

M. Tilar

Hüdraulika
erikursus

LOENGUTE KONSPEKT AUTO-
TEEDE ERIALA ÜLIÕPILASTELE

Tallinn
1961

55833

A-24261 II

TALLINNA POLÜTEHNILINE INSTITUUT

Autoteede ja geodeesia kateeder

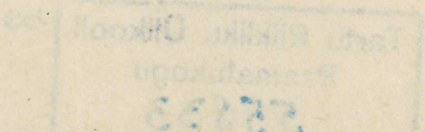
H. T i b a r

H Ü D R A U L I K A E R I K U R S U S

Loengute konspekt autoteede eriala üliõpilastele

Tallinn

1961

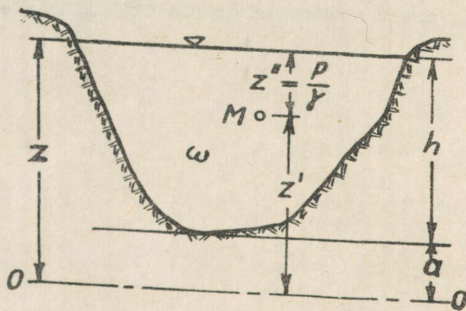


VIII peatükk -- Ebaühtlane voolamine lahtistes
voolusängides.

§ 1. Ristlõike erienergia.

Voolu erienergiaks meelevaldses voolu ristlõikes (joonis 8-1) nimetatakse testavasti ajaühikus läbi ristlõike voolava vedeliku massi energiat vedeliku ühe kaaluühiku kohta. Keskmine erienergia ristlõikes väljendub Bernoulli võrrandi kolmeliikme näol järgmiselt:

$$E = z' + \frac{p}{\gamma} + \frac{\alpha v^2}{2g} \quad (8-1)$$



Joonis 8-1

Kui voolu ristlõikes valitseb hüdrostaatiline rõhujaotus, siis meelevaldse ristlõike punkti M puhul

$$z' + \frac{p}{\gamma} = z' + z'' = z$$

ja sel puhul

$$E = z + \frac{\alpha v^2}{2g} = a + h + \frac{\alpha v^2}{2g}$$

2

Tartu Riikliku Ülikooli
Raamatukogu
55833

Suurus α , nagu kerge veenduda, sõltub ainult võrdlustasapinna $0-0$ valikust. Kui nimetatud võrdlustasapind valitse läbi ristlõike kõige madalama punkti, siis $\alpha = 0$ ning saadud energiat nimetatakse ristlõike erienergiaks:

$$\mathcal{J} = h + \frac{\alpha v^2}{2g} = h + \frac{\alpha Q^2}{2g\omega^2} \quad (8-2)$$

Antud konkreetsees voolusängis ja konstantse vooluhulga puhul ($Q = \text{const.}$) ristlõike erienergia sõltub ainult voolu sügavusest h :

$$\mathcal{J} = h + \frac{\alpha Q^2}{2g\omega^2} = f(h), \quad (8-3)$$

kus $\omega = \varphi(h)$.

Nagu nähtub avaldisest (8-3) ristlõike erienergia koosneb potentsiaalsest erienergiast .

$$\mathcal{J}_{\text{pot}} = h$$

ja kineetilise energiast

$$\mathcal{J}_{\text{kin}} = \frac{\alpha Q^2}{2g\omega^2},$$

kus $\omega = \varphi(h)$.

Avaldise (8-3) uurimine näitab, et kui $h \rightarrow 0$, siis:

$$\mathcal{J}_{\text{pot}} \rightarrow 0; \quad \mathcal{J}_{\text{kin}} \rightarrow \infty$$

ja

$$\mathcal{J} \rightarrow \infty.$$

Samuti, kui $h \rightarrow \infty$, siis:

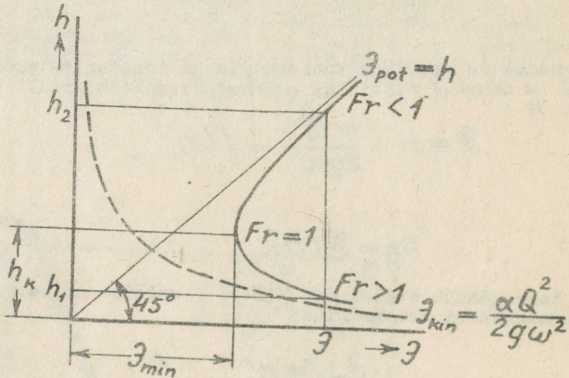
$$\mathcal{J}_{\text{pot}} \rightarrow \infty; \quad \mathcal{J}_{\text{kin}} \rightarrow 0$$

ja

$$\mathcal{J} \rightarrow \infty.$$

Eeltoodust selgub, et funktsiooni (8-3) graafik peab omama kaks asümptoodi, samuti selgub, et mingisuguse kindla h väärtuse puhul $0 < h < \infty$ funktsioon (8-3) peab omama miinimumväärtuse.

Etteantud voolusängi ja vooluhulga puhul funktsiooni (8-3) graafik kujuneb järgmiseks (joonis 8-2).



Joonis 8-2.

Jooniselt 8-2 näeme, et funktsiooni $z = f(h)$ graafiku üheks asümptoodiks on abstsissitelg ja teiseks asümptoodiks sirgjoon $z_{pot} = h$ mis moodustab abstsisssteljega 45° nurga.

Voolu sügavust h_k , mille puhul antud konkreetses voolusängis ja antud vooluhulga juures ristlõike erienergia on minimaalne - nimetatakse kriitiliseks sügavuseks.

Kriitilise sügavuse määramiseks tuleb lahendada võrrand:

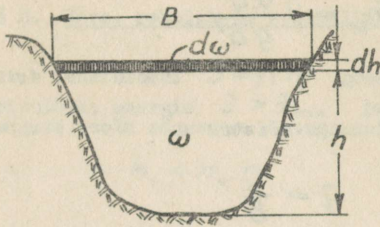
$$\frac{dz}{dh} = 0$$

Leiame ristlõike erienergia tuletise sügavuse h järgi:

$$\frac{dz}{dh} = 1 - \frac{\alpha Q^2}{g w^3} \frac{dw}{dh} \quad (8-4)$$

Tuletise $\frac{dw}{dh}$ võrduses (8-4) leiame järgmiselt. Meelevaldse ristlõike kujuga voolusängis (joonis 8-3) anname sügavustele

juurdekasvu dh . Vooluristlõike pindala ω saab sel puhul
juurdekasvu $d\omega$.



Joonis 8-3 .

Jooniselt 8-3 selgub, et $d\omega = B dh$, kus B on vabapinna laius. Seega

$$\frac{d\omega}{dh} = B \quad (8-5)$$

ja võrdus (8-4) on avaldatav järgmiselt:

$$\frac{dJ}{dh} = 1 - \frac{\alpha Q^2}{g} \frac{B}{\omega^3} \quad (8-6)$$

Võrrutades avaldise (8-6) parema poole nulliga saame:

$$\frac{\alpha Q^2}{g} = \frac{\omega_{\kappa}^3}{B_{\kappa}} \quad (8-7)$$

kus ω_{κ} on ristlõike pindala ja B_{κ} on vabapinna laius mis vastavad kriitilisele sügavusele h_{κ} antud voolusängis.

Kriitilise sügavuse arvutamiseks tuleb üldjuhul seega lahendada võrrand (8-7). Erijuhul, näiteks täisnurkse ristlõikega voolusängis $B = \text{const.}$ ja

$$\omega_{\kappa} = B h_{\kappa}$$

ning võrrandist (8-7) saame

$$\frac{\alpha Q^2}{g} = \frac{h_{\kappa}^3}{B^2}$$

ehk

$$h_k = \sqrt[3]{\frac{\alpha Q^2}{g B^2}} \quad (8-8)$$

Kasutades erivooluhulga mõistet

$$q = \frac{Q}{B}$$

saame

$$h_k = \sqrt[3]{\frac{\alpha q^2}{g}} \quad (8-9)$$

kus q on vooluhulk sängi laiuse ühiku kohta.

Avaldis $\frac{\alpha Q^2}{g} \frac{B}{\omega^3}$ võrduses (8-6) väljendab voolu kineetilist erienergiat suhteliselt voolu keskmise sügavusega

$$h_m = \frac{\omega}{B} \quad ,$$

kuna

$$\frac{\alpha Q^2}{g} \frac{B}{\omega^3} = \frac{2 \left(\frac{\alpha v^2}{2g} \right)}{\frac{\omega}{B}} = \frac{2 \left(\frac{\alpha v^2}{2g} \right)}{h_m}$$

Niisugust suhtelist kineetilist erienergiat tähistatakse tähtselt

$$\frac{\alpha Q^2}{g} \frac{B}{\omega^3} = Fr \quad (8-10)$$

ning nimetatakse Froude'i arvuku. Kriitilise sügavuse tingimus (8-7) on seega väljendatav järgmiselt:

$$Fr = 1$$

§ 2. Käre, rahulik ja kriitiline voolamine.

Nagu nähtub funktsiooni $\mathcal{E} = f(h)$ graafikust (joonis 8-2) konstantse ristlõike energia $\mathcal{E} > \mathcal{E}_{min}$ puhul on võimalik voolamine kahesuguse voolu sügavuse juures:

$$h_1 < h_k$$

ja

$$h_2 > h_k .$$

Kerge on veenduda, et esimesel juhul kineetilise erienergia osatähtsus voolus on suur, kuna voolamine toimub suhteliselt väikeste sügavustega ja suhteliselt suurte kiirustega. Froude'i arv niisugusel juhul

$$Fr > 1 .$$

Teisel juhul, kui $h_2 > h_k$ kineetilise erienergia osatähtsus voolus on väike, kuna voolamine toimub suhteliselt suurte sügavustega ja suhteliselt väikeste kiirustega. Froude'i arv niisugusel juhul:

$$Fr < 1 .$$

Voolamist mille puhul

$$h < h_k \quad \text{ja} \quad Fr > 1$$

nimetatakse karedaks voolamiseks.

Voolamist mille puhul

$$h > h_k \quad \text{ja} \quad Fr < 1$$

nimetatakse rahulikuks voolamiseks.

Voolamist mille puhul

$$h = h_k \quad \text{ja} \quad Fr = 1$$

nimetatakse kriitiliseks voolamiseks.

Kõvera $\mathcal{E} = f(h)$ (joonis 8-2) alumine haru iseloomustab seega karedat voolamist mille puhul

$$h < h_k \quad \text{ja} \quad \frac{d\mathcal{E}}{dh} < 0 .$$

kõvera ülemine haru iseloomustab aga rahulikku voolamist mille puhul

$$h > h_k \quad \text{ja} \quad \frac{d\mathcal{J}}{dh} > 0.$$

Teatavasti konstantse vooluhulga Q puhul voolu normaalsügavus h_0 sõltub sängi põhja langust i_0 . Mida suurem on voolusängi põhjalang, seda väikesem on normaalsügavus mis on vajalik antud vooluhulga läbilaskmiseks sängist. Eelmises paragrahvis (võrrand 8-7) nägime omakorda, et kriitiline sügavus h_k põhja langust i_0 ei sõltu. Kujutleme nüüd ühtlase ristlõikega kanalit mille põhja lang i_0 on soovikohaselt muudetav. Esinegu selles kanalisis ühtlane rahulik voolamine sügavusega $h_0 > h_k$. Kallutame mõttes kanalit pikiprofilis, s.t. suurendame põhja lang i_0 . Voolu normaalsügavus h_0 seejuures väheneb, kuid kriitiline sügavus h_k jääb endiseks. Siit selgub, et teatud põhja lang i_0 puhul normaalsügavus võib saada võrdseks kriitilise sügavusega. Rahulik voolamine kanalisis asendub sel puhul kriitilise voolamisega. Niisugust kanali põhja lang i_0 , mille puhul esineb kriitiline voolamine sügavusega

$$h_0 = h_k$$

(normaalsügavus võrdub kriitilise sügavusega) nimetatakse kriitiliseks languks i_k .

Kui kanali põhja lang $i_0 < i_k$ siis kanalisis esineb rahulik vool sügavusega $h_0 > h_k$.

Kui kanali põhja lang $i_0 > i_k$ siis kanalisis esineb käre vool sügavusega $h_0 < h_k$.

Kui kanali põhja lang $i_0 = i_k$ siis kanalisis esineb kriitiline vool sügavusega $h_0 = h_k$. Sel puhul peab kehtima ühtlase voolamise põhiseadus (Chezy valem)

$$Q = \omega_k C_k \sqrt{R_k i_k}.$$

Teiselt poolt peab samuti kehtima kriitilise sügavuse tingimus (8-7):

$$\frac{\alpha Q^2}{g} = \frac{\omega_k^3}{B_k}.$$

Lehendades koos kaks eeltoodud võrrandit saame kriitilise lang avaldise:

$$i_k = \frac{g \chi_k}{\alpha C_k^2 B_k} \quad , \quad (8-11)$$

kus χ on märg perimeeter.

§ 3. Ebaühtlase voolamise diferentsiaalvõrrand.

Ühtlaseks vooluks nimetatakse teatavasti niisugust voolu milles kõik kiirusvektorid on omavahel paralleelsed, seega kõik voolujooned on sirged ja omavahel paralleelsed. Juhul kui voolu kiirusvektorid ei ole omavahel paralleelsed, s.t. voolujooned on kõverad või ka sirged kuid seejuures hajuvad või koonduvad, siis niisugust voolu nimetatakse ebaühtlaseks vooluks.

Konstantse vooluhulga $Q = \text{const.}$ puhul ebaühtlase voolu ristlõike pindala ω ja voolu sügavus h , samuti ka voolu keskikiirus V üldjuhul muutuvad pidevalt voolu pikkusel L .

Enamasti hüdraulikas esinevad niisugused voolud, kus voolujoonte kõverus on üsna väikene, samuti voolujoonte koondumus või hajumus on sedavõrd väikene, et voolu kõik ristlõiked võib lugeda tasapindadeks mis on normaalsed voolujoontega. Niisugust voolu nimetatakse mõõdukalt ebaühtlaseks vooluks. Hüdraulike üldkursuses näidatakse, et mõõdukalt ebaühtlase voolu ristlõike tasapinnas valitseb hüdrosstaatiline rõhujaotus.

Tuletame järgnevalt mõõdukalt ebaühtlase voolamise diferentsiaalvõrrandi prismatilises voolusängis, s.t. juhul kui voolusängi kuju ja mõõtmed voolu pikkusel ei muutu ($\frac{\partial \omega}{\partial L} = 0$).

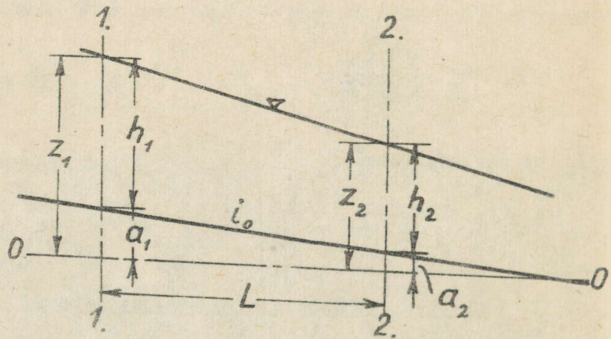
Oletame, et prismatilises voolusängis põhja languga i_0 esineb mõõdukalt ebaühtlane vool, kusjuures veepind ei ole paralleelne põhja tasapinnaga (joonis 8-4).

Valime vabalt kaks ristlõiget (1. ja 2.) vahelkaugusega L . Samuti valime vabalt võrdlustasapinna $0-0$ millest elates mõõdame kõiki kõrgusi. Rakendame Bernoulli võrrandit ristlõigetel 1. ja 2. Juhul kui ristlõike tasapinnas valitseb hüdrosstaatiline rõhujaotus, siis voolu vabapinna suhtes võime avaldada:

$$Z_1 + \frac{\alpha_1 V_1^2}{2g} = Z_2 + \frac{\alpha_2 V_2^2}{2g} + h_r$$

ehk

$$(Z_1 - Z_2) + \left(\frac{\alpha_2 V_2^2}{2g} - \frac{\alpha_1 V_1^2}{2g} \right) + h_r = 0$$



Joonis 8-4.

Lähendame mõttes ristlõiked 1. ja 2. teineteisele kuni lõpmetult väikese vahakauguseni dL . Sel puhul võime sulgudes esinevad vahed asendada vastavate diferentsiaalidega ning Bernoulli võrrandi väljendada kujus:

$$dz + d\left(\frac{\alpha v^2}{2g}\right) + dh_r = 0$$

Jagades võrrandi mõlemad pooli dL -ga saame:

$$\frac{d}{dL} \left(z + \frac{\alpha v^2}{2g} \right) = - \frac{dh_r}{dL} \quad (8-12)$$

Avaldis $\frac{dh_r}{dL}$ kujutab energiakadu ühe pikkuse ühiku kohta ehk hüdraulilist langust ebaühtlase voolamisel ristlõigete 1. ja 2. vahel. Mõõdukalt ebaühtlase voolamise puhul kui ristlõigete 1. ja 2. vahakaugus on lõpmata väikene võime eelnimetatud hüdraulilise langus liigikaudu asendada hüdraulilise languse ühtlase voolamisel

$$\frac{dh_r}{dL} = J$$

Chezy võrrandi kohaselt hüdrauliline lang ühtlase voolamisel võrdub:

$$J = \frac{v^2}{C^2 R} = \frac{Q^2}{\omega^2 C^2 R} = \frac{Q^2}{K^2} ,$$

kus

$$K = \omega C \sqrt{R}$$

on vooluhulga moodul.

Teostades ülalnimetatud asenduse võime Bernoulli võrrandi (8-12) väljendada kujul:

$$\frac{d}{dL} \left(z + \frac{\alpha v^2}{2g} \right) = - \frac{Q^2}{K^2} . \quad (8-13)$$

Jooniselt 8-4 selgub, et:

$$z = a + h$$

ja

$$\frac{da}{dL} = - i_0 .$$

Kasutades kaht ülaltoodud seost võrrandi (8-13) teisendamiseks saame:

$$i_0 - \frac{Q^2}{K^2} = \frac{dh}{dL} + \frac{d}{dL} \left(\frac{\alpha v^2}{2g} \right) . \quad (8-14)$$

Kineetilise energia tuletis $\frac{d}{dL} \left(\frac{\alpha v^2}{2g} \right)$ on avaldatav järgmiselt:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dL} \left(\frac{\alpha v^2}{2g} \right) &= \frac{\alpha Q^2}{2g} \frac{d}{dL} \left(\frac{1}{\omega^2} \right) = - \frac{\alpha Q^2}{g \omega^3} \frac{d\omega}{dL} = \\ &= - \frac{\alpha Q^2}{g \omega^3} \frac{d\omega}{dh} \frac{dh}{dL} \end{aligned}$$

ehk võttes arvesse seost (8-5)

$$\frac{d}{dL} \left(\frac{\alpha v^2}{2g} \right) = - \frac{\alpha Q^2}{g} \frac{B}{\omega^3} \frac{dh}{dL}$$

Paigutades viimase seose võrrandisse (8-14) ja avaldades $\frac{dh}{dL}$ saame:

$$\frac{dh}{dL} = \frac{i_0 - \frac{Q^2}{K^2}}{1 - \frac{\alpha Q^2}{g} \frac{B}{\omega^3}} \quad (8-15)$$

Saadud võrrandit (8-15) nimetatakse ebaühtlase voolamise diferentsiaalvõrrandiks (prisematilises voolusängis). Võrrandit (8-15) on võimalik teisendada järgnevalt. Meelevaldset vooluhulka Q saab Chezy võrrandi põhjal väljendada sāngi põhja langa i_0 kaudu järgnevalt:

$$Q = K_0 \sqrt{i_0} \quad (8-16)$$

Siin K_0 on vooluhulga moodul, mis on vajalik antud vooluhulga Q läbijuhtimiseks antud voolusāngist ühtlasele voolamisel põhja langa i_0 puhul. Seejuures esineb voolusāngis normaal sügavus h_0 . Kasutades seost (8-16) saab võrrandile (8-15) anda kuju:

$$\frac{dh}{dL} = i_0 \frac{1 - \left(\frac{K_0}{K} \right)^2}{1 - \frac{\alpha Q^2}{g} \frac{B}{\omega^3}} \quad (8-17)$$

etk arvestades ka seost (8-10)

$$\frac{dh}{dL} = i_0 \frac{1 - \left(\frac{K_0}{K} \right)^2}{1 - Fr} \quad (8-18)$$

§ 4. Ebaühtlase voolamise diferentsiaalvõrrandi
uurimine.

Asume ebaühtlase voolamise diferentsiaalvõrrandi

$$\frac{dh}{dL} = \frac{i_0 - \frac{Q^2}{K^2}}{1 - Fr}$$

ligemale uurimisele.

1) Juhul kui

$$i_0 - \frac{Q^2}{K^2} = 0 \quad (8-18^a)$$

saame diferentsiaalvõrrandist $\frac{dh}{dL} = 0$ ehk $h = \text{const.}$

Viimane võrdus kujutab ühtlase voolamise tingimust. Võrrandile (8-18^a) saab anda kuju

$$i_0 = \frac{Q^2}{\omega^2 C^2 R}$$

ehk

$$Q = \omega C \sqrt{R i_0}$$

Saadud valem (Chezy valem) on ühtlase voolamise põhivalem. Seega ühtlane voolamine moodustab erijuhu ebaühtlasest voolamisest.

Horisontaalse süngi põhja puhul $i_0 = 0$ ja võrrand (8-18^a) saab kuju:

$$-\frac{Q^2}{\omega^2 C^2 R} = 0$$

Kerge on veenduda, et viimane võrdus on võimalik vaid siis kui

$$Q = 0 \quad \text{või} \quad h_0 \rightarrow \infty$$

Süngi põhja negatiivse laagu puhul $i_0 < 0$ ja võrrand (8-18^a) saab kuju:

$$-|i_0| - \frac{Q^2}{\omega^2 C^2 R} = 0$$

Kerge on veenduda, et viimane võrdus ei ole üldse võimalik. Mõlemad viimased avaldised näitavad seda, et sāngi põhja lan-
gu puhul $l_0 = 0$ või $l_0 < 0$ ei ole võimalik ühtlane voo-
lamine.

2) Juhul kui

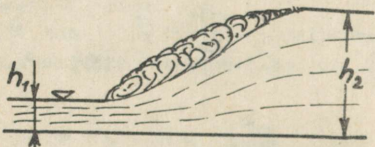
$$1 - Fr = 0$$

saame diferentsiaalvõrrandist

$$\frac{dh}{dL} \rightarrow \infty.$$

Diferentsiaalvõrrandi kohaselt voolu vabapind peab muutuma ver-
tikaalseks.

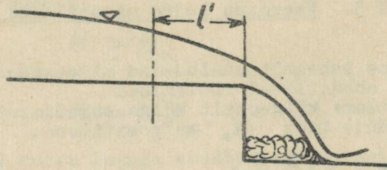
Katsed näitavad, et teatud tingimuste rahuldamise puhul voo-
lu sügavus võib suhteliselt lühikesel voolu pikkusel tunduvalt
kasvada (joonis 8-5).



Joonis 8-5

Niisugust nähtust nimetatakse hüdrauliliseks hüppeks. Seejuures
aga tingimus $\frac{dh}{dL} \rightarrow \infty$ ei ole rahuldatud, s.t. voolu vaba-
pind ei saa muutuda vertikaalseks. Viimane asjaolu on tingitud
sellest, et ebaühtlase voolamise diferentsiaalvõrrandi (8-15)
tuletamisel ei ole arvestatud voolujoonte kõverust, s.t. vorrana
(8-15) kehtib mõõdukalt ebaühtlase voolu ristlõigetes enne hüd-
raulilist hüpet, samuti ristlõigetes pärast hüdraulilist hüpet,
kuid ei kehti suure voolujoonte kõverusega ristlõigetes mis
asuvad hüdraulilise hüppe piirides.

Samuti näitavad katsed, et astme puhul voolusāngi põhjas voo-
lu sügavus suhteliselt lühikesel pikkusel juba enne astet tun-
duvalt kahaneb (joonis 8-6). Niisugust nähtust nimetatakse
veesööstuks. Ka siin tingimus $\frac{dh}{dL} \rightarrow \infty$ ei ole rahuldatud
kuna juba enne astet (ulatusel l') voolujooned tunduvalt kõv-
verduvad ning võrrand (8-15) kaotab kehtivuse.



Joonis 8-6.

3) Üldjuhul kui

$$i_0 - \frac{Q^2}{K^2} \neq 0$$

ja samaaegselt

$$1 - Fr \neq 0$$

ssame

$$\frac{dh}{dL} \neq 0.$$

Juhul kui $\frac{dh}{dL} > 0$ siis voolu sügavused pidevalt kasvavad voolu suunas. Voolu vabapind kujutab pikiprofiilis kõverjoont mida nimetatakse paisjooneks.

Juhul kui $\frac{dh}{dL} < 0$ siis voolu sügavused pidevalt kahanevad voolu suunas. Voolu vabapind kujutab pikiprofiilis kõverjoont mida nimetatakse langjooneks.

§ 5. Veepinna kujud ebaühtlasele voolamisel.

Asume lähemalt analüüsima missugused veepinna kujud võivad esineda ebaühtlasele voolamisel.

Vaatleme kõigepealt kõige sagedamini esinevat juhtu, kui säangi põhja lang i_0 on positiivne.

Juht : $i_0 > 0$.

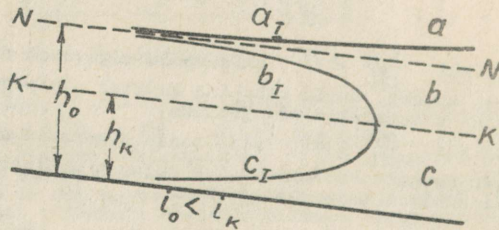
Sõltuvalt põhja langu suuruselt võib esineda kolme liiki voolamist:

- | | | | | |
|---------|-------------|------|-------------|-------------------|
| I kui | $i_0 < i_K$ | siis | $h_0 > h_K$ | - rahulik vool, |
| II kui | $i_0 > i_K$ | siis | $h_0 < h_K$ | - käre vool, |
| III kui | $i_0 = i_K$ | siis | $h_0 = h_K$ | - kriitiline vool |

Vaatleme neid omakorda ligemalt.

Juht I: $i_0 < i_K$ ja $h_0 > h_K$

Graafiliselt on võimalik seda erijuhtu kujutada järgmiselt: (joonis 8-7):



Joonis 8-7.

Sirgjoon $K-K$ tähistab skeemil kriitilisi sügavusi ja sirgjoon $N-N$ normaalsügavusi, kusjuures $h_0 > h_K$. Sirgjooned $K-K$ ja $N-N$ jagavad joonise pinnaks kolmeks eraldavaks piirkonnaks; tähistame neid vastavalt tähtedega a , b ja c . Märkime, et piirkonnad a ja b on käesoleval skeemil rahuliku voolu piirkonnad, piirkond c on käre voolu piirkond.

Piirkonnas a kõik voolu sügavused

$$h > h_0 > h_K$$

Kuna vooluhulga moodul K on monotoonne funktsioon sügavusest h , siis tingimusele

$$h > h_0$$

vastab alati

$$K > K_0$$

Seega antud juhul murru lugeja ebaühtlase voolamise diferentsiaalvõrrandis (8-18)

$$1 - \left(\frac{K_0}{K}\right)^2 > 0$$

Kuna juhul kui $h > h_K$ oli $Fr < 1$, siis ka murru nimetaja ebaühtlase voolamise diferentsiaalvõrrandis (8-18)

$$1 - Fr > 0$$

Järelikult piirkonnas a võrrandi (8-18) kohaselt

$$\frac{dh}{dL} > 0$$

Seega piirkonnas a voolu sügavused pidevalt kasvavad ning esineb paisjoon tüüp a_I (nii nagu ta on kujutatud joonisel 8-7). Võrrandi (8-18) alusel on võimalik kergesti näidata, et kui $h \rightarrow h_0$ siis $\frac{dh}{dL} \rightarrow 0$, samuti kui $h \rightarrow \infty$ siis $\frac{dh}{dL} \rightarrow \infty$. Tähendab paisjoone tüüp a_I ülemine ots läheneb asümptoodiliselt normaalsügavuse joonele $N-N$ ja alumine ots läheneb asümptoodiliselt horisontaalsele sirgjoonele. Paisjoon a_I on seega nõgus kõverjoon (joonis 8-7).

Piirkonnas b voolu sügavused asuvad vahemikus

$$h_0 > h > h_K$$

Sel puhul $K < K_0$ ja murru lugeja võrrandis (8-18)

$$1 - \left(\frac{K_0}{K}\right)^2 < 0$$

Kuna ka siin $1 - Fr > 0$, siis piirkonnas b võrrandi (8-18) kohaselt

$$\frac{dh}{dL} < 0$$

Voolu sügavused piirkonnas b pidevalt kahanevad - esineb langjoon tüüp b_I (joonis 8-7). Võrrandi (8-18) alusel on võimalik kergesti näidata, et kui $h \rightarrow h_0$ siis $\frac{dh}{dl} \rightarrow 0$, samuti kui $h \rightarrow h_K$ siis $\frac{dh}{dl} \rightarrow \infty$. Seega langjoone tüüp b_I ülemine ots läheneb asümptoodiliselt normaalsügavuse joonele $N-N$. Langjoone b_I alumine ots lõpeb veesöötuga (juhul kui voolusangi põhjas on aste). Langjoon b_I on seega kumer kõverjoon (joonis 8-7).

Piirkonnas C voolu sügavused

$$h < h_K < h_0 .$$

Sel puhul $K < K_0$ ja murru lugeja võrrandis (8-18)

$$1 - \left(\frac{K_0}{K}\right)^2 < 0$$

Kuna piirkonnas C $h < h_K$ ja $Fr > 1$ siis ka murru nimetaja võrrandis (8-18)

$$1 - Fr < 0$$

ja seega

$$\frac{dh}{dl} > 0 .$$

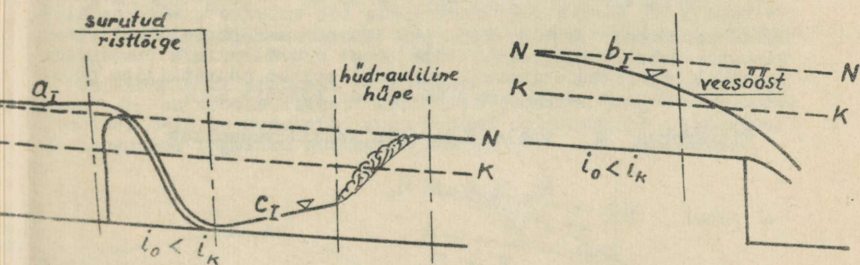
Voolu sügavused piirkonnas C pidevalt kasvavad - esineb paisjoon tüüp C_I . Võrrandist (8-18) selgub, et kui $h \rightarrow h_K$ siis $\frac{dh}{dl} \rightarrow \infty$. Paisjoone C_I alumine ots enamikel praktikas esinevatel juhtudel lõpeb hüdrauililise hüppega. Paisjoone C_I ülemine ots algab sealt, kus testud välistingimuste tõttu on fikseeritud mingisugune etteantud kindel sügavus. Paisjoon C_I on seega nõgus kõverjoon (joonis 8-7).

Paisjooned a_I ja C_I ning langjoon b_I on skemaatiliselt kujutatud joonisel 8-7. Peale selle on joonisel 8-8 kujutatud kolm näidet eelnimetatud paisjoonte ja langjoone tegeliku kujunemise kohta.

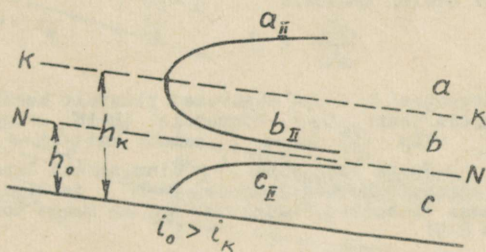
Nagu nähtub joonisel 8-8 paisjoon a_I tekib voolamisel enne paisu, langjoon b_I tekib voolamisel enne astet voolusangi põhjas ja paisjoon C_I tekib voolamisel allpool (pärast) paisu slates n.a. surutud ristlõikest kuni hüdrauililise hüppe moodustumiseni.

Juht II : $i_0 > i_K$ ja $h_0 < h_K$.

Graafiliselt on käesolev erijuht kujutatud joonisel 8-9.



Joonis 8-8.



Joonis 8-9.

Piirkonnas a voolu sügavused

$$h > h_K > h_0 .$$

Sel puhul

$$K > K_0$$

ja

$$Fr < 1$$

ning võrrandi (8-18) kohaselt

$$\frac{dh}{dL} > 0 .$$

Piirkonnas a voolu sügavused pidevalt kasvavad ning esineb paisjoon tüüp a_{II} . Võrrandist (8-18) selgub, et kui $h \rightarrow h_k$ siis $\frac{dh}{dL} \rightarrow \infty$, samuti kui $h \rightarrow \infty$ siis $\frac{dh}{dL} \rightarrow i_0$. Seega paisjoone a_{II} alumine ots läheneb asümptoodiliselt horisontaalsele sirgjoonele. Paisjoone a_{II} ülemisele otsale enamikel praktikas esinevail juhtudel eelneb hüdrauline hüpe. Paisjoon a_{II} on seega kumer kõverjoon (joonis 8-9).

Piirkonnas b voolu sügavused asuvad vahemikus

$$h_k > h > h_0$$

Sel puhul

$$K > K_0$$

ja

$$Fr > 1$$

ning võrrandi (8-18) kohaselt

$$\frac{dh}{dL} < 0$$

Seega piirkonnas b voolu sügavused pidevalt kahanevad ning esineb langjoon tüüp b_{II} . Võrrandist (8-18) selgub, et kui $h \rightarrow h_k$ siis $\frac{dh}{dL} \rightarrow \infty$, samuti kui $h \rightarrow h_0$ siis $\frac{dh}{dL} \rightarrow 0$. Seega langjoone b_{II} alumine ots läheneb asümptoodiliselt normaalsügavuse joonele $N-N$ ja ülemisele otsale peab eelnema veesööst. Langjoon b_{II} on seega nõgus kõverjoon (joonis 8-9)

Piirkonnas c voolu sügavused

$$h < h_0 < h_k$$

Sel puhul

$$K < K_0$$

ja

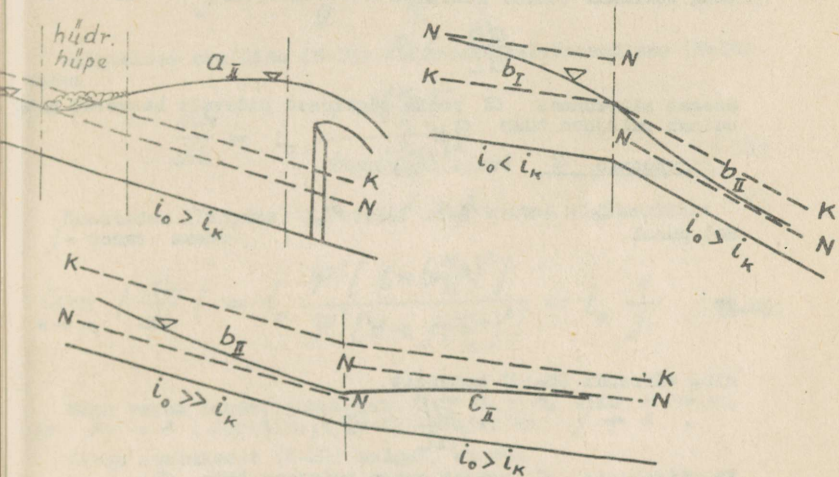
$$Fr > 1$$

ning võrrandi (8-18) kohaselt

$$\frac{dh}{dL} > 0$$

Piirkonnas C voolu sügavused seega pidevalt kasvavad ning esineb paisjoon tüüp C_{II}^- . Võrrandist (8-18) selgub, et kui $h \rightarrow h_0$ siis $\frac{dh}{dx} \rightarrow 0$. Seega paisjoone C_{II}^- alumine ots läheneb asümptootiliselt normaalsügavuse joonele $N-N$. Paisjoone C_{II}^- ülemine ots algab sealt kus teatud välistingimuste tõttu on fikseeritud mingisugune etteantud kindel sügavus. Paisjoon C_{II}^- on seega kumer kõverjoon (joonis 8-9).

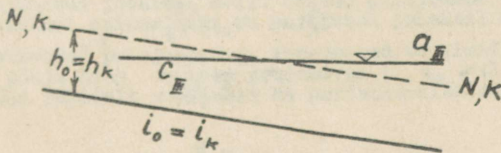
Ka käesoleval erijuhul paisjooned a_{II}^- ja C_{II}^- ning langjoon b_{II}^- on skemastiliselt kujutatud joonisel 8-9. Peale selle joonisel 8-10 on kujutatud kolm näidet eelnimetatud paisjoonte ja langjoone tegeliku esinemise kohta.



Joonis 8-10.

Juht III : $i_0 = i_K$ ja $h_0 = h_K$.

Skeemilt (joonis 8-11) selgub, et käesoleval juhul piirkond b puudub, kuna jooned $N-N$ ja $K-K$ langevad ühte.



Joonis 8-11.

Piirkonnas A voolu sügavused

$$h > h_{\kappa} = h_0 .$$

Sel puhul

ja $K > K_0$

$$Fr < 1$$

ning võrrandi (8-18) kohaselt

$$\frac{dh}{dL} > 0 .$$

Seegab piirkonnas a voolu sügavused pidevalt kasvavad ning esineb paisjoon tüüp a_{III} .

Piirkonnas C voolu sügavused

$$h < h_{\kappa} = h_0 .$$

Sel puhul

ja $K < K_0$

$$Fr > 1$$

ning võrrandi (8-18) kohaselt

$$\frac{dh}{dL} > 0 .$$

Ke piirkonnas C esineb seega paisjoon tüüp C_{III} .

Võrrandist (8-18) selgub, et paisjoonte a_{III} ja C_{III} puhul kui $h \rightarrow h_{\kappa} = h_0$ siis $\frac{dh}{L} \rightarrow \frac{0}{0}$. Selleks, et leida koe funktsiooni jagatise piirväärtus nende ühisel nullkohal anname võrrandike (8-18) uue kuju. Kasutades varem teadaolevaid seoseid

$$Q = K_0 \sqrt{i_0} ,$$

$$\omega = \frac{K}{C \sqrt{R}}$$

ja

$$\omega = R \chi$$

võime avaldada

$$Fr = \frac{\alpha Q^2 B}{g \omega^3} = \frac{\alpha K_0^2 i_0 B C^2 R}{g K^2 R \chi} = j \left(\frac{K_0}{K} \right)^2, \quad (8-19)$$

kus

$$j = \frac{\alpha C^2 i_0}{g} \frac{B}{\chi}. \quad (8-20)$$

Paigutades avaldise (8-19) diferentsiaalvõrrandisse (8-18) saame

$$\frac{dh}{dL} = i_0 \frac{1 - \left(\frac{K_0}{K} \right)^2}{1 - j \left(\frac{K_0}{K} \right)^2}. \quad (8-21)$$

Kasutades l'Hopital'i reeglit ning võttes ligikaudselt $j = \text{const.}$ saame

$$\lim_{K \rightarrow K_0} \left| \frac{dh}{dL} \right| = i_0 \frac{\varphi' \left[1 - \left(\frac{K_0}{K} \right)^2 \right]}{\psi' \left[1 - j \left(\frac{K_0}{K} \right)^2 \right]} = i_0 \frac{1}{j} \quad (8-22)$$

Nagu varem teada, juhul kui $h \rightarrow h_\kappa = h_0$ siis $K \rightarrow K_0$ ja $Fr \rightarrow 1$. Järelikult (8-19) põhjal ka $j \rightarrow 1$.

Seega avaldisest (8-22) selgub, et kui

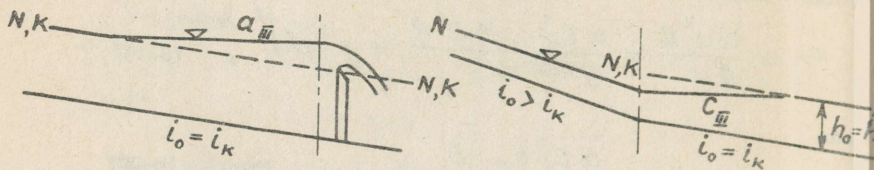
$$h \rightarrow h_\kappa = h_0$$

siis

$$\frac{dh}{dL} \rightarrow i_0.$$

Järelikult paisjooned $a_{\bar{H}}$ ja $C_{\bar{H}}$ on ligikaudu horisontaalsed sirgjooned. Mõlemad eelnimetatud paisjooned on skemaatilisel kujutatud joonisel 8-11. Näited paisjoonte $a_{\bar{H}}$ ja $C_{\bar{H}}$ tegelikust esinemisest on kujutatud joonisel 8-12.

Kõik eeltoodud paisjooned ja langjooned tekkisid juhul kui voolusängi põhja lang i_0 oli positiivne ($i_0 > 0$). Vastleme nüüd lähidalt voolamist ka horisontaalse põhjaga voolusängis.



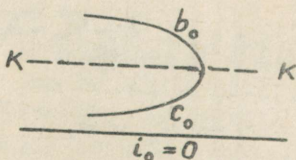
Joonis 8-12.

Juht : $i_0 = 0$.

Sellel erijuhul ebsühtlase voolamise differentsiaalvõrrand omab kuju:

$$\frac{dh}{dL} = \frac{-\frac{Q^2}{K^2}}{1 - Fr} \quad (8-23)$$

Nagu selgus eespool, horisontaalse põhja puhul ühtlane voolamine ei ole võimalik, ehk s.t. $h_0 \rightarrow \infty$. Järelikult käesoleval erijuhul puudub piirkond a ning esinevad ainult piirkonnad b ja c (joonis 8-13).



Joonis 8-13.

Piirkonnas b voolu sügavused $h > h_K$ ja järelikult

$$Fr < 1.$$

Võrrandist (8-23) selgub, et sel puhul

$$\frac{dh}{dL} < 0$$

ning esineb langjoon tüüp b_0 (joonis 8-13).

Piirkonnas c voolu sügavused

$$h < h_K$$

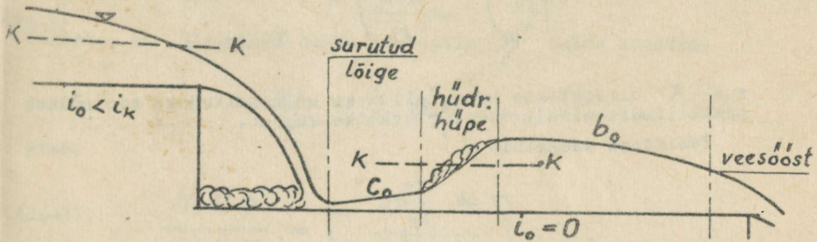
ja järelikult

$$Fr > 1$$

Võrrandist (8-23) selgub, et sel puhul

$$\frac{dh}{dL} > 0$$

ning esineb paisjoon tüüp C_0 (joonis 8-13). Näide langjoone b_0 ja paisjoone C_0 tegeliku esinemise kohta on kujutatud joonisel 8-14.



Joonis 8-14.

Nagu nähtub joonisel 8-14 paisjoone C_0 ülemine ots, samuti langjoone b_0 ülemine ots algab sealt, kus teatud välistingimuste tõttu on fikseeritud etteantud sügavus (sügavus surutud ristlõikes). Paisjoone C_0 alumine ots lõpeb hüdrauilise hüppega. Langjoone b_0 alumine ots lõpeb veesööstuga.

§ 6. Ebaühtlase voolamise diferentsiaalvõrrandi integreerimine.

Ebaühtlase voolamise diferentsiaalvõrrand (8-18) omab pärast muutujate eraldamist kuju

$$dL = F(h) dh,$$

kus

$$F(h) = \frac{1 - Fr}{i_0 \left[1 - \left(\frac{K_0}{K} \right)^2 \right]} \quad (8-24)$$

Kui funktsioon (8-24) avaldada ainult üheainsa muutuja h kaudu, siis omab ta väga keeruka kuju ning üldintegraali leidmine pole võimalik. Seepärast kogu küsimuse lahendus seisneb selles, et anda $F(h)$ -le niisugune muudetud kuju mille puhul oleks tehniliselt võimalik diferentsiaalvõrrandi ligikaudne integreerimine. Küsimusele on segade vältel, slates käesoleva sajamii esimesest veerandist, antud mitmeid lahendusi kasutades mitmesuguseid oletusi. Lahendused on seejuures muutunud järjest täpsemateks. Tuleb märkida vene ja nõukogude hüdraulikute suurt osatähtsust küsimuse lahendamisel. Esitame siinjuures ühe olemasolevatest lahendustest - Bahmetjevi lahenduse.

Bahmetjevi lahenduse aluseks on varem teadaolev seos voolu sügavuste ja vooluhulga moodulite vahel:

$$\left(\frac{K}{K_0}\right)^2 = \left(\frac{h}{h_0}\right)^x, \quad (8-25)$$

kus x nimetatakse hüdrauliliseks astmenäitejaks mis sõltub praktiliselt ainult sängi ristkõike kujust.

Tähistame edaspidi:

$$\eta = \frac{h}{h_0}, \quad (8-26)$$

301 puul seos (8-25) omab kuju

$$\left(\frac{K}{K_0}\right)^2 = \eta^x \quad (8-27)$$

Murru lugeja võrrandis (8-18) on seose (8-27) alusel väljendatav:

$$1 - \left(\frac{K_0}{K}\right)^2 = 1 - \frac{1}{\eta^x}. \quad (8-28)$$

Murru nimetaja võrrandis (8-18) on omakorda seose (8-19) alusel väljendatav:

$$1 - Fr = 1 - j \left(\frac{K_0}{K}\right)^2$$

ehk kasutades ka (8-27)

$$1 - Fr = 1 - j \frac{1}{\eta^x}, \quad (8-29)$$

kus

$$j = \frac{\alpha C^2 i_0}{g} \frac{B}{\chi}$$

Võttes arvesse võrdused (8-28) ja (8-29) saame ebaühtlase voolamise diferentsiaalvõrrandi (8-18) avaldada kujus:

$$\frac{dh}{dL} = i_0 \frac{\eta^x - 1}{\eta^x - j}$$

Selleks, et üle minna uuele muutujale η tuleb asendada

$$dh = h_0 d\eta$$

Saame

$$\frac{h_0 d\eta}{dL} = i_0 \frac{\eta^x - 1}{\eta^x - j}$$

Eraldades muutujad saame diferentsiaalvõrrandi kergesti teisendada kujusse:

$$\frac{i_0}{h_0} dL = d\eta - (1-j) \frac{d\eta}{1-\eta^x} \quad (8-30)$$

Integreerime võrrandi radades L_1 kuni L_2 ja η_1 kuni η_2 . Seejuures võtame arvesse, et suurus j muutub voolu pikkusel vähe ja seepärast võib integreerimisel vahemikus L_1 kuni L_2 võtta

$$j = j_m = \frac{j_1 + j_2}{2} = \text{const.}$$

Võrrandi (8-30) integreerimisel saame

$$\frac{i_0}{h_0} (L_2 - L_1) = (\eta_2 - \eta_1) - (1-j_m) \int_{\eta_1}^{\eta_2} \frac{d\eta}{1-\eta^x} \quad (8-31)$$

Võrrandis (8-31) esinev integraal on kergesti leitav kui X on täisarv. Kui X on murdarv, siis funktsioon arendatakse ritta:

$$\frac{1}{1-\eta^x} = 1 + \eta^x + \eta^{2x} + \eta^{3x} + \dots$$

Akadeemik N.N.Pavlovski poolt on koostatud vastavad tabelid funktsiooni

$$\varphi(\eta_2) - \varphi(\eta_1) = \int_{\eta_1}^{\eta_2} \frac{d\eta}{1-\eta^x}$$

Väärtuste leidmiseks vastavalt muutujate η ja X väärtustele. Kasutades neid tabeleid on võimalik diferentsiaalvõrrandi praktiline integreerimine kasutades võrrandit kujus:

$$\frac{L_0}{h_0} L = (\eta_2 - \eta_1) - (1 - j_m) [\varphi(\eta_2) - \varphi(\eta_1)], \quad (8-32)$$

kus

$$L = L_2 - L_1$$

Olgu märgitud, et esitatud lahend käsitleb juhtu kui $i_0 > 0$. Analooogilised lahendid on loodud ka juhtude $i_0 = 0$ ja $i_0 < 0$ puhuks.

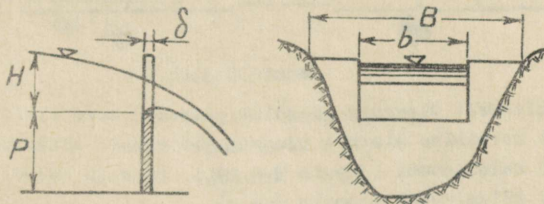
Võrrand (8-32) võimaldab lahendada rea ülesandeid mis esinevad inseneripraktikas. Kõige sagedamini neist esineb ülesanne, kus etteantud voolusängi kaju, langu, kareduse ja vooluhulga puhul tuleb leida vahekaugus L kahe voolu ristlõike vahel, kusjuures sügavused neis ristlõigetel h_1 ja h_2 on samuti etteantud. Niisugust ülesannet nimetatakse paisjoone või langjoone pikkuse määramiseks. Samuti võib esineda ülesanne, kus etteantud paisjoone (või langjoone) pikkuse L ja ühe etteantud voolu sügavuse puhul (kas h_1 või h_2) tuleb leida teine sügavus.

Nagu varem märgitud, paisjooned a_I ja C_{II} , samuti langjooned b_I ja b_{II} lähenevad asümptoodiliselt normaalsügavuse joonele $N-N$. Niisugune asümptoodiline lähenemine sirgjoonele $N-N$ viitab aga sellele, et nimetatud paisjoonte ja langjoonte pikkus on teoreetiliselt lõpmata suur. Praktiliste ülesannete lahendamisel seetõttu paisjoone või langjoone pikkus tuleb arvutada kuni niisuguse ristlõikeni milles voolu sügavus erineb normaalsügavusest $\pm \Delta h$ võrra, kusjuures võetakse $\Delta h = \pm (0,01 - 0,05) h_0$ või mõnikord ka $\Delta h = \pm 1 \text{ cm}$.

IX peatükk - Ülevoolud.

§ 1. Ülevoolude liigitus.

Ülevooluks (joonis 9-1) nimetatakse tõket voolusängis mil-
lest vesi üle voolab.



Joonis 9-1

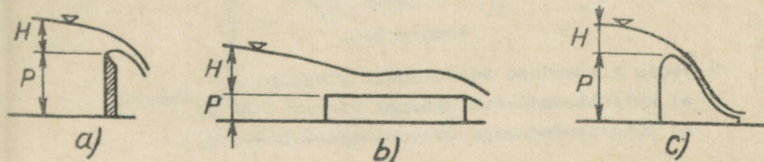
Kuna ülevoolusid kasutatakse mitmesuguste inseneriehituste osa-
na ja iseseisvate ehitistena, siis on vajalik tunda ülevoolude
hüdraulilist arvutust. Kasutame ülevoolude puhul alati ühesugust
tähistusviisi (joonis 9-1):

- ülevoolu läve kõrgus - P ,
- ülevoolu läve pikkus - δ ,
- ülevoolu ava laius - b ,
- rõhk ülevoolul - H ,
- voolusängi laius enne ülevoolu - B .

Mitmesuguseid tehniliselt kasutatavaid ülevoolusid võib lii-
gitada järgmiselt:

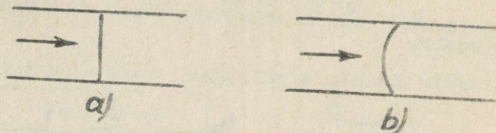
A) Sõltuvalt ülevoolu läve kujust (profiilist):

- a) teravaservaline (õhukeseseinaline) ülevool (joonis 9-2a),
- b) laialäveline ülevool (joonis 9-2b),
- c) praktilise profiiliga ülevool (joonis 9-2c).



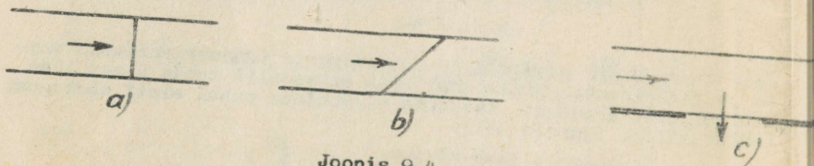
Joonis 9-2

- B) Sõltuvalt ülevoolu kujust plaanis:
- a) sirgjooneline ülevool (joonis 9-3 a),
 - b) kõverjooneline ülevool (joonis 9-3 b).



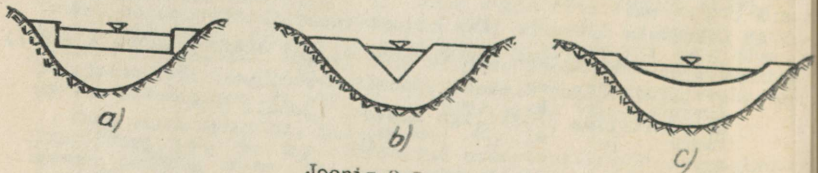
Joonis 9-3.

- C) Sõltuvalt ülevoolu asendist plaanis:
- a) normaalne ülevool (joonis 9-4 a),
 - b) kaldülevool (joonis 9-4 b),
 - c) külgülevool (joonis 9-4 c).



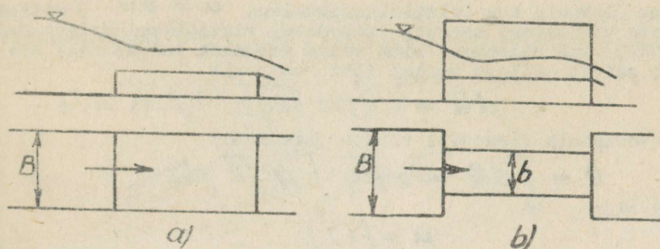
Joonis 9-4.

- D) Ülevoolu ava kujult:
- a) nelinurkne (täisnurkne) ülevool (joonis 9-5 a),
 - b) kolmnurkne ülevool (joonis 9-5 b),
 - c) kõverjooneline ülevool (joonis 9-5 c).



Joonis 9-5.

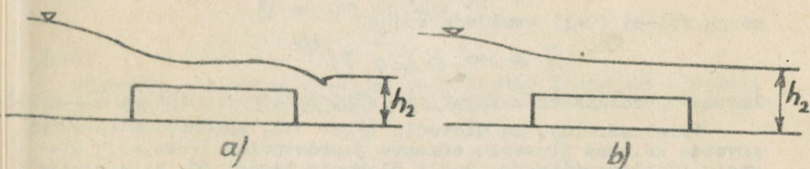
- E) Voolu kitsenduse seisukohalt plaanis:
- a) külgkitsendusega ülevool (joonis 9-6 a),
 - b) külgkitsendusega ülevool (joonis 9-6 b).



Joonis 9-6.

F) Alumise biefi veepinna kõrguse seisukohalt:

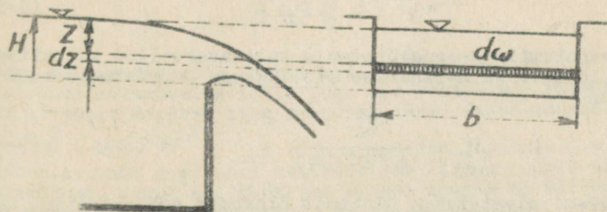
- a) uputamata ülevool (joonis 9-7 a),
- b) uputatud ülevool (joonis 9-7 b).



Joonis 9-7.

§ 2. Ülevoolu põhivalem.

Tuletame ülevoolu põhivalemi teravaservalisele ülevoolule. Teravaservalist ülevoolu (joonis 9-8) võib vaadelda kui teravate servadega suurt ava anumal seinas millel puudub ülemine serv.



Joonis 9-8.

Jagame ülevoolu ava (ristlõikepindalaga $\omega = bH$) mõttes lõpmata väikesteks osadeks (ribadeks) ristlõikepindalaga $d\omega = b dz$. Iga niisugust riba võime vaadelda kui väikest ava anuma seinas millest voolab läbi vooluhulk.

$$dQ = \mu b dz \sqrt{2gz}$$

Kogu vooluhulk ülevoolul võrdub järelikult

$$Q = \int_{\omega} dQ = b \sqrt{2g} \int_0^H \mu \sqrt{z} dz$$

Kuigi siin

$$\mu = f(z)$$

võib siiski küllaldase täpsusega lugeda $\mu = \text{const}$, seega

$$Q = \mu b \sqrt{2g} \int_0^H \sqrt{z} dz = \frac{2}{3} \mu b \sqrt{2g} H^{3/2} \quad (9-1)$$

Tähistades edaspidi

$$\frac{2}{3} \mu = m_0 \quad (9-2)$$

saame valemi (9-1) avaldada kujus

$$Q = m_0 b \sqrt{2g} H^{3/2} \quad (9-3)$$

kus m_0 on ülevoolu tegur mis sõltub ülevoolu kujust (liigist).

Tuleb märkida, et ülevoolu tegur m_0 valemis (9-3) võtab arvesse ka enne ülevoolu esineva juurdevoolakiiiruse mõju ülevoolu läbilaskevõimele. Peale ülevoolu teguri m_0 kasutatakse sageli ka ülevoolu tegurit m , mis ei võta arvesse juurdevoolu kiirust enne ülevoolu. Sel puhul tuleb rõhk ülevoolul suurendada kiiruskõrguse $\frac{v_0^2}{2g}$ võrra. Ülevoolu valem sel puhul omab kuju

$$Q = m b \sqrt{2g} H_0^{3/2} \quad (9-4)$$

kus

$$H_0 = H + \frac{v_0^2}{2g} \quad (9-5)$$

ja juurdevoolukiirus enne ülevoolu teravaservalise külgkitsendusega ülevoolu ja nelinurkse ristlõikega juurdevoolurenni puhul võrdub

$$v_0 = \frac{Q}{b(P+H)} \quad (9-6)$$

Valemit (9-4) nimetatakse üldiselt ülevoolu põhivalemiks. Kerge on näidata, et valem (9-3) on ülevoolu põhivalemi teisendatud kuju ning võiks seega samuti kanda ülevoolu põhivalemi nimetust.

Kasutades seost (9-5) saame ülevoolu põhivalemist

$$Q = m b \sqrt{2g} \left(H + \frac{v_0^2}{2g} \right)^{3/2} =$$

$$= m \left(1 + \frac{v_0^2}{2gH} \right)^{3/2} b \sqrt{2g} H^{3/2}$$

Tähistades

$$m \left(1 + \frac{v_0^2}{2gH} \right)^{3/2} = m_0$$

saamegi valemi (9-3),

$$Q = m_0 b \sqrt{2g} H^{3/2}$$

Ülevoolu põhivalem (9-4) ja (9-3) kehtib igasuguse ülevoolu puhul ainult sel tingimusel, et ülevoolu hari ristivoolu suunda on horisontaalne.

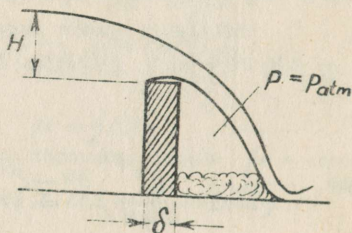
§ 3. Teravaservaline ülevool.

Teravaservaliseks ülevooluks nimetatakse ülevoolu mille läve pikkus

$$\delta < 0,67 H$$

Nagu näitavad katsed, juhul kui $\delta < 0,67 H$ siis voolujoonte kõverdumise tõttu juga mis voolab üle ülevoolu ei liibu ülevoolu harjale ning seetõttu lävi, mille pikkus

$\delta < 0,67 H$ ei mõjuta jõe kuju (joonis 9-9). See kehtib n.a. vaba jõe puhul kui rõhk jõe aluses ruumis võrdub välisrõhuga. Juhul kui rõhk jõe aluses ruumis on väikesem kui välisrõhk, siis saame surutud jõe mis on surutud lähemale ülevoolu seinale kui vaba juga. Enamasti hüdraulikas vsadeldakse vaba juga. Vaba jõe kuju ja omadusi uuris ligemalt prantsuse teadlane Bazin (1898). Kuna veepind langeb pidevalt juba enne ülevoo-



Joonis 9-7.

lu siis katkestus alusel. Beziin soovitas mõõta rõhku H minimaalselt kõrgusel $3H$ ülevoolu harjest (mõõtes vastu voolusuunda). Beziin määras katseliselt ka ülevoolu tegurid teravaservalise nelinurkse külgsüüendusega sirgjoonelise normaalse uputamata ja vaba joaga ülevoolu jaoks.

$$m = 0,405 + \frac{0,003}{H} \quad (9-7)$$

$$m_0 = \left(0,405 + \frac{0,003}{H}\right) \left[1 + 0,55 \left(\frac{H}{H+P}\right)^2\right] \quad (9-8)$$

Teravaservalist ülevoolu kasutatakse sagedi nüdrotennilistes laboratooriumides voolunulga mõõtmiseks. Nelinurksete mõõt-
ülevoolude puhul kasutatakse voolunulga määramiseks enamasti Venbocki valemit:

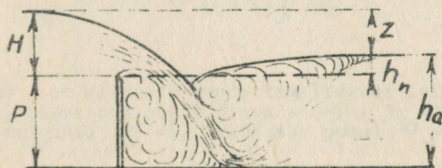
$$Q = \left(1,782 + 0,24 \frac{H + 0,0011}{P}\right) b (H + 0,0011)^{3/2} \quad (9-9)$$

Suurused H ja P valemities (9-7), (9-8) ja (9-9) on meetrites.

Peale nelinurkse mõõtülevoolu kasutatakse laboratooriumides ka kolmnurksed ülevoolu (joonis 9-8 b). Ülevoolu põhivalem niisuguse ülevoolu puhul ei kehti. Voolunulga valem kolmnurkse ülevoolu puhul tipnurgaga 90° on määratud Thomsoni poolt

$$Q = 1,4 H^{5/2} \quad (9-10)$$

deletoodud valemid on kõik kehtivad uputamata ülevoolu puhul, s.t. juhul kui veepinna kõrgus alumises bieelis h_a on väiksem kui läve kõrgus P . Juhul kui veepinna kõrgus $h_a > P$ ja peale selle $\frac{z}{P} < (\frac{z}{P})_k$ (joonis 9-10) alumise bieeli vee-pind mõjutab ülevoolu läbilaskevõimet ning vooluhulk muutub võrreldes uputamata ülevooluga.



Joonis 9-10.

Kriitiline väärtus $(\frac{z}{P})_k$ sõltub suhtest $\frac{H}{P}$, s.t.

$$(\frac{z}{P})_k = f(\frac{H}{P})$$

ning antakse vastava graafiku näol hüdraulika kasiraamatuis ja õpikuis. Uputuse mõju võetakse ülevoolu põhivalemis arvesse upusteguriga σ_n :

$$Q = m_0 \sigma_n b \sqrt{2g} H^{3/2}, \quad (9-11)$$

kus m_0 on ülevoolu tegur uputamata ülevoolu puhul ja

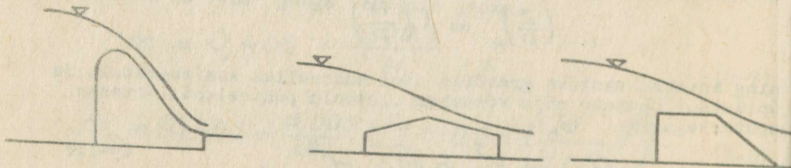
$$\sigma_n = 1,05 (1 + 0,2 \frac{h_n}{P})^3 \sqrt{\frac{z}{H}}. \quad (9-12)$$

Külgiitsendusega ülevoolu puhul ülevoolu läbilaskevõime samuti väheneb võrreldes külgiitsenduseta ülevooluga. Nelinurkse ristlõikega juurdevoolureni puhul (laiusega B) ülevoolu põhivalemis (9-3) ülevoolu tegur m_0 tuleb asendada teguriga m_0 mis võrdub

$$m_b = \left[0,405 + \frac{0,003}{H} - 0,03 \frac{B-b}{B} \right] \times \left[1 + 0,55 \left(\frac{b}{B} \right)^2 \left(\frac{H}{H+P} \right)^2 \right]. \quad (9-13)$$

3.4. Praktilise profiiliga ülevool.

Hüdrotehnilistes ehitistes kasutatakse praktilise profiiliga ülevoolusid nii kõverjoonelise profiiliga kui ka murdjoonelise profiiliga. (joonis 9-11).



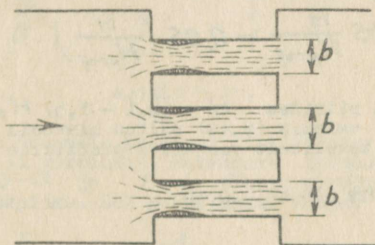
Joonis 9-11

Kõverjoonelised profiilid on enamasti kujundatud vastavalt jõe vaba langemise kujule teravaservalisel ülevoolul. Niisugusel juhul juba liibub vabalt ülevoolu kumerale nõlvale ning rõhk kogu jõe ulatuses on veidi suurem kui atmosfäärne rõhk. Niisugust ülevoolu profiili nimetatakse vaakumita profiiliks ehk Creageri profiiliks. Profiili kuju on antud vastavate koordinaatide kaudu tabelites mis leiuvad hüdraulika käsiraamatuis. Tuleb märkida, et ülevoolu profiili kuju sõltub rõhu H suurusest ning määratakse praktiliselt mingisuguse arvutusliku rõhu jaoks mida nimetatakse profiilerivaks rõhuks H_{prof} . Kui tegelik rõhk ülevoolul $H \neq H_{prof}$, siis jõe kuju muutub ning ülevoolu läbilaskevõime samuti muutub. Ehitatakse ka niisuguseid ülevoolusid mille puhul ka profiileriva rõhu juures ülevoolu profiil erineb vabalt langeva jõe kujust nii, et voolujoonte kõveruse tõttu jõe ülevoolu nõlva vahel tekib vaakum. Niisugust ülevoolu profiili nimetatakse vaakumprofiiliks. Ülevoolu läbilaskevõime on vaakumprofiili puhul kuni 10 % suurem kui vaakumita profiili puhul.

Külkitsendusega ülevoolu puhul ülevoolu läbilaskevõime vähenab võrreldes külkitsenduseta ülevooluga. Praktilise profiiliga ülevoolu puhul soovitatakse külkitsenduse mõju ülevoolu läbilaskevõimele arvestada selliselt, et ülevoolu ava tegelik laius b (joonis 9-1) asendatakse efektiivse ava laisusega b_{eff} , kusjuures $b_{eff} < b$ kuna avast väljavoolates tekib joo kontraktsioon ning "surnud tsoonid" ava külgedel. Efektiivne ava b_{eff} määratakse Francis-Creageri valemiga:

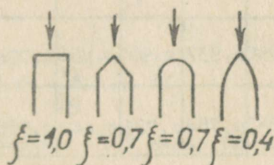
$$b_{eff} = \Sigma b - 0,1 n \xi H_0, \quad (9-14)$$

kus Σb on ülevoolu avade tegelikkude laisuste summa mitme kõrvutiseisva ava puhul (joonis 9-12) ja n on kitsenduste arv (ühe ava puhul $n = 2$, kahe ava puhul $n = 4$, jne). Tegur ξ



Joonis 9-12.

iseloomustab sissevoolava vertikaalsete servade (sammaste) kuju. Akadeemik N.N. Pavlovski järgi mitmesugused sambad üksikute avade vahel omavad järgmisi kujutegureid ξ (joonis 9-13).



Joonis 9-13.

Arvesse võttes kõike ülaltoodut võib praktilise profiiliga ülevoolu läbilaskevõime arvutamiseks kasutada valemit:

$$Q = m_H \sigma_n b_{eff} \sqrt{2g} H_o^{3/2}, \quad (9-15)$$

kus b_{eff} arvutatakse valemi (9-14) abil ja

$$m_H = \sigma_H m. \quad (9-16)$$

kõhu tegur σ_H valemis (9-16) arvutatakse sõltuvalt tegeliku rõhu H ja profileeriva rõhu H_{prof} vahekorrest valemiga

$$\sigma_H = 0,805 + 0,245 \frac{H}{H_{prof}} - 0,05 \left(\frac{H}{H_{prof}} \right)^2. \quad (9-17)$$

Vaalen (9-17) kehtib piirides $H = (0,1 - 1,5) H_{prof}$. Ülevoolu tegur m valemis (9-16) sõltub ülevoolu profiili kujust ja võetakse tavliselt vaakumita profiilide puhul

$$m = 0,48 - 0,49$$

ja vaakumprofiilide puhul

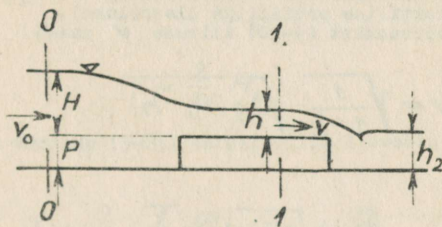
$$m = 0,55 - 0,57$$

Uputustegur σ_n valemis (9-15) määratakse järgnevast tabelist:

$\frac{h_n}{H}$	0	0,2	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,85	0,90	0,95	1,00
vaakumita prof.	1,000	0,981	0,956	0,937	0,907	0,856	0,775	0,709	0,621	0,438	0,000
vaakum prof.	0,990	0,940	0,845	0,788	0,723	0,642	0,538	-	0,390	-	0,000

§ 9. Laiälaveline ülevool.

Voolamine laiälavelistel ülevooludel on iseloomustatud sellega, et ülevoolu lävel tekib praktiliselt peasegu konstantne sügavus ning vool on paralleeljoaline (joonis 9-14).



joonis 9-14.

Seetõttu on võimalik kasutada laiälavelse ülevoolu ristlõiget Bernoulli võrrandit. Rakendame Bernoulli võrrandi ristlõigetes 0-0 ja 1-1 võttes võrdluse tasapinnaks ülevoolu läve tasapinna. Sel puhul saame võttes $\alpha = 1$:

$$H + \frac{v_0^2}{2g} = h + \frac{v^2}{2g} + h_r . \quad (9-18)$$

Siin h_r kujutab energiskadu voolamisel ristlõikest 0-0 kuni ristlõikele 1-1 ja võrdub

$$h_r = f \frac{v^2}{2g} \quad (9-19)$$

Asendades

$$H + \frac{v_0^2}{2g} = H_0$$

ja võttes arvesse seose (9-19) saame Bernoulli võrrandist (9-18)

$$H_0 = h + \frac{v^2}{2g} (1 + f) . \quad (9-20)$$

Takistustegur f isekoostab siin voolamistakistusi ristlõikest $0-0$ kuni ristlõikeeni $1-1$. Nagu näitavad katsed voolava osa neist takistustest moodustavad sissevoolutakistused mis sõltuvad sissevooluserva kujust ja suhtest $\frac{\delta}{H}$. Ülevoolu läve pikkuse puhul $\frac{\delta}{H} < 8$ takistused ülevoolu läve pikkusel δ on võrreldes sissevoolutakistustega tühiselt väikesed. Seepärast loetakse laialävelise ülevoolu normaalseks läve pikkuseks $\frac{\delta}{H} = 3 - 8$. (Läve pikkuse puhul $\frac{\delta}{H} < 3$ puudub ülevoolu lävel paralleeljoeline voolamine ning niisugust ülevoolu tuleb lugeda praktilise profiiliga ülevooluks).

Avaldades võrrandist (9-20) kiiruse V saame

$$V = \sqrt{\frac{1}{1+f}} \sqrt{2g(H_0 - h)}$$

Tähistades

$$\varphi = \sqrt{\frac{1}{1+f}}$$

saame voolukiiruse ülevoolu lävel

$$V = \varphi \sqrt{2g(H_0 - h)} \quad (9-21)$$

ja vooluhulga

$$Q = \varphi b h \sqrt{2g(H_0 - h)} \quad (9-22)$$

Ülevoolu läbilaskevõime määramiseks on vajalik teada kiiruse tegurit φ ja voolu sügavust ülevoolu lävel h .

Belanger (1845) kasutas sügavuse h määramiseks maksimaalse vooluhulga postulaati:

"Ülevoolu lävel moodustub niisugune sügavus h mille puhul ülevoolu läbilaskevõime on maksimaalne $Q = Q_{max}$ ".

Sel puhul

$$\frac{dQ}{dh} = 0$$

Vooluhulga tuletis sügavuse järgi võrdub (oletades, et $\frac{d\varphi}{dh} = 0$):

$$\frac{dQ}{dh} = \varphi b \sqrt{2g} \left(\sqrt{H_0 - h} - h \frac{1}{2\sqrt{H_0 - h}} \right).$$

Võrrutades nulliga saadud tuletise saame

$$2(H_0 - h) = h$$

ehk

$$h = \frac{2}{3} H_0. \quad (9-23)$$

Paigutades võrduse (9-23) laialävelise ülevoolu valemisse (9-22) saame

$$Q = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{1}{3}} \varphi b \sqrt{2g} H_0^{3/2}$$

ehk

$$Q = 0,385 \varphi \sqrt{2g} H_0^{3/2} \quad (9-24)$$

Tähistades

$$0,385 \varphi = m \quad (9-25)$$

saame ülevoolu põhivalemi

$$Q = mb \sqrt{2g} H_0^{3/2}$$

B.A. Bahmetjev (1914) kasutas sügavuse h määramiseks ristlõike energia miinimumi postulaati:

"Ülevoolu lävel moodustub niisugune sügavus h , mille puhul ristlõike erienergia ülevoolu lävel on minimaalne."

Ristlõike erienergia

$$\mathcal{E} = h + \frac{\alpha v^2}{2g} = h + \frac{\alpha Q^2}{b^2 h^2 \cdot 2g}$$

tuletis sülvuse järgi võrdub

$$\frac{dJ}{dh} = 1 - \frac{\alpha Q^2}{b^2 h^3 g}$$

Võrrutades saadud tuletise nulliga saame

$$1 - \frac{\alpha Q^2}{b^2 h^3 g} = 0$$

enk

$$h = h_k = \sqrt[3]{\frac{\alpha Q^2}{b^2 g}} = \sqrt[3]{\frac{\alpha q^2}{g}} \quad (9-26)$$

Seega Bahmetjevi postulaadi kohaselt ülevoolu lävel tekib kriitiline sügavus.

Võttes $\alpha = 1$ saame võrdusest (9-26)

$$Q^2 = g b^2 h^3$$

Varem oli saadud (9-22) :

$$Q^2 = \varphi^2 b^2 h^2 \cdot 2g (H_0 - h)$$

Elimineerides viimasest kahest võrdusest Q saame parast taandamist:

$$2\varphi^2 (H_0 - h) = h$$

Jagades saadud võrrandi mõlemal poolil h -ga ja tähistades

$$\frac{h}{H_0} = \kappa \quad (9-27)$$

saame

$$2\varphi^2 (1 - \kappa) = \kappa$$

ehk

$$\kappa = \frac{2\varphi^2}{1+2\varphi^2} \quad (9-28)$$

Tegurit κ nimetatakse paisutusteguriks. Korrutades ja jagades valemite (9-22) H_0 -ga ja võttes arvesse võrdust (9-27) saame avaldada:

$$Q = \varphi b \kappa \sqrt{1-\kappa} \sqrt{2g} H_0^{3/2}$$

ehk tähistades

$$\varphi \kappa \sqrt{1-\kappa} = m \quad (9-29)$$

saame ülevoolu põhivalemi

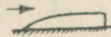
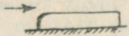
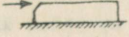
$$Q = m b \sqrt{2g} H_0^{3/2}$$

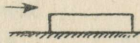
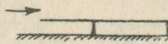
Kerge on veenduda, et tegurid m , κ ja φ sõltuvad üksteisest järgnevalt:

$$\kappa = \frac{2\varphi^2}{1+2\varphi^2} = \sqrt[3]{2m^2}, \quad (9-30)$$

$$m = \varphi \kappa \sqrt{1-\kappa} = \frac{2\varphi^2}{1+2\varphi^2} \sqrt{\frac{\varphi^2}{1+2\varphi^2}} = \sqrt{\frac{\kappa^3}{2}}. \quad (9-31)$$

Ligikaudsed arvulised andmed teguritele φ , κ ja m on antud akad. N.N. Pavlovski poolt vastavalt ülevoolu sissevooluserva kujule:

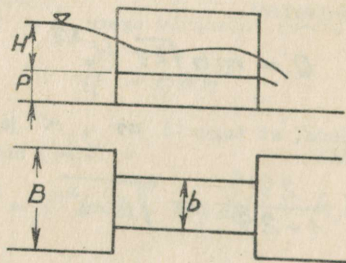
	φ	κ	m
Idealsel juhul (sissevoolutakistused puuduvad)	1,0	$\frac{2}{3}$	0,385
Voolujooneline sissevooluserv 	0,95	0,645	0,365
Ümardatud sissevooluserv 	0,92	0,630	0,350
Kaldtahuline sissevooluserv 	0,88	0,610	0,335

	φ	κ	m
Täisnurkne sissevooluserv 	0,85	0,590	0,320
Terav sissevooluserv 	0,80	0,560	0,300

Kuna esitatud andmed on ligikaudsed ning kehtivad ainult küljkitsenduseeta ülevoolu puhul, siis võib soovitada ülevoolu teguri määramiseks autori empiirilist valemit

$$m = 0,320 + 0,065 \sigma^2 \quad (9-32)$$

mis kehtib nii küljkitsenduseeta ülevoolu kui ka küljkitsendusega ülevoolu ja täisnurkse sissevooluserva puhul. Tegurit σ nimetatakse summaarseks kitsendusteguriks mis võtab arvesse voolu kitsenduse vertikaaltasapinnas ülevoolu läve suhtelise kõrguse $\frac{p}{H}$ tõttu ja voolu kitsenduse plaanis $\beta = \frac{b}{B}$ (joonis 9-15).



Joonis 9-15.

Tegur σ võrdub

$$\sigma = \frac{bH}{B(H+p)} = \frac{\beta}{1 + \frac{p}{H}} \quad (9-33)$$

Ümardatud või kaldtahulise sissevoolu puhul

$$m_r = \eta m \quad (9-34)$$

kus m on ülevoolu tegur valemis (9-32) järgi ja η sõltub sissevooluserva kujust ning on antud vastavate valemite või tabelite näol.

Uputustegur σ_n uputatud ülevoolu puhul valemis

$$Q = \sigma_n m b \sqrt{2g} H_0^{3/2}$$

antakse samuti vastavates tabelites sõltuvalt suhtest $\frac{h_n}{H_0}$

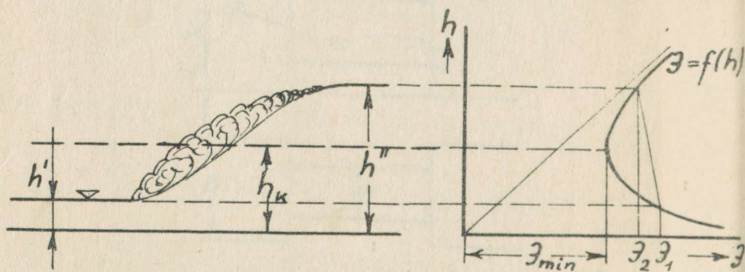
$\frac{h_n}{H_0}$	kuni 0,7	0,8	0,9	0,92	0,94	0,96	0,98	0,99	0,995	0,998	0,999
σ_n	1,000	0,928	0,739	0,676	0,598	0,499	0,360	0,257	0,183	0,116	0,082

Tuleb märkida, et laisläveline ülevool loetakse uputatuks juhul kui $h_2 > p + h_K$ (joonis 9-14).

X peatükk - Ehitiste hüdraulika.

§ 1. Hüdrauliline hüpe.

Hüdrauliliseks hüppeks nimetatakse nähtust, kus suhteliselt lühikesel voolu pikkusel toimub üleminek käredest voolust rahulikule voolule, kusjuures voolu sügavus tunduvalt kasvab. Enne hüdraulilist hüpet esineb seega käre vool sügavusega $h' < h_K$ ja pärast hüdraulilist hüpet esineb rahulik vool sügavusega $h'' > h_K$. Sügavusi h' ja h'' nimetatakse hüppe kaassügavusteks ja vahet $h'' - h'$ nimetatakse hüppe kõrguseks. Arvukad katsed näitavad, et üleminek käredest voolamisest rahulikule voolamisele saab toimuda ainult hüdraulilise hüppe näol. Viimast asjaolu saab tõestada ka teoreetiliste kaalutlustega (joonis 10-1).



Joonis 10-1.

Kui käre vool sügavusega $h' < h_K$ ja ristlõike erienergiaga \mathcal{E}_1 peab mingisugustel põhjustel muutuma rahalikuks vooluks sügavusega $h'' > h_K$ siis võib see ristlõike erienergia graafiku $\mathcal{E} = f(h)$ kohaselt toimuda ainult hüppeliselt. Juhul kui voolu üleminek sügavuselt h' sügavusele h'' toimuks pidevalt, siis ristlõike erienergia peaks algul pidevalt vähenema kuni $\mathcal{E} = \mathcal{E}_{min}$ ja seejärel pidevalt kasvama kuni mingisuguse suuruseni $\mathcal{E} = \mathcal{E}_2 > \mathcal{E}_{min}$. Kuna aga erienergia kasvamine ei saa toimuda ilma välise põhjuseta ning kuna niisugune põhjus antud juhul puudub siis järelikult peab üleminek sügavuselt h' sügavusele h'' toimuma tõepoolest hüppeliselt. Vahe $\Delta\mathcal{E} = \mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_2$ kujutab sel juhul energiakadu hüdraulilises hüppes. Hüdrauliline hüpe esineb mitmel kujul. Kõige sagedamini tegeleb hüdraulika täieliku hüdraulilise hüppega. Täielik hüdrauliline hüpe tekib ühtlase voolusängi kuju ja langu puhul

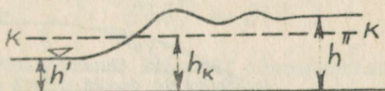
ja tavalise kareduse puhul kui voolu sügavus pärast hüpet on $h' > (1,3 - 1,4) h_K$. Hüppe kõrgus sel puhul $a = h'' - h' > h'$. Täielik hüpe on iseloomustatud kahe eritsooniga (joonis 10-2).



Joonis 10-2

Alumises tsoonis toimub voolu laienemine vertikaaltasapinnas ja vee osakeste liikumine ainult voolu suunas. Ülemise tsooni moodustab pöörlev valts kus vesi on tugevasti segunenud õhuga (aerereitud) ja vee osakesed tsirkuleerivad alumise tsooni pinnal. Seejuures esineb siiski mõningal määral vee osakeste vahetumine mõlema tsooni vahel.

Juhul kui hüppe kõrgus $a < h'$ siis ülalkirjeldatud täieliku hüppe asemel tekib üleminekul karedast voolust rahulikule voolule laineline hüpe (joonis 10-3).



Joonis 10-3.

Laineline hüpe on iseloomustatud sellega, et puudub täieliku hüppele iseloomulik pöörisvalts ning veepind vahetult hüppe taga omab lainelise kuju.

Vaatleme lähemalt täielikku hüdraulilist hüpet ja koostame hüppe põhivõrrandi (joonis 10-4).

Vaatleme juhtu kus voolusängi põhja lang $i = 0$. Valime kaks ristlõiget. Ristlõige 1 - 1 asugu vahetult enne hüpet, ristlõige 2 - 2 pärast hüpet. Ristlõikepindalad olgu vastavalt ω_1 ja ω_2 ning keskkiirused vastavalt v_1 ja v_2 . Ristlõigete raskuskeskmed asugu sügavusel veepinnast Z_{o1} ja Z_{o2} . Kasutame liikumise hulga teoreemi vedeliku massi kohta ristlõigete 1 - 1 ja 2 - 2 vahel, kasutades seejuures järgmisi lihtsustavaid oletusi:

- 1) ristlõigetes 1 - 1 ja 2 - 2 valitseb hüdrostaatiline rõhujaotus,
- 2) vedeliku hõõrdejõud voolusängi seinal on hüppe pikkuse ulatusel tühiselt väike ning võib jääda arvestamata.

Liikumise hulga teoreemi kohaselt vaadeldava vedeliku massi

liikumise hulga juurdekasv ajaühikus võrdub kõikide välisjõudude projektsioonide summale liikumise sihis.

Läbi ristlõike 1 - 1 voolab ajaühikus vedeliku mass

$$\frac{\gamma}{g} \omega_1 v_1$$

ja läbi ristlõike 2 - 2 vedeliku mass

$$\frac{\gamma}{g} \omega_2 v_2$$

Seega liikumise hulga juurdekasv ajaühikus võrdub

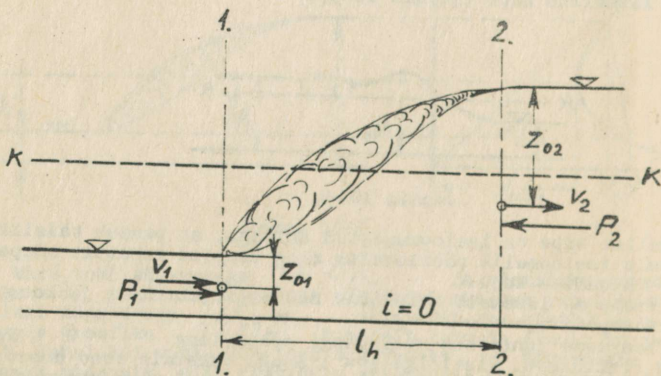
$$\frac{\gamma}{g} \omega_2 v_2^2 - \frac{\gamma}{g} \omega_1 v_1^2$$

Kasutades pidevuse tingimust

$$\omega_1 v_1 = \omega_2 v_2 = Q$$

saame liikumise hulga juurdekasvu

$$\frac{\gamma}{g} Q (v_2 - v_1) = \frac{\gamma}{g} Q^2 \left(\frac{1}{\omega_2} - \frac{1}{\omega_1} \right)$$



Joonis 10-4.

Välisjõududest mõjuvad liikumise sihis ainult rõhujõud P_1 ja P_2 kuna raskusjõu komponent voolu sihis puudub. Kui vaadeldava-tes ristlõigetel esineb hüdrostaatiline rõhujaotus siis rõhujõud võrduvad

ja

$$P_1 = \gamma Z_{01} \omega_1$$

$$P_2 = \gamma Z_{02} \omega_2$$

ning välisjõudude projektsioonide summa liikumise sihis on

$$P_1 - P_2 = \gamma(z_{01}\omega_1 - z_{02}\omega_2).$$

Kasutades liikumise hulga teoreemi ning jagades võrrandi mõlemaid pooli γ -ga saame

$$\frac{Q^2}{g} \left(\frac{1}{\omega_2} - \frac{1}{\omega_1} \right) = (z_{01}\omega_1 - z_{02}\omega_2)$$

ehk

$$z_{01}\omega_1 + \frac{Q^2}{g\omega_1} = z_{02}\omega_2 + \frac{Q^2}{g\omega_2}. \quad (10-1)$$

Võrrandit (10-1) nimetatakse hüdraulilise hüppe põhivõrrandiks.

Võrrand on sümmeetrilise kujuga, seepärast võrrandi lahendeid h' ja h'' nimetatakse hüppe kaassügavusteks.

Tähistame edaspidi

$$\theta(h) = z_0\omega + \frac{Q^2}{g\omega} \quad (10-2)$$

nimetades funktsiooni $\theta(h)$ hüppefunktsiooniks. Sel puhul hüppe põhivõrrand saab kuju:

$$\theta(h') = \theta(h'') \quad (10-3)$$

Hüppe põhivõrrandi kohaselt hüppefunktsiooni väärtused enne hüpet ja pärast hüpet on võrdsed.

Kergesti on võimalik märida, et konstantse vooluhulga Q puhul hüppefunktsioon $\theta(h)$ omab minimaalse väärtuse kriitilise sügavuse juures, s.t.

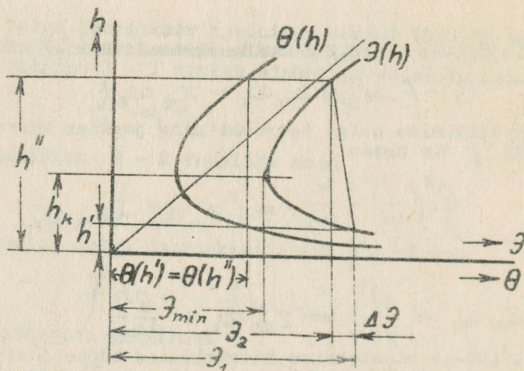
$$\theta(h) = \theta(h)_{\min}$$

kui

$$\frac{\alpha Q^2}{g} = \frac{\omega^3}{B}$$

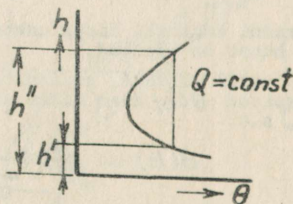
Kujutame ühel ja samal graafikul funktsioonid $\mathcal{J}(h)$ ja $\theta(h)$ (joonis 10-5). mingisuguse etteantud $Q = \text{const}$ ja etteantud voolusängi puhul. Graafiku abil võime veenduda selles, et igale sügavusele käreavas voolus $h' < h_\kappa$ vastab sinult üks kaassügavus $h'' > h_\kappa$, kusjuures $\theta(h') = \theta(h'')$. Samuti saab graafikult leida energilakao hüdraulilisel hüppel.

$$\Delta \mathcal{J} = \mathcal{J}_1 - \mathcal{J}_2$$



Joonis 10-5.

Hüdraullistes arvutustes on sageli vajalik arvutada üht kaassügavust juhul kui teine kaassügavus on etteantud. Selleks tuleb lahendada hüppe põhivõrrand (10-1) kas järkjärgulise lähenemise teel või kasutades hüppefunktsiooni $\theta(h)$ graafikut. Viimasel juhul etteantud sügavuste $h_1; h_2; h_3; \dots$ järgi arvutatakse vastavad hüppefunktsiooni väärtused $\theta(h_1); \theta(h_2); \theta(h_3); \dots$ ja koostatakse graafik $\theta(h) = f(h)$ (joonis 10-6).



Joonis 10-6.

Viimase abil on võimalik leida igale etteantud sügavusele h' tema kaassügavus h'' joonisel näidatud viisil. Tuleb märkida, et graafik 10-6 kehtib vaid ainult ühe konkreetse etteantud voolusängi ja etteantud vooluhulga $Q = \text{const.}$ puhul.

Nelinurkse ristlõikega voolusängis hüppe põhivõrrand lahendub otseselt. Kuna täisnurkses voolusängis

$$z_0 = \frac{h}{2}$$

ja

$$\omega = bh$$

siis vastavalt hüppe põhivõrrandile (10-1) saame

$$\frac{h'}{2} bh' + \frac{Q^2}{gbh'} = \frac{h''}{2} bh'' + \frac{Q^2}{gbh''}$$

Kuna

$$\sqrt[3]{\frac{Q^2}{gb^2}} = h_k$$

siis hüppe põhivõrrand on avaldatav kujus

$$\frac{h'}{2} bh' + \frac{h_k^3 b^2}{bh'} = \frac{h''}{2} bh'' + \frac{h_k^3 b^2}{bh''}$$

ehk pärast mõningaid teisendusi

$$h'^2 + h'' h' - 2 \frac{h_k^3}{h''} = 0.$$

Saadud ruutvõrrandi lahenditest on kasutatav lahend

$$h' = -\frac{h''}{2} + \sqrt{\left(\frac{h''}{2}\right)^2 + 2 \frac{h_k^3}{h''}}$$

ehk

$$h' = \frac{h''}{2} \left[\sqrt{1 + 8 \left(\frac{h_k}{h''}\right)^3} - 1 \right]. \quad (10-4)$$

Analoogilisel viisil saame teise kaassügavuse leidmiseks valemi

$$h'' = \frac{h'}{2} \left[\sqrt{1 + 8 \left(\frac{h_k}{h'}\right)^3} - 1 \right]. \quad (10-5)$$

Kaassügavuste arvutamise lihtsustamiseks trapetsikujulise ristlõikega voolusängis võib kasutada hüdraulika ja hüdrotehnika käsiraamatuis leitudvaid abigraafikuid ja abitabeleid.

Hüppe pikkuse arvutamiseks võib kasutada empiirilisi valemeid: akad. N.N. Pavlovski valemit

$$l_h = \frac{1}{2} (4,5 h'' + 5 \alpha) \quad , \quad (10-6)$$

kus

$$\alpha = h'' - h'$$

või M.D. Tšertousovi valemit

$$l_h = 10,3 h' (\sqrt{Fr_1} - 1)^{0,81} \quad , \quad (10-7)$$

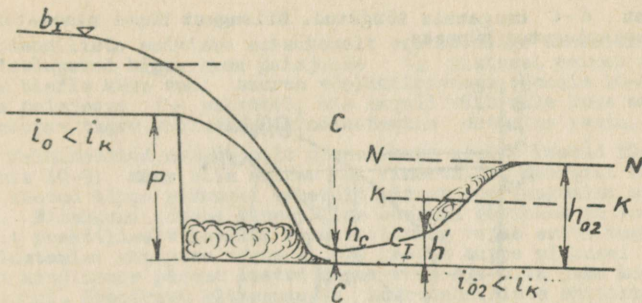
kus Fr_1 on Froude'i arv ristlõikes enne hüpet.

Energiakadu hüppel on arvutatav valemiga

$$\Delta J = \frac{a^3}{4 h' h''} \quad . \quad (10-8)$$

§ 2. Bieffide ühinemine.

Vaatleme voolamist joonisel 10-7 kujutatud astme puhul voolusängis. Voolusängi põhja lang ülalpool astet olgu $i_{02} < i_{01}$ ja allpool astet $i_{02} < i_{01}$. Sel puhul normaalsügavus alumises bieffis $h_{02} > h_{01}$. Voolujoa langemisel astmelt wolu kiineetiline energia kasvab kuni ristlõikeni C-C, kus kiineetiline energia on maksimaalne ja voolu sügavus h_c on minimaalne. Ristlõiget C-C nimetatakse surutud lõikeks. Kui $h_c < h_{01}$ siis surutud lõikes esineb käre vool. Kui samal ajal normaalsügavus alumises bieffis $h_{02} > h_{01}$ siis käre vool mis esineb surutud lõikes peab üle minema rahulikuks vooluks. See võib toimuda sinult hüdraulilise hüppe teel.



Joonis 10-7.

Seejuures hüdrauliline hüpe võib tekkida kas vahetult surutud lõike $C-C$ taga või ka kaugemal ristlõikest $C-C$ alla-voolu (joonis 10-7). Esimesel juhul, kui hüdrauliline hüpe tekib vahetult surutud lõike $C-C$ taga siis sügavus h_c osutub hüppe üheks kaassügavuseks ja normaalsügavus alumises bifis h_{02} peab osutama hüppe teiseks kaassügavuseks. Seega hüpe saab tekkida vahetult surutud lõike taga sinult siis kui

$$h_{02} = h_c'' \quad (10-9)$$

kus h_c'' on surutud lõike sügavuse h_c kaassügavus.

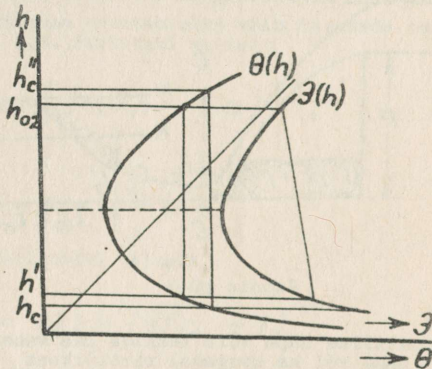
Energeetilisest seisukohast sel puhul voolu energiatagavares surutud lõikes on parajasti nii suur kui on vajalik hüdrauliliseks hüppeks kaassügavuselt h_c kaassügavusele $h_c'' = h_{02}$

Nägime, et hüdraulilise hüppe asukoha määramisel osutub oluliseks sügavuste h_{02} ja h_c'' vahekord. Seepärast vaatleme järgnevalt juhtu, kus

$$h_{02} < h_c'' \quad (10-10)$$

Nagu selgub graafikult $\theta(h)$ (joonis 10-8) antud juhul vool omab surutud lõikes rohkem energiat kui on vajalik hüppe moodustamiseks kaassügavuseni h_{02} . Seepärast enne hüdraulilise hüppe moodustumist peab toimuma voolu sügavuse pidev kasv kuni niisuguse sügavuseni h' mis osutub normaalsügavuse h_{02} kaassügavuseks. Voolu sügavuse pidev kasv toimub siin paisjoone tüüp C_I kujul (joonis 10-7). Nagu näeme jooniselt 10-7 hüdrauliline hüpe on siin paisjoone C_I pikkuse võrra surutud lõi-

kest C-C kaugemale tõugatud. Niisugust hüpet nimetatakse eemaletõugatud hüppeks.



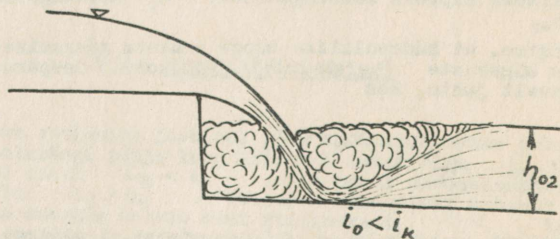
Joonis 10-8.

Järgnevalt vastleme juhtu kus

$$h_{02} > h_c''$$

(10-11)

Graafiku $\theta(h)$ (joonis 10-8) abil on kerge veenduda, et antud juhul vool omab surutud löikes vähem energiat kui vajalik hüppe moodustamiseks vahetult surutud löike taga. Seepärast niisugusel juhul alumise biefi veepind tungib langevale joale peale ning katab moodustava hüdrauililise hüppe (joonis 10-9).



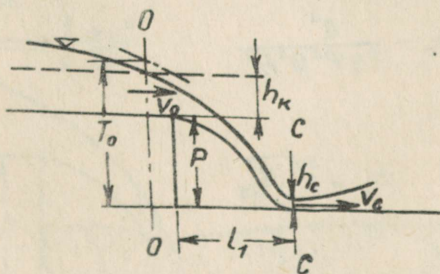
Joonis 10-9.

Niisugust hüpet nimetatakse kaetud hüppeks.

Hüdrotehniliste ehitiste seisukohalt osutub kõige ebasoodsamaks eemaletõugatud hüpe, kuna paisjoone C_I pikkusel esineb alumises bieffis käre vool suurte voolukiirustega (joonis 10-7). Seega paisjoone C_I pikkusel, mis sageli võib olla üsne suur, on nõutav tugev voolusängi kindlustamine uhtumise vastu.

Eelnimetatud seisukohalt soodsaimaks osutub kaetud hüpe (joonis 10-9) kuna siin suurem osa kineetilist energiat hävib juba kaetud hüppe pikkusel vahetult pärast joa langemist astmelt. Niisugune kohene kineetilise energia hävimine on loomulikult praktiliselt kasulik kuna voolusäng vajab eriti tugevat kindlustamist uhtumise vastu ainult kaetud hüppe pikkusel. Sängi kindlustus pärast kaetud hüpet võib aga olla juba kerge- mat tüüpi. Seepärast mitmesuguste hüdrotehniliste ehitiste alumises bieffis on kaetud hüpe soovitavaks eesmärgiks. Juhul kui kaetud hüpe loomulikus olukorras ei moodustu, saavutatakse kaetud hüpe mitmesuguste lisaehitiste ja konstruktsioonide ka- sutamise teel.

Mitmesuguste hüdrauliliste arvutuste teostamiseks on vaja- lik arvutada voolu sügavust surutud lõikes h_c . Sügavuse h_c leidmiseks rakendame Bernoulli võrrandit ülemise bieffi ristlõi- kes $O-O$ ja surutud lõikes $C-C$ (joonis 10-10).



Joonis 10-10.

$$T_0 = h_c + \frac{\alpha v_c^2}{2g} + \int \frac{v_c^2}{2g} , \quad (10-12)$$

kus T_0 on erienergia ülemise bieffi ristlõikes $O-O$ mis asub vahetult ehitise (astme) lähedal ja \int - on takistus- tegur mis isekoostab voolamistakistusi ristlõikest $O-O$ kuni ristlõikeeni $C-C$.

Kasutades kiiruse tegurit

$$\varphi = \sqrt{\frac{1}{\alpha + f}} \quad (10-13)$$

võime võrrandi (10-12) avaldada kujus :

$$T_0 = h_c + \frac{Q^2}{2g\varphi^2\omega_c^2}, \quad (10-14)$$

kus erieneergia ülemises bieffis antud juhul võrdub (joonis 10-10)

$$T_0 = p + h_k + \frac{\alpha v_0^2}{2g}. \quad (10-15)$$

Kiiruse tegur φ sõltub ehitise tüübist millelt toimub jõe langemine alumisse bieffi ning võrdub $\varphi = 1,0 - 0,85$. Joonisel 10-10 kujutatud tavalise estme puhul võib võtta ligikaudu $\varphi = 1,0$.

Võrrandi (10-14) lahendamine trapetsikujulise ristlõikega süngi puhul toimub kas järkjärgulise lähenemise viisil või kasutades mitmesuguseid abigraafikuid mis leiuvad hüdraulika käsiraamatuis. Täisnurkses voolusängis on võrrand (10-14) lahendatav järgnevalt:

$$T_0 = h_c + \frac{Q^2}{2g\varphi^2 B^2 h_c^3}$$

Kuna

$$h_k = \sqrt[3]{\frac{Q^2}{gB^2}},$$

siis saame

$$T_0 = h_c + \frac{h_k^3}{2\varphi^2 h_c^2}. \quad (10-16)$$

Surutud lõike C-C kauguse määramiseks astmest võib kasutada valemit

$$L_1 = 2\sqrt{h_k(p + 0,35h_k)}. \quad (10-17)$$

§ 3. Energia hävitamine alumises biefis.

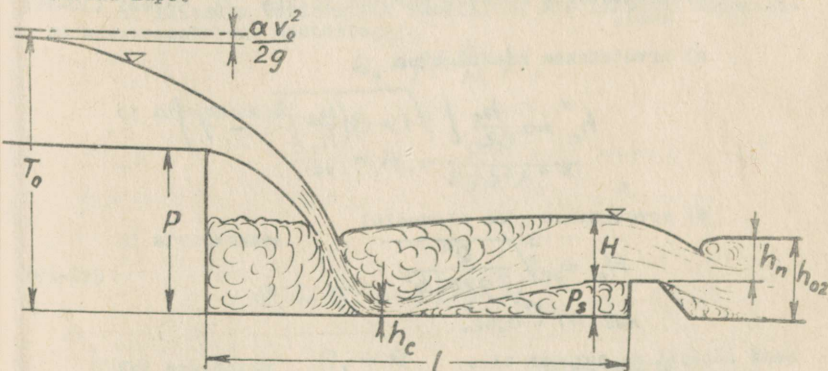
Nagu eespool (§ 2) märgitud, mitmesuguste hüdrotehniliste ehitiste alumises biefis on vajalik moodustada kaetud hüpe selleks, et vähendada vajalikku voolusängi kindlustuspikkust kaitses uhtumise vastu. Juhul kui kaetud hüpe loomulikus voolusängi olukorras ei moodustu, siis saavutatakse kaetud hüpe kohaliku laadi voolu sügavuse suurendamise teel surutud löike piirkonnas.

See on võimalik:

- a) löögiseina abil,
- b) löögikaevu abil,
- c) kombineeritud löögiseina - löögikaevu abil.

a) Löögisein.

Löögiseinaks nimetatakse väikest ülevoolu löögipõrandal (joonis 10-11) mille toimetel löögiseina ja astme vahel tekib kaetud hüpe.



Joonis 10-11.

Löögiseina töö printsiip on järgnev. Löögiseina kui ülevoolu tõttu moodustub löögipõrandal suurendatud sügavus $H + p_s$. Seejuures löögiseina kõrguse võib valida selliselt, et

$$p_s + H = h_c''$$

Sel puhul § 2 kohaselt tekib hüdrauliline hüpe vahetult surutud löike taga. Selleks, et hüpe oleks kaetud võetakse vajalik sügavus alumises bieffis 5 - 10 % suurem kui h_c'' , nii et

$$\rho_s + H = \sigma h_c'' ,$$

kus $\sigma = 1,05 \div 1,10$.

Löögiseina vajalik kõrgus on seega arvutatav valemist

$$\rho_s = \sigma h_c'' - H . \quad (10-18)$$

Täisnurkse ristlõikega voolusängis etteantud vooluhulga Q ja erieenergia T_0 puhul toimub löögiseina arvutus järgmises järjekorras:

- arvutatakse kriitiline sügavus,
- arvutatakse sügavus surutud löikes h_c valemi (10-16) abil,
- arvutatakse kaassügavus

$$h_c'' = \frac{h_c}{2} \left[\sqrt{1 + 8 \left(\frac{h_c}{h_c} \right)^3} - 1 \right] ,$$

- arvutatakse rõhk ülevoolul

$$H_0 = \sqrt[3]{\frac{Q^2}{2gm^2b^2}} , \quad (10-19)$$

kus $m = 0,42$,

- arvutatakse

$$H = H_0 - \frac{\alpha Q^2}{2gb^2 h_c''^2} , \quad (10-20)$$

- arvutatakse löögiseina kõrgus

$$\rho_s = \sigma h_c'' - H .$$

Arvutatud löögiseina kõrgus ρ_s ei tarvitse olla lõplik, kuna rõhu H_0 arvutamise puhul ei ole arvestatud esjaolu kes ülevool on uputatud või uputamata. Viimasel eesmärgil tuleb võrrelda ρ_s ja h_{02} väärtusi.

Kui $\rho_s > h_{02}$ siis löögisein töötab kui uputamata ülevool ning löögiseina kõrguse arvutus on seega lõplik. Tuleb ainult kontrollida kas pärast löögiseina esineb samuti kaetud hüpe. Kui viimane tingimus ei ole rahuldatud siis projekteeritakse esimese löögiseina taha uus väikesema kõrgusega löögisein.

Kui $\rho_s < h_{02}$ siis löögisein töötab uputatud ülevooluna ning eelpooltoodud arvutus ei ole lõplik.

Ümberarvutus toimub järgmiselt:

a) antakse ette uus löögiseina kõrgus ρ_{s1} , mis on veidi väikesem kui arvutatud ρ_s ning arvutatakse

$$h_n = h_{02} - \rho_{s1}$$

ja

$$H_1 = h_c'' - \rho_{s1}$$

b) leitakse vastavatest tabelitest mis leiduvad hüdraulika käsiraamatutes, upustegur

$$\zeta_n = f\left(\frac{h_n}{H_1}\right),$$

c) arvutatakse

$$H_{01} = H_1 + \frac{\alpha Q^2}{2gb^2 h_c''^3},$$

d) arvutatakse

$$Q_1 = \zeta_n m b \sqrt{2g} H_{01}^{3/2}.$$

Kui arvutatud $Q_1 = Q$ siis arvutus on lõplik. Vastasel juhul tuleb valida uus löögiseina kõrgus ning arvutust korrata niikaua kuni $Q_n = Q$.

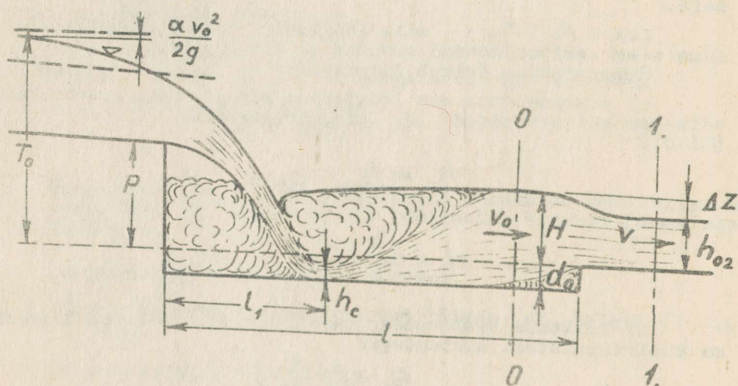
Trapetsikujulise ristlõikega voolusängi puhul löögiseina kõrgus leitakse järkjärgulise lähenemise viisil.

b) Löögikaev

Löögikaevuks nimetatakse süvendit löögipõrandas (joonis 10-

-12) mille toimel löögikaevus tekib kaetud hüpe. Löögikaevu töö printsiip on järgnev. Löögikaevu sügavuse d_o tõttu moodustub löögikaevus kohalik suurendatud sügavus

$$t = h_{o2} + d_o + \Delta Z$$



Joonis 10-12.

Kaevu sügavuse d_o võib valida niisuguse, et

$$\sigma h_c'' = t \quad (10-21)$$

kus $\sigma = 1,05 - 1,10$ on tagavarategur.

Tingimuse (10-21) rahuldamise puhul hüpe on kaetud. Seega löögikaevu vajalik sügavus on arvutatav valemi abil

$$d_o = \sigma h_c'' - (h_{o2} + \Delta Z) \quad (10-22)$$

Valemi (10-22) kasutamisel tuleb loomulikult arvesse võtta, et sügavus surutud löikes h_c sõltub samuti kaevu sügavusest d_o .

Löögikaevu arvutuseks on vajalik peale selle määrata veepinna kõrguste vahe kaevus ja pärast kaevu ΔZ . Selleks kasutame Bernoulli võrrandit ristlõigete konts löögikaevus (0-0) ja alumises biefis pärast löögikaevu (1-1) :

$$h_{02} + \Delta Z + \frac{\alpha v_0^2}{2g} = h_{02} + \frac{\alpha v^2}{2g} + \int \frac{\alpha v^2}{2g} .$$

Kasutades kiiruse tegurit φ saame

$$h_{02} + \Delta Z + \frac{\alpha v_0^2}{2g} = h_{02} + \frac{\alpha v^2}{2g \varphi^2}$$

ja avaldades ΔZ

$$\Delta Z = \frac{\alpha v^2}{2g \varphi^2} - \frac{\alpha v_0^2}{2g} \quad (10-23)$$

Keskkiirused avaldises (10-23) võrduvad täisnurkse ristlõikega voolusängi puhul

$$v = \frac{Q}{bh_{02}}$$

ja

$$v_0 = \frac{Q}{b(d_0 + h_{02} + \Delta Z)} = \frac{Q}{bGh_c''} .$$

Paigutades need keskkiirused avaldisse (10-23) saame

$$\Delta Z = \frac{\alpha Q^2}{2gb^2} \left[\frac{1}{\varphi^2 h_{02}^2} - \frac{1}{G^2 h_c''^2} \right] , \quad (10-24)$$

kus $\varphi = 0,95$ ja $G = 1,05 - 1,10$.

Löögikaevu arvutus täisnurkse ristlõikega voolusängi puhul toimub järgnevalt:

a) valitakse kaevu sügavus d_1 , ja arvutatakse

$$P_1 = P + d_1 ,$$

b) Vastavalt leitud P_1 väärtusele arvutatakse sügavus surutud lõikes valemi (10-16) abil,

c) arvutatakse kaassügavus h_{c1}'' ,

d) arvutatakse ΔZ valemi (10-24) abil ja leitakse

$$5h_{c1}'' - (h_{o2} + \Delta Z).$$

Kui $5h_{c1}'' - (h_{o2} + \Delta Z) = d_1$, siis arvutus on lõplik. Vastasel juhul tuleb valida uus löögikaevu sügavus d_2 ja korrata arvutust.

Löögikaevu vajalik minimaalne pikkus on arvutatav M.D. Tsertousovi valemiga:

$$l = L_1 + \beta L_h, \quad (10-25)$$

kus jos lennuksugus L_1 on arvutatav valemi (10-17) abil ja hüdrauililise hüppe pikkus L_h on arvutatav valemi (10-7) abil. Tegur β võetakse $\beta = 0,7 - 0,8$.

§ 4. Kaskaadi, kiirvoolurenni ja konsool-veelasu arvutusalused.

Nii hüdrotehnikes kui ka teedeehituses esineb vajadusi juhtida kanali või kraavi kaudu vähemaid või suuremaid vooluhulki võrdlemisi järsust nõlvast alla. Niisugustel juhtudel tekivad voolusängis niisugused voolukiirused mis põhjustavad sängi uhtumise. Vajalik sängi kindlustus uhtumise vastu omab suure ehitusmaksumuse ja peab seetõttu olema võimalikult lühikese ulatusega. Ehituspraktikas kasutatakse järgmisi peamisi võimalusi voolu juhtimiseks nõlvadel.

A. Kaskaad.

Kaskaad koosneb reast kindlustatud astmetest voolusängis. Enamasti voolusängi põhi igal astmel omab langu $l_0 = 0$ või $l_x > l_0 > 0$.

Veepinna kaju ja voolamise iseloom astmetel sõltub astmete pikkusest ja iseloomust. Suhteliselt lühikeste astmete puhul tekib astmetel käre vool (joonis 10-13). Astmetel tekib käre voolu paisjonn tüüp C_I või C_0 mille ulatusel voolu sügavus alates sügavusest h_c kasvab kuni mingisuguse sügavuseni h_1 , kusjuures sügavus h_1 sõltub pikkusest L_2 .

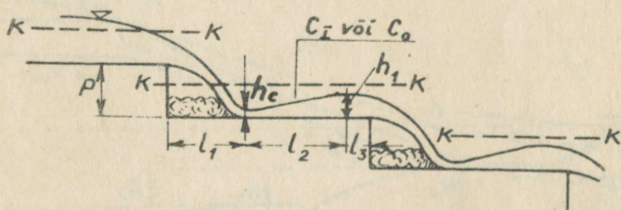
Kaugus l_1 on arvutatav valemiga (10-17). Kaugus l_3 ligikaudu võrdub

$$l_3 = (2 \div 2,5) h_1 \quad (10-26)$$

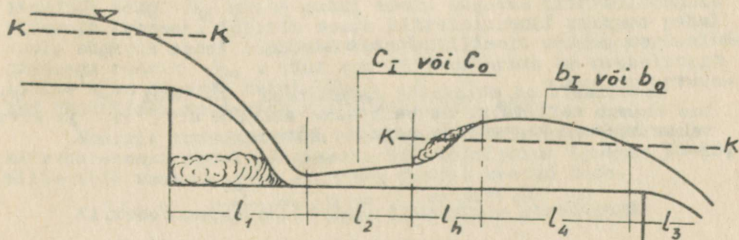
Sageli l_2 projekteeritakse nii pikk, et astme lõpuosas esineb kriitiline sügavus $h_1 = h_K$. Sel puhul kui astme põhi on horisontaalne ($i_0 = 0$) võib pikkuse l_2 leidmiseks kasutada V.D.Žurini ligikaudset valemit

$$l_2 = \frac{1}{i_K} (0,75 h_K - h_c). \quad (10-27)$$

Kui astmed on küllalt pikad, tekib astmetel eemaletõugatud hüpe ja astme lõpuosas rehulik vool (joonis 10-14).

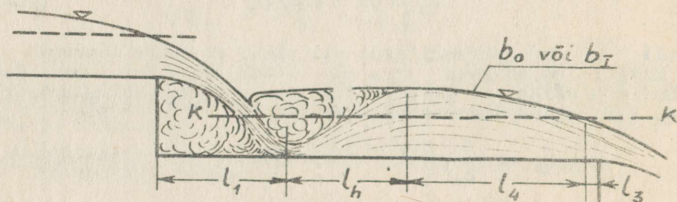


Joonis 10-13.



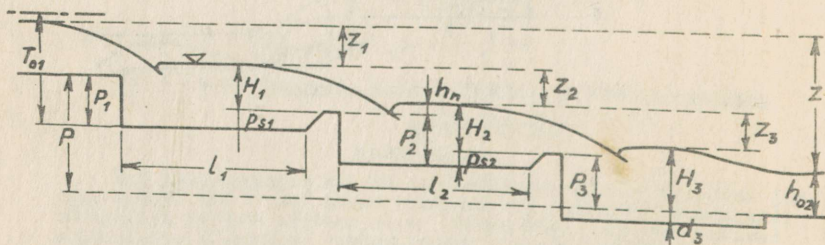
Joonis 10-14.

Astme pikkuse edasise suurendamise puhul suurenevad voolamistakistused astme pikkusel ning võib tekkida astmel kaetud hüpe (joonis 10-15).



Joonis 10-15.

Kaskaadi kogupikkuse vähendamiseks on soodus projekteerida kõik kaskaadi astmed hüpekaevu tüüpi (joonis 10-16).



Joonis 10-16.

Tavaliselt on ettesantud kogukõrgus Z või P . Arvutus toimub selliselt, et valitakse astmete arv n ja arvutatakse kaskaad kas võrdse astmete kõrgusega

$$p_1 = p_2 = \dots = p_n = \frac{P}{n}$$

või võrdse veepinna kõrguste vahega

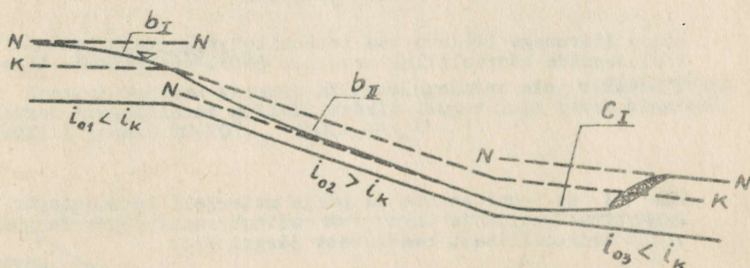
$$z_1 = z_2 = \dots = z_n = \frac{Z}{n}$$

Teedeehituses tavaliselt valitakse üksiku astme kõrguseks $\rho_i = 0,8 - 2,5$ m või $z_i = 0,8 - 2,5$ m. Kõrguse ρ_{si} määramiseks kehtib seesama printsiip mis kehtis löögiseina puhul:

$$\rho_{si} = G h_{ci}'' - H_i$$

B. Kiirvoolurenn.

Kiirvoolurenniks nimetatakse tugevasti kindlustatud põhja ja seinatega (betoonist, kivist) kanali osa mille põhja lang on $i_0 > i_K$ ja milles esineb kogu ulatuses käre vool (joonis 10-17).



Joonis 10-17.

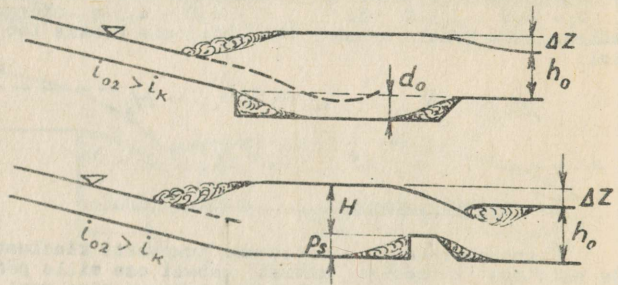
Nagu nähtub jooniselt 10-17 moodustub kiirvoolurennis langjood tüüp b_{II} mille puhul voolu sügavus kiirvoolurennis pidevalt kahaneb. Küllalt suure kiirvoolurenni pikkuse puhul voolu sügavus renni lõpposas on praktiliselt võrdne normaalsügavusega rennis h_{02} . Kui aga kiirvoolurenn on suhteliselt lühike siis sügavus renni lõpus $h > h_{02}$ ning on arvutatav ebsühtlase voolamise võrrandi (8-32) abil.

Energia kustutamiseks alumises bieffis kasutatakse ka kiirvoolurenni puhul löögikeevu või löögiseina (joonis 10-18) mille abil saavutatakse alumises bieffis kaetud hüpe.

Kiirvoolurenn ehitatakse kahesuguse karedusega:

- normaalse (loomuliku) karedusega,
- suurendatud kunstliku karedusega.

Kiirvoolurenni loomuliku kareduse puhul tuleb arvestada seda, et renni loomulik karedustegur η suureneb sõltuvalt



Joonis 10-18.

suure kiirusega liikuva vee intensiivsest aeratsioonist. Kiirvoolurennide hüdraulilise arvutuse puhul kasutatakse karedustegurit

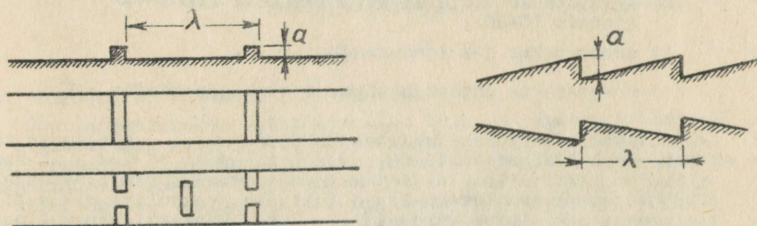
$$n_a = \alpha n, \quad (10-28)$$

kus n on renni seinte ja põhja materjali karedustegur mitte-aereeritud voolus ja tegur α sõltub renni põhja langust ja voolu hüdraulilisest raadiusest järgmiselt:

α	i		
	0,10 - 0,20	0,20 - 0,40	0,40 - 0,60
$R = 0,1 - 0,3 \text{ m}$	1,33	1,33	2,0
$R < 0,1 \text{ m}$	1,33	2,00	3,30

Suurendatud kunstliku kareduse puhul saavutatakse kiirvoolu rennis suurendatud sügavused ja väiksemad voolukiirused. Kunstliku kareduse tüüpe on väga mitmesuguseid. Mõningad kõige tavalisemad kunstliku kareduse tüübid on kujutatud joonisel 10-19. Kõige sagedamini kunstliku kareduse moodustavad täisnurkse profiiliga või ka ümardatud ribad renni põhjas või ka renni külgedel. Kunstliku karedusega varustatud kiirvoolurennide arvutuse puhul tuleb Chezy valemis takistusteguri C asemel kasutada uut tegurit C' mis arvutatakse empiiriliste valemi-

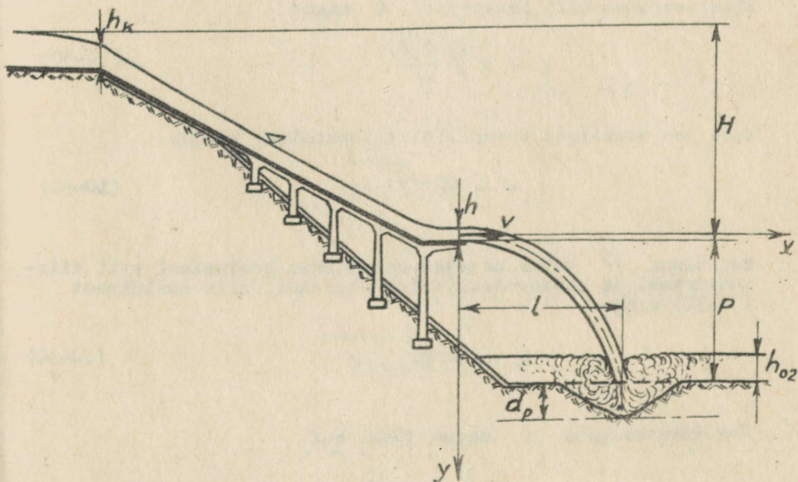
te abil vastavalt kunstliku kareduse tüübile.



Joonis 10-19.

C. Konsool-veelask.

Konsool-veelask koosneb kiirvoolurennist ning viimase lõpus olevast trampliinist millelt vabalt langev juga kukub alumisse bieffi (joonis 10-20).



Joonis 10-20.

Konsool-veelasu hüdrauline arvutus koosneb järgmistest osadest:

- a) arvutatakse voolu sügavus konsooli lõpus h (joonis 10-20),
- b) arvutatakse joa lennukaugus l .
- c) arvutatakse uhteaugu sügavus alumises bieffis d_p .

Kiirvoolurenni lang valitakse $i > i_{\kappa}$, seejuures tuleb kontrollida, et voolu kiirus renni lõpus $v < v_{\text{tab}}$ kus v_{tab} on maksimaalne lubatav kiirus vastavalt renni materjali omadustele. Kiirvoolurenni lõpeb lühikese konsooliga mille pikkus enamasti võetakse võrdseks 1 - 2 m. Enamasti konsool on horisontaalse põhjaga, mõnikord kasutatakse aga ka konsooli mille põhi on vastu voolusuunda kaldu nurgaga kuni 15° .

Joal lennukaugus l on arvutatav kasutades vaba langemise seadust, oletades seejuures, et energiakaod langemisel puuduvad ja joa juze säilitab oma kompaktsed kuju. Vaba langemise seaduse korraldelt (joonis 10-20):

$$\left. \begin{aligned} x &= vt \\ y &= \frac{1}{2} gt^2 \end{aligned} \right\} \quad (10-29)$$

Elimineerides siit parameetri t saame

$$x = v \sqrt{\frac{2y}{g}} \quad (10-30)$$

Kuna joa algkiirus trappliinilt lehkumisel võrdub

$$v = \varphi \sqrt{2gH} \quad (10-31)$$

kus tegur φ võtab arvesse energilise voolamisel piki kiirvoolurenni ja sissevoolul kiirvoolurenni, siis avaldisest (10-30) saame

$$x = \varphi \sqrt{4yH} \quad (10-32)$$

Joal lennukauguse l saame juhul kui

$$y = \dot{p} + \frac{h}{2}$$

$$x = l = \varphi \sqrt{2H(2\rho + h)} \quad , \quad (10-33)$$

kus tavaliselt võetakse $\varphi = 0,95$.

Joa langemiskohas tekib uhteauk. Viimase sügavus arvutatakse ligikaudselt analoogiliselt löögikaevu sügavuse arvutusega. Joa langemise algperioodil tekib eemaletõugatud hüpe ja pinnase väljauhtumine käreda voolu piirkonnas. Pinnase väljauhtumine ja ärakäbumine vooluga kestab nii kaua kuni uhteaugu mõõtmed omavad suuruse mille puhul uhteaugus tekib jube kaetud hüpe. Seega uhteaugu suurim sügavus peab vastama tingimusele (joonis 10-20):

$$5h_c'' = d_p + h_{o2} \quad , \quad (10-34)$$

kus h_c'' on kaassügavus mis vastab surutud löike sügavusele h_c . Seejuures sügavus h_c arvutatakse tasapinna 0-0 suhtes mis läbib uhteaugu madalaimat punkti.

XI peatükk - Teetruupide ja sillaavade hüdrauliline arvutus.

§ 1. Veepinna kujud voolamisel läbi teetruupide ja sillaavade.

Teetruupide ja sillaavade ülesandeks on teatavasti vee läbilaskmine tee muldest. Seejuures teetruubiks (teetoruks) nimetatakse niisugust ehitist mille kandekonstruksioon on kaetud muldega. Tehnilised tingimused nõuavad mulde kihi pak-
sust truubi kandekonstruksiooni peal minimaalselt 0,5 m.

Kuna väike sild, eriti aga truupe, kitsendab looduslikku voolusängi ristlõiget, siis tekib silla või truubi ees paisu-
tus. Vaadeldes voolamistingimusi truupides ja väikestes silla-
avades näeme, et need on sarnased voolamistingimustele laialä-
velisel ülevoolul ja nimelt niisugusel ülevoolul, kus ülevoo-
lu läve kõrgus $p = 0$ ja külkitsenduse tegur $\beta = \frac{p}{B} < 1$.

Seepärast sillaavade ja truupide hüdraulilise arvutuse alu-
seks on laialävelise ülevoolu teooria. Enamasti voolamine truup-
pides kujutab voolamist uputamata ülevoolul ja voolamine väi-
kestes sillaavades - voolamist uputatud ülevoolul. Veepinna ku-
ju väikeses sillaavas või truubis sõltub truubi pikilangust i_0
ja truubi pikkusest, samuti looduslikust voolu sügavusest alu-
mises bieffis h_{02} . Võimalikud veepinna kujud võib jagada
kolme gruppi.

I grupp - $i_0 = 0$.

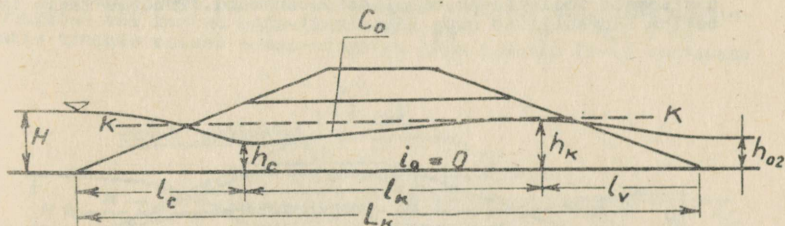
a) $h_{02} \leq h_K$

Veepinna kaju truubis sõltub truubi pikkusest L . Teat-
tud kriitilise truubi pikkuse puhul $L = L_K$ voolu sügavus
truubis enne väljumisristlõiget võrdub kriitilise sügavusega
 $h = h_K$ (joonis 11-1).
Minimaalne sügavus truubis esineb surutud lõikes ja on arvuta-
tav ligikaudselt seosega

$$h_c = 0,81 h_K \quad (11-1)$$

Nagu näha jooniselt 11-1 truubi kogupikkus

$$L_K = l_c + l_K + l_v, \quad (11-2)$$



Joonis 11-1.

kus sissevoolu- ja väljavooluosade pikkused on arvutatavad ligikaudsete valemitega

$$l_c = 2(H - h_c) \quad (11-3)$$

ja

$$l_v = 2(h_k - h_{o2}) \quad (11-4)$$

Paisjoone C_0 pikkus ristlõigete vahel mille sügavused võrduvad h_c ja h_k on arvutatav ebasühtlase voolamise võrrandi abil. Kasutades mõningaid lihtsustavaid oletusi saame ligikaudse valemi pikkuse L_k arvutamiseks

$$L_k = 0,15 \frac{h_k}{i_k} \left(1,35 \frac{\alpha C_m^2 i_k}{g} \frac{B_m}{\chi_m} - 1 \right), \quad (11-5)$$

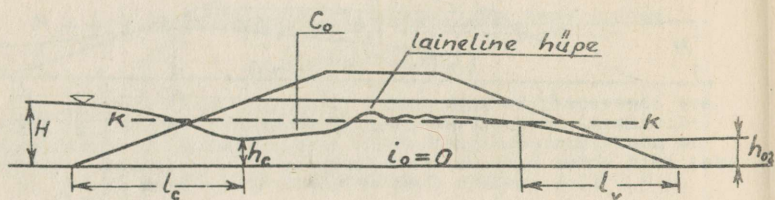
kus keskmised suurused C_m , B_m ja χ_m arvutatakse keskmise sügavuse h_m alusel ristlõigete vahel mille sügavused on h_k ja $h_c = 0,81 h_k$. Seega

$$h_m = \frac{1 + 0,81}{2} h_k = 0,905 h_k \quad (11-6)$$

Juhul kui truubi pikkus $L < L_k$, siis voolu sügavus kogu truubi pikkusel on $h < h_k$ ning truubis esineb kogu pikkusel käre vool.

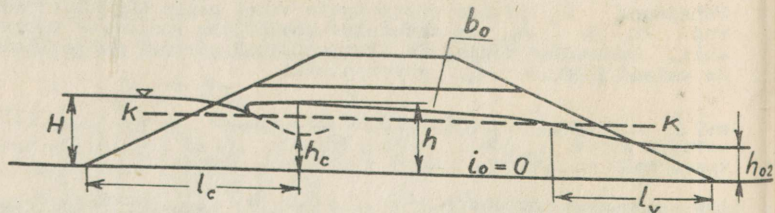
Juhul kui aga $L > L_k$ siis energiakadu truubi pikkusel on sedavõrd suur, et olemasolevast energiatagavarast truubi ees

ei piisa käreda voolu tekitamiseks kogu truubi pikkusel. Truubis peab sel puhul tekkima üleminek energiakaot suhtes ratsionaalsemale voolamisele rahuliku voolu näol. Truubis tekib laineline hüde (joonis 11-2).



Joonis 11-2.

Lainelise hüpe asukoht truubis sõltub seejuures truubi pikkusest L . Mida pikem on truupe seda suuremad on energiakaod truubis ning seda lähemal peab laineline hüpe olema surutud ristlõikele. Tähistame L_c -ga niisuguse truubi pikkuse mille puhul hüdrauliline hüpe asub vahetult surutud ristlõike taga (paisjoon C_0 truubis puudub). Kui truubi pikkus $L > L_c$ siis truubis tekib kaetud hüpe (joonis 11-3).

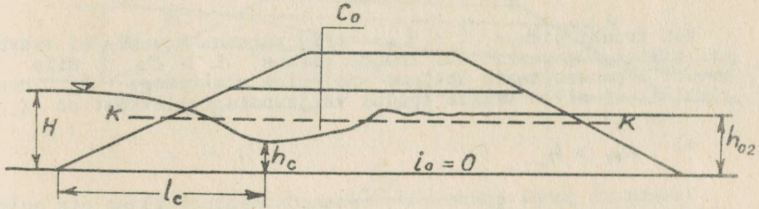


Joonis 11-3.

Sel puhul voolu sügavus ristlõikes mis asub sissevooluavast kaugusel L_c võrdub $h > h_c''$, kus h_c'' on surutud lõike sügavuse h_c kaassügavus. Pärast nimetatud ristlõiget veepind omab langjoone kuju tüüp b_0 kuni ristlõikeni sügavusega h_k .

b) $h_{02} > h_{\kappa}$.

Truubis võib esineda kaheksugune veepinna kuju, kas eemal-
tõugatud või kaetud hüpe. Kui $L \leq L_c$ ja $h_{02} \leq h_c''$
siis truubis esineb eemal-
tõugatud hüpe (joonis 11-4) vaatemata



Joonis 11-4.

sellele, et $h_{02} > h_{\kappa}$. Seejuures surutud löike sügavuse
kaassügavus võrdub ligikaudu

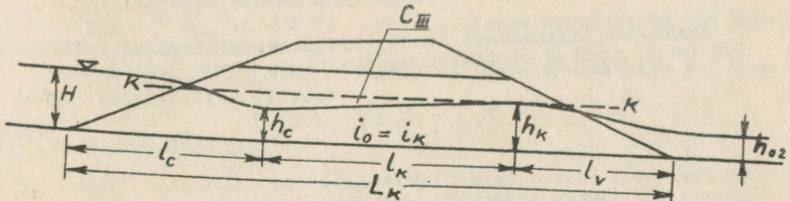
$$h_c'' = 1,3 h_{\kappa} \quad (11-7)$$

Kui $L \leq L_c$ ja $h_{02} > h_c''$ siis truubis esineb kaetud hü-
pe kusjuures kogu truubi pikkusel voolu sügavus truubis võrdub
 h_{02} . Niisemäsu-
gune kaetud hüpe esineb truubis ka sel puhul
kui $L > L_c$.

II grupp - $i_0 = i_{\kappa}$.

a) $h_{02} \leq h_{\kappa}$.

Kriitilise truubi pikkuse $L = L_{\kappa}$ puhul tekib truubis
veepinna kuju mis on analoogiline joonisel 11-1 kujutatud veep-
pinna kujule (joonis 11-5).



Joonis 11-5.

Kuna truubis tekkiv paisjooon C_{III} on kujult horisontaalne sirgjoon siis

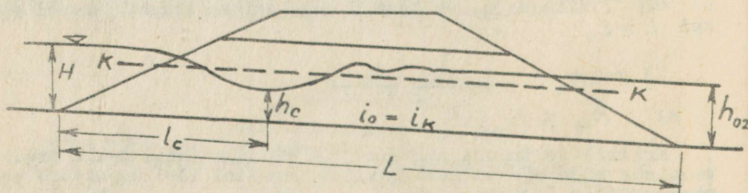
$$l_{\kappa} = \frac{h_{\kappa} - h_c}{i_{\kappa}} \quad (11-8)$$

Kui truubi pikkus $L < l_{\kappa}$ siis sügavus truubis ei saavuta kriitilist sügavust. Kui truubi pikkus $L > l_{\kappa}$ siis truubi lõpuosas tekib ühtlane voolamine sügavusega h_{κ} kuni ristlõikeeni mille kaugus truubi väljavooluristlõikest on l_v .

b) $h_{02} > h_{\kappa}$

Nimetatud juhul esinevad needsamad veepinna kujud mis esinevad horisontaalse põhjega truubi puhul kui $h_{02} > h_{\kappa}$. Vahe seisneb ainult selles, et antud juhul surutud ristlõike uputamine toimub suurema sügavuse juures kui horisontaalse truubi puhul. Kaetud hüpe tekib siin sügavuse puhul (joonis 11-6):

$$h_{02} > h_c'' + i_0 (L - l_c) \quad (11-9)$$



Joonis 11-6.

Kasutades ligikaudset seost (11-7) saame tingimuse mille puhul tekib surutud ristlõike uputamine ja seega kaetud hüpe:

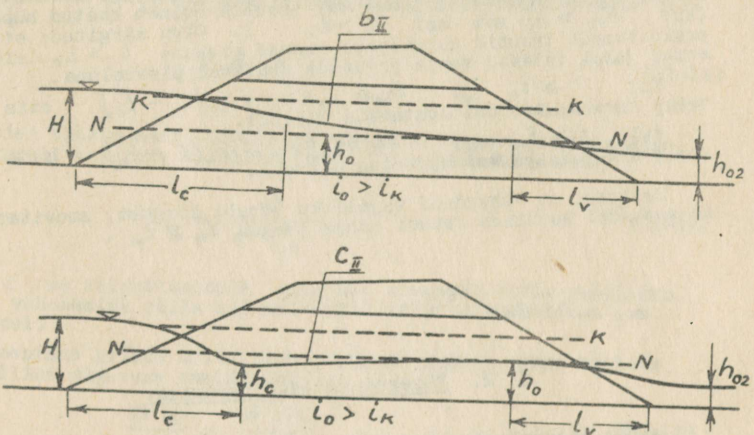
$$h_{02} > 1,3 h_{\kappa} + i_0 (L - l_c) \quad (11-10)$$

III grupp - $i_0 > i_{\kappa}$

a) $h_{02} \leq h_{\kappa}$

Sellisel juhul voolamine truubis sarnaneb voolamisele kiir-

voolurennis. Sõltuvalt normaalsügavusest truubis h_o võib esineda üks erijuhust, kui $h_o < h_c$ ka kui $h_o > h_c$. Mõlemad juhud on kujutatud skemaatilisel joonisel 11-7.



Joonis 11-7.

Esimesel juhul esineb truubi keskosas langjoon b_{II} , teisel juhul paisjoon c_{II} .

b) $h_{o2} > h_k$.

Sellisel juhul tekib truubi lõpus üleminek normaalsügavusest truubis h_o normaalsügavusele alumises bieffis h_{o2} hüdraulilise hüppe kujul.

Veepinna kuju analüüsi alusel truupides ja väikestes sillaavades võib teha järgneva kokkuvõtte.

A. Väikeste sillaavade puhul:

Kui $h_{o2} \leq 1,3 h_k$ siis sillaava arvutatakse kui uputamata laisläveline ülevool.

Kui $h_{o2} > 1,3 h_k$ siis sillaava arvutatakse kui uputatud laisläveline ülevool.

B. Truupide puhul:

Kui $l_o = 0$ ja $h_{o2} \leq h_k$ siis truubi läbilaskevõime ei sõltu alumise bieffi veepinna kõrgusest ning truup arvutatakse kui uputamata ülevool (olguigi, et surutud ristlõige sageda võib olla kaetud hüppega).

Kui $i_0 = 0$ ja $h_{02} > h_K$ siis truup arvutatakse kui uputamata ülevool juhul kui truubis esineb eemaletõugatud hüpe (kui $h_{02} \leq h_c$ ja samasegselt $L \leq L_c$) ja arvutatakse kui uputatud ülevool juhul kui truubis esineb kaetud hüpe (kui $h_{02} > h_c$ või kui $L > L_c$). Olgu märgitud, et praktiliselt truubid autoteedel omavad pikkuse $L > L_c$ ning antud juhul tulevad seega arvutada uputatud ülevooluna.

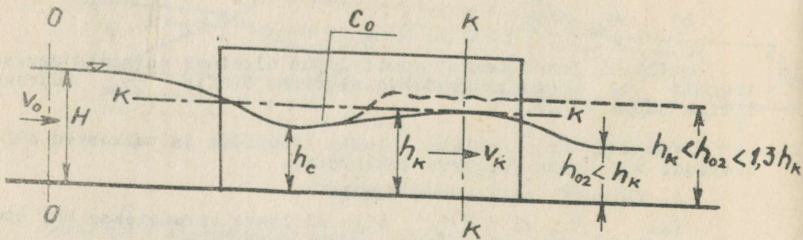
Kui $i \geq i_K$ ja $h_{02} \leq 1,3 h_K + i_0(L - l_c)$ siis truup arvutatakse kui uputamata ülevool.

Kui $i \geq i_K$ ja $h_{02} > 1,3 h_K + i_0(L - l_c)$ siis truup arvutatakse kui uputatud ülevool.

Selleks, et vähendada vajalikku truubi kõrgust, soovitatakse enamasti kasutada truubi põhja langu $i_0 > i_K$.

§ 2. Väikese sillaava arvutus.

Nagu eespool märgitud, kui $h_{02} < 1,3 h_K$ siis sillaava arvutatakse kui uputamata laialäveline ülevool. Kui seejuures $h_{02} < h_K$ siis voolu sügavus silla all võrdub kriitilise sügavusega h_K millele vastab kriitiline ristlõike pindala ω_K ja kriitiline kiirus v_K (joonis 11-8).



Joonis 11-8.

Juhul kui aga $1,3 h_K > h_{02} > h_K$ siis silla all esineb sügavus h_{02} ning sellele vastav ristlõike pindala ja kiirus. Joonisel 11-8 on veepind mis vastab viimasele juhule kujutatud katkendjoonega. Nagu näha tekib sel juhul silla all laineline hüpe.

Kui jõesängi looduslikku voolu ristlõiget kitsendatakse silla sammastega siis silla all tekib voolu keskkiirus v mis on

suurem kui keskkiirus looduslikus jõesängis. Keskkiirus silla all peab aga olema väikesem või äärmisel juhul võrdne mingisuguse lubatud kiirusega mis vastab voolusängi kindlustusele silla all

$$v \leq v_{lub} \quad (11-11)$$

Lähtudes tingimusest (11-11) on võimalik etteantud vooluhulga Q puhul arvutada vajalik ristlõikepindala silla all:

$$\omega_k = \frac{Q}{\epsilon v_{lub}} \quad (11-12)$$

kus ϵ on külgekitsenduse tegur mis arvestab voolu ristlõike ω_k vähenemist silla all sõltuvalt surnud tsoonidest ava külgedel.

Veepinna lause kriitilise sügavuse juures seame määrata kriitilise sügavuse avaldisest

$$\frac{\alpha Q^2}{g} = \frac{\epsilon^2 \omega_k^3}{B_k} \quad (11-13)$$

mida võib avaldada kujus

$$\frac{\alpha v_k^2}{g} = \frac{\omega_k}{B_k} \quad (11-14)$$

Avaldades viimasest B_k saame

$$B_k = \frac{\omega_k g}{\alpha v_k^2}$$

ehk kasutades (11-12) saame

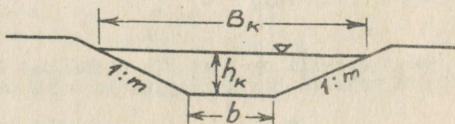
$$B_k = \frac{Q g}{\epsilon \alpha v_{lub}^3} \quad (11-15)$$

kuna silla all peab kehtima kiirus

$$v = v_k = v_{lub}$$

Arvutatud valemi (11-15) alusel B_k saame arvutada ka kriitilise sügavuse. Näiteks trapetsikujulise ristlõikega sängis (joonis 11-9) teatavasti

$$\omega_k = (B_k - m h_k) h_k ,$$



Joonis 11-9.

kust on võimalik avaldada h_k järgmiselt

$$h_k = \frac{B_k + \sqrt{B_k^2 - 4m\omega_k}}{2m} \quad (11-16)$$

Täismurkse ristlõikega sängis

$$h_k = \frac{\omega_k}{B_k}$$

ehk kasutades avaldist (11-12) ja (11-15)

$$h_k = \frac{\alpha v_{lub}^3}{g} \quad (11-17)$$

Sillaava arvutamisel leitud ava laius B_k ümardatakse kuni tüüplaiuseni B ja arvutatakse faktiline kiirus v kasutades valemit (11-15)

$$v = \sqrt[3]{\frac{\alpha g}{\epsilon \alpha B}}$$

ja faktiline sügavus

$$h = \frac{B + \sqrt{B^2 - 4m\omega}}{2m} ,$$

kus

$$\omega = \frac{Q}{\epsilon V} .$$

Nüüd võrreldakse saadud voolu sügavust silla all alumise biefi sügavusega h_{02} . Kui $h_{02} < h_{\kappa}$ siis arvutus on lõplik. Kui $1,3 h_{\kappa} > h_{02} > h_{\kappa}$ siis voolu sügavus silla all võetakse võrdseks $h = h_{02}$ ja arvutust korratakse. Paisutatud voolu sügavus silla ees on määratav Bernoulli võrrandist (joonis 11-8) ristlõigetel 0-0 ja $\kappa-\kappa$ kohta:

$$H + \frac{\alpha v_0^2}{2g} = h_{\kappa} + \frac{\alpha v_{\kappa}^2}{2g} (1 + f) ,$$

kus f võtab arvesse energiakao ristlõikest 0-0 kuni ristlõikele $\kappa-\kappa$.

Kasutades kiiruse tegurit

$$\varphi = \sqrt{\frac{1}{1+f}}$$

ja tähistust

$$H_0 = H + \frac{\alpha v_0^2}{2g}$$

saame

$$H_0 = h_{\kappa} + \frac{\alpha v_{\kappa}^2}{2g \varphi^2} , \quad (11-18)$$

ehk kasutades ka seost (11-14) saame

$$H_0 = h_{\kappa} + \frac{\omega_{\kappa}}{2B_{\kappa} \varphi^2} . \quad (11-19)$$

Võrrandi (11-19) abil on võimalik arvutada H_0 ja ka H .

Kui $h_{02} > 1,3 h_{\kappa}$ siis sillaava tuleb arvutada nagu uputatud laisiläveline ülevool mille puhul silla all esineb alumise biefi sügavus h_{02} . Sel puhul analoogiliselt eelmise juhuga

$$\omega = (B - m h_{02}) h_{02}$$

ja

$$\omega = \frac{Q}{\epsilon V_{\text{lub}}}$$

Lahendades kaks viimast võrrandit üheskoos saame vajaliku veepinna laiuse

$$B = \frac{Q}{\epsilon V_{\text{lub}} h_{02}} + m h_{02} \quad (11-20)$$

Ke siin valitakse tüüplaius B_1 , ja määratakse faktiline kiirus silla all

$$v = \frac{Q}{\epsilon (B_1 - m h_{02}) h_{02}}$$

Paisutatud voolu sügavus silla ees on määratav võrrandiga

$$H_0 = h_{02} + \frac{\alpha v^2}{2g\varphi^2} \quad (11-21)$$

analoogselt võrrandile (11-18), kus v on keskkiirus silla all.

§ 3. Rõhuta uputamata truubi arvutus.

Selleks, et oleks tagatud truubi töötamine rõhuta peab truubi lagi olema kõrgemal kui paisutatud veepinna kõrgus truubi ees. Tehnilised tingimused nõuavad siin, et truubi lae kõrgeim punkt oleks kõrgemal paisutatud veepinna kõrgusest truubi ees:

a) Ümarguse ristlõikega truubi puhul mitte vähem kui $1/4 d$ ja mitte rohkem kui 0,25 m,

b) nelinurkse ristlõikega truubi puhul mitte vähem kui $1/6$ truubi kõrgusest ja mitte rohkem kui 0,50 m.

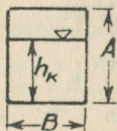
Truubi põhja lang valitakse enamasti $i_0 = i_k$. Nagu eespool nimetatud, enamasti truubi pikkus $L > L_c$ ja seega voolu sügavus enne väljumisristlõiget võrdub kriitilise sügavusega

(kui $h_{02} \leq h_k$).

A. Täisnurkse ristlõikega truuup.

Enamasti praktikas kasutatakse truuubi ristlõike kõrguse ja laiusu suhteid (joonis 11-10) :

$$m = \frac{A}{B} = 1,00; 1,10; 1,33; 1,50.$$



Joonis 11-10.

Tähistame truuubi taiteastme

$$S_0 = \frac{H_0}{A}.$$

Kuna täisnurkse ristlõikega laislävelise ülevoolu puhul

$$h_k = \kappa H_0$$

kus κ on paisutustegur, siis saame avaldada

$$h_k = \kappa S_0 A = \kappa_1 A,$$

kus

$$\kappa_1 = \kappa S_0.$$

Täisnurkse truuubi ristlõike puhul kriitiline ristlõike pindala võrdub

$$\omega_k = B h_k = h_k \frac{A}{m} = \frac{\kappa S_0 A^2}{m}. \quad (11-22)$$

Kasutades seost (11-22) saame kriitilise sügavuse võrrandist (11-13) :

$$\frac{\alpha Q^2}{g \varepsilon^2} = \frac{\kappa^3 S_0^3 A m^6}{m^3 A}$$

Siit saame avaldada trubi kõrguse

$$A = \kappa_2 \sqrt[5]{\frac{\alpha Q^2}{g \varepsilon^2}} \quad (11-23)$$

kus

$$\kappa_2 = \sqrt[5]{\frac{m^2}{\kappa^3 S_0^3}} \quad (11-24)$$

on ettearvutatav vastavalt etteantud m ja S_0 väärtusele. kriitiline lang teatavasti võrdub

$$i_k = \frac{g \chi_k}{\alpha C_k^2 B_k}$$

Kasutades kergesti leitavaid seoseid

$$\chi_k = (2 \kappa S_0 m + 1) B$$

ja

$$R_k = \frac{\kappa S_0 A}{2 m \kappa S_0 + 1}$$

ning võttes

$$C_k = \frac{1}{n} R_k^{1/6}$$

saame pärast mõningat teisendamist avaldada kriitilise lang teatavalt trubi kõrgusest

$$i_k = K_3 \frac{gn^2}{\alpha^3 \sqrt{A}} \quad , \quad (11-25)$$

kus

$$K_3 = \frac{(2K S_0 m + 1)^{4/3}}{(K S_0)^{1/3}} \quad . \quad (11-26)$$

Truubi arvutus toimub järgnevas järjekorras:

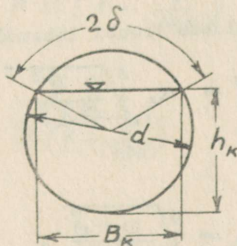
- 1) Antakse ette (valitakse) m ja orienteeruv S_0 ning arvutatakse valemi (11-25) abil A ,
- 2) Ümardatakse A ja B ning arvutatakse faktiline S_0 ,
- 3) arvutatakse h_k , ω_k ja v_k ,
- 4) kontrollitakse kas $v_k \leq v_{lub}$,
- 5) arvutatakse kriitiline lang valemi (11-25) abil.

Arvutuste lihtsustamiseks on koostatud abitabelid mis võimaldavad määrata tegurid K_1 , K_2 ja K_3 .

B. Ümarguse ristlõikega trupp.

Ümarguse ristlõikega truubi arvutuse puhul tuleb kasutada standartseid truubi läbimõõtusid $d = 0,75; 1,00; 1,25; 1,50$ m. Erijuhtudel võib kasutada ka läbimõõtusid $d = 1,75; 2,00; 2,50$ m.

Voolu kriitilise ristlõike elemendid on ümarguse ristlõike puhul järgnevad (joonis 11-11):



Joonis 11-11.

Veepinna laius

$$B_{\kappa} = d \sin \delta . \quad (11-27)$$

Kriitiline sügavus

$$h_{\kappa} = \kappa_1 d , \quad (11-28)$$

kus

$$\kappa_1 = \frac{1 + \cos \delta}{2} . \quad (11-29)$$

Kriitiline ristlõike pindala

$$\omega_{\kappa} = \kappa_0 d^2 , \quad (11-30)$$

kus

$$\kappa_0 = \frac{6,28 - 0,035 \delta^{\circ} + \sin 2\delta}{8} . \quad (11-31)$$

Kasutades seoseid (11-27) ja (11-30) saame kriitilise sügavuse võrrandist (11-13)

$$\frac{\alpha Q^2}{g \epsilon^2} = \frac{\kappa_0^3 d^6}{d \sin \delta} .$$

Siit saame avaldada truubi läbimõõdu

$$d = \kappa_2 \sqrt[5]{\frac{\alpha Q^2}{g \epsilon^2}} , \quad (11-32)$$

kus

$$\kappa_2 = \sqrt[5]{\frac{\sin \delta}{\kappa_0^3}} . \quad (11-33)$$

Kasutades seoseid (11-27), (11-28) ja (11-30) saame võrrandist (11-19) sõltuvuse H_0 ja d vahel:

$$H_0 = \frac{d}{2} \left(1 + \cos \delta + \frac{6,28 - 0,035 \delta + \sin 2\delta}{8\varphi^2 \sin \delta} \right).$$

Kui trubi täiteaste on

$$S_0 = \frac{H_0}{d} \quad (11-34)$$

siis võrrandile $H_0 = f(d)$ on võimalik anda kuju

$$S_0 d = \frac{d}{2} \left(1 + \cos \delta + \frac{6,28 - 0,035 \delta + \sin 2\delta}{8\varphi^2 \sin \delta} \right)$$

ehk pärast ümberkorraldusi

$$8\varphi^2(2S_0 - 1) \sin \delta - (1 + 4\varphi^2) \sin 2\delta = 6,28 - 0,035\delta \quad (11-35)$$

Seega vastavalt etteantud S_0 , δ ja φ väärtustele on võimalik võrrandist (11-35) määrata d ja võrrandist (11-32) määrata d . Samuti on teiste eeltoodud seoste abil võimalik määrata voolu kriitilise ristlõike elemendid.

Kasutades kergesti leitavaid seoseid

$$\chi_\kappa = \pi d \left(1 - \frac{\delta}{180} \right)$$

ja

$$R_\kappa = \frac{\kappa_0 d}{\pi \left(1 - \frac{\delta}{180} \right)}$$

ning võttes

$$C_\kappa = \frac{1}{n} R_\kappa^{1/6}$$

saame pärast teisendusi avaldada kriitilise langu

$$i_k = K_3 \frac{gn^2}{\alpha^3 \sqrt{d}} \quad , \quad (11-56)$$

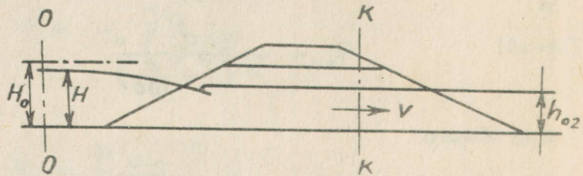
$$K_3 = \frac{\left[\pi \left(1 - \frac{\delta}{180} \right) \right]^{4/3}}{\sqrt[3]{K_0} \sin \delta} \quad (11-57)$$

Arvutuste lihtsustamiseks on koostatud abitabelid mis võimaldavad etteantud S_0 ja φ järgi määrata δ ja tegurid K_1 , K_2 ja K_3 .

§ 4. Rõhuta uputatud truubi arvutus.

Juhul kui $h_{o2} > 1,3h_k + i_o(L - l_c)$ siis hüdrauliline hüpe truubis on kaetud ning rõnk H truubi ees sõltub sügavusest alumises biefis h_{o2} .

Põhivalemi voolamisel uputatud truubis saame kasutada Bernoulli võrrandit ristlõigete $O-O$ ja $K-K$ kohta (joonis 11-12).



Joonis 11-12.

$$H_0 = h_{02} + \frac{\alpha v^2}{2g\varphi^2} .$$

Siit saame

$$v = \varphi \sqrt{\frac{2g}{\alpha} (H_0 - h_{02})} . \quad (11-38)$$

kuna

$$Q = \epsilon \omega v$$

ja

$$\epsilon \varphi = \mu$$

siis saame avaldisest (11-38)

$$Q = \mu \omega \sqrt{\frac{2g}{\alpha} (H_0 - h_{02})} \quad (11-39)$$

A. Täisnurkse ristlõikega truup.

Tähistame nii negu uputamata truubi puhul

$$m = \frac{A}{B}$$

ja

$$S_0 = \frac{H_0}{A} .$$

Sel puhul saame võrrandist (11-39)

$$Q^2 = \mu^2 \frac{A^2}{m^2} h_{02}^2 \frac{2g}{\alpha} (S_0 A - h_{02})$$

ehk

$$\frac{\alpha Q^2 m^2}{2g \mu^2 h_{02}^5} = \frac{A^2}{h_{02}^2} \left(S_0 \frac{A}{h_{02}} - 1 \right) .$$

Tähistes edaspooli

$$y = \frac{\alpha Q^2 m^2}{2g\mu^2 h_{o2}^5} \quad (11-40)$$

ja

$$x = \frac{A}{h_{o2}} \quad (11-41)$$

saab

$$y = x^2 (S_0 x - 1) \quad (11-42)$$

Kõik sõrudele mis on vajalikud parameetri y arvutamiseks on tavaliselt etteantud. Traubi arvutuse lihtsustamiseks on koostatud graafik kõvorate parvega $y = f(x, S_0)$, kus S_0 on parameeter. Graafiku abil saab leida x , kui S_0 on etteantud ja y on arvutatud. Edasi saab arvutada

$$A = x h_{o2}$$

ja

$$B = \frac{A}{m}$$

B. Ümarguse ristlõikega trupp.

Ristlõike pindala ümarguse ristlõike puhul võrdub (analoogselt avaldisele 11-30)

$$\omega_3 = \frac{d^2}{8} (6,28 - 0,035 \delta^\circ + \sin 2\delta) \quad (11-43)$$

Kasutades avaldist (11-43), samuti (11-34) ja võttes arvesse et

$$v = \frac{Q}{\epsilon \omega_3}$$

ja

$$\mu = \varepsilon \varphi$$

saame võrrandi (11-21) pärast mõningaid teisendusi avaldada kujus:

$$S_0 d = h_{02} + \frac{\alpha Q^2}{2g\mu^2 \frac{d^4}{64} (6,28 - 0,035 \delta + \sin 2\delta)^2},$$

ehk võttes arvesse, et

$$h_{02} = \frac{d}{2} (1 + \cos \delta)$$

saame

$$S_0 \frac{2h_{02}}{1 + \cos \delta} = h_{02} + \frac{2\alpha Q^2 (1 + \cos \delta)^4}{g\mu^2 h_{02}^4 (6,28 - 0,035 \delta + \sin 2\delta)^2} \quad (11-44)$$

Tähistades

$$y = \frac{\alpha Q^2}{g\mu^2 h_{02}^5} \quad (11-45)$$

saame võrrandist (11-44) avaldada y .

$$y = \left[\frac{S_0}{1 + \cos \delta} - 0,5 \right] \frac{(6,28 - 0,035 \delta + \sin 2\delta)^2}{(1 + \cos \delta)^4} \quad (11-46)$$

Võrrandist (11-46) näeme, et $y = f(S_0, \delta)$.

Kuna

$$x = \frac{d}{h_{02}} = \frac{2}{1 + \cos \delta} = f(\delta) \quad (11-47)$$

siis on võimalik koostada kõverate parv $y = f(x, S_0)$, kus S_0 on parameeter.

Truubi arvutus toimub järgnevalt. Vastavalt etteantud S_0 ja φ väärtustele arvutatakse d võrrandist (11-35). Edasi arvutatakse y võrrandist (11-46). Kasutades vastavat abigraafikut $y=f(x, S_0)$ saadakse x ning lõpuks võrrandist (11-47) arvutatakse truubi läbimõõt d .

Kõikide truupide ja sillaavade arvutamiseks on vajalik kasutada kiiruse tegurit φ ja külgkitsenduse tegurit ϵ . Kiiruse tegur φ võrdub siljuhul:

$$\varphi = \sqrt{\frac{1}{1 + \int_s + \int_L}} \quad (11-48)$$

kus \int_s on sissevoolutakistus truupi (sillaavasse) ja

$$\int_L = \frac{2gL}{C^2 R} \quad (11-49)$$

on takistus truubi (sillaava) pikkusel L .

Juhul kui $i_0 \geq i_k$ siis voolu takistusest truubi pikkusel ületatakse raskusjõu komponendi poolt mis esineb liikumise suunas ning seetõttu rõhk truubi ees H ei sõltu takistusest truubi pikkusel. Seega juhul kui $i_0 \geq i_k$, siis

$$\varphi = \sqrt{\frac{1}{1 + \int_s}} \quad (11-50)$$

Takistustegurid \int_s ja külgkitsenduse tegurid ϵ sõltuvad mitmesugustest sissevoolu kujudest on määratud katsete alusel. Takistusteguri \int_s ja teguri φ määramiseks valemi (11-50) alusel võib soovitada järgnevaid andmeid (A.I. Bogomolov):

Sissevoolu kuju	\int_s	φ
Truupid ilma peadeta ja sillad ilma koonusteta.	0,45	0,85
Truupid najuvate kalditiibmüridega.	0,25	0,89
Väikesed sillad koonustega.	0,15	0,93
Truupid kooniliste peadega	0,10	0,95

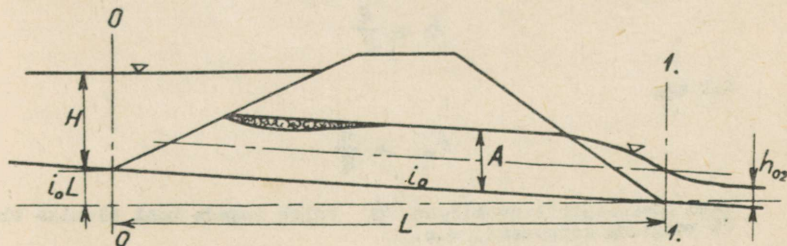
Külgkitsenduse teguri ξ määramiseks võib soovitada järgnevaid andmeid (N.N.Pavlovski) :

Sissevoolu kuju	ξ
Sillad koonustega ja truubid hajuvate kaldtiibmüüridega.	0,9
Sillad koonusteta ja truubid ilma hajuvate kaldtiibmüürideta, samuti truubid mille suue on muldkeha nõlva tasapinnas.	0,8
Truubid mille suue ulatub muldkeha nõlvast välja, samuti kaarsillad uputatud kandadega	0,75

Voolujoonte kõverdamine ja seoses sellega külgkitsendus esineb reeglina ainult truubi või sillaava sissevoolul. Sageli truubi väljevooluristolikes või viimase vahetus läheduses külgkitsendus puudub ning külgkitsenduse teguri võib väljevooluristolikes võtta vördseks $\xi = 1$.

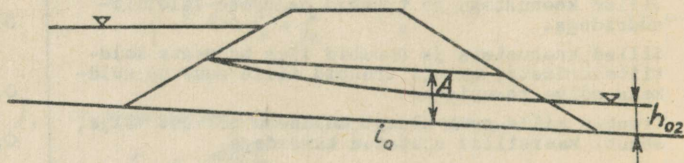
§ 5. Rõhu all töötava truubi arvutus.

Mõningad truubid arvutatakse kui rõhu all töötavad lühikesed torud (joonis 11-13).



Joonis 11-13.

Analoogselt voolamisega jätkudes tekib ka siin truubi sisse-
voolu vahetus läheduses voolujoonte kõverdumise tõttu pööristsoon
milles esineb vaakum. Kui nimetatud tsoon ühendada toru abil at-
mosfääriga siis tekib truubis voolamine osalise täitega (joonis
11-14).



Joonis 11-14.

Rakendame rõhu all töötavas truubis (joonis 11-13) Bernoulli
võrrandit ristlõigetele 0-0 ja 1-1. Saame

$$H + i_0 L + \frac{\alpha v_0^2}{2g} = h + \frac{\alpha v^2}{2g} + h_r \quad (11-51)$$

Esitatud võrrandis h on piesomeetriline kõrgus ristlõikes
1-1. See kõrgus sõltub normaalsügavusest alumises bieffis h_{o2} .
Kui

$$h_{o2} \leq \frac{A}{2} ,$$

kus A on truubi kõrgus, siis võib arvestada, et väljavool
truubist toimub atmosfääri ja piesomeetriline kõrgus h ula-
tub kuni ristlõike 1-1 raskuskeskmeni, s.o.

$$h = \frac{A}{2}$$

Kui aga

$$h_{o2} > \frac{A}{2}$$

siis piesomeetriline kõrgus h tuleb lugeda kuni alumise bie-
ffi veepinna kõrguseni, s.o.

$$h = h_{o2} .$$

Energiakadu h_r sõltub takistustest sissevoolul truupi ja takistustest voolu pikkusel :

$$h_r = \frac{v^2}{2g} (\zeta_s + \zeta_L) , \quad (11-52)$$

kus

$$\zeta_s = 0,5$$

ja ζ_L on arvutatud valemi (11-49) abil.

Tähistades

$$\varphi = \sqrt{\frac{1}{1 + \zeta_s + \zeta_L}}$$

saame Bernoulli võrrandist (11-51)

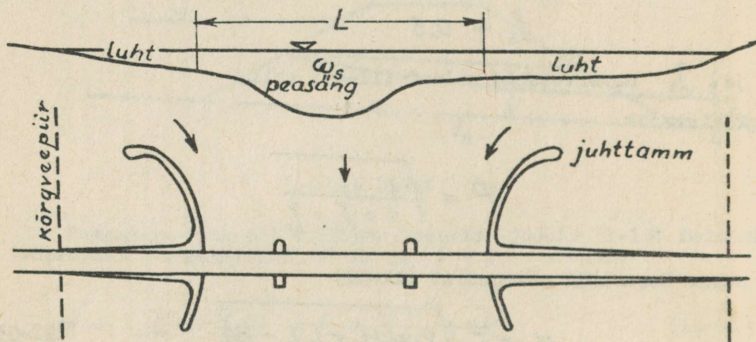
$$v = \varphi \sqrt{2g(H_0 + i_0 L - h)} \quad (11-53)$$

ja

$$Q = \varphi \omega \sqrt{2g(H_0 + i_0 L - h)} \quad (11-54)$$

3. o. Juurte sillaavade arvutusalusel.

Suure jõe voolusäng koosneb peesegu alati peesängist ja luhtedest. Peesjures voolusängi ristlõige on silla all alati kitsendatud sillaalse muldena, sillasammastega ja pööristsoonidega mis tekivad sillasammaste juures voolujoonte kõverdumise tõttu (joonis 11-15).



Joonis 11-15.

Olgu ω_s jõesängi ristlõikepindala silla puhtas avas L . Sel puhul arvutuslik ristlõikepindala ω_a on kindlasti väiksem kui ω_s :

$$\omega_a = \omega_s - \omega_j - \omega_e \quad , \quad (11-55)$$

kus ω_j on ristlõikepindala mis on kätud silla jõesammastega ja ω_e - on see osa sängi ristlõikepindalast milles voolujoonte kõverdumise tõttu esinevad pööristsoonid.

Üldjuhul voolujoonte kõverdumine jätkub teatud ulatusel ka pärast voolu väljumist sillaavast (joonis 11-16), nii et allpool sillaava esineb voolu töötav ristlõige $\omega_c < \omega_a$. Viimane asjaolu on kõrvaldstev juhttamme ehitamisega silla kaldasammaste juurde mis suunavad ja juhivad voolu luhtadelt silla avasse (joonis 11-15). Juhttamme kasutamise puhul $\omega_c = \omega_a$.

Sillaavade arvutuse puhul kasutatakse järgnevaid silla ava

iseloostavaid tegureid:

voolu üldine kitsendustegur

$$\varepsilon = \frac{\omega_c}{\omega_s} \quad ; \quad (11-56)$$

jõesammaste kitsendustegur

$$\beta = \frac{\omega_j}{\omega_s} \quad ; \quad (11-57)$$

kohalik kitsendustegur

$$\mu = \frac{\omega_a}{\omega_s - \omega_j} \quad (11-58)$$

Käsitledes tegureid β ja μ on võimalik seosele (11-55) anda kuju:

$$\omega_a = \omega_s \left(1 - \frac{\omega_j}{\omega_s}\right) \left(1 - \frac{\omega_c}{\omega_s - \omega_j}\right) = \omega_s (1 - \beta) \mu, \quad (11-59)$$

kuna nagu kerge näha seostest (11-55) ja (11-58)

$$1 - \frac{\omega_c}{\omega_s - \omega_j} = \mu$$

Juhul kui juhtarmid silla kaldsammaste juures puuduvad siis $\omega_c < \omega_a$ ning

$$\omega_c = \frac{Q}{V_{lub}} = \varepsilon \omega_s$$

ja järelikult juhtarmide puudumisel:

$$\omega_s = \frac{Q}{\varepsilon V_{lub}} \quad (11-60)$$

kus Q on arvutuslik vooluhulk ja V_{lub} on lubatav arvutuslik keskkiirus voolusängis.

Juhul kui silla kaldasammaste juures on juhttammid siis $\omega_c = \omega_a$ ning

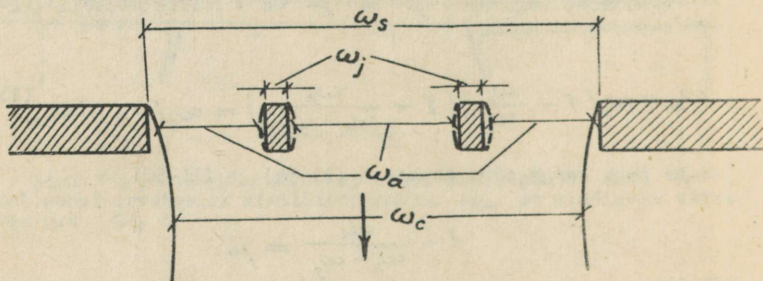
$$\omega_a = \omega_c = \frac{Q}{V_{\text{ub}}} = \omega_s (1 - \beta) \mu$$

ja järelikult juhttamme olemasolu puhul

$$\omega_s = \frac{Q}{\mu (1 - \beta) V_{\text{ub}}} \quad (11-61)$$

Nagu nähtub valemitest (11-60) ja (11-61) silla ava ristlõikepindala ω_s arvutamiseks on vajalik teada lubatavat voolukiirust jõesängis silla prõfiilis.

Jõesängide uurimused näitavad, et kõrgveeperioodil voolusäng on dünaamilises tasakaalus, kusjuures jõe ristlõikest vooluga ärakanduvate uhtainete hulk võrdub juurdetulevate uhtainete hul-



Joonis 11-16.

gaga. Sel puhul jõesängi kujumuutusi ehk uhtumisi ei esine. Lähtudes niisuguseist tähelepanekuist püstitas N.A. Belejubski järgneva postulaadi:

"Voolu keskkiirus silla all ei tohi ületada keskkiirust kitsendamata (looduslikus seisukorras) peasängis suurveeperioodil."

Seega N.A. Belejubski kohaselt

$$V_{\text{ub}} = V_{\text{ps}} \quad (11-62)$$

kus V_{ps} on keskkiirus jõe peasängis suurvee ajal.

Valemite (11-60) ja (11-61) kasutamiseks vajalikud teguri-

te ϵ , β ja μ väärtused antakse käsiraamatul.

Kui vajalik ristlõikepindala ω_s on arvutatud siis va-
litakse jõesängi ristprofiili abil vajalik silla puhastava L .

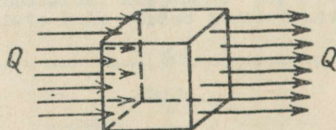
XII peatükk - Põhjaveete voolamine.

§ 1. Filtratsioonipõhiseadus.

Vesi esineb pinnases viies olekus: veeaur, hügrokoopne vesi, kilevesi, kapillaarvesi ja vaba gravitatsioonivesi.

Käesolevas peatükis vaadeldakse ainult gravitatsioonivett mis täidab pinnase poore ning liigub neis raskusjõu mõjul.

Kuna tegelik gravitatsioonivee osakeste liikumise teekond on keerukas siis põhjavee liikumise ehk filtratsiooni uurimiseks kasutame filtratsiooni mudelit (joonis 12-1)



Joonis 12-1.

Esinegu mingisuguses pinnases massiivis põhjavee vool. Eraldame mõtteliselt pinnase massiivist kuubi mille tahu pindala on ω . Kuubi, mis koosneb pinnase terakestest (skeletist) ja pooridest läbiva põhjavee vooluhulk Q , kusjuures vesi liigub piki üksikuid poore. Jagades selle faktilise vooluhulga Q kuubi tahu kogupindalale ω saame mingisuguse fiktiivse voolukiiruse mis tekiks siis kui vesi liiguks kuubis ühtlase massina mitte üksnes poorides vaid ka läbi skeleti. Niisugust kiirust

$$v = \frac{Q}{\omega} \quad (12-1)$$

nimetatakse filtratsioonikiiruseks.

Pinnase filtratsiooniomadused sõltuvad pinnase terade kujust, suurusest ja terade vastastikusest paigutusest, s.t. poorsusest. Katsed näitavad, et filtratsiooni vooluhulk Q on proportsionaalne filtratsioonivoolu ristlõike pindalale ω (joonis 12-1) ja piesomeetrilisele langule J :

$$Q = k \omega J \quad (12-2)$$

kus

$$J = \frac{\Delta H}{L}$$

ja L on filtratsiooni teekonna pikkus ja ΔH on piesomeetriliste kõrguste vahe teekonna pikkusel L .

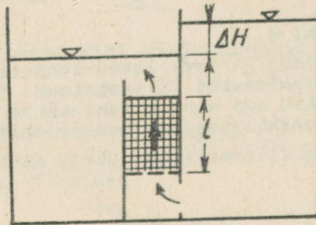
Proportsionaalsustegurit K valemis (12-2) nimetatakse filtratsiooniteguriks. Kasutades filtratsioonikiiruse mõistet (12-1) saame valemist (12-2) :

$$V = KJ \quad (12-3)$$

Viimast avaldist nimetatakse filtratsiooni põhiseaduseks ehk Darcy filtratsiooniseaduseks.

Nagu selgub filtratsiooni põhiseadusest (12-3), filtratsioonitegur K omab kiiruse mõõtühiku ning väljendab filtratsioonikiirust juhul kui piesomeetriline lang $J = 1$. Enamasti filtratsioonitegur avaldatakse kas cm/sekundis või m/ ööpäevas.

Filtratsioonitegurit K saab antud pinnase puhul määrata nii laboratoorsel teel, kui ka väliolukorras maastikul. Laboratoorsel teel saab filtratsioonitegurit määrata otseselt või kaudselt. Otsese viisi puhul paigutatakse pinnase proov õhukele peenele metallvõrgule eriliise anumas (joonis 12-2).



Joonis 12-2.

Hoides rõhu ΔH konstantsena lastakse vee voolata läbi pinnase proovi mille ristlõike pindala on ω ja kõrgus L . Mõõdetakse vee maht W aja t vältel, mis voolas läbi pinnase proovi. Filtratsiooni vooluhulk on sel puhul

$$Q = \frac{W}{t}$$

ja filtratsioonitegur

$$\kappa = \frac{Q}{\omega J} \quad (12-4)$$

kus

$$J = \frac{\Delta H}{L}$$

on piesomeetriline lang.

Kaudselt saab laboratooriumis määrata filtratsiooniteguri pinnase söelanalüüsi ja poorsuse andmete alusel kasutades vastavaid empiirilisi valemuid. Väliolukorras on võimalik filtratsiooniteguri määrata proovipumpamistega kaevudest.

Ligikaudsed filtratsioonitegurite suurused on järgmised:

1. Savi	$\kappa = 0,00A$	$m/öö\rho$
2. Saviliiv	$\kappa = 0,0A$	
3. Tihe saviliiv	$\kappa = 0,A$	
4. Kobe liivsavi	$\kappa = A$	
5. Peen liiv	$\kappa = A$	
6. Jäme liiv	$\kappa = 10A$	

kus $A = 1$ kuni 9 .

Tuleb märkida, et tavalistes looduslikes pinnastes esineb peaaegu alati laminaarne filtratsioon. Darcy filtratsiooniseadus (12-3) kehtib aga ainult laminaarse filtratsiooni puhul, kui filtratsioonikiirused on suhteliselt väikesed.

Turbulentse filtratsiooni puhul kehtib filtratsiooniseadus:

$$v = \kappa J^n, \quad (12-5)$$

kus $0,5 < n < 1$.

Suurte filtratsioonikiiruste puhul, näiteks voolamisel läbi jämeda kivipuiste pooride $n = 0,5$.

Üleminek laminaarselt filtratsioonilt turbulentsele filtratsioonile toimub ligikaudu mingisuguse kriitilise filtratsioonikiiruse puhul:

$$v_k = 0,001 \frac{Re^i}{d} \quad [cm/sek] , \quad (12-6)$$

kus $Re^i = 5 \div 60$ on kriitiline Reynoldsi arv ja d on pinnase teraläbimõõt / mm /.

§ 2. Rõhute põhjavee voolud.

Vaatleme pidevat vedelat keskkonda mis täidab ruumi milles asub pinnase skelett ja poorid. Niisuguses pidevas keskkonnas (filtratsiooni mudelis) on võimalik ühtlane ja samuti ka ebaühtlane voolamine. Kuna laminaarse filtratsiooni puhul filtratsioonikiirus on väikene, siis $\frac{v^2}{2g} \approx 0$ ja seega põhjaveete voolu hüdrauliline lang alati praktiliselt võrdub veepinna languga.

Ühtlase voolamise puhul (joonis 12-3) piesomeetriline lang

$$J = - \frac{dH}{dL}$$

võrdub vettkandva pinnase kihi põhja languga i , s.t.

$$J = i$$

ja filtratsiooni põhisedus omab kuju:

$$v = \kappa i \quad (12-7)$$

Ebaühtlase voolamise puhul (joonis 12-4) piesomeetriline lang võrdub

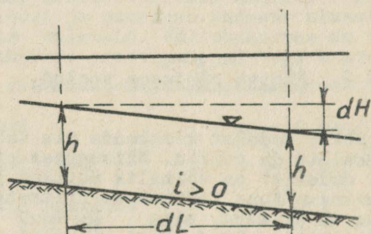
$$J = - \frac{dz}{dL} = i - \frac{dh}{dL}$$

ja filtratsiooni põhiseduse kohaselt

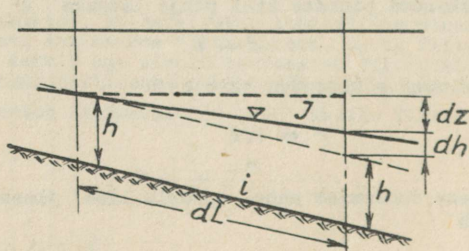
$$v = \kappa J = \kappa \left(i - \frac{dh}{dL} \right)$$

ehk

$$Q = \kappa \omega \left(i - \frac{dh}{dL} \right) . \quad (12-8)$$



Joonis 12-3



Joonis 12-4.

Enamasti põhjavee voolu laius b on väga suur võrreldes sügavusega h , See asjaolu võimaldab vaadelda põhjavee voolu tasapinnalisena vooluhulgaga

$$q = \frac{Q}{b}$$

voolu laiuse ühikule, kusjuures voolu ristlõiget võib vaadelda täisnurksena pindalaga

$$\omega = bh.$$

Sel puhul võrrand (12-8) omab kuju:

$$q = \kappa h \left(i - \frac{dh}{dL} \right). \quad (12-9)$$

Seesama filtratsiooni ühikvooluhulk q on avaldatav ka kujul:

$$q = \kappa h_0 |i|, \quad (12-10)$$

kus h_0 on filtratsioonivoolu konstantne normaalsügavus mis tekib ühtlasel voolamisel vooluhulga q ja põhja langu $|i|$ puhul.

Võrrotades avaldiste (12-9) ja (12-10) paremad pooled ja tähistades edespidi

$$\eta = \frac{h}{h_0} \quad (12-11)$$

saame

$$|i| = \eta i - \eta \frac{dh}{dL}$$

ehk

$$\frac{dh}{dL} = \frac{i \left(\eta - \frac{|i|}{i} \right)}{\eta} \quad (12-12)$$

Viimane on ebaühtlase filtratsioonivoolu diferentsiaalvõrrand.

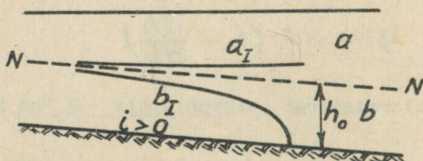
Analüüsime võrrandit (12-12) kõigepealt juhul kui:

$$I \quad \underline{i > 0}.$$

Diferentsiaalvõrrand (12-12) omab sel puhul kuju

$$\frac{dh}{dL} = \frac{i(\eta - 1)}{\eta} \quad (12-13)$$

Graafiliselt on võimalik seda erijuhtu kujutada järgmiselt (joonis 12-5):



Joonis 12-5.

Joon $N-N$ joonisel 12-5 tähistab ühtlase filtratsioonivoolu normaalsügavust $h_0 = \text{const}$. Joon $N-N$ jaotab joonise pinna kaheks mõeldavaks piirkonnaks a ja b .

Piirkonnas a voolu sügavused $h > h_0$, seega $\eta > 1$ ja võrrandi (12-13) kohaselt

$$\frac{dh}{dL} > 0.$$

Seega piirkonnas a voolu sügavused pidevalt kasvavad ning voolu pikiprofiilis esineb paisjoon tüüp a_I .

Piirkonnas b voolu sügavused $h < h_0$, seega $\eta < 1$ ja võrrandi (12-13) kohaselt

$$\frac{dh}{dL} < 0.$$

Seega piirkonnas b esineb langjoon tüüp b_I .

Järgnevalt vaatleme võrrandit (12-12) juhul kui:

$$\text{II} \quad \underline{i < 0.}$$

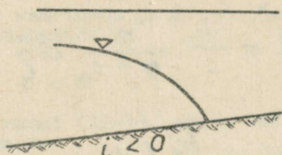
Diferentsiaalvõrrand (12-12) omab sel puhul kuju

$$\frac{dh}{dL} = \frac{i(\eta + 1)}{\eta} \quad (12-14)$$

Võrrandist (12-14) selgub, et juhul kui $i < 0$ siis alati

$$\frac{dh}{dl} < 0$$

ja seega negatiivse languga vettandva kihi puhul esineb slati ainult langjoon. (joonis 12-6). Samuti esineb ainult langjoon juhul kui $i = 0$.



Joonis 12-6.

Ebaühtlase filtratsioonivoolu arvutamiseks on tähtsaks diferentsiaalvõrrandi (12-12) integreerimine. Esitame siinkohal aked. N. N. Pavlovski lahenduse (1930.a.)

A) Juhul kui $i = 0$.

Sel puhul saame võrrandist (12-9)

$$dL = -\frac{\kappa}{q} h dh$$

ja pärast integreerimist radades L_1 kuni L_2 ja h_1 kuni h_2 :

$$L = \frac{\kappa}{2q} (h_1^2 - h_2^2) , \quad (12-15)$$

kus

$$L = L_2 - L_1$$

on langjoone pikkus ristlõigete vahel milles voolu sügavused on h_1 ja h_2 .

B) Juhul kui $i > 0$:

Võrrandi (12-13) saame avaldada kujus

$$dL = \frac{1}{i} \frac{\eta}{\eta-1} dh ,$$

ehk arvestades, et (12-11) alusel

$$dh = h_0 d\eta$$

saame

$$dL = \frac{h_0}{i} \frac{\eta}{\eta-1} d\eta$$

ehk

$$dL = \frac{h_0}{i} \left(d\eta + \frac{d\eta}{\eta-1} \right). \quad (12-16)$$

Paisjoone puhul $\eta > 1$ ja diferentsiaalvõrrandi (12-16) integreerimisel radades L_1 kuni L_2 ja $\eta_1 = \frac{h_2}{h_0}$ kuni $\eta_2 = \frac{h_2}{h_0}$ saame

$$L = \frac{h_0}{i} \left(\eta_2 - \eta_1 + \ln \frac{\eta_2 - 1}{\eta_1 - 1} \right), \quad (12-17)$$

kus

$$L = L_2 - L_1$$

Langjoone puhul $\eta < 1$ ja diferentsiaalvõrrandi (12-16) integreerimisel neissamades radades saame

$$L = \frac{h_0}{i} \left(\eta_2 - \eta_1 + \ln \frac{1 - \eta_2}{1 - \eta_1} \right). \quad (12-18)$$

Tähistame

$$F(\eta) = \eta + \ln(\eta - 1), \quad \text{kui } \eta > 1$$

ja

$$F(\eta) = \eta + \ln(1 - \eta) \quad , \quad \text{kui } \eta < 1,$$

siis saame pais- ja langjoone jaoks ühise võrrandi

$$L = \frac{h_0}{i} [F(\eta_2) - F(\eta_1)] \quad . \quad (12-19)$$

Funktsiooni $F(\eta)$ väärtuste jaoks on N. N. Pavlovski poolt koostatud vastavad tabelid.

G) Juhul kui $i < 0$:

Diferentsiaalvõrrandi (12-14) saame sel puhul, arvestades ka (12-11), avaldada kujus

$$dL = \frac{h_0}{i} \frac{\eta}{-(1+\eta)} d\eta$$

ehk

$$dL = \frac{h_0}{i} \left(-d\eta + \frac{d\eta}{1+\eta} \right) \quad . \quad (12-20)$$

Integreerides räädes L , kuni L_2 ja η , kuni η_2 saame

$$L = \frac{h_0}{i} \left(\eta_1 - \eta_2 + \ln \frac{1 + \eta_2}{1 + \eta_1} \right) \quad . \quad (12-21)$$

Tähistame

$$F'(\eta) = -\eta + \ln(1 + \eta) \quad ,$$

siis saame võrrandist (12-21)

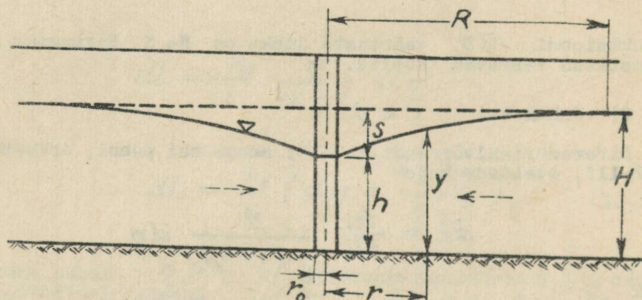
$$L = \frac{h_0}{i} [F'(\eta_2) - F'(\eta_1)] \quad . \quad (12-22)$$

Ka funktsiooni $F'(\eta)$ väärtuste jaoks on N. N. Pavlovski poolt koostatud vastavad tabelid.

§ 3. Vee juurdevool šahtkaevu, kuivenduskraavi ja horisontaaldrenaazi.

A. Täielik lihtkaev.

Horisontaalse põhjaga vett kandvessa kihti olgu rajatud kaev radiusega r_0 , mis ulstab veetihe kihi piirini (joonis 12-7).



Joonis 12-7.

Põhjavee kihi paksus olgu H . Kaevu külgselnaad olgu sellised, mis ei avalda kaevu sissetungivale veele mingisugust takistust. Kui kaevust pumbatakse välja konstantne vooluhulk Q , siis tekib kaevus veepinna alanemine ehk depressioon S ja kaevu vahetus läheduses loodusliku põhjaveepinna ($H = \text{const.}$) asemel lehtritsoline põhjaveepind - depressiooni lehter. Depressioonilehter ulatub kuni kauguseni kaevust R , mida nimetatakse depressiooni mõjuraadiuseks. Põhjavee vool toimub seejuures radiaalselt kaevu poole ja voolu ristlõikepinnaks on ringsilindri külgpind. Kaugusel kaevust r on voolu ristlõike pindala

$$\omega = 2\pi r y$$

ja piesomeetriline lang

$$J = \frac{dy}{dr}$$

Põhjavee vooluhulk on avaldatav filtratsioonipõhiseadusest:

$$Q = \omega \kappa J = 2\pi r y \kappa \frac{dy}{dr}$$

Eraldades muutujad saame diferentsiaalvõrrandi kujus:

$$y \, dy = \frac{Q}{2\pi K} \frac{dr}{r} \quad (12-23)$$

Integreerides võrrandi (12-23) radades $y = h$ kuni $y = y$ ja $r = r_0$ kuni $r = r$ saame depressioonijoone võrrandi:

$$y^2 - h^2 = \frac{Q}{\pi K} \ln \frac{r}{r_0} \quad (12-24)$$

Võrrandist (12-24) saame juhul kui $r = R$ ja $y = H$

$$H^2 - h^2 = \frac{Q}{\pi K} \ln \frac{R}{r_0} ,$$

kust avaldame Q :

$$Q = \pi K \frac{H^2 - h^2}{\ln \frac{R}{r_0}} = 1,36 \frac{\kappa (H^2 - h^2)}{\lg \frac{R}{r_0}} \quad (12-25)$$

Võrrand (12-25) annab lihtkaevu toodangu Q etteantud mõjuraadiuse R puhul. Kaevu mõjuraadius sõltub peamiselt pinna filtratsioonitegurist ja depressioonist kaevus, peale selle aga ka mõningaist muist tegureist. Kaevu mõjuraadiuse arvutamiseks on koostatud mitmeid empiirilisi valemeid. Lihtsaim ligikaudne valem mõjuraadiuse määramiseks on Sichard'i valem

$$R = 3000 S \sqrt{\kappa} \quad [m] \quad (12-26)$$

kus S on depressioon kaevus $[m]$ ja κ on filtratsioonitegur $[m/sek.]$.

B. Täielik arteesiaakaev.

Olgu vettkandev kiht paksusega α , mis asub horisontaalsel veetihedal kihil, pealt kaetud samuti veetiheda kihiga. Seejuures põhjavesi mis asub vettkandvas kihis olgu rõhu all H . Kaev raadiusega r_0 on rajatud kuni alumise veetiheda kihi piirini (joonis 12-3). Kaevu külgeinad ärgu avaldagu sissepiiriga vee suhtes mingisugust takistust. Kui kaev annab too-

dangut Q , siis tekib kaevus veepinna alanemine ja samuti kaevu vahetus läheduses loodusliku põhjavee rõhu H alanemine mis ulatub kuni kauguseni R kaevust. Kaugusel r kaevust on põhjavee voolu ristlõike pindala

$$\omega = 2\pi r a$$

ja põhjavee vooluhulk

$$Q = 2\pi r a k \frac{dy}{dr}$$

Eraldades muutujad saame:

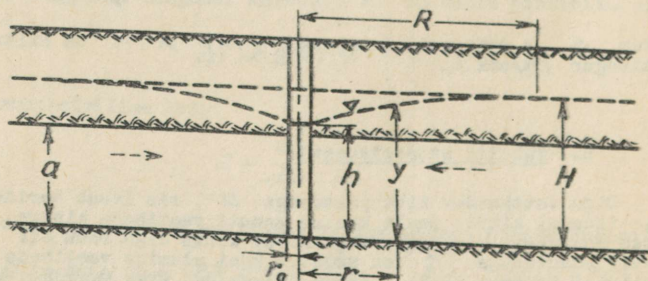
$$dy = \frac{Q}{2\pi k a} \frac{dr}{r}$$

Integreerides radades $r = r_0$ kuni $r = R$ ja $y = h$ kuni $y = H$ saame

$$H - h = \frac{Q}{2\pi k a} \ln \frac{R}{r_0},$$

ehk avaldades Q :

$$\begin{aligned} Q &= \frac{2\pi k a}{\ln \frac{R}{r_0}} (H - h) = \\ &= 2,73 \frac{k a (H - h)}{\lg \frac{R}{r_0}} \end{aligned} \quad (12-27)$$

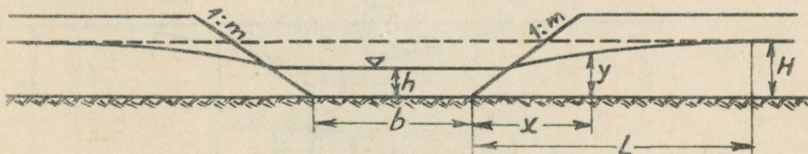


Joonis 12-8.

Valem (12-27) annab täieliku arteesiskaevu toodangu.

C. Kuivenduskraav.

Vaatleme kuivenduskraavi mis on rajatud vettkandvasse kihti nii, et kraavi põhi ulatub horisontaalse veetiheda kihi pii- rini (joonis 12-9).



Joonis 12-9.

Kui kraavil on pikilang, siis tekib kraavis äravool ja veesüga- vus kraavis langeb kuni suuruseni h . Põhjavee vool toimugu kahelt poolt risti kraavi pikiteljega, kusjuures voolu ristlõi- ke pindala (ühel pool) ühe jooksva meetri kraavi pikkusel on

$$w = y$$

Põhjavee vooluhulk kahelt poolt kokku kraavi ühe jooksva meetri ulatuses on

$$q = 2\kappa y \frac{dy}{dx}$$

Eraldades muutujad ja integreerides radades $y = h$ kuni $y = H$ ja $x = mh$ kuni $x = L$, saame

$$H^2 - h^2 = \frac{q}{\kappa} (L - mh),$$

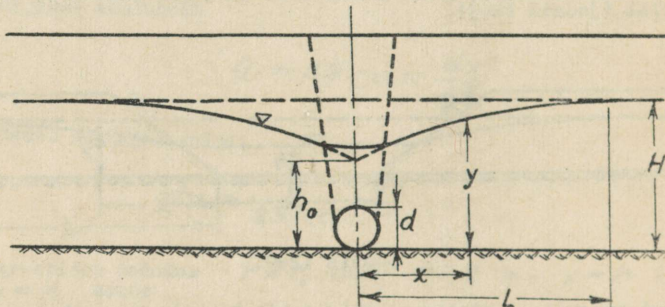
ehk avaldades q

$$q = \frac{\kappa(H^2 - h^2)}{L - mh} \quad (12-28)$$

Valemis (12-28) L on kraavi mõjulusus.

D. Horisontäldrenaaz.

Veastleme vee juurdevooludrenaaztorusse, mis on paigutatud vettkendvasse kihti otse veestiheda kihi piirile (joonis 12-10).



Joonis 12-10.

Drenaazkaevik olgu täidetud filtreeriva täidisega mille filtratsioonitegur on suurem kui ümbritseva pinnase filtratsioonitegur.

Analoogselt kuivenduskrasvile ka drenaazi puhul põhjavee vooluhulk kahelt poolt kokku drenaaztoru ühe jooksva meetri ulatuses on

$$q = 2\kappa y \frac{dy}{dx}$$

Eraldades muutujad ja integreerides radades $x = 0$ kuni $x = L$ ja $y = h_0$ kuni $y = H$, saame:

$$H^2 - h_0^2 = \frac{q}{\kappa} L,$$

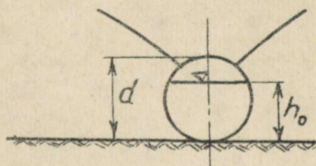
ehk avaldades q :

$$q = \frac{\kappa}{L} (H^2 - h_0^2) \quad (12-29)$$

Siin h_0 on piesomeetriline kõrgus drenis mis ligikeudselt on määratav valemiga

$$h_0 = \sqrt{L^2 + H^2} - L. \quad (12-30)$$

Kui $h_0 > d$ siis dreen töötab kui rõhu all toru (joonis 12-10), kui aga $h_0 < d$ siis dreenis on rõhuta voolamine (joonis 12-11).



Joonis 12-11.

Dreeni mõjuala L määramiseks kasutatakse vastavaid empiirilisi valemeid analoogselt kaevu mõjuraadiuse määramisele.

Таллинский политехнический институт
Л. Тибар
ГИДРАУЛИКА. СПЕЦИАЛЬНЫЙ КУРС.
Конспект лекций для студентов по специ-
альности автомобильных дорог и мостов
На эстонском языке

Vastutav toimetaja R. Ambros

=====

TPI rotaprint, 1961. Trükipoognaid 7,19.
Tiraaž 225 eks. MB-01552. Tell. nr. 41.
Hind rbl. -.25

Hind 25 kop.

A-24261

TÜ RAAMATUKOGU



1 0300 00367532 1