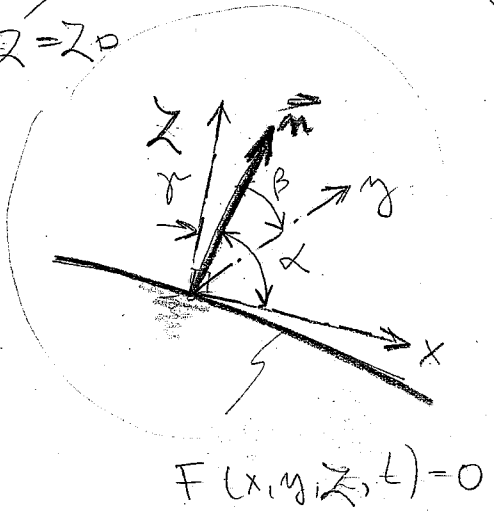
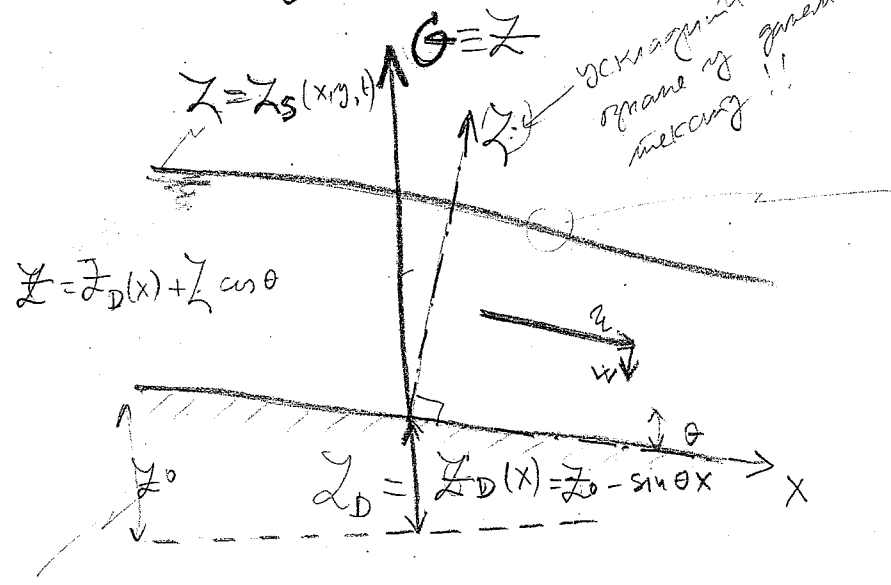
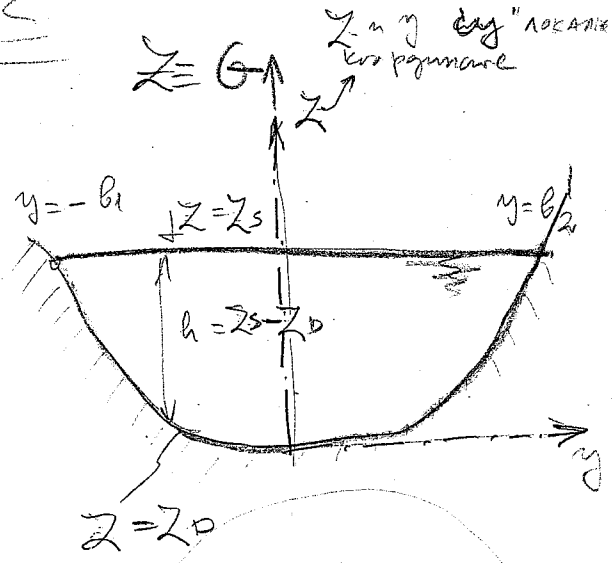
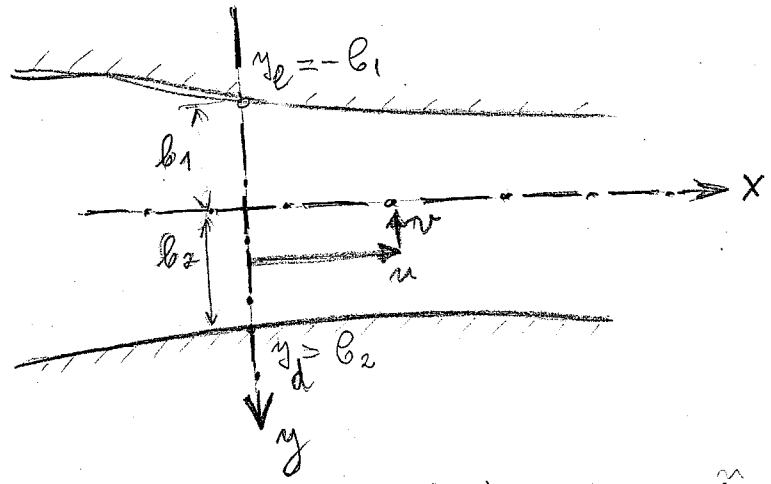


I ОЧНОБИТЕ ЈЕДНАЧИТЕ Криво 05.2003

I.1. Диференцијални ОБЛИК



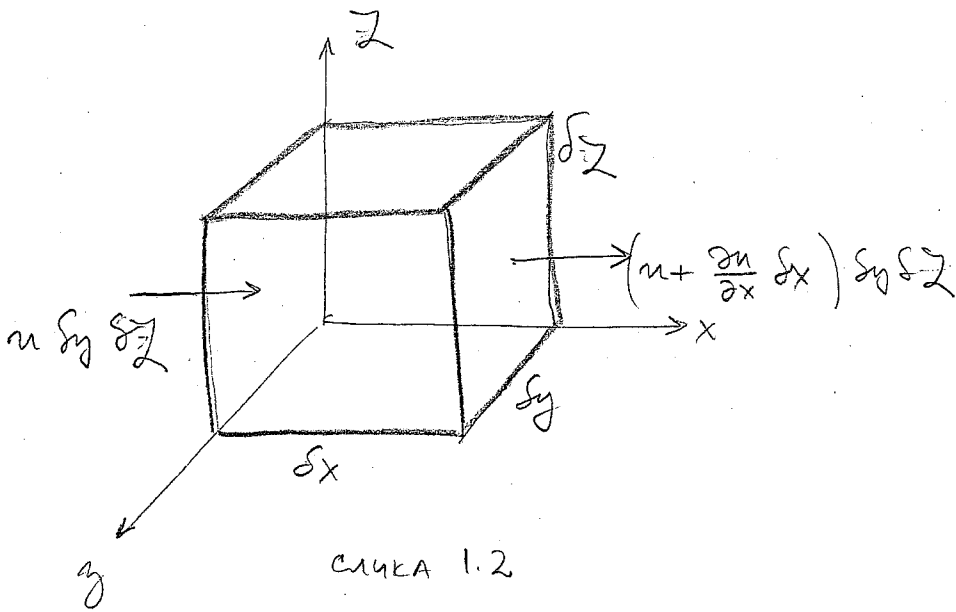
ref. zivna gon

Слика 1.1

I.1.1 ЈЕДНАЧИНА ОДРЖАЊА МАСЕ (= ЈЕДНАЧИНА КОНТИНУИТЕТА, ЈОМ)

Координатни систем $x-y-z$ је локални, у коме су z координате y и z не зависе од x . (друге стране, криво вертикалне ивица, z_S) је функција од x и y (m, t).

За элементный запарный ЖОМ се миде кад:



$$+ \Delta z \Delta y \left(\rho_g \frac{\partial v}{\partial x} + n \right) - \Delta z \Delta y n + \Delta z \Delta x v - \Delta z \Delta x (v + \Delta v) - \Delta z \Delta x \rho_g \left(\rho_g \frac{\partial v}{\partial x} + n \right) - \Delta z \Delta x n$$

$$= 0 = \Delta y \Delta x \left(\rho_g \frac{\partial v}{\partial x} + n \right) - \Delta y \Delta x n - \Delta y \Delta x \rho_g \left(\rho_g \frac{\partial v}{\partial x} + n \right) - \Delta y \Delta x \rho_g n$$

$$0 = \Delta y \left(\frac{\partial v}{\partial x} + n + \frac{\partial v}{\partial x} + n \right) = \Delta y \frac{\partial v}{\partial x} + \Delta y n - \Delta y \frac{\partial v}{\partial x} - \Delta y n - \Delta y \frac{\partial v}{\partial x} - \Delta y n$$

(1.1): $\boxed{0 = \frac{\partial v}{\partial x} + n + \frac{\partial v}{\partial x} + n}$, симетри:

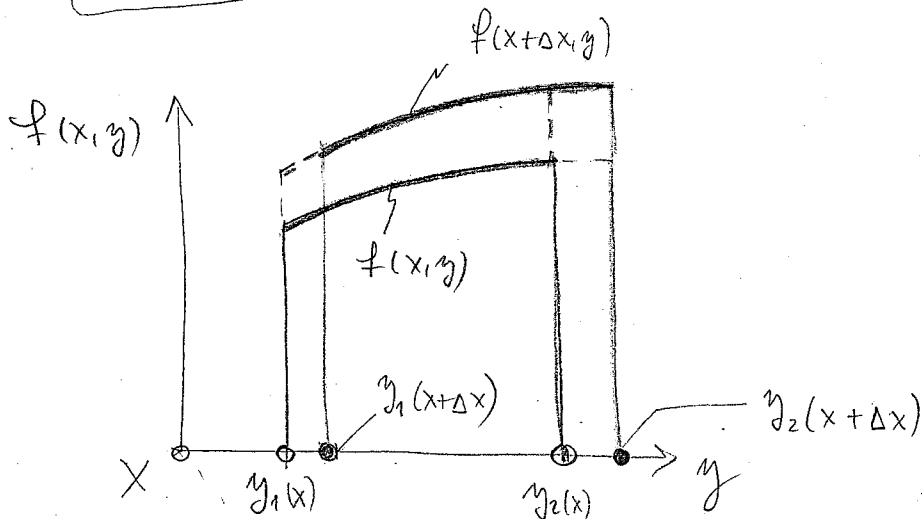
(1.1'): $\nabla \cdot \vec{V} = 0 \leftarrow$ бездивергентен вектор.

ИНТЕГРАЛНА МО ПРИБЛИЖИВАЊЕ

(1.2): $\int_A \left(\frac{\partial v}{\partial x} + n + \frac{\partial v}{\partial x} + n \right) dy = \int_{-b_1}^{b_2} \rho_p dy = \int_A \left(\frac{\partial v}{\partial x} + n + \frac{\partial v}{\partial x} + n \right) dy$

lijstuzgolv upobuv:

$$(1.3): \frac{\partial}{\partial x} \int_{y_1(x)}^{y_2(x)} f(x,y) dy = \int_{y_1(x)}^{y_2(x)} \frac{\partial f}{\partial x} dy + f[x, y_2(x)] \frac{\partial y_2(x)}{\partial x} - f[x, y_1(x)] \frac{\partial y_1(x)}{\partial x}$$



слика 1.3

$$\frac{\partial}{\partial x} \int_{y_1(x)}^{y_2(x)} f(x,y) dy = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta x} \left\{ \int_{y_1(x+\Delta x)}^{y_2(x+\Delta x)} f(x+\Delta x, y) dy - \int_{y_1(x)}^{y_2(x)} f(x, y) dy \right\} =$$

$$\lim_{\Delta x \rightarrow 0} \left\{ \int_{y_1(x)}^{y_2(x)} \frac{f(x+\Delta x, y) - f(x, y)}{\Delta x} dy + \frac{y_2(x+\Delta x) - y_2(x)}{\Delta x} f\left[x+\Delta x, y_2\left(x+\frac{\Delta x}{2}\right)\right] - \frac{y_1(x+\Delta x) - y_1(x)}{\Delta x} f\left[x+\Delta x, y_1\left(x+\frac{\Delta x}{2}\right)\right] \right\} =$$

$$\int_{y_1(x)}^{y_2(x)} \frac{\partial f}{\partial x} dy + f[x, y_2(x)] \frac{\partial y_2(x)}{\partial x} - f[x, y_1(x)] \frac{\partial y_1(x)}{\partial x}$$

Prilom stran jez. (1.2) prema (1.3) ce name harmonički kor:

$$(1.4): \int_{-b_1}^{b_2} dz \int_{z_D(x,y)}^{z_S(x,y)} \frac{\partial u}{\partial x} dz = \int_{-b_1}^{b_2} dy \left[\frac{\partial}{\partial x} \int_{z_D}^{z_S} u dz - u_S \frac{\partial z_S}{\partial x} + u_D \frac{\partial z_D}{\partial x} \right] =$$

$$= \frac{\partial}{\partial x} \int_{-b_1(x)}^{b_2(x)} dz \int_{z_D(x,y)}^{z_S(x,y)} u dz - \frac{\partial b_2}{\partial x} \int_{z_D(x,b_2)}^{z_S(x,b_2)} u(x, b_2, z) dz - \frac{\partial b_1}{\partial x} \int_{z_D(x,-b_1)}^{z_S(x,-b_1)} u(x, -b_1, z) dz$$

$$+ \int_{b_1}^{b_2} \left(-u_S \frac{\partial z_S}{\partial x} + u_D \frac{\partial z_D}{\partial x} \right) dy$$

II u III stran $cy = \emptyset$ jep je $z_S(x, b_2) = z_D(x, b_2)$ u
 $z_S(x, -b_1) = z_D(x, -b_1)$.

Prilom stran 13 (1.2) je:

$$(1.5) \int_{-b_1}^{b_2} dz \int_{z_D(x,y)}^{z_S(x,y)} \frac{\partial v}{\partial y} dz = \int_{-b_1}^{b_2} dy \left[\frac{\partial}{\partial y} \int_{z_D}^{z_S} v dz - v_S \frac{\partial z_S}{\partial y} + v_D \frac{\partial z_D}{\partial y} \right] =$$

$$= \int_{z_D(x,b_2)}^{z_S(x,b_2)} v_2 dz - \int_{z_D(x,-b_1)}^{z_S(x,-b_1)} v_1 dz + \int_{-b_1}^{b_2} \left(-v_S \frac{\partial z_S}{\partial y} + v_D \frac{\partial z_D}{\partial y} \right) dy$$

III. ravan (1.2) je:

$$(1.6): \int_{-b_1}^{b_1} dy \int_{z_D(x,y)}^{z_S(x,y)} \frac{\partial w}{\partial z} dz = \int_{-b_1(x)}^{b_2(x)} \left\{ W[x,y,z_S(x,y)] - W[x,y,z_D(x,y)] \right\} dy =$$

$$= \int_{-b_1}^{b_2} (W_S - W_D) dy.$$

Usjedinjavanjem ravnova I+III (gdje 1.4+1.5) dobije se

$$(1.7): \int_A \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) dA = \frac{\partial}{\partial x} \int_{-b_1}^{b_2} dy \int_{z_D}^{z_S} u dz + \int_{-b_1}^{b_2} \left(-u_S \frac{\partial z_S}{\partial x} - v_S \frac{\partial z_S}{\partial y} + w_S \right) dy +$$

$$+ \int_{-b_1}^{b_2} \left(u_D \frac{\partial z_D}{\partial x} + v_D \frac{\partial z_D}{\partial y} - w_D \right) dy$$

Prvi ravan se zove Heinricanova i kao $\frac{\partial Q}{\partial x}$, gdje je

$$(1.8): \int_{-b_1}^{b_2} dy \int_{z_D}^{z_S} u dz = \int_A u dA = Q.$$

Az gubim u prvom ravan tre se primeniti kinematski fraktioni uslov. Za fraktiju (odnosno fraktiju kroz koju nema otklonja nitne gubizaj) kinematski fraktioni uslov zahteva za fluidom gubit na fraktiji frakti odmeranje fraktije kolizije (wj, ostaje na fraktiji kolizije), odnosno gdje je

Функција гравитације на површини једнородног сферичног крпа се површина (површина одређена) кретајући се унутар ње коју се истражује гравитација.

За одређени одређени момент се површина једнородна:

$$F(x, y, z, t) = 0, \text{ као:}$$

$$(1.9): \quad Z - Z_s(x, y, t) = F(x, y, z, t) = 0,$$

јер је на одређеној површини $Z = Z_s(x, y, t)$.

Понашање одређене површине се истражује моментом гравитације на површини:

$$(1.10) \quad \frac{DF}{Dt} = \frac{\partial F}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} \frac{dx}{dt} + \frac{\partial F}{\partial y} \frac{dy}{dt} + \frac{\partial F}{\partial z} \frac{dz}{dt} = \frac{\partial F}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} u + \frac{\partial F}{\partial y} v + \frac{\partial F}{\partial z} w = 0$$

где су u, v, w компоненте брзине гравитације (у површини одређеној) и одређени су у површини одређеној гравитације "површина" одређеној.

Из јед. (1.9) и (1.10) следи:

$$\frac{DF}{Dt} = -\frac{\partial Z_s}{\partial t} - u_s \frac{\partial Z_s}{\partial x} - v_s \frac{\partial Z_s}{\partial y} + w_s = 0, \text{ одакле:}$$

$$(1.11): \quad \frac{\partial Z_s}{\partial t} = -u_s \frac{\partial Z_s}{\partial x} - v_s \frac{\partial Z_s}{\partial y} + w_s.$$

Слично, за површину на којој се гравитација

$$(1.12): \quad Z - Z_0(x, y, t) = 0, \text{ важи:}$$

$$(1.13): \quad \frac{\partial Z_0}{\partial t} = -u_0 \frac{\partial Z_0}{\partial x} - v_0 \frac{\partial Z_0}{\partial y} + w_0.$$

Заменим у 1.8, 1.11 и 1.13 у јед. (1.7) добија се:

$$(1.14): \frac{\partial Q}{\partial x} + \int_{-b_1(x,t)}^{b_2(x,t)} \frac{\partial}{\partial t} (Z_s - Z_b) dy = \frac{\partial Q}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial t} \int_{-b_1}^{b_2} (Z_s - Z_b) dy -$$

$$- [Z_s(b_2) - Z_b(b_2)] \frac{\partial b_2}{\partial t} + [Z_s(-b_1) - Z_b(-b_1)] \frac{\partial (-b_1)}{\partial t},$$

\downarrow $Z_s(b_1) = Z_b(b_1)$ \downarrow

и је коначно јед. окупног масе:

$$(1.15): \frac{\partial Q}{\partial x} + \frac{\partial A}{\partial t} = 0,$$

јер је $\int_{-b_1}^{b_2} (Z_s - Z_b) dy = A.$

* * *

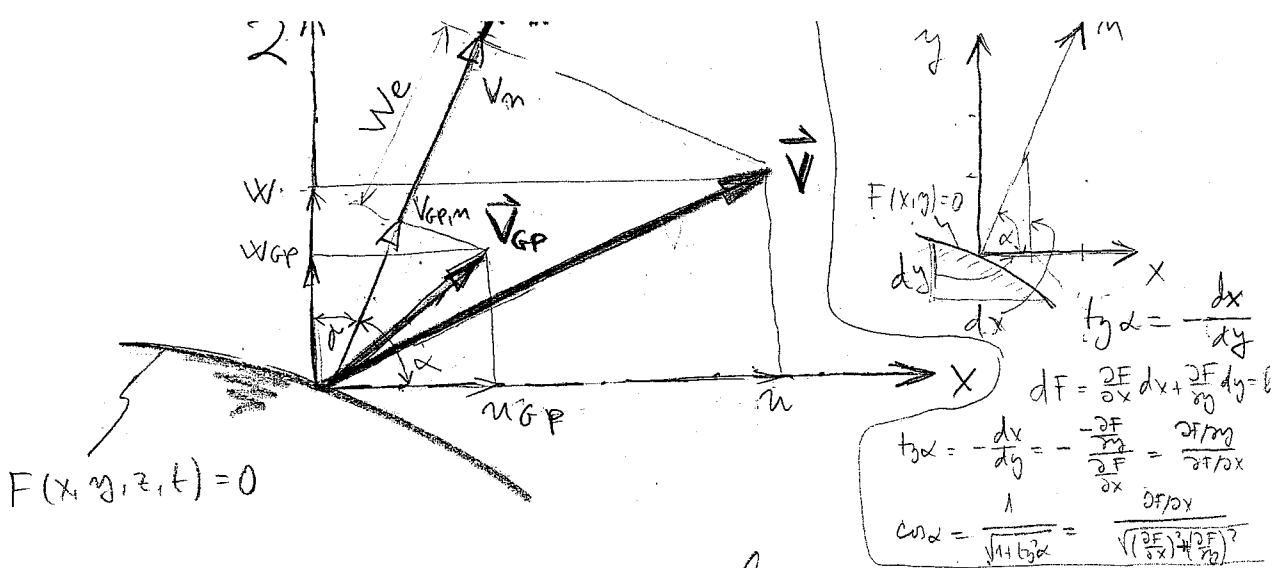
Ако се кроз проширену површину јавља гоничност, или
отичност, математички проширена површ ће се називати конт:

Конт? Противност (отичност = -гоничност) по јединици проширене површине
једнак је разлици компонентне брзине дејства у разнаправној и брзине
комерације површине (у разнаправној тачки):
нормалне компоненте

$$(1.16): W_e = \frac{dQ_e}{dA_{cp} dA_e} = V_{in} - V_{cp,m} = (\vec{V} \cdot \vec{m} - \vec{V}_{cp} \cdot \vec{m}) = (\vec{V} - \vec{V}_{cp}) \cdot \vec{m}$$

тј. су $W_e =$ брзина отичности = отичност по јединици проширене површине.

$V_{in} =$ брзина Флуидног дејства у правцу на проширену површину
у разнаправној таčki и $V_{cp,m} =$ брзина комерације
разнаправне таčke нормалне површине.



Аннотация 1.4 Кин. Тран. явлов при отклонении крив. Транзитной волн

(1.17): $V_n = \vec{V} \cdot \vec{n} = (u \vec{i} + v \vec{j} + w \vec{k}) \cdot \vec{n} = u \cos \alpha + v \cos \beta + w \cos \gamma$

(1.18): $V_{GFP} = \vec{V}_{GFP} \cdot \vec{n} = (u_{GFP} \vec{i} + v_{GFP} \vec{j} + w_{GFP} \vec{k}) \cdot \vec{n} = u_{GFP} \cos \alpha + v_{GFP} \cos \beta + w_{GFP} \cos \gamma$

Значения α, β, γ определяются из ^{адиабатическим} (адиабатическим) волновым уравнением $F(x,y,z,t)=0$, или

(1.19):
$$\cos \alpha = \frac{\frac{\partial F}{\partial x}}{\sqrt{(\frac{\partial F}{\partial x})^2 + (\frac{\partial F}{\partial y})^2 + (\frac{\partial F}{\partial z})^2}} = \frac{1}{R} \frac{\partial F}{\partial x}$$

$$\cos \beta = \frac{1}{R} \frac{\partial F}{\partial y} \quad \text{и} \quad \cos \gamma = \frac{1}{R} \frac{\partial F}{\partial z}, \quad R = \sqrt{(\frac{\partial F}{\partial x})^2 + (\frac{\partial F}{\partial y})^2 + (\frac{\partial F}{\partial z})^2}$$

из уравнения волнового уравнения $F(x,y,z,t)=0$ следует

$$\frac{DF}{Dt} = \frac{\partial F}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} u_{GFP} + \frac{\partial F}{\partial y} v_{GFP} + \frac{\partial F}{\partial z} w_{GFP} = 0, \text{ следовательно}$$

$$(1.20): \quad \frac{\partial F}{\partial x} u_{GP} + \frac{\partial F}{\partial y} v_{GP} + \frac{\partial F}{\partial z} w_{GP} = - \frac{\partial F}{\partial t}$$

na je prema (1.18) i (1.19)

$$(1.21): \quad V_{GP} = u_{GP} \frac{1}{R} \frac{\partial F}{\partial x} + v_{GP} \frac{1}{R} \frac{\partial F}{\partial y} + w_{GP} \frac{1}{R} \frac{\partial F}{\partial z} = - \frac{1}{R} \frac{\partial F}{\partial t}$$

Prema (1.17) i (1.19) ^{Spzma} Hrvatska kinematski jednačina se može zapisati kao:

$$(1.22): \quad V_n = u \frac{1}{R} \frac{\partial F}{\partial x} + v \frac{1}{R} \frac{\partial F}{\partial y} + w \frac{1}{R} \frac{\partial F}{\partial z}$$

na ce uz 1.16 glava:

$$V_n - V_{GP} = u \frac{1}{R} \frac{\partial F}{\partial x} + v \frac{1}{R} \frac{\partial F}{\partial y} + w \frac{1}{R} \frac{\partial F}{\partial z} + \frac{1}{R} \frac{\partial F}{\partial t} = W_e,$$

odnosno:

$$(1.23): \quad u \frac{\partial F}{\partial x} + v \frac{\partial F}{\partial y} + w \frac{\partial F}{\partial z} + \frac{\partial F}{\partial t} = R W_e.$$

Kao što se vidi iz 1.23 jednačina na jedinstvenom analognom obliku, glava ce: (iz 1.9)

$$(1.24): \quad -u_s \frac{\partial Z_s}{\partial x} - v_s \frac{\partial Z_s}{\partial y} + w_s - \frac{\partial Z_s}{\partial t} = R_s W_{es}.$$

Zamena (1.24) u (1.13) u iz 1.7 glava ce:

* Ako se ce u ovom jednačini izraziti na obliku jednačine, onda se za općenito \vec{m}, x, y ce glava:

$$- \frac{\partial F}{\partial t} - \frac{\partial F}{\partial x} u - \frac{\partial F}{\partial y} v - \frac{\partial F}{\partial z} w = W_e \rightarrow u_D \frac{\partial Z_D}{\partial x} + v_D \frac{\partial Z_D}{\partial y} - w_D + \frac{\partial Z_D}{\partial t} = R_D W_{eD}$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \int_{-b_1(x,t)}^{b_2(x,t)} \frac{\partial}{\partial t} (Z_s - Z_0) dy + \int_{-b_1(t)}^{b_2(t)} R_s Wes dy = \frac{\partial Q}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial t} \int_{-b_1}^{b_2} (Z_s - Z_0) dy -$$

$$- \frac{\partial b_2}{\partial t} [Z_s(x, b_2) - Z_0(x, b_2)] + \frac{\partial (-b_1)}{\partial t} [Z_s(b_1) - Z_0(b_1)] + q_c = 0$$

$Z_s(b_1) = Z_0(b_1)$

gde je $q_c = \int_{-b_1}^{b_2} R_s Wes dy =$ suma omlaganja, konarica:

(1.25): $\boxed{\frac{\partial Q}{\partial x} + \frac{\partial A}{\partial t} + q_c = 0}$

gde je $R_s = \sqrt{\left(\frac{\partial F}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial F}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial F}{\partial z}\right)^2} = \sqrt{\left(\frac{\partial Z_s}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial Z_s}{\partial y}\right)^2 + 1}$

na osnovu principa $\int_{-b_1}^{b_2} \sqrt{1 + \left(\frac{\partial Z_s}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial Z_s}{\partial y}\right)^2} \cdot Wes dy$

upravljaju upotrebom tzv "gipocartera uslova" aerodinamičke ravnine

(ta op.) zn $Wes = const$ i $\frac{\partial Z_s}{\partial x} = const \Rightarrow R = \sqrt{1 + \left(\frac{dz}{dy}\right)^2} \Rightarrow \int_{-b_1}^{b_2} \sqrt{1 + \left(\frac{dz}{dy}\right)^2} dy = L$

* * *

I.1.2 ЈЕДНАЧИНА ОДРИТЉА КОЛИЧИНЕ КРЕТАЊА (ЈОК)

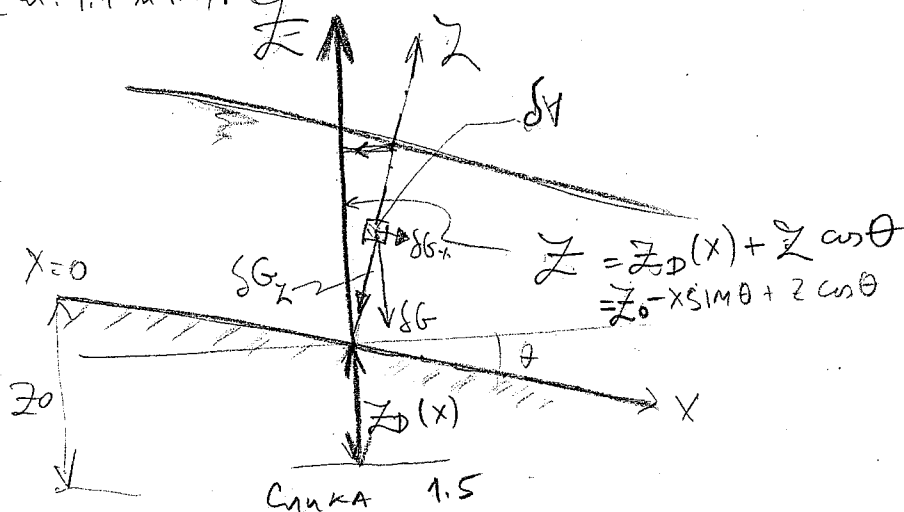
I.1.2.1 ЈЕДНАЧИНА ЗА ЕЛЕМЕНТАРНО ЗАПЛЕЊИЊЕ

Према II Њутновим законима:

(1.26): $m\vec{a} = \sum \vec{F}$, где је m = маса а \vec{a} = убрзање центра, а $\sum \vec{F}$ = ^{сума} свих сила које делују на тело. По координатним остварима:

(1.27):
$$\begin{cases} ma_x = \sum F_x \\ ma_y = \sum F_y \\ ma_z = \sum F_z \end{cases}$$

Сине су угла измишљене и зупремична = те синта.
Телу се посматра за редуларним координатним остварима:
(сл. 1.1 и 1.5).



у x -спрејку кривичина z z z

(1.28):
$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \sum G_x &= \frac{d}{dt} \sum G \sin \theta = \sin \theta \frac{d}{dt} \sum G \\ \frac{d}{dt} \sum G_y &= \frac{d}{dt} \sum G \cos \theta = \cos \theta \frac{d}{dt} \sum G \end{aligned}$$

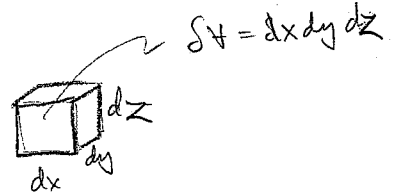
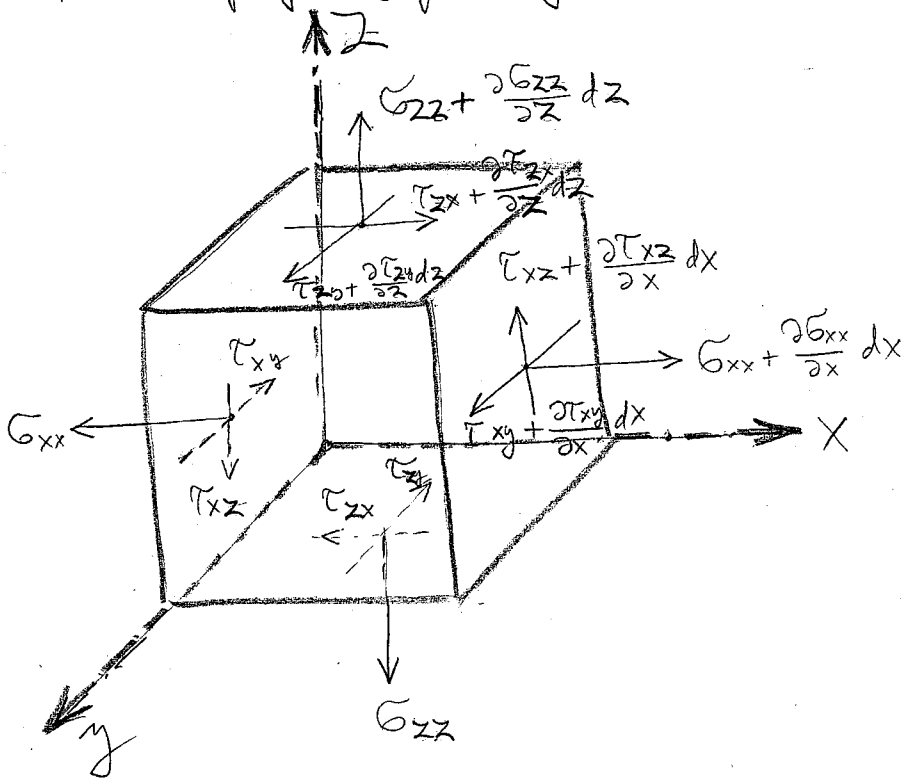
(промена је θ и $\frac{d\theta}{dt} = -\sin \theta$ је $\frac{d}{dt} \sum G_x = -\sin \theta \frac{d}{dt} \sum G$)

($\frac{d}{dt} \sum G_y = \cos \theta \frac{d}{dt} \sum G$)

Силама су се изражавају у Z (у истајем земљиште мерице)
 омање $\cos(\alpha, 1)$

$$(1.29): Z = Z_0(x) + Z \cos \theta = Z_0 - x \sin \theta + Z \cos \theta$$

Силе уприсилена опретьују се на мезозема Асимона. Иа
 енергетичку зупенују (с. 1.6):



Слика 1.6

Силе у x -упалују су:

$$\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} dx \cdot dy dz + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} dy \cdot dx dz + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} dz \cdot dx dy =$$

$$(1.30): = \left(\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \right) dV = \left[Z \frac{(-1 + \sigma'_{xx})}{x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \right] dV$$

Case of γ -quanta is:

$$(1.31): \quad \left(\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{p}} \right) = \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{p}_x} + \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{p}_y} + \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{p}_z} + \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{p}_t}$$

and 2 others:

$$(1.32): \quad \left(\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{r}} \right) = \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial x} + \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial y} + \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial z} + \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial t}$$

Let's assume JOK ^(1.27) $\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{p}}$ and $\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{r}}$ are:

x -quanta:

$$\delta \mathcal{H} = \delta \left(\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{p}_x} \right) = \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{p}_x} + \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{p}_y} + \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{p}_z} + \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{p}_t}$$

$$= \left(\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{p}_x} + \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{p}_y} + \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{p}_z} + \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{p}_t} \right) \delta \mathbf{p}_x + \dots$$

$$(1.33): \quad \delta \mathcal{H} = \left(\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{p}_x} + \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{p}_y} + \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{p}_z} + \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{p}_t} \right) \delta \mathbf{p}_x + \dots$$

y -quanta:

$$(1.34): \quad \delta \mathcal{H} = \left(\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{p}_x} + \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{p}_y} + \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{p}_z} + \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{p}_t} \right) \delta \mathbf{p}_y + \dots$$

z -quanta:

$$(1.35): \quad \delta \mathcal{H} = \left(\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{p}_x} + \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{p}_y} + \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{p}_z} + \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{p}_t} \right) \delta \mathbf{p}_z + \dots$$

Thus we can see that $\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{p}}$ and $\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{r}}$ are independent, i.e. $\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{p}_x}$ and $\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{p}_y}$ are independent, and $\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{p}_x}$ and $\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{p}_y}$ are independent (respectively) $\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{p}_x}$ and $\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{p}_y}$.

$$P(y, z) = \int_{z_{s1}}^z P_z(y, z) dz + \varphi(y), \text{ где } P_z(y, z) = \frac{\partial P}{\partial z}$$

$$\frac{\partial P}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \int_{z_{s1}}^z P_z dz + \varphi'(y) = P_y(y, z), \text{ где } P_y(y, z) = \frac{\partial P}{\partial y}$$

$$\varphi'(y) = - \int_{z_{s1}}^z \frac{\partial P_z}{\partial y} dz + P_y(y, z).$$

$$\frac{\partial}{\partial y} \int_{z_{s1}}^z P_z dz = \int_{z_{s1}}^z \frac{\partial P_z}{\partial y} dz$$

здесь z — константа

Аналогично $\frac{\partial P_z}{\partial y} = \frac{\partial P_y}{\partial z}$, так как область Ω — единичный квадрат

$P(y, z)$ имеет непрерывные производные P_z и P_y , тогда:

$$\int_{z_{s1}}^z \frac{\partial P_z}{\partial y} dz = \int_{z_{s1}}^z \frac{\partial P_y}{\partial z} dz = P_y(y, z) - P_y(y, z_{s1})$$

$$\varphi'(y) = P_y(y, z_{s1}) - P_y(y, z) + P_y(y, z)$$

таким образом, находим функцию $\varphi(y)$

$$\varphi(y) = \int_{-b_1}^y P_y(y, z_{s1}) dy + C.$$

Константа C определяется из условия $P(x_0, y_0, z_0) = 0$

т.е.:

$$(1.36) \quad P(y, z) = \int_{z_{s1}}^z P_z(y, z) dz + \int_{-b_1}^y P_y(y, z_{s1}) dy + C.$$

при $z = z_{s1}$ и $y = -b_1$ (на нижней стороне $P = 0$, так как $C = 0$)

I. 1.2.2. ИТЕРАЦИОНА У X-ПРАВИ

Итерационна у X-правцу захтева да се у функцији, P , узгредом једног гитине (и гитиних - параметрих - координатних равнина). Без то се напредна једно једнакост за дефиницијом (2) и једнакост (1) (јед. 1.34). Координатни узгред за дефиницијом функције у координатних узгреду (јед. 1.36) гитија се:

$$(1.37): p(x, y, z, t) = \int_{z_{s,1}}^z -\rho g \frac{\partial z}{\partial z} dz + \int_{z_{s,1}}^z \left(\frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} \right) dz - \int_{z_{s,1}}^z \left(\frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} \right) dy - \int_{z_{s,1}}^z \left(\frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} \right) dx$$

$\int_{z_{s,1}}^z P_z(z, z) dz$
 $\int_{-b_1}^y P_y(y, z_{s,1}) dz$

Средњоме σ_z (1.37), и узгредом гитија је $\frac{\partial z}{\partial z} = \cos \theta$ (јед. 1.28, 1.29)

$$(1.38): p(x, y, z, t) = \rho g \cos \theta [z_{s,1}(x, -b_1, t) - z] + C_N + C_I,$$

где су координатни равнина:

$$(1.39): C_N = \int_{z_{s,1}}^z \left(\frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} \right) dz + \int_{-b_1}^y \left(\frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} \right) dy$$

$$(1.40): C_I = - \int_{z_{s,1}}^z \left(\frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} \right) dx$$

Čužno treće ce člna manobla DOM u x-apalazy (jg 1.33) unimějrcanm no uopřrcanm rpeceny A ($\int_{-b_1}^{b_1} dy \int_{z_0}^{z_s} dz$).

Prělv treće ce "rřpřymě" (reba uřpřm jg 1.33) uřancřpřrcanm uřpřrcanm DOM (1.1):

$$(1.41): \quad \frac{\partial n}{\partial t} + n \frac{\partial n}{\partial x} + v \frac{\partial n}{\partial y} + w \frac{\partial n}{\partial z} + n \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) = \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial n^2}{\partial x} + \frac{\partial (nv)}{\partial y} + \frac{\partial (nw)}{\partial z} \quad (= 0 \text{ uřpřm } x^{1,1})$$

uř jg 1.33 $\left\{ \begin{array}{l} \text{uř unimějrcanm} \\ \text{řrcenm} \end{array} \right.$

$$(1.33'): \quad \rho \int_A \left(\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial n^2}{\partial x} + \frac{\partial (nv)}{\partial y} + \frac{\partial (nw)}{\partial z} \right) dA = \int_A \left(-\frac{\partial}{\partial x} \left(\rho n \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho n \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho n \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) \right) dA$$

Unimějrcanm manobla ca rebe uřpřm jg 1.41 řpřm ce manř kaur u uř jg 1.41:

$$(1.42): \quad \rho \int_A \frac{\partial n}{\partial t} dA = \rho \int_{-b_1}^{b_1} dy \int_{z_0}^{z_s} \frac{\partial n}{\partial t} dz = \rho \int_{-b_1}^{b_1} dy \left[\frac{\partial}{\partial t} \int_{z_0}^{z_s} n dz - n_s \frac{\partial z_s}{\partial t} + n_D \frac{\partial z_D}{\partial t} \right] =$$

$$= \rho \frac{\partial}{\partial t} \int_{-b_1}^{b_1} dy \int_{z_0}^{z_s} n dz - \rho \int_{-b_1}^{b_1} \left(n_s \frac{\partial z_s}{\partial t} - n_D \frac{\partial z_D}{\partial t} \right) dy - \frac{\partial b_2}{\partial t} \int_{z_{D2}}^{z_{S2}} n_2 dz + \frac{\partial (-b_1)}{\partial t} \int_{z_{D1}}^{z_{S1}} n_1 dz$$

$$(1.43): \quad \rho \int_A \frac{\partial (nv)}{\partial x} dA = \rho \int_{-b_1}^{b_1} dy \int_{z_0}^{z_s} \frac{\partial}{\partial x} \left(n^2 dz \right) - \rho \int_{-b_1}^{b_1} \left(n_s^2 \frac{\partial z_s}{\partial x} - n_D^2 \frac{\partial z_D}{\partial x} \right) dy$$

$$(1.44): \quad \rho \int_A \frac{\partial (nw)}{\partial y} dA = \rho \int_{-b_1}^{b_1} dy \int_{z_0}^{z_s} \frac{\partial}{\partial y} \left(n v dz \right) = \rho \int_{-b_1}^{b_1} dy \left[\frac{\partial}{\partial y} \int_{z_0}^{z_s} n v dz - n_s v_s \frac{\partial z_s}{\partial y} + n_D v_D \frac{\partial z_D}{\partial y} \right] =$$

$$= \rho \int_{z_{D2}}^{z_{S2}} n v dz - \rho \int_{z_{D1}}^{z_{S1}} n v dz - \rho \int_{-b_1}^{b_1} \left(n_s v_s \frac{\partial z_s}{\partial y} - n_D v_D \frac{\partial z_D}{\partial y} \right) dy$$

$$(1.45): \int_A \rho \frac{\partial w}{\partial z} dA = \int_{-b_1}^{b_1} dy \int_{z_b}^{z_s} \rho w \frac{\partial w}{\partial z} dz = \int_{-b_1}^{b_1} \int_{z_b}^{z_s} (\rho_s w_s - \rho_b w_b) dy$$

Kondukcija topline u ravnoteži (1.42) ÷ (1.45) daje se:

$$(1.46): \int_A \left(\frac{\rho}{\partial t} + u \frac{\rho}{\partial x} + v \frac{\rho}{\partial y} + w \frac{\rho}{\partial z} \right) dA = \int_{-b_1}^{b_1} \frac{\partial}{\partial t} \left(dy \int_{z_b}^{z_s} u dz \right) + \int_{-b_1}^{b_1} \frac{\partial}{\partial x} \left(dy \int_{z_b}^{z_s} u^2 dz \right) +$$

$$- \int_{-b_1}^{b_1} \int_{z_b}^{z_s} \left(u_s \left(\frac{\partial z_s}{\partial t} + u_s \frac{\partial z_s}{\partial x} + v_s \frac{\partial z_s}{\partial y} - w_s \right) - w_b \right) dy +$$

$$+ \int_{-b_1}^{b_1} \int_{z_b}^{z_s} \left(u_b \left(\frac{\partial z_b}{\partial t} + u_b \frac{\partial z_b}{\partial x} + v_b \frac{\partial z_b}{\partial y} - w_b \right) \right) dy$$

Prvi član na desnoj strani (1.46) je omnožak $\rho \frac{\partial Q}{\partial t}$. Drugi član

je omnožak $\rho u \frac{\partial Q}{\partial x}$ i predstavlja kondukciju topline u x smjeru.

$$(1.47): V = \frac{\int u dA}{A} = \frac{Q}{A},$$

koristi:

$$(1.48): \int \frac{\partial}{\partial x} (\beta V^2 A), \text{ gdje je:}$$

$$(1.49): \beta = \frac{\int u^2 dA}{V^2 A}$$

Prvi i drugi član na desnoj strani (1.46) se mogu kombinirati

u jedan član kondukcije topline (1.24) i (1.13):

$$(1.50): - \int_{-b_1}^{b_1} \left(u_s \left(\frac{\partial z_s}{\partial t} + u_s \frac{\partial z_s}{\partial x} + v_s \frac{\partial z_s}{\partial y} - w_s \right) - w_b \right) dy = \int_{-b_1}^{b_1} u_s \rho_s w_s dy = \rho_e v_e V_e,$$

$q_c V_e = \int_{-b_1}^{b_2} (u_g W_{es} k_s dy)$ simetna zvezdica na udaljenosti $x-1$
 tje je $V_e =$ procenat koncentracija spojne sume ovih gaja, μ

(1.51): $\int_A n_b \left(\frac{\partial z_0}{\partial t} + n_0 \frac{\partial z_0}{\partial x} + v_b \frac{\partial z_0}{\partial x} - w_b \right) dy = 0.$

$q_c = \int_{-b_1}^{b_2} k_s W_{es} dy$

Prema 1.47 + 1.50 name ce ∂ (1.46) uopisnom kor:

(1.52): $\int_A \left(\frac{\partial n}{\partial t} + n \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial n}{\partial x} + w \frac{\partial n}{\partial z} \right) dA = \int_A \frac{\partial \rho}{\partial t} + \int_A \frac{\partial}{\partial x} (\beta v A) + \int_A q_c V_e$

Cozn ce unificirane zona ariona izracune (1.33).

Prvi raz be ce unificirane je izracune (1.38):

(1.53): $\boxed{- \int_A \frac{\partial n}{\partial x} dA} = - \int_A \rho g \cos \theta [z_{s,1}(x,t) - z] + C_N + C_I \} dA =$

$= - \rho g \cos \theta \int_A \frac{\partial}{\partial x} [z_{s,1}(x,t) - z] dA - \int_A \frac{\partial C_N}{\partial x} dA - \int_A \frac{\partial C_I}{\partial x} dA =$

$= - \rho g \cos \theta \frac{\partial z_{s,1}}{\partial x} \int_A dA - \int_A \frac{\partial C_N}{\partial x} dA - \int_A \frac{\partial C_I}{\partial x} dA =$

$= \boxed{- \rho g \cos \theta \frac{\partial z_{s,1}}{\partial x} A - \int_A \frac{\partial C_N}{\partial x} dA - \int_A \frac{\partial C_I}{\partial x} dA}$

Drugi raz be unificirane

(1.54): $\boxed{- \rho g \int_A \frac{\partial z}{\partial x} dA} = - \rho g \int_A \frac{\partial (z_0(x) + z \cos \theta)}{\partial x} dA = \boxed{- \rho g \frac{\partial z_0}{\partial x} A}$

Према овом ће се изразијати изразима који се
 дају на тој страни:

$$(1.55): C'_N = C_N - C'_{xx}$$

Четири тензије на тензије (са одређеним знакомом) изразе се

као:

$$(1.56): \int_A \left(\frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \right) dA = \int_{-b_1}^{b_2} dy \int_{z_0}^{z_s} \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} dz + \int_{-b_1}^{b_2} dy \int_{z_0}^{z_s} \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} dz$$

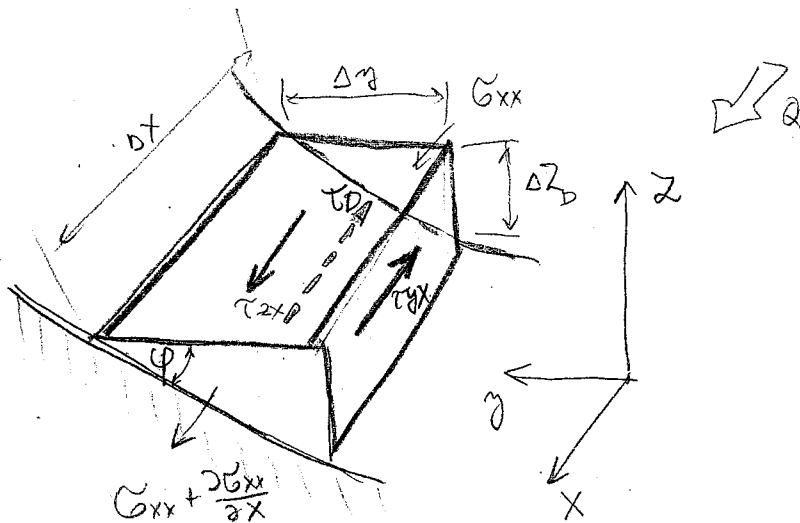
$$= \int_{-b_1}^{b_2} dy \left[\frac{\partial}{\partial y} \int_{z_0}^{z_s} \tau_{yx} dz - (\tau_{yx})_s \frac{\partial z_s}{\partial y} + (\tau_{yx})_0 \frac{\partial z_0}{\partial y} \right] + \int_{-b_1}^{b_2} \left[(\tau_{zx})_s - (\tau_{zx})_0 \right] dy =$$

$$= \int_{-b_1}^{b_2} \left[\int_{z_0}^{z_s} \tau_{yx} dz - \int_{z_0}^{z_1} \tau_{yx} dz - \int_{b_1}^{b_2} \left[(\tau_{yx})_s \frac{\partial z_s}{\partial y} - (\tau_{yx})_0 \frac{\partial z_0}{\partial y} \right] dy + \int_{-b_1}^{b_2} \left[(\tau_{zx})_s - (\tau_{zx})_0 \right] dy \right] dy =$$

$$= \int_{-b_1}^{b_2} \left[(\tau_{yx})_s - (\tau_{yx})_0 \frac{\partial z_s}{\partial y} \right] dy - \int_{-b_1}^{b_2} \left[(\tau_{zx})_0 - (\tau_{yx})_0 \frac{\partial z_0}{\partial y} \right] dy$$

Према зг. 1.56 тензије на тензије изражавају се на одређеној страни
 а други на другој страни због - изража. Други тензије
 се може изразити према сл. 1.7. Напомена се
 дају на тој страни интеграли на тензије као:

$$(1.57): \frac{\Delta x \Delta y \Delta z}{2} a_x = \rho g \frac{\Delta x \Delta y \Delta z}{2} \sin \theta + \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} \Delta x \Delta y \Delta z + \tau_{zx} \Delta x \Delta y - \tau_{yx} \frac{\Delta x \Delta y}{\cos \theta} - \tau_{yx} \frac{\Delta z \Delta x}{\sin \theta}$$



Слика 1.7

Условна равенство равнотеже које се добија из услова равнотеже појединачног елемента:

$$\tau_D \frac{\Delta y}{\cos \varphi} = -\tau_{yx} \Delta z_D + \tau_{zx} \Delta y, \text{ односно:}$$

$$\frac{\tau_D}{\cos \varphi} = (\tau_{zx})_D - (\tau_{yx})_D \frac{\Delta z_D}{\Delta y}, \text{ узетиме лимит за } \begin{matrix} \Delta z_D \rightarrow 0 \\ \Delta y \rightarrow 0 \end{matrix}$$

$$(1.58): \frac{\tau_D}{\cos \varphi} = (\tau_{zx})_D - (\tau_{yx})_D \frac{\partial z_D}{\partial y}.$$

Иако смо овде имали да се ради о трансформацији тензора нагиба, изразимо га у функцији од σ_{xx} и τ_{xy} у функцији координата x и y . Уз помоћ (1.58) и (1.5) добијамо:

$$(1.59): \int_A \left(\frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \right) dA = \int_{-b_1}^{b_2} \frac{\tau_D}{\cos \varphi} dy = \tau_0 \cdot 0,$$

где је τ_0 средња вредност тензора нагиба у функцији од y , а $0 = \int_{-b_1}^{b_2} \frac{dy}{\cos \varphi} =$ обимом дуге.

Коришћењем ове равенства ЈОК се може написати

као:

$$(1.60): \quad \rho \frac{\partial w}{\partial t} + \rho \frac{\partial}{\partial x} (\beta V^2 A) + \rho g_e V_e = - \rho g \cos \theta \frac{\partial z_{s1}}{\partial x} A - \int_A \frac{\partial c_N}{\partial x} dA - \int_A \frac{\partial c_I}{\partial x} dA - \rho g \frac{\partial z_D}{\partial x} A - \tau_{00}$$

Obično oblik jednačine se može gornje upoređivanjem, možda morate se reći ^{izgleda 2 razina} upoređivanje. Hvala vam.

$$(1.61) \quad \rho \frac{\partial w}{\partial t} + \rho \frac{\partial}{\partial x} (\beta V^2 A) = \rho \left\{ V \frac{\partial A}{\partial t} + A \frac{\partial V}{\partial t} \right\} + \rho \left\{ \beta \frac{\partial V^2 A}{\partial x} + V^2 A \frac{\partial \beta}{\partial x} \right\} =$$

$$= \rho \left\{ V \frac{\partial A}{\partial t} + A \frac{\partial V}{\partial t} \right\} + \rho \left\{ \beta V \frac{\partial A}{\partial x} + \beta V A \frac{\partial V}{\partial x} + V^2 A \frac{\partial \beta}{\partial x} \right\} =$$

$$= \rho \left\{ V \frac{\partial A}{\partial t} + A \frac{\partial V}{\partial t} \right\} + \rho \left\{ -\beta V \left(\frac{\partial A}{\partial t} + g_e \right) + A \beta \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{V^2}{2} \right) + 2 \times \frac{V^2 A}{2} \frac{\partial \beta}{\partial x} \right\} =$$

$$= \rho \left\{ V \frac{\partial A}{\partial t} + A \frac{\partial V}{\partial t} \right\} + \rho \left\{ -(\beta V) \left(\frac{\partial A}{\partial t} + g_e \right) + A \frac{\partial}{\partial x} \left(\beta \frac{V^2}{2} \right) + \frac{V^2 A}{2} \frac{\partial \beta}{\partial x} \right\}$$

Zamislite eq. 1.61 y 1.60 u zbiranju sa $\rho g A$, uz upoređivanje razmatrajući grupu se:

~~uz gornje upoređivanje ??~~

$$(1.60'): \quad \frac{1}{g} \frac{\partial w}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\beta \frac{V^2}{2g} \right) + \frac{V_e - \beta V}{gA} g_e + \frac{V^2}{2g} \frac{\partial \beta}{\partial x} =$$

$$= - \cos \theta \frac{\partial z_{s1}}{\partial x} - \frac{1}{gA} \int_A \frac{\partial}{\partial x} (c_N + c_I) dA - \frac{\partial z_D}{\partial x} - \frac{\tau_0}{\rho g R} + \frac{\beta-1}{gA} V \frac{\partial A}{\partial t}$$

Zamislite upoređivanjem ikonarnu se grupu oblik:

$$(1.62): \quad \frac{1}{g} \frac{\partial w}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{z_D}{2g} + \frac{z_{s1} \cos \theta}{2g} + \beta \frac{V^2}{2g} \right) + \frac{V_e - \beta V}{gA} g_e =$$

$$= - \frac{\tau_0}{gR} - \frac{V^2 \partial \beta}{2g \partial x} + \frac{(\beta-1)V}{gA} \frac{\partial A}{\partial t} - \frac{1}{gA} \int_A \frac{\partial}{\partial x} (c_N + c_I) dA$$

Јед. 1.62 је мена и континуа 1D ЈОК за канал у правцу
 седмегине. Посебно ове једнаке у односу на "масени дел
 1D једнаке су континуа C_N и C_I . Ова мена и континуа
 су скупљања могу одређеног нивоа.

— Прет, мена из (C_N) могу се замисли резултат из
 (кавал) одређеног временског га је одређено мена
 у одређеног згине континуа бету у промена у одређено
 мена и у једном одређено. Прет се израз за C_N (јед. 1.62)
 згине бела та:

(1.63):
$$C_N' = C_N - \sigma_{xx}' = \int_{z_{s1}}^z \left(\frac{\partial \sigma_{zz}'}{\partial z} \right) dz - \sigma_{xx}' = \sigma_{zz} - \sigma_{zz} \Big|_{z=z_s} - \sigma_{xx}'$$

Ако се временско га се $\sigma_{zz} \Big|_{z=z_s}$ "континуа" са
 континуа мена (та сав. континуа), онда сав $\sigma_{zz} = \sigma_{xx}'$
 одређено нивоа одређено у одређено мена (јед. 1.62):

(1.63'):
$$-\frac{1}{A} \int \frac{\partial}{\partial x} (\sigma_{zz} - \sigma_{xx}') dA,$$

мена је, мена у бугу одређеног (закон) о сав
 одређено континуа у одређено мена, одређено замарања.

— Мена у C_I могу сав замарања, ако посебно "јаре"
 одређено мена, сав у једном одређено сав у одређено
 згине. Ако се временско га у згине $w \cdot V$ замарања
 у односу на $(v, w \ll u)$ (мена не зна га је замарања
 $\frac{\partial v}{\partial x} \approx \frac{\partial w}{\partial x}$), мена C_I се мена резултат та:

$$C_I = - \int_{z_{s1}}^z \left(n \frac{\partial w}{\partial x} \right) dz - \int_{-b_1}^y \left(n \frac{\partial v}{\partial x} \right) dy.$$

Ans je zagnatost y formu u bezmerna u polju zagnatosti omeđen u rani CI. Minimalno, ans se zagnatost CI u CI, zagnatost (1.38) gije "kategorizirani" prilikom zagnatosti, s obzirom na se. (1.34) u (1.35) obzirom na

(1.34): $-\frac{\partial p}{\partial y} = 0 \Rightarrow$ nema ugnatosti u formu u polju, u

(1.35): $-\frac{\partial p}{\partial z} - \rho g \frac{\partial z}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial z} - \rho g \cos \theta$, u je $-(p'_s - p) = \int_z^{z_s} \rho g \cos \theta dz$, gdje

(1.38): $p = \rho g \cos \theta [z_s(x,t) - z]$.

U obliju istom rani ugnatosti u polju 1.62 moze:

(1.55'): $-\int_A \frac{\partial p}{\partial x} dA = -\rho g \cos \theta \int_A \frac{\partial}{\partial x} (z_s(x,t) - z) dA = -\rho g \cos \theta \frac{\partial z_s}{\partial x} A$,
↑ gije d-iz u zagnatosti
 ↓ konstanta koord, gije d-iz u x

na se zagnatost 1.62 moze zagnatost u Hamiltonu kar:

(1.64): $\frac{1}{g} \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{v^2}{2g} + z_s \cos \theta + \beta \frac{v^2}{2g} \right) + \frac{V_c - \beta v}{gA} q_e =$
 $= -\frac{C_D}{\gamma R} - \frac{v^2 \partial \beta}{2g \partial x} + \frac{(\beta-1)v}{gA} \frac{\partial A}{\partial t}.$

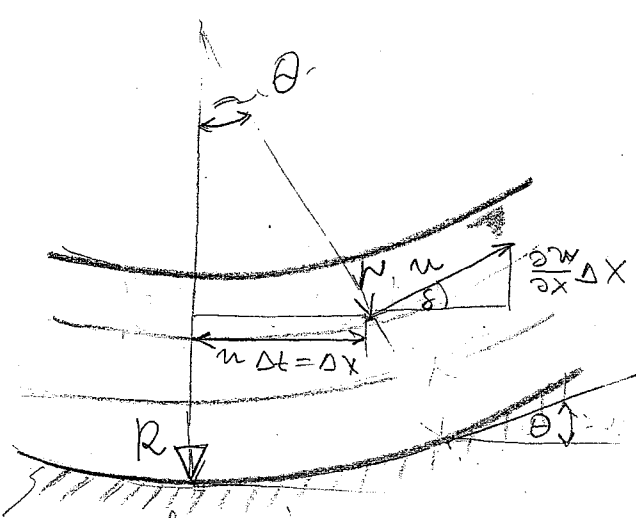
I, 1.2.3.

Тестнама ОКК на "z" и ралзу - торкисмагуса СГ

Ако се пренивостална гу је димпациона (мин јерина) кривана на ралзу дупне ("вертикални" дубар) и на преностална абранкена преностална магола мин су макоет гунога ју (1.35) макоет

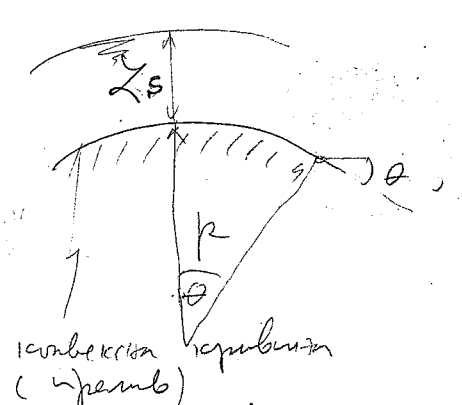
(1.65):
$$\delta n \frac{\partial W}{\partial X} = - \frac{\partial p}{\partial z} - \rho g \frac{\partial \eta}{\partial z} = - \frac{\partial p}{\partial z} - \rho g \cos \theta$$

Пренивостална се гу је магола ^(средња) гунога и преностална V , на магола гунога магола $\frac{\partial W}{\partial X}$, магола $\frac{\partial W}{\partial X}$, магола: $\int_{z_0}^{z_s} n \frac{\partial W}{\partial X} dz$



Контрибуциона кривана (магола магола)

Слика 1.8



Контрибуциона кривана (магола)

Према сли. 1.8, магола се магола:

(1.66)
$$\frac{\Delta x}{n} = \frac{\frac{\partial W}{\partial X} \Delta x}{n} = \frac{n \Delta t}{n}, \text{ магола:}$$

$$\frac{\partial W}{\partial X} = \frac{n^2}{n} \left(\frac{\Delta t}{\Delta x} \right) = \frac{n}{n}, \text{ магола}$$

(1.66)
$$n \frac{\partial W}{\partial X} = \frac{n^2}{n}$$

Знамо релацију $n \frac{\partial W}{\partial x}$ добијени из знања јединичне идеје θ .
 Ако је $\frac{\partial \theta}{\partial x} > 0$ (конкавна кривина) онда је $n \frac{\partial W}{\partial x} = \frac{u^2}{r}$, где је
 јена (1.65):

$$(1.65'): \quad \frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g \cos \theta - \rho n \frac{\partial W}{\partial x} = -\rho g \cos \theta - \rho \frac{u^2}{r}$$

мамо знања за изјављене гравитационе (центрифугалне) изјављене
 гравитације у смеру гравитационе тежине. Кога су се изјављене

у $\frac{\partial W}{\partial x} \approx \frac{u^2}{r}$ апроксимирамо са $\frac{u^2}{r} \approx \frac{V^2}{R}$, где је $V =$ средња брзина
 у смеру x (1.65) добијени:

$$\frac{dp}{dz} = -\rho g \cos \theta - \rho \frac{V^2}{R}, \text{ односно:}$$

$$p_s = 0 \quad z_s$$

$$\int_p^0 dp = -\left(\rho g \cos \theta + \rho \frac{V^2}{R}\right) \int_z^{z_s} dz, \text{ где је } \rho g \cos \theta \text{ и } \rho \frac{V^2}{R} \text{ константе (као и у случају 1.37)}$$

$$(1.67): \quad p(x, y, z, t) = \left(\rho g \cos \theta + \rho \frac{V^2}{R}\right) (z_s - z) = \rho g \cos \theta (z_s - z) + \rho \frac{V^2}{R} (z_s - z),$$

мамо одговор на питање 1.38.

Ако су релације Харман, онда је $\frac{\partial \theta}{\partial x} < 0$ и $n \frac{\partial W}{\partial x} = -\frac{u^2}{r}$

$$(1.65''): \quad \frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g \cos \theta + \rho \frac{u^2}{r}, \text{ односно за } \frac{u^2}{r} \approx \frac{V^2}{R},$$

$$(1.67''): \quad p(x, y, z, t) = \left(\rho g \cos \theta - \rho \frac{V^2}{R}\right) (z_s - z) = \rho g \cos \theta (z_s - z) - \rho \frac{V^2}{R} (z_s - z)$$

(као и у пр. 28-a)

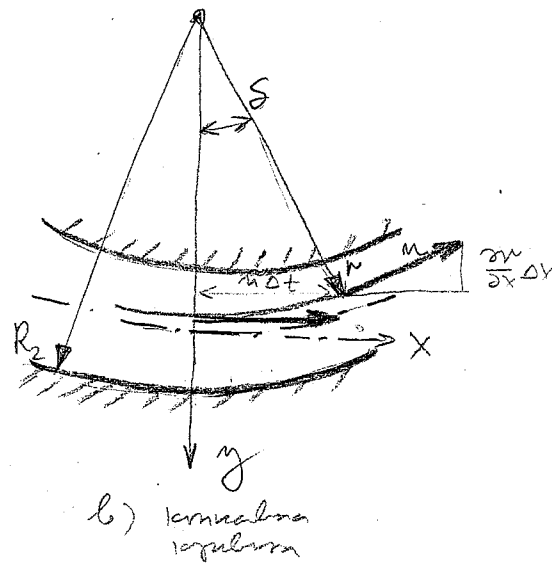
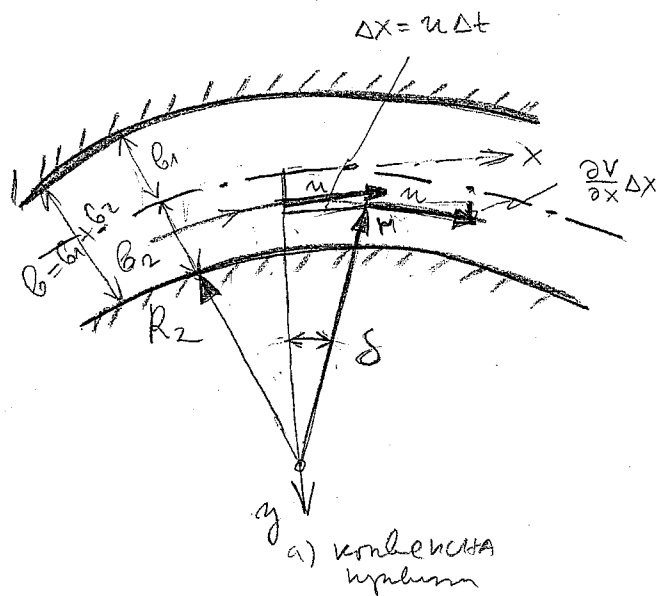
Ако се узмеш апроксимације $\frac{u^2}{r} \approx \frac{v^2}{R}$, уредносним
линијом средина по вертикали узема \sqrt{g} . Непотомомомли линијом
оде је $u r = u(z) \cdot r(z) = c$, глатке се симетријом узраз. у $C I$.

1.2.4. Једначина ОКК у "y" правцу

Слично једначини у "z" правцу, и овде се обавља максимално изабор
 левог за средине v и w и важеће једначине у "y" и "z" правцу, као и
 једначине Навије у "x" и "y" правцу, где се једначине Навије у "z"
 правцу "интегришу" једно интегрисање Навије (Madsen, стр. 15; Yajima, стр. 33-35)
 Једначина ОКК-у 1.34

(1.68):
$$\rho u \frac{\partial v}{\partial x} = - \frac{\partial p}{\partial y} - \rho g \frac{\partial \zeta}{\partial y}, \text{ где је } \zeta = 0$$

(1.69):
$$\frac{\partial p}{\partial y} = - \rho u \frac{\partial v}{\partial x}$$



СИМКА 1.9

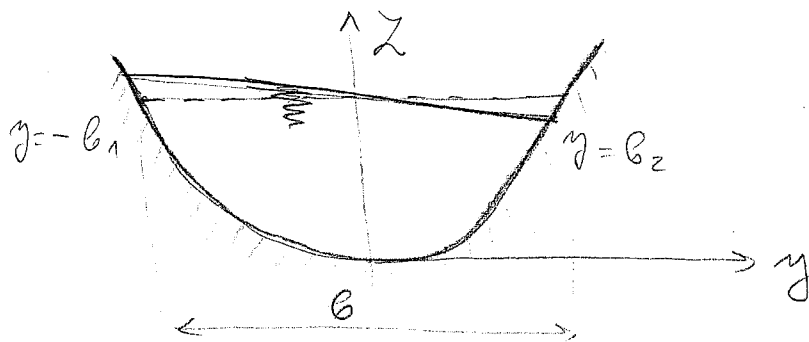
Са симке 1.9 следи:

(1.70):
$$\frac{u \Delta t}{r} = \frac{\partial v}{\partial x} \Delta x / u \Rightarrow \frac{u}{r} = \frac{\partial v}{\partial x} \Rightarrow u \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{u^2}{r}, \text{ где је:}$$

(1.71):
$$\frac{\partial p}{\partial y} = - \rho \frac{u^2}{r}$$

Али се $\frac{u^2}{r}$ апроксимира концентрисањем $\frac{v^2}{R_2 + b_2} = \frac{v^2}{R}$ (где је $R = R_2 + b_2$)
 где се:

$$(1.72): \frac{\partial p}{\partial y} = -\rho \frac{V^2}{R}$$



слика 1.10

Ако нема запуљеног у лептичаном улазу,
 брзина хидрометричног протока израчунава се из формуле:

$$p = \rho g \cos \theta [Z_s(x, y, t) - z], \text{ где је:}$$

$$(1.73): \frac{\partial p}{\partial y} = \rho g \cos \theta \frac{\partial Z_s}{\partial y} = -\rho \frac{V^2}{R}, \text{ одакле је:}$$

$$dZ_s = -\frac{V^2}{R \cos \theta} dy, \text{ где је } \int_{-b_1}^{b_2} Z_s = -\frac{V^2}{R \cos \theta} \int_{-b_1}^{b_2} dy,$$

одакле се добија генерална формула следеће форме:

$$(1.74): \Delta Z_s = Z_{s,2} - Z_{s,1} = -\frac{V^2 B}{g R \cos \theta}$$

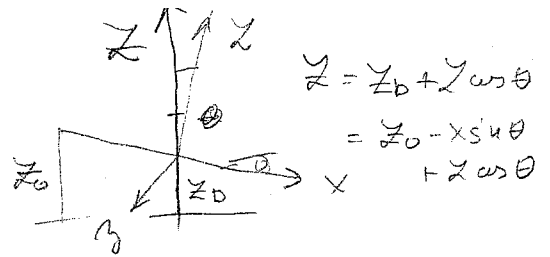
у случају конвектне кривине (слика 1.9б), мора се знати
 напред орана генерална формула ($\Delta Z_s = +\frac{V^2 B}{g R \cos \theta}$).

Ако се знају формуле (1.74) и (1.73) и израчунају се
 изразе за обим гравитације се:

$$(1.78'): p(x, y, z, t) = \rho g \cos \theta [Z_s(x, b_1, t) - z] - \rho \int_{-b_1}^y \frac{u^2}{r} dy = C_I$$

$$p(x, y, z, t) = \rho g \cos \theta (Z_{s,1} - z) - \rho \frac{V^2 B}{R \cos \theta} = C_I$$

$$p(x, y, z, t) = \int_{z_{s11}}^z \frac{\partial p_z}{\partial z} dz + \int_{-b_1}^y \frac{\partial p}{\partial y} dy$$



$$z = z_0 + z \cos \theta$$

$$= z_0 - x \sin \theta + z \cos \theta$$

$$p(x, y, z, t) = \int_{z_{s1}}^z -\rho g \frac{\partial z}{\partial z} dz - \int_{z_{s1}}^{z_0 + z \cos \theta} \rho u \frac{\partial w}{\partial x} dz + \int_{-b_1}^y -\rho g \frac{\partial z}{\partial y} dy - \int_{-b}^y \rho u \frac{\partial v}{\partial x} dy$$

$$p(x, y, z, t) = -\rho g \cos \theta (z - z_{s11}) - \rho \frac{V^2}{R_z} (z - z_{s11}) - \rho \frac{V^2}{R_y} (y + b_1)$$

$$p(x, y, z, t) = \rho g \cos \theta (z_{s11} - z) + \rho \frac{V^2}{R_z} (z_{s11} - z) - \rho \frac{V^2}{R_y} (y + b_1)$$

1.1.3 ЈЕДНАЧИНА ОДБИРАЊА (МЕХАНИКЕ) ЕНЕРГИЈЕ (ДРЕ)

1.1.3.1 ЈЕДНАЧИНА ЗА ЕЛЕМЕНТАРНО ЗАПРЕМНО

Једначине ДСК (1.33 ÷ 1.35) комбиновано се означавајући
компонентнама брзина (за јачу x, y, z) и саопште се. На који начин је:

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial t} + u^2 \frac{\partial u}{\partial x} + uv \frac{\partial u}{\partial y} + uw \frac{\partial u}{\partial z} + v \frac{\partial v}{\partial t} + v^2 \frac{\partial v}{\partial x} + vw \frac{\partial v}{\partial y} + w^2 \frac{\partial v}{\partial z} + w \frac{\partial w}{\partial t} + uw \frac{\partial w}{\partial x} + vw \frac{\partial w}{\partial y} + ww \frac{\partial w}{\partial z} \right) =$$

$$(1.75): \rho \left\{ \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{u^2}{2} + \frac{v^2}{2} + \frac{w^2}{2} \right) + u \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{u^2}{2} + \frac{v^2}{2} + \frac{w^2}{2} \right) + v \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{u^2}{2} \right) + w \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{u^2}{2} \right) \right\} =$$

$$\rho \left[\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{U^2}{2} \right) + \rho u \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{U^2}{2} \right) + \rho v \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{U^2}{2} \right) + \rho w \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{U^2}{2} \right) \right]$$

Овај резултат треба узети у обзир у складу са теоријом енергије у течности итд. итд.

На који начин саопште се добија пог нива на гравитационо:

$$(1.76): - \left(u \frac{\partial z}{\partial x} + v \frac{\partial z}{\partial y} + w \frac{\partial z}{\partial z} \right) - \rho g z + \left\{ u \left(\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} \right) + v \left(\frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} \right) + w \left(\frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} \right) \right\}$$

Овај резултат је механика енергије гравитационо:

$$(1.77): E = \rho \frac{U^2}{2} + \rho g z = \rho \frac{1}{2} (u^2 + v^2 + w^2) + \rho g z$$

Према је $\frac{\partial z}{\partial t} = 0$ и $u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = 0$, уште се мисли:

$$\rho g \frac{\partial z}{\partial t} + (E + p) \left(u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + w \frac{\partial}{\partial z} \right) \text{ изражава се (изг. 1.75 и 1.76):}$$

$$(1.78): \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(uE) + \frac{\partial}{\partial y}(vE) + \frac{\partial}{\partial z}(wE) + \frac{\partial}{\partial x}(up) + \frac{\partial}{\partial y}(vp) + \frac{\partial}{\partial z}(wp) =$$

$$u \left(\frac{\partial \sigma_{xx}'}{\partial x} + \frac{\tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\tau_{xz}}{\partial z} \right) + v \left(\frac{\tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yy}'}{\partial y} + \frac{\tau_{yz}}{\partial z} \right) + w \left(\frac{\tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{zz}'}{\partial z} \right) =$$

$$\frac{\partial}{\partial x} (u \sigma_{xx}' + v \tau_{xy} + w \tau_{xz}) + \frac{\partial}{\partial y} (u \tau_{xy} + v \sigma_{yy}' + w \tau_{yz}) + \frac{\partial}{\partial z} (u \tau_{xz} + v \tau_{yz} + w \sigma_{zz}') -$$

$$- \left[\sigma_{xx}' \frac{\partial u}{\partial x} + \sigma_{yy}' \frac{\partial v}{\partial y} + \sigma_{zz}' \frac{\partial w}{\partial z} + \tau_{xy} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \tau_{yz} \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) + \tau_{xz} \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right],$$

где I ман на гесин аром френсала жунт паг савных
 ама висингних и изисингних ханна, а II - ман деформазунт
 паг - манозбан функциа Φ .

Аво се уоруне манови механске енергије и функциа
 на левој аром жунтне гонја се:

$$(1.79): \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}[u(E+p)] + \frac{\partial}{\partial y}[v(E+p)] + \frac{\partial}{\partial z}[w(E+p)] = \frac{\partial}{\partial x} (u \sigma_{xx}' + v \tau_{xy} + w \tau_{xz}) +$$

$$+ \frac{\partial}{\partial y} (u \tau_{xy} + v \sigma_{yy}' + w \tau_{yz}) + \frac{\partial}{\partial z} (u \tau_{xz} + v \tau_{yz} + w \sigma_{zz}') - \Phi$$

I. 1.3.2 ИНТЕРГРАЛЕ ЈОЕ у пресеку

Жунтанна (1.79) се интергруне по хоризонталном пресеку $dA = \int_{b_1}^{b_2} dz$

$$(1.80): \int_{-b_1}^{b_2} \int_{z_D}^{z_S} \frac{\partial E}{\partial t} dz dy = \int_{-b_1}^{b_2} \left[\frac{\partial}{\partial t} \int_{z_D}^{z_S} E dz - E_S \frac{\partial z_S}{\partial t} + E_D \frac{\partial z_D}{\partial t} \right] dy = \int_{-b_1}^{b_2} \left[\frac{\partial}{\partial t} \int_{z_D}^{z_S} E dz - \int_{z_D}^{z_S} \left(E_S \frac{\partial z_S}{\partial t} - E_D \frac{\partial z_D}{\partial t} \right) dz \right] dy$$

$$= \frac{\partial b_2}{\partial t} \int_{z_{D2}}^{z_{S2}} E dz + \frac{\partial (-b_1)}{\partial t} \int_{z_{D1}}^{z_{S1}} E dz.$$

$$(1.81): \int_{-b_1}^{b_1} dy \int_{z_D}^{z_S} \frac{\partial}{\partial x} [u(E+p)] dz = \frac{\partial}{\partial x} \int_{-b_1}^{b_1} dy \int_{z_D}^{z_S} u(E+p) dz - \int_{-b_1}^{b_1} \left[u_S(E_S+p_S) \frac{\partial z_S}{\partial x} - u_D(E_D+p_D) \frac{\partial z_D}{\partial x} \right] dy$$

$$- \frac{\partial b_2}{\partial x} \int_{z_{D,2}}^{z_{S,2}} u_2(E_2+p_2) dz + \frac{\partial(-b_1)}{\partial x} \int_{z_{D,1}}^{z_{S,1}} u_1(E_1+p_1) dz$$

$$(1.82): \int_{-b_1}^{b_1} dy \int_{z_D}^{z_S} \frac{\partial}{\partial y} [v(E+p)] dz = \int_{-b_1}^{b_1} dy \int_{z_D}^{z_S} \left[v(E+p) dz - v_S(E_S+p_S) \frac{\partial z_S}{\partial y} + v_D(E_D+p_D) \frac{\partial z_D}{\partial y} \right] =$$

$$= \int_{z_{D,2}}^{z_{S,2}} v_2(E_2+p_2) dz - \int_{z_{D,1}}^{z_{S,1}} v_1(E_1+p_1) dz + \int_{-b_1}^{b_1} \left[-v_S(E_S+p_S) \frac{\partial z_S}{\partial y} + v_D(E_D+p_D) \frac{\partial z_D}{\partial y} \right] dy$$

$$(1.83): \int_{-b_1}^{b_1} dy \int_{z_D}^{z_S} \frac{\partial}{\partial z} w(E+p) dz = \int_{-b_1}^{b_1} \left[w_S(E_S+p_S) - w_D(E_D+p_D) \right] dy$$

$$(1.84): \int_{-b_1}^{b_1} dy \int_{z_D}^{z_S} \frac{\partial}{\partial x} (mG_{xx} + vT_{xy} + wT_{xz}) dz = \frac{\partial}{\partial x} \int_A (mG_{xx} + vT_{xy} + wT_{xz}) dA - \int_{-b_1}^{b_1} \left[(mG_{xx} + vT_{xy} + wT_{xz})_S \frac{\partial z_S}{\partial x} - (mG_{xx} + vT_{xy} + wT_{xz})_D \frac{\partial z_D}{\partial x} \right] dy$$

$$(1.85): \int_{-b_1}^{b_1} dy \int_{z_D}^{z_S} \frac{\partial}{\partial y} (uT_{yx} + vG'_{yy} + wT_{yz}) dz = \int_{-b_1}^{b_1} \left[(uT_{yx} + vG'_{yy} + wT_{yz})_S \frac{\partial z_S}{\partial y} - (uT_{yx} + vG'_{yy} + wT_{yz})_D \frac{\partial z_D}{\partial y} \right] dy$$

$$(1.86): \int_{-b_1}^{b_1} dy \int_{z_D}^{z_S} \frac{\partial}{\partial z} (uT_{zx} + vT_{zy} + wG'_{zz}) dz = \int_{-b_1}^{b_1} \left[(uT_{zx} + vT_{zy} + wG'_{zz})_S - (uT_{zx} + vT_{zy} + wG'_{zz})_D \right] dy$$

Умножим на $1.80 \div 1.86$ с учетом y длины:

$$\begin{aligned}
 (1.87): \quad & \underbrace{\int_{-b_1}^{b_1} \int_{z_0}^{z_s} E dz}_{\text{I}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x} \int_{-b_1}^{b_1} \int_{z_0}^{z_s} [\mu(E+p)] dz}_{\text{II}} - \underbrace{\int_{-b_1}^{b_1} (E_s + p_s) \left(\frac{\partial z_s}{\partial t} + u_s \frac{\partial z_s}{\partial x} + v_s \frac{\partial z_s}{\partial y} - w_s \right) dy}_{\text{III}} + \underbrace{\int_{-b_1}^{b_1} p_s \frac{\partial z_s}{\partial t} dy}_{\text{IV}} \\
 & + \underbrace{\int_{-b_1}^{b_1} (E_D + p_D) \left(\frac{\partial z_D}{\partial t} + u_D \frac{\partial z_D}{\partial x} + v_D \frac{\partial z_D}{\partial y} - w_D \right) dy}_{\text{V}} - \underbrace{\int_{-b_1}^{b_1} p_D \frac{\partial z_D}{\partial t} dy}_{\text{VI}} = \\
 = \quad & \underbrace{\frac{\partial}{\partial x} \int_A (\mu \sigma_{xx} + \nu \tau_{xy} + w \tau_{xz}) dA}_{\text{VII}} - \underbrace{\int_{-b_1}^{b_1} \left[(\mu \sigma_{xx} + \nu \tau_{xy} + w \tau_{xz}) \frac{\partial z_s}{\partial x} - (\mu \sigma_{xx} + \nu \tau_{xy} + w \tau_{xz})_D \frac{\partial z_D}{\partial x} \right] dy}_{\text{VIII}} - \\
 & \underbrace{\int_{-b_1}^{b_1} \left[(\mu \tau_{yx} + \nu \sigma'_{yy} + w \tau_{yz}) \frac{\partial z_s}{\partial y} - (\mu \tau_{yx} + \nu \sigma'_{yy} + w \tau_{yz})_D \frac{\partial z_D}{\partial y} \right] dy}_{\text{VIII}} + \underbrace{\int_{-b_1}^{b_1} \left[(\mu \tau_{yx} + \nu \tau_{zy} + w \sigma'_{zz})_s - (\mu \tau_{yx} + \nu \tau_{zy} + w \sigma'_{zz})_D \right] dy}_{\text{VIII}} \\
 & - \int_A \phi dA.
 \end{aligned}$$

Према математичким условима на условима површном "S"

$$(1.24): \quad \frac{\partial z_s}{\partial t} + u_s \frac{\partial z_s}{\partial x} + v_s \frac{\partial z_s}{\partial y} - w_s = -R_s W_{es}$$

из је III услов 1.87:

$$\int_{-b_1}^{b_1} (E_s + p_s) \left(\frac{\partial z_s}{\partial t} + u_s \frac{\partial z_s}{\partial x} + v_s \frac{\partial z_s}{\partial y} - w_s \right) dy = + \int_{-b_1}^{b_1} (E_s + p_s) R_s W_{es} dy.$$

Сваки, према условима σ_{xx} (1.14), ν -ни услов је $= \emptyset$.

Уз то IV услов је једнак нули јер је $p_s = \emptyset$, јер је VI услов

једнак нули с обзиром на изотропност и хегетотропност
јер $\frac{\partial z_D}{\partial t} = 0$.

VII - mi ravan je izgovor uzim s odgovorom na vrentosmalung o zamenarubnoj vpravesm yuzivost' poza navina u vresenu.

Konacno, VIII - mi ravan to ce zamenarubnik - uzostalunak xip cu navina na svetovni vuzivost' "S" man, gna cu, s gna cu vpravesm, gna cu vpravesm, man vedna gna cu vpravesm.

Ovimi izgovorima (1.87) postaje:

$$(1.88): \frac{\partial}{\partial t} \int_{-b_1}^{b_2} \int_{z_0}^{z_s} E dz + \frac{\partial}{\partial x} \int_{-b_1}^{b_2} \int_{z_0}^{z_s} [\rho(E+p)] dz + \int_{-b_1}^{b_2} (E_s + p_s) R_s W_s dy = - \int_A \phi dA.$$

s odgovorom ga je $E = \rho \frac{U^2}{2} + \rho g Z$, a $Z = z_0(x) + z \cos \theta$,

gde ravan 1.88 ce imati navina na:

$$(1.89): \frac{\partial}{\partial t} \int_{-b_1}^{b_2} \int_{z_0}^{z_s} \left[\rho \frac{U^2}{2} + \rho g (z_0 + z \cos \theta) \right] dz = \frac{\partial}{\partial t} \left(\bar{\rho} \frac{\rho V^2}{2} A \right) + \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \rho g (z_0 + \bar{z} \cos \theta) A \right\}$$

tje cu:

$$(1.90): \bar{\rho} = \frac{\int_A U^2 dA}{V^2 A}, \quad \bar{z} = \frac{\int_A z dA}{A}.$$

gde ravan 1.88 ce imati navina na: gde ravan 1.88 ce imati navina na:

$$(1.91): \frac{\partial}{\partial x} \int_A \left[\rho \frac{U^2}{2} + \rho g (z_0(x) + z \cos \theta) + \rho g \cos \theta (z_{s,1} - z) + C_N + C_I \right] \rho dA =$$

$$= \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \rho \int_A \frac{U^2}{2} dA + \rho g z_0(x) Q \right\} + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ (\rho g \cos \theta z_{s,1} + C_N + C_I) m dA \right\} =$$

$$= \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \rho g Q \left(\alpha \frac{V^2}{2g} + z_D(x) + z_{s1} \cos \theta \right) \right\} + \frac{\partial}{\partial x} \int_A (C_N + C_I) u dA, \quad \text{tjz je:}$$

$$(1.92): \quad \alpha = \frac{\int_n U^2 dA}{V^3 A} = \text{kuef. enerpije.}$$

Čuvamo, izpletu ^{1.88} razliku u neke tačkama na st.

$$(1.93): \quad \int_{-b_1}^{b_2} (E_s + p_s) R_s W_s dy = \int_{-b_1}^{b_2} \left\{ \rho g \left(\frac{U_s^2}{2g} + z_D(x) + z_{s1} \cos \theta \right) + \rho g (z_{s1} - z_s) + C_{Ns} + C_{Is} \right\} R_s W_s dy =$$

$$= \rho g \int_{-b_1}^{b_2} \left(\frac{U_s^2}{2g} + z_D(x) + z_{s1} \cos \theta \right) R_s W_s dy + \int_{-b_1}^{b_2} (C_{Ns} + C_{Is}) R_s W_s dy =$$

$$= \rho g \left(\frac{\overline{U_e^2}}{2g} + z_D(x) + z_{s1} \cos \theta \right) q_e + \int_{-b_1}^{b_2} (C_{Ns} + C_{Is}) R_s W_s dy, \quad \text{tjz je:}$$

$$\overline{U_e} = \frac{\int_{-b_1}^{b_2} U_s^2 R_s W_s dy}{q_e} = \text{vrednost kvadrata (guzine) brzine srede otkrivanja.}$$

$q_e = \int_{-b_1}^{b_2} R_s W_s dy$

Na kraju, gubitakom na jednoj strani $\int \phi dA = \overline{E}$,
 upotrebljavajući gubitak enerpije u guzini guzine kanala.

Kombiniranjem uprethodno izvedenih razlika (tjz 1.89 ÷ 1.93) u jedn. (1.88), dobija se:

$$(1.94): \quad \frac{\partial}{\partial t} \left(\overline{\beta} \frac{\rho V^2}{2} A \right) + \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \rho g (z_D + \overline{z} \cos \theta) A \right\} + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \rho g Q \left(\alpha \frac{V^2}{2g} + z_D + z_{s1} \cos \theta \right) \right\} =$$

$$= - \frac{\partial}{\partial x} \int_A (C_N + C_I) u dA - \rho g \left(\frac{\overline{U_e^2}}{2g} + z_D + z_{s1} \cos \theta \right) q_e - \rho g \int_{-b_1}^{b_2} (C_{Ns} + C_{Is}) R_s W_s dy - \overline{E}.$$

Leba upona jez (1.94) zame bi ce pazbuam mat:

$$(1.95): \left\{ \rho \bar{\beta} \frac{V^2}{2} \frac{\partial A}{\partial t} + \rho \bar{\beta} \frac{V^2}{2} \frac{\partial \bar{\beta}}{\partial t} + \rho \bar{\beta} \frac{V^2}{2} \frac{\partial V}{\partial t} \right\} + \rho g \left[\bar{z}_D \frac{\partial A}{\partial t} + \cos \theta \frac{\partial (\bar{z}A)}{\partial t} \right] +$$

$$+ \rho g \left\{ Q \frac{\partial H_\alpha}{\partial x} + \left(\alpha \frac{V^2}{2g} + \bar{z}_D + \bar{z}_{s1} \cos \theta \right) \left(\frac{\partial Q}{\partial x} \right) \right\} =$$

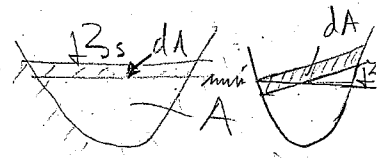
$$= \rho g (\bar{\beta} - \alpha) \frac{V^2}{2g} \frac{\partial A}{\partial t} + \rho \alpha \frac{V^2}{2} \left(\frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\partial Q}{\partial x} \right) + \rho g \bar{z}_D \left(\frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\partial Q}{\partial x} \right) +$$

$$+ \rho g \bar{z}_{s1} \cos \theta \left(\frac{1}{\bar{z}_{s1}} \frac{\partial (\bar{z}A)}{\partial t} + \frac{\partial Q}{\partial x} \right) + \rho g Q \frac{\partial H_\alpha}{\partial x} + \rho \frac{VQ}{2} \frac{\partial \bar{\beta}}{\partial t} + \rho \bar{\beta} Q \frac{\partial V}{\partial t}$$

tzje je izgnanom uzg;

$$(1.96): H_\alpha = \alpha \frac{V^2}{2g} + \bar{z}_D + \bar{z}_{s1} \cos \theta.$$

C oblikom za je upona (1.90) $\bar{z} = \frac{\int z dA}{A}$, odnosno

$$(1.97): \bar{z}A = \int_A z dA, \text{ tko je } d(\bar{z}A) = z_s dA, \text{ gdje je } \frac{1}{\bar{z}_{s1}} \frac{\partial (\bar{z}A)}{\partial t} \approx \frac{\partial A}{\partial t}$$


uzumajstom i obzup u JOM jez 1.25, jez 1.95 (leba upona jez.

1.94) namreku ce mat:

$$(1.98): \rho g (\bar{\beta} - \alpha) \frac{V^2}{2g} \frac{\partial A}{\partial t} - \rho g H_\alpha \cdot \frac{\partial Q}{\partial x} + \rho g Q \frac{\partial H_\alpha}{\partial x} + \rho \frac{VQ}{2} \frac{\partial \bar{\beta}}{\partial t} + \rho \bar{\beta} Q \frac{\partial V}{\partial t}$$

Koza ce jez (1.98) zame u 1.88 u che uzgim cu QV gubka ce

"jezgnamajstom" jezgnamajstom meksimne enepimje (JQE), mat:

$$(1.99): \quad \bar{\beta} \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{U_c^2 - \alpha V^2}{2g} \frac{q_c}{Q} = - \frac{\bar{\epsilon}}{rQ} + (\alpha - \bar{\beta}) \frac{V}{2gA} \frac{\partial A}{\partial t} - \frac{V}{2g} \frac{\partial \bar{\beta}}{\partial t} -$$

$$- \frac{1}{rQ} \frac{\partial}{\partial x} \int_A (C_N + C_I) u dA - \frac{1}{rQ} \int_{-b_1}^{-b_2} (C_{Ns} + C_{Is}) R_s W_{cs} dy.$$

Јунамо се, код н које ЈОК - X занемаре мамола
 ласја се заставоја ко C_N и C_I (а ко је одредоано, саи за
 мола са лемком заупловоањем) енеправа
 Је знаоста мокоја;

$$(1.100): \quad \bar{\beta} \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\alpha \frac{V^2}{2g} + Z_D + Z_s \cos \theta \right) + \frac{U_c^2 - \alpha V^2}{2gQ} q_c =$$

$$= - \frac{\bar{\epsilon}}{rQ} + (\alpha - \bar{\beta}) \frac{V}{2gA} \frac{\partial A}{\partial t} - \frac{V}{2g} \frac{\partial \bar{\beta}}{\partial t}.$$

I.1.4. ПРИМЕНА ДИФЕРЕНЦИЈАЛНИХ ЈЕДНАЧИНА

а) УСТАЊЕНО И ЈЕДНОЛИКО ТЕРЕЊЕ

Применимо једначину терења ЈОК:

$$(1.104): \frac{1}{g} \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\beta \frac{v^2}{2g} + Z_D + Z_S \cos \theta \right) + \frac{V_c - \beta v}{gA} q_e = - \frac{\tau_D}{\gamma R} - \frac{v^2}{2g} \frac{\partial \beta}{\partial x} + \frac{(\beta-1)v}{gA} \frac{\partial A}{\partial t}$$

и ЈОЕ:

$$(1.100): \frac{\bar{\beta}}{g} \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\alpha \frac{V^2}{2g} + Z_D + Z_S \cos \theta \right) + \frac{V_c^2 - \alpha V^2}{2gQ} q_e = - \frac{\bar{\epsilon}}{\gamma R} - \frac{V}{2g} \frac{\partial \bar{\beta}}{\partial t} + (\alpha - \bar{\beta}) \frac{V}{gA} \frac{\partial A}{\partial t}$$

се може и

$$(1.101): \underbrace{- \frac{\partial Z_D}{\partial x}}_{\text{ЈОК}} = I_0 (\equiv S_0) = \underbrace{\frac{\tau_0}{\gamma R}}_{\text{ЈОК}} = I_{TR} (\equiv S_+) = \underbrace{\frac{\bar{\epsilon}}{\gamma R}}_{\text{ЈОЕ}} = I_E (\equiv S_e).$$

Једначина ЈОМ:

$$(1.25): \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\partial Q}{\partial x} + q_e = 0,$$

се може и

$$(1.102): Q = AV = \text{const.}$$

Према јг 1.101 и 1.102

dT/dx

$$(1.103) \quad \frac{\tau_0}{\frac{A}{0}} = \frac{\bar{\epsilon}}{VA} \Rightarrow \overbrace{(\tau_0)V} = \bar{\epsilon},$$

или, релативно:

" τ_0 силе трења у јединици времена и по јединици дужине $(\tau_0 \cdot 0)$ (канала) једнак је енергији у јединици времена $(\bar{\epsilon})$ која се изгуби (расе - дисипира) по јединици дужине канала."

b) УСТАВЉЕНО НЕЗЕДНОЛИЧНО ТЕРЕЊЕ БЕЗ УСКИТЊЕ ПРОМЕНЕ ПРОТЈУГА $q_e = 1$

Јагнанање ЈОК је:

$$(1.104): \frac{d}{dx} \left(\beta \frac{V^2}{2g} + Z_D + Z_s \cos \theta \right) = -I_{TR} - \frac{V^2}{2g} \frac{\partial \beta}{\partial x},$$

ЈОЕ пружа:

$$(1.105): \frac{d}{dx} \left(\alpha \frac{V^2}{2g} + Z_D + Z_s \cos \theta \right) = -I_E.$$

Ако се претпостави да је $\alpha = \beta = 1 = \text{const}$ по 1.104 и 1.105
додатно узетиме:

$$(1.106) \quad \frac{d}{dx} \underbrace{\left(\frac{V^2}{2g} + Z_D + Z_s \cos \theta \right)}_{H(=E)} = -I_{TR} = -I_E \left(= \frac{dH}{dx} \right)$$

c) УСТАВЉЕНО НЕЈЕДНОЛИЧНО ТЕРЕЊЕ СА УСКИТЊЕМ ПРОМЕНЕ ПРОТЈУГА, $q_e \neq 0$

Јагнанање ЈОМ је даје:

$$(1.107): \frac{dq_e}{dx} + q_e = 0,$$

По (обично реалистично) претпоставку да је $\alpha = \beta = \bar{\beta} = 1$, ЈОК,

$$(1.108): \frac{d}{dx} \left(\frac{V^2}{2g} + Z_D + Z_s \cos \theta \right) + \frac{V_e - V}{gA} q_e = -\frac{\bar{Q}_0}{gR}$$

а ЈОЕ:

$$(1.109): \frac{d}{dx} \left(\frac{V^2}{2g} + Z_D + Z_s \cos \theta \right) + \frac{V_e^2 - V^2}{2gA} q_e = -\frac{\bar{E}}{gR}, \text{ или:}$$

$$(1.109'): \frac{dH}{dx} + \frac{V_e^2 - V^2}{2gA} = -\frac{\bar{E}}{gR}.$$

като на икономията, чрез която се гарантира, че
се може да осигури материален изход за единично
интерес (интерес, или Матрицата Формата).

I.2 Алгебарске ЈЕДНАЧИНЕ (ИНТЕГРАЛНЕ ЈЕДН.)

1) "Алгебарске" ^(тј. интегралне) једначине се могу решити на два начина:

- Интегрисањем диференцијалних једначина изједнавајући 2 једнака
- Функцијски физички значај на масу физички у задрешном изједнавајући 2 једнака једнака.

Диференцијалне једначине захтевају изрецијом основних величина (Q, V, A, Z, h, \dots) и њихових изведених величина, где се је изрецијом алгебарских једначина у једне мист оне разматрају само вредности величина у једнака, где се у задрешном изједнавајући једнака величине не разматрају и могу бити функцијом, или/и велика промена и недовољне за описивање у математичком облику.

У начелу ће се разматрати ^(изведени) само једначине за једнака мерења, изједнавајући се на два начина могу решити и "неуспешне" једначине.

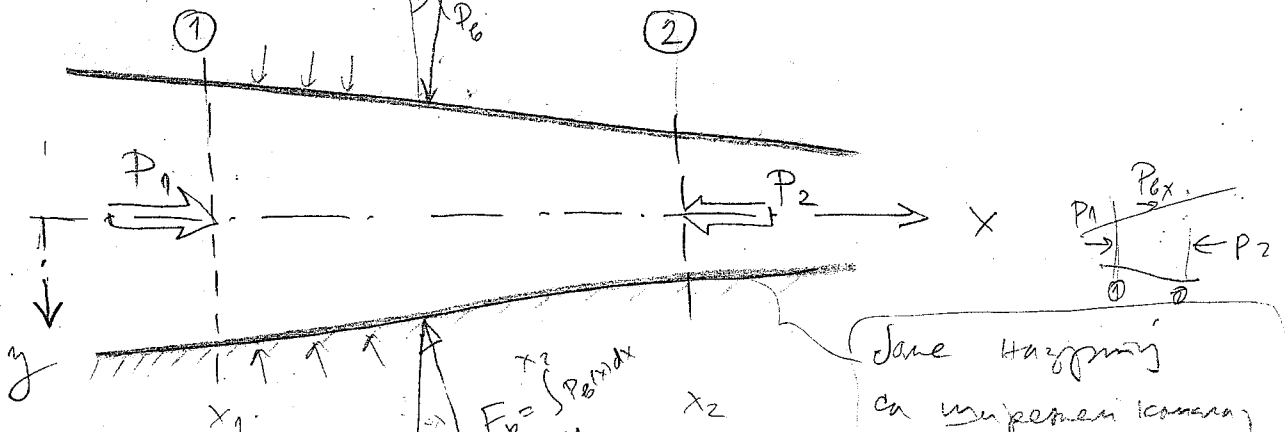
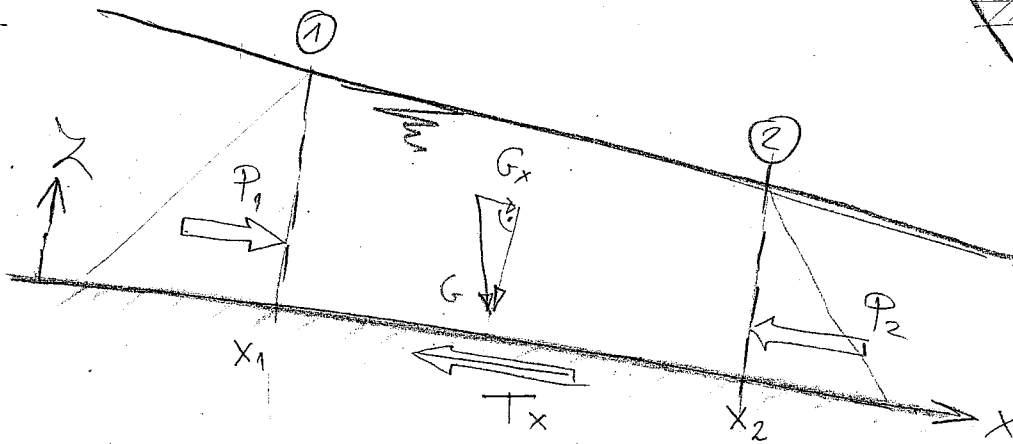
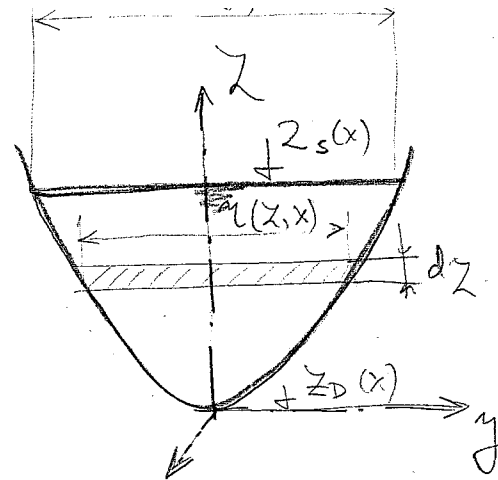
I.2.1 ЈОМ

Интегрисањем једначине (1.25) у једнак једнака мерења, где се (са. 1.10):

$$(1.10): \int_{x_1}^{x_2} \frac{\partial Q}{\partial x} dx + \int_{x_1}^{x_2} Q dx = Q_2 - Q_1 + Q_1(x_2 - x_1) = 0.$$

За мерења Q једнака мерења или једнака, где се:

(1.10'): $Q_1 = Q_2 \Rightarrow V_1 A_1 = V_2 A_2$



Слика 1.11

Јане Хаџић
 на непотпуној страни,
 мисли се да се нешто, F_{ex} ,
 у случају да је 1.13

I. 2.2 JOK

Димензије се једнака 1.60, и то максимално "испекнутом" стању:

(1.60): $\rho \frac{\partial w}{\partial t} + \rho \frac{\partial}{\partial x} (\beta V A) + \rho g_e V_e = -\rho g \cos \theta \frac{\partial z_s}{\partial x} A - \rho g \frac{\partial z_b}{\partial x} A - \tau_{00}$

Упрости се нешто уз помоћ узнемије узгледом ① и ② гдје је:

(1.41) $\rho (\beta_2 Q_2 V_2 - \beta_1 Q_1 V_1) + \rho (x_2 - x_1) g_e V_e = \int_{x_1}^{x_2} \sum F_x(x) dx$, где је:

$$V_e = \frac{\int_{x_1}^{x_2} V_e dx}{(x_2 - x_1) g_e}$$

Čuna u prvom redu je pravokutna presjecna, a na pravostranost je to je $Z_s = Z_s(x)$ (nj. ga je malo u presjecu konstanta - ne mora se u y-razlici), moze se koristiti jedna jed. (1.53) kao (si. 1.11):

$$(1.12): \quad - \int_A \frac{\partial p}{\partial x} dA = - \int_0^{Z_s(x)} \frac{\partial p}{\partial x} \eta(z) dz = - \int_0^{Z_s(x)} \frac{\partial (\eta p)}{\partial x} dz + \int_0^{Z_s(x)} p \frac{\partial \eta}{\partial x} dz =$$

$$- \frac{\partial}{\partial x} \int_0^{Z_s(x)} \eta p dz + \underbrace{\frac{\partial Z_s(x)}{\partial x} p_s \beta(x)}_{=0} + \int_0^{Z_s(x)} p \frac{\partial \eta}{\partial x} dz = - \frac{\partial P}{\partial x} + P_e(x)$$

Onda je:

$$(1.13) \quad P(x) = \int_0^{Z_s(x)} p(x, z) \eta(z) dz, \quad \text{jedna si. 1.11, a } P_e = \int_0^{Z_s} p \frac{\partial \eta}{\partial x} dz$$

Jed. u prvom redu 1.12, u stvari u prvom redu jed. 1.60

Uzimamo u obzir u presjecu x_1 i x_2 daje:

$$(1.14): \quad \int_{x_1}^{x_2} \int_A \frac{\partial p}{\partial x} dA = \int_{x_1}^{x_2} - \frac{\partial P}{\partial x} dx + \int_{x_1}^{x_2} P_e(x) dx = P_1 - P_2 + P_e$$

Zapravo je u prvom redu ga ga u jed. (1.12) ÷ (1.14) koje su mogle zbog u prvom redu a u prvom redu računajući prvom.

Uzimamo u obzir u prvom redu u prvom redu jed. 1.60 gdje je a u prvom redu čine u x-razlici: čine mogle, G_x , u čine u prvom, T_x :

$$(1.15): \quad G_x = - \int_{x_1}^{x_2} \rho g \frac{\partial Z_D}{\partial x} A dx$$

$$(1.16): \quad T_x = \int_{x_1}^{x_2} \tau_0 dx$$

Konačno ZOK ce imme hamicam y arcalapam (interpanam) obimny nas:

$$(1.17): \int (\beta_2 Q_2 V_2 - \beta_1 Q_1 V_1) + \int (x_2 - x_1) q_e \bar{V}_e = P_1 - P_2 + F_b + G_x - T_x.$$

Za ampoj merna Scy yuzude jedne formuly (1.17) ce vjegovatavnye:

$$(1.18) \quad \int Q (\beta_2 V_2 - \beta_1 V_1) = P_1 - P_2 + F_b + G_x - T_x.$$

I. 2.3 ZOE

Vzostavem planova nym omcyj neravnost, figuram ZOE

(1.19) imme ce hamicam nas:

$$(1.19): \frac{d}{dx} \left(\underbrace{\alpha \frac{V^2}{2\gamma} + Z_D + Z_S \cos \theta}_{H \equiv E_x} \right) + \frac{U_e^2 - \alpha V^2}{2\gamma Q} q_e = - \frac{\bar{\varepsilon}}{RQ}.$$

Umnocivamem mneto zopcam golij Q:

$$(1.20): \frac{H_2 - H_1}{E_{x2} - E_{x1}} = - \int_{x_1}^{x_2} \frac{\bar{\varepsilon}}{RQ} dx = \Delta E_{1-2},$$

Uze je $\Delta E_{1-2} = \int_{-x_1}^{x_2} \frac{\bar{\varepsilon}}{RQ} dx =$ cyhman nym mneto glb
vpeam

Trala mram na nym za ZOE (1.20) n ZOK (1.18) y obij - umnecpamij (arcalapam) formuy vpedstavimy zbe rezulvone zbvocemij (na vjmer cimegam konvulve - vpeam) oke jzavone y jzavom amra nym y zopamij mram).

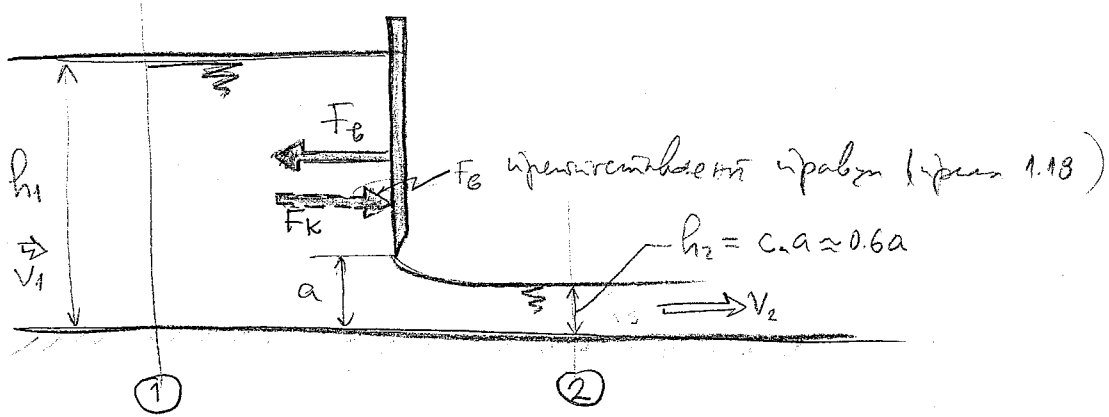


Схема 1.12

- За заданное число h_1 и h_2 и $h_2 = ca \approx 0.6a$ определить силу F_e на установку; F_e — сила, действующая на установку.

По формуле (1.13):

$$F_e = \rho Q (V_2 - V_1) + P_2 - P_1 - \frac{\rho Q V_1^2}{2} + \frac{\rho Q V_2^2}{2}$$

или по формуле (1.13):

$$(1.121): \quad F_e = \rho Q (V_2 - V_1) + \gamma \left(\frac{h_2^2}{2} - \frac{h_1^2}{2} \right)$$

где Q — расход воды, γ — удельный вес воды, ρ — плотность воды.

$$(1.122): \quad Q = V_1 h_1 = V_2 h_2,$$

а закон сохранения энергии записывается по формуле (1.20):

$$(1.123): \quad \frac{V_1^2}{2g} + h_1 = \frac{V_2^2}{2g} + h_2, \text{ откуда:}$$

$$\frac{Q^2}{2g h_1^3} + h_1 = \frac{Q^2}{2g h_2^3} + h_2, \text{ умножив на } h_1^3 h_2^3:$$

$$\frac{q^2}{2\gamma} \frac{(h_2^2 - h_1^2)}{h_1^2 h_2^2} = h_2 - h_1 \rightarrow q = \frac{\sqrt{2\gamma} h_1 h_2}{\sqrt{h_1 + h_2}}$$

заменим q 1.24:

$$(1.124) \quad F_G = 5q^2 \left(\frac{1}{h_2} - \frac{1}{h_1} \right) + \gamma \left(\frac{h_2^2}{2} - \frac{h_1^2}{2} \right) = 5 \cdot 2\gamma \frac{h_1^2 h_2^2}{h_1 + h_2} \left(\frac{1}{h_2} - \frac{1}{h_1} \right) + \gamma \left(\frac{h_2^2}{2} - \frac{h_1^2}{2} \right)$$

Спробуємом 1.124 се гуріжні:

$$\begin{aligned} F_G &= \gamma \frac{2 h_1^2 h_2^2}{h_1 + h_2} \frac{h_1 - h_2}{h_1 h_2} + \gamma \frac{(h_2 - h_1)(h_1 + h_2)}{2} = \gamma \frac{(h_2 - h_1)(h_1 + h_2)^2 - (h_2 - h_1)4h_1 h_2}{2(h_1 + h_2)} = \\ &= \frac{\gamma}{2} \frac{(h_2 - h_1) [(h_1 + h_2)^2 - 4h_1 h_2]}{h_1 + h_2} = \frac{\gamma}{2} \frac{(h_2 - h_1)(h_1^2 + 2h_1 h_2 + h_2^2 - 4h_1 h_2)}{h_1 + h_2}, \text{ згма} \end{aligned}$$

$$(1.125): \quad F_G = \frac{\gamma}{2} \frac{(h_2 - h_1)^3}{(h_1 + h_2)}$$

— Смер силе F_G , како је оперативален резултатом (1.118) означено 1.121 означен је математичким условама на амплу 1.12, где је амплитуду смер зупован (h означен нјудим условама).

— Смер који бога геније на конјигру, с гуріжні епруе, језнама је то уралу а јазном смер F_G , како је зуповані смера:

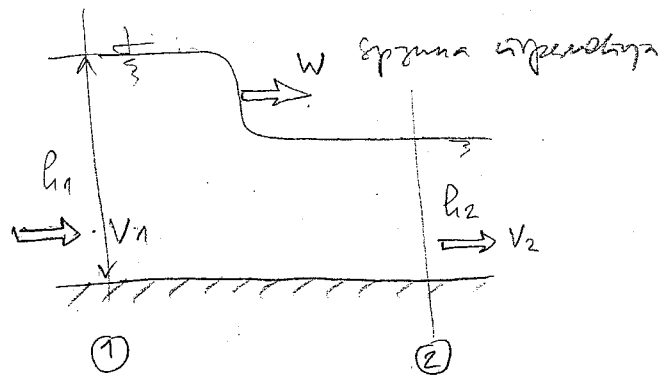
$$(1.126): \quad F_K = -F_G$$

II КОНТРОЛНИ ПРЕСЕЖИ

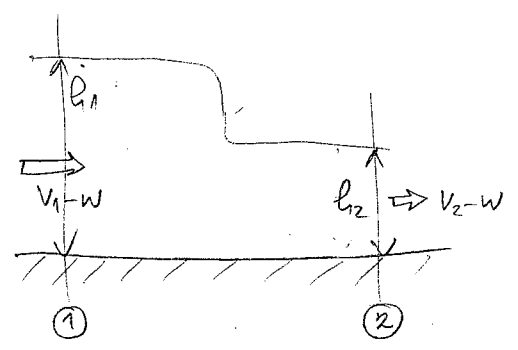
Цел: улогата и разликите во разликите во разликите, како контролни пресежи може да се изразуваат преку улогата и како се генерално формираат преку разликите во разликите.

II.1 Пронаоѓања - прострате во разликите

Разликите во разликите во разликите (такој) амплитуда преку контролни пресежи.



a) Пронаоѓања - прострате во разликите



b) Пронаоѓања - прострате во разликите

с. 2.1

Ако се генерално:

- 1) мурови преку контролни пресежи со $\beta_1 = \beta_2 = 1$,
- 2) Хидраулички пресежи преку контролни пресежи со $\beta_1 = \beta_2 = 1$,
- 3) Генерално пресежи преку контролни пресежи со $\beta_1 = \beta_2 = 1$, зголемување на муровите преку контролни пресежи (генерално пресежи) преку контролни пресежи.

Генерално пресежи преку контролни пресежи:

$$(2.1) \quad h_1(V_1 - w) = h_2(V_2 - w)$$

$$\rho h_1(V_1 - w)^2 - \rho h_2(V_2 - w)^2 = \frac{1}{2} \rho g h_1^2 - \frac{1}{2} \rho g h_2^2$$

$$\rho h_1 (v_1 - w) [(v_1 - w) - (v_2 - w)] = \frac{1}{2} \rho g (h_2^2 - h_1^2), \text{ odnosno:}$$

$$(2.2): \quad \rho h_1 (v_1 - w) (v_1 - v_2) = \frac{1}{2} \rho g (h_2^2 - h_1^2)$$

iz (2.1) ce namo uzpostaviti jednačinu u vens:

$$(2.3) \quad w = \frac{h_1 v_1 - h_2 v_2}{h_1 - h_2}$$

na ce zg. 2.2 namo zamensiti kas:

$$h_1 \left(v_1 - \frac{h_1 v_1 - h_2 v_2}{h_1 - h_2} \right) (v_2 - v_1) = \frac{g}{2} (h_1^2 - h_2^2), \text{ odnosno:}$$

$$\frac{\cancel{h_1^2} v_1 - h_1 h_2 v_1 - \cancel{h_1^2} v_1 + h_1 h_2 v_2}{h_1 - h_2} (v_2 - v_1) = \frac{g}{2} (h_1^2 - h_2^2), \text{ odnosno:}$$

$$\frac{h_1 h_2 (v_2 - v_1)^2}{h_1 - h_2} = \frac{g}{2} (h_1 - h_2) (h_1 + h_2), \text{ odnosno:}$$

$$(2.4): \quad (v_2 - v_1)^2 = \frac{g}{2} \frac{(h_1 - h_2)^2 (h_1 + h_2)}{h_1 h_2}, \text{ odnosno:}$$

$$(2.5): \quad v_1 - v_2 = \pm |h_1 - h_2| \sqrt{\frac{g(h_1 + h_2)}{2 h_1 h_2}}$$

Zamenimo u 2.2 jednačinu ce:

$$(2.6): \quad h_1 (v_1 - w) \left[\pm |h_1 - h_2| \sqrt{\frac{g(h_1 + h_2)}{2 h_1 h_2}} \right] = \frac{g}{2} (h_1^2 - h_2^2),$$

pa ce postaviti na $(v_1 - w)$ kas:

$$(2.7): V_1 - W = \pm \sqrt{\frac{g h_2}{2 h_1} (h_1 + h_2)}.$$

(2.1) и (2.7) згъд:

$$(2.8): V_2 - W = \frac{h_1}{h_2} (V_1 - W) = \pm \sqrt{\frac{g}{2} \frac{h_1}{h_2} (h_1 + h_2)},$$

* * *

Ако је иррегуларан течење је: $V_1 \sim V_2 \approx V$ и $h_1 \sim h_2 \approx h$

тако је 2.7 и 2.8 постоје:

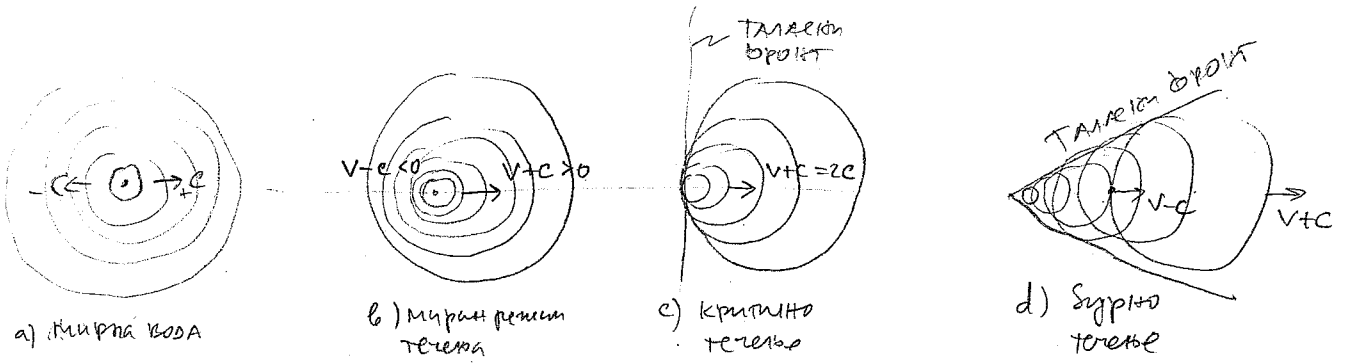
$$(2.9) \quad W - V = \pm \sqrt{gh} = c,$$

тј. је

$$(2.10) \quad c = \sqrt{gh}$$

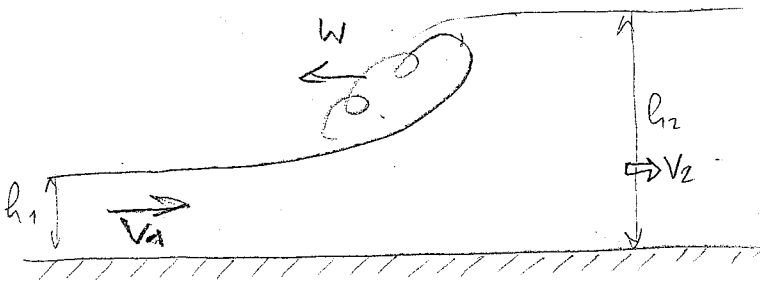
Следи да се ирегуларно течење јавља у следећим случајевима:

- у ирегуларном течењу је $W = \pm c = \pm \sqrt{gh} \geq 0$ (сл. 2.1a)
- у ирегуларном течењу тако је $W = V \pm c \geq 0$, на се настаје - гравитацијски момент процедирања у оба смера (сл. 2.1c)
- у ирегуларном течењу је $W = V \pm c \geq 0$, на нема процедирања назад (иррегуларно) и избувљеног аеру (сл. 2.1e)
- у ирегуларном течењу је $W = V \pm c > 0$, ирегуларно течење у избувљеном аеру (сл. 2.1d).



сл. 2.2

Обрће се вави за изв. везике непреконтинуалне, где се тачно непреконтинуалне може изјаснијати и у изградњи енергије. Може се изјаснијати (анализа зона изјаснијати у зависности од могуће режова напред и иза везике), где се у изградњи изградњи непреконтинуалне режова режова режова - "акумулације" - тачноје муфта (сл. 2.3), а енергија се изјаснијати енергија која се може изјаснијати из изградње (2.7) као се непреконтинуалне муфта ($w=0$).



сл. 2.3

Тачно је:

$$V_1^2 = \pm \sqrt{\frac{g}{2} \frac{h_2}{h_1} (h_1 + h_2)}$$

$$\frac{V_1^2}{g \cancel{h_1}} = \frac{1}{2} \frac{h_2}{\cancel{h_1}} (h_1 + h_2)$$

$$\frac{V_1^2}{g h_1} = \frac{1}{2} \frac{h_2}{h_1} \left(1 + \frac{h_2}{h_1} \right)$$

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

$$\frac{h_2}{h_1} = \frac{1}{2} \left(-1 + \sqrt{1 + 8 F_{R1}} \right)$$

$$(2.11) \cdot \frac{h_2}{h_1} = \frac{1}{2} \left(\sqrt{1 + 8 F_{R1}} - 1 \right)$$

За специал приложенија

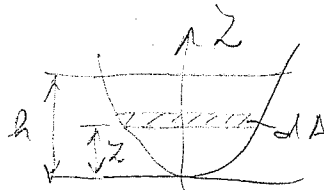
знамената (2.7) амере:

$$(2.7'): \quad v_{1-w} = \pm \sqrt{\frac{g(A_1 \bar{z}_1 - A_2 \bar{z}_2)}{A_1 A_2}} (A_1 - A_2), \quad g$$

од (2.10):

$$(2.10'): \quad c = \sqrt{g \frac{A}{B}},$$

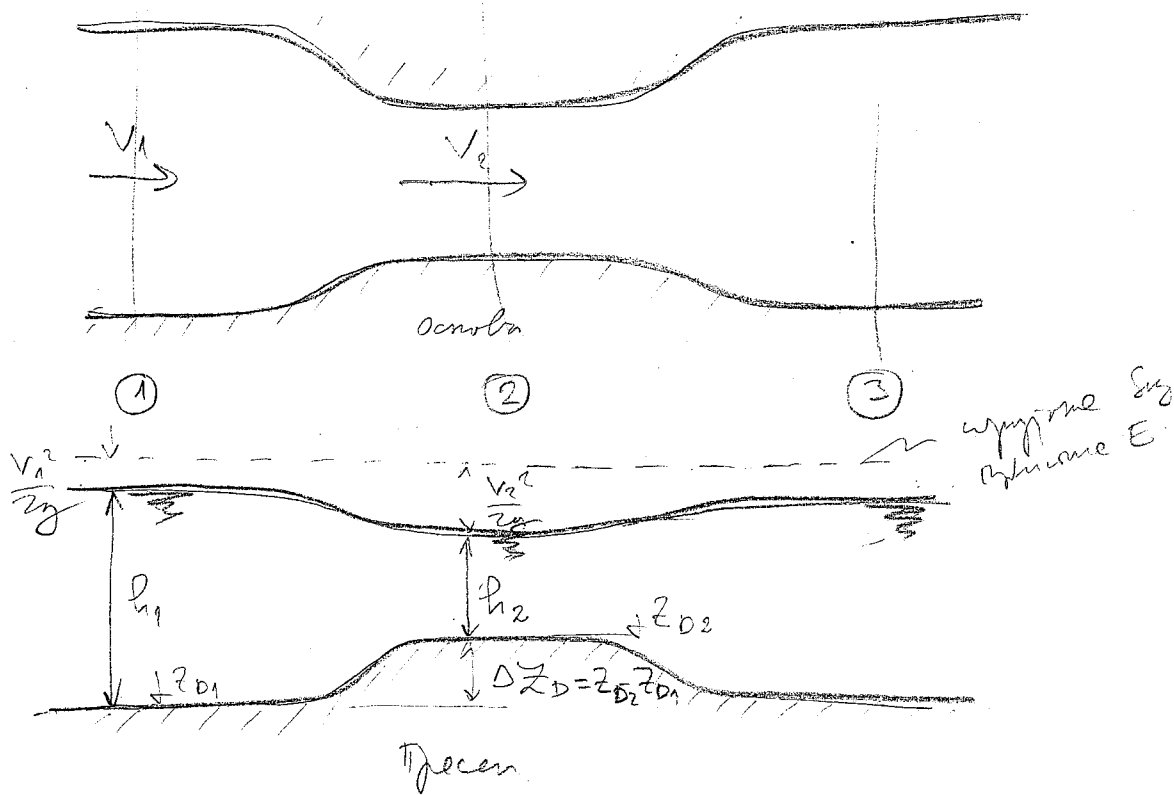
$$\text{Т.е. } \bar{z}_e = \bar{z} = \frac{\int (z - \bar{z}) dA}{A}$$



д. 2.9

1.2 ПРЕЛАЗНЕ СООБЛИЖЕ - ПРЕЛАЗНИЦЕ

Поредок кој има да се промени на својот режим ("локален" поредок) соопштува се "загубен" = "изгубен" пресека. Ово се постигне "корисен" знаменити сообраќај (ширина) пресека (ср. 2.5) на својот изв. прелазница. ("Локален" поредок - врзан објект)



ср. 2.5

Примерен аналитички јер. ЈОМ и ЈОЕ на својот режим
 пресека пресека 1 и 2 на својот режим на својот режим
 пресека 1 и 2 на својот режим на својот режим (аналитички) енергија
 пресека се:

$$(2.12): \underbrace{\frac{\alpha_1 V_1^2}{2g} + h_1 \cos \theta + z_{D1}}_{E_1} = \underbrace{\frac{\alpha_2 V_2^2}{2g} + h_2 \cos \theta + z_{D2}}_{E_2} + \frac{\Delta E}{\rho g} \quad (2.12)$$

ЈОК се не може применити јер је уреду збираних
 енергија на својот прелазница неможе променити

конструктивну енергију (као доводна и излазна).

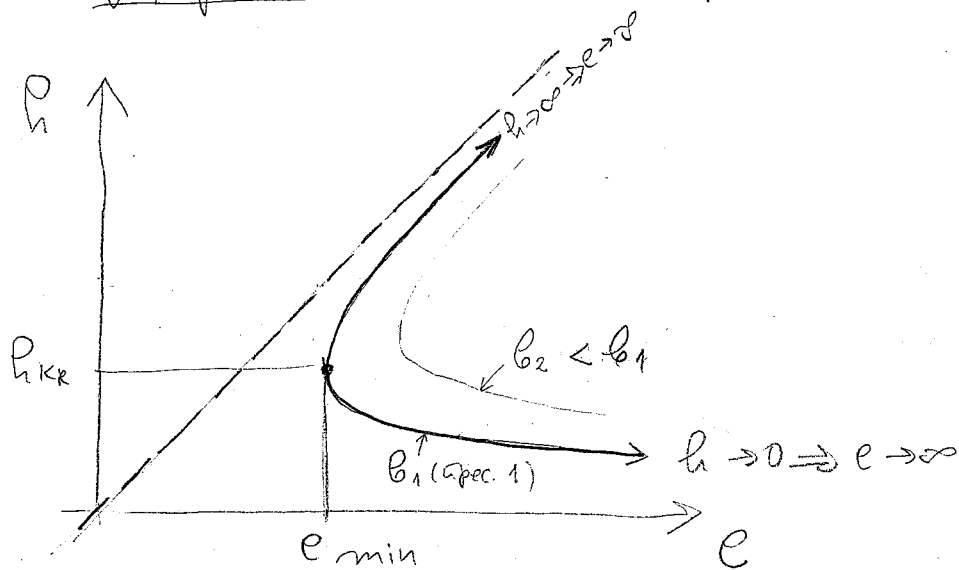
II.2.1 Специфична Енергија - e

ΔυσΑΤΡΑΜ ΣΠΕЦИΦИЧНЕ ЕНЕРГИЈЕ

Специфична енергија је енергија (по јединици масе) мерена - одреденом у односу на гравитацију (канална).

$$(2.13): \quad e = \frac{\alpha V^2}{2g} + h \cos \theta = \alpha \frac{Q^2}{2g A^3(h)} + h \cos \theta.$$

За задату и усталивост "фиксн" изотропност, Q, спец. ен. је функција дубине h, као се најлакше израчунава преко графика специфичне енергије e = e(h) (цр. 2.6)



Цр. 2.6. Двиј спец. енер за $\cos \theta \approx 1$ и $\alpha \approx 1$

Трета забелешка за:

a) $e \rightarrow \infty$ код $\begin{cases} h \rightarrow 0 \\ h \rightarrow \infty \end{cases}$

б) Ка максимална брзина изјесана $v_1 > v_2$, при истом циклусу ($h_1 = h_2$) мора се осмислити бета енер. (јер је $v^2 = \frac{Q^2}{A(z)^2}$ бета у зрак изјесану).

* * *

Пази јединице у наставку те се оборни о јединицама изјесану којима се $\alpha = 1$ и $\cos \theta \approx 1$ из је (2.13):

$$(2.14): \quad e = \frac{v^2}{2g} + h = \frac{1}{2g} \frac{Q^2}{h^2} + h = \frac{q^2}{2g h^2} + h, \quad \text{јер је}$$

$$q = \frac{Q}{B} = \text{проток} \text{ у} \text{ јединици} \text{ брзине} \text{ по} \text{ јединици} \text{ ширине.}$$

Минимална енер., са којом боја може да иде у који се на јединици ширине, у са јединици протока, одређује $q = \frac{Q}{B}$ која се јавља у једно у јединици ширине у једном свој енер.

$$(2.15): \quad \frac{de}{dh} = -\frac{q^2}{g h^3} + 1 = 0 \Rightarrow \frac{q^2}{g h^3} = \frac{v^2}{g h} = Fr^2 = 1,$$

одређује се јединица протока јединица ширине у једном свој енер.

$$(2.16): \quad h_{кр} = \sqrt[3]{\frac{q^2}{g}}, \quad \text{или} \quad q = \sqrt{g h_{кр}^3}$$

Из је (2.14) и (2.15) следе:

$$(2.17): \quad e_{\min} = h_{кр} + \frac{v_{кр}^2}{2g} = h_{кр} + \frac{h_{кр}}{2} = \frac{3}{2} h_{кр}. \Rightarrow q = \sqrt{g \left(\frac{2}{3}\right)^3 h_{кр}^3}$$

* Одредба која је "Амер." Фрэнк $Fr_{кр} = \sqrt{Fr} = \frac{v}{\sqrt{g h}}$

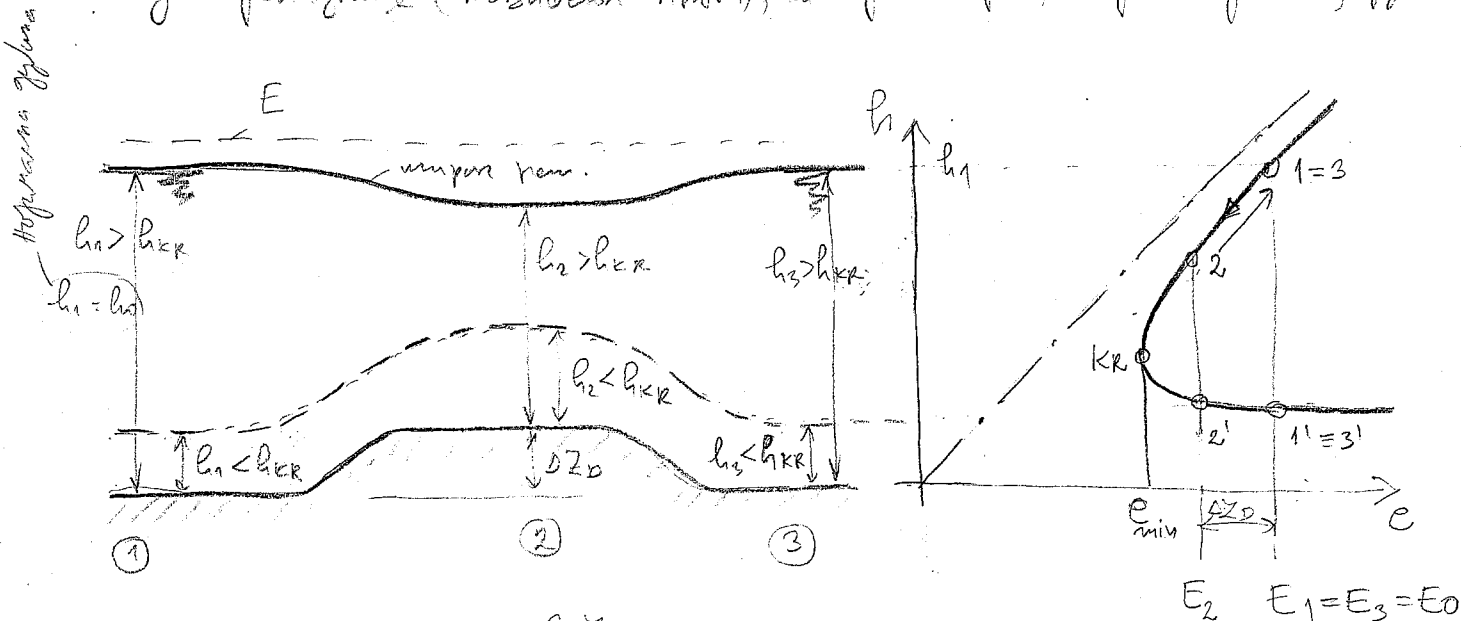
у насчитавши те се најповољнији конус "загубе" енергије (који и који међу)
 а) повољније гра m/m б) супериорније процеса) утиче
 на интензитет у процеса "загубе" и интензитет утиче и интензитет
 од "загубе". На основу наставака те се утиче
критеријум за утичај конструктивни процеса - који се утичај
структурна бери утичај утичај и утичај.

а) повољније. $\Delta H_A - \text{ПРАТ}$ (Сез утичај утичај)

Ако утичај са а. 2.5 утичај утичај утичај утичај
утичај ΔZ_D , утичај утичај утичај утичај утичај утичај утичај
утичај (1 и 2, а. 2. 7) утичај утичај утичај утичај
утичај. Према утичај 2.12 утичај:

(2.18):
$$E_2 = \frac{Q^2}{2gB^2h_2^3} + h = E_1 - \Delta Z_D$$

то је E_1 утичај утичај утичај утичај утичај утичај утичај
утичај утичај (повољније - ПРАТ), утичај утичај утичај утичај утичај утичај.



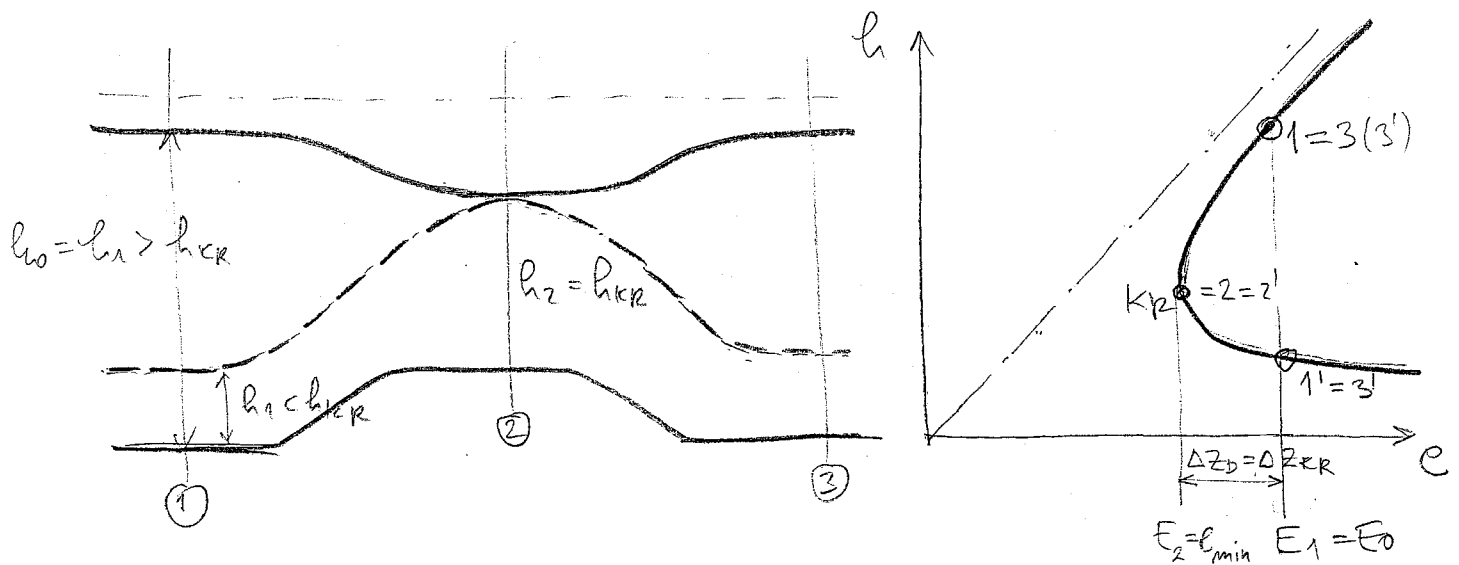
а. 2.7i

i) $\Delta Z_D < E_1 - E_{KR}$

Омиљеног, због израза 2.13 има 2 реална решења: једног у импактној ($h_1 > h_{KR}$), а друго у супонујем рекама ($h_1 < h_{KR}$). Како због израза $\Delta Z_D < E_1 - E_{KR}$ на сли. 2.7 јасно је да уклањање енергетске разлике у једном од рекама (на пример у супонујем рекама) неће бити могуће. Такође је јасно да се у једном од рекама (на пример у импактној рекама) јер је $E_2 > E_{KR}$ неће бити могуће да се доведе до критичног стања, јер се у супонујем рекама неће догодити промена стања у једном од рекама (у једном од рекама) и уклањање енергетске разлике у једном од рекама неће бити могуће. Такође је јасно да се у једном од рекама (на пример у импактној рекама) јер је $E_2 > E_{KR}$ неће бити могуће да се доведе до критичног стања, јер се у супонујем рекама неће догодити промена стања у једном од рекама (у једном од рекама) и уклањање енергетске разлике у једном од рекама неће бити могуће.

ii) $\Delta Z_D = \Delta Z_{KR} = E_1 - E_{KR}$

Ако је $E_2 = E_1 - \Delta Z_D = E_{KR}$, у једном од рекама се остварује E_{min} и



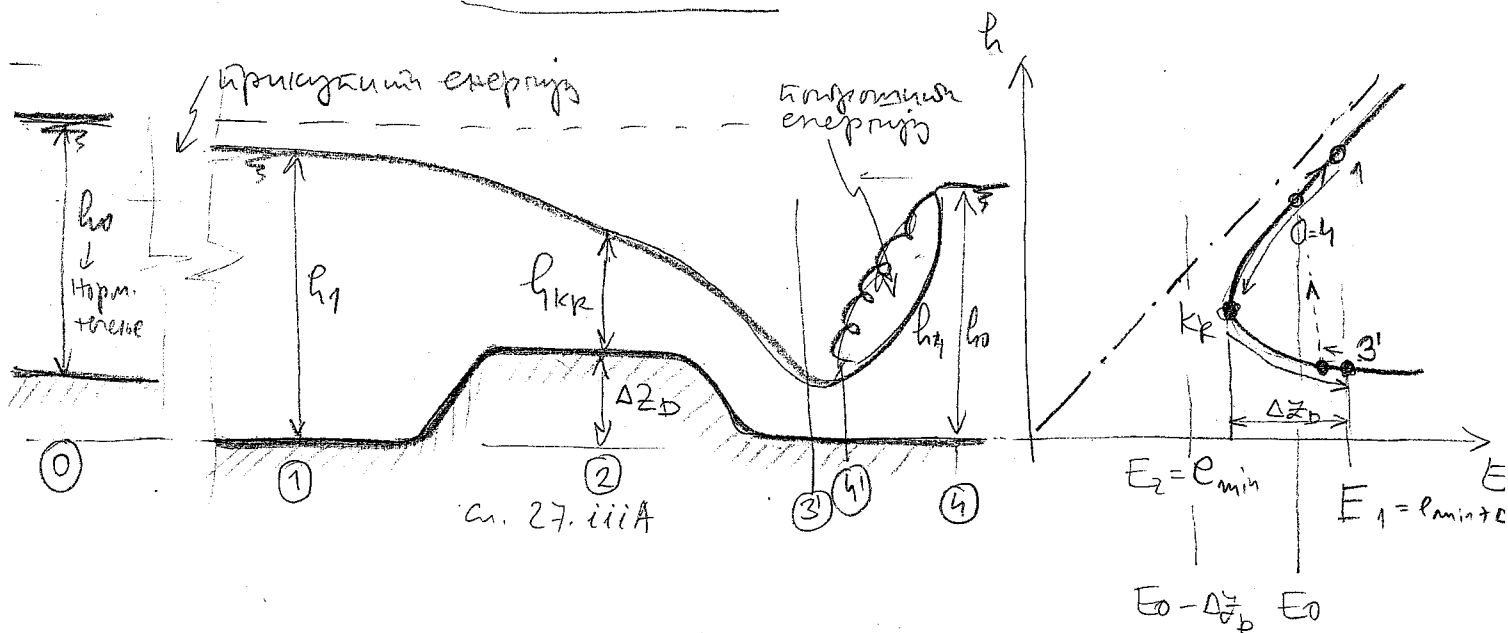
сли. 2.7ii

garantovana hkr. Izuzetak je "zadržavanje" (koji obave moguće
 zadržati ga se istina kao zadržavanje), merenje uvek ima
 spor iu mernom. Konverzija u energiju ka samostalno-
 konverzija na prvom delu (1-2) (kao i prethodno)
 u sporu rešenju kao bezobznanje u stabilizacije.

iii) $\Delta Z_D > \Delta Z_{kr} = E_1 - E_{min}$

Kada je $E_2 = E_0 - \Delta Z_D < E_{min}$, tada ovimezno je (kao
 uvek za prouzrokovan prouzrokovan Q koji govori u prouzrokovanju.
 Ovimozno, bezobznanje je nabehana energija, E_{min} ovog tipa.
 Povećava tu se prouzrokovanju suvraj kada je prouzrokovan tu u
 mernom, a merenje u sporu rešenju.

A) Mernom rešenju

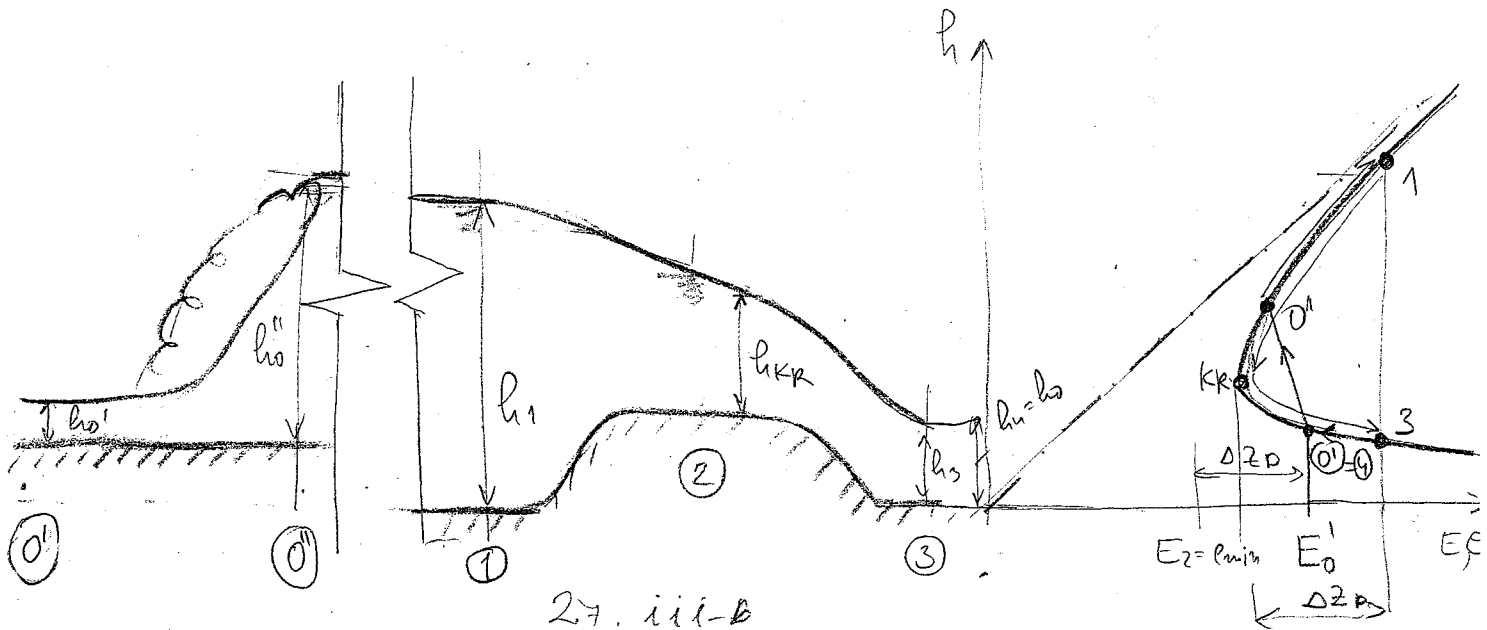


У ширини решетки енергија изреду врата E_1 готова се да
 ризикује у облику на врата кроз унутрашњу линију (узмету $0''1''$).
 На кругу врата се успоставља минимална енергија, E_{min} ,
 са изградњом унутрашњег. Наводно од врата или врата
 у буран режим, с обзиром да би смо немогуће успоставили
 ниво, $h_{кр}$, који одговара енергији E_1 - тада мора се не може
 остворити.

Из врата $0''1''$ (иначе $3'$) мора се лопати у буран режим у врата
 ④ врата хидраулички ниво у коме се врата линија
 енергије.

3) Буран режим

У буран режиму немогуће је одржати енергију E_1 наводно
 од нормалне врата (h_0'), па је једини (по)ремешје врата у буран



решених кроз хидраулички снос $0'-0$ који мора да буде довољно избузано од дренаже, како би омогућило амплификацију енергије на дестизи $0-1$ мајор дресина ①.

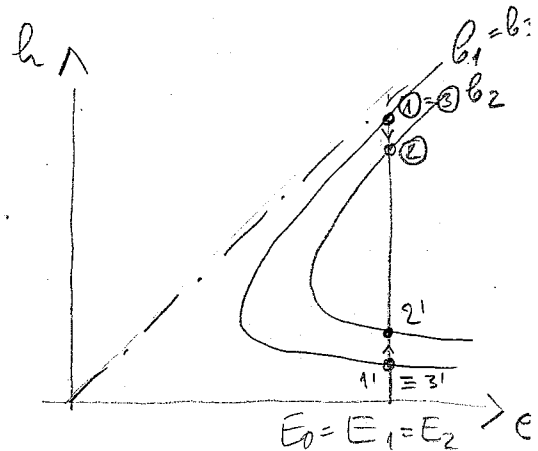
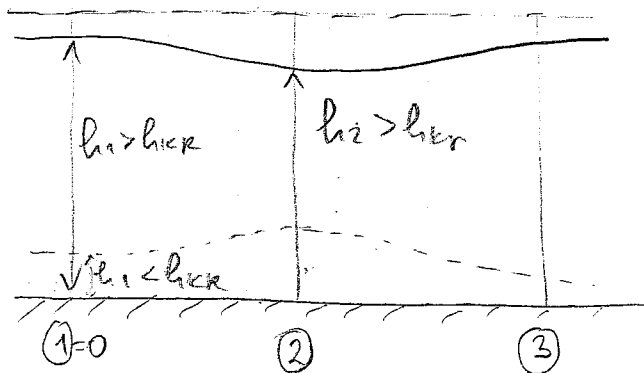
Осим овога је за бујан решених обух дренажи у мутан кроз симетриј (дресина) велики који се процесује у избузано енергију.

За оба решених меча (у неутралној линији и избузаној линији) центрикала се избузано дренаже (типична) дресина решених а избузано од дренаже (- прот) бујан решених, тако да се малих дренажи могу дресина само избузано од дренаже (прот дресина). Овим је прот (дресина линија $0'20$) за дресина кривинајући за контроли дресина.

б) ЛОКАЛНО СУЖЕЊЕ

и) $b_2 > b_{KR}$

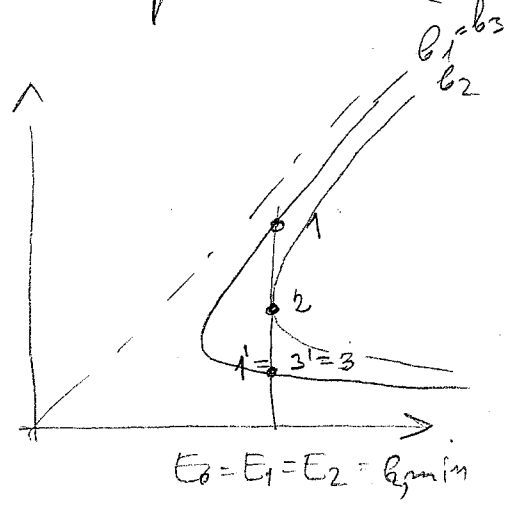
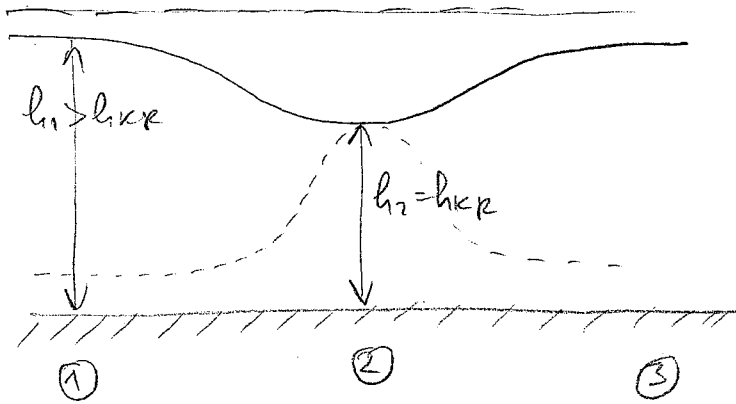
Локално сужење означава се малих дресина. Разлика се дресина избузано коју је $b_2 > b_{KR}$, сја је b_{KR} мачина дресина је енергија у дресина 2 мачина за дресина E_1



2. б и $b > b_{KR}$

ii) $v_2 = v_{кр}$

Како је $E_1 = E_0 = E_2 = E_{2, \min}$ у пресеку 2 се остварује критична дужина, а могуће се, као и код црта, остварује или буран (са вектор вероватноћа), или миран режим (ово је истоже може вероватноће може остварити).



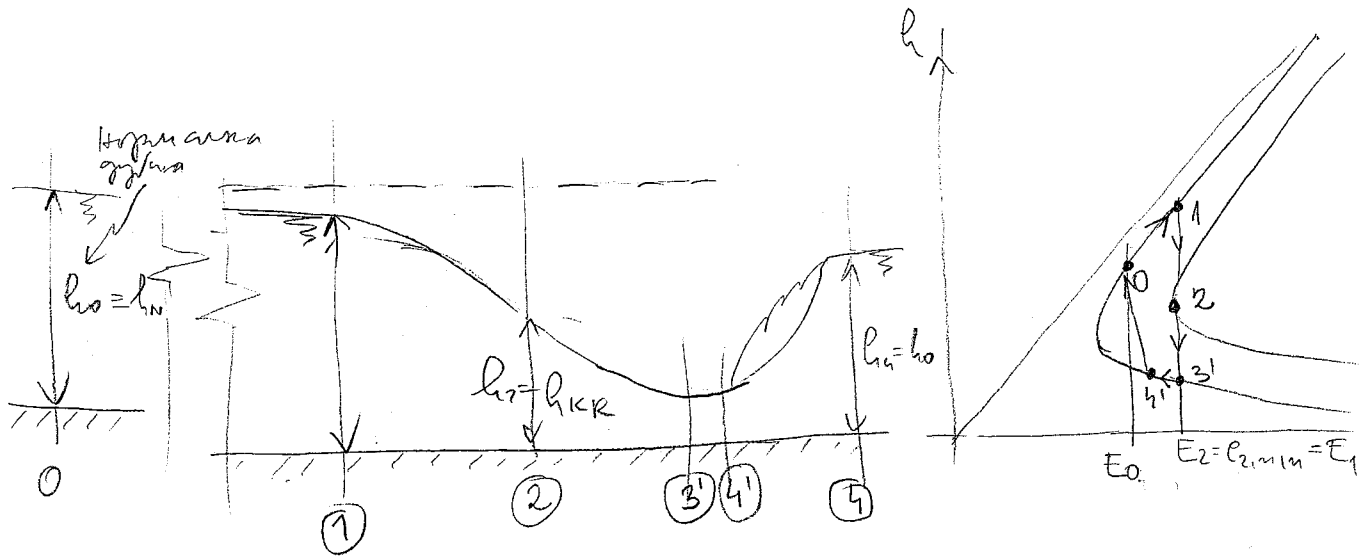
2.8 ii $v = v_{кр}$

iii) $v_2 < v_{кр}$

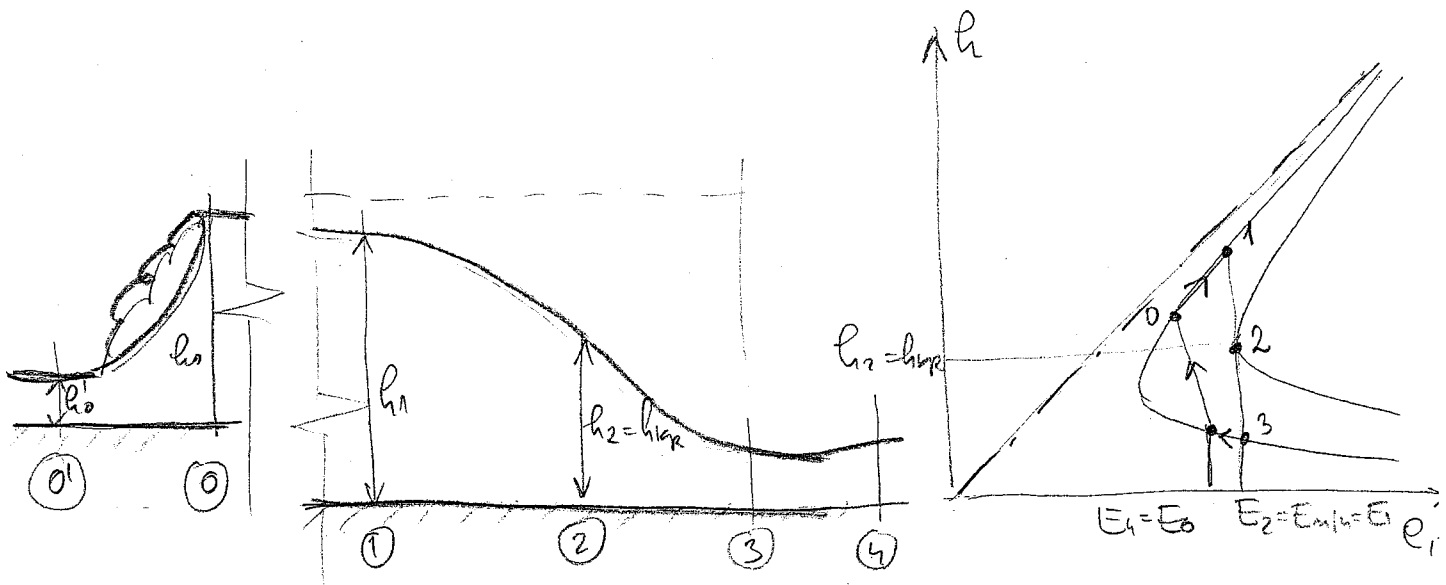
Како и код црта и овде се нареду прелазима у мору објектима дужина енергија да би се формирао фронтални режим "затворене".

За миран режим (сл. 2.8 iii-A) ово се остварује кроз устојану мору дужина се остварује енергија где се у буран режиму (сл. 2.8 iii-B) прелазима мору устојаном миран режим кроз хиперкритичне зоне (као и у случају са црта).

$k_{\text{кр}}$ и $k_{\text{кр}}$ убоина и најви симетра се загуби h_2 ($b < b_{\text{кр}}$)
 изван убоина на лини режња, а центру загуби ка
 супра режња, та се (мама) погледати могу у
воени само у бо о у симетра. Ово и симетра
 (са загуби њем) сврстава у контроли пресека.



2.8.iii - A



Прелив се може користити као: узакон део ЕО, мерни уређај, ^{узакон} део захвата и исцрпна.

Шта је прелив? Наглављење два канала, једно или два брза прелива, тако да је наред наглављење меран релатив, док је (или прелив) изводно од наглављења брзаци релатив. Обично се постиже једнозначност брза прелива и нивоа (дубине) наред прелива. (Шире елегантно, које издржавају. Преливима прелив може бити и инверзија, тако да на преливају зупу и изводног нивоа — ниво изводно од прелива. У том случају прелив није контролни прелив у умени амплу релатив, јер брза прелива и нивоа није једнозначна.)

Зависно од намене и нивоа у којима ће радити преливи се могу сврстати/издети на две врсте.

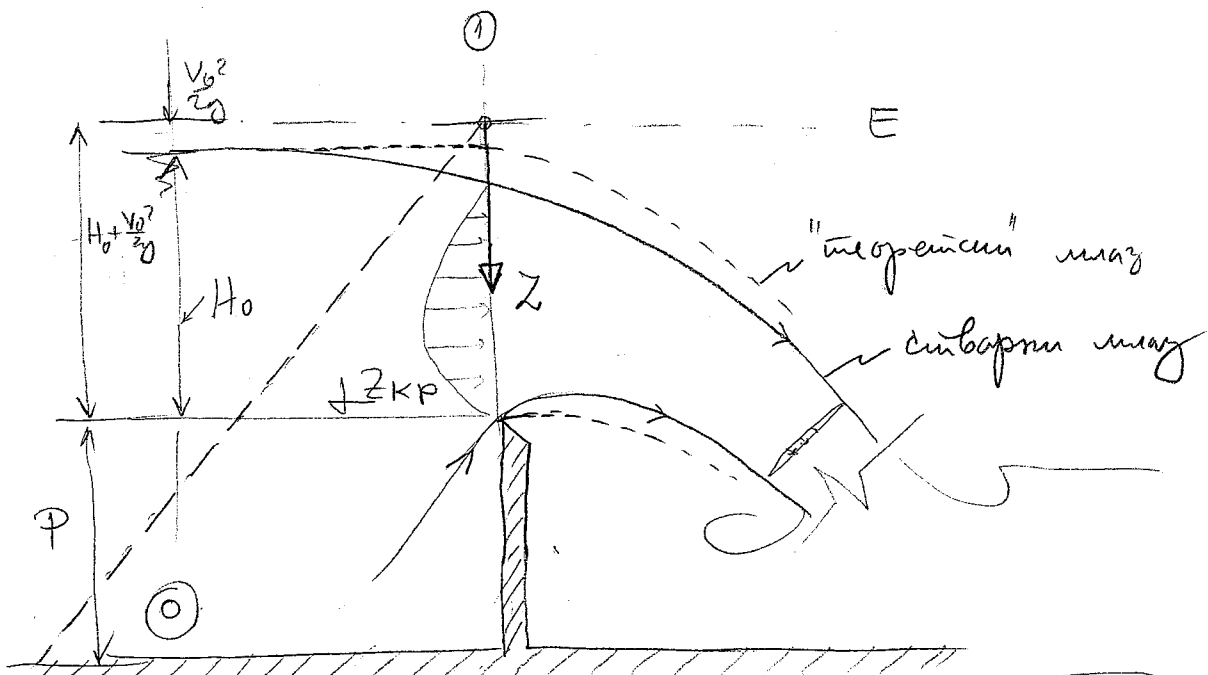
- Према облику могу бити: правонамни, криволинијни, крупни и с.
- Према облику нивоа: отворени, мерни, одличавати прелив ^(дубина) нивоа
- Према потоциности: непотоциности и потоциности
- Према заступљени нивоама: умени (гр. пр. нивоа ≠ ширина нивоа изводно од прелива), неумени (гр. пр. нивоа = ширина нивоа) и с.

Има га одлично верификацијом ^{успрешан на срваз тона узбујни криво} зигула коме је обичаван
 Нисе, којим се младе стабилно и поитивно одлика од криво зигу
 (види и VIII. у мју криво).

Због ^{изразите} несигурности младе користи се само у
 случају да је дота вога звонито?! Ниса да не
 омета државне. Најчешће се користе на морским
 уређајима у коалица (не у државним ваздухама -
 камере су оштетеном мбогу "нота", велика разлика
 између минималних и максималних фронталних захте-
 ва са неразумном абјектом) и код неких
 типова полубригних зупља (клате, септроне).

Собиром да су у питању одена мју којих
 се јавља изражене криволинијско еријане, не могу се
 за утврђивање ^{вез} промена и нивоа користити аналитички
 израза (ЗОКК у срвазу тона м/м ЗВЕ), већ се подато
 мју моратити у мануелним параметрима, дубини
 иредо моделних параметра и мерења на професним
 објектима.

Један од начина је да се веза "облика" једно
 аналитичких израза, а да се "верификацијом" м/м нејачање
 гителније - "попуније" моделним параметрима (на филмама, а у неј
 сујачање и интервалом (FD моделу)



Сл. 3.1

Изминг улвизе иренилва

Претпоставките се да у млазот нема иренилва (иранга
 гев иренилва оситаје у млазот на ниву иренилва) и да нема
 контракције млаза ("теор." млаз на сл. 3.1). Унифициран брзи. узи. за
 судујитице у процесу ① габри се:

$$(3.1) \quad \frac{Q_T}{B} = q_T = \int_{V_0^2/2g}^{H_0 + V_0^2/2g} \sqrt{2gz} \, dz = \frac{2}{3} \sqrt{2g} \left[\left(H_0 + \frac{V_0^2}{2g} \right)^{3/2} - \left(\frac{V_0^2}{2g} \right)^{3/2} \right]$$

Субкритични иренилвај се габри нага се теоријант габитион
 коефицијентом C којим се одривнава габитионј сумава - иренилва.
 кизје млаза, иренилва у млазот и осиналх (перентх и се
 перентх) претпоставки:

$$q = q_T C = C \frac{2}{3} \sqrt{2g} \left[\left(H_0 + \frac{V_0^2}{2g} \right)^{3/2} - \left(\frac{V_0^2}{2g} \right)^{3/2} \right]$$

Субкритични габри габрије рагна са ливантиса млаза H_0 ,
 гев са енергетиса ливантиса $H_0 + \frac{V_0^2}{2g}$, коефицијентом C_p

се означава и ова "неузгнута":

$$(3.2): \quad q = C \frac{2}{3} \sqrt{2g} H_0^{3/2} = C_F \sqrt{2g} H_0^{3/2}$$

тје је:

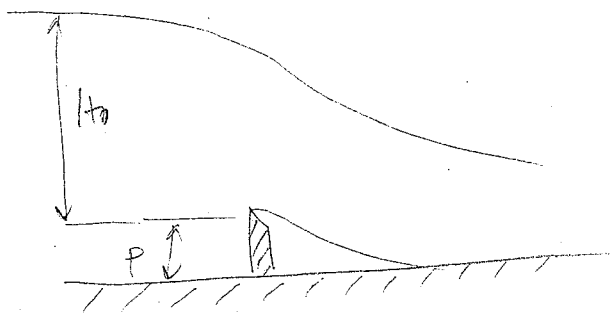
$$(3.3): \quad C_F = \frac{2}{3} C \left[\left(1 + \frac{V_0^2}{2gH_0} \right)^{3/2} - \left(\frac{V_0^2}{2gH_0} \right)^{3/2} \right]$$

Куб. C_F се одређује из експеримената. Постоји вештачки (називан, ипак је "математички" базисни апарат - Хиген 501)) отпорна којна се означаје C_F . Један од вештачки изумирањ (и капунтерма) је Ребкок-ов (Редков):

$$(3.4): \quad C_F = \frac{2}{3} \left(0.611 + 0.045 \frac{H_0}{P} + \frac{0.36}{H_0 \sqrt{5g/B - 1}} \right)$$

тје је P висина згуз ипрана, а B кауб. кубричанена намина.
 Воде ($B = 0.073 \text{ N/m}$ за $t \approx 20^\circ\text{C}$). Тјелом нама се нама
 аспрочисава са $\frac{0.36}{H_0 \sqrt{\frac{1000 \times 9.81}{0.073} - 1}} \approx \frac{0.36}{H_0 \sqrt{\frac{1000 \times 9.81}{0.073}}} \approx 0.001 \frac{1}{H_0}$

Ако је одре $\frac{H_0}{P}$ лема ($\frac{H_0}{P} > 5$), Редков отпорна тјел
анна, јер ипран нама "отспрочисава ипран", тје се



ср. 3.2

Винце не може претендовати на "аутохтна" заштитеност
српског и "аутохтна" француског у меду. Обавеза
(са Ho/W 25)
ојенав тема збога са француске стране - не може се
користити као мером епитет (а, као што је већ
најчешће, није могуће ^{или} као ЕО, или захвал), нити се
за нешто што је истраживање орање за Ср (француски
у митрополити Јаи ср. 267, Ег. 4-13). Француски
заменик Хадисовић говори о орању за
откривањем франц.

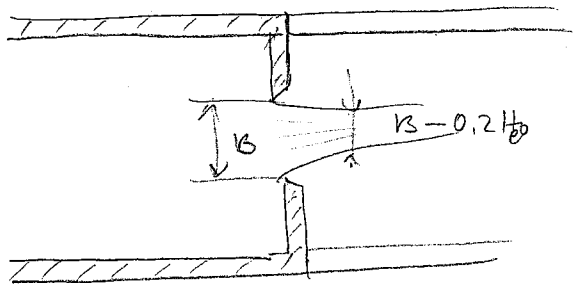
|| Заменик се израва у велики број кандидатура, кога
иначе "ташти" орање (Хајдун ср. ~ 502 ÷ 504).?
Видети и француске заменике Henderson ср. 178 (или неки
који WASEWATER WYDR.
сајменски јеференс).

* * *

До сада највише бави се српској а не француској
због израва у велики број кандидатура (suppressed mein).
Чешће је, међутим српској а не, због израва у велики број кандидатура,
француској орању на средњем збо кандидатура. У
итан српској а не, међутим орању, итне итне се
у велики број кандидатура - кандидатура:

$$(3.5): Q = B \cdot C_c \cdot g = (B - 0.2 H_{00}) \cdot C_p \sqrt{2g} H_{00}^{3/2}$$

$H_{00} = H_0 + \frac{V_0^2}{2g}$



Сл. 3.3

Треба извршити пројекат за постројење јавне јуџине (школа) бетонске формуле, која се ради оспето. Постави, вама је извршити пројекат за постројење и бити "лепши" класичне бетонске формуле, која се извршавају пројекатом и извршавају сеф.

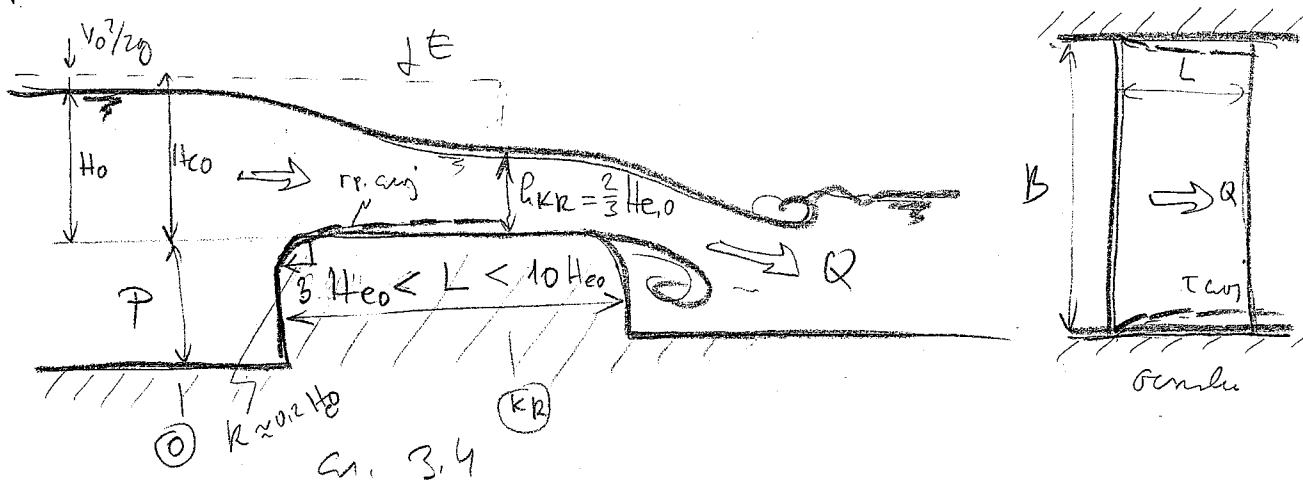
Као субвенција лепши бетонске формуле, може се извршавати и Акерсова формула (Hager - WASTEWATER HYDRAUL, 282):

$$(3.6): C_p = \frac{2}{3} \left(0.59882 - 0.09 \frac{H_0}{P} \right) = 0.3988 + 0.060 \frac{H_0}{P}$$

(Поновна с извршавају, извршавају мерста и капацитети)

III.2 ШИРОКА ПРАГ

Кор мост је бета нумерички у јаву о затвореном са "фрактур" - наглошћем, праг године бучине аутоматски се у бојовом апликацијом конформант пресека. Анс је апроксимативно глумне $10.1 < H_{e0}/L < 0.35$ на њему се одвојује пробављени интервал апликације са хидрол. рачунама функција са се у складу са апликацијама о нумерички енергији одвојује и кривама глумне (ан. 3.4):



$$(3.7): \quad Fr_{кр} = 1 = \frac{V_{кр}^2}{g h_{кр}} = \frac{q^2}{g h_{кр}^3} \Rightarrow q = \sqrt{g h_{кр}^3}$$

С обзира на то:

$$(3.8): \quad H_{e0} = h_{кр} + \frac{V_{кр}^2}{2g} = \frac{3}{2} h_{кр} \Rightarrow h_{кр} = \frac{2}{3} H_{e0},$$

једна се:

$$(3.9): \quad q = \sqrt{g \left(\frac{2}{3} H_{e0}\right)^3} = \frac{2}{3\sqrt{3}} \sqrt{2g} H_{e0}^{3/2} = 0.3849 \sqrt{2g} H_{e0}^{3/2}$$

Teor. Koef $C_p = 0.3849$ je upotreban, cu odgovara na gornjoj
 granici svojja. Ako ce upotreba za je gornja granica navedena
 voda δ^* , onga su koeficijenti izvan C_p (Jin/Rouse)

(3.10): $C_c = \frac{C_p}{C_{pT}} = \left(1 - \frac{2\delta^*}{B}\right) \left(1 - \frac{\delta^*}{E}\right)^{3/2}$, to je

$$\frac{\delta^*}{L} = \begin{cases} 1.73 Re^{-0.5} & \text{za } Re < 3 \times 10^5 \\ 0.037 Re^{-0.2} & \text{za } Re > 3 \times 10^5 \end{cases}, \quad Re = \frac{VL}{\nu} = \frac{V L}{10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}}$$

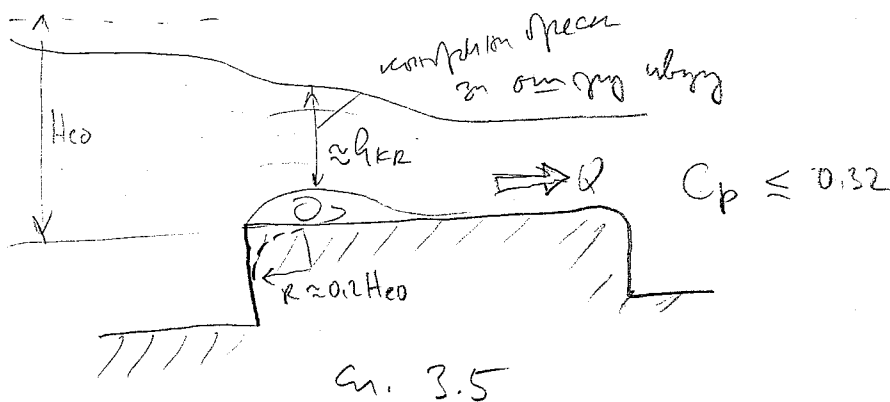
$$V = \sqrt{2gh_c} = \sqrt{\frac{2}{3} g H_{c0}}$$

U ovom aproksimaciji namo ce gornja granica Swamee-jele
 koeficijenta (Jin):

(3.11): $C_p = \frac{2}{3} \left(0.5 + 0.1 \left[\frac{(H_0/L)^5 + 1500 (H_0/L)^{13}}{1 + 1000 (H_0/L)^5} \right]^{0.1} \right)$

Ova koeficijenta koristi za aproksimaciju odnosa H_0/L
 ($0 < H_0/L < 2.0$), a namo ce zavisiti za gornju granicu
 koje zavisno je od Re (za $Re \geq 0.2 H_{c0}$ a.35)

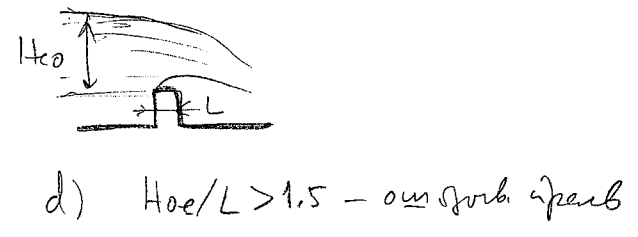
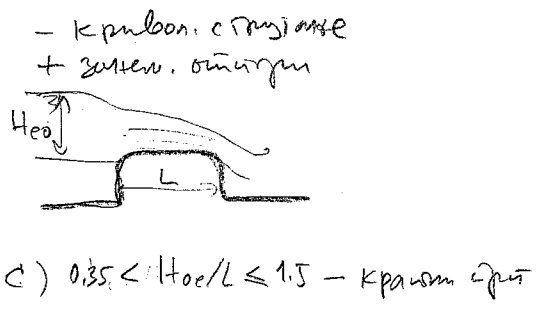
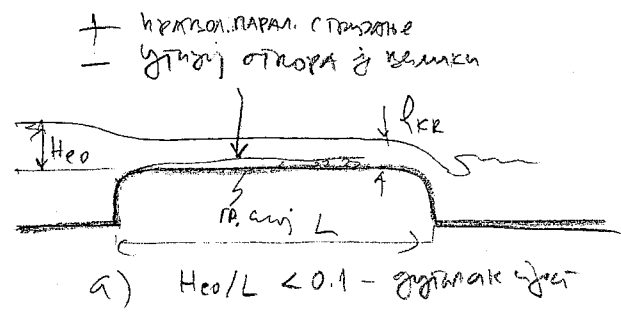
U ovom slučaju C_p se kreće u granicama od 0.35 ± 0.36 za $0.1 < \frac{H_{c0}}{L} < 0.35$.



(*) $Q = C_{pT} (B - 2\delta^*) (H_0 - \delta^*)^{3/2} = C_{pT} \left(1 - 2 \frac{\delta^*}{B}\right) \left(1 - \frac{\delta^*}{H_{c0}}\right)^{3/2} B \sqrt{2g} H_{c0}^{3/2}$

Према Swamee-јели формулам и једна мењавеним изразима
 $C_p = 0.35 \div 0.36$ код глатког отвореног канала и
неједнакост ($0.1 < H_{eo}/L < 0.35$).

а) За једнакост $0.1 < H_{eo}/L < 0.35$, ажуриране једнакост је код



сл. 3.6

- значајем отпора и није значајно за малим отвором - иако се
 је одређеном величини отпора у прат. слици која се примењује
 једнакост и код једнакост отвором на ажуриране (којима
 се даје са одређеном величини отпора где се мере).

а) За једнакост $H_{eo}/L > 0.35$ ажуриране су заједничке код
 једнакост отвором, на се није се може одређено

кристална структура (хидрокарб. рас. кристали), франга се,
ко "намену зрачења" одговорије минимално енергији.
Основни параметри има велики коеф. променљивости (за 3.11)
и повремено је као франга до 50, али је може
погодан за мерење црвених.

слова, и. морина, глупиу ли и фесаму ②.

Беза мувету глупиу и фесаму ① и ② може се
фрезам се копиратомем језикоме сива и језикоме
копиратомемем (ГОЕ се иже због непараметри упуштају
фесаму ②), иу фремитиваму о расипању упуштају
и фесаму ②. Аме се фремитиваму же је ^{гласу фесаму} ②
упуштају језикоме θ , аме се гласуа оме;

$$(3.12): \quad \frac{h_2}{h_1} = \frac{2 F_{K1}}{1 + 2 F_{K1}}$$

меу и амеујау кривоме гласуе, те је $F_{K1} = 1$, те је =

$$\frac{h_2}{h_1} = \frac{2}{3}. \quad \text{Намеушаму ижеу ижеу же је оме}$$

Немеу бела $\frac{h_2}{h_1} = 0,715$ (Кансе - Јич ип. 2 до), ме се

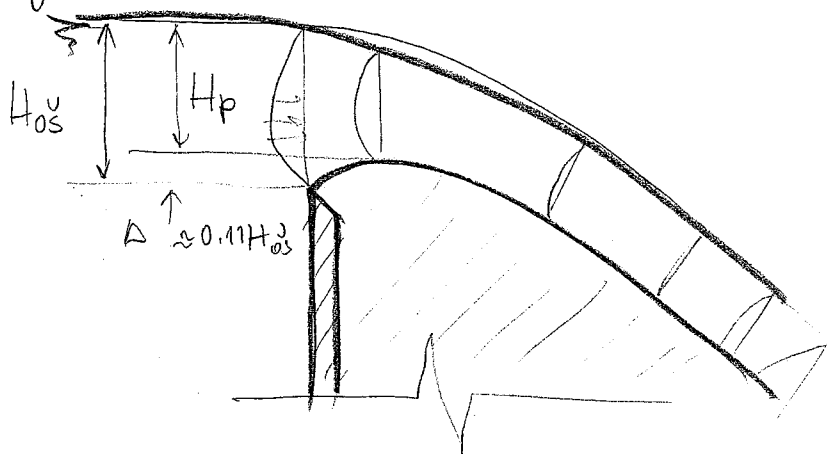
меу намеушаму амеујау језикоме же фресаму:

$$(3.13): \quad \lambda = \sqrt{g h_{KR}^3} = \sqrt{g \left(\frac{h_2}{0,715} \right)^3} = 1,14 \sqrt{g} h_2^{3/2}$$

III. 4 ПРЕЛИК ПРАКТИЧНОГ ПРОФИЛА - КРИГЕР-ОФИЦЕРОВА

Како што е илустрирано на цртежот, оформениот железен ступ височина коеф. железната на "кривој", која се користи хидротехнички конфигурација. Структура, ширина, фреквенција, стандарди, маа итн. коеф. железната - што захтева бела забавна маа нафат железна, а илустрација и стандарди стандарди стандарди.

"Средна" илустрација оформениот железен систем конфигурација која се користи железна маа дине илустрација маа оформениот железна, постојат се од стандарди = височина коефициент железна и стандарди стандарди стандарди стандарди:



сл. 3.8

Ако се претпостави да је $Ho\delta$ (одредб. прена) зона парова у односу на висину P из је једна:

$$(3.4) \quad C_{P\delta} \approx \frac{2}{3} 0.611 \approx 0.41 \text{ и}$$

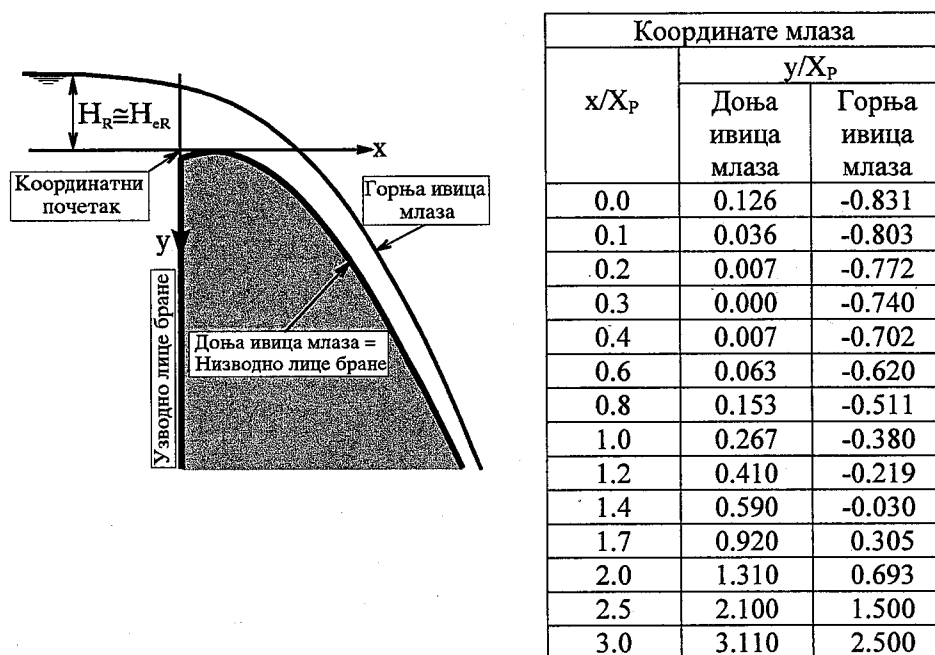
и ако се прихвати експериментална вредност за генерацију "криве" где abuse маса и температура от-ривања прена од $\Delta \approx 0.11 Ho\delta$, онда је коеф. прена ~~прена~~ Кутер-Офенроков прена C_p :

$$(3.5) \quad C_p = C_{P\delta} \left(\frac{Ho\delta}{H_p} \right)^{3/2} = C_{P\delta} \left(\frac{1}{0.89} \right)^{3/2} \approx 0.49.$$

Ова вредност $C_p \approx 0.495$ (0.496) повезана је и са великом бројом података и одређена.

сл., Vischer i Hager 1998, Smith 1995, USBR 1987, USA Corps of Engineers 1977, Creager 1961). Поступци који се користе у пракси (табеле, обрасци и дијаграми) добијени су на основу мерења *положаја млаза оштроивичног прелива*.

На слици 8.12а табеларно су приказане бездимензионалне “Кригерове криве” (Creager 1961) које описују горњу и доњу ивицу млаза оштроивичног прелива за случај када је висина прелива (преливног прага), P , довољна да омогући *неометано развијање млаза*. (тј., да се оствари струјање као код оштроивичног прелива са зидом довољне висине да омогући да се млаз испред и иза прелива неометано развије). Искуство показује да је овај услов испуњен већ за $P \geq 0.5 H_R$ где је H_R рачунска (пројектована) висина млаза Кригеровог прелива која се остварује при рачунском (пројектованом) протицају (сл.8.12а). Доња ивица млаза оштроивичног прелива уједно представља и контуру Кригеровог прелива.



Сл. 8.12а) Бездимензионалне координате млаза оштроивичног прелива према Кригеру

Код прелива високих брана долазна брзина је често мала, па је брзинска висина занемарљиво мала у односу на висину (дебљину) преливног млаза ($H_R \approx H_{er}$ на сл.8.12). Због тога ће се надаље користити висина H_R уместо брзинске висине H_{er} сем у случају ниских прагова ($P \geq 0.5 H_R$), где брзинска висина постаје значајна.

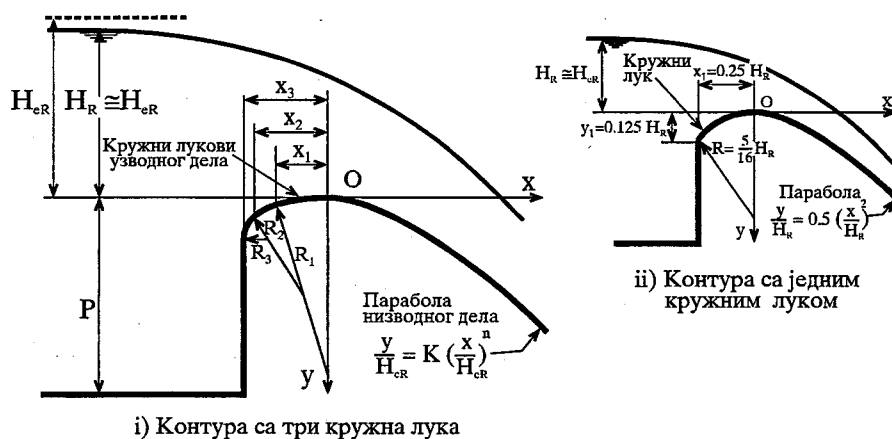
Контура прелива се може описати и комбинацијом кружних лукова и параболе, као што је приказано на сл. 8.12b (према USA Corps of Engineers 1977). Узводни део контуре (од узводног лица прелива до круне) описан је са три кружна лука, полупречника R_1 , R_2 и R_3 , који имају заједничке тангенте на растојањима x_1 и x_2 од круне прелива (сл. 8.12b-i). Круна прелива је удаљена за дужину x_3 од узводног лица. (Неки аутори узимају само прва два лука,

XXK -76-

Novak 1996, USBR 1987, док неки примењују и елипсу, Khatsuria 2005). Низводно од круне контура се описује параболом облика:

$$\frac{y}{H_R} = K \left(\frac{x}{H_R} \right)^n,$$

где су, K и n параметри који зависе од односа P/H_R , закошености узводног лица и од других чинилаца (USBR 1987). Очигледно је да се овим поступком може дефинисати преливна контура за много шири опсег геометријских и топографских услова него „Кригеровом“ кривом.



Сл. 8.12 б) Одређивање контуре Кригеровог прелива помоћу кружних лукова и параболе према USA Corps of Engineers

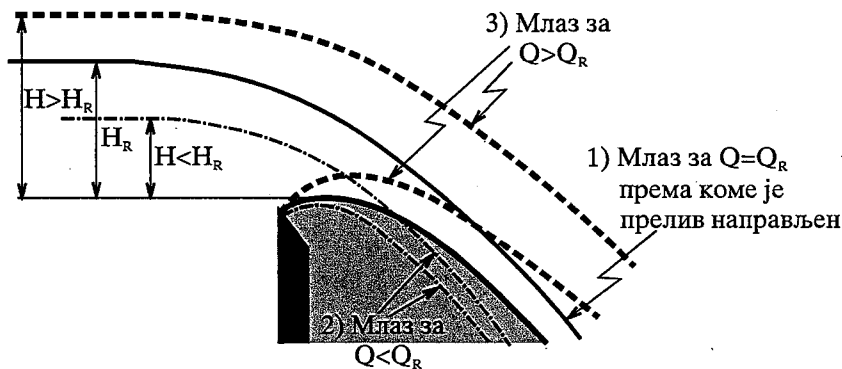
За вертикално узводно лице и за однос $P/H_R \geq 0.5$, препоручују се следеће вредности параметара контуре прелива: $K = 0.5, n = 1.85, R_1 = 0.5 H_R, R_2 = 0.2 H_R, R_3 = 0.04 H_R, x_1 = 0.175 H_R, x_2 = 0.276 H_R$ и $x_3 = 0.2818 H_R$. (Треба запазити да је овде координатни систем постављен кроз круну прелива, за разлику од Кригерових координата, сл 8.12а које се везују за уводно лице.) За косо узводно лице и за вредности $P/H_R < 0.5$, параметри контуре прелива се могу одредити преко дијаграма из литературе (USBR 1987, USA Corps of Engineers 1977).

Искуство на постојећим објектима и на моделима указује на могућност појаве потпритисака (негативних притисака) на делу између узводног лица и круне прелива, уколико се значајније одступи од претходно описаног облика контуре. Код прелива са малом рачунском висином млаза, међутим, ови потпритисци су мали (па нису опасни), тако да се може користити једноставан облик контуре са једним кружним луком и параболом (сл. 8.12b-ii).

Кригеров прелив се обликује за једну вредност протицаја – то је обично рачунски (пројектовани) протицај, Q_R (при коме би евакуациони орган требало да ради безбедно – видети део VIII.1). Рачунском протицају одговара рачунска висина испред прелива, H_R (сл. 8.13). Доња ивица преливног млаза одговарајућег оштроивичног прелива (сл. 8.8) поклапа се са контуром Кригеровог прелива само при рачунском протицају Q_R , и само тада је притисак на контури прелива једнак атмосферском (односно релативни притисак је једнак нули).

Када су висина испред прелива, H ,¹ и протицај, Q , мањи од рачунског, млаз притиска контуру прелива, јер је домет млаза замишљеног оштроивичног прелива (тачкаста линија “2” на сл. 8.13) мањи од домета млаза при рачунском протицају (према коме је прелив обликован). Повећањем притиска у млазу смањује се брзина, а тиме и протицај у односу на одговарајући оштроивични прелив, па се смањује и вредност коефицијента преливања, C_p .

Ако је протицај, Q , већи од рачунског (испрекидана линија “3” на сл. 8.13) млаз тежи да се “одлепи” (одвоји) од контуре прелива, јер је доња ивица млаза замишљеног оштроивичног прелива изнад контуре (пројектованог Кригеровог прелива). Зато се на преливу јавља потпритисак, што ће додатно повећати брзину и протицај млаза у односу на одговарајући оштроивични прелив, па расте и вредност коефицијента преливања.



Сл. 8.13 Положај млаза при различитим висинама испред прелива

Овакво повећање протицаја назива се “вакуумизирање” прелива, и може бити корисно, јер се протицај при истој висини (при истом нивоу у акумулацији) додатно повећава у односу на одговарајући “безвакуумски” прелив (прелив код кога преливна ивица прати доњу контуру млаза оштроивичног прелива). Иако релативни притисак теоријски може пасти на $p/\gamma = -10\text{m}$, у пракси се не препоручује снижење притиска испод $p/\gamma = -2\text{m}$, због могућности периодичног одлепљивања млаза, праћеног вибрацијама, као и због могућности настанка кавитације². Зависност релативног коефицијента преливања, C_p/C_{p0} (где је C_{p0} коефицијент преливања за рачунски протицај), и релативног потпритиска, $(p/\gamma)/H_R$, од односа H/H_R дата је у табели 8.1 (USBR, 1987):

| | | | | | | | | |
|------------------|------|------|------|------|------|-------|-------|-------|
| H/H_R | 0.1 | 0.4 | 0.6 | 0.8 | 1.0 | 1.2 | 1.4 | 1.5 |
| C_p/C_{p0} | 0.82 | 0.88 | 0.94 | 0.97 | 1.00 | 1.03 | 1.05 | 1.07 |
| $(p/\gamma)/H_R$ | -- | -- | -- | -- | 0.00 | -0.31 | -0.65 | -0.83 |

Таб. 8.1 Зависност релативног коефицијента преливања и релативног потпритиска од односа H/H_R

¹ Где прегледност налаже, преливна висина ће се означавати са H , уместо са H_p .

² Неки пројектанти, међутим, допуштају потпритисаке до -6m (Khatsuria 2005), с тим што се ови редовно јављају на стубовима прелива (сл. 8.22), а не по дну преливне контуре за које важи табела 8.1.

Минимални притисак се јавља узводно од круне прелива (зато и треба обратити пажњу на исправно обликовање овог дела, како је напред речено), као и уз стубове, где може бити знатно нижи него по дну преливне контуре (Khatsuria 2005 i USA Corps of Engineers 1977).

Уместо табеле 8.1, за израчунавање вредности коефицијента преливања се може применити и регресиони образац:

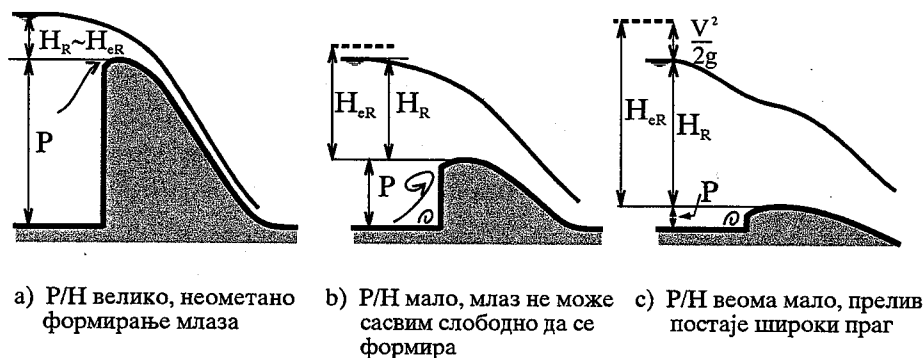
$$(8.21a): \quad \frac{C_P}{C_{P0}} = 0.777 + \frac{2.96 \left(\frac{H}{H_R} \right)^{0.76}}{10.69 + 2.58 \left(\frac{H}{H_R} \right)^{0.76}}, \quad \text{за } 0 \leq \frac{H}{H_R} \leq 3.$$

У пракси се користе и други, једноставнији образци који се добро слажу са изразом (8.21a) (Хајдин 2002):

$$(8.21b): \quad \frac{C_P}{C_{P0}} = \left(\frac{H}{H_R} \right)^{\frac{1}{8}}, \quad \text{у границама од } 0.25 < \frac{H}{H_R} < 2.5.$$

* * *

Из претходног се закључује да свака промена услова преливања, у односу на услове при којима се образује млаз замишљеног оштроивичног прелива, изазива промену притиска у млазу стварног (бетонског) прелива, а тиме и промену вредности коефицијента преливања. Зато је корисно бетонску контуру прелива што боље прилагодити облику “оштроивичног млаза” који би настао *при стварним условима* преливања на разматраном објекту. Khatsuria (2005) и USA Corps of Engineers (1977) дају дијаграме према којима се облик преливне ивице може добро прилагодити различитим условима преливања.



Сл. 8.14 Утицај узводне висине прага на преливање

Уколико је *висина узводног лица преливног прага, P*, мала у односу на *рачунаску висину преливања, H_R*, (сл. 8.14b и 8.14c), млаз не може да се неометано развије, као у случају када је дубина испред прага довољна (сл. 8.14a). Закривљеност струјница је мања него при неометаном преливању (сл. 8.15a) – мања је центрифугална сила, па се у млазу повећава притисак, чиме се смањују брзина и протицај (у односу на непоремећено струјање). При изузетно малим

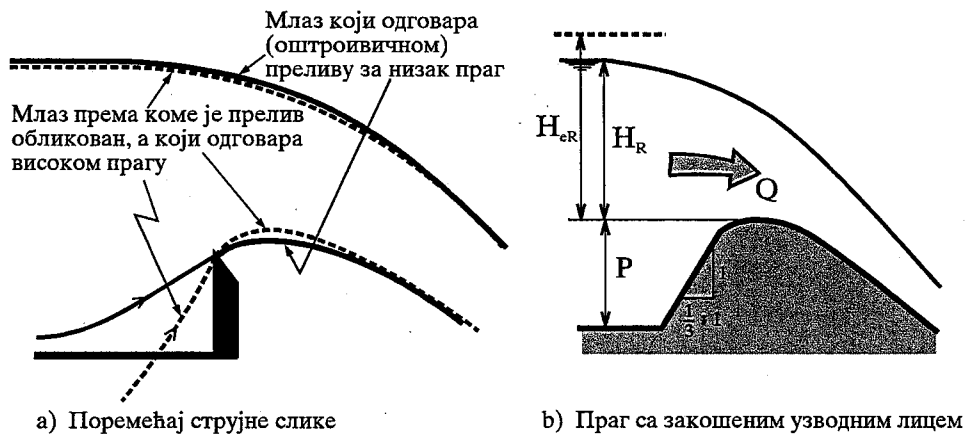
вредностима односа P/H , на круни се остварује приближно праволинијско и паралелно струјање, уз пун хидростатички притисак, па се прелив понаша као широки праг (сл. 8.14с). На ово указује и експериментална зависност релативног коефицијента преливања, C_P/C_{P0} , од односа P/H_{eR} , дата у табели 8.2 према USBR (1987), где је C_{P0} коефицијент преливања за непоремећено преливање (када вредност односа P/H_{eR} тежи бесконачном).

| P/H_{eR} | 0.0 | 0.1 | 0.5 | 1.0 | 1.5 | 3.0 |
|--------------|------|------|------|------|------|------|
| C_P/C_{P0} | 0.78 | 0.86 | 0.96 | 0.98 | 0.99 | 1.00 |

$$\frac{C_P}{C_{P0}} = 0.777 + \frac{1.77(P/H_{eR})^{1.35}}{0.73 + 7.89(P/H_{eR})^{1.35}}$$

Таб. 8.2 Зависност релативног коефицијента преливања од односа P/H_{eR}

За вредности односа $P/H_{eR} > 1.5$, висина прага не утиче на коефицијент преливања, а већ за $P/H_{eR} > 0.5$, постиже се задовољавајуће висока вредност за C_P .



Сл. 8.15 Преливни праг са малим вредностима односа P/H_{eR}

Код ниских прагова, за које су вредности $P/H_{eR} < 0.5$, може се постићи извесно побољшање услова преливања ако се узводно лице прелива закоси (сл. 8.15b). Закошење омогућава правилније формирање улазног дела млаза, па се донекле смањује притисак у млазу, односно повећава брзина и протицај (USBR 1987). Најбољи учинци (повећање протицаја за 2 ÷ 4 %) постижу се са нагибима 1 : 1/3, до 1 : 1 (сл. 8.15b).

Закошења се често примењују код ниских објеката (прагова), чиме се повећава и статичка стабилност прага.

* * *

До сада је било речи о “деформацији” преливног млаза (у односу на замишљени млаз непоремећеног општроивичног прелива) за случај да је висина узводне стране прага мала у односу на дебљину млаза. Слично, ако је висина низводног дела прага мала, млаз може бити “стешњен” са низводне стране, што опет за последицу има “деформацију” млаза, чиме се смањује вредност коефицијента преливања.

Вредност коефицијента преливања опада ако је денивелација круне прелива и дна низводног корита, $Z_P - Z_{D,DV}$, превише мала у односу на енергетску висину преливања, H_{eP} (где је $H_{eP} = H_P + V_P^2/2g$, сл. 8.16а). Чим “прекорачи” преко круне прелива, млаз належа на контуру низводног корита која му онемогућава да прати закривљену контуру “оштроивичног” (неометаног) млаза. Као одговор на смањење закривљености, опада и центрифугална сила, па се у млазу повећава притисак, што доводи до смањења брзине и протицаја (односно коефицијента преливања, C_P). Што је круна прелива, Z_P , ближа коти дна низводног корита, $Z_{D,DV}$, притисак у млазу све више расте, а протицај опада, све док за $Z_P = Z_{D,DV}$ распоред притиска не постане хидростатички – тада прелив постаје широки праг.

У табели 8.3 приказана је зависност релативног коефицијената преливања, C_P/C_{P0} , (C_{P0} је коефицијент преливања при струјању које не зависи од висине прага), од односа $(Z_P - Z_{D,DV})/H_{eP}$, или односа $(\Delta H + h_{DV})/H_{eP}$, како је оригинално дато у USBR, 1987 (сл. 8.16а).

| | | | | | | | | |
|------------------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| $(Z_P - Z_{D,DV})/H_{eP}$ | 0.0 | 0.1 | 0.2 | 0.3 | 0.4 | 0.5 | 0.6 | 0.7 |
| $(h_{DV} + \Delta H)/H_{eP}$ | 1.0 | 1.1 | 1.2 | 1.3 | 1.4 | 1.5 | 1.6 | 1.7 |
| C_P/C_{P0} | 0.77 | 0.85 | 0.90 | 0.94 | 0.96 | 0.98 | 0.99 | 1.00 |

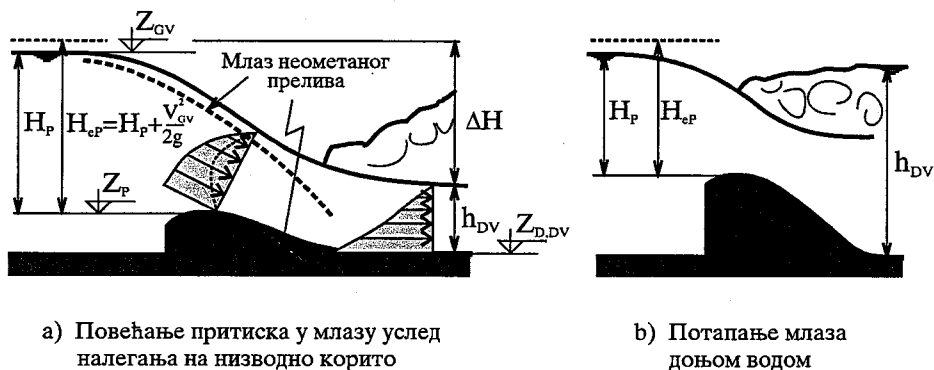
Таб. 8.3 Зависност релативног коефицијента преливања од денивелације круне прага и дна низводног корита

Из табеле се види да је утицај налегања млаза на коефицијент преливања безначајан за вредности односа $(Z_P - Z_{D,DV})/H_{eP} > 0.5$. Поређењем вредности из табела 8.2 и 8.3 примећује се да се утицај висине прага на коефицијент преливања не мења значајно, зависно од тога да ли је млаз стешњен са *узводне*, или са *низводне* стране прага. При обрачунавању коефицијента преливања за преливе ниских брана, код којих је млаз стешњен и са узводне и са низводне стране, треба користити само једну од ове две табеле (а не обе истовремено), иначе ће се добити нереално ниске вредности.

VIII.4.2 Преливи код ниских брана, низводни утицаји, потопљено преливање

За разлику од прелива високих брана, где је течење у брзотоку низводно од прелива бурно, па не утиче на услове преливања, код *ниских брана – прагова* – чест је случај да низводни услови значајно ометају преливање, умањујући протицај, односно коефицијент преливања. Два узрока ометају преливање код ниских брана:

- 1) *Повећање притиска у млазу услед налегања млаза на дно низводног корита, како је већ објашњено у претходном излагању (сл. 8.16а).*
- 2) *Потапање млаза доњом водом – смањивање пада преливања (сл. 8.16b).*



Сл. 8.16 Утицај низводних услова на преливање

Повећање притиска услед потапања млаза доњом водом

Под **потопљеним преливањем** се подразумева течење код кога *низводни ниво* утиче на вредност протицаја преко прелива. На слици 8.17 приказано је преливање преко ниског преливног прага, где је доња вода довољно висока да потопи хидраулички скок иза прелива. При потопљеном преливању притисак у преливном млазу се повећава услед тежине слоја доње воде која лежи изнад млаза (притиска млаз), што смањује брзину млаза, односно протицај.

Резултати испитивања показују (USBR, 1987) да је преливање преко Кригеровог прелива **непотопљено** (тј. да ниво доње воде *не утиче битно* на услове преливања) уколико “енергетска висина” доње воде, H_{eDV} , није већа од $\frac{2}{3}$ “енергетске висине” горње воде, H_{eP} (сл. 8.17 и табела 8.4)¹:

$$(8.22): \quad H_{eDV} \leq \frac{2}{3} H_{eP},$$

тј. ако је *степен потопљености*, H_{eDV}/H_{eP} , мањи (или једнак) $\frac{2}{3}$. Код непотопљеног преливања при *константном протицају*, ниво горње воде (ниво испред прелива) неће се мењати услед промене нивоа доње воде.

Преливање је **потопљено** ако је $H_{eDV} > \frac{2}{3} H_{eP}$, односно када је степен потопљености већи од $\frac{2}{3}$. Тада утицај доње воде постаје значајан чинилац преливања, па се ниво горње воде мора повећати ако расте ниво доње воде, како би се преко прелива одржао константан протицај.

Често се услов потопљености везује за коте нивоа воде (или преливне висине), уместо за енергетске висине: тако је течење **непотопљено** ако је (сл.8.17):

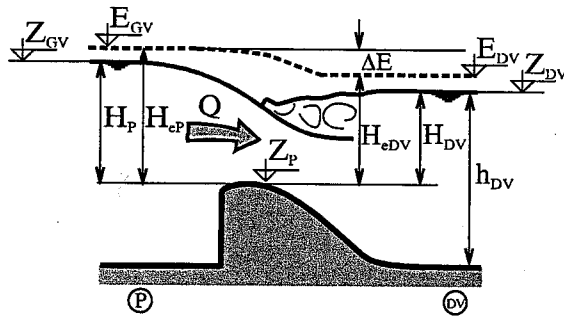
$$(8.22a): \quad H_{DV} \leq \frac{2}{3} H_p, \text{ односно:}$$

$$(8.22b): \quad Z_{DV} \leq \frac{2}{3} H_p + Z_p.$$

У табели 8.4 приказана је експериментална зависност *степенa потопљености*, H_{eDV}/H_{eP} (односа “енергетских висина”, сл.8.17), и *коэффициента потопљености*, $C_{POT} = C_{P,POT}/C_P$, код Кригеровог прелива ($C_{P,POT}$ је коэффициент преливања за потопљено течење, док је C_P

¹ Понекад је овај услов строжији. Код бочног прелива се затева да $H_{eDV} \leq \frac{1}{2} H_{eP}$ (сл. 8.80).

одговарајући коефицијент преливања за непотопљено течење, USBR 1987). (Као апроксимација се уместо “енергетских висина”, H_{eDV} и H_{eP} , често користе висине H_{DV} и H_P).



Сл. 8.17 Услови “потопљености” прелива

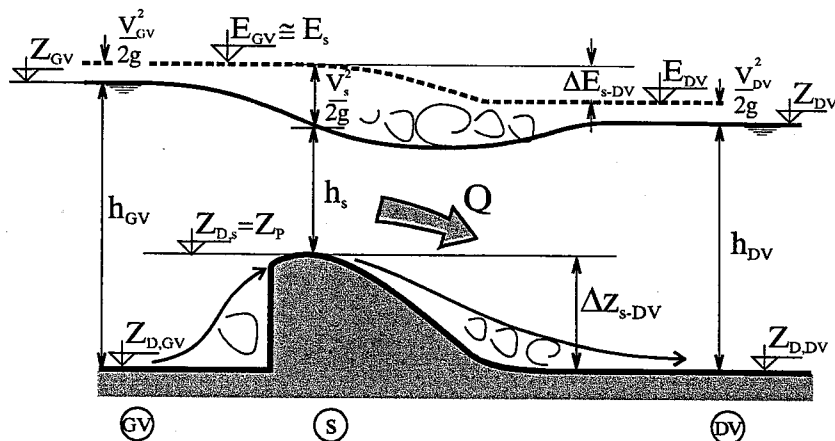
| | | | | | | | |
|------------------|------|------|------|------|------|------|------|
| H_{eDV}/H_{eP} | 0.00 | 0.30 | 0.60 | 0.70 | 0.90 | 0.95 | 1.00 |
| C_{POT} | 1.00 | 1.00 | 0.96 | 0.94 | 0.65 | 0.45 | 0.00 |

$$C_{POT} = 1 - \frac{3.23(H_{ed}/H_e)^{4.95}}{9.3 - 6.1(H_{ed}/H_e)^{4.95}}$$

Таб. 8.4 Зависност коефицијента потопљености од степена потопљености за Кригеров прелив

* * *

“Провера” криве протикаја (добијене преко зависности из табеле 8.4) може послужити као занимљива вежба за примену основних начела хидраулике отворених токова. За изабране вредности протикаја, Q , и нивоа доње воде, Z_{DV} (сл.8.18), тражи се ниво испред прелива, Z_{GV} .



Сл. 8.18 Примена енергетске једначине на потопљено преливање

Прво се рачунају брзина и дубина (V_s и h_s) у суженом пресеку “s” на круни прелива применом енергетске једначине између пресека, “s”, и пресека доње воде, “DV”:

$$(8.23): \quad Z_{D,s} + h_s + \frac{V_s^2}{2g} = Z_{D,DV} + h_{DV} + \frac{V_{DV}^2}{2g} + \Delta E_{s-DV},$$

где је ΔE_{s-DV} = губитак енергије између пресека “s” и “DV” у вртложном “ваљку” изнад и испод млаза, а апроксимираће се према Бординој теореме са:

$$(8.24): \quad \Delta E_{s-DV} = \frac{(V_s - V_{DV})^2}{2g}.$$

Користећи једначину континуитета ($Q = V h B$), енергетска једначина 8.23 се може написати као (сл.8.18):

$$(8.25): \quad h_s + \frac{Q^2}{2g h_s^2 B_s^2} - \frac{Q^2}{2g} \left(\frac{1}{h_s B_s} - \frac{1}{h_{DV} B_{DV}} \right)^2 = h_{DV} + \frac{V_{DV}^2}{2g} - \Delta z_{s-DV}.$$

Десна страна јед. 8.25 је позната, и може се означити као C_{DV} (константа доње воде), па се коначно може написати:

$$(8.26): \quad h_s + \frac{Q^2}{2g} \frac{1}{h_s^2 B_s^2} \left[1 - \left(1 - \frac{h_s B_s}{h_{DV} B_{DV}} \right)^2 \right] = C_{DV}.$$

Једначина (8.26) се решава итеративно (за прву итерацију може се претпоставити да је $^{(1)}h_s = C_{DV}$), или неком другом нумеричком методом.

Ако за задати протицај, Q , и дубину доње воде, h_{DV} , нема *реалног решења* једначине (8.26), значи да *утицај доње воде не постоји*, и да је *контролни пресек* управо пресек “s”, где влада слободно преливање, па се ниво у пресеку “GV” испред прелива одређује преко једначине непотопљеног преливања (8.11).

Ако постоји *реално решење* једначине 8.26 (може се наћи дубина h_s у пресеку “s”) у мирном режиму, онда се користи енергетска једначина између пресека “s” и “GV” да се срачуна ниво у пресеку “GV” испред прелива:

$$(8.27): \quad Z_{D,GV} + h_{GV} + \frac{V_{GV}^2}{2g} = Z_{D,s} + h_s + \frac{V_s^2}{2g} + \Delta E_{GV-s},$$

где се губици енергије између пресека “GV” и “s” могу занемарити, или обрачунати као $\xi \frac{V_s^2}{2g}$

($\xi = 0.00 \div 0.10$).

* * *

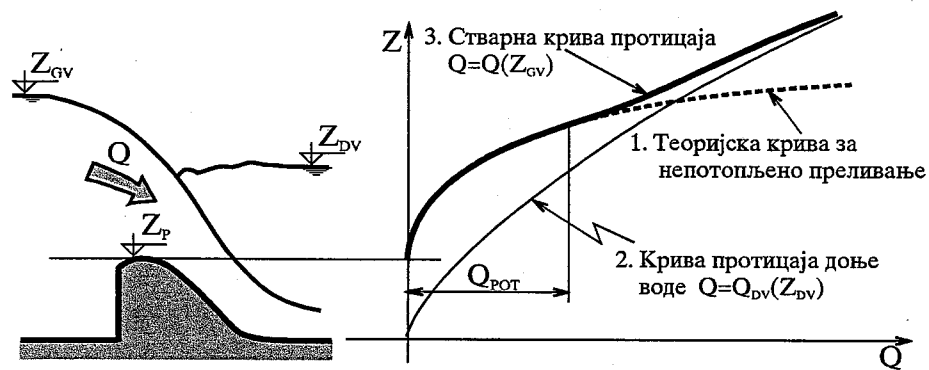
Занимљиво је упоредити *криву протицаја ниског преливног прага*, са *кривом протицаја доње воде* (тј. са *кривом протицаја доње воде природног корита*, за случај да објекат не постоји). Претпоставља се да је у кориту реке течење мирно. Поређење је приказано на слици (8.19) (Smith, 1995).

“Теоријска крива” протицаја, означена као крива “1” на сл.8.19, приказује *непотопљено преливање* преко Кригеровог прелива (јед. 8.11). У преливном млазу влада притисак близак атмосферском, па је млаз бржи и повлачи већи протицај него за случај где влада хидростатички распоред притиска, као код течења у кориту доње воде (крива “2”). Зато је

XJK - 84 -

разумно очекивати да протицај преко прелива брже расте са повећањем узводног нивоа, Z_{GV} , него што протицај доње воде расте са повећањем низводног нивоа, Z_{DV} . Другим речима, крива протицаја доње воде (“2”) стрмија је од “Кригерове” криве (“1”).

При малим протицајима ниво доње воде, Z_{DV} , је низак, па не утиче на преливање, тако да се на преливу остварује *непотопљено* преливање са Кригеровом кривом “1”. Са повећањем протицаја, нивои доње и горње воде, Z_{DV} и Z_{GV} , се постепено приближавају (јер је крива доње воде стрмија од Кригерове, сл.8.19), да би при одређеном протицају, Q_{POT} , ниво доње воде почео да омета преливни млаз, условљавајући *потопљено* преливање, што је приказано стварном кривом протицаја – кривом “3”. Даљим повећањем протицаја, криве “2” и “3” постају све ближе, да би при изузетно великим протицајима, денивелација $Z_{GV}-Z_{DV}$ представљала само локални губитак енергије, који настаје опструјавањем преливног прага.



Сл. 8.19 Крива протицаја ниског преливног прага

Са слике 8.19 се види, а и пређашња дискусија то потврђује, да се највећа денивелација горње и доње воде, $Z_{GV}-Z_{DV}$, јавља при минималним протоцима, па за тај случај треба контролисати и филтрацију испод бране.

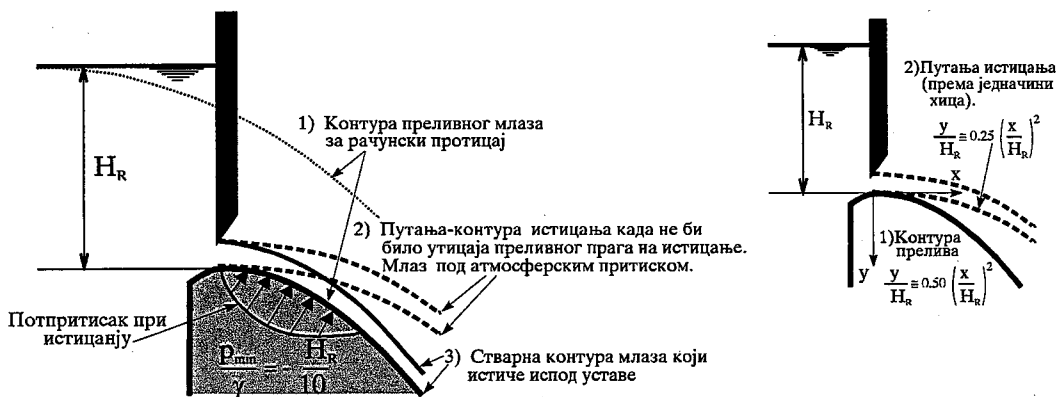
* * *

Поред Кригеровог прелива у пракси се користе и преливи другачијих попречних пресека (широки праг, кружни, троугаони и сл.). Овакви преливи се највише примењују код мерних објеката, па им је више пажње посвећено у делу XIII.4.

VIII.4.3 Преливи контролисани уставама

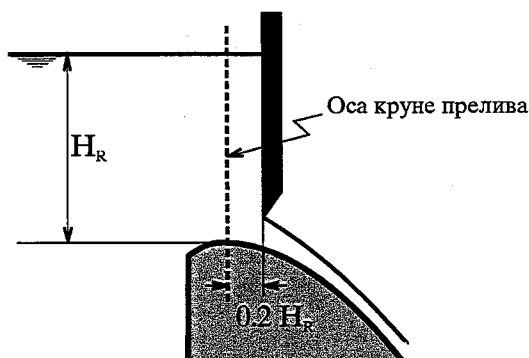
О уставама, затварачима и кривама протицаја за течење испод устава биће речи у поглављу IX. Овде ће се размотрити однос облика и положаја трајекторије млаза који истиче испод устава и облика преливне контуре на којој је устава постављена. При *рачунском протицају* устава се сасвим подигне да би се омогућило *слободно преливање*. Облик прелива, како је раније објашњено, усвојен је тако да прати контуру преливног млаза замишљеног оштроивичног прелива при рачунском (пројектном) протицају. С друге стране, при *истицању испод устава*, постављене изнад круне прелива, облик млаза није усклађен са обликом преливне контуре (сл. 8.20). Када би млаз истицао слободно, неометан од преливне контуре

(као путања "2" на сл. 8.20), у њему би владао атмосферски притисак, исто као и у преливном млазу при рачунском протицају (за који је дефинисана контура прелива "1"). Пошто млаз испод уставе има већу просечну брзину од преливног млаза (јер је већи "просечни пад" који ствара брзину), то му је и домет већи од домета преливања, односно, путања *истицања* "2" би прескочила путању *преливања* "1". При реалном истицању, међутим, млаз најчешће остаје "прилепљен" уз контуру прелива (путања "3"), што изазива потпритисак. Према USBR (1987) овај потпритисак одговара једној десетини рачунске висине испред прелива ($p_{\min} / \gamma \approx -H_R / 10$). Пожељно је умањити потпритисак (тј., повећати притисак), како би се онемогућило евентуално периодично одлепљивање млаза, које може изазвати неугодне и опасне вибрације затварача и целе конструкције, а у неким случајевима и настанак кавитације. У ту сврху се може:



Сл. 8.20 Преливање и истицање

- Контура прелива прилагодити путањи млаза који истиче испод уставе, уместо путањи при слободном преливању. Положај "рачуноског" млаза одређује се за протицај који ће се најчешће испуштати. (Овим се смањује коефицијент преливања за максимални протицај, при потпуно подигнутој устави).*
- Осу уставе померити низводно од круне прелива за дужину $0.2 H_R$ (сл.8.21), чиме се правац млаза још на почетку закоси наниже, тако да боље прати контуру прелива, што смањује потпритиске и могућност одлепљивања (Novak 1996, USBR 1987).*

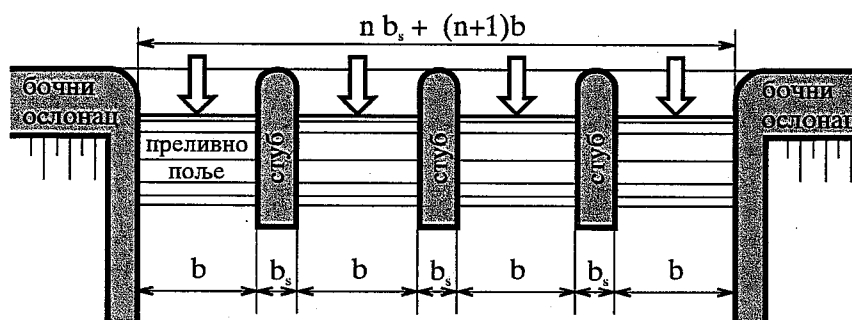


Сл.8.21 Положај уставе у односу на круну прелива

VIII.4.4 Утицај мостовских стубова на преливање

Стубови омогућавају ослањање устава и саобраћај преко прелива. Уз то, стубови могу повољно утицати на равномеран распоред протицаја дуж прелива. С друге стране, стубови смањују ширину преливања (дужину преливне ивице). Прво и очигледно, стуб одузима део ширине преко које би вода преливала. Друго, услед постојања стуба, као препреке течењу, јавља се сужење (контракција) по ширини преливног млаза. Ефективна ширина прелива, B , (тј. ширина преливног млаза) се рачуна преко искуствених формула. Овде је наведена формула коју препоручује USBR¹ (USBR 1987, Creager 1961):

$$(8.28): \quad B = B_0 - 2H_e(n K_S + K_B) = (n+1)b - 2H_e(n K_S + K_B),$$



Сл. 8.22 Прелив са стубовима (основа)

где су (сл. 8.22) : $B_0 = (n + 1)b$ = ширина прелива без стубова²; n = број стубова, b = ширина једног преливног поља, K_S = коефицијент сужења од стуба, K_B = коефицијент сужења од бочног ослонаца, H_e = енергетска висина испред прелива (= висина преливања + брзинска висина), која је при малим долазним брзинама приближно једнака висини преливања.

Вредност коефицијента K_S зависи од облика улазне главе стуба :

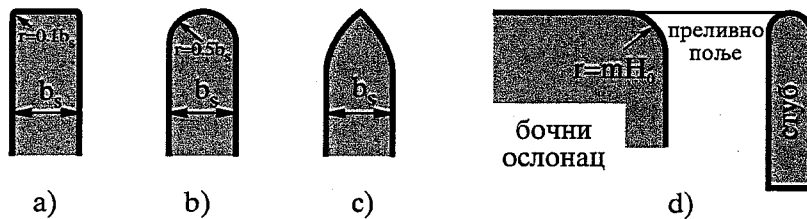
- 1) $K_S = 0.02$ за стуб улазне главе квадратног облика, са заобљеним ивицама (сл. 8.23а).
- 2) $K_S = 0.01$ за заобљен стуб, са полупречником заобљености $r = b_s / 2$ (сл. 8.23б).
- 3) $K_S = 0.00$ за хидраулички обликован стуб (сл. 8.23с).

Најчешће се примењује заобљен стуб типа б) који се лакше изводи, а и мање је осетљив на удар трупца и леда од стуба типа с).

Коефицијент сужења од бочног ослонаца, K_B , зависи од облика “прилазног канала“ и закривљености ослонаца (сл. 8.23д, USBR 1987). Ако је полупречник закривљености ослонаца, R , довољне дужине ($0.15 H < R < 0.5 H$), може се узети да је $K_B = 0.1$.

¹ Понекад се користи и појам коефицијента контракције $\epsilon = B / B_0$.

² У литератури се за ширину прелива често користи и ознака “ L “, као “дужина преливне ивице“.



Сл. 8.23 Главе стуба и бочног ослонаца

С обзиром да је течење низводно од прелива бурно, иза низводне ивице стуба створиће се стојећи таласи, али ће они код стрмих брзотока преливних брана бити мање висине и обима него код класичних брзотока (VIII.6.2) и неће имати битног утицаја на ток низводно од стубова. Зато се хидрауличко обликовање низводног дела (низводне ивице) стубова преливних брана не исплати, и не ради се – они се завршавају “равно” (сл.8.22). Код брзотока са блажим падом, стрми таласи могу изазвати знатно локално повећање нивоа, па их треба сузбијати одговарајућим мерама (Vischer i Hager, 1998).

Ширина стубова, b_s , може се проценити на основу искуственог обрасца (Smith 1995):

$$(8.29): \quad b_s = K b \sqrt{H_R},$$

где је K = коефицијент, чија се вредност у највећем броју случајева креће у опсегу $0.05 \div 0.08$. Дебљина стуба је чето већа него што је потребно са становишта статичке стабилности. Овим се постиже масивност конструкције, која онемогућава евентуалну појаву вибрација и обезбеђује отпорност стуба на ударе леда и трупаца, као и довољно “меса” за нише табластих и/или гредних затварача.

VIII.4.5 Проводник – преливно лице бране

Проводник је део евакуационог органа којим се преливена вода одводи од улазног – захватног дела (самог прелива) до излазног дела, одакле се упушта у низводно корито (“спаја се са доњом водом”). Код преливних брана проводник је **брзоток** – канал веома стрмог подужног нагиба, чије корито образују низводно лице преливног дела бране (које представља дно) и разделни зидови (сл.8.24). Дно брзотока тангира контуру Кригеровог прелива у тачки “А”. Нагиб проводника, тј. нагиб преливног дела бране, одређује се статичком анализом (обично износи од 1 : 0.7 до 1 : 1). Брзоток се са излазним делом најчешће спаја кружном прелазницом, полупречника $R_B = 3 \div 8 h_B$, где је h_B = дубина воде (дебљина млаза) пре изласка из проводника у тачки “В” (сл 8.24).

Приликом повезивања (уклапања) контуре прелива са косином *низводног лица* бране, може се десити да *узводна ивица* прелива не лежи у равни *узводног лица* бране (сл. 8.25). Тада се узводно лице, према потреби, а) усеца, или се б) прелив допуњава *превисом* (препустом). Треба водити рачуна о висини усека/препуста, P . Због утицаја висине преливног прага на услове преливања (односно на коефицијент преливања, сл. 8.14 и табела 8.2), висина, P , би требало да износи најмање $0.5 H_R$, а по могућству, $P \geq 1.5 H_R$.