

Urganch Davlat universiteti Magistratura bo'limi Matematika mutaxassisligi
2-kurs magistranti Xo'jatov Nurbekning "Yirik arterial tomirlarda puls
to'lqinlarining tarqalishini matematik modellashirish" mavzusidagi magistrlik
dissertatsiyasiga

TAQRIZ

Hozirgi davrga kelib yurak va arterial qon tomirlari deformatsiyasi va ularda qonning pulsli harakati sohasida yetarli darajada ma'lumotlar to'plami shakllandi. Buning natijasida yangi fan biomexanika fani vujudga keldi. Biomexanika fanining asosiy yo'nalishlaridan biri bo'lgan katta qon aylanish va kichik qon aylanish doiralari sohasidagi tadqiqotlarning olib borilishi, tibbiyot sohasidagi ko'plab muammolarni yechishda va yurak-qon tomir kasalliklarini davolashda muhim rol o'ynaydi. Ayniqsa, yurak qisqarishi va kengayishidagi yurak miokardasining ishlash mexanizmi hozirgi zomonning eng dolzarb muommolaridan biri bo'lib qolmoqda.

Yurak muskullarining bu qadar tekshirilishining asosiy sabablaridan biri hozirgi vaqtga kelib, yurak-qon tomir kasalliklari bilan aziyat chekayotganlar sonining kundan-kunga oshib borishidadir. Bunga asosiy sabab yurak faoliyatidagi nuqsonlar bo'lib, uning tub ildizi yurak qisqarishidagi yetishmovchiliklarga olib keladi. Yirik qon tomirlari va yurak qorinchalari ichida qonning tarkiblanishini hisobga olgan holda, uning reologik modelini tuzish masalasi hozirgacha o'z yechimini topmagan masalalardan biri hisoblanadi. Shu boisdan bu ilmiy ishda qaralayotgan masala dolzarb ahamiyatga ega hisobdanadi.

Qon tarkibi, tuzilishi va uning reologik modelini tuzish nuqtai nazardan taxlil qilinadi. Qon tarkibi murakkab suyuqlikdan iborat bo'lganligi sababli, uni ikki fazoli muhit sifatida qarash maqsadga muvofiqligi ilgari suriladi. Buni hisobga olgan holda, bu ilmiy ishda qonning reologik modeli o'zaro kirishuvchi ikki fazoli gomogen va geterogen muhitlar sifatida tuziladi. Tuzilgan reologik model asosida yurakdan qonning haydalish masalasi yechilib, uning Nyuton modeli asosida aniqlangan natijalardan farq qilishi ko'rsatiladi. Ayniqsa patologik holatda qonning

tabaqalanishi sezilarli darajada o'zgaruvchan bo'lganligi sababli uning normal holatdagi harakatining, patologik holatlardagi harakatidan, chetlashish hollari aniqlanadi. Buning natijasida kelib chiqadigan kasallik sabablari biomexanik nuqtai nazardan asoslanadi. Ushbu magistrlik dissertatsiyasi yuqori matematik saviyada yozilgan, keltirilgan fikrlar qat'iy matematik isbotlarga ega. Xo'jatov Nurbek Jumaboyevichning magistrlik dissertatsiyasi O'zbekiston Respublikasi Oliy va O'rta Maxsus Ta'lim Vazirligi tomonidan magistrlik dissertatsiyalariga qo'yilgan barcha talablarni qanoatlantiradi.

Xo'jatov Nurbek Jumaboyevichning «Yirik arterial tomirlarda puls to'lqinlarining tarqalishini matematik modellash tirish» mavzusidagi magistrlik dissertatsiyasini Davlat attestatsiya komissiyasi oldida himoya qilishga tavsiya qilaman va muvaffaqiyatli himoyadan keyin magistrantni 5A130101-«Matematika (yo'nalishlar bo'yicha)» mutaxassislik bo'yicha matematika magistri akademik darajasiga loyiq deb bilaman.

Taqrizchi:

dots. Davletov I.



Urganch Davlat universiteti Magistratura bo'limi Matematika mutaxassisligi 2-kurs magistranti Xo'jatov Nurbekning "Yirik arterial tomirlarda puls to'lqinlarining tarqalishini matematik modellash" mavzusidagi magistrlik dissertatsiyasiga
ICHKI TAQRIZ

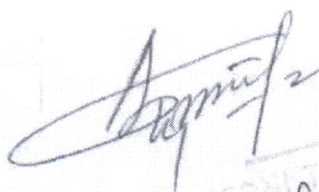
Hozirgi davrga kelib yurak va arterial qon tomirlari deformatsiyasi va ularda qonning pulsli harakati sohasida yetarli darajada ma'lumotlar to'plami shakllandi. Buning natijasida yangi fan biomexanika fani vujudga keldi. Biomexanika fanining asosiy yo'nalishlaridan biri bo'lgan katta qon aylanish va kichik qon aylanish doiralari sohasidagi tadqiqotlarning olib borilishi, tibbiyot sohasidagi ko'plab muammolarni yechishda va yurak qon tomir kasalliklarini davolashda muhim rol o'ynaydi. Ayniqsa, yurak qisqarishi va kengayishidagi yurak miokardasining ishlash mexanizmi hozirgi zamonning eng dolzarb muommolaridan biri bo'lib qolmoqda.

Yurak muskullarining bu qadar tekshirilishining asosiy sabablaridan biri hozirgi vaqtga kelib, yurak—qon tomir kasalliklari bilan aziyat chekayotganlar sonining kundan-kunga oshib borishidadir. Bunga asosiy sabab yurak faoliyatidagi nuqsonlar bo'lib, uning tub ildizi yurak qisqarishidagi yetishmovchiliklarga olib keladi. Yirik qon tomirlari va yurak qorinchalari ichida qonning tarkiblanishini hisobga olgan holda, uning reologik modelini tuzish masalasi hozirgacha o'z yechimini topmagan masalalardan biri hisoblanadi. Shu boisdan bu ilmiy ishda qaralayotgan masala dolzarb ahamiyatga ega hisobdanadi.

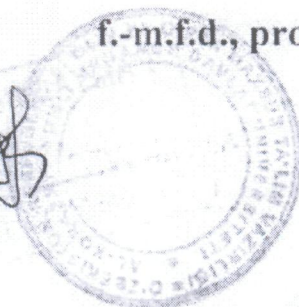
Ushbu magistrlik dissertatsiyasi yuqori matematik saviyada yozilgan, keltirilgan fikrlar qat'iy matematik isbotlarga ega. Xo'jatov Nurbek Jumaboyevichning magistrlik dissertatsiyasi O'zbekiston Respublikasi Oliy va O'rta Maxsus Ta'lim Vazirligi tomonidan magistrlik dissertatsiyalariga qo'yilgan barcha talablarni qanoatlantiradi.

Xo'jatov Nurbek Jumaboyevichning «Yirik arterial tomirlarda puls to'lqinlarining tarqalishini matematik modellash» mavzusidagi magistrlik dissertatsiyasini Davlat attestatsiya komissiyasi oldida himoya qilishga tavsiya qilaman.

Taqrizchi:



f.-m.f.d., prof. A.B.Hasanov



O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI OLIY VA O'RTA MAXSUS TA'LIM VAZIRLIGI

AL XORAZMIY NOMLI URGANCH DAVLAT UNIVERSITETI

Qo'l yozma huquqida

UDK

Xo'jatov Nurbek Jumaboyevich

Mutaxassislik: 5A 130101-"Matematik tahlil"

Yirik arterial tomirlarda puls to'lqinlarining tarqalishini matematik
modellashtirish

Magistr akademik darajasini olish uchun yozilgan dissertatsiya

Ilmiy raxbar

 F.m.f.d Navruzov Q.

Urganch 2014



Mundarija

Kirish.....	3
I-BOB. ARTERIAL TOMIRNING TUZILISHI VA UNING ISHLASH MEXANIZMI.....	6
1. Yurak va arterial tomirning tarkibiy-anatomik tuzilishi haqida umumiy ma'lumotlar.....	6
2. Arterial tomiradagi qonning harakatlanish jarayonini matematik modellashtirish..	15
I bob bo'yicha xulosa.....	23
II-BOB. ARTERIAL TOMIRLARNING DEFORMATSIYALANISH XUSUSIYATLARI VA ULARNING MATEMATIK MODELLARI.....	24
1. Arterial tomir deformatsiyalarining matematik modelini uzliksiz muhitlar dinamikasining chiziqsiz tenglamalari orqali ifodalash.....	24
2. Arterial tomirlar ichidagi qonning pulsi harakatini matematik modellashtirish....	28
II bob bo'yicha xulosa.....	42
III-BOB. ARTERIAL TOMIRDA QONNING HARAKATINI MATEMATIK MODELLARI VA UNING TOMIR ICHIDAGI HARAKATI.....	43
1. Devorlari deformatstsiyalanadigan yirik arterial qon tomirlarda qonning pulsi harakatini matematik modellashtirish.....	43
2. Qonning Arterial tomirlarda pulsatsion harakat tenglamalarini yechish.....	53
3. Qonning arterial tomirlarda barqaror bo'lmagan harakat tenglamalarini yechish.	61
III bob bo'yicha xulosa.....	72
Xulosa.....	73
Foydalanilgan adabiyotlar.....	75

KIRISH

Dissertatsiyaning umumiy tavsifi, mavzuning dolzarbligi.

Biomexanikada arterial tomirlardagi puls to'liqlarini tarqalish muommolarini xal qilish xozirgi zamonning eng dolzarb muommalaridan biri hisoblanadi. Arterial tizimdagi qonning xarakatini matematik modellashtirish asosan yurakdan otilib chqayotgan qonning davriy ravishda bo'lishidan tizimda pulsli oqim vujudga kelishini taminlaydi. Oqimning pulsli bo'lishi elastic tomirdagi tomir devorlarining deformatsiyalanishiga olib keladi. Buning natijasida arterial sistemada puls to'liqlarini vujudga kelishini sodir qiladi. To'liqlarning xosil bo'lishi birinchi navbatda yurakdan otilib chqayotgan qonning davriyligiga ikkinchi navbatda tomir devorlarining elastikligiga bog'liq bo'ladi. Bundan tashqari puls to'liqlarini tarqalishi tomirlarda xarakat qilayotgan qonning tarkibiy tuzilishiga bog'liqdir. Ayniqsa qonning zichligiga yopishqoqlik kaifisientiga, harakatni vujudga keltirayotgan bosim gradientiga, kuchlanish tenzoriga, tezliklarning taqsimlanishiga va boshqa gidrodinamik parametrlarga bog'liqdir.

Birinchi bo'lib tomirlardagi qonning pulsli oqimini Grameko.I.S matematik modellashtirib elastic tomirdagi suyuqlikning to'liqlinsimon harakati natijasida natijasida vujudga keluvchi to'liqlinning tarqalish tezligi masalasini yechgan va buning natijasida elastic tomirlardagi puls to'liqlarini tarqalishi tezligini aniqlovchi formulalar taklif qilgan keinchalik esa bir nercha xorijiy va yurtimiz olimlari tomonidan bu muommaga bag'ishlangan bir nechta tadqiqot ishlarini ko'rish mumkin. Bu olimlar o'zlarining tadqiqot ishlarida arterial tomirning xar xil ko'rinishlarini tadbic qilishgan jumladan tomirning yupqa devorli, qalin devorli hususiyatlarini etiborga olib puls to'liqlarini tarqalishi tezligini aniqlab yupqa va qalin devorlarnig elastiklik hususiyatiga puls to'liqlarining bog'lanishi yetarli darajada emaslikini aniqlaganlar. puls to'liqlarini tarqalishi

tezligini umuman olganda qonning tarkibiy tuzilishiga ya'ni uning dinamik va kinematik yopishqoqligiga, qonning pulsli oqim chastatasiga va uning radiusiga bog'liqligini ko'rish mumkin. Arterial tizimdagi puls to'lqinlarini tarqalishi tezligini aniqlash natijasida tomirning elastiklik hususiyatini baxolash mumkin. Bu esa o'z navbatida ba'zi bir arterial tomirlar bilan bog'liq bo'lgan kasalliklarning vujudga kelishini tashxislash metodlarini yaratadi. Shu nuqtai nazardan ushbu magistrlik dissertatsiyasida hal qilmoqchi bo'lgan muommolar davrimizning eng actual masalalaridan biri hisoblanadi. Shu sababdan biz ushbu magistrlik dissertatsiyasida qonning pulsli oqimi natijasida vujudga keladigan puls to'lqinlarining arterial tomirlardagi tarqalish tezligini va boshqa r bilan bog'liq bo'lgan gidro va gemodinamik parametrlarni aniqlashga qaratiladi.

Dissertatsiya ishining maqsadi. Arterial tomir tizimidagi qonning pulsli harakati natijasida puls to'lqinlarining tarqalish hususiyatlarini o'rganishdan iborat bo'lib bunda puls to'lqinlarining tomirlardagi tarqalish tezligini uning devorlari deformatsiyasiga, qonning tarkibiga tuzilishiga qarab turib bu kattaliklarning puls to'lqinlarining tarqalishiga ta'sirini o'rganishdan iboratdir.

Dissertatsiya ishining vazifalari. Arterial tizimdagi puls to'lqinlarini tarqalishi tezligini aniqlash natijasida tomirning elastiklik hususiyatini baxolashdan iboratdir.

Dissertatsiyaning tadqiqot ob'ekti. Arterial tomirlardagi qonning harakatini gidrodinamik va gemodinamik nuqtayi nazardan tekshirish.

Dissertatsiyaning tadqiqot predmeti. Biomexanik tadqiqot masalalarini yechishda matematik fizika differensial tenglamalar metodlarini qo'llashdan iboratdir.

Dissertatsiyaning tadqiqot usullari. Differensial tenglamalar sistemasini laplas va furee almashtirishlari yordamida yechish usullaridan iboratdir

Dissertatsiya tuzilishi va tarkibi. Ushbu magistrlik dissertatsiyasi kirish, 3 ta bob, 8 ta paragraf va foydolanilgan adabiyotlardan iborat.

Bajarilgan ishning asosiy natijalari. Arterial tomirlardagi qonning pulsli harakatini matematik modellash natijasida qo'yilgan masalalar differensial tenglamalar shaklida va differensial tenglamalar sistemasi ko'rinishida aks ettiriladi. Differensial tenglamalarni yechish uchun qonning arterial tomirdagi harakatini aniqlashda chegaraviy va boshlang'ich shartlar aniqlanadi. Tenglamalar sistemasining berilgan boshlang'ich va chegaraviy shartlarda matematik fizikaning metodlari asosida yechim olingan. Yechim natijalari sifatida qonning tomirdagi tezliklari posim gradientlari suyuqlik sarflari va boshqa gidrodinamik kattaliklari aniqlangan. Bu aniqlangan kattaliklar yordamida arterial tomirdagi puls to'lqinlarining tarqalish tezliklari aniqlangan. Puls to'lqinlarining tarqalish tezligining tomir elastikligiga tomir qalinligiga qonning zichligiga va tomirning radiusiga bog'liqligi aniqlanib bu formula yordamida ko'pchilik kasalliklarda uchraydigan tomirning qattiqligini aniqlash usullari berilgan.

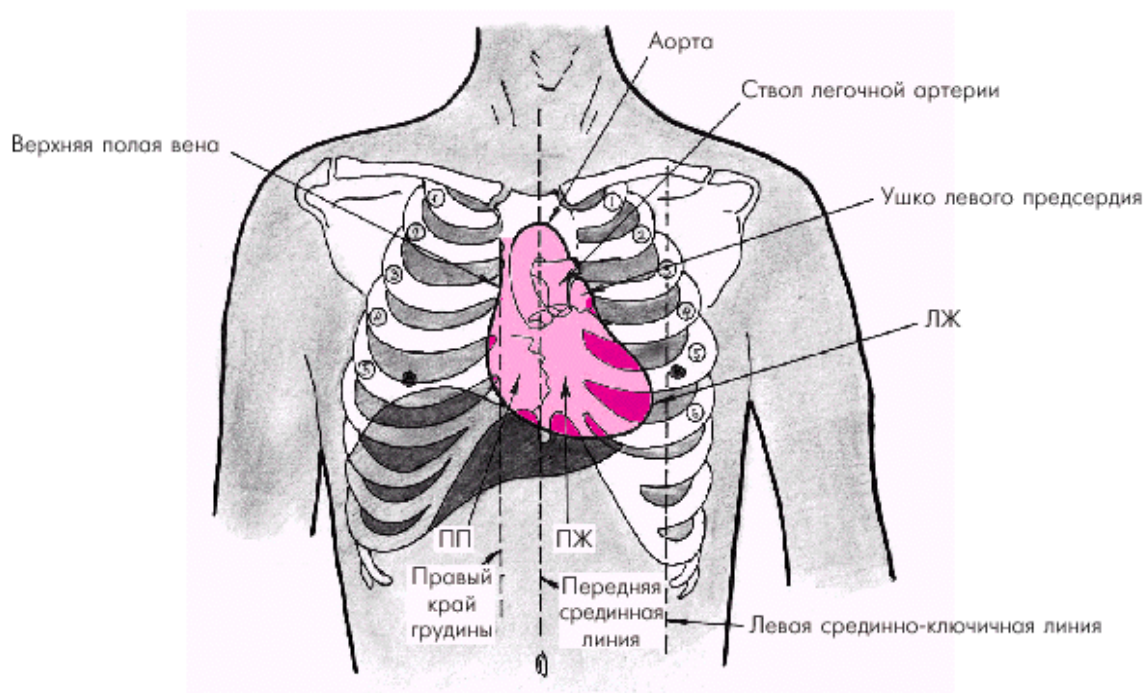
Dissertatsiya natijalarining amaliy ahamiyati va tadbiqu. Dissertatsiyada olingan natijalar tibbiyotning kardiologiya sohasida keng qo'llaniladi jumladan ishimik epyurtonik va boshqa shunga o'xshash arterial stenozasi kasalliklarini tashxos qo'yishda va ularni davolashda yangi biomexanik usullar sifatida amalga oshiriladi.

Dissertatsiya natijalarining ilmiy jihatdan yangilik darajasi. Dissertatsiyada olingan natijalarning barchasi ilmiy nuqtai nazardan yangi natijalardan iborat bo'lib puls to'lqinlarining tarqalish tezliklarini aniqlash formulalari oldindan ma'lum bolmagan formulalardan iborat bo'lib bu formulalar differensial tenglamalarni yechish natijasida hosil qilingan nazariy formulalardan iboratdir. Bundan tashqari dissertatsiyada tadqiq qilingan devor deformatsiyasini elastic yopishqoq hususiyatda qarash yangi qo'yilgan masala sifatida tasvirlanadi.

I-BOB. YURAK VA ARTERIAL TOMIRNING TUZILISHI VA UNING ISHLASH MEXANIZMI.

1. Arterial tomirning tarkibiy-anatomik tuzilishi haqida umumiy ma'lumotlar

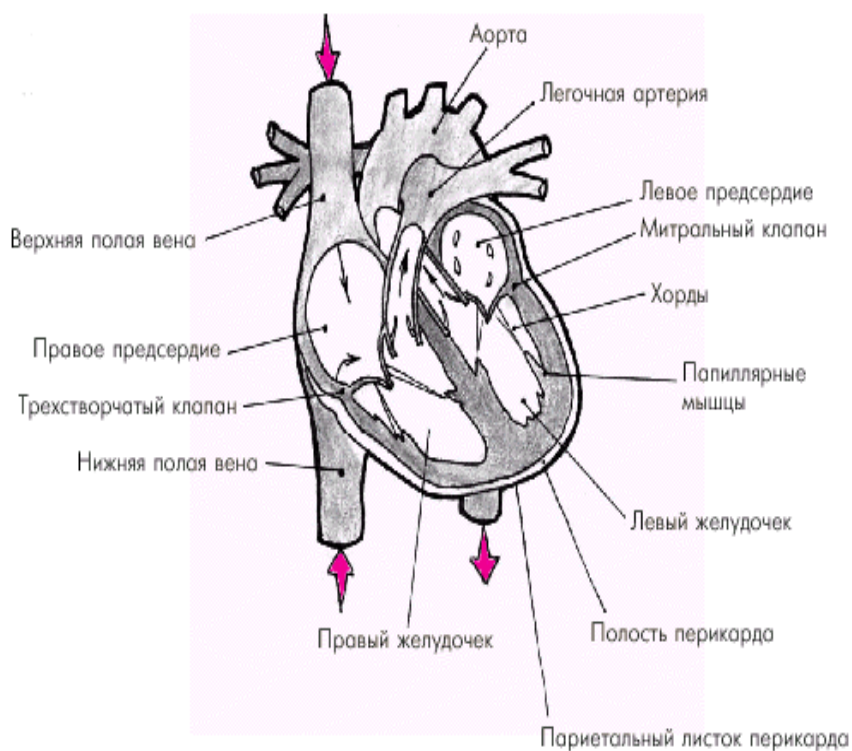
Yurak qon aylanish sistemasining markaziy qismi bo'lib, muskullardan tashkil topgan g'ovak organdir. Har bir odam yuragining hajmi mushtiga yaqin bo'ladi. Jismoniy mehnat va sport bilan shug'ullanuvchi kishilarda yurakning muskullari yaxshi rivojlanib, uning hajmi boshqalar yuragining hajmiga nisbatan kattaroq bo'ladi. Yurakning massasi taxminan erkaklarda 220-300 g gacha, ayollarda esa 180-220 g gacha bo'ladi.



1-рasm. Odam ko'krak qismida yurakning va yirik qon tomirlarining joylashishi.

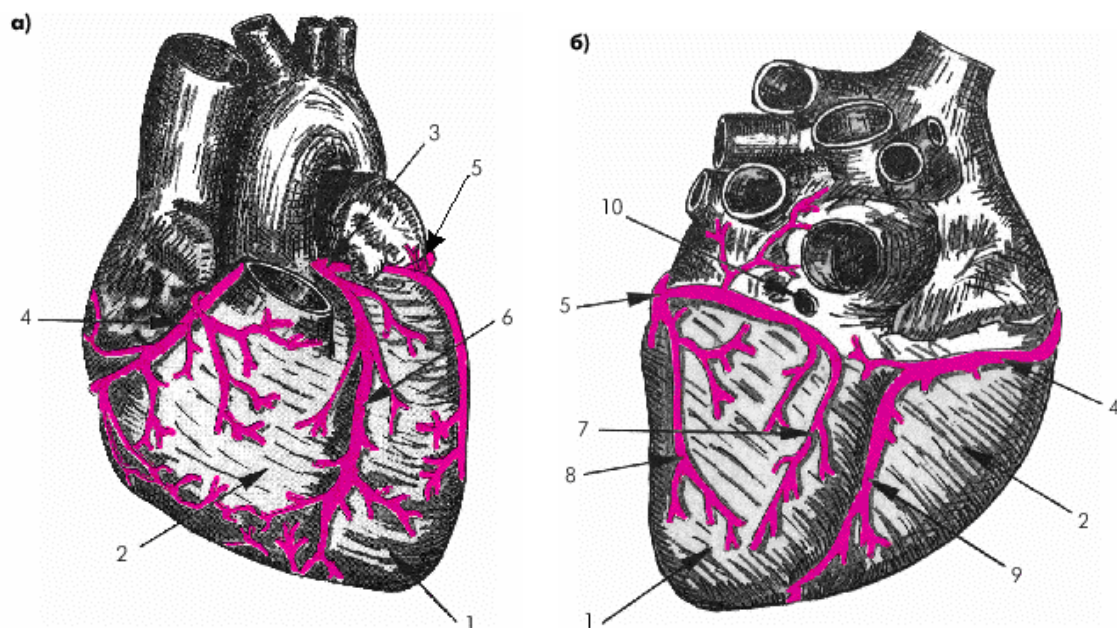
Yurak ko'krak qafasida to'sh suyagining orqasida, ikkala o'pkaning o'rtasida joylashgan bo'lib, uning ko'proq qismi ko'krak bo'shlig'ining chap tomonida turadi.

U orqa tomonidan qiziloʻngach va aorta qon tomirining pastga tushuvchi qismi orqali umurtqa pogʻonasidan, pastki tomonidan diafragma orqali qorin boʻshligʻidan ajralib turadi. Yurak devori uch qavatdan: ichki endokard, oʻrta muskul yaʼni miokard va tashqi perikarddan iborat. Tashqi pardasi perikard ikki qavat boʻlib, ichki qavati yurak muskuliga yopishib turadi, u epikard deb ataladi. Tashqi qavati xalta sifatida yurakni oʻrab turadi. Ikkala qavat oʻrtasidagi boʻshliqda suyuqlik boʻlib, yurakning qisqarish va kengayish harakatlariga qulaylik tugʻdiradi. Yurak toʻrt kameradan tashkil topgan: oʻng va chap boʻlmacha, oʻng va chap qorincha. Boʻlmachalarning devori yupqaroq, qorinchalar, ayniqsa chap qorinchaning devori qalin boʻladi, chunki chap qorincha aorta qon tomiriga yuqori bosim bilan qon haydab katta qon aylanish doirasi orqali tananing hamma aʼzo va toʻqimalarini arteriya qoni bilan taʼminlaydi.



**2-rasm Yurak qorinchalari va yirik qon
tomirlarning sxematik koʻrinishi.**

Yurakda to'rtta klapan (qopqoq) bo'lib, chap bo'lmacha bilan chap qorincha o'rtasida ikki tavaqali klapan, o'ng bo'lmacha bilan o'ng qorincha o'rtasida uch tavaqali klapan, chap qorincha bilan aorta qon tomiri o'rtasida hamda o'ng qorincha bilan o'pka arteriyasi o'rtasida yarimoysimon klapanlar joylashgan. Yurak klapanlari shunday tuzilganki, ular orqali qon faqat bir tomonga harakatlanadi, ya'ni qon bo'lmachalardan qorinchalarga, ulardan esa aorta va o'pka artetiylariga tomon harakatlanadi. Yurak yuqorida aytilganidek, qon aylanish sistemasining markaziy organi bo'lib, u nasos singari qon tomirlardagi qonni to'xtovsiz harakatlantiradi va tananing hamma organlari, to'qimalari va hujayralarini oziq moddalar va kislorod bilan ta'minlaydi. Uning kameralari orqali bir minutda katta odamda 5,5 l. qon o'tadi.

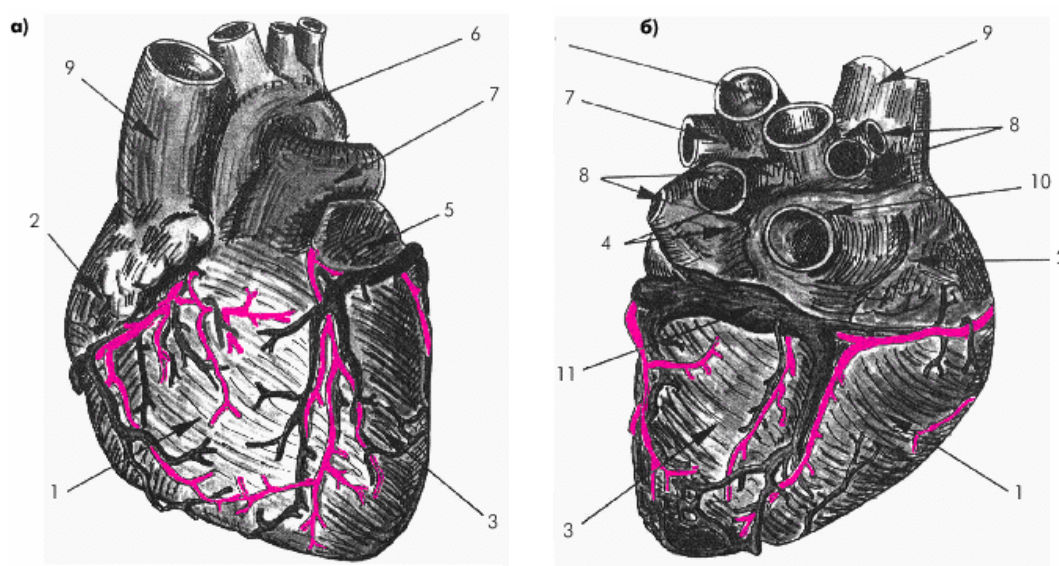


3-rasm. Yurak kronar(toj) artarialarining joylashishi

a — old tomonidan, b — orqa tomonidan . 1 — chap qorincha; 2 — o'ng qorincha; 3 — chap koronarnaya arteriya (CHKA); 4 — o'ng koronarnaya arteriya; 5 — CHKA egiluchi tarmog'i; 6 — CHKA qorin oralig'i to'sig'ining old tarmog'i ; 7, 8 — Egiluchi tarmoqning orqa tomoni tarmog'i; 9 — o'ng koronarnaya arteriyaning orqa egiluvchi tarmog'i; 10 —koronar sinus.

Yurak muskullari ikkita maxsus tojsimon (koronar) arteriya orqali qon bilan ta'minlanadi. Bu tomirlar aortaning boshlang'ich qismidan ajralib, yurak muskullari orasiga kiradi. Arteriya tomirlaridagi qon yurak muskullarini oziq moddalar va kislorod bilan ta'minlab, vena qoniga aylanadi, ikkita yurak venasini hosil qilib yurakning o'ng bo'lmachasiga quyiladi. Katta yoshli odamda tinch holatda yurakning tojsimon arteriyasi orqali bir minutda 200-250 ml qon yurak muskullariga boradi. Jismoniy mashq bajarganda esa bu qonning miqdori 800-1000 ml gacha ortadi. Bir kecha-kunduzda tojsimon arteriyalar orqali 500 l qon yurak muskullaridan oqib o'tadi.

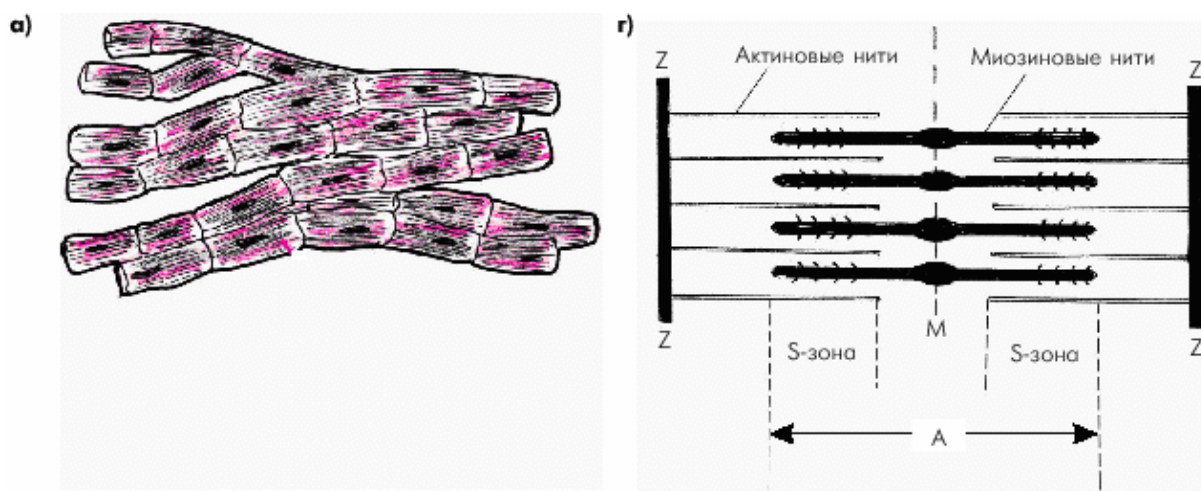
Yurakning asosiy ishi nasos singari vena qon tomirlaridagi qonni so'rib, arteriya qon tomirlariga o'tkazishdan iborat. Yurakning bu ishi uning bo'lmacha va qorinchalari devoridagi muskullarning ritmik ravishda qisqarishi va kengayishi orqali amalga oshiriladi. Bo'lmacha va qorinchalar muskullarining qisqarishi sistola, kengayishi diastola deb ataladi. Yurakning bo'lmacha va qorinchalarining bir marta qisqarib-bo'shashishi yurakning bir ish sikli deb yuritiladi.



4-rasm. Yurakning sxemaik ko'rinishi, oldidan va orqa tomonidan

a — old tomonidan, b — orqa tomonidan 1 — o'ng qorincha; 2 — o'ng bo'lmacha; 3 — chap qorincha; 4 chap bo'lmacha; 5 — chap bo'lmacha quloqchasi; 6 — aorta; 7 — o'pka arteriyasi; 8 — o'ng va chap o'pka venalari; 9 — yuqori yirik vena; 10 — pastki yirik vena; 11 — koronar (toj) sinus.

Katta odam tinch holatida bo'lganda uning yuragi bir minutda 70-72 marta qisqarab- kengayadi, uning har bir qisqarib kengayishidan bitta puls hosil bo'ladi. Shunday qilib, yurak bir minutda 70-72 marta ish siklini bajaradi. Uning har bir ish sikliga 0,8 sekund vaqt sarflanadi. Yurakning ikkala bo'lmachasi bir vaqtda 0,1 sek davomida qisqaradi, bu vaqtda ulardagi qon qorinchalarga o'tadi. So'ngra yurak bo'lmachalari 0,7 sekund davomida bo'shashadi. Bu vaqtda qorinchalar 0,3 sek davomida qisqarib, o'ng qorinchadagi qon o'pka arteriyasiga, chap qorinchadagi qon aortaga o'tadi. So'ngra qorinchalar bo'shashib, 0,5 sek davomida kengayish holatida bo'ladi.



5-rasm. Kardiomiotsit tuzilishi

a — funksional holati; b — miofibrilldan tuzilgan kardiomiotsit;

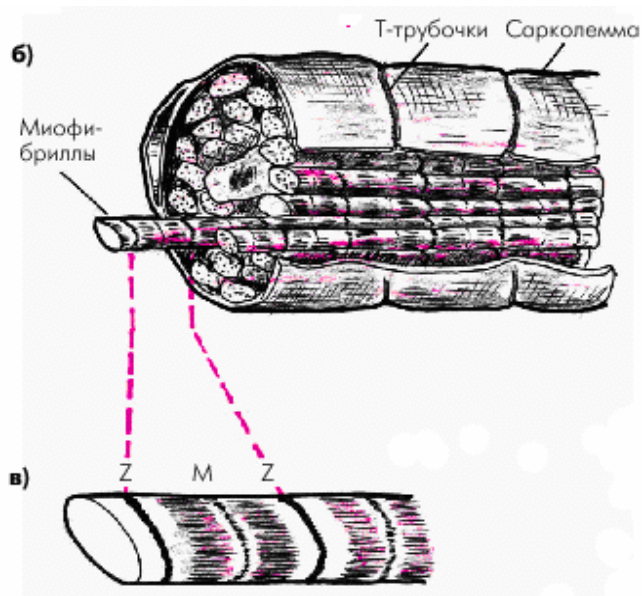
Yurakning diastolik va sistolik hajmining farqi, yurakdan siqib chiqarilgan qon miqdoriga teng bo'lad. Yurak qorinchalari har bir qisqarganida 70-80 ml qonni arteriya tomirlariga chiqaradi. Bu yurakning sistolik hajmi deb ataladi. Tinch turgan holatda katta odamning yuragi bir minutda 65-75 marta qisqarib-kengayadi. Har bir

qisqarganida undan chiqarilgan qon miqdori uning bir minutda qisqarib-kengayishi soniga ko'paytirilsa, yurakning minutlik ish hajmi kelib chiqadi. Masalan, bir marta qisqarganda o'rtacha 75 ml qon chiqarilsa, uni bir minutdagi qisqarib-kengayish soniga, ya'ni 75 ga ko'paytirilsa, yurakning minutlik ish hajmi kelib chiqadi. U taxminan 5.5 l ga teng ($75 \text{ ml} \times 72.5 \text{ marta} = 5.4 \text{ l}$). Jismoniy mehnat, sport mashqlari bajarganda yurakning qisqarib-kengayish soni mashg'ulotning sekin yoki tez bajarilishiga ko'ra bir minutda 100 martadan 200 martagacha ko'payishi mumkin. Demak, uning minutlik ish hajmi ham tinch holatdagiga nisbatan 1,5-3 marta ortishi mumkin. Jismoniy mehnatda chiniqqan sportchilarda mashq bajargan vaqtda yurakning sistolik hajmi 65-70 ml o'rniga 100-150 ml gacha ortadi va bir minutda yurakning qisqarib-kengayish soni 150-200 martaga etadi, ya'ni bunda yurakning minutlik hajmi 15-25 l gacha ortishi mumkin. Agar baqa yoki boshqa biror hayvonning yuragini tanasidan ajratib olib, fiziologik eritmaga solib qo'yilsa, u tanadan va nerv sistemasidan ajratilganligiga qaramay, ma'lum vaqt davomida qisqarib-kengayib ishlab turadi. Yurakning o'z-o'zidan bunday ishlash xususiyati yurak avtomatizatsiyasi deb ataladi. Odam tanasidagi boshqa organlarning birortasi bunday xususiyatga ega emas.

Yurak avtomatizatsiyasini, uning muskullari orasida joylashgan maxsus nerv-muskul tuzilmalari (tugunlari) ta'minlaydi. Yurak o'ng bo'lmachasining g'ovak venalari quyiladigan joydagi muskullar orasida Keys-Flyak nerv tugunchasi bo'lib, undagi qo'zg'alish o'ng va chap bo'lmacha muskullari tolalariga tarqalib, ularni qo'zg'atadi va qisqartiradi. So'ngra qisqarish bo'lmacha muskullaridan o'ng bo'lmacha va o'ng qorincha o'rtasida joylashgan Ashoff-Tovar nerv tuguniga o'tadi, uning qo'zg'alishi Giss nerv tolasi va Purkine tolachalari orqali o'ng va chap qorincha muskullariga tarqalib, ularni qisqartiradi.

Odam tanasida qon juda ko'p yirik va mayda qon tomirlar bo'ylab harakatlanadi. Bu qon tomirlar ikkita yopiq, ya'ni katta va kichik qon aylanish

doirasini hosil qiladi. Bu qon aylanish doiralarining ikkalasi ham yurakdan boshlanadi va yurakda tugaydi.

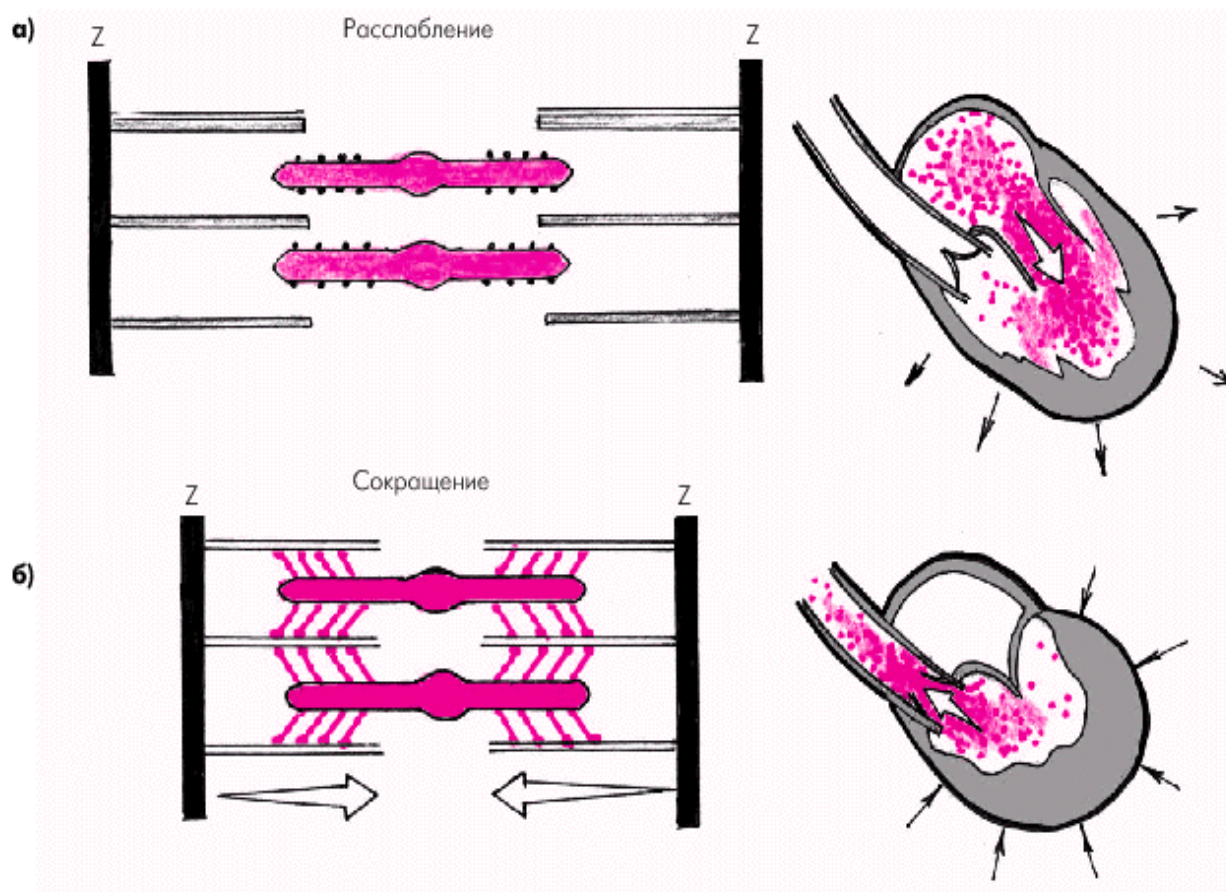


6-rasm. в — sarkomer; г —sarkomer tuzilishi (sxemasi).

Katta qon aylanish doirasi yurakning chap qorinchasidan chiquvchi klapan orkali o'tib, u eng katta arteriya qon tomiri - aortadan boshlanadi. Aorta oldin yuqoriga yo'nalib, ravoq hosil qiladi, so'ngra umurtqa pog'onasi bo'ylab pastga ko'krak va qorin bo'shlig'i tomon yo'naladi. Uning ravoq qismining o'ng tomonidan nomsiz arteriya chiqib, ikkiga: o'ng umumiy uyqu arteriyasi va o'ng o'mrov osti arteriyasiga boglinadi. Aorta ravog'ining o'rta qismidan chap umumiy uyqu arteriyasi chiqadi.

Aorta ravog'ining chap tomonidan chap o'mrov osti arteriyasi chiqadi. O'ng va chap uyqu arteriyalarining har biri tananing bo'yin qismida ikkiga, ya'ni tashqi va ichki uyqu arteriyalariga bo'linadi. Tashqi uyqu arteriyalari bosh va yuzning terisini, quloq muskullarini, tilni, halqum, hiqildoq, so'lak bezlari va tanani bosh qismidagi barcha to'qima va organlarni, ichki uyqu arteriyalari esa bosh miyani, ko'z soqqasini

arterial qon bilan ta'minlaydi. O'ng va chap o'mrov osti arteriyalarining har biri elka va qo'ltiq osti arteriyalariga bo'linib, bo'yin, yelka, bilak va qo'l panjasining terisini, muskullarini, suyaklarini, shu sohadagi bo'g'imlarni arterial qon bilan ta'minlaydi.



7-rasm. Sarkomerning tuzilishi va ishlash mexanizmi

a) b o'shashish vaqti b) qisqarish vaqti

Aortaning ko'krak qismidan qizilo'ngach, qovurg'alararo va bel arteriyalari chiqib, ular qizilo'ngachni, ko'krak qafasi va qorin devori to'qimalarini arterial qon bilan ta'minlaydi. Uning qorin qismidan chiqadigan arteriya tomirlari oshqozon, ichaklari, jigar, taloqni, buyraklar va buyrak usti bezlarini arterial qon bilan ta'minlaydi. Aortaning qorin qismidan chiqadigan arteriyalar to'g'ri ichak, siydik xaltasi, ayollarda bachadon hamda son, boldir, oyoq, tovon va panja terisi, muskullari,

suyaklari va shu sohadagi bo'g'imlarini arterial qon bilan ta'minlaydi. Aortadan chiqadigan yirik arteriya qon tomirlari o'z navbatida o'rtacha, mayda tomirlarga, ular esa eng mayda kapillyarlarga bo'linadi. Bular organlar, to'qimalar orasiga kiradi. Kapillyarlar odam sochidan 50 marta ingichka bo'ladi, ularni oddiy ko'z bilan ko'rib bo'lmaydi, ya'ni faqat mikroskopda ko'rish mumkin. Odam tanasida 100-160 milliardga yaqin kapillyar bor. Agar tanadagi hamma kapillyarlar bir-biriga ulansa, ularning uzunligi 60-80 ming kilometr bo'lib, u bilan er sharini ikki marta aylantirib o'rashi mumkin. To'qimalardagi va hujayralardagi moddalar almashinuv jarayoni ana shu kapillyarlar orqali uzluksiz davom etib turadi, ya'ni kapillyarlardagi arteriya qonining tarkibidagi oziq moddalar, gormonlar, kislorod hujayralarga o'tadi. Hujayralarda moddalar almashinuvi natijasida hosil bo'lgan qoldiq moddalar va karbonat angidrid vena kapillyar qon tomirlariga o'tadi. Bular o'z navbatida bir-biriga qo'shilib, avval kichik, so'ngra o'rta va yirik vena qon tomirlarini hosil qiladi. Bosh, bo'yin, ko'krak, qo'l kabi organlarining vena tomirlari qo'shilib, yuqorigi g'ovak venani hosil qiladi; oyoq, chanoq, qorin sohasidagi a'zo va to'qimalarning vena qon tomirlari bir-biriga qo'shilib, pastki g'ovak venani hosil qiladi. Yuqorigi va pastki g'ovak venalar yurakning o'ng bo'lmachasiga quyiladi. Shu bilan katta qon aylanish doirasi tugaydi. Qonning yurakning chap qorinchasidan chiqib, tananing barcha a'zolaridagi arteriyalar, kapillyarlar va venalar bo'ylab oqib, yurakning o'ng bo'lmachasiga kelib quyiladigan yo'li katta qon aylanish doirasi deb ataladi. Shunday qilib, katta qon aylanish doirasi tananing barcha organlari, to'qimalari va hujayralarini oziq moddalar, gormonlar va kislorod bilan ta'minlab, moddalar almashinuvi natijasida hosil bo'lgan keraksiz va zaharli moddalari o'ziga qabul qilib, ularni organizmdan

chiqarib yuborish vazifasini bajaradi.

2.Arterial tomirlar ichidagi qonning pulsli harakatini matematik modellashtirish.

Yurak qorinchalaridan qonning haydalish mexanizmini matematik modellashtirishda Nave-Stoks tenglamasini va uzliksizlik tenglamalarini masalaning qo'yilish shartlariga qarab soddaroq ko'rinishlarga keltiriladi. Buning uchun esa tenglamalar sistemasida qatnashayotgan kattaliklar yangi kattaliklarga o'tkazilib, qaralayotgan masaladagi kattaliklarning bir-biriga nisbatan katta-kichikligi solishtiriladi va natijada tenglamalar sistemasida qatnashayotgan hadlarning bir-biriga nisbatan qiymatlari aniqlanadi. Ckeksiz kichik qiymatlarga ega bo'lgan hadlar hisobga olinmasdan tashlab yuboriladi. Natijada murakkab tenglamalar sistemasi qo'yilgan masala shartlariga qarab ancha soddaga ko'rinishga keltiriladi. Bu aytilganlarga asoslanib quyida biz yetarlicha katta uzunlikka ega bo'lgan silindrik trubadagi Nyuton suyuqligining tebranma harakatini qaraymiz. Silindrik truba plastinkalari markaziy qismidan Oz o'qini o'tkazamiz, unga perpendikulyar qilib esa Or o'qini o'tkazamiz, suyuqlik oqimini Or o'qiga simmetrik deb qaraymiz, natijada aytilganlarga asosan oqim Oz va Or o'qi bo'yicha bo'lib Ox o'qi bo'yicha esa oqim e'tiborga olinmaydi. Bunga o'xshash oqimlar tabiiy va suniy yurak mexanizmlari faoliyatida, porshenli nasos ish faoliyatlarida kuzatilishi mumkin. Shu nuqtaiy nazardan yurak qorinchalaridan qonning harakatini truba devorlarining davriy ravishda tebranishi natijasida berilgan quyidagi qonun asosida hosil qilinadi deb qaraymiz.

$$R = R_0 (1 + \ell f) \quad (1.1)$$

Bu yerda R_0 – silindrik trubaning o'rtalashtirilgan kengligi,

$$\ell = \frac{\delta_m}{R_0}$$

f – esa truba devorlarining o'rtalashgan muvozanat holatidan chetlashishi;

δ_m – davriy ravishda o‘zgaruchi funksiya.

Qaralayotgan oqimni Or va Oz o‘qlari bo‘yicha simmetrik deb hisoblab, suyuqlikning harakat tenglamasini Nave-Stoks va suyuqlikning uzluksizlik tenglamalari orqali matematik nuqtaiy nazardan Dekart koordinatalar sistemasida ifodalaymiz. Bu tenglamalar sistemasida qatnashayotgan kattaliklarni yangi kattaliklar orqali quyidagicha almashtirib,

$$\begin{aligned} t &= T t_1, \quad z = L z_1, \quad r = R_0 r_1, \\ u &= U u_1, \quad v = V_0 v_1, \quad p = \frac{\mu L U_0}{R_0^2} p_1 \end{aligned} \quad (1.2)$$

$$V/U_0 = \frac{R_0}{L} = \varepsilon,$$

yangi o‘zgaruvchilar orqali ifodalanga tenglamalar sistemasiga ega bo‘lamiz.

$$\begin{cases} \alpha^2 \left[\frac{\partial u_1}{\partial t} + \varepsilon \left(u_1 \frac{\partial u_1}{\partial z_1} + v_1 \frac{\partial u_1}{\partial r_1} \right) \right] = -\frac{\partial p_1}{\partial z_1} + \left(\varepsilon^2 \frac{\partial^2 u_1}{\partial z_1^2} + \frac{\partial^2 u_1}{\partial r_1^2} + \frac{\partial u_1}{\partial r_1} \right) \\ \varepsilon^2 \alpha^2 \left[\frac{\partial v_1}{\partial t} + \varepsilon \left(u_1 \frac{\partial v_1}{\partial z_1} + v_1 \frac{\partial v_1}{\partial r_1} \right) \right] = -\frac{\partial p_1}{\partial r_1} + \varepsilon^2 \left(\frac{\partial^2 v_1}{\partial z_1^2} + \varepsilon^2 \left(\frac{\partial^2 v_1}{\partial r_1^2} + \frac{1}{r_1} \frac{\partial v_1}{\partial r_1} - \frac{v_1}{r_1^2} \right) \right) \\ \frac{\partial u_1}{\partial z_1} + \frac{\partial v_1}{\partial r_1} + \frac{v_1}{r_1} = 0 \end{cases} \quad (1.3)$$

Bu yerda

t – vaqt;

z i r – gorizontal va vertikal koordinatalar;

u_1 i v_1 – bo‘ylama va ko‘ndalang tezliklar;

r_1 – bosim;

$\alpha = \sqrt{\frac{\omega}{\nu}} R_0$ -Reynoldsning berilgan chastotaga mos soni;

$\varepsilon = \frac{R_0}{L} = \frac{V_0}{U_0} \ll 1, \quad \ell = \frac{\delta_m}{R_0} \ll 1$ -kichik miqdorlar.

Keyinchalik faqat o‘lchamsiz kattaliklar bilan ish ko‘ramiz shu sababdan «1» shakldagi belgini e‘tiborga olmasak ham bo‘ladi. Oqimning simmetrikligini hisobga olib faqat $r \geq 0$ sohani qaraymiz va shuni e‘tiborga olgan holda chegaraviy shartlarni bo‘ylama va ko‘ndalang tezliklar uchun keltiramiz. Truba devorlarining tebranishlari faqat vertikal yo‘nalish bo‘yicha bo‘ladi deb qarab, quyidagi chegaraviy shartlarni keltiramiz:

$$v = \frac{\partial R}{\partial t}, \quad u = 0$$

$$r = R(1 + \ell f) \quad (1.4)$$

Truba markazida oqimning simmetriklik sharti bajariladi.

$$\frac{\partial u}{\partial r} = 0, \quad v = 0 \quad r = 0. \quad (1.5)$$

Truba devoridagi ko‘ndalang tezlik truba devorining deformatsiya tezligiga, ya’ni truba devori o‘zgarish funksiyasidan vaqt bo‘yicha olingan hosilaga teng bo‘ladi. Bo‘ylama tezlik esa truba devorida nolga teng bo‘ladi. Truba markazida esa ko‘ndalang tezlik nol bo‘lib bo‘ylama tezlikning vertikal o‘q bo‘yicha xosilasi nolga teng bo‘ladi. Yuqorida keltirilga (1.3) tenglamalar sistemasini berilgan (1.4) va (1.5) chegaraviy shartlar asosidagi yechimini kichik parametrlar metodi asosida aniqlaymiz. Ma’lumki bu tenglamalar sistemasi va chegaraviy shartlar ikkita kichik

o'lcamsiz parametrlarni o'z ichiga oladi. Bular ichidan asosiy parametr sifatida, truba devorlarining o'rtalashgan muvozanat holatidan chetlashishi δ_m –ning, silindrik trubaning o'rtalashtirilgan kengligi R_0 –ga nisbatini olamiz.

Qolgan kichik parametrlarni shu parametr orqali

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \ell^n \quad n \geq 1, \quad (1.6)$$

sifatida aniqlaymiz, bu yerda ε_0 –muvozanat soni. Tenglamalar sistemasi (1.3) ning yechimini berilgan chegaraviy (1.4) va (1.5) shartlarda asosiy parametr ℓ -ning darajalari shaklida quyidagi qatorlar sifatida axtaramiz:

$$u = u_0 + u_1 \ell + u_2 \ell^2 + \dots = \sum_{m=0}^{\infty} u_m \ell^m, \quad v = v_0 + v_1 \ell + v_2 \ell^2 + \dots = \sum_{m=0}^{\infty} v_m \ell^m,$$

$$p = p_0 + p_1 \ell + p_2 \ell^2 + \dots = \sum_{m=0}^{\infty} p_m \ell^m. \quad (1.7)$$

Tenglamalar sistemasi (1.3)-ga, chegaraviy shartlar (1.4) va (1.5) –larni e'tiborga olgan holda, (1.7) yechimlarni qo'ysak, u holda kichik parametrlarning darajalari bo'yicha quyidagi ketma-ket keluvchi tenglamalar sistemasiga ega bo'lamiz:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 u_i}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_i}{\partial r} &= \frac{\partial p_i}{\partial z} + \alpha^2 \frac{\partial u_i}{\partial t} + \varphi(z, r, t), \\ \frac{\partial p_i}{\partial r} &= \psi(z, r, t), \quad \frac{\partial u_i}{\partial z} + \frac{\partial v_i}{\partial r} + \frac{g}{r} = 0, \end{aligned} \quad (1.8)$$

Bu yerda- $\varphi_i(z, r, t)$ i $\psi_i(z, r, t)$ funksiyalar o'zidan oldingi yechimlar asosida aniqlanadi, chegaraviy shartlar esa quyidagicha aniqlanadi:

$$u_i = u_{wi}(z, 1, t), \quad v_i = (z, 1, t) \quad r = 1$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial r} = 0, \quad v_i = 0 \quad r=0 \quad (1.9)$$

$R = 1$ -nuqta atrofida Teylor qatoriga yoyamiz. Chunki parametr ℓ oshkora va oshkora bo'lmagan holda chegara shartlari ichida qatnashadi, shuning uchun ham chegaraviy shartlarda qatnashayotgan funksiyalarni Teylor qatoriga yoyish zarur. Qatorga yoyilgan funksiyalar ichida qatnashayotgan kichik parametrlarning bir xil darajalarini tenglash natijasida quyidagi shartlarga ega bo'lamiz:

$$u_{wi}(z, 1 + \ell f, t) = u_{w0}(z, 1, t) + \left(u_{w1} + f \left(\frac{\partial u_{w0}}{\partial r} \right)_{r=1} \right) \ell + \dots = 0, \quad (1.10)$$

$$v_{wi}(z, 1 + \ell f, t) = v_{w0}(z, 1, t) + \left(v_{w1} + f \left(\frac{\partial v_{w0}}{\partial r} \right)_{r=1} \right) \ell + \dots = \ell \frac{\partial f}{\partial t}.$$

Nol, bir va ikki yaqinlashishlar uchun (1.10) quyidagi ko'rinishga keladi:

$$u_{w0} = 0, \quad u_{w1} = f \left(\frac{\partial u_{w0}}{\partial r} \right)_{r=1}, \quad u_{w2} = -f \left(\frac{\partial u_{w1}}{\partial r} \right)_{r=1} - \frac{f}{2} \left(\frac{\partial^2 u_{w0}}{\partial r^2} \right)_{r=1} \quad (1.11)$$

$$v_{w0} = 0, \quad v_{w1} = -f \left(\frac{\partial v_{w0}}{\partial r} \right)_{r=1} + \frac{\partial f}{\partial t},$$

$$v_{w2} = -f \left(\frac{\partial v_{w1}}{\partial r} \right)_{r=1} - \frac{f}{2} \left(\frac{\partial^2 v_{w0}}{\partial r^2} \right)_{r=1}.$$

Silindrik truba ichidagi oqim faqat truba devorlarining qisilib kengayishi natijasida hosil bo'ladi deb qaraymiz. Shuning uchun ham hisob boshida, ya'ni $z=0$ da $u=0$ bo'ladi. Bundan tashqari (1.3) tenglamalar sistemasida qatnashayotgan α^2 - Reynolds sonini ham kichik parametr sifatida qaraymiz. Natijada yuqoridagi

tenglamalar sistemasi va chegaraviy shartlar ikkita emas balki uchta kichik parametrlarni o'z ichiga oladi. Buni hisobga olgan holda (1.3) tenglamalar sistemasining yechimlarini (1.11) chegaraviy shartlarni hisobga olgan holda topamiz.

$$u_1 = \frac{1}{4} \frac{\partial p_1}{\partial z} (r^2 - 1), \quad u_2 = \frac{1}{4} \frac{\partial p_2}{\partial z} (r^2 - 1) - \frac{1}{2} \left(\frac{\partial p_1}{\partial z} f \right)$$

$$g_1 = -\frac{r_1}{16} \frac{\partial^2 p_1}{\partial z^2} (r^2 - 2), \quad \frac{\partial p_1}{\partial z} = 16 \left[\int \frac{\partial f}{\partial t} dz - \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \int \frac{\partial f}{\partial t} dz, dz, \right] \quad (1.12)$$

$$g_2 = \frac{r}{16} \left(\frac{\partial^2 p_2}{\partial z^2} \right) (2 - r^2) + \frac{r}{4} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial p_1}{\partial z} f \right),$$

$$\frac{\partial p_2}{\partial z_1} = 16 \left(\int f \frac{\partial f}{\partial t} dz - \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \int f \frac{\partial f}{\partial t} dz, dz, \right) - 4 \left(f \frac{\partial p_1}{\partial z} - \frac{1}{2} \int_{-1}^1 f \frac{\partial p_1}{\partial z} dz \right);$$

Bu yerda, keyingi tartibdagi yaqinlashuvchi yechimlarning kichikligini e'tiborga olgan holda uchinchi yaqinlashuvchi yechimlar bilan chegaralandik. Hosil qilingan yechimlarni taxlil qilish qulay bo'lsin uchun o'lchamsiz kattaliklarni, o'lchamli shaklga keltiramiz.

$$u_0 = 0, \quad u_1 = \frac{R_0^2}{4\mu} \left(-\frac{\partial p_1}{\partial z} \right) \left(1 - \frac{r^2}{R_0^2} \right), \quad u_2 = \frac{R_0^2}{4\mu} \left(-\frac{\partial p_2}{\partial z} \right) \left(1 - \frac{r^2}{R_0^2} \right) - \frac{R_0^2}{2\mu} \left(f \frac{\partial p_1}{\partial z} \right);$$

$$g_0 = 0, \quad g_1 = -\frac{R_0^2 r}{16\mu} \left(-\frac{\partial^2 p_1}{\partial z^2} \right) \left(2 - \frac{r^2}{R_0^2} \right), \quad g_2 = \frac{R_0^2 r}{16\mu} \left[\left(\frac{\partial^2 p_2}{\partial z^2} \right) \left(2 - \frac{r^2}{R_0^2} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(f \frac{\partial p_1}{\partial z} \right) \frac{1}{4} \right]$$

$$\frac{\partial p_0}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial p_1}{\partial z} = -\frac{32\mu}{R_0^2} \omega \frac{l}{\pi} \sin \omega t \sin \frac{\pi z}{2l}, \quad (1.13)$$

$$\frac{\partial p_2}{\partial z} = -4 \frac{\mu \omega}{R_0^2} z \sin 2\omega t + 28 \frac{\mu l \omega}{R_0^2 \pi} \sin 2t \sin \pi \frac{z}{l}$$

Topilgan bosim gradientining qiymatini tezlik formulalariga qo'yib, quyidagi yechimlarga ega bo'lamiz:

$$u_0 = 0, \quad u_1 = 8 \frac{\omega l}{\pi} \sin \omega t \sin \frac{\pi}{2} \frac{z}{l} \left(1 - \frac{r^2}{R_0^2} \right),$$

$$u_2 = \left(\omega x \sin 2\omega t - 7 \frac{l \omega}{\pi} \sin 2t \sin \pi \frac{z}{l} \right) \left(1 - \frac{r^2}{R_0^2} \right) + 4 \frac{\omega l}{\pi} \sin 2\omega t \sin \pi \frac{z}{l} \quad (1.14)$$

$$g_0 = 0, \quad g_1 = \omega r \sin \omega t \cos \frac{\pi}{2} \frac{z}{l} \left(2 - \frac{r^2}{R_0^2} \right),$$

$$g_2 = \left(\frac{\omega r}{4} \sin 2\omega t - \frac{7 \omega r}{4} \sin 2\omega t \cos \pi \frac{z}{l} \right) \left(2 - \frac{r^2}{R_0^2} \right) - 2 r \omega \sin 2\omega t \cos \pi \frac{z}{l}$$

Endi u_0 , u_1 , u_2 –bo'ylama tezliklarning topilgan qiymatlarini 0-dan R_0 –gacha integrallab, z -yuzadan oqib o'tuvchi, suyuqlik sarfi uchun formulani hosil qilamiz.

$$Q = Q_0 + \ell Q_1 + \ell^2 Q_2 + \dots$$

$$Q_0 = 0, \quad Q_1 = 4 \omega l R_0^2 \sin \omega t \sin \frac{\pi}{2} \frac{z}{l},$$

$$Q_2 = \frac{R_0^2 \pi \omega}{2} x \sin 2\omega t + \frac{R_0^2 \pi \omega l}{8} \sin 2\omega t \sin \pi \frac{z}{l} \quad (1.15)$$

Bundan ko'rinadiki, bu yerda Q_1 va Q_2 suyuqlik sarfi noldan farqli bo'lib qolganlari esa nolga teng ekan. Demak bu xolda suyuqlikning umumiy sarf formulasi quyidagicha aniqlanadi:

$$Q = 4\omega l R_0^2 \sin \omega t \sin \frac{\pi}{2} \frac{z}{l} \frac{\delta_m}{R_0} +$$

$$+ \frac{R_0^2 \pi \omega}{2} z \sin 2\omega t \frac{\delta_m^2}{R_0^2} + \frac{R_0^2 \pi \omega l}{8} \sin 2\omega t \sin \pi \frac{z}{l} \frac{\delta_m^2}{R_0^2} \quad (1.16)$$

$$z = -L, \quad Q = -4\omega l R_0^2 \sin \omega t \frac{\delta_m}{R_0} - \frac{R_0^2 \pi \omega}{2} l \sin 2\omega t \frac{\delta_m^2}{R_0^2}$$

$$z = L, \quad Q = 4\omega l R_0^2 \sin \omega t \frac{\delta_m}{R_0} + \frac{R_0^2 \pi \omega}{2} l \sin 2\omega t \frac{\delta_m^2}{R_0^2} \quad (1.17)$$

Hosil qilingan echim haqiqatdan ham to'g'ri bo'lib u truba devorlarining qisilish va kengayishidagi hajim o'zgarishiga teng bo'ladi. Buni isbot qilish uchun ko'ndalang tezlik aksosida hosil qilingan hajmiy suyuqlik sarfini bo'ylama tezlik asosida aniqlangan suyuqlik sarf formulasiga taqqoslash zarur bo'lib, bunda bir xil natijaga ega bo'lishimiz kerak. Haqiqatdan ham $z = L$ va $z = -L$ kesim yuzalaridan oqib o'tuvchi suyuqlik sarfi quyidagiga teng. (Bu yerda vaqt bo'yicha (1.17) formuladan integral $0 \leq \omega t \leq \pi$, oralikda olindi).

$$Q_{-L} = -8R_0^2 l \frac{\delta_m}{R_0}, \quad Q_L = 8R_0^2 l \frac{\delta_m}{R_0} \quad (1.18)$$

Umumiy yechim esa quyidagi yig'indidan topiladi:

$$Q = |Q_{-L}| + |Q_L| = 16R_0^2 l \frac{\delta_m}{R_0} = 16R_0 l \delta_m \quad (1.19)$$

Ko'ndalang suyuqlik sarfi ko'ndalang tezlikni $-L$ dan L gacha bo'ylama koordinata bo'yicha integrallash yordamida topiladi.

$$Q_{\text{кунд.}} = 16R_0 l \delta_m .$$

Topilgan formulalardan ko‘rinadiki haqiqatdan ham

$$Q_{\text{буй.}} = Q_{\text{кунд.}} \text{ bo‘ladi.}$$

I bob bo‘yicha xulosa

Ushbu bobda yurak va arterial tomirning tarkibiy-anatomik tuzilishi haqida umumiy ma’lumotlar olingan bo’lib, qon tomir ichidagi qonning xarakati matematik modellastirilgan.

II-BOB

ARTERIAL TOMIRLARNING DEFORMATSIYALANISH XUSUSIYATLARI VA ULARNING MATEMATIK MODELLARI

1. Arterial tomir deformatsiyalarining matematik modelini uzliksiz muhitlar dynamikasining chiziqsiz tenglamalari orqali ifodalash

Tibbiyot sohasida Vilyam Garvey 1628 yilda o‘zining «Hayvonlarda qonning harakatlanishi ustida o‘tkazilgan anatomik tadqiqotlar» degan asarida yurakning butun tana qon tomirlariga qonni etkazib berishi va yurak tuzilishini aniq tasvirlab berib, eksperimental tibbiyotga birinchi bo‘lib asos solgan edi. Fransuz vrachi Puazeyl (1842 y.) va keyinchalik esa Xagenbax (1860 y.) ingichka trubkalarda suyuqlik oqimini tekshirib, suyuqlikning laminar oqimi uchun sarf, tezlik, bosim gradienti kabi kattaliklarni aniqlash uchun nazariy formulalarni keltirib chiqarib, gidrodinamika faniga asos soldilar. Hozirgi davrga kelib yurak va arterial qon tomirlari deformatsiyasi va ularda qonning pulsli xarakati sohasida etarli darajada ma’lumotlar to‘plami shakllandi. Buning natijasida yangi fan biomexanika fani vujudga keldi. Biomexanika fanining asosiy yo‘nalishlaridan biri bo‘lgan katta qon aylanish va kichik qon aylanish doiralari sohasidagi tadqiqotlarning olib borilishi, tibbiyot sohasidagi ko‘plab muammolarni yyechishda va yurak-qon tomir kasalliklarini davolashda muhim rol o‘ynaydi.

Qonning yirik arterial tomirlardagi harakatini xarakterlashda, bu tomirlarning deformatsiyalarini hisobga olish va qonning o‘ziga xos bo‘lgan maxsus tiksotrop suspenziya suyuqligidan iborat ekanligini va undagi yirik zarrachalarning deformatsiyalarini, bir-biri bilan birikishi (agregatsiya) yoki ajralishi (dizagregatsiya) xususiyatlarini e’tiborga olish asosiy omillardan biri bo‘lib xizmat qiladi.

Arterial qon tomirlari deformatsiyasining dinamik tenglamalari keltirib chiqarish uchun, uni tinch xolatda yupqa devorli aylanma silindrik jismdan iborat deb

qaraymiz. Uning radiusni R , zichligini - ρ_ω , devor qalinligini- h , kesim aylanasi birlik uzunligiga mos keluvchi o'zgarish bo'ylama tarangligini - T_{20} , P_0 transmural bosimga mos keluvchi aylanma tarangligini T_{10} deb belgilasak, u holda Laplas qonuni quyidagicha bo'ladi

$$T_{10} = RP_0 \quad (2.1)$$

Bundan tashqari faqat simmetrik diformatsiyalarni qaraganligimiz uchun φ burchak bo'yicha o'zgarishlar hisobga olinmaydi. Shu sababdan bo'ylama va ko'ndalang diformatsiya tarangliklarini mos ravishda T_1 va T_2 deb belgilaymiz. Natijada aylanma silindrik jisim devorlariga uni o'rab turgan muhit tomonidan quyidagi kuchlar ta'sir qiladi:

$$\begin{aligned} & -M_0 \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} - c_1 \frac{\partial u_x}{\partial t} - k_1 u_x, \\ & -M_0 \frac{\partial^2 u_r}{\partial t^2} - c_2 \frac{\partial u_r}{\partial t} - k_2 u_r \end{aligned} \quad (2.2)$$

Bu yerda devorlarning inertsia kuchi, uning qattiqligi va yopishqoq elastiklik xususiyatlari e'tiborga olindi.

M_0 - devorga yopishtirilgan moddaning birlik massasi;

c_1, c_2 - bo'ylama va radial yopishqoqlik koeffitsienti;

k_1, k_2 - elastiklik koeffitsienti.

Boshqa bir tomondan unga suyuqlikning quyidagi normal va bo'ylama kuchlanganliklar ta'sir qiladi

$$\left[P - 2\mu \frac{\partial V_r}{\partial r} \right]_{r=R}, -\mu \left[\frac{\partial V_x}{\partial r} + \frac{\partial V_r}{\partial x} \right]_{r=R} \quad (2.3)$$

Devorning birlik yuzasiga uni o‘rab olgan muhit va qon suyuqligi tomonidan ta’sir qiluvchi yakunlovchi kuch quyidagicha bo‘ladi.

$$\begin{aligned} X &= -\mu \left[\frac{\partial V_x}{\partial r} + \frac{\partial V_r}{\partial x} \right]_{r=R} - \left[M_0 \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} + c_1 \frac{\partial u_x}{\partial t} + k_1 u_x \right] \\ Y &= \left[P - 2\mu \frac{\partial V_r}{\partial r} \right]_{r=R} - \left[M_0 \frac{\partial^2 u_r}{\partial t^2} + c_2 \frac{\partial u_r}{\partial t} + k_2 u_r \right] \end{aligned} \quad (2.4)$$

Arterial tomir devorining dinamik tenglamasini hosil qilishda keltirilgan qobiqning chiziqlashtirilgan simmetrik harakat tenglamasini olamiz va unda uni o‘rab olgan muhit va kon suyuqligi tomonidan ta’sir qiluvchi yakunlovchi kuchni ham etiborga olamiz. Natijada quyidagi tenglamaga ega bo‘lamiz:

$$\begin{aligned} M_1 \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} + c_1 \frac{\partial u_x}{\partial t} + k_1 u_x &= -\mu \left(\frac{\partial V_x}{\partial r} + \frac{\partial V_r}{\partial x} \right)_{r=R} + \frac{\partial u_r}{\partial x} \frac{T_{20} - T_{10}}{R} + \frac{\partial \sigma_1}{\partial x} \\ M_1 \frac{\partial^2 u_r}{\partial t^2} + c_2 \frac{\partial u_r}{\partial t} + k_2 u_r &= \left[P - 2\mu \frac{\partial V_r}{\partial r} \right]_{r=R} + \frac{u_r}{R^2} T_{10} - \frac{\sigma_2}{R} + T_{20} \frac{\partial^2 u_r}{\partial x^2} \end{aligned} \quad (2.5)$$

bu yerda $M_1 = M_0 + \rho h$.

Taranglik va devor deformatsiyasi koeffitsientlari orasidagi bog‘lanish tadqiq qilingan bo‘lib, uni ushbu ko‘rinishda ifoda qilamiz.

$$\sigma_1 = T_1 - T_{20} = B_{11} \frac{u_r}{R} + B_{12} \frac{\partial u_x}{\partial x}, \sigma_2 = T_2 - T_{20} = B_{21} \frac{u_r}{R} + B_{22} \frac{\partial u_x}{\partial x} \quad (2.6)$$

Bu yerda B_{ij} tomir devorlarining bo‘ylama va ko‘ndalang qattiqligi quyidagi

munosibatdan aniqlanadi:

$$B_{11} = \frac{hE_1}{1-\nu_1\nu_2}, B_{12} = \frac{h\nu_2 E_1}{1-\nu_1\nu_2}, B_{21} = \frac{h\nu_1 E_1}{1-\nu_1\nu_2}, B_{22} = \frac{hE_2}{1-\nu_1\nu_2} \quad (2.7)$$

Bu yerda:

E_1, E_2 - ko'ndalang va bo'ylama Yung moduli;

$\nu_1\nu_2$ - koeffitsienty Puasson koeffitsienti.

Konkret qaralayotgan arterial sistema uchun undagi qonning pulsli oqimini matematik modellashtirishda qon harakatini ifodalovchi differentsial tenglamalar sistemasini tomir deformatsiyasini xarakterlovchi yuqorida keltirilgan differentsial tenglamalar bilan birgalikda yyechish zarur bo'ladi. Bunda chegaraviy shart sifatida qo'shma shartlar olinadi, ya'ni devor deformatsiyasi tezligi bilan sirpanish tezligi yig'indisi suyuqlikning ko'ndalang tezligiga teng qilib olinadi.

$$[\vec{V}]_{r=R} = \frac{d\vec{u}}{dt} + u_s \quad (2.8)$$

Koordinata o'qlaridagi proeksiyalari quyidagicha bo'ladi:

$$[V_x]_{r=R} = \frac{du_x}{dt} - u_s \sin \varphi, [V_r]_{r=R} = \frac{du_r}{dt} - u_s \cos \varphi \quad (2.9)$$

Bu yerda

$$\cos \varphi = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\partial u_r}{\partial x}\right)^2}}, \sin \varphi = \frac{\partial u_r / \partial x}{\sqrt{1 + \left(\frac{\partial u_r}{\partial x}\right)^2}}$$

2. Arterial tomirlar ichidagi qonning pulsli harakatini matematik modellashtirish

Klassik gidrodinamikadagi suyuqlik istalgan qattiq devorga yopishadi degan taxminni e'tiborga olsak u_s nolga teng bo'lishi kerak. Lekin nonyuton suyuqliklar holatida (qon bu sinfga tegishli) ko'rsatilishicha ba'zi hollarda u_s noldan farq qiladi. Shuning uchun ba'zi hollarda qonning devor bo'ylab sirpanishini hisobga olish kerak bo'ladi. Agar qon tomirlarining ma'lum bir chegaralangan qismi qaralayotgan bo'lsa u holda shu qism chegaralaridagi bosim va tezlik taqsimlanishi qaraladi. Nostatsionar jarayonda idishning dastlabki, devorlari tinch o'zgarmas kesimli doiraviy tsilindr shaklidagi xolati boshlang'ich shart bo'lib hisoblanadi Unda T_{10} ko'ndalang taranglik RP_0 ga teng bo'lib, bo'ylama T_2 -const eksperiment orqali aniqlanadi. Qon boshlang'ich holatda tinch hisoblanadi.

$$V_x = V_r = 0, P = P_0$$

Agar masalani soddalashtirish maqsadida qon tomirlar cheksiz yoki juda uzun, unda tebranishli jarayonlar sodir bo'layotgan deb qaralsa, jism uchun boshlang'ich shartlar qo'yilmaydi, qon uchun bosim va suyuqlik sarfi o'zgarishi berilgan xarakterli kesimlar tanlanadi

Qon tomirlarining deformatsiyaning xususiyatlari, uning matematik modeli uzluksiz muhitlar mexanikasi asosida fenomenologik yondashuvlar yordamida hal qiligan. Modelda deformatsiyaning elastik, elastikplastik, elastikyopishqoq plastik holatlari ham hisobga olinadi.

Arteriya qon tomirlarining deformatsiyaning xususiyatlarini shu tomirda tarqalayotgan bosimning pulsli o'zgarishlari natijasidagi to'lqinlarning tomir devorlaridagi tarqalish tezligi orqali xarakterlash mumkin. Shu boisdan elastik tomirlarda yopishqoq, yopishqoqelastik, yopishqoqelastikplastik suyuqliklarning

(qonning) pulsli harakatini matematik ravishda modellashtirish va modelning yechimlarini topish orqali elastik tomirlar devorlarida bosimni pulsli to‘lqinining tarqalish tezligini aniqlab, bu tezlikni real tomirlardagi bosim to‘lqin tarqalish tezliklari bilan solishtirish natijasida tomirning elastik deformatsiyaning xususiyatlarini aniqlash mumkin. Bu sohada elastik tomirlarda ideal suyuqlik xarakatlanganda (qon suyuqligi bu erda ideal suyuqlik deb qaralgan) tomir devorlarida bosimni pulsli to‘lqinlarning tarqalish tezligi Moens-Kortevæg formulasi asosida aniqlanishini eslatib o‘tish kerak. ($S = \sqrt{Eh/\rho d}$).

Bu yerda:

E- tomirning deformatsiyaning koeffitsienti yoki Yungning elastiklik moduli;

h-tomir devorining qalinligi;

ρ -tomir zichligi;

d-tomir diametri.

Bu formula juda ideallashtirilgan sodda hollar uchun o‘rinli bo‘lsada, real arterial tomirlardagi qonning xarakati uchun qo‘llashda ancha xatoliklarga yo‘l qo‘yilishi mumkin. Shu boisdan ushbu ilmiy ishda arterial tomirlardagi qonning harakati, tomirlarning deformatsiyalari chiziqsiz shaklda ro‘y berish holatlarini, qonning esa murakkab reologik xususiyatlarini, bosim gradientining murakkab tebranma holatlarini e‘tiborga olgani holda matematik modeli tuziladi. Modelning yechimlarini topish natijasida Moens-Kortevægning umumlashgan formulasi ilmiy ishda taklif qilinadi. Bu formula yordamida arterial qon tomirlarining deformatsiyaning xususiyatlari odamning ulg‘ayish davrlariga qarab aniqlanadi. Bundan tashqari, patologik holatlarda ham arterial tomirlari deformatsiyasidagi o‘zgarishlarning maxsus jadvallari tavsiya qilinadi.

Qonning tarkibiy qismlari analiz qilinib, qonning bir fazoli suyuqlikdan farqli ravishda, uning ko'p fazoli suyuqlik ekanligi isbot qilinadi. Qon tarkibidagi yirik zarrachalar: eritrotsit, leykotsit va trombositlarning qon suyuqligiga ta'siri va ularning har bittasining harakatdagi roli ko'rsatiladi. Bu zarrachalar ichida eritrotsitlar umumiy qon miqdorining 45% hajmini egallaganini e'tiborga olib, uning oqimdagi roli har tomonlama tahlil qilinadi. Eritrotsit va boshqa yirik zarrachalarning odam ulg'ayishiga qarab o'zgarish darajalari, diformatsiyalanish xususiyatlari, birlashish(agregatsiya), ajralish (dizagregatsiya) va harakatdagi o'zini o'nglab olish (orentatsiya) holatlari hisobga olinadi. Bu xususiyatlarni o'z ichiga olgan qonning umumlashgan reologik modeli tuziladi. Bu model asosida deformatsiyalanuvchi, arterial qon tomirlaridagi pulsatsion harakatning, statsionar, nostatsionar holatlardagi yechimlari topiladi va bu yechimlar atroflicha tahlil qilinib, uning amaliyotdagi qo'llanilish chegaralari ko'rsatib beriladi.

Suyukliklarning harakatida uning elastiklik xususiyatini e'tiborga olish natijasida hosil qilingan model elastik-qovushoq model, deb yuritiladi. Uning matematik ko'rinishi quyidagicha:

$$\tau + \lambda \overset{o}{\tau} = 2\mu B \quad (2.10)$$

Bu yerda:

τ - kuchlanish;

$\overset{o}{\tau}$ - kuchlanishdan vakt bo'yicha olingan hosila;

$\lambda = \frac{\mu}{E}$ - reloksatsiya koeffitsientini;

E – suyuklikning elastiklik koeffitsienti;

μ - yopishkoklik koeffitsienti.

$B = \frac{1}{2} \frac{\partial u}{\partial n}$ - tezlik gradienti;

Bu modelni (Maksvel modellarini) kombinatsion shaklda qo'shish natijasida umulashtirilgan model hosil qilamiz:

$$T' = \sum_{\alpha} T'_{\alpha}, \quad T'_{\alpha} + \lambda_{\alpha} F_{abc} T'_{\alpha} = 2\eta_{\alpha} B \quad (2.11)$$

Ba'zi hollarda masalalar yyechish uchun qulaylik tug'diradigan holat uchun umumlashgan Maksvelning reologik modelini qo'llash maqsadga muvofiq bo'ladi, ya'ni:

$$T = \sum_{k=1}^{\infty} \left(1 + \frac{\varepsilon}{2}\right) T_k^{(1)} + \frac{\varepsilon}{2} T_k^{(2)} \quad (2.12)$$

$$\overset{\nabla}{T}^{(1)} + \frac{g_k}{\lambda_k} T_k^{(1)} = 2p_k B, \quad \overset{\nabla}{T}^{(2)} - \frac{g_k}{\lambda_k} T_k^{(2)} = -2p_k B, \quad (2.13)$$

$$\frac{\partial P_k}{\partial t} + \frac{g_k}{\lambda_k} P_k = \frac{\eta_k}{\lambda_k^2} f(k) \quad (2.14)$$

Konkret hollar uchun $f_k, g_k, \lambda_k, \eta_k$ parametrlar aniq qiymatlar asosida aniqlanadi. Masalan Meystre (M) modeli uchun:

$$f_k = 1, g_k = 1 + \left(\frac{c}{\sqrt{2}}\right) \lambda_k S_B \quad (2.15)$$

bo'ladi.

Bu yerda

Karro (BK) uchun:

$$g_k = 1, f_k = \frac{1}{1 + \lambda_k^2 S_B^2}$$

Makdonalda-Berda-Karro(MBK) uchun:

$$f_k = (1 + \lambda_k' S_B) / (1 + \lambda_k S_B), g_k = (1 + \lambda_k' S_B)^{\frac{3}{2}} / (1 + \lambda_k S_B)^{\frac{1}{2}} \quad (2.16)$$

bo`ladi.

Barcha uch model uchun

$$\lambda_k' = \lambda' / k_\alpha, \eta_\alpha = \eta / \xi(\alpha) k_\alpha, S_B = 2trB \quad (2.17)$$

bo`ladi. Suyuqlikning tinch holati uchun esa

$$T_k^{(1)} = T_k^{(2)} = 0, p_k = \eta_k / \lambda_k \quad (2.18)$$

teng bo`ladi.

Bu modellarning statsionar holatdagi qovushoqlik koeffitsienti $\eta(\dot{\gamma})$ quyidagicha aniqlanadi:

$$\eta(\dot{\gamma}) = \frac{\eta}{r(\alpha)} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{k^\alpha}{(k^\alpha + We)^2}, We = c \lambda \dot{\gamma} / \sqrt{2}$$

$$\eta(\dot{\gamma}) = \frac{\eta}{r(\alpha)} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{k^\alpha}{k^{2\alpha} + We^2}, We = \lambda \dot{\gamma} \quad (2.19)$$

$$\eta(\dot{\gamma}) = \frac{\eta}{r(\alpha)} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{k^\alpha}{(k^\alpha + We \lambda' / \lambda^2)^2}, We = \lambda \dot{\gamma}$$

Hosil qilingan bu model elastik-qovishoq suyuqliklar modelini ifoda qiladi. Konkret masalalar yyechishda bu model hadlarini ham yuqoridagi kattaliklarni va o'zgaruvchilarni yangi kattaliklar va o'zgaruvchilar bilan almashtirish orqali, ularni o'lchamsiz shaklga keltiramiz va kichik parametrlar qanshashgan hadlarni tashlab yuborish natijasida soddaroq tenglamalar sistemasiga ega bo'lamiz:

$$\begin{aligned} \bar{\tau}_{ij} = \sum_{k=1}^{\infty} \bar{\tau}_{k,ij}, \quad \frac{\partial \bar{\tau}_{k,ij}}{\partial \alpha_1} + \frac{\bar{g}_k}{\lambda_k} \bar{\tau}_{k,ij} = 2 \bar{P}_k \bar{B}_{i,j}, \quad \frac{\partial \bar{P}_k}{\partial \alpha_1} + \frac{\bar{g}_k}{\lambda_k} \bar{P}_k = \frac{\bar{\eta}}{\lambda_k} \bar{f}_k, \\ \bar{B}_{11} = \frac{\partial u_1}{\partial \alpha_1} \frac{R}{L}, \quad \bar{B}_{22} = \frac{\partial V_1}{\partial \alpha_1} \frac{R}{L}, \quad \bar{B}_{21} = \bar{B}_{12} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_1}{\partial \alpha_1} + \frac{\partial V_1}{\partial \alpha_1} \frac{R^2}{L^2} \right) \end{aligned} \quad (2.20)$$

Keltirilgan (2.15) va (2.20) tenglamalarni to'ldirish uchun bu tenglamalarga nonyuton suyuqligining holat tenglamasini Guk qonuni asosida quyidagi ko'rinishda keltirishimiz mumkin, ya'ni:

$$\rho = \rho_0 \left(1 + \frac{P - P_0}{k_{\text{жс}}} \right) \quad (2.21)$$

Yoki o'lchamsiz shaklda quyidagicha yozamiz:

$$(\rho_1 - 1) = \frac{M}{\alpha \alpha} \cdot (P_1 - 1) \quad (2.22)$$

Bu yerda

$$\bar{a} = \frac{a}{a_0}, \quad \bar{\alpha} = \rho_0 u_0 a_0 / P_0 - \text{keltirilgan to'lqin qarshiligi};$$

$$M = \frac{u_0}{\alpha_0} \quad - \text{Max soni};$$

$$a_0^2 = \frac{k_{\text{жс}}}{\rho_0} \quad - \text{ovoz tezligi}.$$

Tenglamalarni soddaroq ko`rinishga keltirish uchun Struxal va Eyler sonlarini Max soni orqali quyidagicha ifodalaymiz:

$$\begin{aligned} Sh &= L / u_0 T = \alpha_0 / u_0 = \frac{1}{M} \\ Eu &= P_0 / \rho_0 u_0^2 = (P_0 / \rho_0 u_0 a_0) \frac{a_0}{u_0} = \frac{1}{\alpha M} \end{aligned} \quad (2.23)$$

U holda (2.15) tenglamalar sistemasi quyidagi ko`rinishni oladi:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_1}{\partial t} + Mu_1 \frac{\partial u_1}{\partial x_1} + MV_1 \frac{\partial u_1}{\partial r_1} &= -\frac{1}{\rho_1 \alpha} \frac{\partial P_1}{\partial x_1} + \frac{M}{\text{Re}} \left(\frac{L}{R} \right) \times \left(\frac{\partial \bar{\tau}_{xx}}{\partial x_1} \frac{R}{L} + \frac{\partial \bar{\tau}_{rx}}{\partial y_1} \right) \\ \left(\frac{R}{L} \right)^2 \cdot \left(\frac{\partial V_1}{\partial t_1} + Mu_1 \frac{\partial V_1}{\partial x_1} + MV_1 \frac{\partial V_1}{\partial r_1} \right) &= \frac{1}{\rho_1 \alpha} \frac{\partial P_1}{\partial x_1} + \frac{M}{\text{Re}} \left(\frac{L}{R} \right) \times \left(\frac{\partial \bar{\tau}_{xr}}{\partial x_1} \frac{R}{L} + \frac{\partial \bar{\tau}_{rr}}{\partial r_1} + \frac{\tau_{rr}}{r_1} \right). \end{aligned} \quad (2.24)$$

Ushbu hadlarni $\frac{\partial \rho_1}{\partial t_1}, \frac{\partial \rho_1}{\partial x_1}, \frac{\partial \rho_1}{\partial y_1}$, (2.15) tenglamalar sistemasidagi

bosimning vaqt va koordinatalar bo'yicha hosilalari bilan almashtirsak (2.23) va (2.24) formulalarni e'tiborga olgan holda quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\frac{\partial P_1}{\partial t_1} + Mu_1 \frac{\partial P_1}{\partial x_1} + MV_1 \frac{\partial P_1}{\partial r_1} + P_1 \bar{a}^{-2} \bar{\alpha} \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \frac{\partial V_1}{\partial r_1} + \frac{V_1}{r_1} \right) \quad (2.25)$$

Hosil qilingan (2.25) o'lchamsiz tenglamalarda chiziqsiz konvektiv hadlar oldida qatnashgan Max soni yetarlicha kichik sondan iboratdir. Shu sababli bu son qatnashgan hadlarni tashlab yuborish natijasida va $\frac{R}{L} \ll 1$ ekanligidan foydalanib u qatnashgan hadlarni ham tashlab yuborish natijasida ushbu soddaroq ko'rinishdagi tenglamalar sistemasiga ega bo'lamiz:

$$\begin{aligned} \frac{R}{L} \ll 1, \quad M \ll 1, \quad \frac{M}{\text{Re}} \frac{L}{r} \approx 1. \\ \frac{\partial u_1}{\partial t} = - \frac{1}{\rho_1 \alpha} \frac{\partial P_1}{\partial x_1} + \frac{M}{\text{Re}} \frac{L}{R} \frac{\partial \bar{\tau}_{rx}}{\partial r_1} \\ \frac{\partial \rho_1}{\partial t_1} = 0, \quad \frac{\partial \rho_1}{\partial t_1} + \rho_1 \bar{a}^{-2} \bar{\alpha} \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \frac{\partial V_1}{\partial r_1} + \frac{V_1}{r_1} \right) = 0 \end{aligned} \quad (2.26)$$

$$\begin{aligned} \bar{\tau}_{21} = \sum_{k=1}^{\infty} \bar{\tau}_{k,21}, \quad \frac{\partial \bar{\tau}_{k,21}}{\partial t_1} + \frac{\bar{g}_k}{\lambda_k} \bar{\tau}_{k,21} = 2 \bar{P}_k \bar{B}_{21}, \\ \frac{\partial \bar{P}_k}{\partial t_1} + \frac{\bar{g}_k}{\lambda_k} \bar{P}_k = \frac{\bar{\eta}}{\lambda_k} \bar{f}_k, \quad \bar{B}_{21} = \frac{1}{2} \frac{\partial u_1}{\partial r_1} \end{aligned}$$

Bu tenglamalardan o'lchamli holdagi tenglamalarga o'tsak quyidagi ko'rinishga kelimiz:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \tau_{rx}}{\partial r} + \frac{\tau_{rx}}{r} \right), \quad \frac{\partial P}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial P}{\partial t} + \rho \alpha^2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial r} + \frac{V}{r} \right) = 0$$

$$\begin{aligned}\tau_{21} &= \sum_{k=1}^{\infty} \tau_{k,21}, \quad \frac{\partial \tau_{k,21}}{\partial t} + \frac{g_k}{\lambda_k} \tau_{k,21} = 2P_k B_{21} \\ \frac{\partial P_k}{\partial t} + \frac{g_k}{\lambda_k} P_k &= \frac{\eta_k}{\lambda} f_k, \quad B_{21} = \frac{1}{2} \frac{\partial u}{\partial r}\end{aligned}\quad (2.27)$$

Hosil qilingan tenglamalar sistemasi yordamida biz konkret masalalarni yassi kanallardagi elastik-qovushoq suyuqliklarning harakti misolida yyechishimiz mumkin. Quyida biz elastik-qovushoq suyuqliklarning barqaror bo'lmagan oqimini silindrik tomirlarda qaraymiz.

Hosil qilingan tenglamalar sistemasining konkret masalalar yyechishda qo'llanilishi bo'yicha soddaroq bo'lgan elastik-qovushoq suyuqliklarning silindrik tomirdagi pulsli oqimini qaraymiz. Buning uchun esa (2.27) formuladagi elastik-qovushoq suyuqlik modelini qo'llaymiz. Bunda elastik-qovushoq suyuqlik pulsli oqimi etarlicha uzun bo'lgan tsilindrik tomirda sodir bo'layotir deb qaraymiz.

Silindrik tomir radiusi- R , gorizontal o'q qilib ox o'qini o'tkazamiz, oqimni simmetirik deb qaraymiz, bu holda $o\phi$ o'qi bo'yicha oqim e'tiborga olinmaydi. Oqimning simetrikligini hisobga olib faqat $R \geq 0$ sohani qaraymiz va shuni e'tiborga olgan holda chegaraviy shartlarni faqat bo'ylama tezlik uchun keltiramiz. Tomir devorlarida chegaraviy shartlar quyidagicha bo'ladi:

$$v = 0, \quad u = 0 \quad \text{bo'ladi} \quad r = R. \quad \text{bo'lganda} \quad (2.28)$$

Tomir markazida oqimning simmetriklik sharti bajariladi.

$$\frac{\partial u}{\partial r} = 0, \quad v = 0 \quad \text{bo'ladi} \quad r = 0. \quad \text{bo'lganda} \quad (2.29)$$

Yuqoridagi (2.34) tenglamadagi kattaliklarga elastik-qovushoq suyuqlik modelini qo'llab, qovushoq suyuqliklarning qattiq devorli tsilindrik tomirdagi harakati uchun quyidagi sodda ko'rinishdagi tenglamaga ega bo'lamiz:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \tau_{rx}}{\partial r} + \frac{\tau_{rx}}{r} \right), \frac{\partial P}{\partial y} = 0, \quad (2.30)$$

$$\tau_{21} = \sum_{k=1}^{\infty} \tau_{k,21}, \quad \frac{\partial \tau_{k,21}}{\partial t} + \frac{g_k}{\lambda_k} \tau_{k,21} = 2P_k B_{21}$$

$$\frac{\partial P_k}{\partial t} + \frac{g_k}{\lambda_k} P_k = \frac{\eta_k}{\lambda} f_k, \quad B_{21} = \frac{1}{2} \frac{\partial u}{\partial r}$$

Bu yerda bosim gradienti $\frac{\partial p}{\partial x}$ -vaqtning garmonik tebranishlaridan iborat bo'lsin.

$$-\frac{\partial p}{\partial x} = \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_0 \left(1 + \frac{\gamma}{2} \cos \omega t \right) \quad (2.31)$$

U holda tenglama yechimini $u = u_0 + u_1 e^{i\omega t}$ -shaklida axtaramiz, natijada, yuqoridagi tenglama quyidagi ko'rinishga keladi:

$$\frac{\partial^2 u_0}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_0}{\partial r} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_0, \quad \frac{\partial^2 u_1}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_1}{\partial r} - \frac{i\omega}{v\eta(i\omega)} u_1 = \frac{1}{\mu} A \quad ($$

Bu yerda birinchi tenglama yechimi Puazeyl yechimidan iborat bo'lib u quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\frac{u_0}{u_{\max}} = \left(1 - \frac{r^2}{R^2} \right),$$

Ikkinchi tenglama yechimi esa triogonometrik shaklda bo`lib quyidagicha aniqlanadi:

$$u_1 = \text{real}\left(\frac{\gamma}{2i\alpha_0} \left(1 - \frac{J_0(i^{3/2}\alpha_0\bar{\eta}(i\omega)\frac{r}{R})}{J_0(i^{3/2}\alpha_0\bar{\eta}(i\omega))}\right)e^{i\omega t}\right) \quad (2.33)$$

Umumiy yechimni u_0 va u_1 -ning qiymatlarini hisobga olgan holda topamiz.

$$\frac{u}{u_{\max}} = \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right) + \text{real}\left(\frac{\gamma}{2i\alpha_0} \left(1 - \frac{J_0(i^{3/2}\alpha_0\bar{\eta}(i\omega)\frac{r}{R})}{J_0(i^{3/2}\alpha_0\bar{\eta}(i\omega))}\right)e^{i\omega t}\right) \quad (2.34)$$

Bu erda $\bar{\eta}(i\omega) = \frac{1}{1 + \lambda i\omega}$ boladi. Suyuqlik sarf va urunma kuchlanish quyidagi formulalar yordamida aniqlanadi. Xususiy holda topilgan yechimni qovushoq suyuqliklar uchun tahlil qilamiz.

5. Echimning tahlili

Oxirgi formuladagi $\bar{\eta}(i\omega) = \frac{1}{1 + \lambda i\omega}$ o'rniga $\bar{\eta}(i\omega) = 1$ ni qo'yib, yning real qismini ajratish uchun bessel funktsiyalarini quyidagi ko'rinishdagi qator sifatidagi yoyilmada ta'svirlaymiz $J_0(z) = 1 - \frac{(z/2)^2}{1!} + \frac{(z/2)^4}{1^2 \cdot 2} - \frac{(z/2)^6}{1^2 \cdot 2^2 \cdot 3} + \dots$

$$J_1(z) = \frac{z}{2} - \frac{(z/2)^3}{1^2 \cdot 2} + \frac{(z/2)^5}{1^2 \cdot 2^2 \cdot 3} - \frac{(z/2)^7}{1^2 \cdot 2^2 \cdot 3^2 \cdot 4} + \dots \quad (44)$$

Aniq xollar uchun qatorning to'rtta hadi bilan chegaralanamiz va uning haqiqiy va mavhum qismlarini ajratamiz.

$(i^{3/2}\alpha_0) = M_1 - \bar{M}_1 i$ deb olamiz va qolgan formulalar uchun quyidagilarni yozamiz.

$$J_0(z\bar{r}) = br_0(\bar{r}) + ibi_0(r); \quad z\bar{r} = M_1\bar{r} - i\bar{M}_1\bar{r};$$

$$J_0(z) = br_0 + ibi_0; \quad \bar{z} = M_1 + i\bar{M}_1$$

Bu yerda

$$br_0 = 1 - \frac{M_1^2 - \bar{M}_1^2}{4} + \frac{M_1^4 - 6M_1^2 M_1^2 + \bar{M}_1^4}{2^6} - \frac{M_1^6 - 15M_1^4 \bar{M}_1^2 + 15M_1^2 M_1^4 - M_1^4}{2^8 3^2};$$

$$bi_0 = -\frac{M_1 \bar{M}_1}{2} \left(1 - \frac{2\bar{M}_1 - 3\bar{M}_1^2}{2^4} + \frac{3M_1^4 - 10M_1^2 M_1^2 + 3\bar{M}_1^4}{2^6 \cdot 3^2} \right);$$

$$J_1(Z) = br_1 + ibi_1;$$

$$bi_1 = \frac{M_1}{2} \left(1 - \frac{M_1^2 - 3M_1^2}{2} + \frac{M_1^4 - 10M_1^2 M_1^2 + 5\bar{M}_1^4}{2^6 \cdot 3} + \frac{M_1^6 - 21M_1^4 \bar{M}_1^2 + 35M_1^2 \bar{M}_1^4 - 7\bar{M}_1^6}{2^8 \cdot 3^2 \cdot 4} \right); \quad \text{Buning}$$

$$bi_1 = \frac{M_1}{2} \left(1 - \frac{3M_1^2 - \bar{M}_1^2}{2^3} + \frac{5M_1^4 - 10M_1^2 \bar{M}_1^2 + \bar{M}_1^4}{2^6 \cdot 3} + \frac{7M_1^6 - 35M_1^4 \bar{M}_1^2 + 21M_1^2 M_1^4 - \bar{M}_1^6}{2^8 \cdot 3^2 \cdot 4} \right).$$

natijasida (43) formula quyidagi kompakt'rinishni egallaydi.

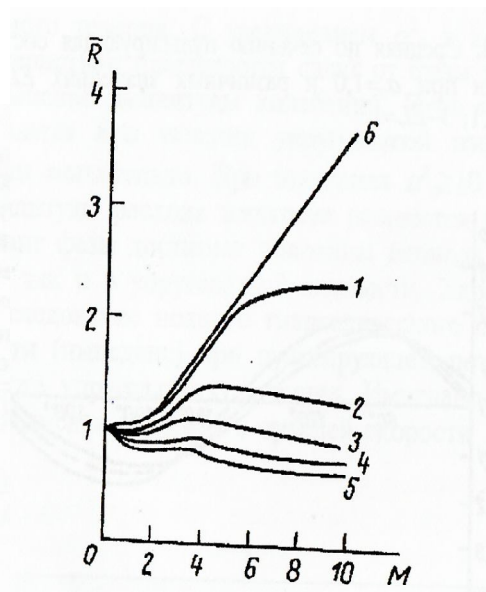
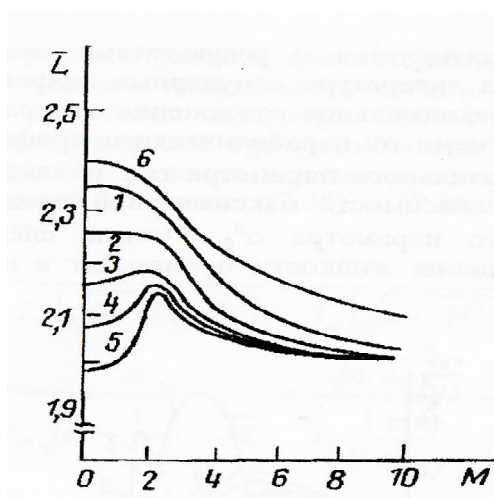
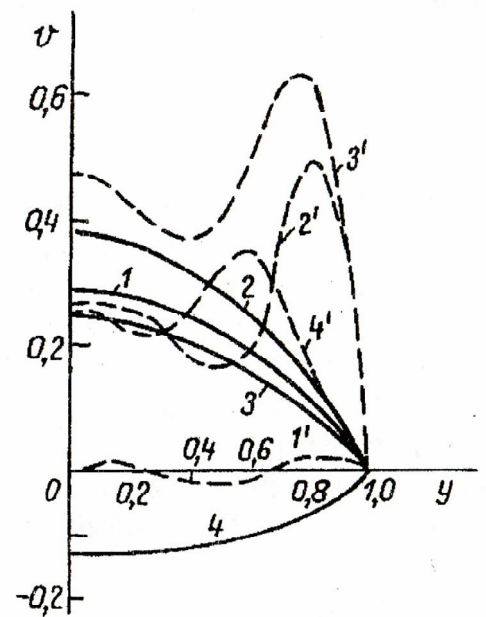
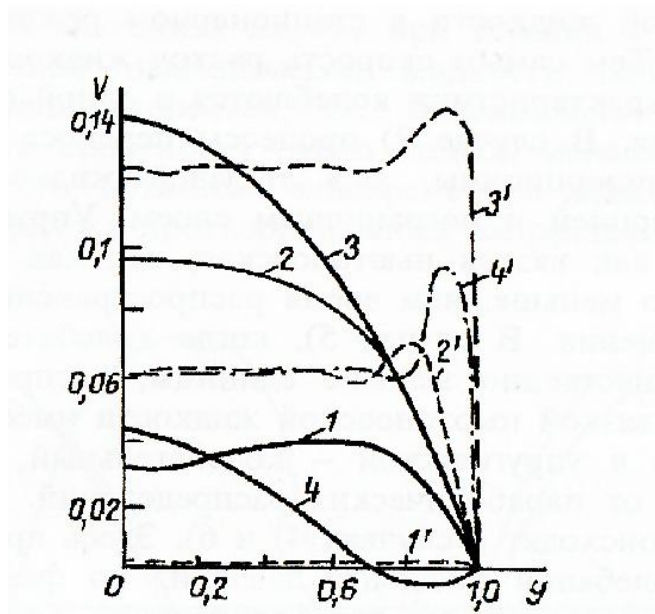
$$\begin{aligned}
V_x = & \frac{A_0}{4\nu_0} R_1^2 \left(1 - \frac{r^2}{R^2} \right) - \text{real} \left\{ \sum_{k=1}^N \frac{R^{-2}}{\nu} \left[\frac{\overline{M}_2 \left(\alpha_0 \frac{r}{R_0} \right) b_k -}{L} \dots \right. \right. \\
& \left. \left. - \overline{N}_2 \left(\alpha_0 \frac{r}{R_0} \right) a_k \cos k \varpi t - \left[\overline{M}_2 \left(\alpha_0 \frac{r}{R_0} \right) a_k + N \left(\alpha_0 \frac{r}{R_0} \right) \right] \sin k \omega t \right. \right. \\
& \left. \left. \dots \frac{L_1 \alpha_0}{L_1 \alpha_0} + \right. \right. \\
& \left. \left. i \left[\overline{M}_2 \left(\alpha_0 \frac{r}{R_0} \right) a_k + N \left(\alpha_0 \frac{r}{R_0} \right) \right] \sin k \omega t \right. \right. \\
& \left. \left. + \frac{L_1 \alpha_0}{L_1 \alpha_0} \dots \right. \right. \\
& \left. \left. + \left[\overline{M}_2 \left(\alpha_0 \frac{r}{R_0} \right) a_k + N \left(\alpha_0 \frac{r}{R_0} \right) \right] \sin k \omega t \right. \right. \\
& \left. \left. \dots \frac{L_1 \alpha_0}{L_1 \alpha_0} \right\}, \quad (45)
\end{aligned}$$

bu yerda

$$\begin{aligned}
J_0(M_1 - iM_1) &= br_0 + ibi_0 \\
A_k &= a_k - b_k i; \quad J_1(M_1 - iM_1) = br_1 + ibi_1 \\
M_{11} &= br_1 br_0 + bi_1 bi_0; \quad N_{11} = br_0 bi_1 - br_1 bi_0 \\
Q_0 &= \frac{\pi A_0}{8\nu} \cdot R^4; \quad L_1 = (br_0^2 + bi_0^2); \quad L_2 = L_1 (M_1^2 + \overline{M}_1^2); \\
M_2 &= 2(M_{11} M_1 - N_{11} \overline{M}_1) \quad N_2 = 2(-M_{11} \overline{M} + N_{11} M_1); \\
M_3 &= L_2 - M_2; \quad M_4 M_3 b_k - N_3 a_k; \quad N_4 = N_2 b_k + M_3 a_k; \\
\overline{M}_2 &= \overline{M}_{11} br_0 + \overline{N}_{11} bi_0, \quad \overline{M}_{11} = br_0 - br_0 \frac{r}{R_0} \\
\overline{N}_2 &= \overline{N}_{11} br_0 + \overline{M}_{11} bi_0, \quad \overline{N}_{11} = bi_0 - bi_0 \frac{r}{R_0}.
\end{aligned}$$

Hosil qilingan formula yordamida sonli xisob α_0 ning xar xil

$\alpha_0 = 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 10, 14$ qiymatlarida qaralib vaqtning $\omega t = 0$ qiymatlarda 2-rasimda tezlikning kanal kesim yuzasi bo'yicha taqsimlanish qonuni yuqorida ko'rsatilgan parametrlar qiymatida keltirilgan.



2-rasm (b)dan ko'rinadiki $\alpha_0 = 3$ bo'lganda tezlikning ko'ndalang kesim yuziasi bo'yicha taqsimlanishi parabola taqsimotidan chetlashib M-taqsimot shakliga o'tar ekan. Ya'ni suyuqlikning katta tezlikdagi harakati kanal markazida bo'lmasdan

ko'ndalang kesimning $R_0 = h - \sigma$ qismida bo'lib, bu erda σ - uzunlik, α_0 - tebranish parametriga bog'liq bo'ladi. $\alpha_0 \ll 1$ bo'lganda $\sigma = h$ bo'lib, $R_0 = 0$ markazda maksimal tengsizlik harakati kuzatiladi $\alpha_0 > 1$ bo'lgan xollarda 2-rasim (a) da $\sigma \ll 1$ bo'lib tezlikning katta qiymatlari kanal devorlari atrofida ro'y berar ekan.

II bob bo'yicha xulosa

Ushbu bobda asosan arterial tomir deformatsiyalarining matematik modelini uzliksiz muhitlar dinamikasining chiziqsiz tenglamalari orqali ifodalangan. Arterial tomirlar ichidagi qonning pulsli harakatini matematik modellashtirilgan

III-BOB. ARTERIAL TOMIRDA QONNING HARAKATINI MATEMATIK MODELLARI VA UNING TOMIR ICHIDAGI HARAKATI.

1. Devorlari deformatstsiyalanadigan yirik arterial qon tomirlarda qonning pulsli xarakatini matematik modellashtirish.

Devorlari deformatstsiyalanadigan yirik arterial qon tomirlarda qonning barqaror bo'lmagan oqimini qaraymiz. Bunda qon harakati Nave-Stoks tenglamasi orqali aniqlanadi [1-13].

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_r \frac{\partial v_x}{\partial r} &= - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 g_x}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial g_x}{\partial r} + \frac{\partial^2 g_x}{\partial x^2} \right) \\ \frac{\partial v_r}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_r}{\partial x} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} &= - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \nu \left(\frac{\partial^2 g_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial g_r}{\partial r} + \frac{\partial^2 g_r}{\partial x^2} \right) \end{aligned} \quad (5.1)$$

Suyuqlikning uzliksizlik tenglamasi quyidagicha bo'ladi

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{g_r}{r} = 0, \quad (5.2)$$

Bu yerda g_x va g_r -- o'q va radial tezlik komponentalari; ρ -- suyuqlik zichligi; ν -- kinematik yopishqoqlik koeffitsienti; P – bosim; r - radial, x – o'q koordinatalari; t - vaqt. Yuqoridagi tenglamalarga yana silindrik tomir devorlarining deformatsiyasini aniqlovchi tenglamalarni kiritamiz.

$$\begin{aligned} \rho_\omega h \frac{\partial^2 u_r}{\partial t^2} &= \left[p - 2\mu \frac{\partial g_r}{\partial r} \right]_{r=R} + \frac{Mu_r}{R^2} - \frac{m}{R} + M \frac{\partial^2 u_r}{\partial x^2} + Y, \\ \rho_\omega h \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} &= -\mu \left[\frac{\partial g_x}{\partial r} + \frac{\partial g_r}{\partial x} \right]_{r=R} + \frac{M-N}{R} \frac{\partial u_r}{\partial x} + \frac{\partial n}{\partial x} + X, \end{aligned} \quad (5.3)$$

Bu yerda ρ_{σ} - devor materialining zichligi; h – devor qalinligi; u_r va u_x - radial va o'q bo'yicha devorning ko'chishi; μ - dinamik yopishqoqlik; R - silindrik tomir devorining o'rtalashtirilgan radiusi; M i N - birlik uzunlikdagi doiraviy va bo'ylama taranglik; $M = p_0 R$ bosimga mos keluvchi kattalik;

$$m = E_1 h / (1 - \sigma_1 \sigma_2) \frac{u_r}{R} + E_1 h \sigma_2 / (1 - \sigma_1 \sigma_2) \frac{\partial u_x}{\partial x}$$

$$n = E_2 h \sigma_1 / (1 - \sigma_1 \sigma_2) + E_2 h / (1 - \sigma_1 \sigma_2) \frac{\partial u_x}{\partial x} \quad (5.6) \text{ Doiraviy}$$

va bo'ylama taranglikning o'zgarishini xarakterlovchi tenglamalar quyidagicha ifoda qilinadi:

$$X = M_0 \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} - L_1 \frac{\partial u_x}{\partial t} - K_1 u_x,$$

$$Y = M_0 \frac{\partial^2 u_r}{\partial t^2} - L_2 \frac{\partial u_r}{\partial t} - K_2 u_r, \quad (5.7)$$

X va Y -tomirni o'rab turgan muhit tomonidan ta'sir qiluvchi qo'shimcha mahkamlangan kuchlanganlik, Bu yerda tomir devori materialining qattiqligi, inertsiasini va yopishqoqligi uning qo'shimcha kuchlanishida e'tiborga olingan. M_0 -- mahkamlangan materialning birlik massasi; L_1 va L_2 -yopishqoqlik koeffitsientining bo'ylama va radial komponentalari; $E_1 E_2$ - YUning elastiklik koeffitsienti moduli $\sigma_1 \sigma_2$ - Puasson koeffitsienti; K_1, K_2 - elastiklik koeffitsienti .

Mahkamlanmagan yopishqoq elastik tomirdagi bir o'lchovli oqimni qaraymiz. Bu xol uchun $X = Y = 0, M = N = 0$ bo'ladi . Quyidagi almashtirishlar orqali o'lchamsiz kattaliklarga o'tamiz

$$t = T t_1, \quad r = R r_1, \quad x = L x_1, \quad \mathcal{G}_x = \frac{L l}{T} \mathcal{G}_{1x},$$

$$\mathcal{G}_r = \frac{l R}{T} \mathcal{G}_{1r}, \quad p = \frac{\mu l L^2}{R^2 T} p_1. \quad (5.8)$$

Bu yerda L, T --uzunlikni va vaqtni xarakterlovchi kattaliklar (bu yerda tomir uzunligini xarakterlovchi uzunlik masshtabi va to'liq davri);

l -tomir devorining muvozanat xolatidan masimal chetlashishi.

Bularni e'tiborga olgan xolda Yuqoridagi tenglamalar sistemasi quyidagi ko'rinishni oladi [13-14].

$$S \left[\frac{\partial \mathcal{G}_{1x}}{\partial t_1} + l \left(\mathcal{G}_{1x} \frac{\partial \mathcal{G}_{1x}}{\partial x_1} + \mathcal{G}_{1r} \frac{\partial \mathcal{G}_{1x}}{\partial r_1} \right) \right] - \frac{\partial p_1}{\partial x_1} +$$

$$+ \left(\frac{\partial^2 \mathcal{G}_{1x}}{\partial r_1^2} + \frac{1}{r_1} \frac{\partial \mathcal{G}_{1x}}{\partial r_1} + \varepsilon^2 \frac{\partial^2 \mathcal{G}_{1x}}{\partial x_1^2} \right),$$

$$\varepsilon^2 S \left[\frac{\partial \mathcal{G}_{1r}}{\partial t_1} + l \left(\mathcal{G}_{1x} \frac{\partial \mathcal{G}_{1r}}{\partial x_1} + \mathcal{G}_{1r} \frac{\partial \mathcal{G}_{1r}}{\partial r_1} \right) \right] - \frac{\partial p_1}{\partial r_1} +$$

$$+ \varepsilon^2 \left(\frac{\partial^2 \mathcal{G}_{1r}}{\partial r_1^2} + \frac{1}{r_1} \frac{\partial \mathcal{G}_{1r}}{\partial r_1} - \frac{\mathcal{G}_{1r}}{r_1^2} + \varepsilon^2 \frac{\partial^2 \mathcal{G}_{1r}}{\partial x_1^2} \right),$$

$$\frac{\partial v_{1x}}{\partial x_1} + \frac{\partial v_{1r}}{\partial r_1} + \frac{\mathcal{G}_{1r}}{r_1} = 0 ,$$

$$S \frac{\partial^2 u_{1r}}{\partial t_1^2} = \left[p_1 - 2\varepsilon^2 \frac{\partial \mathcal{G}_{1r}}{\partial r_1} \right]_{r_1=1} - \frac{m}{R}, \quad (5.9)$$

$$S \frac{\partial^2 u_{1x}}{\partial t_1^2} = -\varepsilon \left[\frac{\partial \mathcal{G}_{1x}}{\partial r_1} + \frac{\partial \mathcal{G}_{1r}}{\partial x_1} \right] + \frac{\partial n}{\partial x},$$

$$m = E_1 / (1 - \sigma_1 \sigma_2) u_{1r} + \varepsilon E_1 \sigma_2 / (1 - \sigma_1 \sigma_2) \frac{\partial u_{1x}}{\partial x};$$

$$n = \varepsilon (E_2 \sigma_1 / (1 - \sigma_1 \sigma_2) u_{1r} + E_2 / (1 - \sigma_1 \sigma_2) \frac{\partial u_{1x}}{\partial x}).$$

Bu yerda $S = \frac{\rho R^2}{T \mu}; \quad \varepsilon = \frac{R}{L} = \frac{V^*}{U^*}; \quad g_0 = \frac{L}{T}; \quad l = \frac{U^*}{c_0};$

V^*, U^* – radial va bo'ylama tezliklarning xarakterli qiymatlari; g_{1r}, g_{1x} – radial va o'q tezliklarining o'lchamsiz komponentalari;

r_1 va x_1 - o'lchamsiz radial va o'q koordinatalari; C_0 -- to'lqinni harakterlovchi fazoviy tezlik yoki, fazovaya skorost Moensa-Kortevegning fazoviy tezligi;

$$S = \frac{\rho_w R^2}{T E}; \quad u_{1r}, u_{1x} \text{-razmersiz}$$

radial va o'q bo'yicha devarning siljish komponentalari; P_1 - razmersiz bosim;

E_1, E_2 - ko'ndalang va bo'ylama yo'nalish bo'yicha Yung modullari.

Devorlari deformatstsiyalanadigan silindrik kanallarda suyuqlikning pulsli xarakati tenglamalarini yechish va taxlil qilish

Soddalik uchun qaralayotgan tomir yetarlicha uzun va devor tebranishi amplitudasi kichik deb qaraymiz bu hol uchun quyidagilar o'rinli bo'ladi

$\varepsilon \ll 1, \ell \ll 1$. U xolda $\varepsilon^2, \varepsilon^4$ va ℓ lar qatnashgan hadlarni e'tiborga olmagan xolda quyidagiga ega bo'lamiz :

$$\frac{\partial \omega_x}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 \mathfrak{g}_x}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \mathfrak{g}_x}{\partial r} \right)$$

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{g_r}{r} = 0, \quad (5.10)$$

$$\frac{\partial p}{\partial r} = 0,$$

$$\rho_w h \frac{\partial^2 u_r}{\partial t^2} = p - \frac{E h u_r}{R^2 (1 - \sigma^2)},$$

E - Foyt ko'rinishidagi chiziqli operator:

$$E = \left(E_{1dyn} + \eta \frac{\partial}{\partial t} \right),$$

bu η -- devor materialining yopishqoqlik koeffitsienti,

E_{1dyn} -- haqiqiy o'zgarmas elastikli moduli.

Soddalik uchun devor qalinligining tomir radiusiga nisbati kichkina va tomir uni o'rab turgan muhitga qattiq mahkamlangan deb qaraymiz, bu xolda tomir devori bo'ylama yo'nalish bo'yicha deformatsiyalanmaydi. Deformatsiya faqat radial yo'nalish bo'yicha sodir bo'ladi. Demak bu xolda suyuqlik bilan devor orasida quyidagi munosibato'rinli bo'ladi

.

$$g_r = \frac{\partial u_r}{\partial t} \quad \text{agar } r = R \text{ bo'lsa,}$$

$$\frac{\partial g_x}{\partial r} = 0, \quad g_r = 0 \quad \text{agar } r = 0. \text{ bo'lsa,} \quad (5.11)$$

$t = 0$ vaqtda tomirda harakat yo'q deb qaraymiz,

$t = 0$ dan katta qiymatlarda harakat birdaniga bosim gradienti hisobiga ro'y beradi deb hisoblaymiz

$$p = p_0^0, \quad \mathcal{G}_x = 0 \quad \text{pri} \quad t = 0,$$

$$p = p_0^0 + \sum_{k=1}^N (A_k^0 - B_k^0 i) e^{i\sigma_k t} \quad \text{pri} \quad x = 0, \quad t \succ 0,$$

$$p = p_L^0 + \sum_{k=1}^N (A_k^L - B_k^L i) e^{i\sigma_k t} \quad \text{pri} \quad x = L, \quad t \succ 0. \quad (5.12)$$

$$i \omega = \sigma_k,$$

Bu yerda ω -- tebranishning aylanma chastatasi p_0^0 , p_L^0 -- o'rtacha bosim tomirning boshlang'ich va oxirgi kesimlaridagi;

A_k^0 , B_k^0 , A_k^L , B_k^L -- Fure koeffitsientlar;

p_0^0 -- vaqtning boshlang'ich xolatidagi o'rtacha bosim;

(5.10) tenglamalar sistemasidagi to'rtinchi tenglamani vaqt bo'yicha differentsiallab va (5.11) shartning birinchisini hisobga olib quyidagi tenglamaga ega bo'lamiz

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{E h}{R^2 (1 - \sigma^2)} \mathcal{G}_r \Big|_{r=R} + \rho_w h \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\mathcal{G})_r \Big|_{r=R} \quad (5.13)$$

(5.12) dagi birinchi shartni hisobga olib uzliksizlik tenglamasini 0

dan R gacha integrallab quyidagiga ega bo'lamiz

$$\frac{\partial V}{\partial x} = -\frac{2}{R} \mathcal{G}_r \Big|_{r=R} \quad (5.14)$$

Bu yerda V -- o'rtacha tezlik. Bularni e'tiborga olgan xolda bosim gradienti bilan o'rtacha tezlik orasidagi bog'lanish quyidagi tenglama orqali ifodalanadi

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{E h}{2R (1-\sigma^2)} \frac{\partial V}{\partial x} - \rho_w h \frac{R}{2} \frac{\partial^3 V}{\partial t^2 \partial x} \quad (5.15)$$

Bu tenglamani e'tiborga olgan holda (5.11) tenglamalar sistemasi quyidagi ko'rinishni oladi

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_x}{\partial t} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + v \left(\frac{\partial^2 \mathcal{G}_x}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \mathcal{G}_x}{\partial r} \right), \\ \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{\mathcal{G}_r}{r} &= 0, \end{aligned} \quad (5.16)$$

$$\frac{\partial p}{\partial r} = 0,$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{E h}{2R (1-\sigma^2)} \frac{\partial V}{\partial x} - \rho_w h \frac{R}{2} \frac{\partial^3 V}{\partial t^2 \partial x}$$

Endi hosil qilingan tenglamalar sistemasini (5.12) chegaravi va (5.11)

boshlang'ich shartlarni e'tiborga olgan xolda echamiz, Buning uchun tenglamalar sistemasiga Laplas-Karson almashtirishlarini tadbqiq qilamiz. Natijada tasvirda hosil bo'lgan tenglamaga ega bo'lamiz

$$\frac{\partial^2 \bar{g}_x}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial g_x}{\partial r} - \frac{\lambda}{v} g_x = \frac{1}{p^\nu} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} \quad (5.17)$$

$$\frac{dU}{dx} = -\frac{\lambda}{a} \bar{p} + \frac{\lambda}{a} p_0^0,$$

$$\bar{p} = p_0^0 + \frac{p_0 \lambda}{\lambda - i\omega} \quad x=0, \quad (5.18)$$

$$\bar{p} = p_L^0 + \frac{p_L \lambda}{\lambda - i\omega} \quad \text{pri } x=L,$$

Bu yerda

$$a = \frac{Eh}{2R} \left(1 - \frac{\rho_\omega R^2}{E} \lambda^2 \right)$$

λ -- Laplas – Karson almashtirishi parametri, u quyidagi formula orqali to'liqning tarqalish tezligi bilan bog'langan

$$\frac{a}{\rho} = c_0^2 \left(1 - \frac{\rho_\omega R^2}{E} \lambda^2 \right) \quad C_0 = \sqrt{\frac{Eh}{2\rho R}}$$

Bu yerda c_0 - Moens – Korteveg tezligi,

Bir qancha hisoblardan keyin o'rtacha tezlikni topish uchun telegraf tenglamasini hosil qilamiz va u tenglamani yechish natijasida o'rtacha tezlik va bosim uchun hisob formulasini keltirib chiqaramiz, tasvirda.

Topilgan echimga Lapals-Karsonning teskari almashtirishini qullash orqali bosim va o'rtacha tezliklar uchun yakuniy formulaga ega bo'lamiz

$$\begin{aligned}
p(x,t) = p_0^0 + (p_L^0 - p_0^0) \frac{x}{L} + \\
+ \text{Real} \left\{ \sum_{k=1}^N \left[\left[A_k \left(ch \sqrt{\frac{i\sigma_k z}{a}} x - \frac{sh \sqrt{\frac{i\sigma_k z}{a}} x}{th \sqrt{\frac{i\sigma_k z}{a}} L} \right) + B_k \frac{sh \sqrt{\frac{i\sigma_k z}{a}} x}{sh \sqrt{\frac{i\sigma_k z}{a}} L} \right] e^{i\sigma_k t} - \right. \right. \\
\left. \left. 2 \sum_{n,m=1}^{\infty} \left[\frac{R^2}{n\pi} \times \frac{(A_k - B_k (-1)^n)}{A(x_{n,m}) \nu} \frac{1}{1 + l \frac{\sigma^2}{x_{n,m}^2}} - (p_L^0 - p_0^0) (-1)^n \frac{R^2}{x_{n,m}^L \nu(n, \pi)} \frac{1}{A(x_{n,m}^2)} \right] \sin\left(\frac{n\pi}{L} x\right) \exp\left(-\frac{x_{n,m}^2 \nu}{R^2} t\right) \right] \right\},
\end{aligned}
\tag{5.19}$$

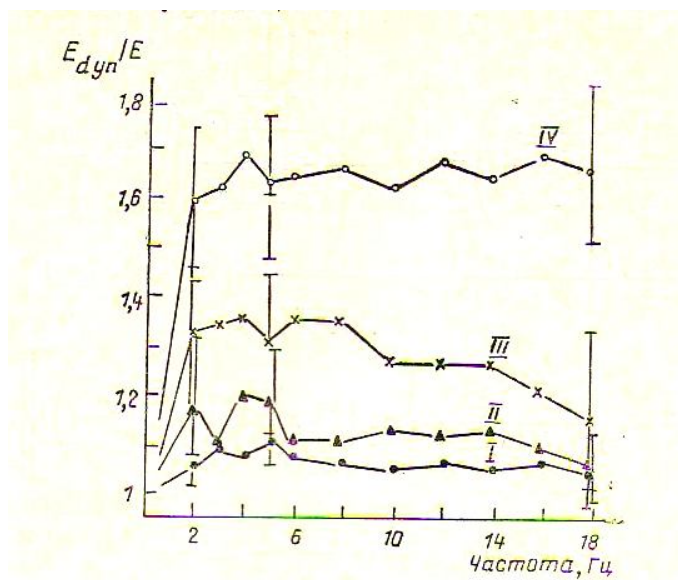
$$\text{gde } A(x_{n,m}) = \frac{3R^2}{x_{n,m}^2 \nu} - \frac{R^2}{2\nu} - \frac{x_{n,m}^4}{4R^2} \left(\frac{1}{n\pi} \right)^2 \frac{\rho}{a} - \frac{R^6}{4\nu^2} \frac{a}{\rho} \left(\frac{n\pi}{L} \right)^2 \frac{1}{x_{n,m}^4};$$

$$\sigma_k = \sqrt{\frac{\sigma_k}{\nu}} R$$

$x_{n,m}$ — quyidagi tenglamaning musbat echimlari

$$\frac{x^4 D^2}{R_0^2} \rho J_0(x) - \left(\frac{n\pi}{L} \right)^2 a(x) J_2(x) = 0 \tag{5.20}$$

Echimni taxlil qilish uchun quyidagi aniq misolni qeltiramiz, ya'ni devor deformatsiyasi Foygt qonuniga bo'y sunsin deb hisoblaymiz

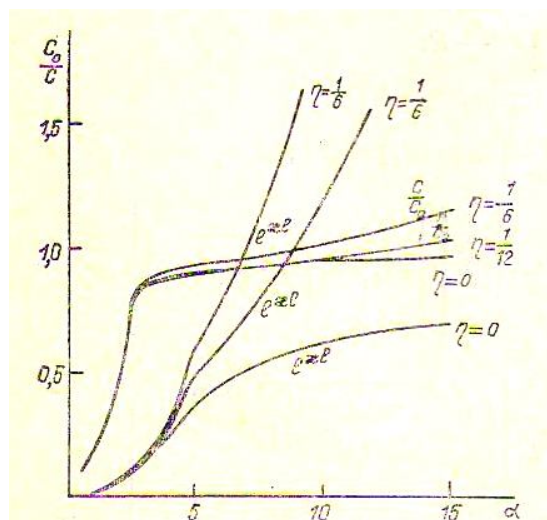


Расим-1

$$E = (E_{tdyn} + i\omega\eta)$$

ёки

$$E = E_{tdyn} \left(1 + \frac{i\omega\eta}{E_{tdyn}} \right)$$



Расим-2

Бу ерда E_{tdyn} - деворнинг эластиклик модули;

ω -тўлқиннинг доирави частотаси;

η - ёпишқоқлик коэффиценти

Расим-1 дан куйидаги гидродинамик параметрларни оламыз

$$E_{tdyn} = (1,1 - 1.7) E_{stat} \quad \eta = (0.1 - 0.2) E_{stat}.$$

Ҳисоблашда куйидагилар олинди

$$E_{tdyn} = 3 \cdot 10^2 - 7 \cdot 10^2$$

Расим-2 дан кўринадики тўлқиннинг сўниши деворнинг деформациясидаги ёпишқоқлик коэффиценти боғлиқ равишда сезиларли ўзгаради. Тўлқин тарқалиш тезлиги эса унга унчалик боғлиқ бўлмайди.

2.Qonning Arterial tomirlarda pulsatsion harakat tenglamalarini yechish.

Konkret masalalar yechishda Nave- Stoks tenglamasini va uzliksizlik tenglamalarini masalaning qo'yilish shartlariga qarab soddaroq ko'rinishlarga keltiriladi. Buning uchun esa tenglamalar sistemasida qatnashayotgan kattaliklar yangi kattaliklarga o'tkazilib, qaralayotgan masaladagi kattaliklarning bir-biriga nisbatan katta-kichikligi solishtiriladi va natijada tenglamalar sistemasida qatnashayotgan hadlarning bir-biriga nisbatan qiymatlari aniqlanadi. CHEksiz kichik qiymatlarga ega bo'lgan hadlar hisobga olinmasdan tashlab yuboriladi. Natijada murakkab tenglamalar sistemi qo'yilgan masala shartlariga qarab ancha soddaga ko'rinishga keltiriladi. Bu aytilganlarga asosan quyida biz yetarlicha katta uzunlikka ega bo'lgan qon tomirlarda qonning tebranma harakatini qaraymiz. Tomir devorlari bir-biridan 2h masofada joylashgan bo'lib uning markaziy qismidan ox o'qini o'tkazamiz, unga perpendikulyor qilib esa oy o'qini o'tkazamiz, suyuqlik oqimini oy o'qiga simmetrik deb qaraymiz, natijada aytilganlarga asosan oqim ox va oy o'qi bo'yicha bo'lib oz o'qi bo'yicha esa oqim e'tiborga olinmaydi.

Qarayotgan oqimni oy va ox o'qlari bo'icha simmetrik deb hisob, suyuqlikning harakat tenglamasini Nave-Stoks va suyuqlikning uzliksizlik tenglamalari orqali matematik nuqtaiy nazardan dekart koordinatalar sistemasida ifodalaymiz. Bu tenglamalar sistemasida qatnashayotgan kattaliklarni yangi kattaliklar orqali quyidagicha almashtirib,

$$t = T t_1, \quad x = L x_1, \quad h = h_0 h_1,$$

$$u = U_0 u_1, \quad v = V_0 v_1, \quad p = \frac{\mu L U_0}{h_0^2} p_1, \quad (2.1)$$

$$V/U_0 = \frac{h_0}{L} = \varepsilon, \quad .$$

Yangi o'zgaruvchilar orqali ifodolanga tenglamalar sistemasiga ega bo'lamiz [3,4,5]

$$\left. \begin{aligned} \alpha^2 \left[\frac{\partial u_1}{\partial t} + \varepsilon \left(u_1 \frac{\partial u_1}{\partial x_1} + v_1 \frac{\partial u_1}{\partial y_1} \right) \right] &= - \frac{\partial p_1}{\partial x_1} + \left(\varepsilon^2 \frac{\partial^2 u_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_1}{\partial y^2} \right) \\ \varepsilon^2 \alpha^2 \left[\frac{\partial v_1}{\partial t} + \varepsilon \left(u_1 \frac{\partial v_1}{\partial x_1} + v_1 \frac{\partial v_1}{\partial y_1} \right) \right] &= - \frac{\partial p_1}{\partial y_1} + \varepsilon^2 \left(\frac{\partial^2 v_1}{\partial x^2} + \varepsilon^2 \frac{\partial^2 v_1}{\partial y^2} \right) \\ \frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \frac{\partial v_1}{\partial y_1} &= 0 \end{aligned} \right\} (2.2)$$

Bu yerda- t – vaqt, x va y – gorizontal va vertikal koordinatalar, u_1 va v_1 – bo'ylama va ko'ndalang tezliklar, r_1 – bosim, $\alpha = \sqrt{\frac{\omega}{2}} R$ - Reynoldsning berilgan chastotaga

mos soni, $\varepsilon = \frac{h_0}{L} = \frac{V_0}{U_0} \ll 1$, - kichik miqdorlar Keyinchalik faqat o'lchamsiz

kattaliklar bilan ish ko'ramiz shu sababdan «1» shakldagi belgini e'tiborga olmasak ham bo'ladi..

Oqimning simetrikligini hisobga olib faqat $h \geq 0$ sohani qaraymiz va shuni e'tiborga olgan holda chegaraviy shartlarni bo'ylama va ko'ndalang tezliklar uchun keltiramiz. Tomir devorlarida chegaraviy shartlar quyidagicha bo'ladi

$$v = 0, \quad u = 0 \quad \text{bo'ladi} \quad y = h. \quad \text{bo'lganda} \quad (2.3)$$

Tomir markazida oqimning simmetriklik sharti bajariladi. Ya'ni:

$$\frac{\partial u}{\partial y} = 0, \quad v = 0 \quad \text{bo'ladi} \quad y = 0. \quad \text{bo'lganda} \quad (2.4)$$

Yuqoridagi kichik miqdorlarning tenglamada qatnashgan hadlarini e'tiborga olmasdan, ularni tashlab yuborish natijasida quyidagi sodda ko'rinishdagi tenglamaga kelamiz

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (2.5)$$

Bu yerda bosim gradienti $\frac{\partial p}{\partial x}$ -vaqtning garmonik tebranishlaridan iborat bo'lsin.

Ya'ni:

$$-\frac{\partial p}{\partial x} = A_0 + \text{real} A e^{i\omega t} = A_0 + A \cos \omega t \quad (2.6)$$

U xolda tenglama echimini $u = u_0 + u_1 e^{i\omega t}$ -shaklida axtaramiz, natijada

Yuqoridagi tenglama quyidagi ko'rinishga keladi

$$\frac{\partial^2 u_0}{\partial y^2} = \frac{1}{\mu} A_0, \quad \frac{\partial^2 u_1}{\partial y^2} - \frac{i\omega}{\nu} u_1 = \frac{1}{\mu} A \quad (2.7)$$

Bu yerda birinchi tenglama echimi Puazeyl yechimidan iborat bo'lib u quyidagi ko'rinishni oladi

$$u_0 = \frac{1}{2\mu} h^2 \left(1 - \frac{y^2}{h^2}\right), \quad \text{ikkinchi tenglama echimi esa triogonometrik shaklda}$$

bo'lib quyidagicha aniqlanadi

$$u_1 = \text{real} \left(\frac{1}{i\alpha_0^2} \left(1 - \frac{\cos(i^{\frac{3}{2}}\alpha_0 \frac{y}{h})}{\cos(i^{\frac{3}{2}}\alpha_0)}\right) \right) \quad (2.8)$$

Umumiy echimni u_0 va u_1 -ning qiymatlarini hisobga olgan xolda topamiz.
Ya'ni:

$$\frac{u}{U} = \frac{3}{2} \left[\left(1 - \frac{y^2}{h^2}\right) + \frac{2}{3} \frac{A}{A_0} \operatorname{real} \left(\frac{1}{i\alpha_0^2} \left(1 - \frac{\cos(i^{3/2}\alpha_0 \frac{y}{h})}{\cos(i^{3/2}\alpha_0)}\right) \right) \right] e^{i\omega t} \quad (2.9)$$

Bu yerda $U = \frac{1}{3\mu} A_0 h$ - kesim yuzasi bo'yicha o'rtacha tezlik.

yechimning tahlili va muammolari haqida.

Oxirgi formulaning real qismini ajratib, yakuniy echimga ega bo'lamiz

$$\frac{u}{U} = \frac{3}{2} \left[\left(1 - \frac{y^2}{h^2}\right) + \frac{2}{3} \frac{A}{A_0} W \right] \quad (2.10)$$

Bu yerda $\frac{3}{2} \left(1 - \frac{y^2}{h^2}\right)$ - barqaror oqim tashkil etuvchisidir.

$\frac{2}{3} \frac{A}{A_0} W$ - esa pulsli oqim qismidir. Bu yerda W - quyidagicha aniqlanadi

$$W = \frac{\sin \omega t}{\alpha_0^2} + \frac{1}{\alpha_0^2 (A^2 + B^2)} \left[(A \cos M_1 y \cdot \overline{ch M_1 y} - B \sin M_1 y \cdot \overline{sh M_1 y}) \cos \omega t - \right. \\ \left. - (B \cos M_1 y \cdot \overline{ch M_1 y} + A \sin M_1 y \cdot \overline{sh M_1 y}) \sin \omega t \right] \quad (2.11)$$

Bu yerda $A, B, M_1, \overline{M}_1$ koeffitsentlar quyidagicha aniqlanadi.

$$A = \sin M_1 sh \overline{M}_1, B = \cos M_1 ch \overline{M}_1$$

$$\overline{y} = \frac{y}{h_0}; \alpha_0 = \sqrt{\frac{\omega}{\nu}} h_0;$$

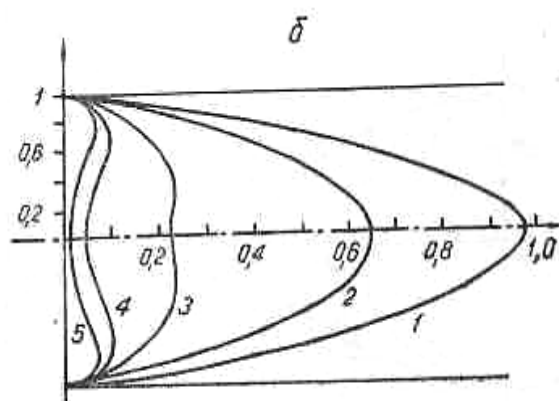
$$i^{3/2} \alpha_0 = M_1 + \overline{M}_1 i, M_1 = \frac{\alpha_0}{\sqrt{2}} \overline{G}_2$$

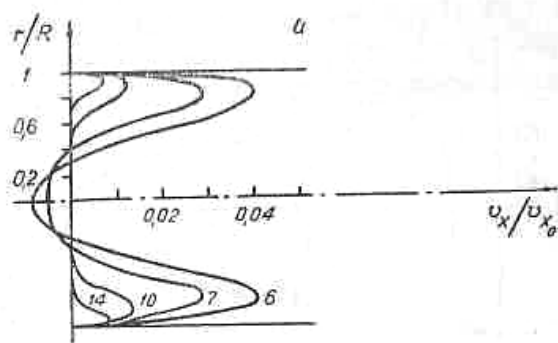
$$M_1 = \frac{\alpha_0}{\sqrt{2}} G_1$$

$$\overline{G}_1 = \cos \frac{\varphi}{2} + \sin \frac{\varphi}{2}$$

$$\overline{G}_2 = \cos \frac{\varphi}{2} - \sin \frac{\varphi}{2}$$

Hosil qilingan formula yordamida sonli xisob o'tkaziladi. $\alpha_0 = 2$ bo'lib, vaqtning har xil qiymatlarida ya'ni $\omega t = 0, \omega t = \frac{\pi}{6}, \omega t = \frac{\pi}{2}; \omega t = \frac{5\pi}{6}$ qiymatlarda tezlikning kanal kesim yuzasi bo'yicha taqsimlanish qonuni 2-Rasmda ko'rsatilgan





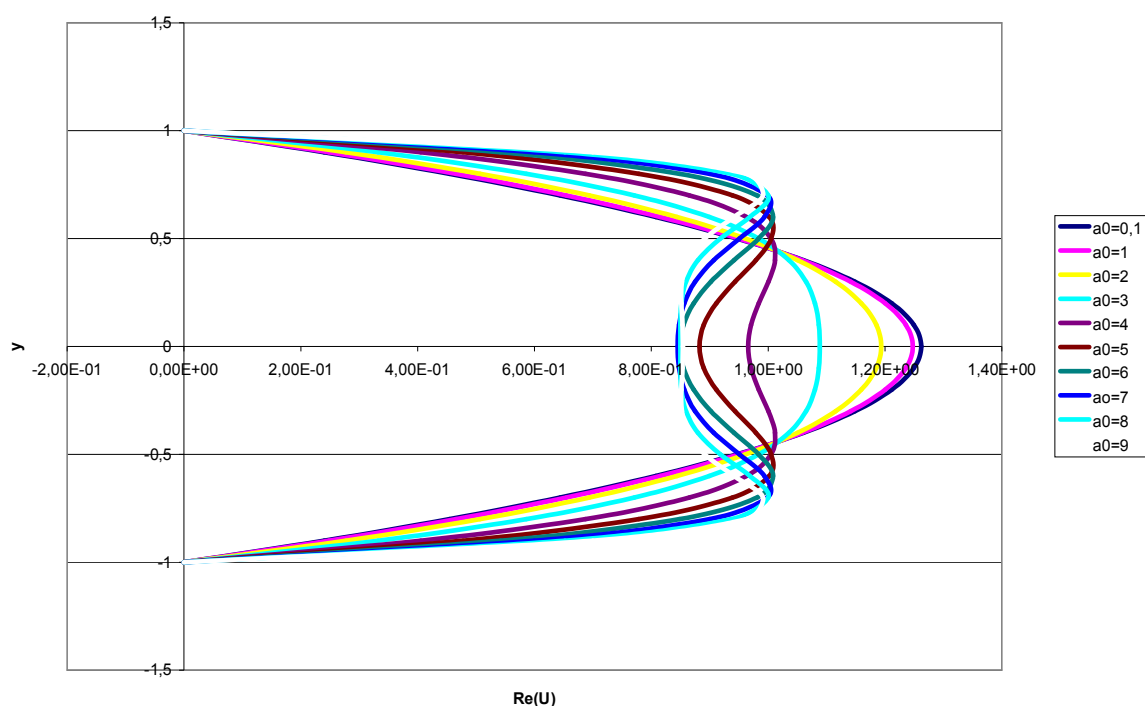
2-Rasm

Tezlikning kanal ko'ndalang kesim yuzasi bo'yicha taqsimlanishi.

$$\alpha_0 = 2, 1 - \omega t = 0, 2 - \omega t = \frac{\pi}{6}, 3 - \omega t = \frac{\pi}{2}; 4 - \omega t = \frac{5\pi}{6}$$

2-Rasmdan ko'rinadiki $\alpha_0 = 2$ bo'lganda tengsizlikning ko'ndalang kesim yuzasi bo'yayicha taqsimlanishi parabola taqsimotidan chetlashib M-taqsimot shakliga o'tar ekan. Ya'ni suyuqlikning katta tezlikdagi harakati kanal markazida bo'lmasdan ko'ndalang kesimning $y_0 = h - \sigma$ qismida bo'lib, bu σ - uzunlik, α_0 - tebranish parametriga bog'liq bo'ladi. $\alpha_0 \ll 1$ bo'lganda $\sigma = h$ bo'lib, $y_0 = 0$ markazda maksimal tengsizlik harakati kuzatiladi $\alpha_0 > 1$ bo'lgan xollarda $\sigma \ll 1$ bo'lib tezlikning kata qiymatlari tomir devorlari atrofida ro'y berar ekan.

Hosil qilingan formula yordamida sonli xisob o'tkaziladi. Bunda α_0 -ning har xal qiymatlarida $\omega t = \frac{\pi}{2}$ bo'lgan xoldagi tezlikning ko'ndalang kesim yuzasi bo'yicha o'zgarishi Rasmda tasvirlangan.

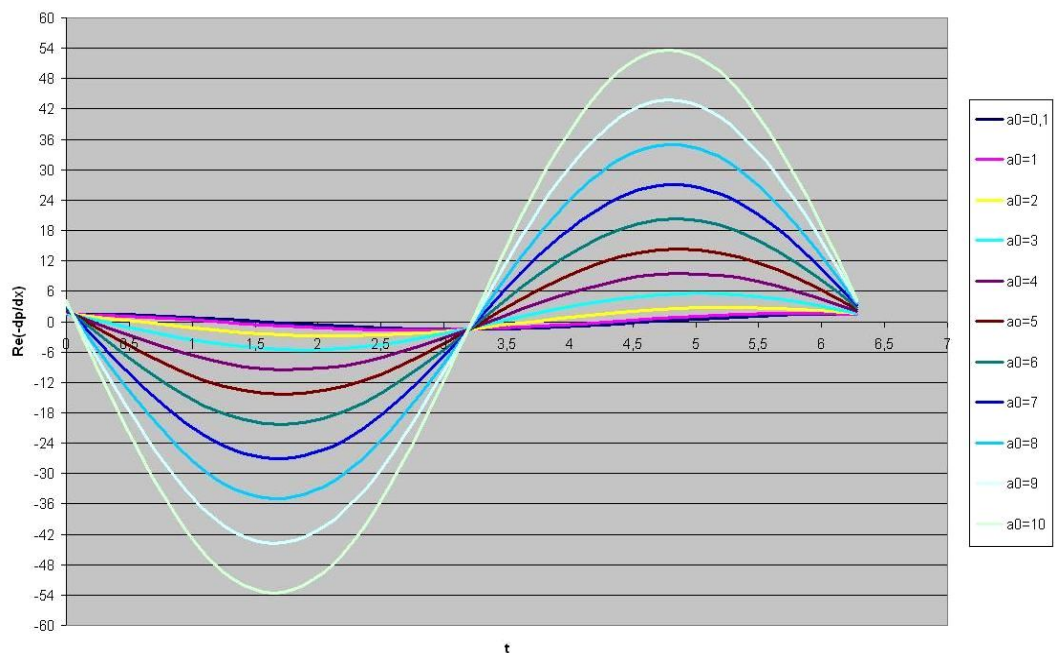


Rasm

Tezliklarning tomir ko'ndalang kesim yuzasi bo'yicha taqsimlanishi.

$$(\alpha_0 = 0,1; 1; 2; 3; 4; 5; 6; 7; 8; 9; \omega t = \frac{\pi}{2})$$

Rasmdan ko'rinadiki $\alpha_0 > 4$ bo'lganda tezlikning ko'ndalang kesim yuziasi bo'yayicha taqsimlanishi parabola taqsimotidan chetlashib M-taqsimot shakliga o'tar ekan. Ya'ni suyuqlikning katta tezlikdagi harakati kanal markazida bo'lmasdan ko'ndalang kesimning $y_0 = h - \sigma$ qismida bo'lib, bu σ - uzunlik, α_0 - tebranish parametriga bog'liq bo'ladi. $\alpha_0 \ll 1$ bo'lganda $\sigma = h$ bo'lib, $y_0 = 0$ markazda maksimal tengsizlik harakati kuzatiladi $\alpha_0 > 4$ bo'lgan xollarda $\sigma \ll 1$ bo'lib tezlikning kata qiymatlari kanal devorlari atrofida ro'y berar ekan. Endi bosim gradienti bilan suyuqlik sarfi orasidagi bog'lanishni ifodalovchi grafiklarni solishtiramiz.



Endi to'g'ri va konussimon kanallardagi hisoblashlar qulay bo'lishi uchun suyuqlik sarfi nolga teng bo'lgan kesimni "o'lik kesim" deb atab, uning bo'ylama koordinatasini x_m bilan belgilaymiz.

Agar idish konussimon shaklga ega bo'lsa, "o'lik kesim" hamisha ham $x_m = 0$ nuqtada bo'lmaydi (2-rasm).

Unda $Q|_{x=-L} \neq Q|_{x=L}$. SHuning uchun masalalar yechishda jism konussimonligini hisobga olish juda muhimdir. SHu maqsadda $p(t)=0$ da $h_1 < h_2$ ekanligini hisobga olib (8) ni $(-L, L)$ intervalda integrallab,

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{3\mu}{h^3} \frac{\partial h}{\partial t} \left(x + \frac{bL^2}{a_1} \right), \quad (2.12)$$

bunda $b = \frac{h_2 - h_1}{2L}$, $a_1 = \frac{h_2 + h_1}{2} + \delta_m \cos \omega t$, $h(x, t) = a_1 + bx$

agar (14), dan $\frac{\partial p}{\partial x} = 0$, bo'lsa $x + \frac{bL^2}{a_1} = 0$, $\frac{3\mu}{h^3} \cdot \frac{\partial h}{\partial t} \neq 0$

Bundan

$$x_m = -\frac{bL^2}{a_1}. \quad (2.13)$$

a_1 va b larni (15) kuyamiz:

$$x_m = -\frac{(h_2 - h_1)L}{(h_2 + h_1) + 2\delta_m \cos \omega t} \quad (2.14)$$

Bu yerda $|\sigma| = |2\delta_m \cos \omega t| \leq 2\delta_m$.

$\sigma = 2\delta_m$ da eng katta qiymatiga erishadi $\frac{x_m}{L}$

$$\left(\frac{x_m}{L}\right)_{\max} = -\frac{h_2 - h_1}{h_2 + h_1 + 2\delta_m}, \quad (2.15)$$

$\sigma = -2\delta_m$ da eng kichik qiymatiga erishadi

$$\left(\frac{x_m}{L}\right)_{\min} = -\frac{h_2 - h_1}{h_2 + h_1 - 2\delta_m} \quad (2.16)$$

3.Qonning arterial tomirlarda barqaror bo'lmagan harakat tenglamalarini yechish.

Bu masalani yechishda yechishda Nave- Stoks tenglamasini va uzliksizlik tenglamalarini masalaning qo'yilish shartlariga qarab soddaroq ko'rinishlarga keltiriladi. Buning uchun esa tenglamalar sistemasida qatnashayotgan kattaliklar yangi kattaliklarga o'tkazilib, qaralayotgan masaladagi kattaliklarning bir-biriga nisbatan katta-kichikligi solishtiriladi va natijada tenglamalar sistemasida qatnashayotgan hadlarningbir-biriga nisbatan qiymatlari aniqlanadi. CHeksiz kichik qiymatlarga ega bo'lgan hadlar hisobga olinmasdan tashlab yuboriladi. Natijada murakkab tenglamalar sistemasi qo'yilgan masala shartlariga qarab ancha sodd ko'rinishga keltiriladi. Bu aytilganlarga asosanib quyida biz yetarlicha katta uzunlikka ega bo'lgan silindrik trubadagi nyuton suyuqligining tebranma harakatini

qaraymiz. Silindrik truba radiusini R – deb belgilaymiz, ko'ndalang koordinatani r – bilan, bo'ylama koordinatani z – o'qi bilan belgilaymiz. Suyuqlik oqimini radius bo'yicha simmetrik deb qaraymiz, u xolda φ – o'qi bo'yicha oqim tezligi nolga teng bo'ladi. Natijada qarayotgan oqimni r o'qi bo'icha simmetrik deb hisoblab, suyuqlikning harakat tenglamasini Nave-Stoks va suyuqlikning uzliksizlik tenglamalari orqali matematik nuqtaiy nazardan silindrik koordinatalar sistemasida ifodalaymiz. Bu tenglamalar sistemasida qatnashayotgan kattaliklarni yangi kattaliklar orqali quyidagicha almashtirib,

$$t = T t_1, \quad z = L z_1, \quad r = R_0 r_1,$$

$$u = U u_1, \quad v = V_0 v_1, \quad p = \frac{\mu L U_0}{R_0^2} p_1 \quad (3.10)$$

$$V/U_0 = \frac{R_0}{L} = \varepsilon,$$

Yangi o'zgaruvchilar orqali ifodolanga tenglamalar sistemasiga ega bo'lamiz [3,4,5]

$$\left. \begin{aligned} \alpha^2 \left[\frac{\partial u_1}{\partial t_1} + \varepsilon \left(u_1 \frac{\partial u_1}{\partial z_1} + v_1 \frac{\partial u_1}{\partial r_1} \right) \right] &= \frac{\partial p_1}{\partial z_1} + \left(\varepsilon^2 \frac{\partial^2 u_1}{\partial z_1^2} + \frac{\partial^2 u_1}{\partial r_1^2} + \frac{\partial u_1}{\partial r_1} \right) \\ \varepsilon^2 \alpha^2 \left[\frac{\partial v_1}{\partial t_1} + \varepsilon \left(u_1 \frac{\partial v_1}{\partial z_1} + v_1 \frac{\partial v_1}{\partial r_1} \right) \right] &= \frac{\partial p_1}{\partial r_1} + \varepsilon^2 \left(\frac{\partial^2 v_1}{\partial z_1^2} + \varepsilon^2 \left(\frac{\partial^2 v_1}{\partial r_1^2} + \frac{1}{r_1} \frac{\partial v_1}{\partial r_1} - \frac{v_1}{r_1^2} \right) \right) \\ \frac{\partial u_1}{\partial z_1} + \frac{\partial v_1}{\partial r_1} + \frac{v_1}{r_1} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (3.11)$$

Bu yerda- t – vaqt, x i u – gorizonta va vertikal koordinatalar, u_1 va v_1 – bo'ylama va ko'ndalang tezliklar, r_1 – bosim, $\alpha = \sqrt{\frac{\omega}{2}} R$ - Reynoldsning berilgan chastotaga mos soni, $\varepsilon = \frac{h_0}{L} = \frac{V_0}{U_0} \ll 1$, - kichik miqdorlar Keyinchalik faqat o'lchamsiz

kattaliklar bilan ish ko'ramiz shu sababdan «1» shakldagi belgini e'tiborga olmasak ham bo'ladi..

Oqimning simetrikligini hisobga olib faqat $r \geq 0$ sohani qaraymiz va shuni e'tiborga olgan holda chegaraviy shartlarni bo'ylama va ko'ndalang tezliklar uchun keltiramiz. Truba devorlarida chegaraviy shartlar quyidagicha bo'ladi

$$u = 0 \quad \text{bo'ladi} \quad r = R_0. \quad \text{bo'lganda} \quad (3.12)$$

$$\frac{\partial u}{\partial r} = 0 \quad \text{bo'ladi} \quad r = 0. \quad \text{bo'lganda}$$

Yuqoridagi kichik miqdorlarning tenglamada qatnashgan hadlarini e'tiborga olmasdan, ularni tashlab yuborish natijasida quyidagi sodda ko'rinishdagi tenglamaga kelimiz

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} \right) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}, \quad \frac{\partial p}{\partial r} = 0 \quad (3.13)$$

U xolda tenglama echimini Laplas o'zgaritishlarini qo'llash yordamida topomiz

Yuqoridagi tenglama quyidagi ko'rinishga keladi

$$\frac{d^2 \bar{u}}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\bar{u}}{dr} - \frac{s}{\nu} \bar{u} = \frac{p'}{\rho \nu} \quad (3.14)$$

Bu yerda $p' = \frac{\partial p}{\partial z}$, S — Laplas o'zgartiruvchisi, $\bar{u}$ faqat r va s -parametrning funktsiyasi, o'ng tamon nolga teng bo'lganda uning echimi quyidagi malum bo'lgan silindrik funktsiyalardan iborat. SHuning uchun echim quyidagicha

$$I_0\left(\sqrt{\frac{s}{\nu}}r\right) \quad \text{va} \quad K_0\left(\sqrt{\frac{s}{\nu}}r\right) \quad \text{funktsiyalarning chiziqli}$$

kombinattsiyasidan tuzilgan bo'ladi. Tenglamaning () bir jinsli bo'lmagan qismi

echimi esa $-\frac{p^1}{\rho s}$ dan iborat . SHu sababdan () tenglamaning echimi oxirgi natija sifatida

$$\bar{u} = C_1(s) I_0\left(\sqrt{\frac{s}{v}} r\right) + C_2(s) K_0\left(\sqrt{\frac{s}{v}} r\right) - \frac{p^1}{\rho s} \quad (3.15)$$

bu yerda $K_0(0) = \infty$ bo'lganligi sababli $r=0$ da $K_0(0) = \infty$ teng bo'ladi .

Bu esa echimning moxiyatini yo'qatadi. SHu boisdan $C_2(s) = 0$ bo'lishi kerak. Ikkinchi tamondan $r=R$ da $\bar{u} = 0$ ekanligidan $C_1(s)$ –ni topamiz va uni (2.15) ga qo'yib , $\bar{u}$ – uchun yakuniy echimni topamiz, ya'ni:

$$\bar{u} = -\frac{p^1}{\rho s} \left[\frac{1}{s} - \frac{I_0\left(\sqrt{\frac{s}{v}}\right)}{s I_0\left(\frac{s}{v}\right)} \right] \quad (3.16)$$

Endi masalani moxiyati $\bar{u}$ – tasvirdan u –aslga qaytishdan iborat. Buning uchun laplasning tasvirdan aslga qaytish formulasidan foydalanamiz

$$u = \frac{1}{2\pi i} \int_{\sigma - i\infty}^{\sigma + i\infty} \bar{u} e^{st} \frac{ds}{s} \quad (3.17)$$

(2.17) formulani

$$U = -\frac{Pt}{s} (t - \varphi(t_1 r)) \text{ shaklda yozib bu yerda}$$

$$\varphi(t_1 r) = \frac{I_o\left(\frac{s}{v} r\right)}{SI_o\left(\frac{s}{v} R\right)} = \frac{f_1(s)}{f_2(s)} \quad \text{kasr funktsiya} \quad s=0 \quad \text{va} \quad f_2(s)=0 \text{ da}$$

oddiy qutbga ega ekanligidan va bir qancha amallar bajarish natijasida u uchun asl ni topamiz

$$u = -\frac{p'R^2}{4\mu} \left[1 - \frac{r^2}{R^2} - 8 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{J_0\left(\alpha_k \frac{r}{R}\right)}{\alpha_k^3 J_1(\alpha_k)} e^{-\frac{v\alpha_k^2}{R^2} t} \right] \quad (3.18)$$

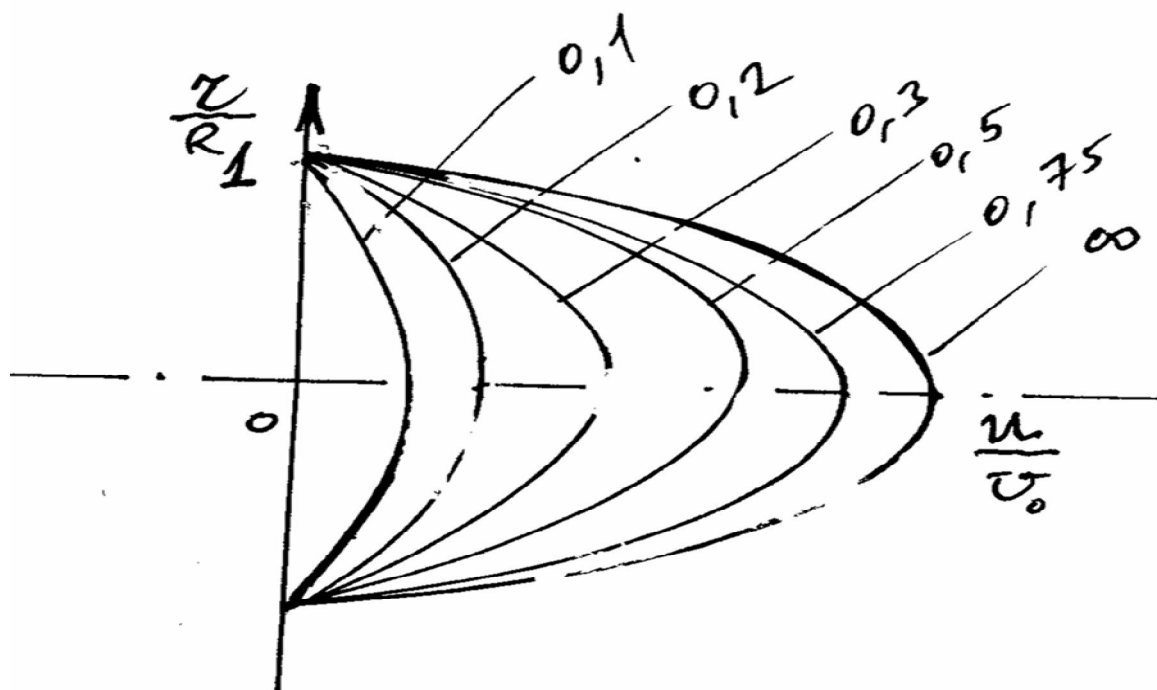
Xosil qilingan bu formulaning har ikki tomonini $2\pi r dr$ ga ko'paytirib, uni (0.R) oralikda integrallab suyuqlik sarfi uchun formula topamiz

$$Q = -\frac{\pi R^4}{8\mu} p' \left[1 - 32 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{\alpha_k^4} e^{-\frac{v\alpha_k^2}{R^2} t} \right] \quad (3.19)$$

Topilgan (2.18) formulada $t=0$ bo'lganda $u=0$ bo'lishi kerak. Haqiqatdan ham

$$1 - y^2 = 8 \sum_{k=0}^{\infty} \frac{J_0(\alpha_k y)}{\alpha_k^3 J_1(\alpha_k)} \quad , \quad \text{bu yerda} \quad y = \frac{r}{R} \quad (3.20)$$

Ya'ni: $Q = \frac{\pi R^4}{8\mu} \left(-\frac{\partial p}{\partial r} \right)$



Tezlikning vaqt bo'yicha taqsimlanishi. 1. $t_1 = 0,1$, 2. $t_1 = 0,2$, 3. $t_1 = 0,3$, 4. $t = 0,5$, 5.

$t = 0,75$ 6. $t = \infty$ $t_1 = \frac{k^2 \pi^2}{R^2} \cdot \nu t$

Umumiy holdan kelib chiqadigan xususiy echimlar taxlili

Odingi paragrafda keltirilgan umumiy formulalar yordamida xususiy echimlar uchun formulalarini keltirib chiqaramiz.

Silindrik truba devorlarining davriy tebranishlari quyidagi formula asosida aniqlanadigan bo'lsin

$$h = h_0 (1 + \ell f), \quad (5.1)$$

bu yerda - $f = \cos \omega t$ -ga teng bo'lsin. Demak, bu xolda truba devorlari oz-o'ziga bog'liq bo'lmagan xolda davriy ravishda tebranadi.

Bu xoldagi bo'ylama va ko'ndalang tezliklar ko'rinishi quyidagicha bo'ladi

$$u_0 = 0, \quad u_1 = -4 \frac{\partial f}{\partial t} x \left(1 - \frac{r^2}{R_0^2} \right), \quad u_2 = 12f \frac{\partial f}{\partial t} x \left(1 - \frac{r^2}{R_0^2} \right) - 8f \frac{\partial f}{\partial t} x$$

$$g_0 = 0, \quad g_1 = r \frac{\partial f}{\partial t} \left(2 - \frac{r^2}{R_0^2} \right), \quad g_2 = -3f \frac{\partial f}{\partial t} r \left(2 - \frac{r^2}{R_0^2} \right) + 8f \frac{\partial f}{\partial t} \frac{r}{2} \quad (5.2)$$

u_0, u_1, u_2 , Bo'ylama tezliklarni 0 dan R_0 gacha integrallab z kesimdan o'tuvchi suyuqlik sarfini aiqlaymiz

$$Q = Q_0 + \ell Q_1 + \ell^2 Q_2 + \dots \quad Q_0 = 0, \quad Q_1 = -2\pi \frac{\partial f}{\partial t} R_0^2 z, \quad Q_2 = -2\pi f \frac{\partial f}{\partial t} R_0^2 z \quad (5.3)$$

Bu yerda Q_1 va Q_2 , noldan farqli ekan. Buparni e'tiborga olgan xolda umumiy suyuqpmik sarf formulasini quyidagicha aniqlaymiz.

$$Q = -2\pi R_0^2 x \cdot \frac{\delta_m}{R_0} \frac{\partial f}{\partial t} - 2\pi R_0^2 \frac{x}{2} \frac{\partial f^2}{\partial t} \frac{\delta_m^2}{R_0^2} + \dots \quad (5.4)$$

$$\text{agar } x = -L, \text{ bo'lsa } Q_{-L} = 2\pi R_0^2 L \frac{\delta_m}{R_0} \frac{\partial f}{\partial t} + 2\pi R_0^2 \frac{L}{2} \frac{\delta_m^2}{R_0^2} \cdot \frac{\partial f^2}{\partial t} + \dots$$

$$\text{agar } x = L, \text{ bo'lsa } Q_L = -2\pi R_0^2 L \frac{\delta_m}{R_0} \frac{\partial f}{\partial t} - 2\pi R_0^2 \frac{L}{2} \frac{\delta_m^2}{R_0^2} \frac{\partial f^2}{\partial t} + \dots \quad (5.5)$$

$f(t) = \cos \omega t$, bo'lganda (20) formulani vaqt bo'yicha $0 \leq \omega t \leq \pi$, oralikda integrallab quyidagini topomiz

$$Q_{-L} = 2\pi R_0^2 L \frac{\delta_m}{R_0} \cdot 2 = 4\pi R_0^2 L \frac{\delta_m}{R_0} \quad (5.6)$$

$$Q_L = -2\pi R_0^2 L \frac{\delta_m}{R_0} \cdot 2 = -4\pi R_0^2 L \frac{\delta_m}{R_0}$$

Umumiy ko'ndalang suyuqlik sarf formulasi quyidagicha aniqlanadi

$$Q = |Q_{-L}| + |Q_L| = 8\pi R_0^2 L \frac{\delta_m}{R_0} = 8\pi R_0 L \delta_m \quad (5.7)$$

YAssi trubaning chetki kesimidagi tekisliklar mahkamlangan bo'lib, bu kesimlarda trubaning devorlari qo'zg'almas shaklda buladi. Bu xoldagi truba devorlarining davriy ravishdagi o'zgarish qonuniyati quyidagi funktsiya orqali aniqlanadi

$$f = \cos \frac{\pi z}{2l} \cos \omega t \quad (5.8)$$

Bu xolda f – funktsiya x va t-o'zgaruvchining funktsiyasi bo'lgani uchun echimlar quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi

$$u_1 = \frac{1}{4} \frac{\partial p_1}{\partial z} (r^2 - 1), \quad u_2 = \frac{1}{4} \frac{\partial p_2}{\partial z} (r^2 - 1) - \frac{1}{2} \left(\frac{\partial p_1}{\partial z} f \right)$$

$$g_1 = -\frac{r_1}{16} \frac{\partial^2 p_1}{\partial z^2} (r^2 - 2), \quad \frac{\partial p_1}{\partial z} = 16 \left[\int \frac{\partial f}{\partial t} dz - \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \int \frac{\partial f}{\partial t} dz, dz, \right]; \quad (5.9)$$

$$g_2 = \frac{r}{16} \left(\frac{\partial^2 p_2}{\partial z^2} \right) (2 - r^2) + \frac{r}{4} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial p_1}{\partial z} f \right),$$

$$\frac{\partial p_2}{\partial z_1} = 1 \left(\int f \frac{\partial f}{\partial t} dz - \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \int f \frac{\partial f}{\partial t} dz dz \right) - 4 \left(f \frac{\partial p_1}{\partial z} - \frac{1}{2} \int_{-1}^1 f \frac{\partial p_1}{\partial z} dz \right)$$

agar $f = \cos \frac{\pi}{2} z \cos t$, bo'lsa, u xolda $\frac{\partial p_1}{\partial z} = -\frac{32}{\pi} \sin t \sin \frac{\pi}{2} z$,

$$\frac{\partial p_2}{\partial z} = -4z \sin 2t + 28 \frac{1}{\pi} \sin 2t \sin \pi z \text{ bo'ladi}$$

Bu xolda ham xosil qilingan yechimlarni taxlil qilish uchun o'lchamsiz kattaliklarni o'lchamli kattaliklar ko'rinishiga keltiramiz

$$u_0 = 0, \quad u_1 = \frac{R_0^2}{4\mu} \left(-\frac{\partial p_1}{\partial z} \right) \left(1 - \frac{r^2}{R_0^2} \right), \quad u_2 = \frac{R_0^2}{4\mu} \left(-\frac{\partial p_2}{\partial z} \right) \left(1 - \frac{r^2}{R_0^2} \right) - \frac{R_0^2}{2\mu} \left(f \frac{\partial p_1}{\partial z} \right);$$

$$g_0 = 0, \quad g_1 = -\frac{R_0^2 r}{16\mu} \left(-\frac{\partial^2 p_1}{\partial z^2} \right) \left(2 - \frac{r^2}{R_0^2} \right), \quad g_2 = \frac{R_0^2 r}{16\mu} \left[\left(\frac{\partial^2 p_2}{\partial z^2} \right) \left(2 - \frac{r^2}{R_0^2} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(f \frac{\partial p_1}{\partial z} \right) \frac{1}{4} \right]$$

$$\frac{\partial p_0}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial p_1}{\partial z} = -\frac{32\mu}{R_0^2} \omega \frac{l}{\pi} \sin \omega t \sin \frac{\pi}{2} \frac{z}{l}, \quad (5.10)$$

$$\frac{\partial p_2}{\partial z} = -4 \frac{\mu \omega}{R_0^2} z \sin 2\omega t + 28 \frac{\mu l \omega}{R_0^2 \pi} \sin 2t \sin \pi \frac{z}{l}$$

Bosim uchun topilgan formulalarni tezlik formulalariga qo'yib quyidagilarga ega bo'lamiz

$$u_0 = 0, \quad u_1 = 8 \frac{\omega l}{\pi} \sin \omega t \sin \frac{\pi}{2} \frac{z}{l} \left(1 - \frac{r^2}{R_0^2} \right),$$

$$u_2 = \left(\omega x \sin 2\omega t - 7 \frac{l\omega}{\pi} \sin 2t \sin \pi \frac{z}{l} \right) \left(1 - \frac{r^2}{R_0^2} \right) + 4 \frac{\omega l}{\pi} \sin 2\omega t \sin \pi \frac{z}{l} \quad (5.11)$$

17

$$g_0 = 0, \quad g_1 = \omega r \sin \omega t \cos \frac{\pi}{2} \frac{z}{l} \left(2 - \frac{r^2}{R_0^2} \right),$$

$$g_2 = \left(\frac{\omega r}{4} \sin 2\omega t - \frac{7\omega r}{4} \sin 2\omega t \cos \pi \frac{z}{l} \right) \left(2 - \frac{r^2}{R_0^2} \right) - 2\omega r \sin 2\omega t \cos \pi \frac{z}{l}$$

Bo'ylama tezliklar u_0 , u_1 , u_2 , ni O dan R_0 gacha integrallab suyuqlik sarfi uchun formulalar olamiz

$$Q = Q_0 + \ell Q_1 + \ell^2 Q_2 + \dots \quad Q_0 = 0, \quad Q_1 = 4\omega l R_0^2 \sin \omega t \sin \frac{\pi}{2} \frac{z}{l},$$

$$Q_2 = \frac{R_0^2 \pi \omega}{2} x \sin 2\omega t + \frac{R_0^2 \pi \omega l}{8} \sin 2\omega t \sin \pi \frac{z}{l} \quad (5.12)$$

Bu yerda ham Q_1 va Q_2 , noldan farqli bo'lib, umumiy suyuqlik sarf formulasi quyidagicha aniqlanadi

$$Q = 4\omega l R_0^2 \sin \omega t \sin \frac{\pi z}{2l} \frac{\delta_m}{R_0} +$$

$$+ \frac{R_0^2 \pi \omega}{2} z \sin 2\omega t \frac{\delta_m^2}{R_0^2} + \frac{R_0^2 \pi \omega l}{8} \sin 2\omega t \sin \pi \frac{z}{l} \frac{\delta_m^2}{R_0^2} \quad (5.13)$$

$$\text{agar } z = -L, \quad Q = -4\omega l R_0^2 \sin \omega t \frac{\delta_m}{R_0} - \frac{R_0^2 \pi \omega}{2} l \sin 2\omega t \frac{\delta_m^2}{R_0^2}$$

$$\text{agar } z = L, \quad Q = 4\omega l R_0^2 \sin \omega t \frac{\delta_m}{R_0} + \frac{R_0^2 \pi \omega}{2} l \sin 2\omega t \frac{\delta_m^2}{R_0^2} \quad (5.14)$$

$f(x, t) = \cos \frac{\pi z}{2l} \cos \omega t$, ekanligidan (5.14) formuladagi kattaliklarni

$0 \leq \omega t \leq \pi$, oraliklarda vaqt bo'icha integrallab, ushbuga ega bo'lamiz

$$Q_{-L} = -8R_0^2 l \frac{\delta_m}{R_0}, \quad Q_L = 8R_0^2 l \frac{\delta_m}{R_0} \quad (5.15)$$

Umumiy echim esa quyidagi yig'indidan topiladi

18

$$Q = |Q_{-L}| + |Q_L| = 16R_0^2 l \frac{\delta_m}{R_0} = 16R_0 l \delta_m \quad (5.16)$$

Ko'ndalang suyuqlik sarfi ko'ndalang tezlikni -L dan L-gacha bo'ylama koordinata bo'yicha integrallash yordamida topiladi. Ya'ni:

$$Q_{\text{кунд.}} = 16R_0 l \delta_m.$$

III-bob bo'yicha xulosa

Yuqoridagi keltirilgan natijalardan xulosa qilib shuni aytish mumkinki, bu bobda ko'rib chiqilganlarga asosan tomirdagi qonning harakati tomir devorlarining qisilib kengayishi natijasida hosil qilinganda devorlarning kichik tebranishlar chastotasida bo'ylama tezlikning truba ichidagi taqsimlanishi parabolik qonun asosida taqsimlangan bo'lar ekan. Ko'ndalang tezlik esa, bu xolda ox-o'qi bo'yicha hamma nuqtalarda bir xil taqsimlangan bo'lib, oy o'qi bo'yicha r -ning kub darajasi orqali aniqlanar ekan. Tomir devorlari tebranmagan xollar uchun o'tkazilgan tadqiqotlar shuni ko'rsatadiki, bu xolda devorlari mahkamlangan qon sarfi mahkamlanmagan tomirdagi qon sarfidan hamma vaqt kichik bo'lar ekan.

XULOSALAR

Arterial йишТ tomirdan qonning haydalish masalasini impedans metodi asosida yechish orqali aniqlangan matematik formulalar asosida qon tomirdagi bosimning oshishini, tomirning qisqarishi chastataga bogʻlikligini tasvirlash orqali, arterial sistemada bosim ortmasa ham yurak ichidagi bosimning ortib ketishi natijasida yurak yorilish hodisasi roʻy berishi osonlashishi matematik hisob– kitoblar orqali isbotlandi.

Olingan natijalar amaliy ahamiyatga ega boʻlib, yirik qon tomirlaridan qon haydash, yurak (chap va oʻng) qorinchalaridan qon siqib chiqarilishi kabilarni oʻrganishda qon tomirlarini siqilishga olib keluvchi ixtiyoriy deformatsiya qonni kengaygan tomonga qarata yaʼni yurakka haydaydi. Qorinchalar devorlari torayganda asosiy qon miqdori qorincha kengaygan sohasi tomonidan haydaladi. Yurak qorinchalarining konussimonligi qonning uyurmasiz oqimini hosil qilib, energiya minimal sarfini taʼminlaydi. Yurak qorinchalarining konussimon shakldan chetga chiqishi qorinchalar ichida uyurmali oqimni keltirib chiqaradi. Bu yurak ichki bosimining ortishiga sabab boʻlib, yurakning ritmik torayishiga taʼsir qiladi va aritmiya, infarkt miokard, yurak ishemik kasalligi kabilarni keltirib chiqarishi mumkin.

Toʻplangan maʼlumotlar asosida yurak–qon tomir kasalliklarining kelib chiqish sabablariga asoslangan, yangi tipdagi davolash usullari taklif qilingan va bu usullar hozirgi vaqtgacha qoʻllanib kelinayotgan usullar bilan solishtirilgan va ularning afzalliklari taxlil qilingan. Shuningdek, olingan natijalarni tibbiyotga qoʻllash orqali insult, infark, miokarda, yurak yorilishi, tugʻma va qayta ortirilgan yurak poroklarining va umuman yurak–qon tomir sistemasi kasalliklarining kelib chiqish sabablarini aniqlash mumkinligi aytib oʻtilgan. Biomexanik tadqiqotlar asosida olingan natijalar va yaratilgan uslubiyotlar yurak faoliyatini toʻgʻri tushinish va kasalliklarni davolash Oʻzbekiston respublikasi ixtisoslashtirilgan kardiologiya markazi Urganch filialida va Ukraina respublikasi Meditsina fanlar Akademiyasi

M.N.Amosov nomidagi yurak qon tomir jarroxligi Milliy institutida qoʻllanilishi koʻzda tutilgan.

FOYDALANILGAN ADABIYOTLAR RO'YXATI

I. ASOSIY ADABIYOTLAR

1. Наврузов К.. Гидродинамика пульсирующих течений в трубопроводах. Ташкент, Фан, 1986, с 112.
2. Файзуллаев Д.Ф., Наврузов К. Гидродинамика пульсирующих потоков. Ташкент, Фан, 1986, с 192.
3. Файзуллаев Д.Ф., Наврузов К., Хакбердиев Д.Б. Нестационарное течение жидкости в вязкоупругих трубах.// Известия АН УзССР, серия технических наук, 1989, №1, с 40-47
4. Наврузов К. Пульсирующее течение двухфазных и неньютоновских жидкостей в трубах и каналах.// Автореферат докторской диссертации. Ленинград, 1990 с 39.
5. Наврузов К. Дифференциальные уравнения движения оболочки (трубы) с текущей внутри жидкости.//В сб. «Гидродинамика многофазных сред и её приложения». Фан. Ташкент. 1990.с 215-222
6. Файзуллаев Д.Ф., Наврузов К., Хакбердиев Д.Б., Якубов Б.С. Пульсирующие турбулентные течения жидкостей в круглой цилиндрической трубе.//В сб. Механика многофазных сред и тепломассообмен. Фан. Ташкент. 1991.с 62-70.
7. Наврузов К. Численные решения задач о движении неньютоновских релаксирующих жидкостей в трубах различного сечения.// В сб. Механика многофазных сред и тепломассообмен. Фан. Ташкент. 1991.
8. Наврузов К. Механические модели неньютоновских релаксирующих сред и их применение.// «Суюкликлар, куп фазали аралашмалар ва туташ мухитларда тулкинларнинг таркалишининг долзарб муаммолари»Тошкент, Фан, 1999.

- 9.Наврузов К. Доклады АН УзР.1999,№6.
- 10.Наврузов К.Узб.ж. . Проблемы механики 1999 №3-4
- 11.Наврузов К., Хакбердиев Д.Б. Динамика неньютоновских жидкостей. Издательство Фан. Ташкент, 2000,
- 12.Наврузов К. Пульсирующее течение упруговязкой жидкости в круглой цилиндрической трубе.//Узб. ж. Проблемы механики 2001 №5.
- 13.Наврузов К. Некоторые особенности течения неьютоновских жидкостей в трубах различного сечения //Узб.Ж. Проблемы механики 2001 №2.с.33-38
- 14.Наврузов К.Пульсирующее течение упруговязкой жидкости в плоской трубе. //Узб. ж. Проблеми механики 2002 №1.
- 15.Наврузов К. Экспериментальные исследование группового осаждения частиц в смесях, в частности, осаждения эритроцитов в крови.// «Илм сарчашмалари» УрГУ, 2002.
- 16.Наврузов К. Математическая модель группового осаждения частиц в двухфазных средах.// «Илм сарчашмалари» 3, 2003.
- 17.Наврузов К. Математическая модель группового осаждения частиц в многофазной среде.// ГКНТ Руз. 2003 (Грант-20/21).
- 18.Наврузов К.Определение сил взаимодействий между фазами при групповом осаждении частиц в дфухфазной среде.// Материалы международной конференции «Проблемы механики и сейсמודинамики сооружений», Ташкент, 2004 с 419-420.
- 19.Наврузов К. К гидродинамике теории группового осаждения частиц в смесях, в частности, осаждения эритроцитов в крови.// Материалы международной

конференции «Проблемы механики и сейсродинамики сооружений». Совместно с И.Н.Хусаиновым. Ташкент, 2004 с 421-433.

20.Наврозов К. Кон ва унинг реологик хусусиятлари.// «Илм сарчашмалари» УрДУ, 2006.№1, с 1-9.

21.Наврозов К. Кэссон моделидаги узгармас катталикларни конкрет танланган суюкликларга караб аниклаш.// Маъмун академияси 1000 йиллигига багишланган Республика илмий конференцияси материаллари. Урганч,2006.

22.Наврозов К. Гидродинамические особенности течения вязкой жидкости в круглой цилиндрической трубе с периодически колеблющимися стенками. //Материалы международной научно-технической конференции посвященной 70-летию академика Т.Ш.Ширинкулова. Самарканд, 2007, с 70-73.

23.Наврозов К.Течения вязкой жидкости в круглой цилиндрической колеблющейся трубке с закрепленными стенками на концах.//Материалы международной научно-технической конференции посвященной 70-летию академика Т.Ш.Ширинкулова. Самарканд, 2007, с 67-70.

24.Наврозов К. Течения вязкой несжимаемой жидкости в плоской трубе с периодически изменяющимися стенками.// Узб.ж. «Проблемы механики», 2007 №3.

25.Наврозов К. Гидродинамические особенности течения вязкой жидкости в круглой цилиндрической трубе с периодически колеблющимися стенками.//Узб.ж. «Проблемы механики», 2007 №3.

26.Ismailov R.M.,Shtchuk N.A., Khusanov H. Blunt trauma to large vessels; a mathematical study //BioMedical Engineering Online , 2004,Vol.3:14

27.Ismailov R.M.,Shtchuk N.A., Khusanov H. Mathematical model describing erythrocyte sedimentation rate. Implications for blood viscosity changes in traumatic

shock and crush syndrome.//BioMedicaln Enginering Online , 2005, Vol.4:24doi:10/1186/1475-925x-4-24

28. Наврузов К Қон ва унинг реологик хусусиятлари.//“Илм сарчашмалари”, УрДУ, 2006, №1, с. 1-9.

29. Наврузов К Қоннинг реологик модели.// Хоразм Маъмун академияси ахборотномаси, 1-сон, 2006.

30.Наврузов К.,Якубов Б.С. Кон ва унинг реологик хусусиятлари.// Материалы международной конференции «Современные проблемы и перспектива механики». Ташкент, 2006. с 123-125.

31.Наврузов К.Коннинг реологик модели.//Материалы международной конференции «Современные проблемы и перспектива механики». Ташкент, 2006.

32.Наврузов К. Гидродинамические особенности течения вязкой жидкости в круглой цилиндрической трубе с периодически колеблющимися стенками. //Материалы международной научно-технической конференции посвященной 70-летию академика Т.Ш.Ширинкулова. Самарканд, 2007, с 70-73.

33. Наврузов К.Течения вязкой жидкости в круглой цилиндрической колеблющейся трубке с закрепленными стенками на концах.//Материалы международной научно-технической конференции посвященной 70-летию академика Т.Ш.Ширинкулова. Самарканд, 2007, с 67-70.

34. Наврузов К.Течения вязкой несжимаемой жидкости в плоской трубе с периодически изменяющимися стенками.// Узб.ж. «Проблемы механики», 2007 №3.

35. Наврузов К. Гидродинамические особенности течения вязкой жидкости в круглой цилиндрической трубе с периодически колеблющимися стенками. // Узб. ж. «Проблемы механики», 2007 №3.
36. Наврузов К.Н., Авезова Ф.Д., Авезова А.Д. О движении вязкой жидкости в круглой цилиндрической колеблющейся трубке с закрепленными стенками на концах // «Илм сарчашмалари», УрДУ, 2008, №1, с. 1-4.
37. Бабажанов К.Б, Наврузов К.Н., Назаров Х., Якубов Б.С. О динамике выброса жидкости (крови) из плоского конусообразного коллапсобильного сосуда // Доклады АН РУз, 2009. №1.
38. Наврузов К.Н., Авезова Ф.Д., Сатликов Х.М., Матёкубов З.К. О механизме выброса крови из цилиндрического конусообразного коллапсобильного сосуда // «Илм сарчашмалари», УрДУ, 2009, №2, с. 1-6.
39. Наврузов К.Н., Авезова Ф.Д., Сатликов Х.М., Матёкубов З.К. Эластикёпишқокинецион деформацияланувчи суюқликларнинг ясси каналлардаги барқарор харакати // Хоразм Маъмун акалемияси ахборотномаси, 2009. №1.
40. Наврузов К.Н., Авезова Ф.Д. Эластикёпишқокинецион деформацияла-нувчи суюқликларнинг ясси каналлардаги барқарор босимли харакати // «Илм сарчашмалари», УрДУ, 2009, №3, с. 3-5.
41. Наврузов К.Н., Авезова Ф.Д., Якубов Б.С. О динамике выброса жидкости (крови) в плоского конусообразного коллапсобильного сосуда // материалы международной научно-технической конференции современные проблемы механики, “ Ташкент “ , 2009 , 23-24 сентябрь с.119-122 .
42. Наврузов К.Н., Авезова Ф.Д. О движении вязкой жидкости в круглой цилиндрической колеблющейся трубке с закреплёнными стенками в концах //

материалы международной научно-технической конференции современные проблемы механики, “ Ташкент “ , 2009 , 23-24 сентябрь с.122-126 .

43.Наврузов К.Н., Авезова Ф.Д., Хусанов И.Н. Ёпишқоқ инерцион деформацияланувчи суюқликларнинг ясси босимли ҳаракати //материалы международной научно-технической конференции современные проблемы механики, “ Ташкент “ , 2009 , 23-24 сентябрь с.126-128 .

44.Navro'zov Q.N., Avezova F.D., Yoqubov B.C. Elastik yopishqoq inertsiya deformatsiyalanuvchi suyuqliklarning yassi kanallardagi barqaror harakati

// материалы международной научно-технической конференции современные проблемы механики, “ Ташкент “ , 2009 , 23-24 сентябрь с.128-131 .

45.Navruzov Q.N., Ismailov X.F. O'tkazuvchan devorli yassi kanallardagi yopishqoq inertsiya deformatsiyalanuvchi suyuqliklarning Kuett oqimi //“Илм сарчашмалари”, УрДУ, 2010, №2, с. 3-5.

46.Navro'zov Q.N., Avezova F.D., Yoqubov B.C. Yopishqoq inertsiya deformatsiyalanuvchi suyuqliklarning yassi kanallardagi barqaror Kuett harakati //Урганч Давлат университети профессор-ўқитувчиларининг Огаҳий таваллудининг 200 йиллигига бағишланган анъанавий илмий-амалий анжумани материаллари. Урганч, 2010, 88-90 б.

47.Наврузов К.Н., Авезова Ф.Д. Ёпишқоқ инерцион деформацияланувчи суюқликларнинг ясси каналлардаги Пуазейл ҳаракати // Урганч Давлат университети профессор-ўқитувчиларининг Огаҳий таваллудининг 200 йиллигига бағишланган анъанавий илмий-амалий анжумани материаллари. Урганч, 2010, 90-92 б.

48.Navruzov Q.N., Ismailov X.F.Yurakni tarkibiy-funksio'nal o'rganishda yangicha qarashlar // 8-конгресс Турк-Дуйноси «Эффективные сферы сотрудничества тюркоязычных стран». Жалал-Абад. 2010. 11-12 июнь.

49. Наврузов К.Н., Камалов Н.К., Хўжатов Н.Ж. Юракни ўрганишда янгича биомеханик қарашлар //“Илм сарчашмалари”, УрДУ, 2011, №2, с. 3-8.

50.Наврузов К.Н. Биомеханические методы диагностики врожденных пороков // Каталог 1V Республиканской ярмарки инновационных идей, технологии и проектов , Ташкент, 2011.

51.Наврузов К.Н. Биомеханические прогнозирование и лечения приобретенных пороков сердца // Каталог 1V Республиканской ярмарки инновационных идей, технологии и проектов , Ташкент, 2011.

52.Наврузов К.Н. Технологии структурного изучения сердца // Каталог 1V Республиканской ярмарки инновационных идей, технологии и проектов , Ташкент, 2011.

53.Наврузов К.Н. Технологии структурно-функционального изучения аортального клапана. // Каталог 1V Республиканской ярмарки инновационных идей, технологии и проектов , Ташкент, 2011.

54.Наврузов К.Н., Камалов Н.К., Хўжатов Н.Ж. Юракни ўрганишда янгича биомеханик тадқиқотлар .// Узб.ж. «Проблемы механики», 2011, №1.

55.Наврузов К.Н., Камалов Н.К., Хўжатов Н.Ж. Қоннинг биомеханик хусусиятлари ва унинг реологик модели .// Узб.ж. «Проблемы механики», 2011, №2.

II. Qo'shimcha adabiyotlar

56.Бабажанов К.Б., Абралов Х.К., Махмудов М.М, Ахмедов У.Б

Радикальная коррекция тетрады Фалло после «ускоренного» способа подготовки левого желудочка // Потология кровообращения и кардиохирургия, №3, 2006.

57.Зуфаров М.М., Ходжибеков М.Х., Искандаров Ф.А., Бабажанов К.Б., Илюхин В.В., Хикматов А.А. Результаты рентгенодавукулярных вмешательств у больных со стенозом легочной артерий обострукций выводного отдела правого желудочка // Медицинская визуализация 2004,№5,с.23-28.

58.Наврузов К.Н. Биомеханика крупных кровеносных сосудов, Ташкент, «Фан ва технология», 2011,с.144.

IV. Internet saytlari.

61.www.dissert.ru

62.google.ru