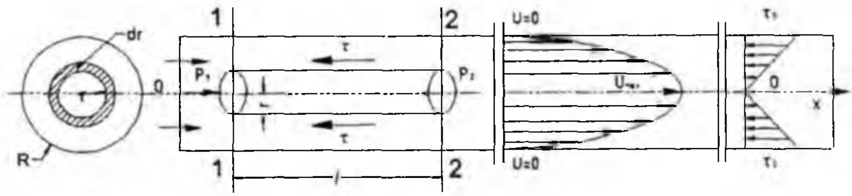
V BOB. SUYUQLIKLARNING LAMINAR HARAKATI

5.1.Tezlikning silindirik quvur kesimi bo‘yicha taqsimlanishi

Qovushoq suyuqliklar quvurda laminar harakat qilganda uning oqimchalari bir-biriga parallel harakat qiladi. Quvur devorlari esa unga yopishib qolgan suyuqlik zarrachalari bilan qoplanadi. Shunday qilib, quvur devoridagi suyuqlik zarrachalarining tezligi nolga teng. Suyuqlikning devorga yopishgan qavatidan keyingi qavati esa suyuqlik zarrachalari bilan qoplangan quvur devori ustida sirpanib boradi. Agar quvur ichidagi suyuqlikni xayolan cheksiz ko‘p yupqa qavatlarga ajratsak, u holda har bir qavat o‘zidan oldingi qavat sirtida siljib boradi. Yuqorida aytilganga ko‘ra quvur devori sirtidagi qavatning tezligi nolga teng bo‘lib, quvur o‘qiga yaqinlashgan sari tezlik oshib boradi. O‘qda esa tezlik maksimal qiymatga ega bo‘ladi. Shuning uchun quvur ichidagi ishqalanish kuchi Nyuton qonuni bilan ifodalanadi:

$$\tau = -\mu \frac{du}{dr}$$

Quvur ichida uzunligi l va radiusi r bo‘lgan elementar naycha ajratib olamiz (5.1-rasm). Bu naychaning yuzalari $d\omega$ bo‘lgan 1-1 kesimi bo‘yicha p_1 bosim, 2-2 bo‘lgan kesim bo‘yicha esa p_2 bosim ta’sir qilsin. Radusi R bo‘lgan tekshirilayotgan quvurdagi harakat gorizontal va tekis bo‘lsin. U holda elementar naychaga ta’sir qilayotgan kuchlar



5.1-rasm. Laminar harakatda tezlikning quvur kesmi bo‘yicha taqsimlanishi

1-1 kesimdagi bosim kuchi

$$P_1 = p_1 d\omega$$

2-2 kesimdagi bosim kuchi

$$P_2 = p_2 d\omega$$

ishqalanish kuchi

$$T = \tau 2\pi r l = -\mu 2\pi r l \frac{du}{dr}$$

dan iborat.

U holda elementar naychaning muvozanat shartidan quyidagini yoza olamiz.

$$P_1 - P_2 - T = 0 \qquad (5.1)$$

Elementar naycha kesimi $dS = \pi r^2$ ekanligini nazarda tutib, (5.1) dan quyidagi tenglamani keltirib chiqaramiz:

$$\pi r^2 p_1 - \pi r^2 p_2 + \mu 2\pi r l \frac{du}{dr} = 0$$

Bu tenglamadan ushbu differentsial tenglamani keltirib chiqaramiz:

$$\frac{du}{dr} = -\frac{r}{2\mu}\frac{p_1 - p_2}{l} \qquad (5.2.)$$

Oxirgi tenglamaning o'zgaruvchilarini ajratamiz

$$du = -\frac{p_1 - p_2}{2\mu l} r dr$$

va chap tomoni u dan 0 gacha, o'ng tomonini esa r dan R gacha integrallab, tezlik uchun munosabat keltirib chiqaramiz:

$$u = -\frac{p_1 - p_2}{4\mu l}(r^2 - R) \qquad (5.3.)$$

Hosil qilingan tenglama parabola tenglamasi bo'lib, u tezlikning silindrik quvur kesimi bo'yicha taqsimlanishini ko'rsatadi. (5.3) dan ko'rinib turibdiki, quvurdagi harakat tezligi $r = 0$ da maksimumga erishadi

$$u_{max} = \frac{p_1 - p_2}{4\mu l} R^2 \qquad (5.4.)$$

Demak, silindrik quvurda laminar harakat tezligi ko'ndalang kesimda parabola qonuni bo'yicha taqsimlangan bo'ladi. Tezlikning maksimal qiymati esa quvurning o'qi bo'yicha yo'nalgan bo'ladi. Endi quvurda oqayotgan suyuqlikning sarfini topamiz. Eni dr ga teng bo'lgan halqa bo'yicha oqayotgan (5.1-rasm) elementar sarf quydagiga teng bo'ladi:

$$dQ = 2\pi r dr u$$

Oxirgi tenglikka (5.3) dan tezlikning formulasini qo'ysak, quyidagini olamiz:

$$dQ = -2\pi r \frac{p_1 - p_2}{4\mu l}(r^2 - R^2) dr .$$

Bu tenglikning chap tomonini 0dan Q gacha o'ng tomonini esa 0dan Rgacha integrallab

$$Q = -\int_0^R 2\pi r \frac{p_1 - p_2}{4\mu l}(r^2 - R^2) dr = -\pi \frac{p_1 - p_2}{2\mu l}\int_0^R (r^2 - R^2) r dr = \pi \frac{p_1 - p_2}{2\mu l}\left(\frac{R^4}{2} - \frac{R^4}{4}\right) = \frac{\pi R^4}{8\mu}\frac{p_1 - p_2}{l} \qquad (5.5.)$$

munosabatni olamiz.

Bu holda o‘rtacha tezlikni shunday topamiz:

$$\vartheta = \frac{Q}{\omega} = \frac{Q}{\pi R^2} = \frac{\pi R^4 (p_1 - p_2)}{8\mu l \pi R^2} = \frac{p_1 - p_2}{8\mu l} R^2 \qquad (5.6.)$$

(5.6) va (5.4) munosabatlarni solishtirib quvurda laminar harakat vaqtida o‘rtacha tezlik bilan maksimal tezlik orasidagi munosabatni topamiz:

$$\vartheta = \frac{u_{max}}{2} \qquad (5.7.)$$

Demak, silindrik quvurda laminar harakat vaqtida o‘rtacha tezlik maksimal tezlikdan ikki marotaba kichik ekan.

5.2. Quvur uzunligi bo‘yicha bosimning pasayishi (Puazeyl formulasi)

Endi quvurda oqayotgan suyuqlik enegiyasining ishqalanishni yengishga sarflanishini tekshiramiz. Avval quvur kesimi bo‘yicha ishqalanish kuchining taqsimlanishini ko‘ramiz. Buning uchun Nyuton qonuni formulasiga tezlik formulasi (5.3) ni qo‘yamiz.

U holda,

$$\tau = -\mu \frac{du}{dr} = \frac{p_1 - p_2}{2l} r \qquad (5.8.)$$

Bu formuladan ko‘rinib turibdiki, ishqalanish kuchi quvur o‘qida nolga teng bo‘lib, uning o‘qidan devorlariga qarab chiziqli ortib boradi va devor sirtida eng katta qiymatga erishadi (5.1-rasm) (3.56) tenglamada silindrik quvurdagi uzunlik bo‘yicha gidravlik yo‘qotishni ishqalanish kuchi orqali berilgan edi. Endi bu formulaga (5.8) munosabatni qo‘ysak.

$$H_e = \frac{p_1 - p_2}{\gamma 2l} R \frac{2Rl}{\pi R^2} = \frac{p_1 - p_2}{\gamma}.$$

Kesimlardagi bosim farqi (p_1-p_2) ni (5.6) formuladan o‘rtacha tezlik orqali ifodalasak:

$$p_1 - p_2 = \frac{2\mu l}{R^2} \vartheta = \frac{32\mu l}{D^2} \vartheta$$

va gidravlik yo‘qotish formulasiga qo‘ysak, quyidagi munosabatni olamiz:

$$H_l = \frac{8\mu l}{\gamma D^2} \vartheta \qquad (5.9.)$$

U holda gidravlik qiyalik uchun formula chiqarish qiyin emas. Buning uchun (5.9) ning ikki tomonini l ga bo‘lamiz

$$\frac{H_l}{l}=\frac{32\nu}{gD^2}\vartheta \tag{5.10}$$

va oxirgi tenglikni quyidagicha yozamiz:

$$J=\frac{232\nu}{gD2D\vartheta}\vartheta^2=\frac{64\nu}{\vartheta D2gD}\vartheta^2$$

Silindrik quvurlar uchun Reynolds soni

$$\mathrm{Re}=\frac{\vartheta D}{\nu}$$

ko'rinishda yozilgani uchun

$$J=\frac{64}{R_e 2gD}\vartheta^2$$

Demak, laminar harakat vaqtida gidravlik qiyalik va bosimning pasayishi Reynolds soniga bog'liq ekan. $\frac{64}{\mathrm{Re}}$ ko'rinishdagi miqdorni gidravlikada λ bilan belgilanadi:

$$\lambda=\frac{64}{\mathrm{Re}} \tag{5.11}$$

va ishqalanish qarshiligi koeffitsiyenti deb ataladi. U holda energiyaning yo'qolishi va gidravlik qiyalik uchun quyidagicha Darsi - Veysbax formulasini olamiz.

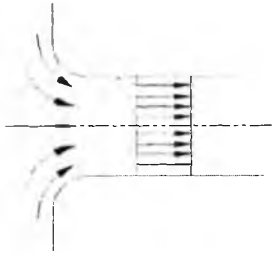
$$\begin{aligned} H_e&=\lambda\frac{l}{D}\frac{\vartheta^2}{2g} \\ J&=\lambda\frac{l}{D}\frac{\vartheta^2}{2g} \end{aligned} \tag{5.12}$$

Shunday qilib, laminar harakat vaqtida quvur uzunligi bo'yicha bosimning pasayishi va gidravlik qiyalik solishtirma kinetik energiyaga chiziqli bog'liq ekan.

5.3. Oqimning boshlang'ich bo'lagi.

Yuqorida aytib o'tilgan harakat qonunlari quvurdagi barqarorlashgan laminar oqimlar uchun to'g'ridir. Haqiqatda esa, quvurga endi kirgan suyuqlik boshlang'ich kesimdan boshlab ma'lum masofa o'tgandan keyingina laminar harakatga doir bo'lgan parabolik qonun bo'yicha taqsimlangan bo'ladi .

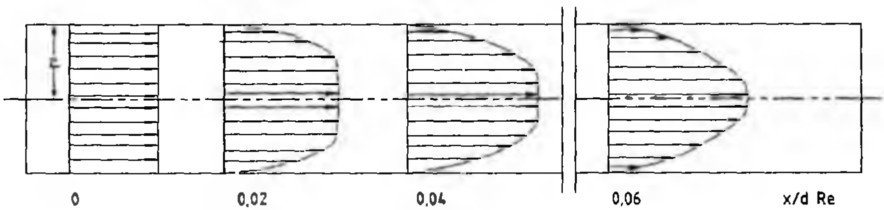
Laminar harakatning quvurda rivojlanishini quyidagicha tasavvur qilish mumkin. Hajmi juda katta idishdan suyuqlik quvurga kirsin va quvur kirish qismining chekkalari yaxshilab dumaloqlangan bo'lsin. Bu holda boshlang'ish kesimda tezlik deyarli o'zgarmas bo'ladi. Bu qonun faqat *chegara* (yoki devoroldi) qatlam deb ataluvchi devor ustidagi yupqa qavatdagina buziladi. Bu qavatda suyuqlikning devorga yopishishi natijasida tezlik keskin kamayib, devorda nolga tenglashadi. Shuning uchun kirish qismida tezlik chizig'i to'g'ri chiziq kesmasi (5.2-rasm) bilan aniq ifodalanadi.



5.2-rasm. Naycha kirishidagi tezlik taqsimotiga doir.

Kirish qismidan uzoqlashgan sari devorlardagi ishqalanish kuchi ta'sirida chegara qatlamga yaqin qavatlarda harakat sekinlashib boradi va natijada bu qatlamning qalinligi oshib boradi harakat esa sekinlashib boradi. Oqimning ishqalanish kuchi hali ta'sir qilmagan markaziy qismi esa bir butun harakat qilishni davom ettiradi, ya'ni boshqacha aytganda markaziy qavatlarda tezlik deyarli bir xil bo'lgani holda (oqayotgan suyuqlikning harakat miqdori o'zgarmas bo'lgani uchun) chegara qatlamda tezlik kamaygani sababli yadroda tezlik oshadi.

Shunday qilib, quvurning o'rta qismida (yadroda) tezlik oshib boradi, devor yaqinida o'sib boruvchi chegara qatlamda kamayadi. Bu jarayon chegara qatlam oqim kesimini butunlay egallab olmaguncha va yadro butunlay yo'q bo'lib ketguncha davom etadi (5.3-rasm).



5.3-rasm. Laminar harakatning quvurda rivojlanib borishiga doir chizma

Shundan keyin oqimning rivojlanishi tugab, tezlik chizig'i odatdagi laminar oqimga xos parabolik shaklni qabul qiladi. Quvurning boshlang'ich kesimidan doimiy parabolik tezlik vujudga kelguncha bo'lgan bo'lagi laminar harakatning boshlang'ich bo'lagi deb ataladi. Bu bo'lakning uzunligi quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$L_{бош} = 0{,}028 R_e D \tag{5.13}$$

Bu formuladan ko'rinadiki, boshlang'ich bo'lak Reynolds soniga va quvurning diametriga proportsional ekan. Gidrotexnika kursida bu masalani nazariy usul bilan hal qilingan bo'lib, olingan formulalar tajribada qiymatlarga juda yaqin keladi.

5.4. Tekis va halqasimon tirqishlarda suyuqlikning laminar harakati.

Yuqorida biz laminar harakatning eng sodda turlaridan biri silindrik quvurdagi tekis harakatni ko'rgan edik. Texnikada esa murakkab harakatlar ko'p ushraydi. Bularga tekis va halqasimon tirqishlardagi harakatlarni misol qilib keltirish mumkin. Bunday harakatlar gidravlik mashinalar va agregatlarni germetiklash, ularning harakatlanuvchi elementlarini mustahkam berkitish ishlari orada tirqish qoldirib bajariladi. Porshenli nasoslar va gidrouzatmalarda plunjer bilan silindr orasidagi tirqish ham yuqoridagi aytilgan harakatlarga misol bo'la oladi.

Uzunligi l, eni b, balandligi c bo'lgan tekis tirqishdagi laminar, bir tekis harakatni ko'ramiz (5.4-rasm).

Ko'rilayotgan tirqishda uzunligi l, eni b va balandligi y bo'lgan parallelepiped ajratamiz. Bu parallelepipedga *1-1* kesimi bo'yicha O*x* o'qi yo'nalishida

$$P_1 = p_1 by$$

2-2 kesimi bo'yicha

$$P_2 = p_2 by$$

bosim kuchlari ta'sir etadi.

Parallelepipedning ustki sirtiga

$$T_1 = \tau bl = -\mu \frac{du}{dy} bl$$

va ostki sirtiga

$$T_2 = \tau_0 bl$$

ishqalanish kuchlari ta'sir etadi va ular ham *Ox* o'qi bo'yicha yo'nalgan bo'ladi. Ko'rilayotgan hajmdagi suyuqlikning muvozanatda bo'lishi sharti bo'yicha yuqorida keltirilgan kuchlardan quyidagi tenglama hosil qilinadi.

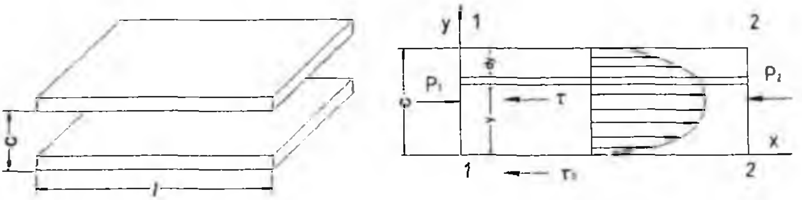
$$P_1 - P_2 - T_1 - T_2 = 0 \tag{5.14}$$

Bu tenglama quyidagi ko'rinishga keladi.

$$\frac{du}{dy}=-\frac{p_1-p_2}{\mu l}y+\frac{\tau_0}{\mu} \qquad (5.15)$$

Suyuqlikning qovushoqlik shartiga asosan tirqishning pastki devorida *(y=0)* tezlik nolga teng. (5.15) tenglamaning chap tomonini *0* dan *u* gacha, o'ng tomoni *0* dan *y* gacha integrallab, quyidagi formulani olamiz.

$$u=-\frac{p_1-p_2}{2\mu l}y^2+\frac{\tau_0}{\mu}y \qquad (5.16)$$



5.4-rasm. Tekis tirqishda suyuqlikning laminar harakatiga doir chizma.

Ikkinchi devorda *(y=c)* ham tezlik nolga teng. Bu shartdan foydalanib ushbu tenglikni yozamiz.

$$O=\frac{p_1-p_2}{2\mu l}c^2+\frac{\tau_0}{\mu}c.$$

Oxirgi tenglikdan τ_0 ni topamiz.

$$\tau_0=\frac{p_1-p_2}{2l}c$$

va (5.16) ga qo'yamiz. Natijada tezlik uchun quyidagi formulani olamiz.

$$u=-\frac{p_1-p_2}{2\mu l}y(y-c) \qquad (5.17)$$

Bu formuladan ko'rinib turibdiki, tekis tirqishdagi tezlik parabolik qonunga bo'ysunar ekan. Tezlik $y=\frac{c}{2}$ da maksimal qiymatga erishadi, ya'ni:

$$u_{max}=\frac{p_1-p_2}{8\mu l}c^2 \qquad (5.18)$$

Suyuqlik sarfini topish uchun qalinligi *dy* ga teng bo'lgan elementar qavat olib, uning ko'ndalang kesimidan oqayotgan suyuqlikning sarfini topamiz.

$$dQ=bdyu$$

U holda suyuqlik sarfi quyidagicha aniqlanadi.

$$Q=\int_s dQ=b\int_0^c u dy=b\int_0^c \frac{p_1-p_2}{2\mu l}(c-y)ydy=b\frac{p_1-p_1}{2\varpi i}\int_0^c(c-y)ydy=\frac{p_1-p_2}{2\mu l}b(\frac{c^3}{2}-\frac{c^3}{3})=\frac{p_1-p_2}{12\mu l}c^3 b \qquad (5.19)$$

Bu formula yordamida tirqishdan oqib ketayotgan suyuqlik miqdorini aniqlash mumkin.

O‘rtacha tezlikni topish uchun sarfni oqimning kesimiga bo‘lamiz, ya’ni

$$\vartheta=\frac{Q}{\omega}=\frac{p_1-p_2}{12\mu l}\frac{c^3 b}{cb}=\frac{p_1-p_2}{12\mu}c^2 \qquad (5.20)$$

(5.18) va (5.20) tenglamalarni o‘zaro taqqoslab, o‘rtacha tezlik bilan maksimal tezlik o‘rtasidagi bog‘lanishni topamiz: $\vartheta=\frac{2}{3}u_{max}$. Bundan ko‘rinadiki, ko‘rilayotgan holda maksimal tezlik o‘rtacha tezlikdan bir yarim marta katta ekan.

Tekis tirqishdan oqayotgan suyuqlik uchun gidravlik yo‘qotishni topamiz.

$$H_e=\frac{p_1-p_2}{\gamma}$$

(5.20) dan *(p_1-p_2)* ni o‘rtasha tezlik orqali quyidagicha ifodalab

$$p_1-p_2=\frac{12\mu l}{c^2}\vartheta.$$

uni gidravlik yo‘qotish formulasiga qo‘ysak, ushbu munosabat hosil bo‘ladi.

$$H_e=\frac{12\mu l}{\gamma c^2}\vartheta$$

Tirqishning gidravlik radiusi

$$R=\frac{\omega}{\chi}=\frac{lb}{2(c+b)}\approx\frac{c}{2}$$

bo‘lishni va Reynolds soni $R_e=\frac{\vartheta 4R}{\nu}$ ni nazarga olib, gidravlik yo‘qotishni quyidagicha yozamiz:

$$H_e=\frac{12\nu l}{gc^2}\vartheta=\frac{24l}{\frac{\vartheta 4R}{\nu}c}\frac{\vartheta^2}{2g}=\frac{96}{\mathrm{Re}}\frac{l}{\mathrm{Re}}\frac{\vartheta^2}{2g}. \qquad (5.21)$$

Agar silindrik quvurdagi laminar harakat tekshirilgandagi kabi

$$\lambda=\frac{96}{\mathrm{Re}} \qquad (5.22)$$

belgilashni kiritsak, ushbu munosabatni olamiz.

$$H_e=\lambda\frac{l}{4R}\frac{\vartheta^2}{2g} \qquad (5.23)$$

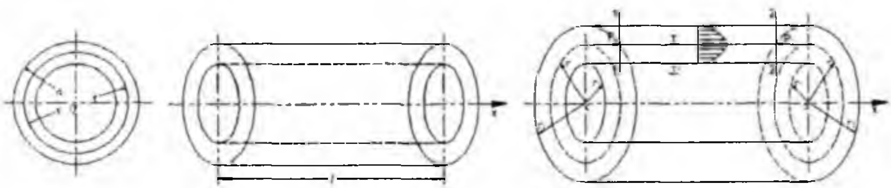
Oxirgi munosabatdan foydalanib gidravlik qiyalikni hisoblash formulasini olamiz.

$$J = \frac{H_e}{l} = \lambda \frac{l}{4R} \frac{\vartheta^2}{2g} \tag{5.24}$$

Bu olingan formulalar ma'lum hollarda kontsentrik halqasimon tirqishlardagi laminar harakat uchun ham qo'llanilishi mumkin.

Masalan, plunjerning diametri d_l tirqishning qalinligidan juda katta bo'lsa *(d_l>> c)*, plunjer bilan silindr orasidagi halqasimon tirqish uchun qo'llaniladi. Bu holda suyuqlik sarfini hisoblash uchun (5.19) dagi *b* o'rniga *d*ni qo'yish kerak. Ekstsentrik halqasimon tirqishlar uchun sarfini hisoblashda esa (5.19) dagi *b* o'rniga $\pi \frac{d_4 + d_2}{2} = \pi(d_1 + c)$ ni qo'yish kerak; bu yerda *e* – plunjer va silindr o'qlari orasidagi ekstsentrisitet. Agar tirqishning qalinligi plunjer diametriga yaqin miqdorlarda o'lchanadigan bo'lsa, u holda halqasimon tarqishdagi harakat uchun boshqacha formulalar chiqarish kerak bo'ladi.

Diametrlari d_l va d_2, uzunliklari *l* bo'lgan plunjer va silindr orasidagi tirqishda (5.5-rasm) laminar harakat qilayotgan suyuqlik oqimini tekshiramiz. Radiusi r_l va *r* bo'lgan ikki silindr orasidagi suyuqlik muvozanatini ko'ramiz.



5.5-rasm. Halqasimon tirqishda suyuqlikning laminar harakatiga doir chizma

1-1 kesim yuzasi bo'yicha Ox o'qi yo'nalishida

$$P_1 = p_1\pi(r^2 - r_1^2)$$

kuch, 2-2 kesim yuzasi bo'yicha

$$P_2 = p_2\pi(r_2 - r_1^2)$$

kuch ta'sir qiladi.

Ichki silindr sirti bo'yicha

$$T_1 = \tau_0 2\pi r_1 l$$

Tashqi silindr sirti bo'yicha esa

$$T_2 = \tau 2\pi r l = \mu \frac{du}{dr} 2\pi r l$$

kuchlar ta'sir qiladi. Bu holda avvalgi masaladagi kabi suyuqlik hajmining muvozanat sharti bo'yicha quyidagi tenglamani olamiz.

$$\frac{du}{dr}=-\frac{p_1-p_2}{2\mu l}\frac{r^2-r_1^2}{r}+\frac{\tau_0}{\mu r}$$

Suyuqlikning tezligi $r = r_1$ da nolga teng bo'ladi. Shuning uchun (5.25) tenglamaning chap tomonini O dan u gacha, o'ng tomonini r_1 dan r gacha integrallab, ushbu munosabatni olamiz.

$$u=-\frac{p_1-p_2}{4\mu l}\left[(r^2-r_1^2)-2\ln\frac{r}{r_1}\right]+\frac{\tau_0}{\mu}\ln\frac{r}{r_1}.$$

Silindrning sirtida $(r = r_2)$ ham tezlik nolga teng.
Shuning uchun

$$u=-\frac{p_1-p_2}{4\mu l}\left[(r_2^2-r_1^2)-2\ln\frac{r_2}{r_1}-2\ln\frac{r_2}{r_1}\right]+\frac{\tau_0}{\mu}\ln\frac{r_2}{r_1}$$

Bu tenglikdan $\frac{\tau_0}{\mu}$ ni topamiz.

$$\frac{\tau_0}{\mu}=\frac{p_1-p_2}{4\mu l}\left[(r_2^2-r_1^2)\frac{1}{\ln\frac{r_2}{r_1}}-2\right]$$

va (5.26) ga qo'yamiz. Shunday qilib, tezlikning kesim bo'yicha taqsimlanishi uchun ushbu munosabatni olamiz.

$$u=\frac{p_1-p_2}{4\mu l}\left[(r_2^2-r_1^2)\frac{\ln\frac{r}{r_1}}{\ln\frac{r_2}{r_1}}-(r^2-r_1^2)\right]$$

$r_2 - r_1 = c$ ning miqdori r_1 dan juda kichik bo'lganda bir qancha amallardan keyin (5.27) dan (5.17) ni keltirib chiqarish mumkin. Bu esa yuqorida aytilgan fikrlarni yana bir bor tasdiqlaydi. Halqasimon tirqishdan oqayotgan suyuqlikning maksimal tezligi avvalgidek tirqish balandligining o'rta qismiga to'g'ri kelmaydi. Maksimal tezlikni topish ancha murakkab bo'lgani uchun biz uni keltirmaymiz.

Halqasimon tirqishdan oqayotgan suyuqlikning sarfi quyidagicha hisoblanadi:

$$Q=2\pi\int_{r_1}^{r_2}urdr=\frac{p_1-p_2}{8\mu l}\pi(r_2^2-r_1^2)\left[r_2^2+r_1^2-\frac{r_2^2-r_1^2}{\ln\frac{r_2}{r_1}}\right] \qquad (5.28)$$

U holda o‘rtacha tezlikni topish uchun sarfni kesim $-\omega=\pi(r_2^2-r_1^2)$ga bo‘lamiz.

$$\vartheta=\frac{p_1-p_2}{8\mu l}(r_2+r_1^2)-\left(\frac{r_2^2-r_1^2}{\ln\frac{r_2}{r_1}}\right) \tag{5.29}$$

Gidravlik yo‘qotish esa quyidagicha hisoblanadi.

$$H_e=\frac{p_1-p_2}{\gamma}=\frac{8\nu l\ln\frac{r_2}{r_1}}{(r_2^2+r_1^2)\ln\frac{r_2}{r_1}-(r_2^2-r_1^2)}\frac{\vartheta}{g}.$$

Gidravlik radius

$$R=\frac{\omega}{\chi}=\frac{\pi(r_2^2-r_1^2)}{2\pi(r_2-r_1)}=\frac{r_2-r_1}{2}$$

Demak, Reynolds soni

$$\mathrm{Re}=\frac{\vartheta 4R}{\nu}=\frac{\vartheta 2(r_2-r_1)}{\nu}$$

Buni nazarda tutsak,

$$He=\frac{64(r_2^2-r_1^2)\ln\frac{r_2}{r_1}}{\mathrm{Re}\left[(r_2^2+r_1^2)\ln\frac{r_2}{r_1}-(r_2^2-r_1^2)\right]}\frac{l}{2(r_2-r_1)}\frac{\vartheta^2}{2g}$$

Avvalgi hollarda belgilashni kiritamiz.

$$\lambda=\frac{64}{\mathrm{Re}}\frac{(r_2^2-r_1^2)\ln\frac{r_2}{r_1}}{(r_2^2+r_1^2)\ln\frac{r_2}{r_1}-(r_2^2-r_1^2)}.$$

U holda

$$H_e=\lambda\frac{l}{2(r_2-r_1)}\frac{\vartheta^2}{2g} \tag{5.30}$$

Gidravlik nishablik uchun esa

$$J=\frac{H_e}{l}=\lambda\frac{1}{2(r_2-r_1)}\frac{\vartheta^2}{2g}. \tag{5.31}$$

Ekstsentrik halqasimon tirqishlar uchun hisoblash formulalari murakkab bo‘lgani uchun ularni ushbu kitobga kiritmadik.

5.5. Laminar oqimning maxsus turlari (o'zgaruvchan qovushqoqlik, obliteratsiya)

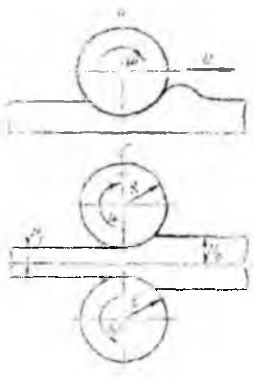
Mashinalar gidravlikasini yaratish rus olimlari A.A.Sablukov, V.A.Pusheshnikov, V.G. Shuxov va boshqalarning nomlari bilan bog'langan.

Gidrodinamikada mashinalarni moylash (boshqacha aytganda suyuqliklar yordamida qarshilikni kamaytirish) ustida ko'p olimlar ishlagan. Bu ishlarning asoschisi mashhur rus olimi N.P. Petrovdir. U o'z ishlarida moylash masalalarini hal etishda Nyuton gipotezasini qo'llash mumkin ekanligiga katta ahamiyat bergan edi. Petrov bu ishlarda sharchalarning podshipniklar o'rtasidagi harakatini bir o'qli silindrlar orasidagi laminar harakat masalasi sifatida ko'rish mumkin ekanligini ko'rsatdi. N.P. Petrov o'tkazgan juda ko'p tajribalar uning nazariyasini tasdiqlabgina qolmay, o'sha davrida mineral moylar harakatiga doir ko'pgina masalalarning hal etilishiga yordam beradi.

N.P. Petrov o'z nazariyasini yaratishda va tajribalarida podshipnik halqalari tez aylangani sari suyuqlik ularga oz-ozdan ta'sir qilib borishini ko'rsatdi. Bu ta'sir natijasida podshipnik ichki va tashqi halqalarning o'qi podshipnik o'qidan og'adi, lekin bu og'ish juda ham kam. Bu aytilganlarga asosan u moylovchi qavat uchun harakat tenglamasining soddalashtirilgan ko'rinishini keltirib chiqardi. Podshipnik halqalarining sezilarsiz darajada ekstsentrik joylashuvi qo'shimcha kuchlarni vujudga keltiradi va u valdagi zo'riqishlarni muvozanatlaydi. N.P. Petrov bu masalani ikki egri sirt orasidagi suyuqlik harakati sifatida ko'radi. Bu nazariyani davom ettirib N.E. Jukovskiy va S.A.Shapliginlar ship va podshipnikning ekstsentrik joylashgan holati nazariyasini yaratdilar.

Yuqorida keltirilgan ikki tekis sirtlar orasidagi tirqishda suyuqliklar harakatini N.P. Petrov yechgan masalaning juda soddalashtirilgan ko'rinishi deb qarash mumkin, lekin bu soddalashtirish shunchalik kuchliki, olingan natijalar podshnipnikdagi moyning harakatini ifodalab bera olmaydi.

N.P. Petrov nazariyasi boshqa bir qancha masalarni yechishga yordam beradi. Bularga qovushoq suyuqlikning yupqa qavati bilan qoplangan sirt ustida silindirning dumalashi (5.6-rasm) masalasi kiradi. Bu masalaning yechilish usuli qizdirilgan metallni prokatlash ishlarida ham qo'llaniladi. Bu holda tajribalar shuni ko'rsatadiki, qizdirib prokatlanayotgan metall juda qovushoq suyuqlikka o'xshash xossaga ega bo'ladi. Bu hodisani birinchi bo'lib I.V. Meshsherskiy tekshiradi. Uning yechimlari S.M. Targning monografiyasida keltirilgan.



5.6 -rasm. N.P. Petrov nazariyasini izohlashga oid rasm.

Avvalgi paragrafda keltirilgan tekis va silindrik sirtlar orasidagi tirqishda harakat qilayotgan suyuqlik harakati masalalari plunjerning silindr ichidagi harakatiga yana ham yaqinroq bo'lish uchun bu sirtlarning birini biror V tezlik bilan harakatlanayotgan deb qarash kerak bo'ladi. Bu masalalarning yuqorida keltirilgan yechimlarida yana bir narsa hisobga olinmagan. Pulunjer silindr ichida harakat qilgan vaqtida ishqalanish kuchining ta'sirida qizib ketishi mumkin. Natijada ikki silindr orasidagi tirqishda oqayotgan suyuqlik ham qiziydi. Bunday hodisa sharikli podshipniklarda ham bo'ladi. Moylovchi suyuqlik qizishi bilan uning qovushqoqlik koeffitsiyenti o'zgaradi. Biz qovushqoqlik koeffitsiyentining temperaturaga bog'liqligini kinematik qovushqoqlik koeffitsiyentiga bag'ishlangan paragrafda ko'rgan edik va temperatura ortishi bilan qovushqoqlikning kamayishi haqida to'xtalib o'tgan edik. Qovushqoqlikning temperaturaga bog'liqligi haqidagi masalalar akademik L.S. Leybenzon va akademik M.A. Mixeyevlar tomonidan yechilgan bo'lib, tirqishlarda suyuqlikning harakati qovushqoqlik koeffitsiyentining o'zgaruvchanligiga bog'liqligi hisobga olib ko'rilgan.

Qovushqoqlikning temperaturaga bog'liqligi suyuqlik tashqi muhit bilan issiqlik almashganda ishqalanish qarshiligining o'zgarishiga olib keladi. Agar tashqi muhit suyuqlikka qaraganda sovuqroq bo'lsa, uning tashqi muhitga issiqlik berishi natijasida suyuqlikning quvur devoriga yaqinroq qavatlarida qovushqoqlik ortadi. Natijada bu qavatlardagi harakatning sekinlanishi tezkor bo'ladi, bu esa tezlik gradiyentining kamayishiga olib keladi.

Tashqi muhit issiqroq bo'lsa, aksincha, suyuqlikning quvur devoriga yaqin qavatlari tashqaridan issiqlik olib, uning qovushqoqligi kamayadi. Natijada devor yonida tezlik gradiyenti ortadi.Shunday qilib, suyuqlik tashqi muhit bilan issiqlik almashgan hollarda uning qovushqoqligi quvur kesimi bo'yicha o'zgaruvchan bo'lib, tezlik taqsimoti ham o'zgarmas temperaturadagidan boshqacha bo'ladi. Xususan, qizdirishli oqim vaqtida yadrodagi tezlik ortib, tezlik taqsimoti chizig'i cho'ziqroq bo'ladi, aksincha, sovutishli oqimlar holida esa bu chiziq qisqaradi.

Laminar harakat issiqlik berish (sovutish) bilan amalga oshirilsa, temperatura o'zgarmagan holga qaraganda qarshilik ortadi, issiqlik kelishi (qizdirish) bilan amalga oshsa, qarshilik kamayadi. Bu yuqorida aytilganidek, quvur devori atrofida qovushqoqlik o'rtacha qovishqoqlikka qaraganda kam bo'lishi natijasida yuz beradi. Bu holda ishqalanish qarshiligi koeffitsiyenti uchun, amaliy hisoblashlarda, taqribiy formulalardan foydalaniladi:

$$\lambda = \frac{64}{Re}\sqrt{\frac{\nu_g}{\nu_s}},$$

bu yerda Re – o'rtacha qovushqoqlik uchun hisoblangan Reynolds soni ν_g - quvur devori yonidagi suyuqlikning qovushqoqligi, ν_s – suyuqlikning o'rtacha qovushoqligi. Aniqroq hisoblashlar uchun akad. M.A. Mixeyevning kichik Reynolds sonlari bilan hisoblashga chiqargan formulasidan foydalanish mumkin.

Ikki sirt orasidagi tor tirqishda suyuqlik harakat qilayotgan vaqtda qattiq jism va suyuqlik chegarasida molekulalararo o'zaro ta'sir kuchi natijasida, qutblangan suyuqlik molekulalarning adsorbtsiyalanish hodisasi vujudga keladi. Natijada devorlar sirtida, siljituvchi kuchga qarshi ma'lum qattiqlik va mustahkamlik xususiyatiga ega bo'lgan, harakatsiz suyuqlik qavati hosil bo'ladi. Bu esa tirqish harakat kesimining kichrayishiga sabab bo'ladi. Tirqishning bunday kichrayish hodisasi obliteratsiya deyiladi.

Obliteratsiya qavati cheklangan bo'lib, tirqish devoridan uzoqlashgan sari uning mustahkamligi kamayib boradi, molekulalar orasidagi bog'lanish susayib, suyuqlik zarrachalari qavat sirtidan ajraladi va harakatga keladi.

Obliteratsiya intensivligi suyuqlikning turiga, tirqishdagi bosimning kamayib borishiga va boshqa sabablarga bog'liq. Bosim kamayishi ortsa, bu hodisa kuchayadi. Molekular tarkibi murakkab bo'lgan moylarda obliteratsiya hodisasi kuchliroq bo'ladi. Bunday moylarga gidrouzatmalarda ishlatiladigan neft moylari kiradi. Obliteratsiya qavati juda yupqa (odatda, bir necha mikrondan oshmaydi) bo'lishiga qaramay, juda tor (kapillyar) tirqishlarida uning ko'ndalang kesimining anchagina qismini egallab oladi. Natijada tirqishning qarshiligi ortadi va tirqishdagi suyuqlikning sarfi kamayadi.

Bu hodisa suyuqlikning ifloslanganligiga ham bog'liq bo'lib, uni ifloslovchi modda zarrachalari tirqish o'lchamlariga yaqin bo'lsa, obliteratsiya tezroq bo'ladi. Lekin suyuqlikning ifloslanganligi obliteratsiya hodisasida asosiy faktor bo'la olmaydi. Masalan, juda yaxshi tozalangan distillangan suv va benzinda obliteratsiya bo'lmaydi, ammo juda yaxshi tozalangan AMG-10 moyi 10 mikronli tirqishdan qisqa vaqt oqishi bilan tirqish butunlay bekilib qoladi.

Odatda, juda kichik tirqishlarda (o'lchami 6-8 mk) obliteratsiya hodisasi tirqishni butunlay berkitib qo'yishi mumkin.

V bob bo'yicha nazorat savollari

1. Laminar harakat ta'rifini keltiring.
2. Laminar harakatdagi gidravlik qarshilaklar.
3. Reynolds tajribalari.
4. Laminar oqimning maxsus turlari
5. Oqimning boshlang'ich bo'lagi.