ШАМОЛ ТЎЛҚИНЛАРИ ТАЪСИРИДА БЎЛГАН ОҚИМЛАРНИ ГИДРАВЛИК МОДЕЛЛАШТИРИШ

Rahimov Ashraf Rasul o‘g‘li - texnika fanlari falsafa doktori, (PhD), dotsent,

Dustov Aziz Yusufovich - dotsent,

Abduraximov Muhammad Abduaxadovich,

Axmadov Bekzod Erkin o‘g‘li, Nizomiddinov Axror Asrorovich – talaba

Iqtisodiyot va pedagogika universiteti, Qarshi sh., O‘zbekiston

Annotatsiya: Ochiq o‘zanlardagi oqimning nostatsionar holatida gidravlik jarayonlarni modellashtirish usuli keltirilgan. Bunda nostatsionar oqimning asosiy ko‘rsatkichlari bo‘lgan Reynolds, Frud va boshqa kriteriylari asoslangan. Ularning nostatsionar oqimda qo‘llanishi asoslangan.

Kalit so‘zlar: Modellashtirish, mexanik o‘xshashlik, Reynolds kriteriysi, Frud kriteriysi, moslik, nostatsionar oqim, to‘lqinlar.

Аннотация: Приведены методика гидравлического моделирования процесса открытых водотоков в условиях нестатционарности потока. Обоснованы основные показатели критерии Рейнольдса и Фруда для нестатсионарного потока. Обоснованиы её применение для нестатсионарного потока.

Ключевые слова: Моделирования, Механическое подобия, Критерий Рейнольдса, критерий Фруда, нестатsionарный поток, волны.

Fizik modellash masalasida naturadagi jarayonlarning fizik tabiati modelda ham kuzatilishi kerak. Bu masalaning echimi naturadagi va modeldagi xodisalarning yuqori darajada o‘xshashligini ta’minlaydigan kichraytirilgan masshtabda topiladi[36,60,61].

Suyuqlikning to‘lqinli harakatini tadqiqotlashda o‘xshashlikning asosiy talabi bo‘lib, kinematik va mexanik xodisalarni o‘rganadigan mexanik o‘xshashlikning ta’minlanishi hisoblanadi. Shuningdek, mexanik o‘xshashlik xodisani tashkil etuvchi geometrik o‘xshashlikni ham ifodalaydi. O‘xshashlikni ta’minlash uchun yana muhitda kechadigan (qovushqoqlik, suvning va oqiziqlarning zichligi va h.k.) fizik o‘xshashlik ham saqlanishi kerak [1,2,3,7,8,9].

Naturada va modelda tadqiqotlanadigan jarayonlarni fizik modellashtirishda ular bir xil tenglamalar va bir xil chegaraviy shartlar bilan ifodalanishi kerak. Shuning uchun bu tenglamalardagi o‘lchamsiz kattaliklar naturada va modelda bir xil bo‘lishi kerak [4,5,7].

Agar sistema faqat bir xil og‘irlik kuchlari $F = mg$ ta’siri ostida bo‘lsa, unda o‘xshashlik kriteriysi $\frac{mg\ell}{mv^2}$ yoki $\frac{\upsilon^2}{g\ell} = Fr$ ko‘rinishni oladi.

Bir xil og‘irlik kuchi ta’siri ostida bo‘lgan o‘xshash sistemalarda Frud soni bir xil bo‘lishi kerak. Bu shartdan tezlik va uzunlik masshtablari o‘rtasidagi bog‘lanish $\alpha_\upsilon^2 = \alpha_\ell$ ko‘rininshga ega

bo‘ladi. Agar sistemaga suyuqlikning ichki ishqalanish kuchlari F_j ta’sir etsa, unda buni quyidagicha yozamiz:

$$F_j = \mu \frac{d\upsilon}{dn} \Omega \quad , \quad (1)$$

bu erda μ –suyuqlikning qovushqoqlik koeffitsienti; Ω - yuza; n - tezlik yo‘nalishiga normal yo‘nalgan; Mos bo‘lgan o‘xshashlik parametri $\frac{F}{\mu \upsilon \ell}$ yoki $\frac{\ell \upsilon}{\nu} = \mathrm{Re}$; $\nu = \frac{\mu}{\rho}$ - kinematik qovushqoqlik koeffitsienti; masshtablar o‘zaro $\alpha_\upsilon \alpha_\ell = \alpha_\nu$ tenglik bilan bog‘langan.

Mayda masshtabli modellashtirishda gravitatsion o‘xshashlik qonuniyatini qo‘llash jiddiy xatoliklarga olib keladi. To‘lqinli oqimning turbulentligi ortishi bilan qovushqoqlik kuchlarning ta’siri kamayadi. Agar Reynol’ds soni $\mathrm{Re} = \frac{\upsilon d}{\nu} > \mathrm{Re}_{kp}$ bo‘lsa, qovushqoqlik kuchlarini hisobga olmasa ham bo‘ladi.

To‘lqinli jarayonlar uchun quyidagini yozish mumkin:

$$\mathrm{Re} = \frac{\upsilon_{\max} \cdot h}{\nu} = \alpha_1 h \quad , \quad (2)$$

bu erda $\upsilon_{\max}$ - maksimal orbital tezlik;

$$\alpha_1 = \frac{1}{2\nu} \sqrt{\frac{2\pi h}{\lambda_\nu} cth \frac{2\pi h}{\lambda_\nu}} \quad , \quad (3)$$

$$\mathrm{Re} = \frac{h}{\nu} \frac{\upsilon_{\max}}{\frac{2\pi h}{\lambda_\nu} cth \frac{2\pi h}{\lambda_\nu}} = \alpha_2 \cdot h \quad , \quad (4)$$

bu erda

$$\alpha_2 = \frac{1}{4\nu} \sqrt{\frac{g\lambda_\nu}{2\pi} th \frac{2\pi h}{\lambda_\nu}} = \frac{1}{4\nu} c \quad , \quad (5)$$

s – to‘lqin tarqalish tezligi.

To‘lqinlarning an’anaviy tadqiqotlarida $\mathrm{Re} > 5000$ Reynolds soni bo‘yicha avtomodellik saqlanadi.

Tub osti deformatsiyasi sodir bo‘ladigan to‘lqinli va aralash oqimlarning o‘zaro ta’sirini modellashtirish qaraladigan bo‘lsa, unda jarayon quyidagi parametrlar bilan ifodalanadi[5,6]:

$$A = f\left(\rho, \mu, D, \rho_{\rho}, g, \ell, \upsilon_{*}\right), \quad (6)$$

gde ρ va μ – suyuqlikning zichligi va qovushqoqligi; D – zarrachaning diametri; g –erkin tushish tezlanishi; ℓ - xarakterli uzunlik; υ_{*} - dinamik tezlik.

Agar harakat boshlanishi asosan muallaq oqiziqlar holatlarida bo‘lsa, unda g ni suvning solishtirma og‘irligi bilan almashtirish mumkin, ya’ni

$$\gamma_s = (\rho_{\rho} - \rho)g, \quad (7)$$

bu esa quyidagi o‘lchamsiz munosabatni hosil qilishga imkon beradi:

$$\Pi_A = f\left(\frac{\vartheta_* D}{\partial}, \rho\frac{\vartheta_*^2}{\gamma_s D}, \frac{\rho_s}{\rho}, \frac{\ell}{D}\right). \quad (8)$$

Birinchilardan bo‘lib turgan ikki parametr zarracha uchun Reynolds soni va Shilds parametrini ko‘rsatadi.

Tekis tub ostiga ega bo‘lgan bir yo‘nalishli oqimning ϑ_* dinamik tezligi quyidagicha aniqlanadi:

$$\vartheta_* = (gRI)^{1/2}, \quad (9)$$

bu erda R -gidravlik radius.

To‘lqinli oqimlar uchun dinamik tezlikni aniqlash ancha murakkab bo‘lgani uchun (8) tenglamani quyidagi ko‘rinishda qayta yozish qulay bo‘ladi:

qisqa to‘lqinlar uchun

$$\Pi_A = f\left(\frac{\vartheta_\delta D}{\nu}, \rho\frac{\vartheta_\delta^2}{\gamma_s D}, \frac{\rho_s}{\rho}, \frac{\alpha_\delta}{D}\right); \quad (10)$$

uzun to‘lqinlar uchun

$$\Pi_A = f\left(\frac{\bar{\vartheta} D}{\nu}, \rho\frac{\bar{\vartheta}^2}{\gamma_s D}, \frac{\rho_s}{\rho}, \frac{d}{D}\right). \quad (11)$$

Bu o‘lchamsiz nisbatlardan qisqa to‘lqinlar modeli uchun xarakterli uzunligi sifatida α_δ dan foydalanib quyidagi model masshtablarini hosil qilish mumkin:

$$n_\nu = n_\rho = 1;$$

$$n_\vartheta n_D = 1; \quad (12)$$

$$n_D \cdot n_{\gamma_s} = n_{\omega}^2; \quad (13)$$

$$n_{\rho_s} = n_{\rho} = 1. \quad (14)$$

$$n_D = n_{\alpha_D} = 1. \quad (15)$$

Bu tenglamalar natura va modelda olingan qiymatlarning Shilds diagrammasining bir nuqtasida tushishini ta'minlaydi., ya'ni oqiziqlar harakati naturada qanday o'rin tutgan bo'lsa, modelda ham shunday o'rin tutishi o'rnatiladi.

Agar ρ_s / ρ ning ta'siri kam bo'lsa, suyuqlik va oqiziqlar uchun zichlik masshtablari (14) tenglama bilan o'rnatiladi. Agar ρ_s / ρ ning ta'siri katta bo'lsa, u holda model to'g'ri kelmaydi.

Tub osti tekis bo'lgan , ya'ni tub osti gryad shakllari hisobga olinmaydigan o'zanlar uchun

$$n_D = \overline{n}^{1/2} \cdot \overline{N}_{K_s}^{1/7}, \quad n_{\gamma_s} = n^{3/2} \cdot N_{K_s}^{3/7} \quad (16)$$

Harakatdagi tub osti gryadlari uchun

$$n_{K_s} = n_D \quad (17)$$

Bundan (16) quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$n_D = n^{-5/16} \text{ va } n_{\gamma_s} = n^{-5/16} \quad (18)$$

Qator tadqiqotchilar gryad koeffitsientini kiritadilar, ya'ni

$$T' = \alpha T,$$

bu erda – oqiziqlarni harakatga keltiruvchi effektiv urinma kuchlanish.

Yirik oqiziqlarni modellashtirishda Shilds diagrammasidan $\mathrm{Re}_{\upsilon_* D}$ ta'siri ostida

$$\mathrm{Re}_{\upsilon_* D} = \frac{\upsilon_* D}{\nu} > 100, \quad (19)$$

ya'ni (12) tenglamani hisobga olmasa ham bo'ladi va (13) va (15) tenglamalar quyidagi ko'rinishlarni oladilar:

$$n_{\gamma_S} = \frac{n_{\omega}^2}{n_D} = N_{K_S}^{2/7} \text{ i } n_D = n_{\alpha_s} = n, \quad (20)$$

bu erda N_{K_S} - yig'indi g'adir-budirlikka tegishli.

Tajribalarning ko‘rsatishicha, gryadlarning balandligi Δ va uzunliklari λ_p asosan α_s / D nisbatga bog‘liq bo‘ladi. Bunda gryadlar o‘lchamlarining masshtabi taxminan modellashtirish masshtabiga bo‘ysunadi va $n_{\gamma_s} \approx 1$.

Alohida zarracha atrofidagi oqim turbulent bo‘lib hisoblanmaydigan mayda qumlar uchun (12) va (15) tenglamalar qarama-qarshi bo‘ladi. Bu holda masshtab effekti chuqurroq tadqiqotlanishi kerak.

Oqiziqlar transportining masshtabi quyidagi tartibda o‘rnatiladi:

$$\frac{q}{\upsilon_* D} = \varphi_2\left(\frac{\upsilon_* D}{\nu}, \frac{\rho \upsilon_*^2}{\gamma_S D}, \frac{\rho_S}{\rho}, \frac{\alpha_s}{D}\right), \qquad (21)$$

bu erda q – birlik vaqt ichida birlik endan transport qilinadigan qattiq material hajmi.

Yuqorida ifodalangan o‘xshashlikka ko‘ra quyidagini hosil qilish mumkin:

$$n_q = n_{\upsilon_*} n_D = m_q \qquad (22)$$

Bu holatda faqat m_q qiymati uchun modelni yasash mumkin.

Shilds egri chizig‘ining turbulent zonasida foydalaniladigan tenglikni υ_* natijaviy siljitish kuchlanishi emas va bu sistemani kengaytirish uchun quyidagini yozish kerak bo‘ladi:

$$\frac{q}{\alpha^{1/2} \upsilon_* D} = \varphi\left(\frac{\alpha^{1/2} \upsilon_* D}{\nu}, \frac{\rho \alpha \upsilon_*^2}{\gamma_S D}, \frac{\rho_S}{\rho}, \frac{\ell}{p}\right) \qquad (23)$$

Bu esa tenglik masshtablariga to‘laroq ega bo‘lishni taqozo etadi:

$$n_\alpha^{1/2} n_{\upsilon_*} n_D = 1;\ n_\alpha n_{\upsilon_*}^2 = n_{\gamma_s} n_D\ ;\ n_q = n_\alpha^{1/2} \qquad (24)$$

yoki

$$n_\alpha^{1/2} n_{\upsilon_*} = \frac{1}{n_D};\ n_{\gamma_S} = \frac{n_\alpha n_{\upsilon_*}^2}{n_D} = \frac{1}{n_p^3};\ n_q = 1 \qquad (25)$$

Yuqoridagi tengliklarda masshtab q solishtirma sarfni o‘zgartirmaydi deb qaraladi va ularning kelib chiqishi $n_\alpha = 1$ shart bilan chegaralanadi. Bu erda shuni ta’kidlash kerakki, to‘lqinli va aralash oqimlar bilan bo‘ladigan oqiziqlarning transporti ko‘p holatlarda tezlik, aralashish va zarrachalarning tezlanish assimmetriyasiga bog‘liq bo‘ladi. Bu assimmetriya to‘lqin shakli va nisbiy chuqurlikning h/λ funksiyasi bo‘lib hisoblanadi. Ko‘p holatlarda to‘lqin shaklini modellashtirish mumkin emas, h/λ esa modellashtiriladi.

Yuqorida aytib o‘tilgandek, oqimga to‘lqinlar ta’siri ostida bog‘lanmagan oqiziqlar harakatini modellashtirish ma’lumki, ahamiyatsiz muammo emas. Bu masalaga doir ko‘pgina tadqiqotlar bag‘ishlangan bo‘lib, ularda turli modellashtirish qonuniyatlari taklif etilgan [1,4,5,6,9]. Muammo asosan oqiziqlar masshtabini aniqlash bilan bog‘liq bo‘lgan. Agar modelda oqiziqlar o‘lchamlari juda ham kichik bo‘lsa, ularning xossalari o‘zgaradi. Masalan, ular bog‘langan oqiziqlarning xossalarini o‘zlariga mujassam etishlari mumkin va unda oqimga to‘lqinlar ta’siri ostida bo‘ladigan oqiziqlarning aralashuvi naturadagi kabi bo‘lmasdan boshqacha bo‘ladi.

Ishda oqiziqlarning asosiy parametrlarini modellashtirish quyidagilar:

- D_{50} oqiziqlarning o‘rtacha diametri;

- material og‘irligi;

- gidravlik yiriklik;

- oqiziqlar qo‘zg‘alishi boshlanishini aniqlaydigan O‘ilds parametri.

Modellashtirish masalasining murakkabligini, shuningdek, u ishning asosiy masalasi bo‘lib hisoblanmasligini e’tiborga olib, biz quyidagi soddalashgan yondashuvdan foydalandik. To‘lqinlar uchun :

- Frud qonunining bajarilishi;

- h/λ to‘lqin qiyaligini modellashtirish.

Unda model buzilmagan bo‘lishi kerak. Ko‘pgina ishlarda w gidravlik yiriklik to‘lqinli profil shakllanishining masalasini echishdagi muhim parametr bo‘lib hisoblanadi.

Shu sababli, modelda parametrning saqlanishini ta’minlaymiz, ya’ni $n_h = n_\ell$ va $n_T = n_\ell^{1/2}$ bo‘lgani uchun $n_{(h/wT)} = 1$ yoki $n_w = n_\ell^{1/2}$.

Agar gidravlik yiriklik Stoks zonasiga tegishli bo‘lsa, unda

$$w = \frac{1}{18}\frac{D_{50}\,g}{\nu}\frac{(\gamma_S - \gamma_w)}{\gamma_w}, \quad (26)$$

bu erda γ_S, γ_w - mos ravishda oqiziqlar va suvning solishtirma og‘irligi; ν - kinematik qovushqoqlik koeffitsienti. Xususan, natura va modelda bir xil materialni ishlatishda quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$n_w = n_\ell^{1/2} = n_{D_{50}}^2 \quad (27)$$

yoki

$$n_{D_{50}} = n_\ell^{1/4}. \quad (28)$$

Masalan, $n_g = 1/10$ chiziqli masshtabli model uchun oqiziqlar o‘lchamining kichrayishi faqat 1/1,78 qiymatni tashkil etadi. $n_g = 1/100$ chiziqli masshtabli model uchun esa modelda oqiziqlarning median o‘lchamining kichrayishi 1/1,316 qiymatni tashkil etadi.

Yuqorida keltirilgan nostatsionar oqimlarni gidravlik modellashtirish usulidan er o‘zanli mashina kanallarini, derevatsion kanallarni, irrigatsiya va melioratsiya kanallarini hamda suv omborlarini modellashtirishda foydalanish mumkin.

Adabiyotlar

1. Боровский В.П. Волновая модель профиля скорости. // Мелиоратсия и водное хозяйство. 2007, №4, с.55-59.

2. Бровченко И. А., Мадерич В. С. «Двумерная Лагранжева модель переноса много фракционных наносов в прибрежной зоне моря». Прикладная гидромеханика. 2005. Том 6 (78), № 1, 1-9.

3. Чалов Р.С. Русловые процессы (русловедение). –Инфра-М. М., 2017, 568 с.

Чекин А.Л. Математика и информатика. Часть 1. Учебное пособие–М.:МПГУ, 2019. 236 с.

4. Штеренлихт Д.В. Гидравлика. – Лань, М., 2015, 640 с.

5. Эшев С.С. Расчет деформируемых больших земляных каналов в условиях нестатсионарности водного потока. Ташкент. ” Ворис нашриёт”, 2018. -187с.

6. Эшев С.С., Рахимов А.Р., Гайимназаров И.Х. Влиянии волновых потоков на деформатсий русел каналов: Монография. – Т.: Издательство «Ворис нашриёт», 2021, 189 с.

7. Jonsson I.G., Skovgeard O., Jacobsen T.S. Computation of longshore currents, Proc, Const. Eng. Cong., 1974, pp. 699…714.

8. Eshev S.S., Rahimov A.R., IG’oyibnazarov.X., Latipov Sh.A.. Generation of Wind Waves in Large Streams. International Jounal of Psychosocial Rehabilitation, Vol. 24, Issue 01, 2020. -Pp. 518-525.

9. S.S.Eshev, A.N.Xazratov, A.R.Rahimov, Sh.A.Latipov. Influence of wind waves on the flow in flowing reservoirs. IIUM Engineering Journal, Vol. 21, No. 2. 2020 https://doi.org/10.31436/iiumej.v21i2.1329. -Pp. 125-132. (05.00.00; № 6)