ , и брзина,  $V_1$ , на улазу у првостепени базен. Кота дна базена се усваја према условима фундарања, или је предмет оптимизације. Преко једначине скока (8.56)

одреди се спрегнута дубина првостепеног базена,  $h_1''$ . Затим се срачуна дебљина преливног млаза преко разделног прага,  $H$ , из једначине преливања (8.11), па се одреди висина прага,  $P$ , као:

$$(8.71): \quad P = 1.02 \left[ h_1'' + \frac{(V_1'')^2}{2g} \right] - H.$$

Надвишење од 2% у односу на спрегнуту дубину  $h_1''$  се додаје као сигурност, да не би дошло до одбацивања скока, односно “прескакања” млаза у низводни базен (отуда коефицијент 1.02 у једначини 8.71).



Сл. 8.49 Двостепени умирујући базен

Дужина првостепеног базена мора бити најмање  $L_1 = 6 h_1''$ , да би се остварило потпуно умирење млаза и омогућили нормални услови преливања преко разделног прага.

Низводни (другостепени) базен се најчешће пројектује као USBR базен типа III, са средишним блоковима и излазним прагом. Димензије базена се одређују уобичајеним поступком. Другостепени базен не мора имати исти правац (у основи) као и првостепени (Hayde 2000). У том случају струјање постаје знатно сложеније, па је потребно урадити испитивања на физичком моделу.

#### VIII.4.8 Заштита корита низводно од базена

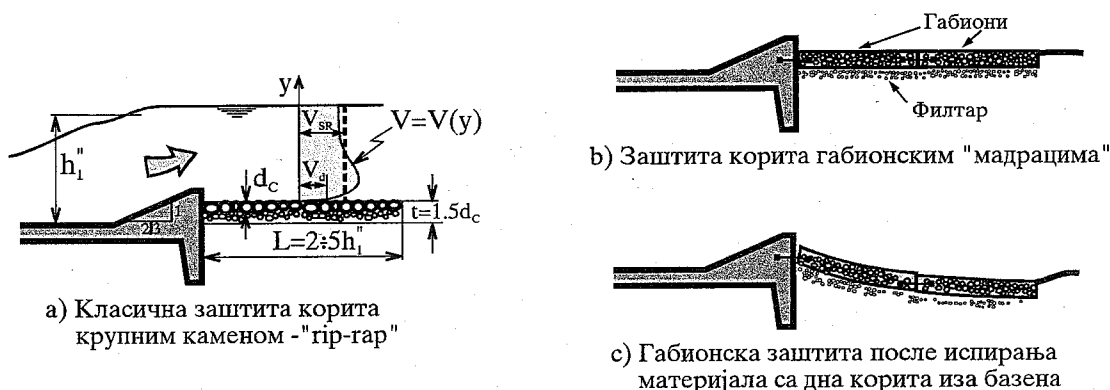
Умирујући базен који би потпуно “смирио” воду пре испуштања у низводно корито био би предугачак и економски неприхватљив. Зато се допушта да по изласку из базена вода и даље располаже извесном енергијом која може да у мањој мери еродира дно и косине корита. Уз још “неугашене” вртлоге (остатак од ваљка хидрауличког скока), јавља се и неравномеран распоред брзина по дубини тока (брзине су знатно веће при дну), што додатно појачава ерозиону моћ воде (Novak 1996). Новак процењује да, зависно од ефикасности скока, дубина ерозионе јаме иза умирујућег базена може достићи и до 50% дубине коју би ископао млаз ски одскока (VIII.4.9), што може довести и до поткопавања самог базена.

Корито низводно од базена може се заштитити на више начина. Најчешће се примењује **камена заштита** (камена облога, gir-gar), сл. 8.50а.

При пројектовању камене заштите потребно је одредити пречник меродавног – карактеристичног зрна,  $d_c$ , гранулометријски састав камене заштите, дебљину заштитног слоја,  $t$  и дужину заштите,  $L$ .

Кључни параметар за избор пречника камена је брзина воде која опструјава камен (Smith 1995, Peterka 1958). Вода делује на камен преко:

- Силе динамичког узгона*, која настаје због знатно већих брзина на горњем него на доњем делу површине камена.
- Силе вучења*, услед опструјавања око камена.
- Силе трења* на додиру воде и камена.



Сл. 8.50 Заштита иза умирујућег базена

Свака од наведених дестабилизујућих сила сразмерна је површини камена ( $\sim d_c^2$ ) и квадрату брзине воде која делује на камен ( $\sim V^2$ ). Једина стабилизујућа сила је тежина камена, која се противи подизању и обезбеђује силу трења међу камењем у облози (супротстављајући се померању у хоризонталном правцу). Равнотежа сила које теже да помере камен и стабилизујућих сила, које покушавају да га задрже на месту, може се описати као:

$$(8.72): \quad d_c^2 V^2 \sim d_c^3, \text{ односно:}$$

$$(8.73): \quad d_c = C V^2,$$

где су:  $d_c$  = пречник (карактеристичног) зрна – камена,  $V$  = брзина воде која делује на камен и  $C$  = коефицијент који зависи од облика, специфичне тежине и гранулометријског састава камене заштите, као и од облика и интензитета турбуленције тока.

Ако се претпостави да је камење приближно сферичног облика (или бар није пљоснато) и да је специфична тежина камена  $\gamma_K = 26 \div 27 \text{ kN/m}^3$ , Peterka (1958) предлаже да се за пречник карактеристичног зрна заштите узме:

$$(8.74): \quad d_c = 0.041 V_d^2,$$

где је:  $d_C = d_{50}$  = пречник карактеристичног зрна (у метрима), од кога је лакше 50% зрна у јединици запремине заштите, а  $V_d$  = брзина воде при дну (m/s).

Уколико није позната брзина воде при дну,  $V_d$ , Peterka предлаже да се користи средња брзина на излазу из базена,  $V_{SR}$ . Smith (1995) дозвољава нижи коефицијент,  $C$ , ако се користи средња брзина, премда треба бити опрезан када се овако ниска вредност коефицијента примењује за важне објекте:

$$(8.75): \quad d_C = 0.020 V_{SR}^2.$$

Дебљина камене заштите,  $t$ , према Peterk-и (1958), требало би да буде најмање:

$$(8.76): \quad t = 1.5 d_C,$$

а уколико у кориту има ситнијег материјала, обавезно га треба *филтарским слојем* заштитити од испирања.

Дужина облоге,  $L$ , зависи од степена заштите који се жели постићи. За потпуну “обезбеђеност” корита, заштиту треба спровести све док се сасвим не умири турбуленција из вртложног ваљка. Као оријентациона вредност може се узети:

$$(8.77): \quad L = (2 \div 5) h_1'',$$

где је:  $h_1''$  = спрегнута дубина у базену. (Додатна искуства о пројектовању камене заштите могу се наћи у делу XIII.2.1 о каскадама.)

Уместо камене насlage често се користе **габиони** (Novak 1997 и Smith 1995). Габиони су жичане мреже у облику *кутија*, *матраца* (сл. 8.50b) или *врећа*, испуњених каменом. Крупноћа камена за испуну габиона је знатно мања од камена за одговарајућу класичну заштиту (наслалу), с обзиром да се тежина, односно отпорност на хидродинамичку силу, постижу “удруживањем” у мрежи. (Крупноћа потребна да онемогући пролазак камена кроз отворе у мрежи обично није већа од  $d_{KAMENA} \cong 100 \div 200$  mm.)

Поред могућности да се користи ситнији камен за заштиту, што смањује цену набавке и уградње, предност габиона је и велика *флексибилност*. Као и код “класичне” насlage, потребно је онемогућити испирање (суфозију) темеља постављањем филтарског слоја између габиона и материјала који се штити. Ако, упркос филтарској заштити, због снажне турбуленције, праћене великим потпритисцима, ситнији материјал испод облоге временом буде испран (исисан), или ако услед ерозионих процеса низводно од бране дође до спуштања – слегања облоге, базен може бити поткопан (сл. 8.50c). Искуства у таквим случајевима показују да је компактна, а флексибилна облога од габионских матраца, причвршћених за низводну слапишну плочу знатно боља заштита од класичне камене облоге (Novak 1996).

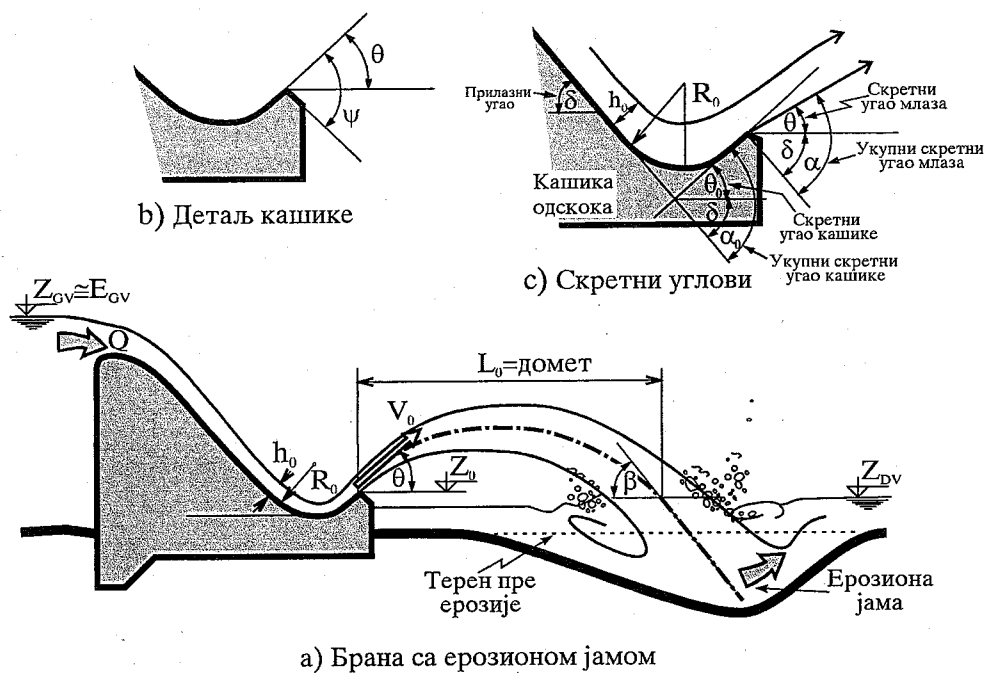
Слаба тачка габиона је жица за мрежу, која може да се прекине услед корозије, удара наноса, пловених предмета или леда, па је неопходна стална инспекција и одржавање. Као одговор на ову слабост може се понудити решење са **флексибилним бетонским “матрацима” – простиркама**. Флексибилна простирка је сачињена од префабрикованих армирано–бетонских блокова, међусобно повезаних сајлама, што омогућава прилагођавање

заштите ерозионим процесима у кориту, а да при томе сама заштита није угрожена од ерозије (за разлику од габионске заштите).

Која ће се од наведених мера за заштиту низводног корита применити, зависи од степена заштите који се тражи, од дужине времена за које се претпоставља да ће базен радити, од економских чинилаца, а често и од наклоности пројектанта.

### VIII.4.9 Ски одскок

Ски одскоком се млаз који се обрушава низ брзоток одбацује што даље од бране, у низводно речно корито. Једноставан и јефтин, **ски одскок (ски-скок, или слободни-непотопљени одскок**, сл. 8.51) се све чешће примењује као излазни део евакуационих органа, поготову код високих брана, где велике брзине стварају нерешиве проблеме у умирујућем базену (динамичка оптерећења, кавитација). Код решења са ски одскоком захтева се да брана буде *фундирана на стени*. Уз то, неопходно је показати да *ерозиона јама* коју млаз ископа у кориту реке, *неће поткопати темеље околних објеката* (бране, брзотока, тунела) и угрозити њихову стабилност. Ски одскок је први пут примењен код једне преливне прибранске хидроелектране у Француској, почетком тридесетих година двадесетог века. Отада се користи у разним, више или мање, “сродним” облицима, када год то услови дозвољавају.



Сл. 8.51 Ски одскок (ски-скок)

Као што се види са слике 8.51, ски одскок, као објекат, представља закривљени наставак брзотока – “кашику” (која омогућава одбацивање млаза), тако да је обим земљаних и бетонских радова неупоредиво мањи него код одговарајућег умирујућег базена. Раније је ски

165-

одскок примењиван само ако је низводно корито у које млаз удара било сачињено од релативно здраве стене. Искуством се дошло до закључка да обим ерозије не зависи (или веома мало зависи) од особина средине коју млаз разара; једино се разликује време за које ће млаз ископати јаму – брже ће еродирати невезане или слабије везане средине. Наравно, сам објекат – брана, брзоток, или тунел са одскоком – треба да буде фундиран на здравој стени. Такође, треба имати на уму да у уским долинама, услед ерозије корита, може доћи до значајног обрушавања страна – бокова долине (ICOLD 1987), поготову ако се ради о великим вредностима јединичног протицаја.

Улога *кашике* одскока је да млаз одбаци што даље, како ерозиона јама не би захватила темељ објекта. Млаз, који се убрзава низ брзоток (сл. 8.51), кашика скреће и усмерава у атмосферу. Одбачени млаз се успут мање или више распрши и оваздуши, да би на крају путање (која приближно следи путању косог хица) ударио у површину воде низводног корита. Део енергије губи се при удару, на сабијање заробљеног ваздуха. По уласку у доњу воду, млаз наставља приближно праволинијском путањом (сл. 8.51 и 8.54), удара о дно ерозионе јаме, одакле се шири кроз сложено вртложно струјање, па релативно умирен напушта јаму. Ерозиона јама, коју млаз временом ископа, претставља један облик умирујућег базена – ту се у вртлозима потроши највећи део енергије млаза.

При хидрауличком димензионисању ски одскока треба одредити (сл. 8.51):

- 1) Висински положај **темена** (врха) ски одскока,  $Z_0$ .
- 2) **Полупречник** *кашике* одскока,  $R_0$ .
- 3) **Скретни Угао** млаза,  $\theta$ , односно **скретни угао** *кашике* одскока,  $\theta_0$ .
- 4) **Дужину** (домет) одскока,  $L_0$ , и угао удара млаза у доњу воду,  $\beta$ .
- 5) **Максималне димензије** (дубину, дужину, ширину, нагиб страница) **ерозионе јаме**.

#### Висински положај темена ски одскока, $Z_0$

Што је нижа кота темена одскока,  $Z_0$ , то је већа почетна брзина на месту одскока,  $V_0$ , а тиме и дужина (домет) одскока (чиме се ерозиона јама помера даље од објекта). Уз то, мања је и количина бетона уграђеног у *кашику*. С друге стране, не би требало дозволити да млаз буде потопљен (доњом водом), јер то изазива пулзирање млаза, уз снажну ерозију *непосредно* иза *кашике* и поткопавање темеља. Потапање млаза може да проузрокује и кавитациону ерозију на засеку темена *кашике* (деталј на сл. 8.51)<sup>1</sup>. Зато се теме одскока поставља нешто изнад максималног нивоа доње воде ( $Z_0 > Z_{DV}$ ). При одређивању меродавне коте доње воде,  $Z_{DV}$ , треба имати на уму да се, услед засипања еродираних материјала на деоници низводно од јаме, може створити спруд који ће изазвати успор (подизање) нивоа доње воде.

#### Полупречник *кашике* ски одскока, $R_0$

*Кашика* за скретање млаза најчешће представља кружни исечак константног пречника, мада се понекад користе и сложеније криве.

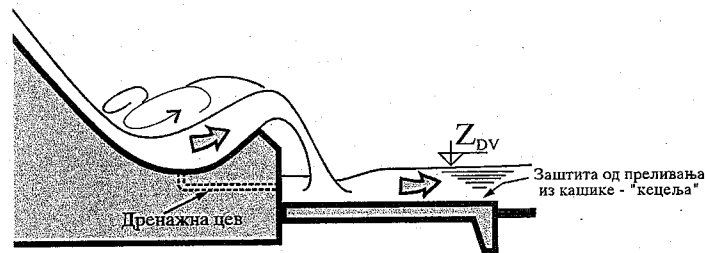
<sup>1</sup> У изузетно неповољним условима (превисока доња вода, на пр.) потапање се мора прихватити, али је тада потребно одговарајуће прилагођавање и обликовање (Khatsuria 2005).



Према искуству са постојећих објеката (Smith 1995, Mason 1994), полупречник кашике одскока требало би да буде у распону од  $3h_0 \leq R_0 \leq 8h_0$  (најчешће  $R_0 = 4 \div 5 h_0$ ), где је  $h_0$  = дубина воде у брзотоку непосредно пре уласка у кашику (урачунавши и надувавање млаза због аерације).

Полупречници мањи од  $3h_0$  онемогућавају ефикасно скретање млаза (угао под којим млаз напушта кашику,  $\theta$ , знатно је мањи од угла који образује бетонска контура одскока,  $\theta_0$ ), а услед превелике закривљености струјница могу настати велики смичући напони унутар млаза, што изазива нестабилност млаза и опасност од вибрација (Novak 1996).

С друге стране, превелики полупречник кашике, изискује непотребно продужење објекта и повећање трошкова. Али не само то. При малим протицајима ( $Q < 0.05 \div 0.15 Q_{RAC}$ ), унутар кашике настаје хидраулички скок, јер млаз нема довољно снаге (количине кретања) да избаци вртложни ваљак скока из кашике. Иза хидрауличног скока, на темену ски одскока, ствара се преливни млаз који пада у низводно корито непосредно иза објекта (сл. 8.52), па може изазвати ерозију уколико се корито, односно темељ, прописно не заштите (обично бетонском плочом – “кецељом”). За мањи полупречник кривине ( $R_0$ ), дубина воде у кашици је мања, па ће хидраулички скок бити одбачен из кашике (а млаз, преко ски одскока, одбачен далеко од објекта) при мањем протицају него за случај кашике већег полупречника. Ово значи да је за мањи полупречник кашике, темељ објекта потребно заштитити од мањег протицаја, што омогућава да заштита буде јефтинија.



Сл. 8.52 Преливање – “цурење” из кашике при малим протицајима

Кривина кашике изазива центрифугално убрзање, па се јавља додатни динамички притисак (изнад хидростатичког притиска) на дно кашике,  $\Delta p_0 / \gamma$ . Вредност додатног хидродинамичког притиска може се проценити поједностављеном анализом динамичке једначине у правцу управном на ток (у правцу полупречника кашике, Henderson 1966) као:

$$(8.78): \quad \frac{\Delta p_0}{\gamma} = \frac{h_0 V_0^2}{g R_0},$$

где је:  $h_0$  = дубина млаза испред кривине (сл. 8.51с), а  $V_0$  = средња брзина у пресеку млаза пре кривине. (У литератури се могу наћи и прецизније формуле за прорачун  $\Delta p_0 / \gamma$ , Khatsuria 2005). Динамички део притиска треба додати хидростатичком, па је укупан притисак на дно кашике:

$$(8.79): \quad \frac{P_0}{\gamma_{MAX}} = \frac{h_0 V_0^2}{g R_0} + h_0.$$

Оволики притисак неће се јавити целом дужином кашике. Према лабораторијским мерењима (Mason 1993, Peterka 1958), притисак на почетку кривине (заједно, динамички и хидростатички) износи  $0.4 \div 0.6$  максималног притиска. Максимум притиска се јавља негде на средини кашике, а минимум на темену (врху) одскока. Повећани притисак преноси се и узводно од кривине кашике, па би у тој зони требало избегавати постављање спојница на брзотоку, због опасности да се кроз њих “провуче” талас натпритиска и изазове подизање плоче и хаварију објекта (Mason 1993, Bowers et al. 1988, Bowers et al. 1985).

Минимални притисак (на темену одскока) зависи од угла  $\psi$  између излазне тангенте одскока и засека излаза кашике (детал са сл. 8.51). Ако је простор између доње ивице млаза и засека кашике сувише “тесан”, долази до делимичног исисавања ваздуха и стварања потпритиска, праћеног пулзацијама. Зато је неопходно да угао,  $\psi$  (сл. 8.51b), буде већи од  $40^\circ$ .

Такође треба водити рачуна да се хидродинамички притисак преноси и на разделне (бочне) зидове кашике, па се хидродинамичке силе и моменти морају узети као важно оптерећење при статичком димензионисању зидова (Mason 1993).

Понекад се (углавном код објеката са мањим падовима, односно мањим брзинама) на самом излазу из кашике постављају зупци за разбијање млаза и подстицање аерације (што већа аерација, то се више енергије губи на сабијању увученог ваздуха при удару млаза о површину воде).

У дну кашике обично се оставља отвор кроз који се вода дренира (сл. 8.52), чиме се омогућава приступачност за преглед и поправке по престанку рада прелива.

#### Скретни угао кашике ски одскока, $\theta_0$

Скретни угао кашике ски одскока,  $\theta_0$ , треба да омогући одбацивање млаза што даље од објекта. Такође, скретни угао одређује и упадни угао млаза у површину доње воде,  $\beta$ , који не би смео да буде мањи од  $\beta = 15^\circ$ , да би се избегло “проклизавање” млаза и неконтролисана низводна ерозија. Како ће се показати, оба услова су задовољена за углове од  $30^\circ < \theta_0 < 45^\circ$ .

На слици 8.51c уочава се да је скретни угао млаза,  $\theta$ , мањи од скретног угла кашике ски одскока,  $\theta_0$ , с обзиром да, по инерцији, млаз “одбија” да се сасвим прилагоди геометрији контуре која мења правац тока (Khatsuria 2005). Разумно је очекивати да ће степен одступања млаза од контуре зависити од закривљености кашике (односа дубине млаза и полупречника кривине), од нагиба корита брзотока испред кашике, као и од вредности самог скретног угла кашике одскока,  $\theta_0$ . На слици су приказани скретни углови између хоризонтале и контуре кашике, односно млаза,  $\theta_0$  и  $\theta$ , као и укупни скретни углови између правца косине брзотока и контуре кашике, односно млаза,  $\alpha_0$  и  $\alpha$ . Одступање млаза сразмерно је закривљености, а обрнуто сразмерно нагибу брзотока (односно, вредности укупног скретног угла), с обзиром да

се са повећањем нагиба продужава деоница контуре на којој млаз мења правац (што омогућава да се млаз боље прилагоди промени правца).

Код брзотока *преливних брана* код којих је укупни скретни угао кашике већи од  $45^\circ$ , а за опсег закривљености од  $0.15 \leq \frac{h_0}{R_0} \leq 0.40$ , однос укупног скретног угла млаза и скретног угла кашике ски одскока може се проценити преко израза (Савић et al. 2006):

$$(8.80): \quad \frac{\alpha}{\alpha_0} = 1 - \frac{6 \left( \frac{h_0}{R_0} \right)^{4.2} \left( \frac{\alpha_0}{90} \right)^{-0.2}}{9 \left( \frac{h_0}{R_0} \right)^{3.5} + \left( \frac{\alpha_0}{90} \right)^{3.5}},$$

док се за брзотоке (и тунеле) са хоризонталним прилазом, може користити израз (Heller et al. 2005):

$$(8.80a): \quad \frac{\theta}{\theta_0} = \frac{\alpha}{\alpha_0} = \frac{1}{2} \left( \frac{\theta_0}{70} \right)^{\frac{1}{6}} \left[ 1 + e^{-8 \left( \frac{h_0}{R_0} \right)^2} \right]$$

где се углови уносе у степенима.

\* \* \*

Размотриће се утицај скретног угла на домет млаза. Путања млаза кроз атмосферу (путања осовине – језгра млаза) апроксимира се једначином косог хица за круто тело (сл. 8.51, 8.53 и 8.54):

$$(8.81): \quad x = V_0 t \cos \theta, \text{ и } y = V_0 t \sin \theta - \frac{1}{2} g t^2.$$

Елиминацијом времена,  $t$ , добија се:

$$(8.81a): \quad y = x \operatorname{tg} \theta - \frac{g x^2}{2 V_0^2 \cos^2 \theta},$$

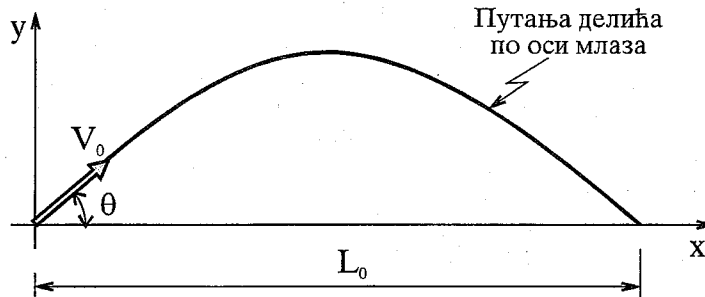
где су: висина,  $y$ , и хоризонтално растојање,  $x$ , координате путање хица (сл. 8.53).

Прегледности ради, за тренутак ће се претпоставити да су коте осовине млаза на почетку и на крају хица (одскока) једнаке, па је:

$$(8.82): \quad x = L_0 \text{ за } y = 0,$$

односно из једначине (8.81a):

$$(8.83): \quad L_0 = 2 \cos \theta \sin \theta \frac{V_0^2}{g} = \sin(2\theta) \frac{V_0^2}{g}.$$



Сл. 8.53 Пуцања косог хица

Горњи израз ће имати максималну вредност за  $2\theta = \pi/2$ , односно ако је излазни угао одскока  $\theta = \pi/4 = 45^\circ$ . Тада је домет млаза:

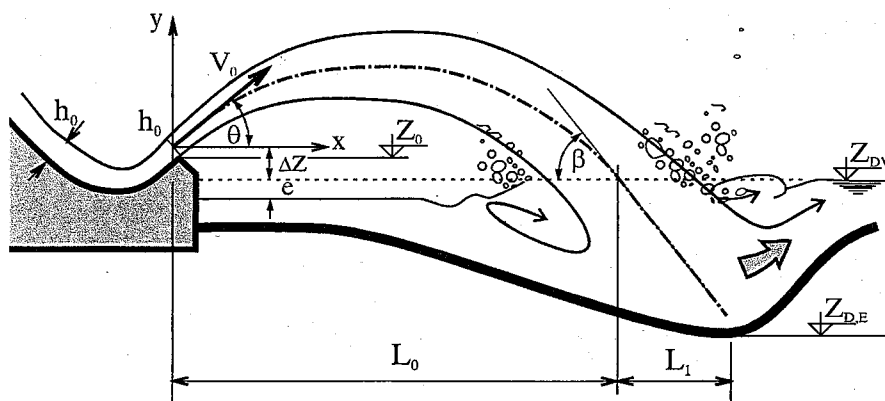
$$(8.84): \quad L_0 = \frac{V_0^2}{g}$$

У пракси се обично користи нешто мањи угао одскока, чиме се смањује запремина кашике што, како је напред речено, има доста предности. Mason (1993) препоручује да скретни угао кашике ски одскока буде у распону од  $30^\circ < \theta < 35^\circ$ , USBR (1987) препоручује углове од  $15^\circ < \theta < 35^\circ$  (Peterka 1958), Smith (1995) напомиње да је код већег броја објеката  $\theta \cong 30^\circ$ ; и руски аутори (Слискиј 1979), такође, препоручују угао од  $\theta = 30^\circ$ . (За  $\theta = 30^\circ$ , домет млаза је за 13% краћи од теоријског максимума при  $\theta = 45^\circ$ ).

#### Домет млаза ски одскока, $L_0$

Дужина одскока, односно домет млаза ски одскока,  $L_0$ , рачуна се преко већ коришћене једначине косог хица за делић течности у осовини млаза (јед. 8.81а и сл. 8.51, 8.53 и 8.54). Једначина 8.81а решиће се по растојању,  $x$ , као:

$$(8.85): \quad x = \frac{V_0^2 \cos \theta}{g} \left( \sin \theta + \sqrt{\sin^2 \theta - \frac{2gy}{V_0^2}} \right)$$



Сл. 8.54 Домет млаза

Млаз удара у површину воде низводног корита на коти  $Z_{DV}$ , при чему је вредност координате  $y = -\Delta Z$ , где је (сл. 8.54):

$$(8.86): \quad \Delta Z = (Z_0 - Z_{DV}) + \frac{1}{2} h_0 \cos \theta,$$

па се увођењем једначине (8.86) у јед. (8.85) добија *теоријски домет* (дужина) одскока млаза,  $L_{0T}$ :

$$(8.87): \quad L_{0T} = \frac{V_0^2 \cos \theta}{g} \left( \sin \theta + \sqrt{\sin^2 \theta + \frac{2g \Delta Z}{V_0^2}} \right).$$

Једначина (8.87), потврђена је у потпуности моделским испитивањима (Petka 1958). На објекту, међутим, домет одскока може бити мањи од теоријског, због отпора ваздуха. Отпор ваздуха је већи на објекту него на моделу, јер је распршивање млаза на објекту веће (зато што је однос вискозних и инерцијалних сила, као и однос капиларних и инерцијалних сила, на објекту много мањи него на моделу). Мерења су показала да отпор ваздуха не утиче на успоравање млаза (односно на домет), ако је брзина воде мања од  $V_0 < 20 \text{ m/s}$  (Novak 1996, Слискиј 1979). Са повећањем брзине, “трење” између воде и ваздуха почиње да кочи млаз, па се при брзинама од  $V_0 \cong 40 \text{ m/s}$  може очекивати скраћење домета на 70 ÷ 80 % вредности теоријске дужине одскока, тј:

$$(8.87'): \quad L_0 = K_a \frac{V_0^2 \cos \theta}{g} \left( \sin \theta + \sqrt{\sin^2 \theta + \frac{2g \Delta Z}{V_0^2}} \right),$$

где је  $K_a$  = коефицијент скраћења млаза услед отпора ваздуха. Коефицијент скраћења млаза може се проценити преко приближне искуствене формуле (Савић et al. 2006):

$$(8.87a): \quad K_a = \frac{L_0}{L_{0T}} = 1 - \frac{\left(\frac{V_0}{30}\right)^{4.45}}{2.25 \left(\frac{V_0}{30}\right)^{3.7} + 4} \left(\frac{\theta}{40}\right)^{0.5},$$

где је скретни угао млаза,  $\theta$ , у степенима.

\* \* \*

Када удари у воду низводног корита, млаз наставља кретање по приближно правој линији под улазним – упадним углом,  $\beta$ , у односу на хоризонталу (сл. 8.54). Тангенс угла  $\beta$  је једнак нагибу путање млаза,  $y(x)$  (јед. 8.81a), на месту удара млаза у воду (за  $x = L_0$ , односно  $y = -\Delta Z$ ):

$$\operatorname{tg} \beta = \left. \frac{dy}{dx} \right|_{x=L_0} = -\frac{1}{K_a} \operatorname{tg} \theta + \frac{1}{K_a^2} \frac{gL_0}{V_0^2 \cos^2 \theta}.$$

Може се користити и инверзна функција:

$$\frac{1}{\operatorname{tg} \beta} = \left. \frac{dx}{dy} \right|_{y=-\Delta Z} = \left. \frac{-K_a \cos \theta}{\sqrt{\sin^2 \theta - \frac{2g y}{V_0^2}}} \right|_{y=-\Delta Z}$$

одакле се добија тангенс улазног угла, као:

$$(8.88): \quad \operatorname{tg} \beta = \frac{1}{K_a} \sqrt{\operatorname{tg}^2 \theta + \frac{2g\Delta Z}{\cos^2 \theta V_0^2}}$$

Дужина путање млаза од уласка у доњу воду, па до места удара о дно корита,  $L_1$ , једнака је (сл. 8.54):

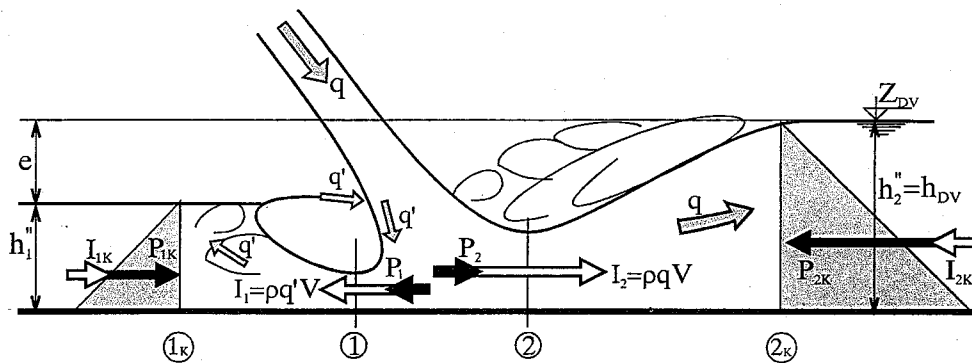
$$(8.89): \quad L_1 = \frac{Z_{DV} - Z_{D,E}}{\operatorname{tg} \beta}$$

\* \* \*

На слици 8.54 запажа се денивелација,  $e$ , између нивоа доње воде *истред* и *иза* места удара млаза. Ово је последица сложеног струјања које се јавља у зони удара млаза у дно корита.

На слици 8.55 приказана је поједностављена шема течења, са равним дном корита. По удару у дно млаз наставља да се креће у низводном смеру (од пресека “2” према пресеку “2<sub>К</sub>”) са протицајем  $q$  по јединици ширине корита. Мањи део протицаја,  $q' \ll q$ , креће у супротном смеру, да би се касније “околни” путем, по ободу корита, вратио у главни ток.

Посматра се равнотежа сила између пресека “1” и “1<sub>К</sub>” на узводној деоници, и између пресека “2” и “2<sub>К</sub>” на низводној деоници. Уочава се да је у пресеку “1” узводне деонице знатно мања “инерцијална сила” него у пресеку “2” низводне деонице ( $\rho q' V \ll \rho q V$ ), па је са низводне стране потребна и знатно мања сила притиска, односно мања спрегнута дубина ( $h_1'' < h_2''$ ) да уравни инерцијалну силу.



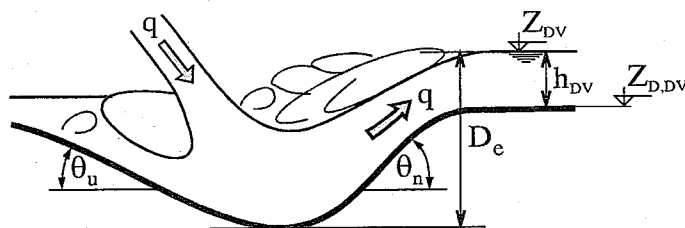
Сл. 8.55 Настанак денивелације при удару млаза у дно корита

Описано снижење нивоа,  $e$ , при рачунском протицају може износити  $50 \div 60\%$  укупне дубине доње воде,  $h_{DV}$ , мада је забележен и случај са  $80\%$  снижења (Peterka 1958). Уколико се процени да снижење може неповољно да утиче на рад хидроелектране, или неког другог објекта у зони доње воде, корисно је тачније проценити његову вредност на физичком моделу, па према томе прописати начин рада ХЕ при условима евакуације великих вода. Физички модел такође може да укаже на опасност од ерозије по околне објекте (ножице насуте бране на пр.), изазване описаним повратним струјањем.

### Ерозиона јама

Млаз током времена разара корито у које удара, стварајући **ерозиону јаму – ерозиони левак**<sup>1</sup>. Како је на почетку речено, неопходно је проценити димензије јаме (пре свих дубину,  $D_e$ , и нагиб узводне косине  $\theta_u$ ), да би се сагледала безбедност објекта које ерозија може да угрози.

Основна величина која се тражи је **дубина јаме**  $D_e$ , која се обично мери од коте нивоа доње воде до дна јаме (сл. 8.56).



Сл. 8.56 Ерозиона јама

Стварање ерозионе јаме је сложена појава, за коју (у овом тренутку) не постоји задовољавајући математички модел, па се дубина  $D_e$  процењује преко искуствених формула, као функција бројних чинилаца:

$$(8.90): \quad D_e = f(q, H, d_{50}, h_{DV}, g, \beta, K_a, \dots),$$

где су:  $q$  = јединични протицај меродавне велике воде (обично врх ублаженог таласа 100–годишње  $\div$  500–годишње велике воде, Schleiss 2002),  $H = Z_{GV} - Z_{DV}$  = бруто пад између горње и доње воде (сл. 8.51),  $d_{50}$  = пречник средњег зрна материјала,  $h_{DV}$  = дубина доње воде у непоремећеном стању (пре ерозије),  $g$  = убрзање земљине теже,  $\beta$  = улазни угао млаза,  $K_a$  = коефицијент аерације.

На основу опсежне анализе коришћених формула и података са више десетина брана и модела, Mason и Aruguman (1985) су предложили формулу типа:

$$(8.91): \quad D_e = K \frac{q^x H^y h_{DV}^w}{g^v d_{50}^z},$$

<sup>1</sup> Механизам настанка ерозионе јаме је описан у литератури (Schleiss 2002).

са јединицама:  $q = [\text{m}^3/\text{s}/\text{m}]$ ,  $H = [\text{m}]$ ,  $h_{DV} = [\text{m}]$ ,  $g = [\text{m}/\text{s}^2]$  и  $d_{50} = [\text{m}]$ . Као оптималне вредности коефицијената и експонената (Mason 1993) предлаже:

$$K = 3.27, X = 0.60, Y = 0.15, W = 0.15, V = 0.30 \text{ и } Z = 0.10.$$

Ако је речно корито низводно од бране у стеновитој средини (нема појединачних зрна), треба узети да је у формули 8.91 пречник  $d_{50} = 0.25 \text{ m}$  (премда је сам аутор користио и зрно знатно већег пречника, када је то било погодно, Mason 2002).

Према истим ауторима (Mason и Aruguman), као и према већини осталих истакнутих истраживача у овој области, сасвим задовољавајуће резултате дају и много једноставније формуле, као на пример:

1) формула Veronese-a:

$$(8.92): \quad D_e = 1.9 q^{0.54} H^{0.225} \text{ и}$$

2) формула Daudle-a:

$$(8.93): \quad D_e = 0.652 q^{0.50} H^{0.50}.$$

Из формула (8.91) ÷ (8.93) уочава се да су јединични протицај,  $q$ , а затим и денivelација,  $H$ , најзначајнији чиниоци за одређивање дубине ерозионе јаме. Поједини истраживачи (Yildiz и Uzusek, 1994) сматрају да наведене формуле пружају добру процену дубине ерозионе јаме само ако млаз удара у површину доње воде под приближно правим углом ( $\beta \approx 90^\circ$  на сл. 8.54), док су за мање вредности упадног угла вредности прецењене, па предлажу модификацију Веронезеове формуле у облику:

$$(8.92'): \quad D_e = 1.9 q^{0.54} H^{0.225} \sin \beta.$$

Ипак, док се временом не потврди исправност овакве претпоставке, чини се да је разумно држати се конзервативнијег облика једначине 8.92.

Поред дубине јаме треба проценити и обим ерозије, тј. *дужину и ширину јаме*,  $L_e$ , и  $W_e$ , и *угао нагиба узводне и низводне косине јаме*,  $\theta_u$  и  $\theta_n$  (сл. 8.57). Посебно је, са практичне стране, значајно *што поузданије предвидети нагиб узводне косине*, с обзиром да она одређује положај јаме у односу на брану. За одређивање дужине и ширине јаме, Mason (1993) предлаже модификоване формуле Блејздала и Андерсона:

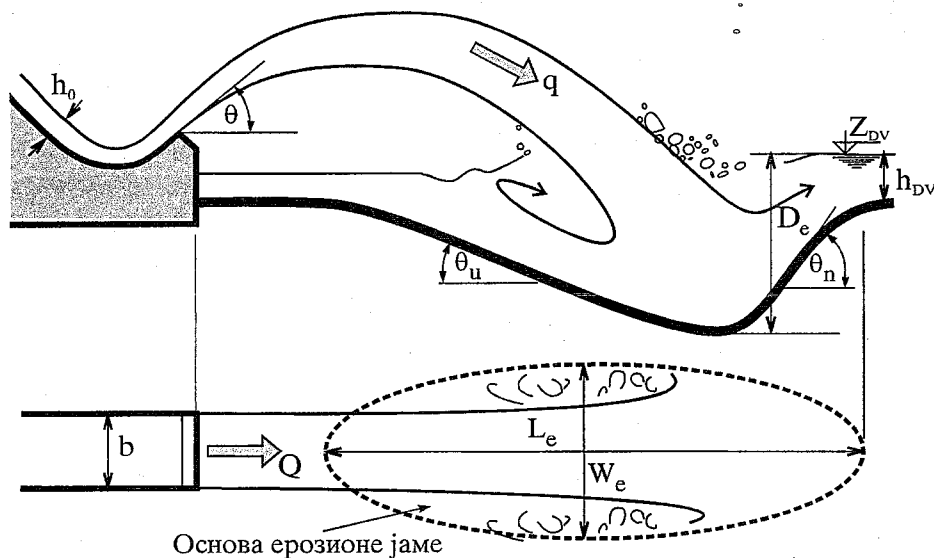
$$(8.94): \quad L_e = D_e \left( 3 + \frac{0.67 Q}{g^{0.5} \varphi^{2.5}} \right),$$

$$(8.95): \quad W_e = D_e \left( 3 + \frac{0.30 Q}{g^{0.5} \varphi^{2.5}} \right),$$

где је:  $\varphi = \left( \frac{4 b h_0}{\pi} \right)^{0.5}$  "еквивалентни пречник цеви",  $b$  = ширина кашике одскока, а  $h_0$  = дубина испред одскока. Ови изрази су развијени за испусте кружног попречног пресека, са



концентрисаним млазом, што треба имати на уму када се примењују на објекте са широким проводником (и млазом), као што је преливна брана.



Сл. 8.57 Процена димензија ерозионе јаме

За прорачун углова нагиба косина јаме могу се користити обрасци Тарајмовича (Mason 1993), према којима је:

$$(8.96): \quad \begin{aligned} \theta_u &= 10.5 + 0.30 \theta \quad \text{и} \\ \theta_n &= 6.9 + 0.64 \theta, \end{aligned}$$

где су сви углови у степенима ( $^{\circ}$ ). И са применом ове формуле треба бити опрезан, с обзиром да искуства показују да може знатно да прецени нагиб косине (Mason 2002), чиме се потцењује утицај ерозије на узводне објекте (превасходно на саму брану).

Према другој искуственој процени (Mason 1993), ширина јаме требало би да буде најмање  $2 \div 2.5$  већа од ширине млаза (на месту одскока из кашике).

Ако се процени да би ерозиона јама могла да угрози брану или друге околне објекте, остаје могућност да се део јаме унапред ископа, а затим делимично обложи и анкерује (Schleiss 2002). Овим се сужава обим (простирање) ерозионе јаме и смањује количина материјала депонованог низводно од јаме у спруд који би могао да непланирано и неугодно подигне ниво доње воде.

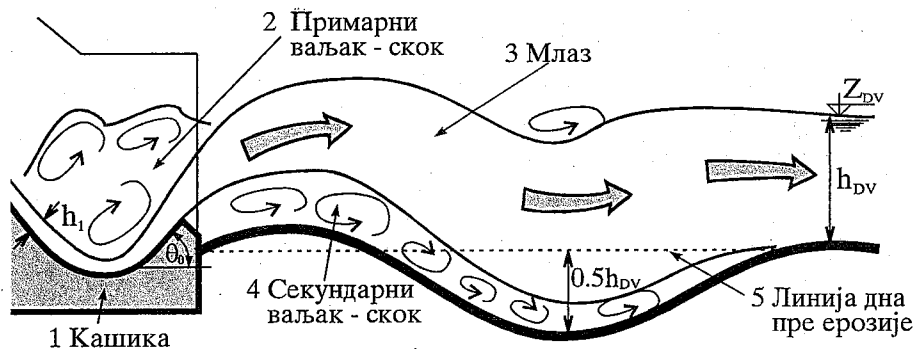
Уколико се током експлоатације објекта покаже да су димензије јаме биле потцењене и ерозија почне опасно да се шири према објекту или боковима речне долине, неопходно је стабилизovati косине јаме. На подлози од здраве стене поставља се и анкерује армирано-бетонска облога, док се за слабију подлогу обично постављају армирано-бетонски блокови погодног облика, или крупан камени набачај (ICOLD 1987).

## VIII.4.10 Потопљени одскок

**Потопљени одскок** је умиривач енергије код кога се млаз не одбацује у атмосферу, већ се контролисано потапа доњом водом. Може се користити код брана *фундираних на стени*, ако је *доња вода довољно висока* (за широки распон протицаја) да омогући ефикасан рад оваквог умиривача. Наиме, за потопљени одскок *потребна је већа дубина доње воде* него за класичан хидраулички скок у умирујућем базену.

*Предности* потопљеног одскока у односу на *умирујући базен* су мања и једноставнија конструкција (мање коштање објекта), и мања осетљивост на динамичке утицаје. *Недостатак* је потреба за већом дужином доње воде  $h_{DV}$ , и осетљивост на промену нивоа доње воде – при мањим дубинама млаз избацује скок из кашике, а при већим се "измигољи" из кашике недовољно умирен. Код потопљеног одскока јавља се и знатна ерозија низводног корита, чега нема код добро изведеног умирујућег базена.

*Предност* потопљеног одскока у односу на *непотопљени ски одскок* је знатно мања низводна ерозија. Уколико ерозија не представља проблем, онда ће врсту одскока (потопљени или непотопљени) одредити коштање, а по правилу је непотопљени одскок мањи објекат, па је и јефтиније решење. Због набројаних ограничења потопљени одскок се далеко мање среће у пракси од ски одскока и умирујућег базена.



Сл. 8.58 Потопљени одскок

Потопљени одскок је комбинација класичног хидрауличког скока, и непотопљеног ски одскока (сл. 8.58). Примарни хидраулички скок у кашници одскока одузима силовитом млазу значајан део енергије. Овако "ослабљен" млаз скреће ка површини тока уз излазну рампу на крају кашике, чиме се избегава директан ударац у корито непосредно иза објекта. Штавише, млаз изазива повратни секундарни ваљак који набацује материјал са дна корита ка објекту, чиме се избегава поткопавање објекта. (Набацивање наноса на ивицу кашике одскока је непожељно због опасности од абразије). Преостали вишак енергије млаз оставља у ваљку секундарног скока и у вртлозима у ерозионој јами иза скока.

Дубина ерозионе јаме која настаје радом потопљеног одскока обично није већа од  $0.5 h_{DV}$ , где је  $h_{DV}$  дубина доње воде у кориту (Smith 1995). Дубина доње воде,  $h_{DV}$ , требало би да

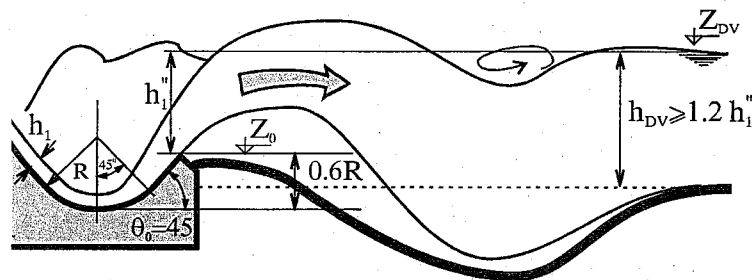
буде за око 20% већа од дубине коју би захтевао класичан умирујући базен са хидрауличким скоком (Peterka 1958).

### Основне димензије

Најважније димензије потопљеног одскока су (сл. 8.59):

- Полупречник кривине** кашике одскока  $R \geq 4h_1$ .
- Скретни угао** кашике одскока према хоризонталу  $\theta_0 = 45^\circ$ .
- Кота темена** кашике одскока  $Z_0 \cong Z_{DV} - h_1''$ , где је  $h_1''$  = спрегнута дубина, рачуната као код класичног скока (Smith 1995).

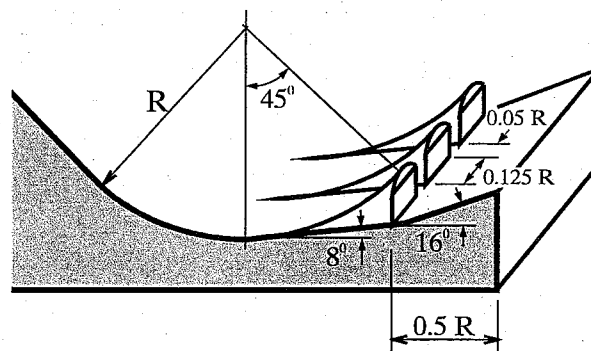
За тачније димензионисање потопљеног одскока (за ниво главног пројекта) треба користити специјализовану литературу (Khatsuria 2005, Mason 1993, Peterka 1958), или испитивања на физичком моделу.



Сл. 8.59 Димензије потопљеног одскока

### Олакшани – шупљи одскок

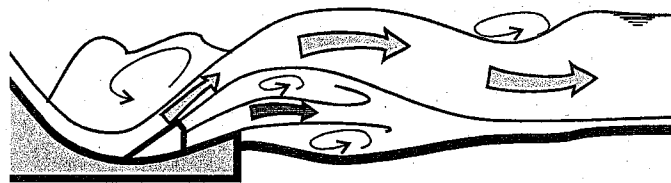
У циљу смањења дубине ерозионе јаме и абразионог дејства депонованог материјала на конструкцију, USBR је развио *олакшани – шупљи одскок* (сл. 8.60).



Сл. 8.60 Олакшани – шупљи одскок – скица и основне димензије

Искуство на моделу и објектима је показало да шупљи одскок производи мирније течење у низводном кориту, као и мању ерозиону јаму, али је много осетљивији од класичног (пуног) одскока на промену нивоа доње воде. Млаз лако одбаци примарни ваљак ван кашике, или се "измигољи" неумиран испод примарног ваљка, што изазива јаку ерозију низводно.

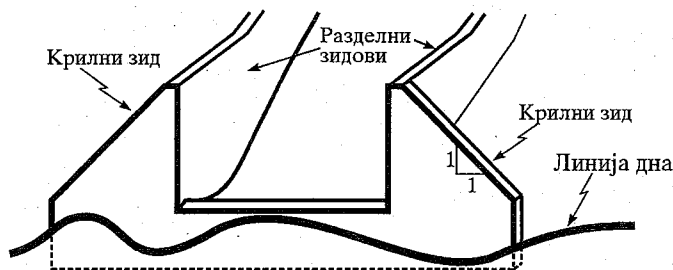
Такође, при већим брзинама ( $V \geq 25 \text{ m/s}$ ) зупци постају осетљиви на кавитациону ерозију. Предност пуног (класичног) одскока је и знатно лакше извођење, па класичан одскок може да буде јефтинији од шупљег иако захтева већу количину бетона.



Сл. 8.61 Олакшани – шупљи одскок у раду

Код нас је класични потопљени одскок примењен на брани Ђердап, док је шупљи коришћен на брани Потпећ.

Да би се сузбила, или барем смањила, ерозија услед попречног секундарног струјања које се, посебно код узаних прелива, јавља на крајевима одскока, корисно је разделне зидове потопљеног одскока наставити *крилним зидовима* (Smith 1995, сл. 8.62).



Сл. 8.62 Крилни зидови за сузбијање бочне ерозије

\* \* \*

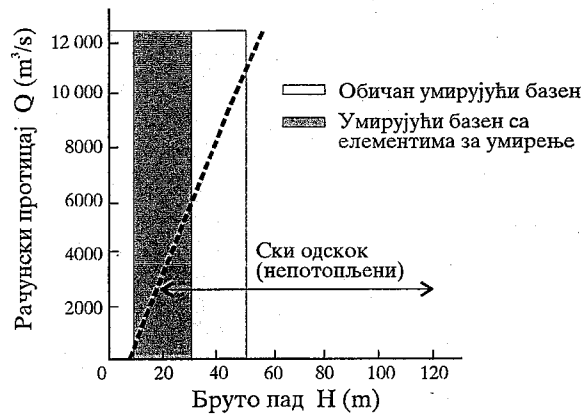
На основу искуства са великог броја испитиваних објеката, Mason (1982) даје препоруке за коришћење *умирујућих базена* и (непотопљеног) *ски одскока*, зависно од бруто пада,  $H$  (између горње и доње воде), и рачунског протицаја,  $Q$  (сл. 8.63). Потопљени одскок овде није приказан, с обзиром на додатне чиниоце који карактеришу његов рад, али се (према Mason-у) не препоручује коришћење овог умиривача енергије на падовима од преко 30 m.

За падове до 10 m ( $H < 10 \text{ m}$ ) треба користити “класичне” *умирујуће базене*, без *елемената за умирење енергије* (блокови, зупци, и сл.). Елементи за умиревање овде не дају пун ефекат, због мале силовитости тока.

За падове између 10 и 30 m ( $10 < H < 30 \text{ m}$ ) могу се користити *базени са елементима за умирење* (зона лево од тачкасте линије на слици 8.63), или, при мањим протицајим, *ски одскок* (зона десно од тачкасте линије).

- 178 -

За падове између 30 и 50 m ( $30 < H < 50$  m) треба користити *ски одскок*, или, при већим протицајима *умирујући базен без елемената за умирење* (јер су ови подложни кавитацији при великим брзинама, односно падовима).



Сл. 8.63 Опсег коришћења објеката за умирење енергије

За падове веће од 50 m (по Mason-у), не би требало користити умирујуће базене, јер искуство показује да кавитација, абразија, и динамички притисци значајно погоршавају услове рада (мада су умирујући базени коришћени и на падовима од преко 100 m). За веће падове препоручује се коришћење *непотопљеног ски одскока*.

## VIII.5 ЕВАКУАЦИОНИ ОРГАНИ ЛУЧНИХ БРАНА

Код евакуационих органа лучних брана обично *изостаје проводник*, па остају само прелив и излазни део – умирујући базен, тј., *бучница*. Често се не гради ни базен, него се допушта да вода сама ископа бучницу – ерозиону јаму.

Понекад се евакуација великих вода код лучних брана у потпуности обавља дубинским испустима, мада се испусти много чешће примењује као допуна преливу, него као једини евакуациони орган. О испустима ће бити речи у поглављу XI.

### Прелив

За улазни део обично се користи Кригеров прелив у виду проширења (преливне “капе”) на круни бране (сл. 8.64 и 8.65). Уместо Кригеровог, може се применити и вакуумски прелив кружног или елиптичног пресека (Слискиј 1979).

Закошени “нос” на врху капе (сл. 8.65a) често се поставља да би се повећао угао одскока и тиме продужио домет млаза (Khaturia 2005), премда треба имати на уму, да се због мале излазне брзине,  $V_0$ , овим скретањем не може много постићи (једначине 8.82 и 8.83). Дефлектори (скретачи) млаза, различитог облика и положаја, користе се за разбијање млаз пре одбацивања у атмосферу, чиме се постиже боља аерација, уз већи губитак енергије при удару млаза у доњу воду. Оптималан облик и положај дефлектора треба одредити моделским испитивањима, док се



# DPOST

## VII ТЕЧЕЊЕ СА УСЛУЖНОМ ПРОМЕНОМ ПРОТИЦАЈА

Промене могу тако се изразити "губи" или "добити" - Δотуца укупна. Примери за Δотуца су сакупна користи, добити, јемба, Туркиски губави, интереси у одајима и с. Пример за отуца је рендерна Туркиски губави, користи за растављање изразити за патофизиолошко, користи у канализационим изјемама.

### VII 1 БОЧНИ ОТУЦАЈ

Који се је јавља у делу I.1.4 који изјемају  
заступајући изјемају се јављају енергија (1.109 одајма 1.100),  
с одјемајући:

- је интерес изјемајући климатичној добити одјемајући  
у изјемајући  $V_e$  у  $20k$  (1.108, одајма 1.64)
- Разјемајући је изјемајући одјемајући да изјемајући немајући  
"изјемајући" за изјемајући енергија  $W$  се изјемајући (енергија)  
име рејемајући изјемајући пројемајући изјемајући немајући  
изјемајући.

$q_e = -\frac{dQ}{dx}$

Зок (1.64):  $\frac{1}{g} \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \beta \frac{V^2}{2g} + Z_D + h \cos \theta \right) + \frac{V_e - \beta V}{gA} q_e = -\frac{I_0}{\gamma R} - \frac{V^2 \beta}{2g \partial x} + \frac{\beta-1}{gA} V \frac{\partial A}{\partial t}$

Зок (1.103):  $\frac{d}{dx} \left( \frac{V^2}{2g} + Z_D + h \cos \theta \right) - \frac{V_e - V}{gA} q_e = -\frac{I_0}{\gamma R}$  (зменшен  $\beta$ )

Зок (1.100):  $\frac{\beta}{g} \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \alpha \frac{V^2}{2g} + Z_D + h \cos \theta \right) + \frac{V_e - \alpha V}{2gA} q_e = -\frac{\bar{E}}{\gamma R} \left[ \frac{V \partial \beta}{2g \partial t} + (\alpha - \beta) \frac{V}{2gA} \frac{\partial A}{\partial t} \right]$

Зок (1.101):  $\frac{d}{dx} \left( \frac{V^2}{2g} + Z_D + h \cos \theta \right) - \frac{V_e - V}{2gA} q_e = -\frac{\bar{E}}{\gamma R}$  (змен  $\alpha, \beta$ )

Ана же  $\frac{dZ_D}{dx} = -I_0$ , ана це (випадково) ігнорувати, та  $V_e = V$ ,  
 у зв'язку з рівнянням (об'єм постійний  $\cos \theta = 1$ ), у зв'язку  
 з рівнянням. Успіху та спрощення лінійно:

(7.1):  $\frac{d}{dx} \left( \frac{V^2}{2g} \right) = \frac{1}{2g} \frac{d}{dx} \left( \frac{Q^2}{A^2} \right) = \frac{Q}{gA^2} \frac{dQ}{dx} - \frac{Q^2}{gA^3} \frac{dA}{dx} = \frac{Q}{gA^2} \frac{dQ}{dx} - \frac{Q^2 \beta}{gA^3} \frac{dh}{dx}$

Якщо Зок (1.101) матиме такий вигляд:

$$\frac{Q}{gA^2} \frac{dQ}{dx} - F_R \frac{dh}{dx} + \frac{dh}{dx} = I_0 - \frac{\bar{E}}{\gamma R}$$

Ана це жовте ігнорувати та  $\frac{\bar{E}}{\gamma R} = I_{TR}$ , отже же:

(7.2):  $\frac{dh}{dx} = \frac{I_0 - I_{TR} - \frac{Q}{gA^2} \frac{dQ}{dx}}{1 - F_R}$



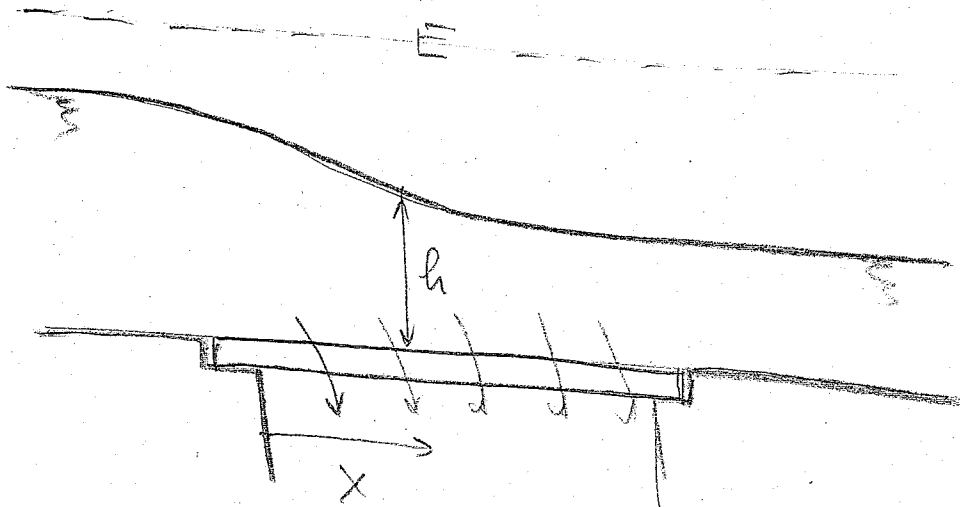
Угловина (7.2) може се интегрисати извршавајући за  
 произвољан ажуриј мача, где се у одређеном -  
 појединачним ажуријима може добити апам-  
 нано решење.

Ако се интегрисају извршавајући  $S_{00}$  је уметак одма  
 (7.2) нормално једнакости одма, која некако је  
 притома из  $\rho \in 1.109$  (из притома  $V_e = V_m \frac{\bar{\epsilon}}{\bar{\rho}} = I_{TR} \frac{\bar{\rho}_0}{\bar{\rho}}$ )

$$(7.3): \frac{d}{dx} \left( \frac{V^2}{2g} + z_0 + h \right) = -I_{TR}$$

### VII.1.1 Течење кроз реверни захвата у ДПД

За  $S_0$  се одређује апамнано интегрисање  $z_0$  (7.2)  
 притома се  $z_0$  је  $I_0 \approx 0$  и  $I_{TR} \approx 0$ . Друга  
 притома је обавно одређена  $z_0$  маке димензије  
 гетоне (ср. 7.1)



ср. 7.1

Према преобразована eq. (7.2) је:

$$(7.4): \quad \frac{dh}{dx} = \frac{-\frac{Q^2}{gA^2} \frac{dQ}{dx}}{1 - Fr}$$

Преобразована а константна температура и а константну енергију,  $(Fr=0)$  хидрогеном изражавају да је а енергија константна:

$$C = \frac{V^2}{2g} + h = \frac{Q^2}{2g b^2 h^2} - h = const, \text{ па је:}$$

$$(7.5): \quad Q = bh \sqrt{2g(E-h)}, \text{ (где је } Q = \text{ проток кроз канал)}$$

Ако се забавља  $(Fr=0)$  и енергија  $h$  је константна:

$$(7.6): \quad -\frac{dQ}{dx} = b \epsilon C_a \sqrt{2g e},$$

где је  $b =$  ширина канала = ширина канала,  $C_a =$  коеф. излучења и  $e =$  однос излучења отвора канала у односу на извор излучења.

Замени eq. 7.5 и 7.6 у 7.4, најбоље у виду је:

$Fr = \frac{Q^2 b}{g(A^2)^2}$  и енергија се изражавају:

$$(7.7) \quad \frac{dh}{dx} = \frac{2 \epsilon C_a \sqrt{e(e-h)}}{3h - 2e}$$

Како се може изразити да је а енергија константна:

$$\frac{dy}{dx} = \frac{+\frac{0}{gA^2} \epsilon C_r b \sqrt{2gE}}{1 - \frac{Q^2 b}{gA^3}} =$$

$$\frac{\frac{b y \sqrt{2g(E-y)}}{gA^2} \epsilon C_r b \sqrt{2gE}}{gA^3 - Q^2 b} =$$

$$= \frac{A \frac{b y \sqrt{2g(E-y)}}{gA^2} \epsilon C_r b \sqrt{2gE}}{gA^3 - b^2 y^2 [2g(E-y)] b} =$$

$$= \frac{(b y)^2 \epsilon C_r b 2g \sqrt{E(E-y)'}}{g b^3 y^3 - b^3 y^2 2g(E-y)} =$$

$$\frac{dy}{dx} = \frac{\cancel{g b^3 y^2} 2 \epsilon C_r \sqrt{E(E-y)}}{\cancel{g b^3 y^2} (y - 2E + y)} = \frac{2 \epsilon C_r \sqrt{E(E-y)}}{3y - 2E}$$

↓

$$\frac{dx}{dy} = \frac{3y - 2E}{2 \epsilon C_r \sqrt{E(E-y)}}$$

$$x = - \frac{y}{A} \sqrt{1 - \frac{y}{E}}$$

$$\frac{dx}{dy} = -\frac{1}{A} \sqrt{1 - \frac{y}{E}} - \frac{y}{A} \left( + \frac{1}{2} \right) \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{y}{E}}} \cdot \left( -\frac{1}{E} \right)$$

$$= -\frac{1}{A} \sqrt{\frac{E-y}{E}} + \frac{y}{2AE} \frac{1}{\sqrt{\frac{E-y}{E}}}$$

$$= -\frac{1}{A} \sqrt{\frac{E-y}{E}} + \frac{y}{2AE} \frac{1}{\sqrt{E-y}}$$

$$= -\frac{2(E-y) + y}{2A \sqrt{E(E-y)}} = \frac{-2E + 3y}{2A \sqrt{E(E-y)}}$$



$$(7.9): -\frac{dh}{dx} = C_p \sqrt{2g} (h-P)^{3/2},$$

где  $C_p$  коэффициент излучения сочной струи, а  $P$  высота струи.

Заменив  $dh$  из (7.9) в (7.4 ~ 7.5) получим:

$$(7.10): \frac{dh}{dx} = \frac{2C_p}{g} \frac{\sqrt{(e-h)(h-P)^3}}{3h-2e}.$$

Де Марин (Yin 185) же дает аналогичное решение в виде:

$$(7.11): \frac{x C_p}{g} = \frac{2e-3P}{e-P} \sqrt{\frac{e-h}{e-P}} - 3 \operatorname{arsh} \sqrt{\frac{e-h}{e-P}} + C.$$

Константа "C" определяется из граничных условий в координатах течения. Это же условие применено к свободной кривой струи (струевая геометрия конуса), поскольку же четвертого-дифференциал и интегрируем. Это же условие является результатом нормального ускорения в свободной кривой — тогда же это будет тогда условием из дифференциала — пометочным интегрированием  $dx$  и  $dh$ .

(Yin 185 ~ 186):

- (1) На некои нивни профилска линија  $Q_{II} \rightarrow h_{II} \rightarrow p_{II} = h_{II} + \frac{V_{II}^2}{2g}$   
↑ земаме  
↑ нормална длабочина за ниво.
- (2) со  $h_{II}$  и  $p_{II}$  и за дадена  $L$  одредена нивоа  $C_1$ ,  
 по јзгн. (7.11).
- (3) За (за дадена) фронтална длабочина  $Q_{II}$  одредена длабочина  $h_1$  и длабочина за и задоволства јзгн. 7.11  
 и јзгн. (7.11)  $\textcircled{I}$ .

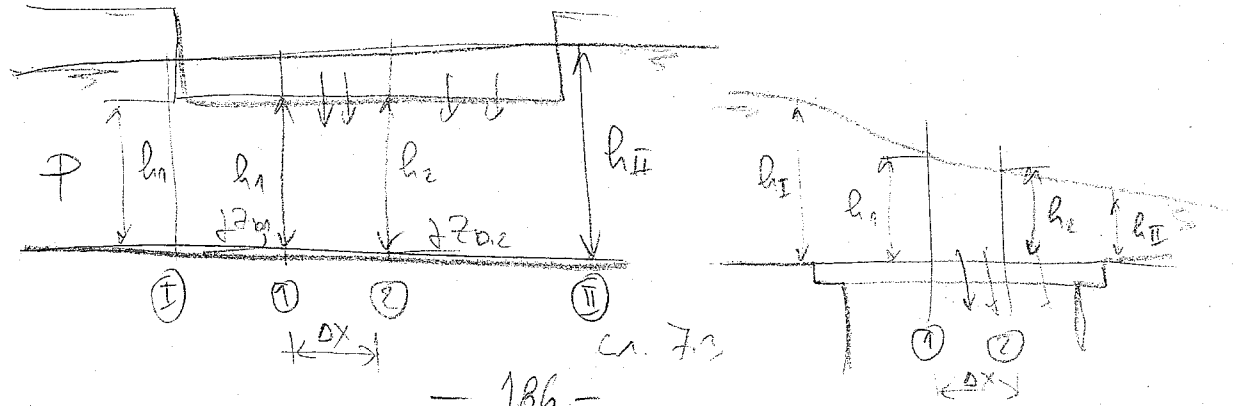
\* \* \*

VII. 1.3 Изморничко реченице

Притока, отокот, захвата и нивоа  
 "фронтална анализа" реченица, доста нумерички истра  
 од отокот нивоа, на се поставена реченица  
 нивоа, није ли била због нивоа длабочина на  
 нумерички?

У нивоа анализа, једноставно је, коо иако је  
 лет реченица, реченица јзгн. (7.3):

$$(7.12): \underbrace{\left( h_2 + \frac{V_2^2}{2g} + Z_{D,2} \right)}_{E_2} - \left( h_1 + \frac{V_1^2}{2g} + Z_{D,1} \right) = - \left( \frac{Q_1^2 M^2}{A_1^2 R_1^{4/3}} + \frac{Q_2^2 M^2}{A_2^2 R_2^{4/3}} \right) \frac{DX}{2}$$



Превращается в  $q_2$  и  $q_1$  у второго участка трубы потому и  $q_2$  не берется с минусом и формулы (2), и с чего берется минус у формулы (1):

$$(7.13): h_1 = \underbrace{\left( E_2 - Z_{D1} + \frac{\Delta X}{2} \frac{Q_2^2 m^2}{A_2^2 R_2^{4/3}} \right)}_C - \frac{Q_1^2}{2gA_1^2} + \frac{\Delta X}{2} \frac{Q_1^2 m^2}{A_1^2 R_1^{4/3}}$$

C мин минус же:

$C_P$  - минута мне  
 за а пойма (а пред.) как  
 ф-я от  $h_1$  и  $h_2$  (на  $Q_2 = Q_1$ )  
 выгем ап. 187 = 190

$$(7.14): Q_1 = Q_2 + q_e \Delta X \text{ и}$$

$$(7.15): q_e = q_e(h_1) = \begin{cases} (C_P) \sqrt{2g} \left[ \frac{1}{2} (h_1 + h_2) - T \right]^{3/2} & \text{за переоб} \\ b_{кр} \sqrt{g} \left[ \frac{1}{2} (e_1 + e_2) \right] & \text{за нахождение } (e_1 = h_1 + \frac{V_1^2}{2g}, e_2 = \dots) \end{cases}$$

а  $A_1 = A_1(h_1)$  и  $R_1 = R_1(h_1)$  однозначные однозначные функции

однозначные функции уровня в сужающемся участке от  
 задане бое  $h$ .

"0" начало = предел  $h_1 = h_2$

"I" начало

$$^{(1)}A_1 = A_1(^{(0)}h_1), \quad ^{(1)}R_1 = R_1(^{(0)}h_1) \quad (\text{и } ^{(1)}e_1 = e_1(^{(0)}h_1))$$

$$^{(1)}q_e = q_e(^{(0)}h_1)$$

$$^{(1)}Q_1 = Q_2 + ^{(1)}q_e \Delta X$$

$$^{(1)}h_1 = C - \frac{^{(1)}Q_1^2}{2g ^{(1)}A_1^2} + \frac{\Delta X}{2} \frac{^{(1)}Q_1^2 m^2}{^{(1)}A_1^2 ^{(1)}R_1^{4/3}}$$

только с начало  $h_1 - h_2 > \epsilon$



Описаным инвариантным поведением решается с помощью  
 числа  $Q(x)$  и "примитива"  $Q(x)$ , за предельным пределом  
 изобразит формулу габора, а не же у инвариант инвариант  
 решени с изобразит инвариант.

Следует как и у инвариантного решения, предельно-  
 сущность с  $Q_{II}$ , на с за изобразит форм. габора  
 габора (инвариант) габора у предельно  $Q_{II}$ . Габора с  
 примитиву габора и примитиву  $Q_{II}$  изобразит предельно  $Q_{II}$ , габора  
 с изобразит габора с габора габора  $Q_{IO}$ . А не  
 же  $Q_{II} (с примитиву) \neq Q_{IO}$ , габора с габора:

$$Q_{II} = Q_{II} - (Q_{IO} - Q_{II}) \cdot \theta, \quad \text{где } \frac{1}{2} < \theta < 1.$$

\* \* \*

Коэффициент преобразования  $C_p$  же "габора" сущность  
 инвариант у габора инвариант. Описательно же с  $C_p$   
 не инвариант с предельно как коэф. преобразования  
 инвариант преобразования (инвариант критерий, инвариант инвариант  
 инвариант инвариант). На предельно  $C_p$  габора инвариант  
 инвариант. По предельно инвариант инвариант инвариант  
 инвариант с инвариант преобразования инвариант инвариант  
 инвариант инвариант инвариант инвариант инвариант, инвариант

губи како уграбне геонике.

Одговарајућа мерења и уградњавања резултат је била,  
и се за бољије објекте уградњавања израда форму-  
ла могућа. Посебно треба истакнути да је:

Код јавних уградња најчешће користе бољије губи  
уградњавања уградњавања који исходе из КАНАЛА преко  
мембра, сест могуће конта (на најчешћим крајњим  
геоником конта). Исто важи и за теоретске губи  
реверсе (Торонто ЗИКАТА)

За уградњавања мерења где се недовољно  
субјективних формула за уградњавања коеф. уградњавања  
(Borghesi et al (1999) "Disch. Coeff. for Sharp-Crested Side Weir  
in subcritical flow", ASCE JHE Vol. 125 No 10, P 1051.) и формуле  
су мерене (и губи) за једн. уградњавања 7.9:

$$(7.16a): C_p = 0.81 - 0.6 \sqrt{Fr_1}, \quad (\text{Ranga Raju 1979}),$$

$$((7.16a)): C_p = 0.485 \left( \frac{2 + Fr_1}{2 + 3Fr_1} \right)^{0.5}, \quad (\text{Hager 1987}),$$

$$(7.16c): C_p = 0.71 - 0.41 \sqrt{Fr_1} - 0.22 \left( \frac{P}{L_1} \right) \quad (\text{Jalili u Borghesi})$$

$$(7.16d): C_p = 0.40 - 0.48 \sqrt{Fr_1} - 0.3 \left( \frac{P}{L_1} \right) + 0.06 \frac{L}{B} \quad (\text{Borghesi et al.})$$

Обје је  $Fr_1 = \frac{Q \sqrt{B}}{g A_1^3}$ , где је  $\textcircled{E}$  уградњавања  
уградњавања из сл. 7.2 и 7.3

Поскольку в формуле за высоту паруса,  $z$  и  $h$  имеют то же измерение. Ghodsian [(2003) "Supercritical flow over a rectangular side weir", Canadian J. of CE 30(3) p 596-600] даёт следующую формулу для  $C$  и следующую формулу преобразования  $h$  в  $z$ :

$$(7.17): \quad z_e = -\frac{dQ}{dx} = \frac{2}{3} C \sqrt{g} (h-P)^{3/2},$$

где  $z$

$$(7.18): \quad C = \left( 0.611 + 0.08 \frac{h-P}{P} \right) \left( 1 - 0.802 \sqrt{Fr}^{0.212} \right)^{0.85}$$

за  $\frac{h-P}{P} \leq 5$ .

(формула из открытой канала Pedokolis).

\* \* \*

Временами за коэффициент  $C_p$  встаёт вопрос о направлении процесса за разработке матрицы использования (стр. 187)



спојницама плоча се ради застор (зуб, сл. 8.75с) који продужава пут провирној води, чиме се смањује процуривање и узгон. Обично се кроз зуб застора поставља и анкер.

Дно и зидови брзотока бетонирају се у деоницама – *кампадама* од  $5 \div 10$  m дужине. Кампаде се међусобно повезују еластичним заптивним тракама – спојницама, које омогућавају вододрживост и безболно примање термичких деформација (сл. 8.75). *Узводна* плоча дна би увек требало да належе *на низводну* (сл. 8.75а). У супротном (ако би низводна плоча налегала на узводну, сл. 8.75b), могло би, услед неравномерног слегања плоча, да дође до подизања низводне плоче, што би створило неугодну препреку струјању и услове за настанак кавитације.

У северно–америчкој пракси се понекад на низводној плочи поставља “зарез“ (сл. 8.75d), који би требало да онемогући да се, услед оштећења, низводна плоча подигне изнад узводне и створи препреку течењу (Smith 1995). Међутим, чак и сасвим мали зарез висине  $a_z = 1$  cm (какав се обично ради), изазива локално смањење притиска од  $\Delta p / \gamma = 0.05 V^2 / 2g$ , што може довести до кавитације при већим брзинама (зарез се *не примењује* при брзинама већим од  $15 \div 20$  m/s).

## VIII.7 БОЧНИ ПРЕЛИВ

**Бочни прелив** је евакуациони орган код кога вода прелива *управно на правац тока у сабирном каналу* постављеном дуж падине речне долине, што омогућава *велику дужину преливне ивице* (сл. 8.76 и 8.77). Бочни прелив се користи када нема довољно простора да се чеоним преливом обезбеди потребна дужина преливне ивице, обично код насутих брана у уским кањонима.

И код бочног прелива постоје (сл. 8.76): улазни (захватни) део, проводник и излазни део.

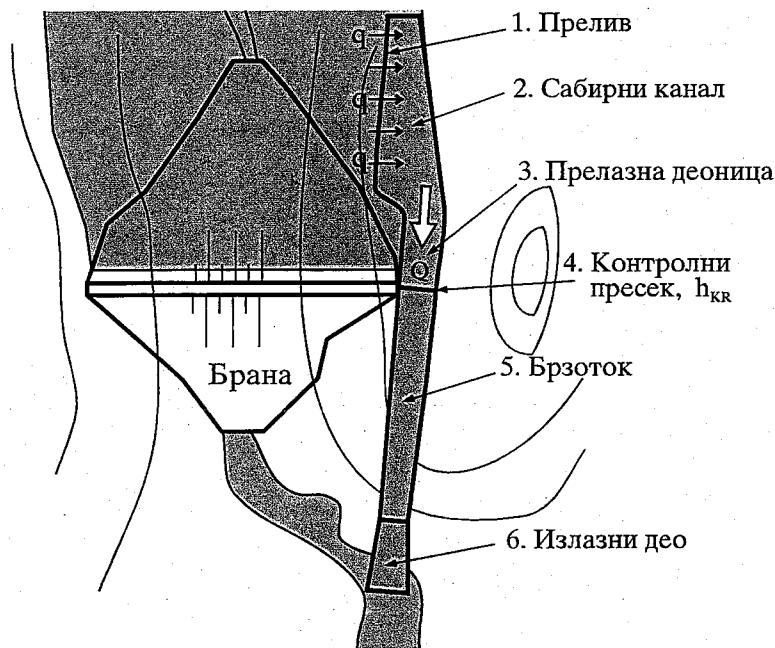
**Улазни део** је 1) *прелив*, за који важе иста правила као и за чеони прелив.

**Проводник** сачињавају:

- 2) *сабирни канал* са бочним дотицајем (о коме ће бити речи касније),
- 3) *прелазна деоница*, и
- 5) *брзоток*.

Дуж прелазне деонице се турбулентни ток из сабирног канала донекле умири пре но што се упусти у брзоток. (Прелазна деоница је погодна и за савладавање кривина у траси, с обзиром на миран режим течења. Понекад се може изоставити, зависно од топографије и диспозиције објекта.) Прелазна деоница завршава се са:

- 4) *контролним пресеком* на ком се успоставља *критична дубина*.
- 6) **Излазни део**, може бити умирујући базен или ски одскок.



Сл. 8.76 Типична диспозиција са бочним преливом

### VIII.7.1 Сабирни канал

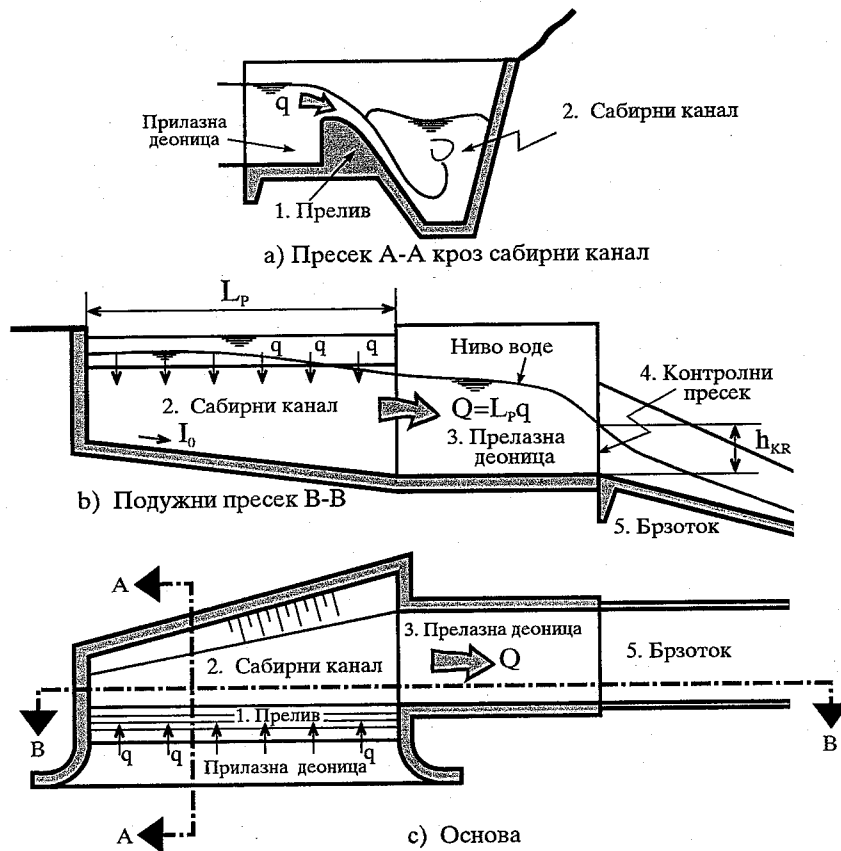
**Сабирни канал** је уобичајен назив за канал са успутним бочним дотицајем. Вода дотиче *уравно* на осу канала (сл. 8.77а), па не располаже са количином кретања у правцу тока *дуж* канала. Ову количину кретања стварају силе притиска и тежине – оне дају убрзање делићима приспелим у сабирни канал.

При димензионисању сабирног канала потребно је срачунати линију нивоа у каналу, применом одговарајућег физичког закона, односно, применом одговарајућих једначина течења у отвореним токовима. За течење у каналу *без успутне промене протицаја* и *без дисконтинуитета* (хидрауличког скока), где једини отпор ствара трење контуре, једначина одржања количине кретања (по јединици тежине) је идентична енергетској једначини:

$$(8.113): \quad \frac{d}{dx} \left( \frac{V^2}{2g} + h + Z_D \right) + I_{TR} = 0,$$

где је:  $V$  = средња брзина у пресеку,  $h$  = дубина,  $Z_D$  = кота дна, и  $I_{TR}$  = пад (нагиб) трења.

На основу закона о *одржању енергије*, може се рећи да се енергија тока троши на савладавање отпора од трења, док су, према закону *одржања количине кретања*, “инерцијалне” силе (тј., промена количине кретања по времену) у равнотежи са силама притиска, тежине и трења.



Сл. 8.77 Елементи бочног прелива

У случају сабирног канала, поред савладавања трења, мора се обезбедити и енергија за покретање бочног дотицаја,  $q$ , који стиже са прелива, а део енергије се губи у снажној турбуленцији услед дотицања воде у канал. Нажалост, није могуће унапред проценити наведени утросак енергије, па се, као и код хидрауличког скока не може применити закон о одржању енергије. Мора се применити закон о одржању количине кретања, (односно, једначина одржања количине кретања).

Количина кретања коју вода, доспела преко бочног прелива, добија у сабирном каналу на елементарној дужини канала  $dx$  и у јединици времена  $dt$  (сл. 8.78) износи:

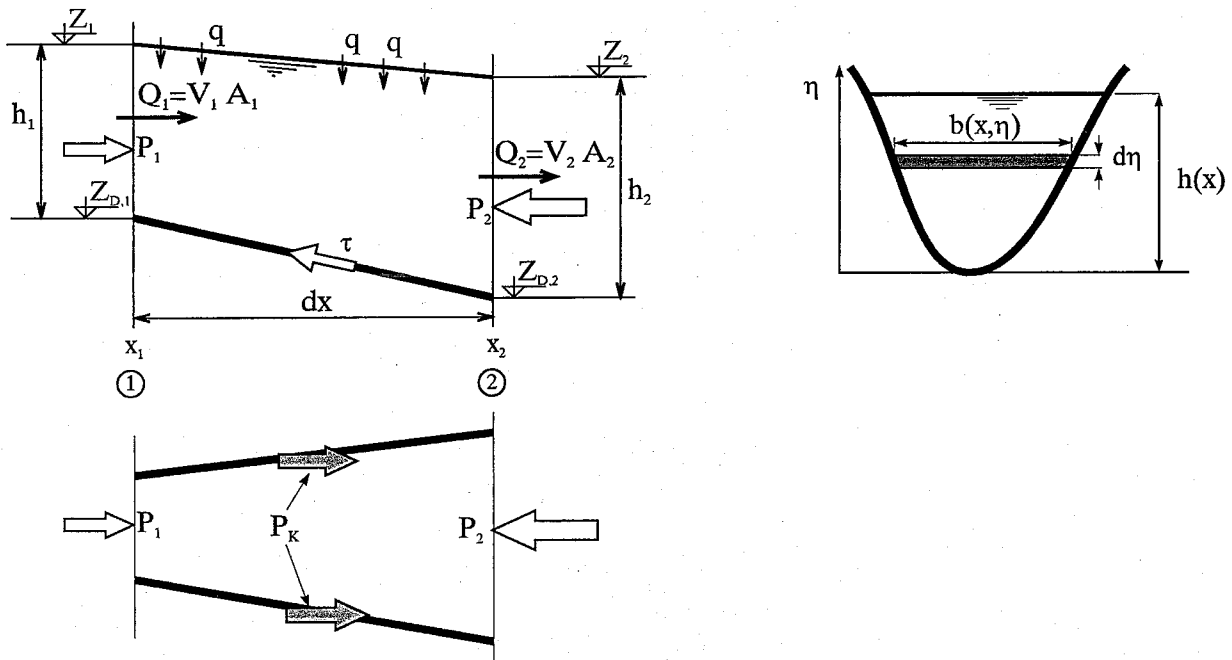
$$(8.114): \quad \rho(q dx)V,$$

а по јединици тежине (подељно са тежином воде у елементарној запремини канала,  $\rho g A dx$ ) то износи:

$$(8.115): \quad qV/gA.$$

Када се израз 8.115 уврсти у једначину 8.113, добија се једначина одржања количине кретања за канал са бочним дотицајем:

$$(8.116): \quad \frac{d}{dx} \left( \frac{V^2}{2g} + h + Z_D \right) + \frac{Vq}{gA} + I_{TR} = 0.$$



Сл. 8.78 Елементарна запремина сабирног канала

Једначина 8.116 може се добити и непосредном применом закона одржања количине кретања на масу воде у запремини између пресека “1” и “2” на елементарном растојању  $dx$  (сл. 8.78). Према начелу одржања количине кретања (који представља погодан уобличен Њутнов закон силе):

“Промена количине кретања масе флуида у јединици времена једнака је силама које на масу делују (и које су изазвале промену, тј. убрзање или успорење масе)”.

Претпостављајући устаљено течење и узимајући да је (сл. 8.78):

$$(8.117): \quad \begin{cases} x_1 \equiv x, & x_2 = x + dx \\ Q_1 \equiv Q, & Q_2 = Q + dQ \\ A_1 \equiv A, & A_2 = A + dA \\ \vdots & \end{cases}$$

наведени став се може написати као:



$$\begin{aligned}
 & \rho(Q+dQ)(V+dV) - \rho QV - \rho q dx V_q = \\
 & \rho g \int_0^{h(x)} [h(x) - \eta] b(x, \eta) d\eta - \rho g \int_0^{h(x+dx)} [h(x+dx) - \eta] b(x+dx, \eta) d\eta + \\
 (8.118): & \rho g \int_x^{x+dx} \int_0^{h(x)} [h(x) - \eta] \frac{\partial b(x, \eta)}{\partial x} d\eta dx + \\
 & \rho g \left( A + \frac{1}{2} dA \right) dx \left( -\frac{dZ_D}{dx} \right) - \left( \tau + \frac{1}{2} d\tau \right) \left( O + \frac{1}{2} dO \right) dx,
 \end{aligned}$$

где су:  $V_q$  = компонента брзине бочног дотицаја у правцу главног тока,  $\tau$  = напон смицања по контури канала и  $O$  = оквашени обим (остале величине приказане су на сл. 8.78).

Лева страна једначине 8.118 описује промену количине кретања масе воде која се у тренутку посматрања налази у запремини између пресека “1” и “2”. Прва два члана представљају отицај и дотицај количине кретања у запремину кроз попречне пресеке “1” и “2”, а трећи члан је протицај количине кретања којим располаже бочни дотицај са прелива. С обзиром да је дотицај обично управан на правац главног тока у сабирном каналу (брзина  $V_q = 0$ ), то је и трећи члан обично једнак нули.

Десна страна једначине описује силе које делују на масу (у тренутку док је ова у посматраној запремини). Прва два члана су компоненте силе притиска у пресецима “1” и “2” у правцу тока. Трећи члан је сила контуре, и резултат је непризматичности корита канала – то је реакција којом зид канала притиска воду у правцу кретања воде. Четврти члан је компонента силе тежине у правцу тока. Пети члан, сила трења, добија се интегрисањем смичућег напона ( $\tau = \gamma R I_{TR}$ ) по оквашеном обиму корита.

Силе притиска у пресецима и сила контуре могу се написати као:

$$-\frac{\partial}{\partial x} \left\{ \rho g \int_0^{h(x)} [h(x) - \eta] b(x, \eta) d\eta \right\} + \rho g \int_0^{h(x)} [h(x) - \eta] \frac{\partial b(x, \eta)}{\partial x} d\eta dx,$$

па ако се на први члан примени Лајбницово правило, остаје:

$$\begin{aligned}
 (8.119): & - \left( \rho g \frac{dh}{dx} A + \rho g \int_0^{h(x)} [h(x) - \eta] \frac{\partial b(x, \eta)}{\partial x} d\eta dx \right) + \rho g \int_0^{h(x)} [h(x) - \eta] \frac{\partial b(x, \eta)}{\partial x} d\eta dx = \\
 & - \rho g \frac{dh}{dx} A.
 \end{aligned}$$

Узимајући у обзир израз 8.119 и занемаривањем производа бесконачно малих величина вишег реда у једначини 8.118 добија се:

$$(8.120): \quad \rho Q dV + \rho dQV = -A(\rho g dh + \rho g dZ_D) - \rho g R I_{TR} O dx,$$

односно, по јединици тежине ( $\rho g A dx$ ):

$$(8.121): \quad \frac{V}{g} \frac{dV}{dx} + \frac{V}{g A} \frac{dQ}{dx} + \frac{d}{dx} (h + Z_D) + I_{TR} = 0.$$

Груписањем првог и трећег члана јед. 8.121, и имајући у виду да је  $\frac{dQ}{dx} = q$ , добија се:

$$\frac{d}{dx} \left( \frac{V^2}{2g} + h + Z_D \right) + \frac{Vq}{gA} + I_{TR} = 0,$$

што је идентично са једначином (8.116).

\* \* \*

Нагиб (пад) трења у једначини 8.121 је обично знатно мањи од инерцијалног члана који доприноси укључивању бочног дотицаја ( $Vq/gA$ ). Ово ће се показати на примеру призматичног правоугаоног канала, дужине  $L=40$  m, ширине  $B=5$  m, са коефицијентом храпавости по Манингу од  $n=0.014$  m<sup>-1/3</sup> s. Ако се претпостави да је просечна дубина у каналу  $h=5$  m, при протицају од  $Q=100$  m<sup>3</sup>/s (па је  $q=2.5$  m<sup>3</sup>/s/m), онда се средња вредност инерцијалног члана бочног дотицаја може апроксимирати са:

$$(a): \quad \frac{q\bar{V}}{gA} = \frac{q \left( \frac{1}{2} \frac{Q}{A} \right)}{gA} = \frac{2.5 \times 2}{9.81 \times 25} \approx 0.0204,$$

док је пад трења за “пуни” протицај од  $Q=100$  m<sup>3</sup>/s једнак:

$$(b): \quad I_{TR} = \frac{Q^2 n^2}{A^2 R^3} = \frac{100^2 \times 0.014^2}{25^2 \times 1.67^3} \approx 0.0016,$$

што је за ред величине мање од инерцијалног члана,  $\frac{q\bar{V}}{gA} \approx 12.85$ .

Закључак је да се код сабирног канала може занемарити члан трења, што донекле упрошћава једначину одржања количине кретања:

$$(8.122): \quad \frac{d}{dx} \left( \frac{V^2}{2g} + Z \right) + \frac{Vq}{gA} = 0.$$

Ако се диференцијална једначина 8.122 апроксимира (дискретизује) коначним разликама, и примени на случај са сл. 8.78, на деоници између пресека “1” и “2”, добија се:

$$(8.123): \quad \left( Z_2 + \frac{V_2^2}{2g} \right) - \left( Z_1 + \frac{V_1^2}{2g} \right) + \frac{\frac{1}{2}(V_1 + V_2)q \Delta x}{\frac{1}{2}(A_1 + A_2)g} = 0,$$

односно:

$$(8.124): \quad Z_1 + \frac{V_1^2}{2g} - \frac{V_1 + V_2}{A_1 + A_2} \frac{q\Delta x}{g} - E_2 = 0,$$

где је  $E_2 = Z_2 + \frac{V_2^2}{2g}$ .

Имајући на уму да је:  $V_1 = \frac{Q_1}{A_1}$ ,  $V_2 = \frac{Q_2}{A_2}$ ,  $A_1 = A_1(Z_1)$ ,  $A_2 = A_2(Z_2)$ , нелинеарна алгебарска једначина 8.124 се лако решава применом неке од нумеричких метода за имплицитне једначине. Често може да послужи, раније описана метода постепеног приближавања (метода “простих итерација“), за коју се јед. 8.124 пише као:

$$(8.125): \quad Z_1 = E_2 - \frac{V_1^2}{2g} + \frac{V_1 + V_2}{A_1 + A_2} \frac{q\Delta x}{g}.$$

У првој итерацији се претпоставља да је  $^{(1)}A_1 = A_2$ , односно да је  $^{(1)}V_1 = Q_1/A_2$ , па се из јед.(8.125) добија  $^{(1)}Z_1 = E_2 - \frac{^{(1)}V_1^2}{2g} + \frac{^{(1)}V_1 + V_2}{^{(1)}A_1 + A_2} \frac{q\Delta x}{g}$ . Затим се рачуна  $^{(2)}A_1 = A_1(^{(1)}Z_1)$  и  $^{(2)}V_1 = Q_1/^{(2)}A_1$ . Поступак се понавља све док се не постигне жељена тачност:

$$\frac{|^{(m)}Z_1 - ^{(m-1)}Z_1|}{^{(m)}Z_1} < \varepsilon_Z.$$

С обзиром да у сабирном каналу влада миран режим течења, контролни пресек је на низводном крају. Тако је на слици 8.77b контролни пресек критична дубина на граници прелазне деонице и брзотока, одакле и почиње прорачун линије нивоа. Линија нивоа дуж прелазне деонице рачуна се помоћу енергетске једначине 8.113, без успутног дотицаја (и без занемаривања отпора услед трења).

\* \* \*

При пројектовању сабирног канала за бочни прелив треба водити рачуна о следећем:

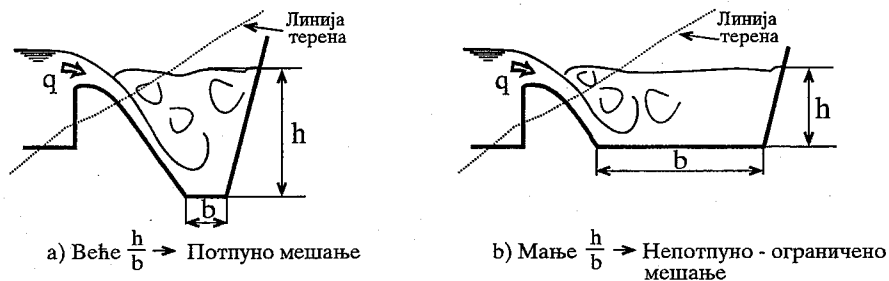
1) Целом дужином сабирног канала потребно је успоставити **миран режим течења**, иначе ће, услед судара два међусобно управна бурна тока (бочног дотицаја преко прелива и главног тока у самом каналу) настати коси стрми таласи, који ће се простирати преко брзотока и умирујућег базена до низводног корита (са свим већ описаним неприликама). Хидраулички миран режим у сабирном каналу није тешко постићи, с обзиром на “умирујуће“ дејство инерцијалног члана бочног дотицаја,  $qV/gA$ . (Миран режим у сабирном каналу остварује се и при нагибу дна корита од неколико процената.)

2) Такође, треба што више **умирити турбуленцију** коју изазива бочни дотицај (када се суноврати у сабирни канал), како би се вода упустила у брзоток са што мање поремећаја. Према Хајдину (2006), бочни дотицај неће ометати течење у сабирном каналу, ако је у сваком пресеку канала испуњен услов:

$$(8.126): \quad q = \frac{h_p}{\sqrt{gAh^3}} < 0.15 ,$$

где је  $A$  = површина попречног пресека тока у сабирном каналу, док су дубине,  $h$  и  $h_p$ , приказане на сл. 8.80.

Умирење турбуленције (вртлога) је боље – ефикасније ако се користи попречни пресек сабирног канала са *већом дужином у односу на ширину* (већим односом  $h/b$ , сл.8.79), чиме се постиже потпуније мешање бочног дотицаја са подужним током у каналу, него код плићих а широких корита (USBR 1987). Као што се уочава са сл. 8.79, већим односом  $h/b$  омогућава се и знатно мањи обим земљаних радова (ископа за корито канала).

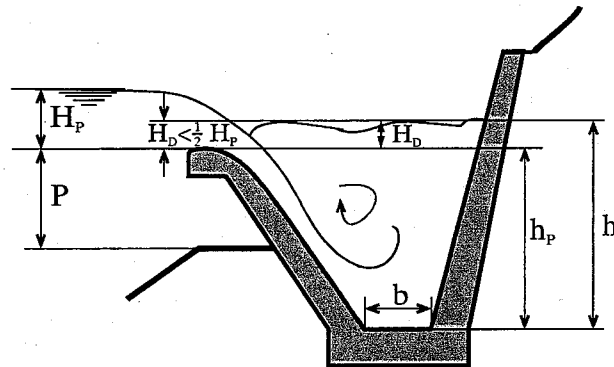


Сл. 8.79 Утицај дубине канала на смиривање турбуленције

3) Дуж преливне ивице треба обезбедити **слободно (непотопљено) преливање** при рачунском протикају. Искуство на постојећим објектима је показало да, с обзиром на велику турбуленцију у сабирном каналу, однос дубина иза и испред прага (сл. 8.80) при слободном преливању треба да буде:

$$(8.127): \quad H_D / H_p \leq \frac{1}{2} ,$$

што претставља мању вредност него код “класичних прелива” (VIII.4.2).



Сл. 8.80 Непотопљено преливање у сабирном каналу

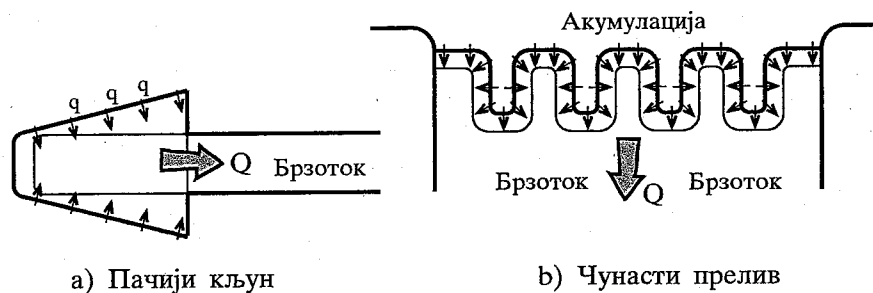
4) У одређеним условима (на пр., кота горње воде на нивоу круне прелива, а канал празан) може се јавити велики узгон на корито, па је потребно применити мере којима ће се **спречити испливавање канала**. Поред *дренаже* (дренажног филтра и система дренажних

цеви са испустом – одушком), треба, као и код умирујућих базена, застором продужити пут провирној води, а по потреби, користити *анкере* и везно инјектирање.

5) **Вибрације**, које могу настати услед флукуационих (пулзационих) динамичких оптерећења, додатно угрожавају стабилност објекта, нарочито ако је сабирни канал фундиран на слабо носивом тлу (USBR 1987). Анкеровање је ефикасна мера против вибрација.

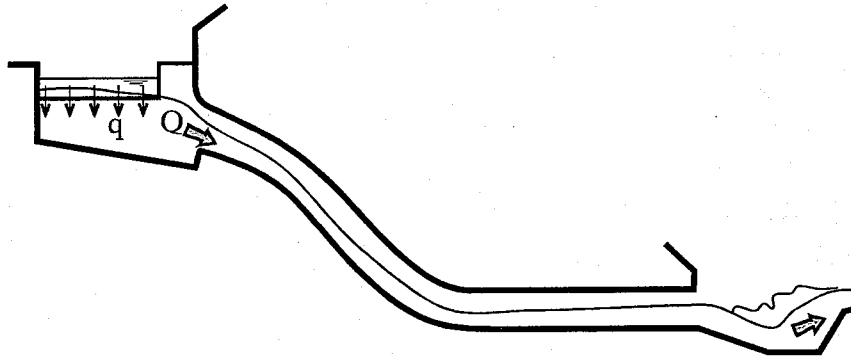
Димензије и положај сабирног канала се одређују на основу топографских и геолошких услова на терену, поштујући напред наведена начела. Површина попречног пресека канала је предмет оптимизације, а за прву процену се може претпоставити да је брзина воде у низводном пресеку канала  $\sim 5\div 8$  m/s, као и да се канал сужава у узводном смеру. Обично се разматра неколико варијанти сабирног канала (може се варирати дужина канала,  $L$ , однос  $h/b$ , нагиб косина, подужни нагиб дна, положај пресека у односу на линију терена – “дубина” усецања у терен, степен сужавања дна канала у узводном смеру и сл.), па се изабере најповољније решење. Канал се усеца у падину долине, толико да се обезбеди неометан дотицај воде ка преливу, прихватљиво мала вредност узгона и што мањи обим земљаних радова.

Постоји неколико типова *модификованих* бочних прелива (са сабирним каналом и брзотоком). Модификације обично омогућавају или намећу топографски и/или геолошки услови. Тако се понекад, ради продужења преливне ивице, користи тзв. “пачји кљун” (сл. 8.81а), код кога су обе стране сабирног канала преливне. Додатно продужење преливне ивице може се постићи “набирањем” страница бочног или чеоног прелива – тако настаје “чунасти” (“лабиринт”) прелив (сл. 8.81б).



Сл. 8.81 Варијанте бочног прелива

Понекад се уместо брзотока користи тунелски проводник са косим шахтом (сл. 8.82), премда је, када топографски услови дозвољавају, тунелско решење обично боље везати за “класични” шахтни прелив, са вертикалним шахтом и левкастим преливом (VIII.8). Прво, израда косог шахта је по правилу знатно тежа (и скупља) од вертикалног шахта, какав се користи за шахтни прелив. Друго, шахтни прелив је хидраулички ефикаснији јер је течење у шахту под притиском. Уз то, кружни прелив обезбеђује већу дужину преливне ивице на мањем простору.



Сл. 8.82. Бочни прелив са тунелским проводником

### **VIII.8 ШАХТНИ ПРЕЛИВ**

**Шахтни прелив** (сл.8.83) је евакуациони орган са левкастим преливом, који се наставља проводником у виду *вертикалног шахта* и *тунела благог подужног пада*, а завршава умирујућим базеном или ски одскоком. Шахтни прелив се често примењује као алтернатива бочном преливу са брзотоком (и/или чеоном преливу), поготову када се за евакуацију воде током грађења користи *опточни тунел*, који се адаптира у тунел шахтног прелива. Левкасти облик прелива омогућава дугачку преливну ивицу и хидраулички (а и конструктивно) добар прелаз ка вертикалном шахту.

**Улазни (захватни) део** шахтног прелива је: 1) *преливни левак* (кружни – левкасти прелив, обликован истим поступком као и “класични” (Кригеров) прелив практичног профила.

Захваћена вода се упушта у:

**Проводник**, који се састоји из: 2) *вертикалног шахта*, на чијем крају се поставља 3) *дефлектор* (скретач млаза), који контролисано одваја млаз од зида шахта, чиме се омогућава течење са слободном површином низводно од (испод) пресека дефлектора, 4) *аератора*, којим се доводи ваздух и спречава вакуум који би настао када турбулентни млаз испод дефлектора “покупи” сав ваздух дуж вертикалне кривине (колена) и 5) *тунела*, у коме се обезбеђује течење са слободном површином и којим се вода одводи у:

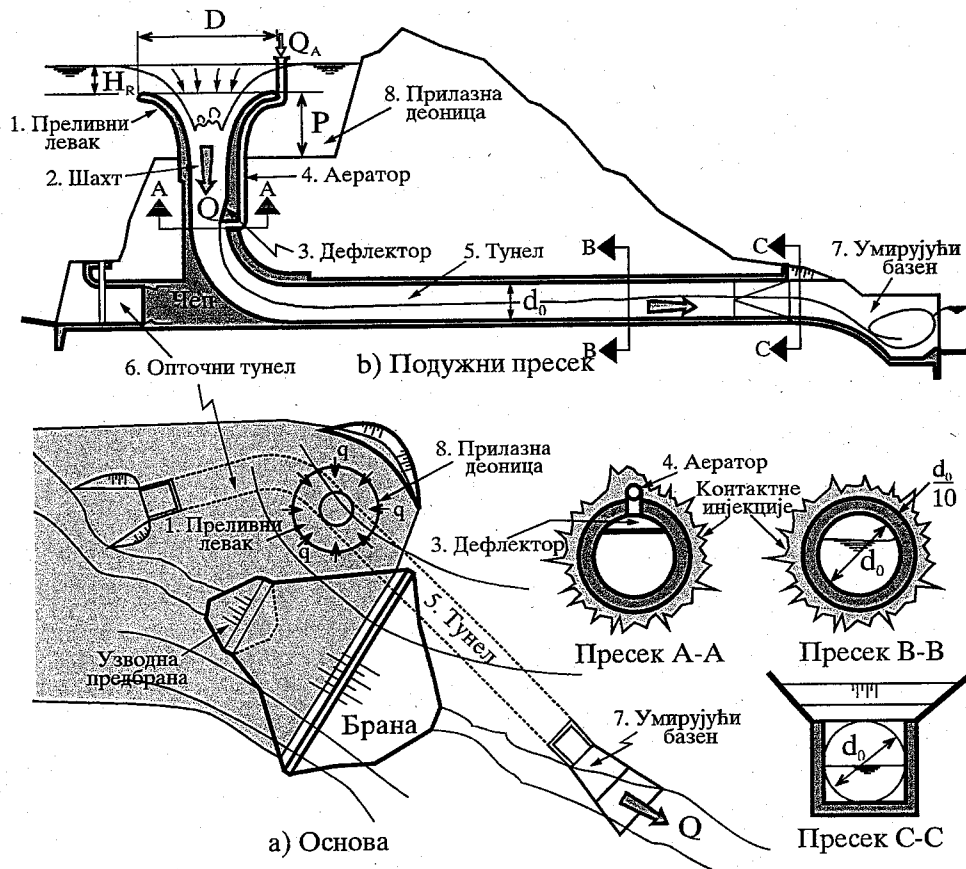
**Излазни део** 7) који може бити *умирујући базен* или *ски одскок*, одакле се вода предаје низводном речном кориту.

За време грађења, тунел шахтног прелива обично служи као опточни тунел за скретање реке. Пред завршетак радова, када почне пуњење акумулације, тунел се преграђује са узводне стране гредним затварачима, а затим се уграђује “чеп”, који трајно затвара тунел и уједно представља контуру вертикалне кривине, која повезује вертикални шахт са (приближно) хоризонталним тунелом шахтног прелива (сл.8.83). (Наравно, пре ових завршних радова, преливни левак и шахт су изведени и спремни за коришћење.)

\* \* \*

Димензије и облик шахтног прелива треба да омогуће пропуштање рачунског протицаја, тако да се у сваком делу (преливни левак, шахт, дефлектор и тунел) оствари течење

без вибрација, кавитације, увлачења ваздуха, косих стрмих таласа и осталих непожељних појава, а да при томе ништа не буде предимензионисано. Другим речима, треба ускладити све контролне пресеке, да би се рачунски протицај безбедно евакуисао са најмањим могућим димензијама прелива.



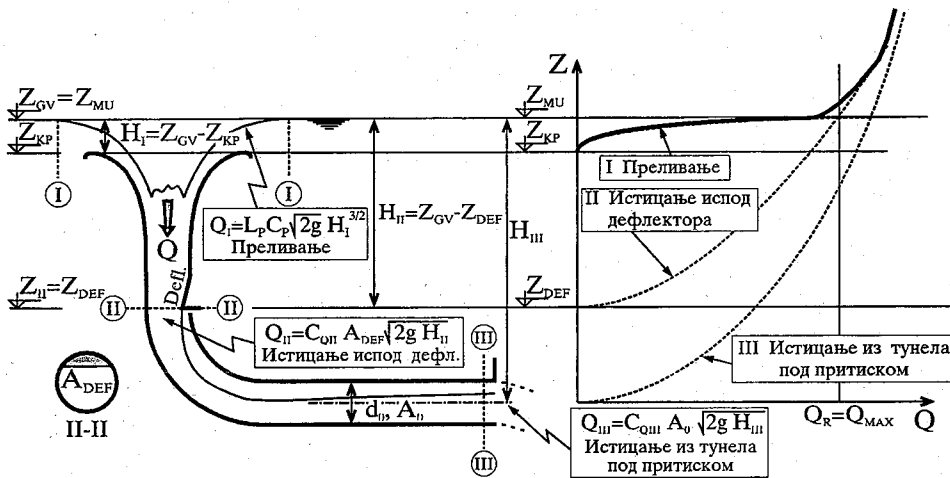
Сл. 8.83 Шахтни прелив

Код шахтног прелива теоријски су могућа три контролна пресека (који одређују везу протицаја,  $Q$ , и нивоа воде у акумулацији,  $Z \equiv Z_{GV}$ , сл. 8.84):

I) **Преливна ивица** левкастог прелива, где се јавља слободно преливање, као на праволинијском преливу Кригер – Офицера.

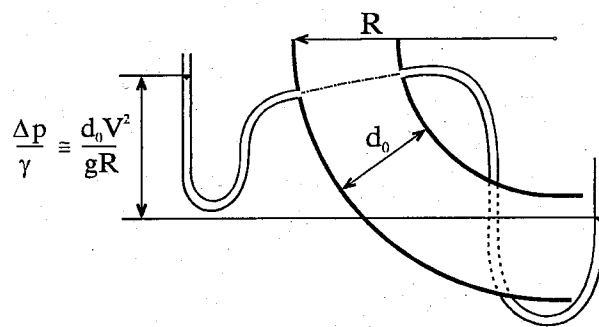
II) **Пресек дефлектора**, где се млаз сужава и одваја од контуре скретачем – дефлектором. При рачунском протицају (и протицајима који су блиски рачунском), овде се успоставља граница између течења под притиском, које влада изнад дефлектора (у вертикалном шахту, или бар у његовом најнижем делу), и течење са слободном површином дуж “колена” и тунела.

III) Уколико се изостави (или запуши) аератор испод дефлектора, у целом тунелу настаје течење под притиском и **излазни пресек тунела** (пресек III на сл.8.84) постаје контролни пресек.



Сл. 8.84 Крива протицаја и контролни пресеци код шахтног прелива

Код већих падова (денивелација), течење под притиском у тунелу је хидраулички неприхватљиво, због великог потпритиска који се јавља на унутрашњој (конвексној) страни вертикалне кривине услед центрифугалног убрзања. Ако је, на пример (сл. 8.85), средња брзина у кривини  $V = 25 \text{ m/s}$  (што одговара паду од  $\approx 35 \div 40 \text{ m}$ ) и ако је однос полупречника кривине и пречника тунела  $R/d_0 = 3$ , између унутрашње и спољашње стране кривине настаје разлика притиска од  $\frac{\Delta p}{\gamma} \approx \frac{d_0 V^2}{gR} = 21.34 \text{ m}$ . Осим што ствара услове за кавитацију, вакуум увлачи ваздух са површине акумулације стварајући ваздушне “цепове” који се периодично проносе кроз тунел, одузимајући део пресека за течење воде, чиме се знатно смањује пропусна способност објекта. Периодичност стварања и кретања ваздушних цепова изазива изразито нестабилно течење, које може довести до опасних вибрација у тунелу и умирујућем базену. Јасно је да се овакви услови течења не смеју допустити, па се у тунелу (иза вертикалне кривине) не дозвољава течење под притиском (сем за објекте са малим падовима и протицајима, VIII.9.2). Тако излазни пресек отпада као могући контролни пресек.



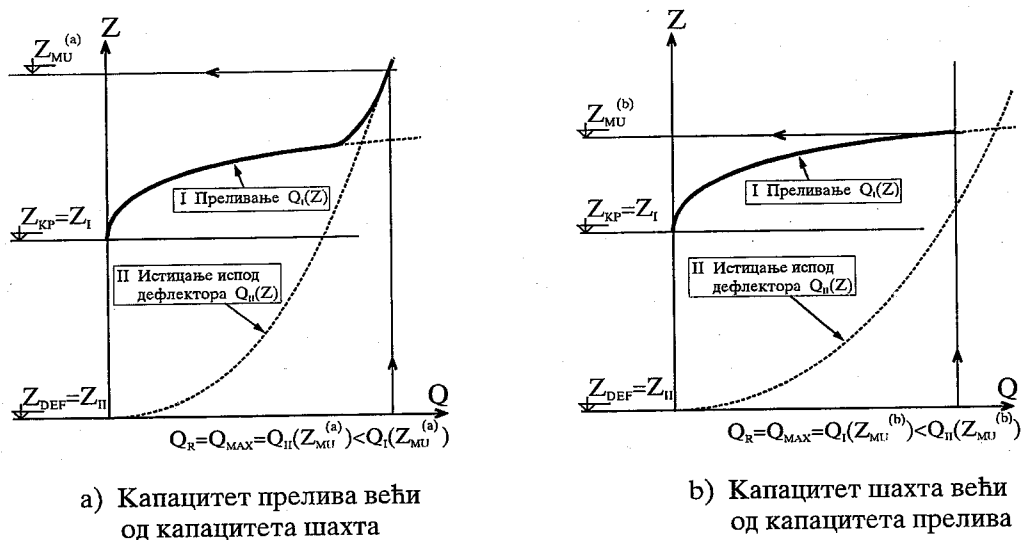
Сл. 8.85 Разлика притисака у пресеку вертикалне кривине

\* \* \*



Важно питање које се намеће при хидрауличком димензионисању шахтног прелива је *усклађивање капацитета (пропусне моћи) контролних пресека*: 1) капацитета левкастог прелива (преливног левка) и 2) капацитета сужења – дефлектора у шахту. У даљем тексту ће се под **капацитетом** подразумевати протицај који се оствари на контролном пресеку при меродавном нивоу (меродавној коти), у овом случају, при максималном нивоу у акумулацији,  $Z_{MU}$ .

Са криве протицаја на сл. 8.84 закључило би се да капацитет прелива,  $Q_I$ , и капацитет шахта (у пресеку дефлектора),  $Q_{II}$ , треба да буду приближно једнаки при коти максималног успора,  $Z_{MU}$ , односно при рачунском (максималном) протицају евакуационог органа  $Q_R = Q_{MAX}$ . Треба уочити да протицај преливања (сл. 8.84) расте са нивоом воде у акумулацији са експонентом од *три половине* ( $Q_I = L_p C_{QI} \sqrt{2g} H_I^{\frac{3}{2}} = L_p C_{QI} \sqrt{2g} (Z_{GV} - Z_{KP})^{\frac{3}{2}}$ ), док протицај *истицања* у пресеку дефлектора расте знатно блаже – са квадратним кореном протицаја ( $Q_{II} = C_{QII} A_{DEF} \sqrt{2g} H_{II}^{\frac{1}{2}} = C_{QII} A_{DEF} \sqrt{2g} (Z_{GV} - Z_{DEF})^{\frac{1}{2}}$ ). Зато би се добила непотребно висока кота максималног успора,  $Z_{MU}$ , односно непотребно висока брана, ако би капацитет прелива био већи од капацитета шахта ( $Q_I(Z_{MU}) > Q_{II}(Z_{MU}) = Q_R$  као на сл. 8.86а). Шта више, повољно је да капацитет шахта буде *нешто* већи од капацитета прелива (сл. 8.86б), чиме се повећава сигурност објекта, јер би, у случају наиласка протицаја већег од рачунског, ниво у акумулацији само незнатно порастао. Уз то, прелазак са слободног преливања на течење под притиском праћен је снажним пулзационим променама брзина и притисака у гротлу преливног левка (тзв. прелазни режим), услед чега настају веома непријатна динамичка оптерећења конструкције, што је додатни разлог да се капацитет шахта учини *комотнијим* и “контрола” помери ка преливној ивици, даље од прелазног режима. Ово је пример исправног усклађивања два контролна пресека.

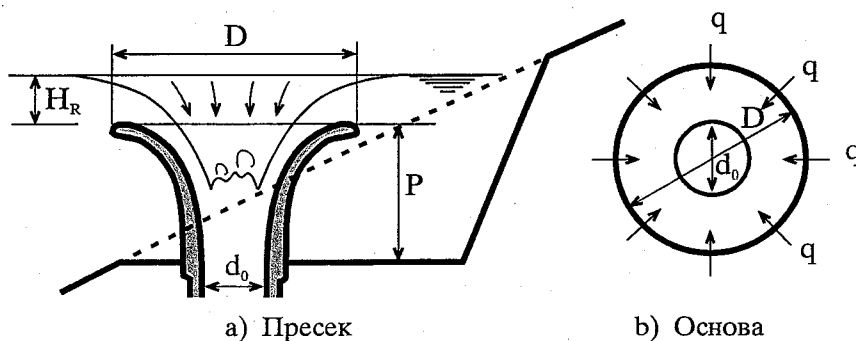


Сл. 8.86 Усклађеност капацитета шахта и преливног левка

Треба напоменути да се шахтни прелив може и другачије решити – конципирати (Khatsuria 2005, Novak 1995, VIII.9.2), зависно од висине бране, протицаја, топографских услова и наклоњености пројектанта.

### VIII.8.1 Преливни левак и прилазна деоница

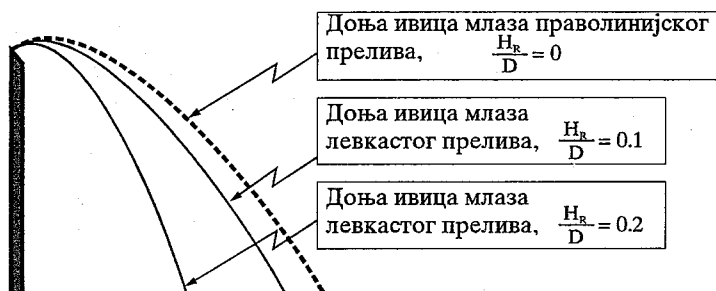
Преливну ивицу чини спољашњи обод преливног левка, па је капацитет прелива сразмеран пречнику левка,  $D$  ( $L_p = \pi D$ ). Већи пречник,  $D$ , омогућава нижу коту максималног успора у акумулацији, а тиме и нижу и јефтинују брану. С друге стране, са повећањем пречника левка повећава се коштање прелива, као и тешкоће у извођењу, па пречници обично не прелазе  $D = 40 \div 50$  m.



Сл. 8.87 Преливни левак са прилазном деоницом

Слично као код праволинијског прелива практичног профила (прелива Кригер – Офицера), контуру преливне ивице левкастог прелива чини доња ивица млаза цилиндричног оштроивичног прелива (сл. 8.88).

Код тродимензионалног левкастог млаза цилиндричног оштроивичног прелива струјнице се међусобно “притискају”, услед закривљености преливне ивице, потискујући млаз наниже и уназад, у односу на дводимензионални млаз праволинијског прелива (сл. 8.87b и 8.88). *Закривљеност преливне ивице* описује се односом дебљине млаза при рачунском (пројектованом) протицају,  $H_R$ , и пречника прелива,  $D$ . Са повећањем закривљености расте и одступање “тродимензионалног” кружног млаза од млаза праволинијског прелива (сл. 8.88).



Сл. 8.88 Одступања кружног млаза од млаза праволинијског прелива

Због збијености струјница, повећава се притисак у млазу, услед чега опада коефицијент преливања,  $C_p$  (табела 8.8). Облик преливног млаза левкастог прелива за широк опсег односа  $H_R/D$  и  $P/D$  (сл. 8.87), као и одговарајуће вредности коефицијента преливања  $C_p(H_R/D, P/D)$  детаљно су приказани у USBR (1987). Не препоручује се да однос  $H_R/D$  буде већи од 0.25, јер тада почиње потапање прелива. Потапање додатно смањује коефицијент преливања, па се добија још већа дебљина преливног млаза и виша кота нивоа у акумулацији. Уз то, код кружног прелива (насупротив праволинијском преливу), при протицају мањем од рачунског може доћи до појаве потпритиска у млазу, јер се смањивањем дебљине млаза смањује закривљеност, па струјнице постају мање збијене и мање потискују млаз него за случај рачунског протицаја (упоредити сл. 8.13 и сл. 8.88).

Протицај преко прелива се рачуна према уобичајеној једначини преливања:

$$(8.128): \quad Q = L_p C_p \sqrt{2g} H^{3/2},$$

где су:  $L_p = D\pi$  = дужина преливне ивице, мерено по спољном ободу левка, а  $C_p$  = коефицијент преливања. Вредности коефицијента преливања при рачунском протицају (односно, при рачунској висини преливног млаза  $H=H_R$ ),  $C_p = C_{p0}$ , у зависности од односа  $H_R/D$ , а за однос  $P/D \cong 0.5$  дате су у табели 8.8, према USBR 1987. Уочава се да коефицијент  $C_p$  расте ако опада вредност односа  $H_R/D$ , јер опада закривљеност преливне ивице.

$H_R/D$	0.1	0.2	0.3
$C_{p0}$	0.485	0.455	0.395

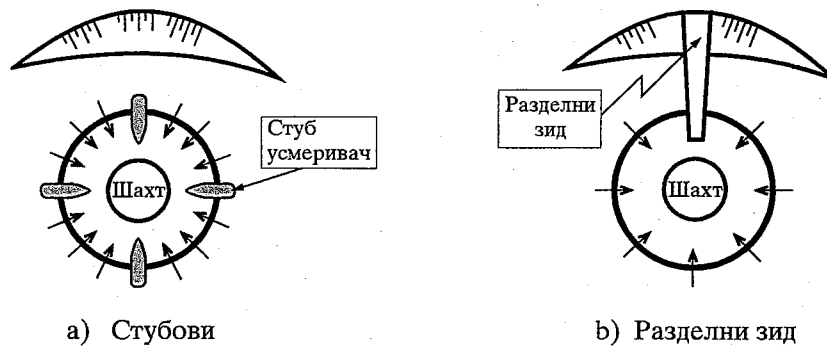
Таб. 8.8 Зависност коефицијента преливања од односа  $H_R/D$ , за  $P/D \cong 0.5$

Утицај односа *дебљине млаза и рачунске дебљине млаза*,  $H/H_R$ , на вредност коефицијента преливања,  $C_p/C_{p0} = f(H/H_R)$ , као и утицај односа  $P/D$ , такође су описани у USBR 1987.

Све наведено важи само у случају да је струјање ка преливу “идеално”, тако да струјнице неометано и под правим углом доспевају на преливну ивицу (сл. 8.87b). С обзиром на положај тунела, као и на сеизмичку осетљивост надземног дела конструкције, левак прелива се најчешће поставља – усеца у падини долине. Ту се идеално струјање не може остварити због несиметричних, неправилних и “стешњених” топографских услова, али се исправним обликовањем **прилазне деонице** (прилазног “канала” између левка прелива и падине речне долине), вода може усмерити у жељеном правцу (сл. 8.89 и 8.90).

Ако се *прилазна деоница* изостави, настаће вртлог по ободу прелива (као на одливку каде), који ће трошити енергију на кружно кретање уместо на радијално струјање ка шахту, што ће смањити капацитет прелива и подићи ниво у акумулацији. Поред прилазне деонице, често се као додатни “лек” постављају и *стубови усмеривачи* на преливу (обично је довољно 4 ÷ 8

стубова, сл. 8.89а), а понекад се ободни вртлог “пресеца” *разделним зидом*, који повезује прелив са падином долине (сл. 8.89б).

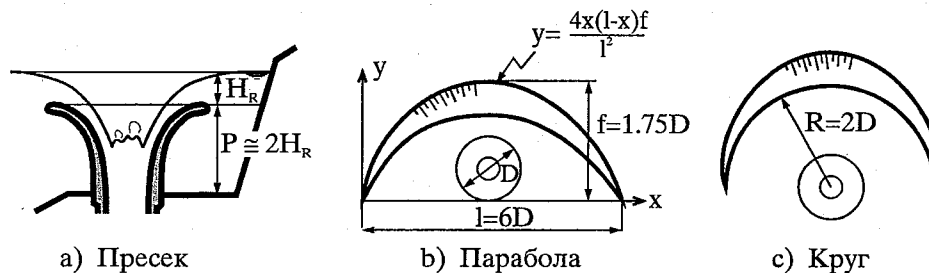


Сл. 8.89 Мере за спречавање ободног струјања

Постоји више упутстава – “рецепата” за обликовање прилазне деонице (Слискиј 1979). Обично је висина усецања  $P=2H_R$  (сл. 8.90а). Као што је објашњено код прелива са праволинијском ивицом, усецање дубље од  $2H_R$  није хидраулички “добитак”, а знатно поскупљује конструкцију левка, као и осетљивост на сеизмичке утицаје. Облик прилазне деонице у основи је најчешће парабола (сл. 8.90б):

$$(8.129): \quad y = \frac{4x(l-x)f}{l^2}, \quad f = 1.75 D, \quad l = 6 D,$$

или кружна кривина полупречника  $R = 2 D$  (сл. 8.87с).



Сл. 8.90 Димензије прилазне деонице

Ма колико добро била обликована прилазна деоница, увек остаје извесна несиметричност струјања, па је и ефикасност преливања, односно коефицијент преливања, мањи него за идеалан случај, код кога би обала била довољно далеко да не омета преливање. Вредности коефицијента преливања у таб. 8.8 дате су за случај “неометаног” преливања, а искуство показује да ове вредности треба умањити за 3 ÷ 5%, како би се обрачунао утицај (добро пројектоване) прилазне деонице:

$$(8.130): \quad C_{P\text{ STVARNO}} = 0.95 \div 0.97 C_{P\text{ NEOMETANO}}$$

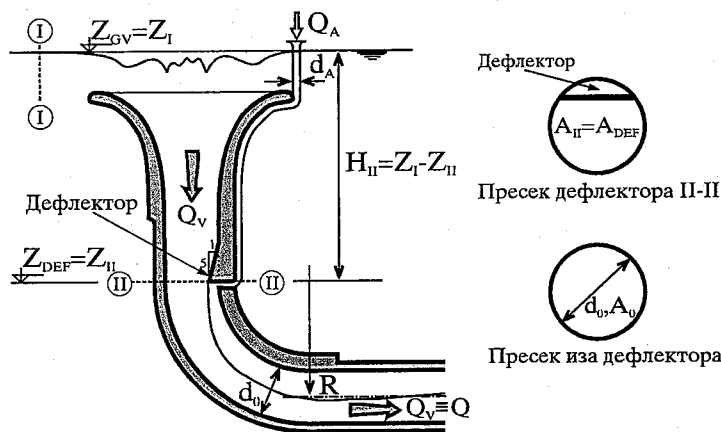
Наравно, ако су на преливу предвиђени стубови усмеривачи или разделни зид, дужина преливне ивице мора се смањити за ширину стубова (зида) и за контракцију коју ови проузрокују (видети VIII.4.4).

Треба поменути да се шахтни преливи понекад раде са преливном ивицом која није кружног облика (чунасти-“лабиринт“ шахтни прелив, полукружни шахтни прелив и сл.), а постоје и решења шахтног прелива са уставама (Khatsuria 2005, Слискиј 1979).

### VIII.8.2 Вертикални шахт, дефлектор и аерација

Капацитет шахта одређује се преко контролног пресека истицања, на месту сужења са *дефлектором* –скретачем млаза (сл. 8.83, 8.84 и 8.86). Као што је претходно објашњено, погодно је да *капацитет шахта* буде нешто већи од *капацитета прелива* (сл. 8.86b), како би се располагало резервом у случају наиласка протицаја већег од рачунског (на пр., ако је поплавни талас потцењен).

Протицај у пресеку дефлектора (односно, крива протицаја на дефлектору), одређује се преко једначине истицања са експериментално процењеним коефицијентом протицаја (јед. 8.133-134). У даљем тексту ће се пресек испред прелива (замишљени цилиндрични пресек око преливне ивице), означити као пресек “I”, а пресек на месту истицања (пресек дефлектора) као пресек “II” (сл. 8.91). Енергетска једначина за деоницу између пресека испред прелива и пресека дефлектора гласи:



Сл. 8.91 Пресек дефлектора и вертикално колено (кривина)

$$(8.131): \quad Z_I = Z_{II} + \frac{p_{II}}{\gamma} + \frac{V_{II}^2}{2g} + \Delta E_{I-II}.$$

Важно је запазити да притисак  $p_{II}$  није атмосферски по целом ободу млаза, због вертикалне кривине испод дефлектора, која притиска млаз и не дозвољава слободно истицање<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Притисак би постао једнак атмосферском само ако би се уклонили кривина и дефлектор, па би вода неометано истицала у атмосферу.

207

(сл. 8.91). Притисак у млазу расте са закривљеношћу ( $d_0/R$ ), а распоред притисака у пресеку дефлектора очигледно није хидростатички, па строго узевши, није испуњен услов за примену енергетске једначине између два пресека (Хајдин 2002).

Ако се изгубљена енергија обрачуна користећи брзинску висину у пресеку дефлектора ( $\Delta E_{I-II} = \xi V_{II}^2 / 2g$ ), може се написати (сл. 8.91 и 8.84):

$$Z_I - Z_{II} = H_{II} = \frac{V_{II}^2}{2g} \left( 1 + \xi + \frac{p_{II}}{\rho \frac{V_{II}^2}{2}} \right),$$

па се увођењем “коэффицијента притиска”,  $C_{PR} = \frac{p_{II}}{\rho \frac{V_{II}^2}{2}} = C_{PR} \left( \frac{R}{d_0} \right)$ , добија брзина  $V_{II}$ :

(8.132):  $V_{II} = C_V \sqrt{2gH_{II}}$ , где је:

$$C_V = C_V \left( \frac{R}{d_0} \right) = \frac{1}{\sqrt{1 + \xi + C_{PR}}}.$$

Протицај истицања на дефлектору је:

(8.133):  $Q = A_{II} V_{II} = C_A A_{DEF} C_V \sqrt{2gH_{II}} = C_Q A_{DEF} \sqrt{2gH_{II}}$ , где је:

(8.133a):  $C_Q = C_A C_V = \frac{C_A}{\sqrt{1 + \xi + C_{PR}}} = C_Q \left( \frac{R}{d_0} \right)$ .

Коефицијент протицаја,  $C_Q$ , из једначине истицања 8.133, одређује се помоћу експерименталне зависности (Хајдин 1979):

(8.134):  $C_Q = 0.92 - 0.2 d_0 / R$ .

Закривљеност вертикалне кривине,  $R/d_0$  (сл. 8.91), требало би да буде најмање 2.5, а никако се не препоручује да  $R$  буде мање од  $2 d_0$ , јер би то могло да изазове нестабилно течење при скретању млаза у кривини. С друге стране, са превеликим полупречником, смањује се пад истицања на дефлектору (дефлектор се помера навише), па је закривљеност  $R/d_0$  ретко кад већа од 3.5 ( $3.5 \geq R/d_0 \geq 2.5$ ).

Одговарајући положај, облик и величина дефлектора треба да обезбеде да се млаз контролисано одвоји (“одлепи“) од зида на изабраном месту, без периодичног померања и вибрација. Најзгодније место је *почетак вертикалне кривине*, пре него што дође до раније описане прерасподеле притисака по пресеку, са појавом вакуума и пулзација, који могу да дестабилизују млаз. Упркос томе, у пракси се могу наћи и другачија решења, код којих се сужење и аератор постављају на низводном крају кривине (Слискиј 1979).

Експерименти су показали да однос протицајног (“живог”) пресека на месту дефлектора,  $A_{II}$ , и пресека испред (изнад) дефлектора,  $A_0$ , треба да буде  $A_{II}/A_0 \leq 0.85$ , а косина дефлектора (сл. 8.91 и 8.92) у нагибу 5 : 1 (1 хоризонтално, према 5 вертикално).

Да би се низводно од дефлектора (у кривини и у тунелу) омогућило течење са слободном површином, потребно је, кроз аерациону цев, надокнадити ваздух који захвата и одводи турбуленција са површине низводног тока (сл. 8.92). Протицај ваздуха,  $Q_A$ , потребан да обезбеди течење са слободном површином, може се проценити као:

$$(8.135): \quad Q_A = K_A Q,$$

где је:  $K_A$  коефицијент оваздушења, који зависи од интензитета турбуленције млаза, односно од силовитости тока, и добија се експериментално. USA Corps of Engineers (1977) предлаже следећу зависност:

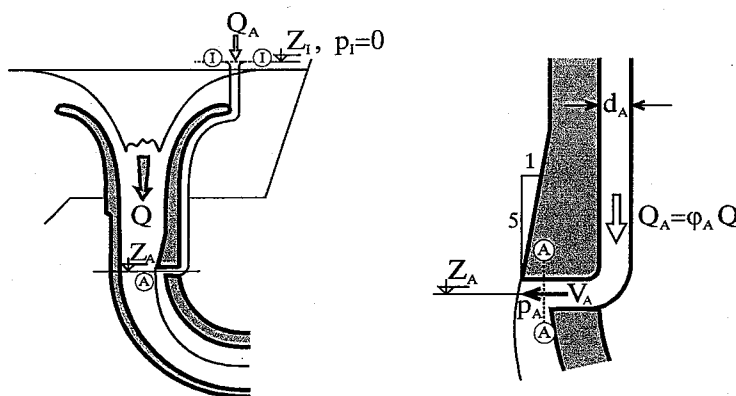
$$(8.136): \quad K_A = 0.03 (\sqrt{F_R} - 1)^{1.06}, \text{ где је } F_R = \text{Фрудов број} = \frac{V_{II}^2}{gd_0}.$$

Да би се одредио пречник аерационе цеви,  $d_A$ , (сл. 8.91 и 8.92), потребно је проценити и брзину ваздуха у цеви,  $V_A$ . Обично се, као и за аераторе брзотока, дозвољава брзина ваздуха до 50 m/s. Веће брзине се избегавају, због непријатног звука и опасности од вибрација.

За усвојени пречник цеви, корисно је проверити и вредност притиска који ће се остварити на излазу цеви – у пресеку “А” испод дефлектора. Притисак ваздуха у пресеку “А”, може се проценити преко енергетске једначине за “нестисљив” флуид (ваздух) између пресека “Г” и “А” (сл. 8.92):

$$(8.137): \quad Z_I = Z_A + \frac{p_A}{\gamma_A} + \frac{V_A^2}{2g} + \left( \sum \xi + \frac{\lambda L_A}{d_A} \right) \frac{V_A^2}{2g},$$

где су:  $L_A$  = дужина аерационе цеви,  $\gamma_A$  = запреминска тежина ваздуха =  $g\rho_A$  (може се претпоставити да је  $\rho_A \cong 1.2 \text{ kg/m}^3$ ), а  $\xi$  = локални губитак.



Сл. 8.92 Аерација дефлектора

Из једначине 8.137 добија се притисак ваздуха по јединици тежине воде,  $p_A/\gamma$  (где је  $\gamma$  = специфична тежина воде):

$$(8.138): \quad \frac{p_A}{\gamma} = \left[ Z_1 - Z_A - \frac{V_A^2}{2g} \left( 1 + \sum \xi + \frac{\lambda L_A}{d_A} \right) \right] \frac{\gamma_A}{\gamma}$$

Ако се преко једначине 8.138 добије да је вредност притиска  $p_A/\gamma$  мања од  $-0.5 \div -1.0$  m воденог стуба, пречник аерационе цеви,  $d_A$ , би требало повећати.

#### Димензионисање пречника шахта изнад дефлектора

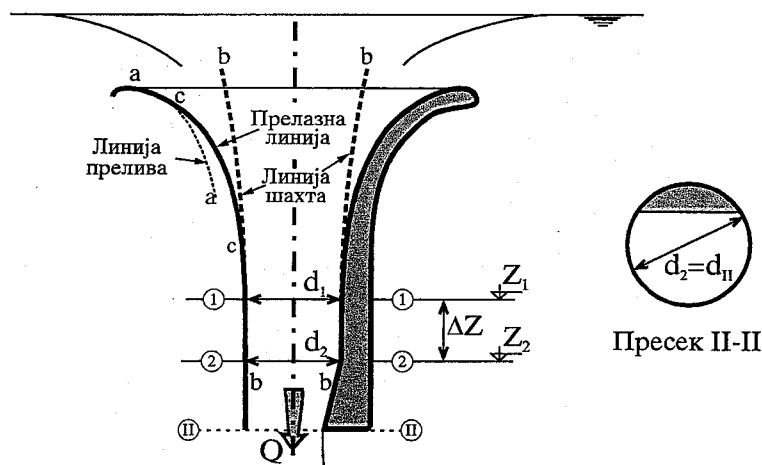
Облик и димензије шахта изнад дефлектора (крива b-b на сл.8.93), треба да омогуће течење *без вакуума* (који може да изазове кавитацију, увлачење ваздуха и смањење капацитета прелива) и *без локалних губитака енергије*. Ово захтева постепено ширење шахта, од дефлектора према преливном левку, јер би за константан пресек шахта, притисак опадао идући навише, што се уочава из енергетске једначине између пресека "1" и "2" на слици 8.93:

$$(8.139): \quad Z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{V_1^2}{2g} = Z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{V_2^2}{2g} + \Delta E_{1-2}$$

Ако је  $d_1 = d_2$ , онда је и  $V_1 = V_2$  па је, уз занемаривање губитака енергије (због мале дужине деонице):

$$(8.140): \quad \frac{p_1}{\gamma} = \frac{p_2}{\gamma} - (Z_1 - Z_2) = \frac{p_2}{\gamma} - \Delta Z,$$

што значи да ће за довољно велику денивелацију,  $\Delta Z$ , притисак  $p_1$  постати негативан, тј. настаће вакуум у пресеку "1" (тим пре што је и притисак  $p_2$  мали, јер се пресек "2" налази близу пресека истицања "II" где је притисак близак нули).



Сл. 8.93 Димензионисање вертикалног шахта изнад дефлектора



С друге стране, није добро ни превише ширити шахт, јер се тиме непотребно повећава конструкција, као и сила узгона на прелив. Оптимална контура шахта, без потпритисака, постиже се из услова да је по целој контури шахта у једначини 8.139 притисак једнак нули.

Најнижи део шахта, почевши од доње ивице дефлектора (пресек "II" на сл. 8.93), па до краја косине дефлектора (пресек "2"), увек је цилиндричан из конструктивних разлога, што значи да је пречник  $d_2 = d_{II}$ . Површина (односно пречник) у пресеку "1", или на ма коме вишем нивоу дуж линије b – b (сл. 8.93), рачуна се као:

$$(8.141): \quad A_1 = \frac{Q}{V_1}, \text{ односно, } d_1 = \sqrt{\frac{Q}{V_1} \frac{4}{\pi}},$$

где се брзина  $V_1$  добија из енергетске једначине (8.139), уз услов да је  $p_1 = 0$ :

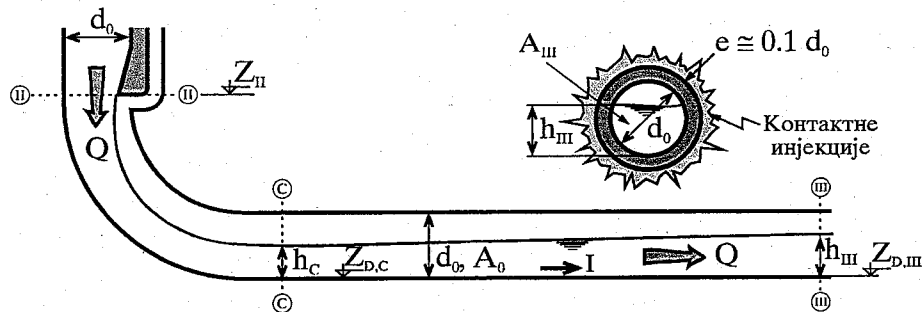
$$(8.142): \quad V_1 = \sqrt{2g \left( Z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{V_2^2}{2g} + \Delta E_{1-2} - Z_1 \right)} = \sqrt{2g (E_2 + \Delta E_{1-2} - Z_1)},$$

водећи рачуна да губитак  $\Delta E_{1-2}$  зависи и од брзине  $V_1$ .

Да би се обезбедио континуалан и гладак прелаз, између контуре шахта b – b и контуре преливног левка a – a, поставља се прелазница c – c, која додирује обе криве (сл. 8.93, а за детаље видети Савић et al. 2007).

### VIII.8.3 Вертикална Кривина и Тунел

По изласку из пресека дефлектора (пресек II на сл. 8.94), вода кроз вертикалну кривину (колена) улази у приближно хоризонтални тунел, одакле наставља течење са слободном површином до изласка из тунела у пресеку III.



Сл. 8.94 Течење у колenu и тунелу прелива

Да би се омогућило да течење у тунелу буде са слободном површином и стабилно (без пулзација улсед делимичног или повремениог преласка у режим под притиском), потребно је дуж целог тунела, закључно са излазним пресеком "III", обезбедити довољно велику површину протицајног пресека за "набубрелу" мешавину воде и ваздуха. Такође се мора оставити простор (при врху калоте тунела), кроз који се надокнађује ваздух који је површинска турбуленција дуж

тунела увукла у ток воде. (Тунел је обично превише дугачак да би увучени ваздух могао да се надокнади само преко дефлекторског аератора са узводног краја). Искуство са постојећих објеката (USBR 1987) налаже да се на излазном пресеку (где је дубина највећа, с обзиром на благ подужни нагиб тунела), а при рачунском протицају, мора оставити макар  $20 \div 25\%$  празног простора (зазора, "freeboard-a") у односу на простор испуњен водом. Другим речима, испуњеност пресека III водом, не сме бити већа од  $75 \div 80\%$ , односно:

$$(8.143): \quad A_{III} / A_0 \leq 0.80,$$

где је:  $A_{III}$  = протицајни (живи) пресек, а  $A_0$  = пресек светлог отвора тунела.

Обично је из конструктивних разлога пречник цилиндричног дела шахта једнак пречнику тунела.

\* \* \*

#### Прорачун линије нивоа у тунелу

При прорачуну линије нивоа прво се рачуна гранични услов – дубина,  $h_c$ , у пресеку сужења "C" на крају вертикалне кривине (односно на почетку тунела, сл. 8.94).

Сужени пресек "C" може се "повезати" са пресеком дефлектора (пресек II) енергетском једначином, па се уз обрачун губитка на кривини, итеративно добија тражена дубина  $h_c$ . Тешкоћу представља процена губитка на кривини, а такође није сасвим јасно ни са којим притиском треба рачунати у пресеку дефлектора (мада се овај може проценити на основу једначина 8.133а и 8.134, одакле се добија коефицијент притиска  $C_p$ ).

Једноставнији (а ништа мање поуздан) начин је да се укупни губици енергије од пресека "Г" (од нивоа горње воде,  $Z_{GV} \equiv Z_b$ , сл. 8.84), до пресека сужења, "C", обједине у коефицијент брзине  $C_v$ , па се на основу енергетске једначине (итеративно) рачуна брзина:

$$(8.144): \quad V_C = C_v \sqrt{2g(Z_{GV} - Z_{D,C} - h_c)},$$

а из једначине континуитета се добија дубина  $h_c$  (као:  $h_c = h^{-1}(Q/V_C)$ ). Коефицијент брзине,  $C_v$ , креће се у опсегу вредности између 0.85 и 0.90 ( $C_v = 0.85 \div 0.90$ ). Итеративни поступак је сличан поступку за прорачун линије нивоа, који је описан у наставку.

\* \* \*

Линија нивоа у тунелу рачуна се применом енергетске једначине и једначине одржања масе (једначине континуитета) на течење са слободном површином на деоници између два пресека у кружној цеви (сл. 8.95).

Енергетска једначина гласи:

$$(8.145): \quad E_1 = Z_{D,1} + h_1 + \frac{V_1^2}{2g} = Z_{D,2} + h_2 + \frac{V_2^2}{2g} + \Delta E_{1-2},$$

где се губитак на трење апроксимира као:  $\Delta E_{1-2} = \frac{\Delta x}{2} \left( \frac{Q^2 n^2}{A_1^2 R_1^4} + \frac{Q^2 n^2}{A_2^2 R_2^4} \right)$ .

Једначина 8.145 може се решити по брзини  $V_2$  као<sup>1</sup>:

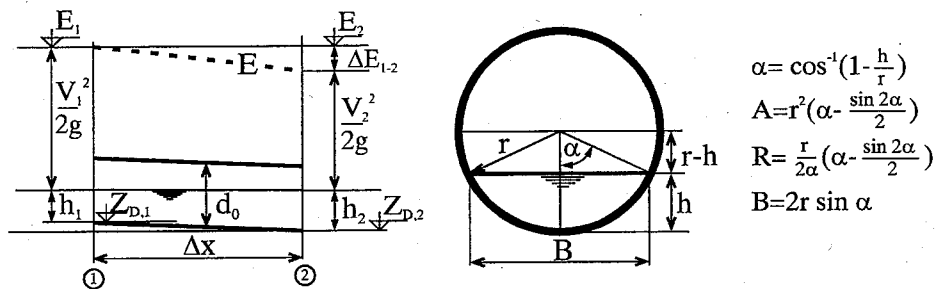
$$(8.146): \quad V_2 = \sqrt{2g \left( C_1 - h_2 - \frac{\Delta x}{2} \frac{Q^2 n^2}{A_2^2 R_2^4} \right)},$$

где је константа  $C_1 = E_1 - Z_{D,2} - \frac{\Delta x}{2} \frac{Q^2 n^2}{A_1^2 R_1^4}$ , па се дубина,  $h_2$ , добија преко једначине континуитета, као инверзна функција површине пресека  $A_2$ :

$$(8.147): \quad A_2(h_2) = \frac{Q}{V_2} \Rightarrow h_2 = h_2^{-1}(A_2).$$

Систем једначина 8.146 и 8.147 решава се постепеним приближавањем (итеративно). Као почетна претпоставка (прва итерација) узима се  $^{(1)}A_2 = A_1$ ,  $^{(1)}R_2 = R_1$ , и  $^{(1)}h_2 = h_1$ , па се са овим вредностима решава једначина 8.146 за брзину  $^{(1)}V_2$ .

Функције површине пресека и хидрауличног радијуса,  $A = A(h)$  и  $R = R(h)$  (сл. 8.95), могу се изразити табеларно или графички, што убрзава прорачун. Најбоље је дефинисати бездимензионалне зависности типа  $A/A_0 = f_A(h/d_0)$ , и  $R/d_0 = f_R(h/d_0)$ , где је  $A_0$  површина пуног пресека тунела ( $A_0 = d_0^2 \pi/4$ ).



Сл. 8.95 Хидрауличка шема уз енергетску једначину за течење са слободном површином у тунелу

### Поступак димензионисања шахта и тунела

При димензионисању шахта и тунела обично се примењује следећи поступак:

- 1) Прво се процени пречник тунела. Брзина на излазу се апроксимира са:

$$V_{III} = 0.80 \div 0.85 \sqrt{2gH_{III}},$$

<sup>1</sup> Имплицитна једначина 8.145 се решава по брзини, јер је режим течења буран, па је утицај кинетичке енергије (тј. брзине) доминантан (видети дискусију уз једначине 8.4 и 8.33).

где је  $H_{III}$  = укупни (брutto) пад од коте горње воде до осовине тунела у пресеку III (сл. 8.84), према чему се рачуна прва апроксимација (итерација) за површину тунела,  $^{(1)}A_0$ , узимајући у обзир да тунел на излазу треба да буде 80% испуњен при рачунском протицају:

$$^{(1)}A_0 = \frac{1}{0.8} \frac{Q}{V_{III}} \text{ и } ^{(1)}d_0 = \sqrt{4 \frac{^{(1)}A_0}{\pi}}.$$

2) За овако процењен пречник тунела, рачуна се полупречник вертикалне кривине  $^{(1)}R = (2.5 \div 3.5) ^{(1)}d_0$  (сл. 8.91), на основу чега се одређује кота пресека дефлектора  $^{(1)}Z_{II}$  (сл. 8.84, 8.91).

3) Са усвојеном котом дефлектора,  $^{(1)}Z_{II}$ , срачуна се нето површина пресека дефлектора,  $A_{DEF}$ , из једначине “дефлектора” 8.133, а из услова да је  $A_{DEF}/A_0 \cong 0.80 \div 0.85$ , добија се бруто површина шахта,  $^{(2)}A_0$ , која би требало да буде једнака процењеној површини тунела  $^{(1)}A_0$  (срачунатој у тачки 1). Ако се површине  $^{(1)}A_0$  и  $^{(2)}A_0$  разликују, треба поновити поступак почевши од тачке 2.

4) Када се после неколико итерација добије иста вредност за пречнике шахта и тунела,  $d_0$ , треба проверити претпоставку о запуњености излазног пресека (треба утврдити да ли је на излазу обезбеђено 20 ÷ 25 % површине пресека за довод ваздуха и за бубрење млаза). Зато је потребно срачунати линију нивоа воде у тунелу између пресека дефлектора и излазног пресека III. Ако прорачун покаже да је испуњеност излазног пресека већа од дозвољених 80 %, пречник тунела (односно шахта) се повећава, а поступак се понавља почевши од тачке 2.

5) На крају се димензионише шахт, користећи једначине 8.141 и 8.142.

\* \* \*

Неопходно је да облога тунела буде глатка – без неравнина и пукотина које могу да изазову кавитацију. Ако се тунел прелива за време грађења користи као оптични тунел, треба предвидети могућност да облога буде оштећена услед проноса наноса и леда и обавезно утврдити стање облоге и урадити потребне оправке у фази после затварања оптичног тунела.

Ако брзине у тунелу прелива премашују 30 ÷ 35 m/s, потребно је, као код брзотока, обезбедити одговарајућу аерацију при дну и зидовима, ради отклањања опасности од кавитационе ерозије (Ерчић 2005 и Ерчић 1997).

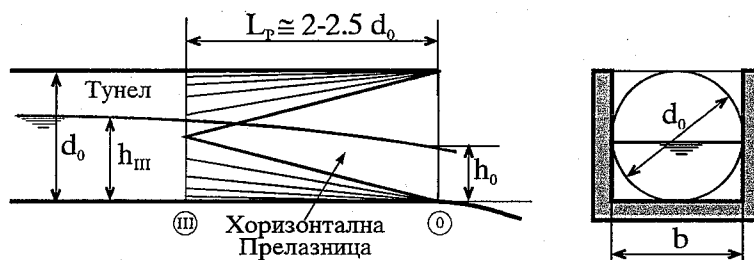
Нагиб дна тунела не утиче битно на рад шахтног прелива, па се обично усваја према потребама грађења, као и према условима рада оптичног тунела, код кога је најчешће пожељно мирно течење (видети део X.1). Уобичајен нагиб дна тунела је од 0.1% ÷ 1%, што омогућава и гравитационо оцеђивање воде по проласку поплавног таласа.

Траса тунела у основи треба да буде праволинијска, да би се избегли коси стрми (стојећи) таласи у кривини, са пратећим последицама.

Дебљина облоге тунела,  $e$ , зависи од карактеристика стенске масе и пречника тунела  $d_0$ . Као оријентациона вредност, у прелиминарним фазама пројектовања може се узети  $e \cong 0.1d_0$ .

Понекад се у тунел шахтног прелива излива и цев (тунел) *темељног испуста*, па се постиже још економичније решење – исти тунел користе оптични тунел, шахтни прелив и темељни испуст (пример је тунел прелива бране ХЕ Сјеница).

На крају тунела, пре улаза у умирујући базен (или ски одскок), вода се из круглог пресека тунела уводи у корито правоугаоног пресека. Овај прелаз је најчешће постепен, због силовитости тока и остварује се у оквиру *прелазне деонице* обично са хоризонталним дном, дужине  $L_p = 2 \div 2.5 d_0$  (сл. 8.96 и 8.97).

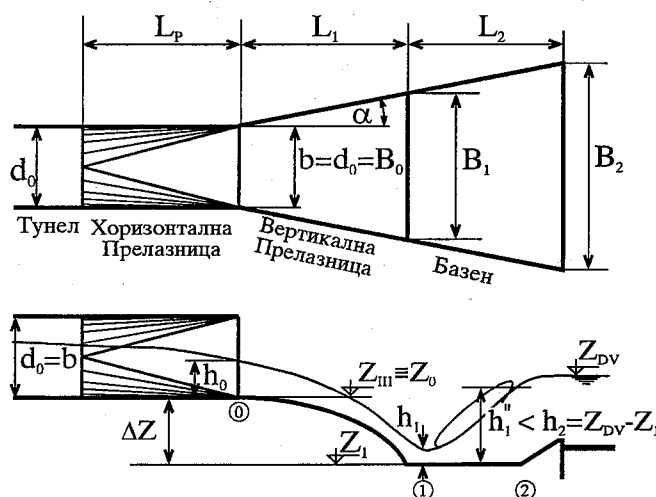


Сл. 8.96 Прелаз са круглог на квадратни пресек на излазу тунела

Због мале ширине излазног пресека ( $b = d_0$ ), често је потребно раширити млаз пре упуштања у *умирујући базен*.

У умирујућем базену млаз се може даље ширити, зависно од тога да ли је базен призматичан, или се шири као на сл. 8.97 (ширењем базена се постиже већа стабилност скока, видети VIII.4). Степен ширења корита мора бити ограничен да се не би јавили поремећаји тока и да би се млаз заиста проширио (да би заузео ширину која му је намењена). Како је раније наведено (Smith 1995), степен ширења треба да буде:

$$(8.148) : \quad \operatorname{tg} \alpha = \frac{\left( \frac{B_1}{B_0} - 1 \right)^{\frac{1}{3}}}{4.5 + 2\sqrt{F_{R0}}}, \quad \text{где је } F_{R0} = \frac{V_0^2}{gh_0}, \quad (\text{сл. 8.97}).$$



Сл. 8.97 Умирујући базен шахтног прелива

Из једначине 8.148 добија се дужина *вертикалне* прелазнице према *услову* *постепености ширења*, као  $L_{1B} = \frac{B_1 - B_0}{2 \operatorname{tg} \alpha}$ .

С друге стране, вертикална прелазница не сме бити краћа од домета млаза, да не би дошло до вакуума, са условима за појаву кавитације и периодичног одлепљивања млаза, уз нестабилно течење у базену. Дошет млаза се апроксимира параболом хоризонталног хица, односно “олакшаном” параболом (код које је гравитационо убрзање,  $g$ , “умањено“ на  $1/2 \div 2/3 g$ , видети VIII.6.2). Ако се рачуна са гравитационим убрзањем од  $2/3 g$ , добија се (сл. 8.98):

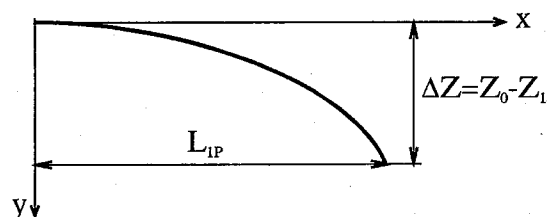
$$(8.149): \quad y = \frac{2}{3} g \frac{t^2}{2}, \quad x = V_0 t \quad \Rightarrow \quad x = V_0 \sqrt{\frac{3y}{g}},$$

па је дужина вертикалне прелазнице према *услову безвакуумног течења*:

$$(8.150): \quad L_{1P} = V_0 \sqrt{\frac{3\Delta Z}{g}}.$$

За коначну дужину вертикалне прелазнице  $L_1$ , усваја се већа вредност између дужина  $L_{1B}$  и  $L_{1P}$ .

Димензије *умирујућег базена* добијају се економским вредновањем и поређењем решења различитих ширина и кота дна. (Као груба оријентациона вредност, може се узети  $B_2 = 1.8 \sqrt{Q}$ ). Поступак димензионисања *умирујућег базена* (слапишта) објашњен је у делу VIII.4.7.



Сл. 8.98 Вертикална прелазница у виду путање косог хица

Код *непризматичних базена* класична једначина скока 8.56 је измењена, тако да се обрачунава и сила од контуре која настаје услед непризматичности корита. Према искуству са објеката и модела, код непризматичног базена са напред препорученим опсегом ширења, спрегнута дубина је мања за око 10% у односу на призматични базен (Smith 1995):

$$(8.151): \quad h_1'' = 0.9 \frac{h_1}{2} (\sqrt{1 + 8F_{R1}} - 1) = 0.45 h_1 (\sqrt{1 + 8F_{R1}} - 1).$$

Корисно разматрање струјања у непризматичним базенима даје Khatsuria (2005).