

АРАЛАШ ОҚИМЛАРДА ОҚИЗИҚЛАР ҲАРАКАТИНИНГ БОШЛАНИШИНИ ТАДҚИҚОТ ҚИЛИШ

Эшев С.С. – т.ф.д, профессор.; Ғайимназаров И.Х. – мустақил изланувчи; Авлакулов М. – профессор; Латипов Ш.А. – PhD, доцент (ҚарМШИ)

В статье рассматривается проблема начала движения ручьев в смешанных потоках, которое возникает в результате воздействия ветровой волны на направленное течение потока. Была построена кривая, представляющая начало движения воды в смешанных потоках, аналогичная известной диаграмме Шильдса, и в результате сравнения с другими кривыми показана взаимная близость их.

Ключевые слова: валы, смешанный поток, параметр Шилдса, динамическая скорость, движущая сила.

The article deals with the problem of the beginning of the movement of streams in mixed streams, which occurs as a result of the influence of wind waves on the unidirectional flow of the stream. A curve representing the beginning of the motion of the streams in mixed streams, similar to the known Shields diagram, was constructed and the mutual proximity was shown as a result of comparison with other curves.

Key words: shafts, mixed flow, Shields parameter, dynamic speed, driving force.

Тўлқин таъсирида бўлган ўзан оқими тубида сувнинг тебранма ҳаракати тезлигини ошириши билан шундай гидравлик шароитлар пайдо бўладики, бунда суюқлик оқизикларни ҳаракатга келтириш учун етарлича таъсир кўрсатади. Ўзандаги бир йўналишли сувнинг оқимида шамол тўлқинларининг таъсири натижасида аралаш оқимлар содир бўлади. Ҳозирги пайтда тўлқин таъсирида оқизиклар ҳаракатининг бошланишига оид лаборатория ва натураларда ўтказилган бир қатор тадқиқот натижаларига эга бўлинган [1-10 ва бошқалар]. Бу муаммонинг ечимини излашга биринчилардан бўлиб [2,4,9] ишларнинг муаллифлари киришишган.

Ювилувчан ўзанларни лойихалашда қуйидаги икки хил усулдан фойдаланилади:

- 1) ювмайдиган тезликлар;
- 2) олиб кетувчи кучлар.

Ювмайдиган тезлик деб шундай оқимнинг ўртача тезлигига айтиладики, бунда канал тубининг ювилиши содир бўлмайди. Бу тезлик аниқмас ва ўзгарувчан хусусиятга эга бўлиб, уни фақат экспериментал йўл орқали ўрнатиш мумкин.

Очиқ ўзандаги сувнинг ҳаракатида оқим йўналиши томон туб остида ҳаракатланувчи куч пайдо бўлади. Бу куч туб остида ётган оқизикларни олиб кетувчи куч (кейинги ўринларда “олиб кетувчи куч” деб қабул қиламиз) бўлиб, у намланган сирт устидаги сувнинг таранглигини ифодалайди. Бу ёндашувда туб ости оқизиклар ҳаракатини бошланишини ифодалайдиган U_{*kp} критик динамик тезлик тушунчасидан фойдаланилади. Юқорида айтганимиздек, бу ёндашувнинг асосчиси Шильдс бўлиб, у томонидан ўлчамлар назариясига асосан туб ости оқизиклар ҳаракатини бошланишини ифодаловчи қуйидаги иккита асосий ўлчамсиз параметрлар таклиф этилган [7] :

$$\theta_{kp} = \frac{U_{*kp}^2}{(S-1)gd_{cp}}; \quad (1)$$

$$D_* = d_{cp} \left[\frac{g(S-1)}{v^2} \right]^{\frac{1}{3}}, \quad (2)$$

бу ерда U_{*kp} - туб оқизиклар ҳаракати бошланишининг критик динамик тезликлари; g – эркин тушиш тезланиши; d_{cp} - оқизиклар ўртача диаметри; S – туб ости грунтнинг нисбий зичлиги; v - молекуляр кинематик қовушоқлик коэффициентлари.

Бу параметрлардан барқарор ва тўлқинли оқимлар таъсирида заррачалар ҳаракатининг

бошланиш шартини, рифель ва тизмаларнинг шаклланишини ҳамда туб ости оқизиклар сарфининг аниқланишини тадқиқотлашга йўналтирилган эксперимент натижаларини таҳлил қилишда фойдаланилади.

Ўрганиладиган жараёнга оқимдаги қаттиқ заррачалар ҳаракатининг бошланиши, туб ости оқизиклар транспорти ва оқизиклар ётиши натижасидаги ўзан шаклининг эволюцияси киради. Бу жараёнга қатнашувчи гидродинамик кучлар бир йўналишли оқимлар ёки узун ва қисқа тўлқинлар томонидан пайдо бўлади.

Тинч ҳолатда бўлган суюқликдаги қаттиқ заррачаларнинг статик мувозанати олти физик катталиқка боғлиқ бўлади: ρ_s - қаттиқ заррачанинг зичлиги; D - заррача диаметри; W - заррачанинг гидравлик йириклиги; ρ - суюқлик зичлиги; g – эркин тушиш тезланиши; ν - кинематик қовушоқлик коэффициентини.

Энг оддий ва аввалдан ишлатилиб келаётган ўлчамсиз параметр бўлиб нисбий зичлик ҳисобланади:

$$\rho^1 = \frac{\rho_s - \rho}{\rho} \cdot \rho^1 = \frac{\rho_s - \rho}{\rho} \quad (3)$$

Рейнольдс сони динамик тезликдан ташкил топиши мумкин:

$$u_* = \sqrt{\tau_0 / \rho} \cdot u_* = \sqrt{\tau_0 / \rho} \quad (4)$$

Заррача учун Рейнольдс сонига мос бўлган юлдузчали Рейнольдс сони:

$$Re_* = \frac{u_* D}{\nu} \quad (5)$$

Учинчи ўлчамсиз параметр заррача оғирлигини оқимнинг тортиш кучи билан таққосланиб ҳосил қилинади. Суюқликдаги ҳамма заррачалар $(\rho_s - \rho)g D^3$ катталиқка, оқимнинг тортиш кучи $\rho D^2 \tau_0$ катталиқка, яъни $\rho D^2 u_*^2$ катталиқларга пропорционал.

Бу кучларнинг

$$\frac{(\rho_s - \rho)g D^3}{\rho D^2 u_*^2} = \frac{\rho^1 g D}{u_*^2} \quad (6)$$

муносабати кўп вақт давомида ўлчамсиз параметр сифатида фойдаланилган, бироқ кейинчалик маълум бўлишича, уни қўллаш қулай эмас. Кейинги йилларда бу параметр ўрнига кўпинча динамик тезлик кирмайдиган янги параметрдан фойдаланишади. Бунинг учун аввал ўлчамсиз параметр

$$\frac{\rho^1 g D^3}{\nu^2 R_*^2} \quad (7)$$

шакллантирилиб, кейин эса

$$\frac{\rho^1 g D^3}{\nu^2} \quad (8)$$

комбинацияга ўтилади.

Ҳисобларда бу параметрнинг

$$D_* = \left(\frac{\rho^1 g}{\nu^2} \right)^{1/3} D \quad (9)$$

куб илдизидан қулай бўлиб, уларни “ётиш диаметри” дейилади. Уни қўллашнинг устувор жиҳати шундан иборатки, у суюқликнинг ва қаттиқ заррачанинг ρ_s , D , G , ρ , ν физик хусусиятларини ўз ичига камраб олади. Бундан кўринадики, у оқимнинг кинематик хусусиятларига боғлиқ бўлмайди.

Суюқликдаги қаттиқ заррачаларнинг ҳаракатини таҳлил қилиш учун оқимнинг кинематик характеристикаларини киритиш керак. Суюқликда қаттиқ заррачаларнинг ҳаракатини унинг нисбий тезлиги яхши ифодалайди. Бу катталиқ турбулент оқимлар учун кам ўрганилган. Текис оқимларда заррачанинг W гидравлик йириклигини аниқлаш анча

пайтдан буён яхши ўрганилган бўлиб, тадқиқотчилар томонидан оқизикларнинг асосий характеристикалари сифатида фойдаланиб келинмоқда. Шунини таъкидлаш керакки, умумий ҳолда бу янги характеристика жуда юқори аниқликда аниқланмаслиги мумкин, чунки бунда заррачанинг шакли ҳисобга олинмаган. Гап тезлик тўғрисида бораётганлиги сабабли, янги ўлчамсиз параметр фақат

$$R_w = \frac{WD}{\nu} \quad (10)$$

Рейнольдс сони бўлиши мумкин ва уни заррачанинг гидравлик йириклиги учун Рейнольдс сони дейилади.

Демак, суюқликдаги каттиқ заррачаларнинг ҳаракати (3), (5), (9) ва (10) ўлчамсиз параметрлар билан аниқланади.

Суюқлик ҳаракатида динамик тезлик бизга маълум бўлган куйидаги формуладан аниқланади:

$$u_* = \sqrt{ghi}, \quad (11)$$

Оқимга йўлдош ёки қарши йўналган тўлқинлар ҳолатларидаги аралаш оқимлар учун динамик тезликни куйидаги Иглесон боғланишидан фойдаланиб ҳисоблаш мумкин:

$$u_* = \left(\frac{8\pi\nu H^2}{T^3 sh^2 2\pi \frac{d}{L}} \right)^{2/4}, \quad (12)$$

бу ерда H – тўлқинлар баландлиги; T – тўлқинлар даври; L – тўлқинлар узунлиги.

Юқорида қайд этганимиздек, Шильдс (1) ва (2) ўлчамсиз параметрларнинг $\theta_{kp} = fctD_*$ боғланиш диаграммасини куради.

Шильдс эгри чизиғидан фойдаланишни осонлаштириш учун уни куйидаги боғланишларга кўра аппроксимацияланган:

$$\left. \begin{array}{l} D_* \leq 4 \quad \text{бўлганда} \quad \theta_{kp} = 0,24(D_*)^{-1}; \\ 4 < D_* \leq 10 \quad \text{бўлганда} \quad \theta_{kp} = 0,14(D_{*i})^{-0.66}; \\ 10 < D_* \leq 20 \quad \text{бўлганда} \quad \theta_{kp} = 0,04(D_{*i})^{-0.1}; \\ 20 < D_* \leq 150 \quad \text{бўлганда} \quad \theta_{kp} = 0,013(D_{*i})^{0.29}; \\ D_* > 150 \quad \text{бўлганда} \quad \theta_{kp} = 0,055. \end{array} \right\} \quad (13)$$

Нобарқарор оқимларда туб ости оқизиклар ҳаракати бошланишининг критик ҳолати текис оқимга нисбатан кам ўрганилган. Бу ерда шунини таъкидлаш лозимки, оқимнинг критик шартларини тадқиқотлаш ювмаслик тезликлари ва олиб кетувчи кучлар усуллари асосида олиб борилади.

Нобарқарор оқим ҳолатида ювмаслик тезликларни ҳисоблашга асосланган биринчи усулда, Стокснинг чизикли назариясига кўра туб ости максимал тезлиги қабул қилинади, яъни

$$U_m = \frac{\pi \cdot h_v}{T_v \cdot shk}, \quad (14)$$

бу ерда $k = 2\pi / \lambda_v$; h_v, λ_v, T_v - мос равишда тўлқинларнинг баландлиги, узунлиги ва давлари.

Бэгнольд, Манохар, Комар-Мюллер, Масс [1,3,6,8] ва бошқа тадқиқотчилар ўзларининг тадқиқот маълумотлари асосида тўлқинли оқимнинг ювмаслик тезликларини аниқлашнинг боғланишларини таклиф этишган. Бу ерда шунини таъкидлаш лозимки, улар томонидан ўтказилган тадқиқот натижаларига кўра улар таклиф этган боғланишлар қониқарли даражада мослигини кўрсатади.

Ушбу ишда юқорида кўрсатилган иккинчи ёндашув асосида нобарқарор оқим ҳолати учун туб оқизиклар ҳаракатини бошланишини ифодаловчи олиб кетувчи кучлар ҳисобининг такомиллаштирилган усулини ишлаб чиқиш мақсади қўйилди.

Юқорида қўйилган масаланинг ечимини аниқлашга доир Қарши муҳандислик-иктисодий институтининг лабораториясида тажрибалар ўтказилди.

Нобарқарор оқим ҳолати учун туб оқизиклар ҳаракатини бошланишини ифодаловчи критик динамик тезликлар ҳисобини таҳлил қилиш учун олинган тажриба маълумотларидан фойдаланилди.

Биз юқорида айтиб ўтганимиздек, таҳлилимизнинг асоси сифатида Шильдс усулини қабул қиламиз ва нобарқарор оқим шаритида уни қуйидаги кўринишда ифодалаймиз:

$$\Theta'_{kp} = fctD_* \quad (15)$$

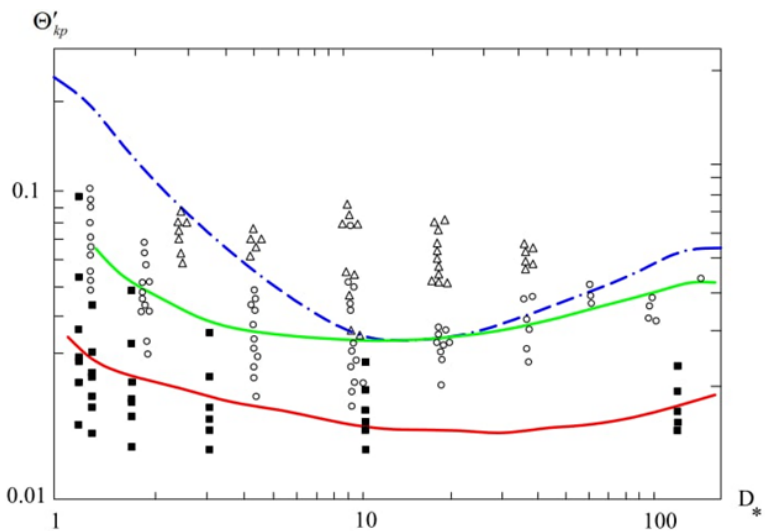
бу ерда

$$\Theta'_{kp} = \frac{u_{*m}^2}{gd_{cp}(S-1)} \quad (16)$$

Бунда u_{*m} - тўлқинли оқимдаги максимал динамик тезлик бўлиб, уни муаллифларнинг [7] ишидаги қуйидаги боғланишларидан фойдаланиб аниқлаш мумкин:

$$U_{*m}^2 = gd_{cp}(S-1)\Theta'_{kp}$$

$$\left. \begin{aligned} 200 < \frac{a_\delta}{K_s} \quad \text{бўлса, } U_{*m} &= 0,158U_m \left(\frac{a_\delta}{K_s} \right)^{-0,154} ; \\ 25 < \frac{a_\delta}{K_s} \leq 200 \quad \text{бўлса, } U_{*m} &= 0,229U_m \left(\frac{a_\delta}{K_s} \right)^{-0,222} ; \\ 2,5 < \frac{a_\delta}{K_s} \leq 25 \quad \text{бўлса, } U_{*m} &= 0,319U_m \left(\frac{a_\delta}{K_s} \right)^{-0,325} ; \\ 0,4 < \frac{a_\delta}{K_s} \leq 2,5 \quad \text{бўлса, } U_{*m} &= 0,373U_m \left(\frac{a_\delta}{K_s} \right)^{-0,489} ; \\ \frac{a_\delta}{K_s} \leq 0,4 \quad \text{бўлса, } U_{*m} &= 0,377U_m \left(\frac{a_\delta}{K_s} \right)^{-0,635} . \end{aligned} \right\} \quad (17)$$



1-расм. $Q = fct(D_*)$. - боғланиш графиги

боғланиш эгри чизиги қурилди (1-расм).

Расмда кўрсатилган боғланишлардан кўриш мумкинки, барқарор оқимга (Шильдс эгри чизиги) нисбатан нобарқарор, яъни шамол тўлқинлари таъсири остида бўлган оқимларда динамик тезликларнинг кичик қийматларида туб ости оқизикларнинг ҳаракати бошланади. Бу нобарқарор оқим шароитида ўзан тубида содир бўладиган тангенциал кучланишларнинг устуворлигидан далолат беради ва буни бизнинг боғланиш бўйича қурилган эгри чизик билан Шильдс эгри чизикларининг жойлашишидан кўриш мумкин. Шунингдек, 1-расмдан

бу ерда $K_s = 2,5d_{cp}$;

$$a_\delta = U_m \tau / 2\pi ; \quad U_m = \frac{h_i \pi}{\tau \cdot sh \frac{2\pi h_{cp}}{\lambda}} .$$

Олинган тажриба маълумотларига асосан Θ'_{kp} ва D_*

ўлчамсиз параметрларни ҳисоблаймиз. Экспериментал

тажриба маълумотларининг таҳлиliga асосан Шильдс

боғланиши сингари нобарқарор оқим ҳолатида туб ости оқизиклар

ҳаракати бошланишини ифодалайдиган $\Theta'_{kp} = fctD$

(6) боғланиш билан [7] ишдаги муаллифларнинг боғланишлари бўйича қурилган эгри чизиклар таққосланганда, уларнинг қониқарли даражада бир-бирига яқинлигини кўриш мумкин.

Демак, нобарқарор оқим шароитида бўлган ўзанларнинг оқизиклар ҳаракати бошланиши билан боғлиқ бўлган гидравлик масалаларнинг ечимида юқорида ҳосил қилинган боғланиш графигидан фойдаланиш мумкин бўлади.

АДАБИЁТЛАР

1. Масс Е.И. , Кантаржи И.Г., Костин В.О., Хайдар А.Х. Транспорт наносов волнами и течением в условиях больших каналов // Водные ресурсы, 1987, №2, 52-58.
2. Михинов А.Е. Баланс энергии возмущенного движения в волновом потоке // Метеорология и гидрология, № 6, 1987.
3. Рекомендации по расчётам ветровых волн и транспорта наносов в больших каналах. М. , 1986, ЦНИИС, 63с.
4. Эшев С.С., Рахматов М.И., Нурова О.С. Исследование неразмываемых скоростей потока в трапециадальных каналах, пролегающих в несвязных грунтах // «Агро илм» научное приложение журнала «Сельское хозяйство Узбекистана», Ташкент, №3, 2011. - С.58-59.
5. Эшев С.С., Хазратов А.Н., Гайимназаров И.Х. Расчёт параметров ветровых волн в больших каналах // журнал «Горный вестник Узбекистана», №4(59), Навоий, 2014. с.121-124.
6. Эшев С.С., Мурадов Н.К. К определению параметров донных рифелей в больших земляных каналах в условиях волнового потока // журнал «Природообустройства». №1, Москва, 2012. - С.65-68.
7. Эшев С.С. Расчёт деформируемых больших земляных каналов в условиях нестационарности водного потока. Ташкент. ”Voris nashriyot”, 2018. -187с.
8. Эшев С.С., Рахимов А.Р., Гайимназаров И.Х. Влияние волновых потоков на деформацию русел каналов: Монография. – Т.: Издательство «Voris nashriyot», 2021, 187 с.
7. Bagnold R.A. Motion of waves in shallow water: Interaction Between waves and sand Bottom. Proc. Royal. Soc. London, A, v. 187, 1946, 1-15.
9. Collins J.I. Inception of turbulence at the Bed under periodic gravite waves. J. Geophys. Res., 68,1963, 6007-6014.
10. Komar P.D. , Miller M.C. Sediment threshold under oscillatory waves. «Proc.14 th. Conf. Coast. Eng. 1974», ASCE, N.Y. , 1975, 756-775.