DOI: 10.65322/j.srd.06202026.23

УДК 532.516

ДЕФОРМАЦИЯЛАНУВЧИ ЯССИ КАНАЛДА ҚОВУШОҚ СУЮҚЛИКНИНГ ТЕБРАНМА ОҚИМИ ТАДҚИҚОТЛАРИ

Наврузов К., Ақмонова Л., Хайтбоев Қ.,
Урганч давлат университети

Аннотация. *Мақолада қовушоқ суюқликнинг деформацияланувчи ясси каналдаги тебранма оқими қаралган бўлиб, унда қўйилган масалани аналитик усулда ечиш орқали тезлик ва босим тақсимланишларини аниқлаш учун ҳисоб формулалари келтириб чиқарилган. Келтириб чиқарилган формулалар ёрдамида девор эластик релаксация вақти σ сонининг турли қийматлари учун комплекс босим $P_1(x,t)$ нинг бўйлама координата ўқи бўйича ўзгариши графиклар асосида тасвирланган. Бунда девор эластик релаксация вақтлари қисқа бўлганда (ёки σ кичик қийматга эга бўлганда), канал ўзини қаттиқ жисм каби тутади ва унинг кириш қисмидаги босим бир зумда ўзгаради ва у қаттиқ деворли каналга ўхшаш тарзда қувур ичида чизиқли равишда пасаяди. Девор релаксация вақти катта бўлганда ($\sigma \gtrsim 1$), қаттиқ жисмнинг маҳаллий деформацияси кириш қисмидаги босимга нисбатан ортда қолади, натижада канал ичида босимнинг монотон бўлмаган тақсимоти юзага келади. Бу тақсимот ўзаро таққосланадиган даражадаги ҳақиқий (кириш босими билан фазада бўлган) ва мавҳум (кириш босими билан фазада бўлмаган) компонентлар билан тавсифланади. Босим тақсимотининг аниқланган бу хусусиятлари биомеханика соҳасида қон айланиш тизимини моделлаштиришда муҳим аҳамиятга эга бўлади.*

Аннотация. *В статье рассматривается колебательное течение вязкой жидкости в деформируемом плоском канале, в котором аналитическим методом решения поставленной задачи выведены расчетные формулы для определения распределений скорости и давления. С помощью полученных формул на основе графиков изображено изменение комплексного давления вдоль оси продольной координаты при различных значениях времени упругой релаксации стенки. При этом в случае короткого времени упругой релаксации стенки (или при малом значении σ) канал ведет себя как твердое тело, давление на его входе изменяется мгновенно и падает линейно внутри трубы, подобно каналу с жесткими стенками. Когда время релаксации стенки велико ($\sigma \gtrsim 1$), местная деформация твердого тела отстает от давления на входе, в результате чего внутри канала возникает немонотонное распределение давления. Это распределение характеризуется сопоставимыми по величине действительными (находящимися в фазе с входным давлением) и мнимыми (не находящимися в фазе с входным давлением) компонентами. Выявленные особенности распределения давления имеют важное значение при моделировании системы кровообращения в области биомеханики.*

Abstract. *The article considers the oscillatory flow of a viscous liquid in a deformable flat channel, where calculation formulas are derived to determine the velocity and pressure distributions by analytically solving the posed problem. Using the derived formulas, the variations of the complex pressure along the longitudinal coordinate axis are graphically depicted for various values of the wall elastic relaxation time parameter. When the wall elastic relaxation times are short (or when σ has a small value), the channel behaves like a rigid body, the pressure at its inlet changes instantly, and it decreases linearly inside the tube similar to a channel with rigid walls. When the wall relaxation time is large ($\sigma \gtrsim 1$), the local deformation of the rigid body lags behind the inlet pressure, resulting in a non-monotonic pressure distribution inside the channel. This distribution is characterized by comparable real (in-phase with the inlet pressure) and imaginary (out-of-phase with the inlet pressure) components. These identified features of the*

DOI: 10.65322/j.srd.06202026.23

pressure distribution are of great importance in modeling the circulatory system in the field of biomechanics.

Калит сўзлар: *қовушоқ суюқлик, босим, релаксация вақти, деформацияланувчи ясси канал, пневматик микронасос, биомеханика.*

Ключевые слова: *вязкая жидкость, давление, время релаксации, деформируемый плоский канал, пневматический микронасос, биомеханика.*

Keywords: *viscous liquid, pressure, relaxation time, deformable flat channel, pneumatic micropump, biomechanics.*

Кириш. Кейинги йилларда ноньютон суюқлиги сифатида қараган қоннинг ламинар пульсацияли оқимига бағишланган биомеханик тадқиқотлар инсон организмининг ишлаш механизмини ташхишлашда ва даволашда дори-дармонларни томирларга мақсадли етказиб беришда муҳим омил бўлиб келмоқда [1–4]. Айниқса бу тадқиқотлар тиббиёт соҳасида ишлатиладиган микрочип ва пневматик микронасос қурилмаларини самарали ишлатишда аҳамиятлидир [4]. Бу қурилмаларда суюқликнинг тебранма оқими кўплаб кўндаланг кесими тўғри бурчакдан иборат бўлган призматик каналлардаги суюқликнинг ламинар оқими сифатида қаралади. Афсуски бундай оқим масалаларига бағишланган илмий тадқиқат ишлари етарли даражада эмас. Мавжудлари ҳам микроканаллардаги суюқлик (қон)нинг пульсли оқимига бағишланган тажриба натижаларидан иборат [5]. Е.П. Валуева, М.С. Пурдиннинг [5–7] илмий тадқиқот ишларида қувур ва ясси каналлардаги ламинар пульсли оқими ва иссиқлик алмашинуви масалалари қаралган. Бу ерда асосий тебранишни ҳосил қилувчи катталик сифатида, каналнинг кўндаланг кесими бўйича ўрталаштирилган бўйлама тезликнинг бошланғич кесимдаги вақт бўйича синусоидал даврий равишда ўзгарувчи функцияси қабул қилинган. Қўйилган масала чекли айирмалар методи асосида ечилган. Ечим натижаси орқали гидродинамик қаршиликнинг ва девордаги урунма кучланишнинг тебраниш амплитудаси ва фазаси бўйича ўзгариши таҳлил қилинган. [8–14] ишда қовушоқ ва эластик қовушоқ суюқликнинг тебранма оқими ясси канал ва цилиндрик қувурларда тадқиқ қилинган. Тадқиқот натижалари асосида тегишли гидродинамик хулосалар берилган.

Юқорида келтирилган масалаларнинг барчаси девори қаттиқ деформацияланмайдиган каналлардаги қовушоқ суюқликларнинг пульсли оқим масалаларига бағишланган. Аммо девори деформацияланадиган ясси ва кўндаланг кесими тўғри тўртбурчакдан иборат призматик каналлардаги қовушоқ суюқликнинг тебранма оқими масалалари тиббиётнинг микрочип ва пневматик микронасос қурилмалари шаклида ва бошқа шунга ўхшаш тиббиёт аппаратураларида кенг қўлланилади. Шу боисдан ушбу илмий тадқиқот ишида девори деформацияланувчи ясси каналлардаги эластик қовушоқ суюқликнинг тебранма оқими масаласи ечимлари аниқланади ва аниқланган ечимлар таҳлил қилинади. Таҳлил натижалари кейинги йилларда нашр қилинган [15–17] илмий тадқиқот ишлари билан солиштирилади ва унинг асосида янги гидродинамик қонуниятлар аниқланади.

Тадқиқот усуллари. ***Деформацияланувчи ясси каналдаги қовушоқ суюқликнинг тебранма оқими.*** Соддалаштирилган девор деформацияси тенгламаси ва суюқликнинг ҳаракат дифференциал тенгламасини биргаликда система қилиб олиш натижасида ҳосил қилинган дифференциал тенгламалар системасини қуйидаги кўринишда келтирамиз [8, 10]

$$\begin{cases} \dfrac{\partial u}{\partial t} = -\dfrac{1}{\rho}\dfrac{\partial p}{\partial x} + \nu \dfrac{\partial^2 u}{\partial y^2}, \quad \dfrac{\partial p}{\partial y} = 0 \\ \dfrac{\partial u}{\partial x} + \dfrac{\partial \vartheta}{\partial y} = 0, \quad \dfrac{\partial h}{\partial t} = \dfrac{2h_0^2(1-\nu^2)}{bE}\dfrac{\partial p}{\partial t} \end{cases} \tag{1}$$

DOI: 10.65322/j.srd.06202026.23

Келтирилган (1) тенгламалар системасини ечиш учун масаланинг қўйилишга асосан қуйидаги чегаравий шартларни аниқлаймиз. Биз бу ерда тебранма оқим вақтнинг бошланғич ҳолатидан анча вақт ўтгандан кейинги стабиллашган стационар тебранма оқимни қараймиз, бу ҳолда бошланғич шартлар қўйилмайди.

Чегаравий шартлар қуйидагича аниқланади.

$x=0$ бўлганда $p=p_0+\bar{p}_0\cos\omega t$ бўлади

$$x=L \text{ бўлганда } p=p_L+\bar{p}_L\cos\omega t \text{ бўлади} \tag{2}$$

$$y=+h \text{ бўлганда } u=0,\quad \vartheta=\frac{\partial h}{\partial t} \text{ бўлади,}$$

$$y=-h \text{ бўлганда, } u=0,\quad \vartheta=-\frac{\partial h}{\partial t} \text{ бўлади.} \tag{3}$$

Ҳаракатни вужудга келтирувчи босим каналнинг кириш ва чиқиш қисмида вақт бўйича даврий функция (2) орқали ўзгарганлиги сабабли, оқимни характерловчи қолган катталиклар ҳам вақтнинг даврий функцияси бўйича ўзгаради. Шу сабабдан, бўйлама ва кўндаланг тезликларнинг вақт бўйича ўзгаришини ушбу кўринишда ифодалаймиз.

$$u(x,y,t)=u_0(x,y)+\bar{u}(x,y)e^{i\omega t},\quad \vartheta(x,y,t)=\bar{\vartheta}(x,y)e^{i\omega t},\quad p(x,t)=p_0+\bar{p}\left(x\right)e^{i\omega t} \tag{4}$$

У ҳолда (2) дифференциал тенгламалар системасидан $u(x,y)$ ва $\vartheta(x,y)$ тезликларни топиш учун, қуйидаги иккита тенгламалар системасига эга бўламиз. Биринчиси суюқликнинг стационар оқимини ифода қилувчи тенгламалар системаси бўлса [18–20]

$$\begin{cases} 0=-\dfrac{1}{\rho}\dfrac{\partial p_0}{\partial x}+\nu\dfrac{d^2u_0}{dy^2}, \\ \dfrac{\partial p_0}{\partial y}=0,\ \dfrac{\partial u_0}{\partial x}=0, \end{cases} \tag{5}$$

Иккинчиси суюқликнинг тебранма оқимини ифодаловчи қуйидаги тенгламалар системасидан иборат бўлади [12–14],

$$\begin{cases} i\omega\bar{u}=-\dfrac{1}{\rho}\dfrac{\partial\bar{p}}{\partial x}+\nu\dfrac{d^2\bar{u}}{dy^2}, \quad \dfrac{\partial\bar{p}}{\partial y}=0 \\ \dfrac{\partial\bar{u}}{\partial x}+\dfrac{\partial\bar{\upsilon}}{\partial y}=0, \quad \bar{\vartheta}_{y=h_0}=\dfrac{2h_0^2(1-\nu^2)}{bE}i\omega\bar{p} \end{cases} \tag{6}$$

Стационар ҳолатга мос келувчи тенгламалар системаси (5) да босим градиенти ўзгармас бўлганлиги сабабли, бўйлама тезлик параболик тақсимотга эга бўлиб, бу оқим Пуазейл оқимини аниқлайди. Шу сабабдан бу жараёнга тўхталиб ўтирмаймиз. Биз асосан бу ерда тебранишлар ҳосил қилувчи оқимни қараймиз. Бу ҳолатни ифодаловчи (6) системанинг ечимини қуйидагича аниқлаймиз. Дастлаб системадаги биринчи ва иккинчи тенгламалар орқали, бўйлама тезликнинг тақсимланиш формуласини аниқлаймиз. $\dfrac{\partial\bar{p}}{\partial y}=0$ эканлигидан $\dfrac{\partial\bar{p}}{\partial x}$ -фақат x-ўзгарувчига боғлиқлиги келиб чиқади. У ҳолда ушбу тенгламанинг чап томони y ва ўнг томони фақат x-нинг функциясидан иборат бўлганлиги учун, x бу ерда параметр шаклида қатнашади

DOI: 10.65322/j.srd.06202026.23

$$\frac{d^2\bar{u}}{dy^2}-\frac{i\omega}{\nu}\bar{u}=\frac{1}{\rho\nu}\frac{\partial\bar{p}}{\partial x} \tag{7}$$

Демак бу ҳолда (7) тенгламанинг ечими қуйидагича аниқланади.

$$\bar{u}=C_1\cos\left(i^{3/2}\sqrt{\frac{\omega}{\nu}}y\right)+C_2\sin\left(i^{3/2}\sqrt{\frac{\omega}{\nu}}y\right)-\frac{1}{\rho i\omega}\frac{\partial\bar{p}}{\partial x} \tag{8}$$

Келтириб чиқарилган (8) умумий ечимга, (3) чегаравий шартларни қўллаш орқали C_1 ва C_2 коэффициентларни топамиз. Бу ерда $C_2=0$, бўлиб C_1-қуйидаги ифодага тенг бўлади.

$$C_1=-\frac{1}{\rho i\omega}\left(-\frac{\partial\bar{p}}{\partial x}\right)\frac{1}{\cos\left(i^{3/2}\alpha_0\right)} \tag{9}$$

Топилган C_1 ва C_2 нинг қийматларини (9) ечимга қўйиб қуйидаги аниқ ечимга эга бўламиз.

$$\bar{u}(x,y)=\frac{1}{\rho i\omega}\left(-\frac{\partial\bar{p}}{\partial x}\right)\left(1-\frac{\cos\left(i^{3/2}\alpha_0\frac{y}{h}\right)}{\cos\left(i^{3/2}\alpha_0\right)}\right) \tag{10}$$

бу ерда $\alpha_0=\sqrt{\frac{\omega}{\nu}}h_0$, энди (6) системадаги учинчи тенгламани – y бўйича интеграллаб суюқликнинг кўндаланг тезлигини топамиз

$$\int\frac{\partial\bar{u}}{\partial x}dy+\int\frac{\partial\bar{\upsilon}}{\partial y}dy=0$$

$$\bar{\vartheta}(x,y)=\frac{1}{\rho i\omega}\left(-\frac{\partial^2 p}{\partial x^2}\right)\times\left(y-\frac{h\sin\left(i^{3/2}\alpha_0\frac{y}{h}\right)}{i^{3/2}\alpha_0\cos\left(i^{3/2}\alpha_0\right)}\right), \tag{11}$$

ва (6) тенгламалар системасидаги учинчи тенгламани $-h$ дан h-гача y ўзгарувчи бўйича интеграллаб ушбуни ҳосил қиламиз.

$$\int_{-h_0}^{h_0}\frac{\partial\bar{u}}{\partial x}dy+\int_{-h_0}^{h_0}\frac{\partial\bar{\vartheta}}{\partial y}dy=0 \tag{12}$$

бу ерда

$$\int_{-h_0}^{h_0}\frac{\partial\bar{u}}{\partial x}dy=2h_0\frac{d<\bar{u}>}{dx} \tag{13}$$

ўртача бўйлама тезликни аниқлайди. Иккинчи томондан

$$\int_{-h_0}^{h_0}\frac{\partial\bar{\vartheta}}{\partial y}dy=\bar{\vartheta}\Big|_{-h_0}^{h_0}=2\bar{\vartheta}_{y=h_0}=\frac{4h_0^2(1-\nu^2)}{bE}\bar{P}i\omega \tag{14}$$

эканлигини аниқлаб, (13) ва (14) ифодаларни (12) тенгламага қўйиб ушбу тенгламани келтириб чиқарамиз

$$2h_0\frac{d<\bar{u}>}{dx}=-\frac{4h_0^2(1-\nu^2)}{bE}\bar{P}i\omega \tag{15}$$

DOI: 10.65322/j.srd.06202026.23

Келтириб чиқарилган (15) тенгламадан қуйидаги тенгламани ҳосил қиламиз,

$$\frac{d<\bar{u}>}{dx} = -\frac{2h_0(1-\nu^2)}{bE}\bar{P}i\omega \tag{16}$$

бу ерда $\bar{P} = P - P_0$, иккинчи томондан бўйлама тезлик учун топилган формулани $-h_0$ дан h_0 гача интеграллаб ва $2h_0$ га бўлиб, ушбуни ҳосил қиламиз

$$<\bar{u}>=\frac{1}{\rho i\omega}\left(-\frac{\partial\bar{p}}{\partial x}\right)\left(1-\frac{\sin\left(i^{3/2}\alpha_0\right)}{i^{3/2}\alpha_0\cos\left(i^{3/2}\alpha_0\right)}\right) \tag{17}$$

Бу тенгламадан $\left(-\frac{\partial\bar{p}}{\partial x}\right)$ босим градиентини топамиз

$$-\frac{\partial\bar{p}}{\partial x}=\left[\frac{1}{\rho i\omega}\left(1-\frac{\sin\left(i^{3/2}\alpha_0\right)}{i^{3/2}\alpha_0\cos\left(i^{3/2}\alpha_0\right)}\right)\right]^{-1}<\bar{u}>=Z<\bar{u}> \tag{18}$$

$$Z=\frac{3\eta}{h^2}z^*,\quad z^*=\left[\frac{3}{i\alpha_0^2}\left(1-\frac{\sin\left(i^{3/2}\alpha_0\right)}{i^{3/2}\alpha_0\cos\left(i^{3/2}\alpha_0\right)}\right)\right]^{-1},$$

Келтириб чиқарилган (18) тенгликнинг ҳар иккала томонидан x бўйича ҳосила олиб, $\frac{d<\bar{u}>}{dx}$ ўрнига (16) тенгламадаги қийматини қўйиб, ушбу тенгламага эга бўламиз

$$\frac{d^2\bar{p}}{dx^2}-\frac{i\omega}{K}Z\bar{p}=0 \tag{19}$$

бу ерда $K=\frac{bE}{2h_0(1-\nu^2)}$.

Ушбу тенгламани ечиш учун қуйидаги чегаравий шартдан фойдаланамиз

$x=0$ бўлганда $\bar{p}=p_{10}$ бўлади (20)

$x=L$ бўлганда $\bar{p}=p_{1L}$ бўлади

У ҳолда, (19) тенглама бир жинсли тенглама бўлганлиги сабабли бу тенгламанинг фундаментал ечими, қуйидаги кўринишда аниқланади

$$\bar{P}(x)=C_1Ch\left(\sqrt{\frac{i\omega}{K}Z}\,x\right)+C_2Sh\left(\sqrt{\frac{i\omega}{K}Z}\,x\right) \tag{21}$$

Аниқланган ечимдаги C_1 ва C_2 коэффициентларни (20) чегаравий шартларни қўллаш орқали топамиз

$x=0$ да $p_{10}=C_1$ бўлади

$$x=L\text{ да }\ p_{1L}=p_{10}Ch\left(\sqrt{\frac{i\omega}{K}Z}\,L\right)+C_2Sh\left(\sqrt{\frac{i\omega}{K}Z}\,L\right) \tag{22}$$

бундан

DOI: 10.65322/j.srd.06202026.23

$$C_2 = \frac{p_{1L} - P_{10}Ch\left(\sqrt{\frac{i\omega}{K}}Z\,L\right)}{Sh\left(\sqrt{\frac{i\omega}{K}}Z\,L\right)} \tag{23}$$

Топилган C_1, C_2 қийматларни (21) умумий ечимга қўйиб, ушбуга эга бўламиз

$$\overline{P}(x) = \frac{p_{10}\left(Sh\left(\sqrt{\frac{i\omega}{K}}Z\,L\left(\frac{L-x}{L}\right)\right)\right)}{Sh\left(\sqrt{\frac{i\omega}{K}}Z\,L\right)} + \frac{p_{L0}Sh\left(\sqrt{\frac{i\omega}{K}}Z\,\frac{x}{L}\right)}{Sh\left(\sqrt{\frac{i\omega}{K}}Z\,L\right)} \tag{24}$$

Бу ечимдан фойдаланиб (18) тенгликдан ўртача бўйлама тезлик тақсимланиши учун, ушбу ечимни аниқлаймиз

$$< \overline{u}(x) / > u_0 = \frac{\sqrt{\frac{i\omega}{K}}Z\,L}{z^*}\left[\frac{Ch\left(\sqrt{\frac{i\omega}{K}}Z\,L\frac{L-x}{L}\right)}{Sh\sqrt{\frac{i\omega}{K}}Z\,L} - \frac{P_{1L}Ch\left(\sqrt{\frac{i\omega}{K}}Z\,L\frac{x}{L}\right)}{P_{10}Sh\sqrt{\frac{i\omega}{K}}Z\,L}\right] \tag{25}$$

Бу аниқланган (24) ва (25) ечимларни (4) га қўйиб, босим ва ўртача бўйлама тезликларнинг тақсимланишини аниқлавчи формулаларга эга бўламиз

$$p(x,t) = \left(\frac{p_{10}\left(Sh\left(\sqrt{\frac{i\omega}{K}}Z\,L\left(\frac{L-x}{L}\right)\right)\right)}{Sh\left(\sqrt{\frac{i\omega}{K}}Z\,L\right)} + \frac{p_{L0}Sh\left(\sqrt{\frac{i\omega}{K}}Z\,L\frac{x}{L}\right)}{Sh\left(\sqrt{\frac{i\omega}{K}}Z\,L\right)}\right)e^{i\omega t} \tag{26}$$

$$< \overline{u}(x) > /u_0 = \frac{\sqrt{\frac{i\omega}{K}}Z\,L}{z^*}\left[\frac{Ch\left(\sqrt{\frac{i\omega}{K}}Z\,L\frac{L-x}{L}\right)}{Sh\sqrt{\frac{i\omega}{K}}Z\,L} - \frac{P_{1L}Ch\left(\sqrt{\frac{i\omega}{K}}Z\,L\frac{x}{L}\right)}{P_{10}Sh\sqrt{\frac{i\omega}{K}}Z\,L}\right]e^{i\omega t} \tag{27}$$

Келтириб чиқарилган (26) ва (27) формулалар босим ва ўртача бўйлама тезликлар тақсимланишининг бўйлама ўқ ва вақт бўйича ўзгаришларини тадқиқ қилиш имкониятини беради.

Натижалар ва муҳокама.

Қовушоқ суюқликнинг деформацияланувчи ясси каналдаги тебранма оқим масаласи ечимининг таҳлили. Келтириб чиқарилган (26) ва (27) формулалар ёрдамида босим ўзгаришларини тадқиқ қилиш ва натижаларни [15] ишда келтирилган натижалар билан солиштириш учун (26) ва (27) формулаларни қуйидаги алмаштиришлар

$$p = p_0\overline{p},\ u = u_0\overline{u},\ \ x = L\overline{x},\ \ t = \overline{t}/\omega,\ \ < u_0 >= \frac{h^2}{3\eta}\left(\frac{p_0 - p_L}{L}\right)$$

орқали ўлчамсиз ҳолга келтирамиз ва бу ерда соддалик учун $p_{1L} = 0$ деб оламиз. Кейинчалик ўзгарувчилар устидаги чизиқчани қулайлик учун тушириб қолдирамиз

DOI: 10.65322/j.srd.06202026.23

$$p(x)/p_{10}=\left(\frac{Sh\left(k(1-x)\right)}{Sh(k)}\right) \tag{28}$$

бу ерда

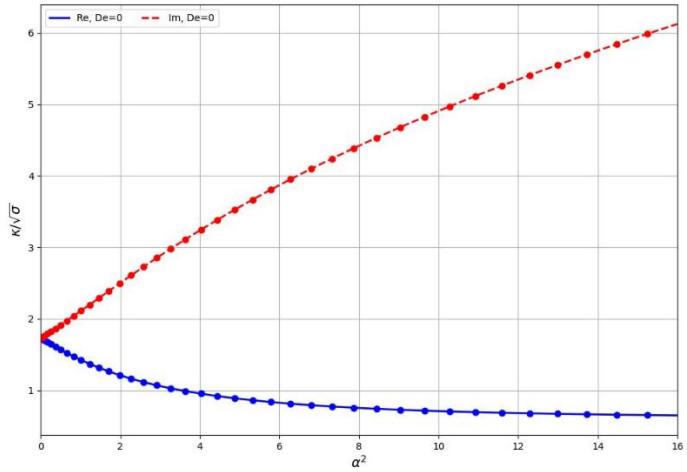
$$k=\sqrt{\frac{i\omega}{K}Z}=\sqrt{2\alpha^2\sigma\left(\frac{i^{3/2}\alpha\cos(i^{3/2}\alpha)}{\sin(i^{3/2}\alpha)-i^{3/2}\alpha\sqrt{\eta^*(i\omega)}\cos(i^{3/2}\alpha)}\right)},$$

$$K=\frac{bE}{2h_0(1-\nu^2)},\quad \sigma=\frac{\eta L^2\omega(1-\nu^2)}{Ebh_0}$$

Ясси канал кесим юзаси бўйича ўрталаштирилган бўйлама тезликнинг бўйлама ўқ бўйича тақсимланишини аниқловчи формула қуйидагича аниқланади

$$<\bar{u}(x)>/u_0=\frac{k}{z^*}\frac{Chk(1-x)}{Shk} \tag{29}$$

Аниқланган (28) формула ёрдамида босимнинг бўйлама ўқ бўйича ўзгаришини тадқиқ қиламиз [15]. Дастлаб k параметрнинг тебраниш частотаси параметрига нисбатан ўзгаришларини кўрамиз. Кейинчалик босимнинг бўйлама ўқ бўйича тақсимланиш графикларини келтирамиз



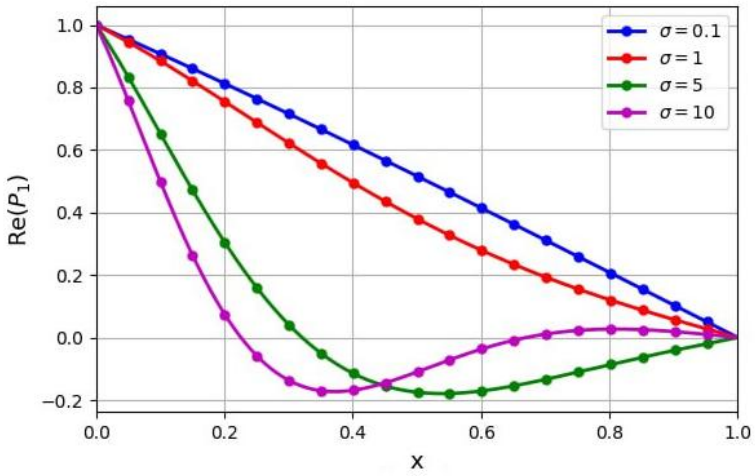
1-расм. Ҳақиқий ва мавҳум қисмларни акс эттирувчи, комплекс k сонининг W га боғлиқ ўзгариши (узлуксиз чизиқлар (28) формула асосида чизилган графиклар нуқтали чизиқлар [15] ишдаги графиклар).

1-расмдаги графиклардан кўринадики k параметр мавҳум қисмининг тебраниш частотаси параметрига нисбатан ўзгаришлари, тебраниш частотаси параметрининг ўсиш қийматларида монотон равишда ўсади, ҳақиқий қисмининг ўзгаришлари, эса монотон камаяди ва асимптотик 0.4 қийматига яқинлашади.

2-расмда ўзгармас W=1 қийматида ва σ нинг турли қийматлари учун бошланғич босим $P_1(x,t)$ нинг ҳақиқий қисмларнинг ўзгариши тасвирланган. Эластик релаксация вақтлари қисқа бўлганда (ёки σ кичик қийматга эга бўлганда), эластик қаттиқ жисм кириш қисмидаги босимга бир зумда жавоб беради ва босим қаттиқ деворли каналга ўхшаш тарзда қувур ичида чизиқли равишда пасаяди. Релаксация вақтлари катта бўлганда ($T_{EV}\geq\omega^{-1}$ ёки σ ≳ 1), қаттиқ жисмнинг маҳаллий деформацияси кириш қисмидаги босимга нисбатан ортда қолади; натижада канал ичида босимнинг монотон бўлмаган тақсимоти юзага келади. Бу тақсимот ўзаро таққосланадиган даражадаги ҳақиқий (кириш босими билан фазада бўлган)

DOI: 10.65322/j.srd.06202026.23

ва мавҳум (кириш босими билан фазада бўлмаган) компонентлар билан тавсифланади (σ = 1 ҳолати учун 2,b-расмга қаранг). Катта σ (ва кичик W) қийматларида босим тақсимоти кириш қисмидан бошлаб маълум бир характерли узунлик бўйлаб $l_{EV} = L\sigma^{-1/2}$ ўқ бўйлаб пасайиб боради ва фазовий тебранишларни намоён қилади. Кузатишимизча, бу ҳолат Уомерсли тезлик профилига ўхшаш бўлиб, у юқори W қийматларида қалинлиги $R_0 W^{-1/2}$ га тенг бўлган чегара қатламларини ҳосил қилади. Шундай қилиб, σ оқимнинг ўқ бўйлаб тузилишини, худди W унинг радиус бўйлаб тузилишини бошқарганидек, бошқаради. W нинг қийматлари юқори бўлганда, у оқимнинг ҳам радиус, ҳам ўқ бўйлаб хусусиятларига таъсир кўрсатади; (28) формула ва 2-расмга қаранг. Бундай ҳолда, эластик қовушоқ хусусият тебранма оқим тузилишига сезиларли таъсир кўрсатмайди.



2-расм. Эластик релаксация вақти σ сонининг турли қийматлари учун комплекс босим $\mathrm{P}_1(x,t)$ нинг бўйлама координата ўқи бўйича ўзгариши (узлуксиз чизиқлар (28) формула асосида чизилган графиклар нуқтали чизиқлар [15] ишдаги графиклар)

Хулоса. Тадқиқот ишида қовушоқ суюқликнинг деформацияланувчи ясси каналдаги тебранма оқими қаралган бўлиб, унда қўйилган масалани ечиш орқали тезликлар ва босим тақсимланишини аниқлаш учун ҳисоб формулалари келтириб чиқарилган. Келтириб чиқарилган формулалар ёрдамида девор эластик релаксация вақти σ сонининг турли қийматлари учун комплекс босим $\mathrm{P}_1(x,t)$ нинг бўйлама координата ўқи бўйича ўзгариши графиклар асосида тасвирланган. Бу ердаги узлуксиз чизиқлар (28) формула асосида чизилган графиклар нуқтали чизиқлар [13, 14] ишдаги графикларга мос келувчи чизиқлардир. Ўзгармас W=1 қийматида ва σ нинг турли қийматлари учун бошланғич босим $\mathrm{P}_1(x,t)$ нинг ҳақиқий қисмларнинг ўзгаришлари график асосида тасвирланган. Бунда девор эластик релаксация вақтлари қисқа бўлганда (ёки σ кичик қийматга эга бўлганда), канал ўзини қаттиқ жисм каби тутади ва унинг кириш қисмидаги босим бир зумда ўзгаради ва у қаттиқ деворли каналга ўхшаш тарзда қувур ичида чизиқли равишда пасаяди. Девор релаксация вақтлари катта бўлганда ($\sigma \gtrsim 1$), қаттиқ жисмнинг маҳаллий деформацияси кириш қисмидаги босимга нисбатан ортда қолади, натижада канал ичида босимнинг монотон бўлмаган тақсимоти юзага келади. Бу тақсимот ўзаро таққосланадиган даражадаги ҳақиқий (кириш босими билан фазада бўлган) ва мавҳум (кириш босими билан фазада бўлмаган) компонентлар билан тавсифланади. Босим тақсимотининг аниқланган бу хусусиятлари биомеханика соҳасида қон айланиш тизимини моделлаштиришда муҳим аҳамиятга эга бўлади.

DOI: 10.65322/j.srd.06202026.23

Фойдаланилган адабиётлар

1. Inman W., Domansky K., Serdy J., Owens B., Trimper D., Griffith L.G. Design, modeling and fabrication of a constant flow pneumatic micropump // Journal of Micromechanics and Microengineering. – 2007. – Vol. 17. – P. 891–899.

2. Kargar-Estahbanati A., Rallabandi B. Lift forces on three-dimensional elastic and viscoelastic lubricated contacts // Physical Review Fluids. – 2021. – Vol. 6, No. 3. – 034003.

3. Kiran Raj M., Dasgupta S., Chakraborty S. Biomimetic pulsatile flows through flexible microfluidic conduits // Biomicrofluidics. – 2019. – Vol. 13, No. 1. – 014103.

4. Marx U., Walles H., Hoffmann S., Lindner G., Horland R., Sonntag F., Klotzbach U., Sakharov D., Tonevitsky A., Lauster R. “Human-on-a-chip” developments: a translational cutting-edge alternative to systemic safety assessment and efficiency evaluation of substances in laboratory animals and man? // ATLA. – 2012. – Vol. 40. – P. 235–257.

5. Валуева Е.П., Попов В.Н. Математическое моделирование пульсирующего турбулентного течения жидкости в круглой трубе // Доклады Академии наук. – 1993. – Т. 332, № 1. – С. 44–47.

6. Валуева Е.П., Пурдин М.С. Гидродинамика и теплообмен пульсирующего ламинарного потока в каналах // Теплоэнергетика. – 2015. – № 9. – С. 24–33.

7. Валуева Е.П., Пурдин М.С. Пульсирующее ламинарное течение в прямоугольном канале // Теплофизика и аэромеханика. – 2015. – С. 761–773.

8. Наврузов К. Биомеханика крупных кровеносных сосудов. – Ташкент: Fan va texnologiya, 2011. – 144 с.

9. Наврузов К. Пульсирующее течение упруговязкой жидкости в круглой цилиндрической трубе // Узбекский журнал «Проблемы механики». – 2001. – № 5. – 5 с.

10. Наврузов К. Пульсирующее течение упруговязкой жидкости в плоской трубе // Узбекский журнал «Проблемы механики». – 2002. – № 1. – 23 с.

11. Наврузов К., Ражабов С.Х., Шукуров З.К. Импедансный метод определения гидравлического сопротивления в крупных артериальных сосудах с проницаемыми стенками // Узбекский журнал «Проблемы механики». – 2017. – № 3–4. – С. 28–32.

12. Наврузов К., Хакбердиев Ж.Б. Динамика неньютоновских жидкостей. – Ташкент: Фан, 2000. – 246 с.

13. Наврузов К., Шарипова Ш.Б., Абдикаримов Н.И. Пульсирующие течения вязкой несжимаемой жидкости в круглой цилиндрической трубе с упругими стенками // Актуальные задачи математики, механики и информатики: материалы Междунар. науч. конф., посвящ. 80-летию профессора Т.Г. Мустафина (8–9 сентября 2022 г.). – Караганда, 2022. – С. 243–244.

14. Наврузов К., Шарипова Ш.Б. Пульсирующие течения вязкой жидкости в трубе с упругими стенками // Илм сарчашмалари. – 2022. – № 2. – С. 15–22.

15. Huang A., Pande S.D., Feng J., Christov I.C. Oscillatory flows in three-dimensional deformable microchannels // Journal of Fluid Mechanics. – 2025. – Vol. 1022. – A38. – P. 1–26.

16. Zhang X., Rallabandi B. Three-dimensional streaming around an obstacle in a Hele-Shaw cell // Journal of Fluid Mechanics. – 2023. – Vol. 961. – A35.

17. Zhang X., Rallabandi B. Elasto-inertial rectification of oscillatory flow in an elastic tube // Journal of Fluid Mechanics. – 2024. – Vol. 996. – A16.

18. Слезкин Н.А. Динамика вязкой несжимаемой жидкости. – М.: Гостехиздат, 1956. – 520 с.

19. Тарг С.М. Основные задачи теории ламинарных течений. – М.: Гостехиздат, 1954. – 420 с.

20. Файзуллаев Д.Ф., Наврузов К. Гидродинамика пульсирующих потоков. – Ташкент: Фан, 1986. – 192 с.