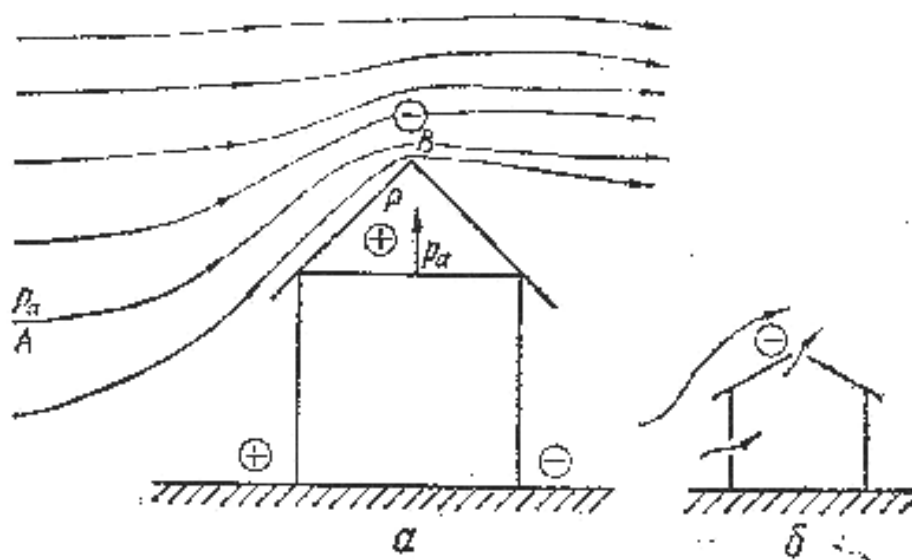


Аэродинамика



Ҳамидов С.С

Аэродинамика

уқув қўлланма

Самарканд-2005

Укув кулланма Аэродинамика фанидан 5А580405 – “Иситиш шамоллатиш ҳавони муътадиллаш ва ҳаво ҳавзасинини муҳофаза қилиш” магистратура мутаххасислигида таълим олаётган магистрларга ҳамда муҳандислик коммуникациялар қурилиши, атроф муҳит ҳимояси йуналашида таълим олаётган талабаларга мужалланган.

Кулланмада аэродинамиканинг асосий тенгмалари, бинолар аэродинамикаси, жисм юзаларидан оқим утишида босимларнинг тақсимланиши аэродинамик кучлар ва момент суриш ва тортиш тезликлари ҳаво қувурларида босим йуқолиши, ҳаво қувурларининг қундаланг кесимларини кенгайишида ва қичрайишида босим йуқолиши ҳамда ҳаво қимлари тугрисида маълумотлар ёритилган

Такризчилар: т.ф.н доцентлар
Айматов Рузибой Айматович
Хусанов Ҳамид Гуломивич

Самарканд давлат архитектура қурилиш институти илмий кенгаши 2005 йил 30.03
(баённома № 8) қарори билан уқув кулланма сифатида тавсия этилган

1-Боб Назарий аэродинамика ҳақида маълумотлар

1.1 Аэродинамика фани. Умумий маълумотлар

Суюклик ва газлар механикаси фани ёки гидроаэродинамика суюкликлар ҳаракати тугрисидаги фандир. Бунда нафақат суюкликлар ва бошқа томчили нарсалар балки газлар (ҳаво) ҳам тушунилади.

Суюкликлар механикаси каттаик жисмлар механикасига караганда анча мураккаброк. Каттик жисм механикаси молекулаларни бир-бири билан каттик булганлигини урганса, гидроаэродинамика молекулаларни жуда енгил боғланиш муҳитини тадбик килади. Бу енгил боғликлик молекулаларни барча йуналиш бўйлаб тартибсиз ҳаракат қилишига имкон беради ва бу ҳаракат гидроаэродинамикани куплаб саволлари ечимини қийинлаштиради.

Материални қай йусинда берилишига ва қайси соҳада қулланилишига караб гидроаэродинамика ҳар қил номланади- гидравлика, аэродинамика, гизодинамика шандай бўлишига карамасдан суюклик ва газларининг техникавий механикаси бўлиб қолади.

Гидравлика – суюкликларни ҳаракати ва тинч ҳолатини урганувчи фан.

Аэродинамика- ҳавони ҳаракатланиш қонунларини ва ураб олган каттик жисмлар билан узаро таъсирини урганади бу фан авиация техникаси ривожланиши билан пайдо бўлди. Аэродинамикани асосини Вентиляция соҳасида ҳавонинг ҳаракати ва тинч туриши қонунларини урганиш ва иссиқлик, газ таъминоти ва вентиляция бўлимларида куплаб саволларни ечими ётади

Узлуксиз муҳит тугрисида башорат.

Теоретик механикада мавҳум мода нукта тушунчасидан ва моддий нукталар қатори алоҳида моддий нукталардан ва узлуксиз нукталардан ташкил топган, бўюмларни ва физик қонетанталарни узлуксиз таъминотини ташкил килади. Мутлоқ каттик жисмлар мавҳум узгармайдиган муҳит мисол булла олади.

Механикани узлуксиз муҳитни эгилувчан ва асл ҳолида қайтарувчи материаллар бирлаштиради, шунга караб газсимон ва суюқ жисмлар мутлоқ каттик жисмларга караганда қисилувчанлик ҳусусиятга эга

Шундай қилиб суюкликлар ва газлар механикасида моддий нукталар қаторига узлуксиз муҳитга айланади, бунда узулишлар ва бушликлар булмайди. Узлуксиз муҳит ҳақида қақирганда ва унинг молекуляр тузилишини мавҳумлашда биз молекуляр ҳаракатга эътибор бермаймиз (аниқроғи, фақат молекуляр ҳаракатни уртача ҳаракатини оламиз, масалан босим ва ҳарорат)

Фақат ташқи қучлар томонидан ҳосил қилинувчи ҳаракатни урганамиз

Шундай қилиб гидроаэродинамикавий ҳолат микроскопик ҳаракатга эга. Шунинг учун муҳитни энг қам қикдори ҳам молекулалар ораликларига қисбатан катта ҳисобланар экан. Математик нуктаи назардан муҳитни узлуксиз суюкликлар (газлар) ҳолатини ҳарактерловчи ҳар қандай функция узлуксиз ва дифференцияланади.

Узлуксизлик тугрисидаги башорат шуни қурсатадики, гидроаэромеханик тадқиқотларда суюклик ва газлар ҳолатини етарлича урганиш мумкин экан, ваҳоланки унинг улчамлари молекулаларга қисбатан бир неча маротаба катта

Суюклик ва газлар ҳаракати тартибсиз ва тартибли бўлиши мумкин. Тартибсиз ҳаракатда занглик, босим, тезлик ва бошқа механик ҳарактерлар ҳар нуктада вақтга караб ҳар қил бўлиши мумкин. Тартибли ҳаракатда бу катталиклар оқимни барча нукталарда вақт утиши билан узгаришсиз қолади.

Гидродинамикада ҳаракатни икки тури мавжуд: Ламинар $Re < 2000$ ($Re_{кр} = 2300$) ва турбулент $Re > 4000$

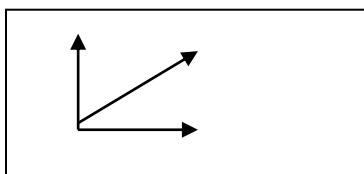
Ламинар оқим шуниси билан ҳарактерлики бунда алоҳида оқимлар бир-бири билан аралашмайди. Турбулент оқим аралашмали бўлиб, бунда алоҳидали оқимлар бир-бири билан аралашади. Турбулент оқимда заррачалар узларини молекулалар каби тутди ва тартибсиз ҳаракатланади, тезлик, босим суюкликни ёки газни ҳар нуктасида ҳар-ҳил бўлиб вақт утиши билан узгаради.

Бу ҳаракатларни урганишни кийинлаштиради. Суюкликларда ва газларда ҳар ҳил кучлар ҳаракат қилиши мумкин. Улар суюклик ёки газлар ҳажмига таъсирига қараб ҳажмига таъсирига қараб ҳажмли (огирлиги) ва юзали бўлиши мумкин. Ҳажмий кучлар ҳажмдаги ҳар бир зарраларга таъсир қилади. Буларга тортиш ва инерция кучлари қиради.

Босим берувчи куч муҳитни ҳар бир элементга таъсир қилади ва ҳажмга ва огирлик кучига пропорционал Босим берувчи кучига аваламбор огирлик кучи қиради. $G = mg$ бу ерда g - эркин тушиш тезланиши

Бир жинсли муҳитни ҳажмий улчови солиштирама ҳажм дейилади $\rho = \frac{G}{V} = \frac{mg}{V} = \rho g$

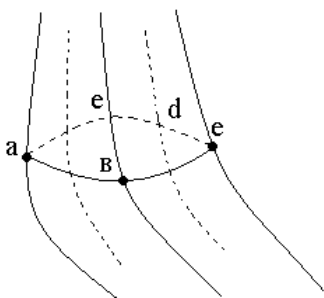
Муҳитни ялпи ҳарактерини урганишда инерция кучи катта аҳамиятга эга бўлиб у жисмни огирлигини m -тезланишига w -купайтмасини тесқари ишорасига тенг $J = -m \cdot w$ заррачаларга қушилган юза кучлари берилган ҳажмдаги юзаларга қушилган Бунда босим кучи юзага нисбатан тик ишланиш кучи қия йуналган бўлади.



P-босим кучи

T - ишқаланиш кучи.

Аэродинамикада ҳаракатни тушиниш учун заррачаларни ҳаракат чегараси деб заррачаларни вақт оралигида кетма-кет алмашишига айтилади оқим тушунчаси қуйидагича аниқланади. Оқимда ҳаёмий кичик ёпик контур ажратамиз. Бу контурни зарралар оқим қизиги утади ва юзани ҳосил қилади. Бу юза билан чегараланган суюклик



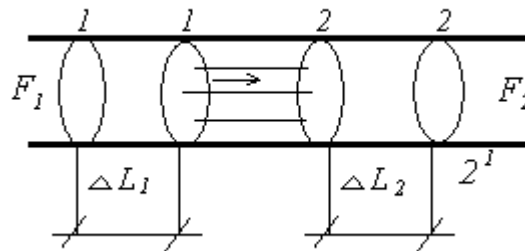
(газ) оқим деб аталади. Юзани узи оқимни ёнбош юзаси дейилади. Оқим қизиги бўйлаб ҳарактерланаётган заррачаларга перпендикуляр бўлган юзага оқимни қундаланг ёки тири юзаси дейилади. Қундаланг қесим орқали бирлик вақтда оқиб ўтган суюкликга ёки газга уларни сарфи дейилади. Газ ёки суюкликларни сарфи улар қайси ўлчамда ўлчанаётганига қараб: юкли сарф массали ва ҳажмий сарфлар мавжуд. Си системасида юкли сарф қуйидагича ўлчанади h/c ($h/соат$) массали сарф kg/c ($kg/соат$), ҳажмий сарф m^3/c ($m^3/соат$)

1.2 Сарфланишлик тенгламаси

Ҳаракатланаётган суюкликда оқимга ажратамиз. Икки қундаланг қесим ажратиб 1-1 ва 2-2 суюкликни ёки газни ҳажмини қурамиз ва ҳўлоса қиламиз.

$\Delta \ell$ вақт оралиғида 1,2 булимма 1¹-2¹ ҳолатига утади моддаларни сакланиш конунига асосан оким ҳажмдаги массаси бу икки булинмаларда бир ҳил булиши керак, яъни:

$$M_{1,2} = M_{1,2^1} \quad \text{ёки} \quad \Delta M_{1,1^1} + M_{1,2} = M_{1,2^1} + \Delta M_{2,2}$$



Тенг ҳолдаги массали ҳаракат $\Delta M_{1,1^1}$ аралашгунча ва аралашгандан кейинги $\Delta M_{2,2}$ массаси тенг булиши керак.

Биринчи булинмадаги 1-1¹ ҳажмий оралик $\Delta M_{1,1^1} = P_1 F_1 \cdot \Delta \ell_1$ бу ерда P - ҳавонинг зичлиги F -кундланг кесим юзаси. $\Delta \ell$ 1-1¹ булинма узунлиги. Суюқлик ва газлар тезлиги ҳар бир булинмада бир ҳил булганлигидан 1-1 ва 1¹-1¹ булинмалар оралиғидаги масофа вақт бирлигида олинган тезликни ҳосиласига тенг. $\Delta \ell_1 = g \cdot \Delta t$ Бундан $\Delta M_{1,1^1} = \rho_1 F_1 \cdot g_1 \cdot \Delta t$

Ҳудди шундай қилиб 2,2¹ булинмалар учун ҳам қуйидагиларни ҳосил қиламиз $\Delta M_{2,2^1} = \rho_2 F_2 \cdot g_2 \cdot \Delta t$ Иккала тенгликни тенглаштириб ва Δt ни қискартириб массали сарфли тенгламасини ёзамиз

$$\rho_1 F_1 g_1 = \rho_2 \cdot F_2 \cdot g_2 \quad (1)$$

Шундай қилиб массали сарф окими буйлаб узғаришсиз қолади.

Агар суюқлик ва газларни зичликлари ва тезлиги ҳар-бир кундаланг кесимида ҳар ҳил булса, окимчаларга ажратамиз. Ҳаар бир элементар окимча буйлаб массали сарф узгармас бўлади.

$$\rho_1 g_1 \cdot \Delta f_1 = \rho_2 \cdot g_2 \cdot \Delta f_2$$

бу ерда f -элементар окимчани кундаланг кесими Ҳар бир элементар окимча массали сарфи ҳам узгармас бўлади

$$\int_{F_1} \rho_1 \cdot g_1 \cdot dF_1 = \int_{F_2} \rho_2 \cdot g_2 \cdot dF_2$$

Математикадан маълум булган теоремага асосан массали сарфни тенгламасини бошқача ёзамиз

$$(\rho_1 g_1)_{yp} F_1 = (\rho_2 g_2)_{yp} F_2$$

бу ерда $P g$ оғирлик тезлиги кунгдаланг кесимдаги кунгдаланг кесим буйлаб зичлиги узгармаса қуйидагини ҳосил қиламиз

$$\rho_1 \cdot F_1 g_{1,yp} = \rho_2 \cdot F_2 g_{2,yp} \quad [2]$$

Ҳусусий ҳолда, окимчалар буйлаб зичлик узғаришсиз қолса $\rho_1 = \rho_2$ унда [1] ва [2] тенглик қуйидаги қурилишни олади.

$$F_1 g_1 = F_2 g_2 \quad [3]; \quad F_1 g_{1,yp} = F_2 g_{2,yp} \quad [4]$$

Бундан қуринадики окимча буйлаб ҳажмий сарф узгармай қолади.

Баъзан уқли қуринадики окимча буйлаб ҳажмий сарф узгармай қолади. Баъзан уқли тезликга эга булган ҳажмий сарф тенгламасидан фойдаланиш қулай $g_{yp} = k \cdot g_{yp}$ Бунда K -тезлик майдони коэффиценти. Унда қуйидагини ҳосил қиламиз

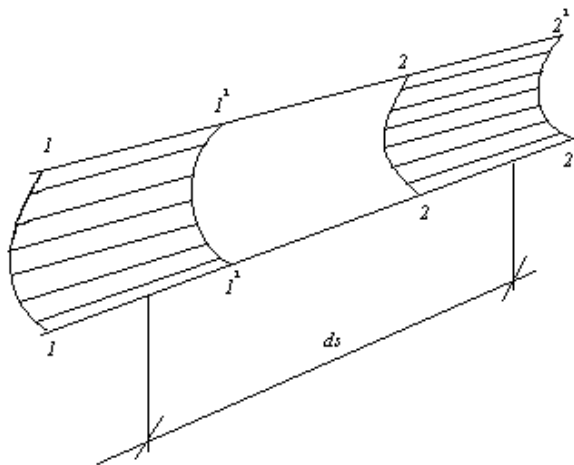
$$k_1 F_1 g_{1,yk} = k_2 F_2 g_{2,yk} \quad [5]$$

Бунда коэффициент $k = \frac{g_{ypt}}{g_{yк}} = \frac{1}{g_{yк} \cdot F} \int_F g df = \int_0^1 \bar{g} df$ бунда $\bar{g} = \frac{g}{g_{yк}}$ ва $df = df/F$

Коэффициент $K : -1 \leq k \leq 1$ Бу коэффициент тезлик майдони булсагина ечим мумкин.

1.3 Бернулли тенгламаси

Окимда окимча ажратамиз ва унда 1-1 ва 2-2 оралари масофалари жуда кичик булган кесим оламиз. Ушбу кесимлар орасида окимчани караб чикамиз.



Ажратилган 1,2 булинмаларга ҳам энергия саклаш конуни таллуқли булиб куйидагича таърифланади; ажратилган ҳажмга бирлик вақтда берилган иссиқлик микдори иш билан бирга ҳажмий кучларига таъсир қиладиган уша вақтда энергия узгаришига тенг Ҳажмга берилган иссиқлик микдорини ушбу ҳолатдан аниқлаймиз. 1,2 булинмадаги ҳажм Δt вақтда 1,2 ҳолатга утсин. Ундан курилайтган ҳажмга берилайтган бирлик вақтда иссиқлик микдори куйидагича

аниқланади

$$dQ = Q_{1,2^1} - Q_{1,2} = Q_{1,2} + \Delta Q_{2,2^1} - \Delta Q_{1,1^1} - Q_{1,2^1}$$

Оким тинч ҳолатда кетса

$Q_{1,1^1}$ -аралашгунга қадарги иссиқлик микдори

$Q_{1,2^1}$ -аралашмадан кейинги иссиқлик микдори

бундан $dQ = \Delta Q_{2,2^1} - \Delta Q_{1,1^1}$

Суюқ лик ва газлардан булинмадан бирлик оғирлик иссиқлик микдорини $q + dq$ билан белгилаймиз

Унда иссиқлик микдори

$$dQ = \Delta M_{2,2^1} (q + dq) - \Delta M_{1,1^1} q$$

Куйидагини эътиборга олиб

$$\Delta M_{1,1^1} = \Delta M_{2,2^1} = \Delta M = const$$

Бундан куйидагини ёзамиз

$$dQ = \Delta M dq$$

Куч иши юзадаги ва ҳажмий кучлар ишлари йигиндисидан иборат

1,2 булинмадаги ҳажмга таъсир қилувчи юзавий кучлар иши булинманинг икки чеккасига таъсир қилувчи кучлардан иборат булади, чунки ёнбошга таъсир қилувчи кучлар иши нолга тенг.

1-1 кесимдаги босимни P билан 2-2 кесимдаги босимни $P+dP$ билан белгилаймиз. Бунда $P+dP$ босим окимга карама-карши йуналган булади 1,1 булинмадаги ҳажмни ΔW_1 2-2 булинмадаги ҳажмларни $\Delta W + d\Delta W$ билан белгилаймиз
Оддий юзага таъсир килувчи куч иши иккинчи каторли кичик ишларни ҳисобга олмасдан куйидагини ёзамиз

$$(p\Delta W + dp)(\Delta W + d\Delta W) = -dp\Delta W - p d\Delta W = -d(p\Delta W)$$

Юза тегиб утувчи кучлар ишини яъни ишқалниш иши ҳам юкоридаги. Иссиклик микдори топилганлиги каби аникланади. Шунинг учун уларни келтириб чикармасдан охирги натежани ёзамиз $-g \Delta M d h$, бунда dh - энергияни суюклик ва газлар оркали бирлик огирликдаги ишқаланишга йуқолиши.

Бу ердаги минус ишораси ишқаланиш кучи окимига нисбатан карама- карши йуналишда булади Ҳажмий кучларни иши 1,1 булинмадаги огирлик маркази 2,2 булинмага кучирилган огирлик маркази ишлари йигиндисидан иборат. Координата укларида ҳажмий куч теланиш тасвирларини $x, y, va Z$ оркали белгилаб; 1,1 ва 2,2 булинмаларда орасидаги масофа d_3 оркали координата укларидаги DS ни таъсирини $dx dy va dz$ оркали белгилаймиз Бу ҳолда ҳажмий кучлар иши куйидагича булади

$$\Delta M(Xdx + Ydy + Zdz)$$

Энергияни узгариши каралаётган ҳажмдаги ички ва кинематик энергияни узгаришига боглик. Ички энергияни узгариши 1,1 ва 2,2 булинмаларда суюклик ва газлар ички энергияларини узгаришига боглик. Ҳажмларидаги ички энергияни узгаришини 1,1 булинмаларда суюклик ёки газлар бирликке огирлигига тугри келадиганмикдорини U , 2,2 булинмаларга тугри келадиган микдорини $U+du$ билан белгилаб, аникланаётган ички энергияни узгаришини ёзамиз $\Delta M d U$ Кинематик энергияни узгариши 1,1 ва 2,2 учаскаларда суюклик ва газларда кинематик энергияни узгаришлари фаркига боглик. 1-1 булинмаларда оким тезлигини ϑ билан, 2-2 булинмаларда $\vartheta + d\vartheta$ белгилаб кинематик энергияни узгаришини, иккиламчи катор энергияни жуда кичик узгаришини ҳисобга олмай ёзамиз.

$$\frac{\Delta M(\vartheta + d\vartheta)^2}{2} = \frac{\Delta M\vartheta^2}{2} = \Delta M d \left(\frac{\vartheta^2}{2} \right)$$

энергияни саклаш конунини кабул килиб ёзамиз

$$\Delta M dg - d(p\Delta M) - q\Delta Mk + \Delta M(Xdx + Ydy + Zdz) = \Delta M d\vartheta + \Delta M d \left(\frac{\vartheta^2}{2} \right)$$

га кискартириб куйидагини оламиз.

$$dg + Xdx + Ydy + Zdz = du + d \frac{p}{\rho} - d \left(\frac{\vartheta^2}{2} \right) + gdk \quad [1]$$

Термодинамикадан маълумки микдоридаги суюклик ёки газларга берилган иссиқлик микдори, уларни ички энергияни узгаришига ва ҳажмни кенгайтириш ишига сарф булади

$$da = du - pd \left(\frac{1}{\rho} \right)$$

Охирги тенгликни энергияни сакланиш конуни буйича ёзилган [1] тенгликдан ажратиб бишлашган Берулли тенгламасини ёзамиз

$$Xdy + Ydy + Zdz = \frac{dp}{\rho} + d \left(\frac{\vartheta^2}{2} \right) + gdk \quad [2]$$

Агар ҳажмий кучлардан фақат тартиб кучи (инерция кучи O га тенг) таъсир килса тенглама кискаради. Тугри бурчакли координаталар (системасида) тартибини оламирз ундаги X ва Y уклари ёпик жойлашган, Z мусбат ук тортиш кучига карама-карши йуналаги Бунда тезланиш таъсири $x = 0, y = 0, Z = -g$ ва куйидагини оламирз

$$Z + \rho \frac{dp}{\rho g} + d \left(\frac{g^2}{2g} \right) + dh = const \quad [3]$$

Ушбу тенгламани интеграллаб Бернулли тенгламасини ёзамиз

$$Z + \varsigma \frac{dp}{\rho g} + \frac{g^2}{2g} + h = const \quad [4]$$

агар $\rho = const$ булса [4] тенгликни куйидагича ёзамиз.

$$Z + \frac{p}{2\rho} + \frac{g^2}{2g} + h = const \quad [5]$$

Окимни ҳар бир кесимдаги тезлик ҳар ҳил булса, унда окимни майда окимчаларга ажратиб уларни бирортасига [5] тенгликни куллаймирз.

кейин уларни барча кийматларини элементар окимчани огирлик сарфига gdG купайтириб, баъзи узгаришлардан кейин, урталики теоремасини куллаб куйиданиги ёзамиз

$$Z + \frac{p}{\rho g} + \frac{(g^3)_{yp}}{2g g_{yp}} + h_{yp} = const$$

Тенгламадаги урта тезликлар кубига юза буйлаб алмаштирилиб куйидагини ёзамиз

$(g^3)_{yp} = d g_{yp}^3$ бу ерда α - Кариолис коэффиценти Шундай килиб суюкликлар ва кисилмайдиган газлар учун Бенулли тенгламаси оҳирги кийматини ёзамиз.

$$Z + \frac{p}{2g} + \alpha \frac{g_{yp}^2}{2g} + h_{yp} = const \quad [6]$$

Базан окимни икки кесим юзалари буйича куйидагича ёзилади бунда барча катталиклар ρg га купайтирилади

$$\rho g Z + P_1 + \alpha_1 \frac{p g_{yp}^2}{2} = \rho g Z_2 + P_2 \alpha_2 \frac{p g_{yp}^2}{2} + \Delta P \quad [7]$$

Z -огирлик босими, p - статик босим, $\frac{p g^2 y_p}{2}$ -динамик босим, ΔP -йуколган босим

Вентилятседа Бернулли тенгламасини бошка курунишидан бошланади

Доиравий окимда ҳаракатсиз муҳитда $g = 0$ босимни ΔP -йуколган босимни $\Delta P = 0$ ва [7]тенгламадан

$$\rho_0 g Z_1 + \rho_{01} = \rho_0 g Z_2 + \rho_{02};$$

бундаги “0” катталиклар атроф муҳитга боглик [7] тенгламага оҳирги тенгламани куйиб куйидагини ҳосил киламирз

$$(\rho - \rho_0) g Z_1 + (\rho_1 - \rho_{01}) + \alpha_1 \frac{\rho g_{1yp}^2}{2} = (\rho - \rho_0) g Z_2 - (\rho_2 - \rho_{02}) + \alpha_2 \frac{\rho g_{2yp}^2}{2} + \Delta p; \quad [8]$$

Окимлар муҳитда бир ҳил физик ҳарактеристикада булади, шунинг учун $\rho = \rho_0$ Ортикча босим тушунчасини киритамирз $p_1 - p_{01} = p_{OPT};$ ва $p_2 - p_{02} = p_{OPT};$ ва оҳирги тенгликни ёзамиз

$$P_{1OPT} + \alpha_1 \frac{\rho g_{1yp}^2}{2} = P_{2OPT} + \alpha_2 \frac{\rho g_{2yp}^2}{2} + \Delta P \quad [9]$$

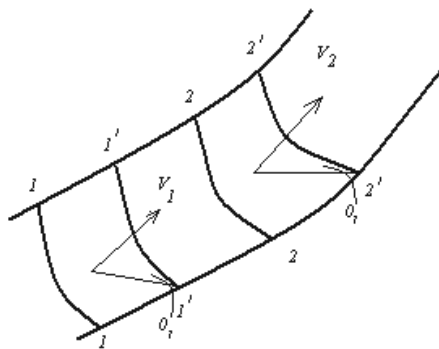
коэффициенти

$$\alpha = \frac{(g^3)_{yp}}{g_{yp}^3} = \frac{1}{K^3 g_{0yp}^3 F}; \quad \int g^3 df = \frac{1}{K^3} \int_0^1 g^{-3} d \cdot \vec{f};$$

$$\text{бу ерда } \vec{g} = \frac{g}{g_{0cp}}; \quad \text{ва} \quad d\vec{f} = \frac{df}{F}; \quad \text{коэффициент } \alpha \geq 1$$

1.4 Ҳаракат микдори тенгламаси

Суюклик ва газлар окимида окимча ажратамиз ва бу икки ораликдаги окимни ҳажмини ҳажмини қараймиз 1-1 ва 2-2 кесимлар бирор вақт оралигида 1-1 ва 2-2 ҳолатига утсин ,



Танланган ҳажмга нисбатан каттик жисмга нисбатан қабул қиламиз. Натижага эга булувчи импульс кучи ҳаракати геометрик микдорга боғлиқ. Қаралаётган ҳажмга нисбатан қуйилган натижалар кучларни R билан ҳаракат микдорини K билан белгилаб вектор қурилишли тенгламани ёзамиз

$$\vec{R}\Delta t = \vec{K}_{1',2'} - \vec{K}_{1,2};$$

бу ерда $K_{1,2}$ ва $K_{1,2}-1,2$ ва $1',2'$ булинмалар ҳажмларидаги ҳаракат микдори

Тугри чизикли ҳаракат микдорида ҳажмнинг 1 ва 2 булинмаларида ҳаракат вақтига биноан узгариши

$$\text{қоланиди бинобарин} \quad \vec{R}\Delta t = \vec{K}_{2,2'} - \vec{K}_{1,1'};$$

$$2\text{-}2\text{булинмаларда ҳаракат микдори} \quad \vec{K}_{2,2'} = \Delta M_{2,2'} \cdot \vec{g}_2;$$

$$1\text{-}1\text{булмадаги ҳаракат микдори} \quad \vec{K}_{1,1'} = \Delta M_{1,1'} \cdot \vec{g}_1$$

Бу ҳаракат микдорларини куч импульси тенгламасига қуйиб ҳаракат микдори тенгламасини ҳосил қиламиз

$$R\Delta t = \Delta M_{2,2'} \cdot \vec{g}_2 - \Delta M_{1,1'} \cdot \vec{g}_1$$

Тенгламани чап томонида кучларни геометрик йигиндиси унғ томонида эса ҳаракат микдори жойлашган, бу ундан фойдаланишни қийинлаштиради. Бундан қотиш мақсадида охириги тенгликга қирадиган барча кучларни ва барча тезликга қирадиган барча кучларни ва барча тезликларни тугри п-п кесимга лойиҳалаймиз.

Натижавий кучни проекциясини $\mathcal{R}r$ -билан белгилаб, ҳавони ҳаракат проекциясини $\mathcal{J}\cos\theta$ (0 п-п чизиги ва тезлик йуналиши орасидаги

1.5 Узлуксизлик тенгламаси

Суюкликлар ва газларда баъзи ҳажмни қуриб чиқамиз, Энергияни сақланиш қонунига биноан, бу ҳажмни оғирлиги вақт утиши билан узгармайди

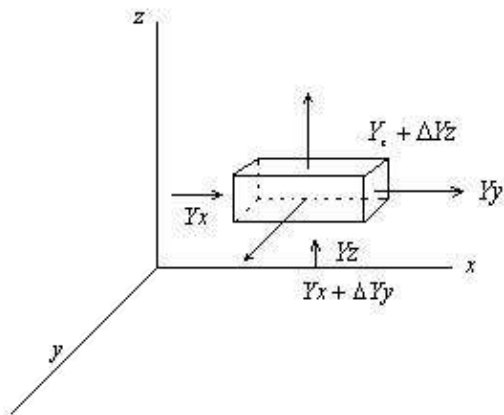
яъни $R_n \Delta t = \Delta M_{2,2^1} \cdot \vartheta_2 \cos \theta_2 - \Delta M_{1,1^1} \vartheta_1 \cos \theta_1$

хусусий ҳолда занглик узгармас булса

$$\Delta M_{2,2^1} = \rho_2 F \vartheta_2 \Delta t \quad \text{ва} \quad \Delta M_{1,1^1} = \rho_1 F_1 \vartheta_1 \Delta t$$

Тенгликдан куринадики суюкликни ҳажми бутун оким буйлаб канча килса ҳам узгаришсиз колади, яъни бутун оким буйлаб тулиб куради, бушлик ва узилишлар зарарчалар уртасида ҳосил булмайди. Бундан ажралмаслик сузи огирмаслик тенгламаси келиб чиқади. Ҳаракатланаётган муҳитда баъзи бир “А” нуктасини нукталаридаги тезликлар тасвирилари $\vartheta_x, \vartheta_y, \vartheta_z$ сунгра “А” нуктаси олдида жуда кичик ΔW ҳажм ажратамиз. Бунинг учун “А” нуктаси координаталарига Δx , Δy ва Δz макомини берамиз. Охириги нукталардан координаталар тасвирларини тушурамыз ва параллелепипед куринишидаги кичик ҳажм ажратамиз.

Параллелепипедни ҳар кайси нукталарида тезлик ҳар ҳиллигини ҳисобга олиб Δx киррада тезлик $\vartheta_x + \Delta \vartheta_x$, Δy киррасида $\vartheta_z \cdot \Delta \vartheta_y$ ва ниҳоят киррасида $\vartheta_z \cdot \Delta \vartheta_z$ деб оламиз.



эслаб утилган ҳар бир кирраларда тезликлар Δt вақт утиши билан узгариб туришлиги яъни Δx кирра $\Delta x + \Delta \vartheta_x dt$ киррага ва Δz кирра $\Delta z + \Delta \vartheta_z dt$ киррага узгаради.

Параллелепипедни ҳажмини жуда кичик деб қабул қилиб кирраларни ҳар бир нукталаридаги тасвирлар тезликларини бир ҳил деб олиш мумкин. Шунинг учун параллелепипедни ҳажмлари кенгайишини Δt вақт оралигида қуйидагича ёзамиз.

$$\alpha(\Delta W) = (\Delta x + \vartheta_x \alpha t)(\Delta y + \vartheta_y \alpha t)(\Delta z + \vartheta_z \alpha t) - \Delta x \Delta y \Delta z$$

Баъзи бир узгаришлар киритиш ва жуда кичик катталикларни узгаришсиз колдириб, юкори тартибли қуйидагини ҳосил қиламиз.

$$\alpha(\Delta W) = \Delta \vartheta_x \Delta \vartheta_y \Delta z \alpha t + \Delta \vartheta_y \Delta x \alpha t + \Delta \vartheta_z \Delta x \Delta y \alpha t$$

Бу тенгламанинг икала томонини $\Delta x, \Delta y, \Delta z \alpha t$ га булиб ажратилган ҳажмни “А” нуктага ҳаракатлантириб. Ажралмаслик тенгламасини қуйидаги куринишни олади.

$$\frac{\delta \vartheta_x}{\delta x} + \frac{\delta \vartheta_y}{\delta y} + \frac{\delta \vartheta_z}{\delta z} = \tau.$$

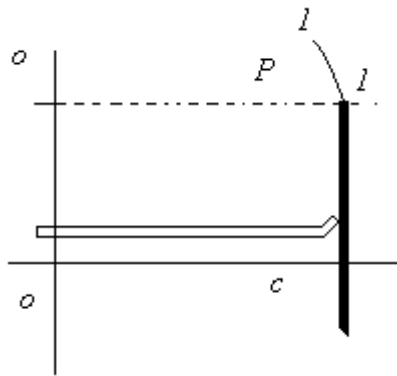
2-Боб Ҳаво алмаштириш масалаларини ечишда аэродинамик усулларни қуллаш

2.1 Биноларни аэродинамик ҳаракатеристикаси

Курилиш аэродинамикаси биноларга ҳаво окимини (шамол) тасирини урганади. Аэродинамик ҳаракатеристика бино юзасига аэродинамик кучларни тасирини яънт шамолни тезлиги ва окими, биноан геометрик шакли ҳимояланиш даражасини тақсимотини ҳаракатерлайди. Биноларга шамолни таъсирини урганиш учун ҳаво окинининг йуналишига перпендикуляр жойлашган пластинка оламиз.

Окимда окимча ажратамиз ва уни учун Бернулли тенгламасини ёзамиз.

$$\frac{\rho g_0^2}{2} + \rho_0 = \frac{\rho g_1^2}{2} + \rho_1 ; \quad [1]$$



Бу ерда

g_0 – О-О кесимдаги тезлик

g_1 – 1-1 оқимдаги тезлик

ρ – ҳавони огирлик зинчлиги

$\rho_0 - \rho_1$ – О-О ва 1-1 кесмалардаги босим

$$P_0 - P_1 = \frac{\rho g_0^2}{2} - \frac{\rho g_1^2}{2} \quad [2]$$

Формуладан куринадики P_0 – атмосфера босими булла

олади, чунки О-О кесим ва 1-1 ораликдаги масофа

унчалик катта эмас, яъни тезлик енгил оқимчани тнезлигидир [2] формулани чап томони ортикча 1 нуктадан атмосфера босимни P_{ct} беради. У ҳолда 2-формула куйидаги куринишни олади.

$$P_{ct} = \frac{\rho g_0^2}{2} \left(1 - \frac{g_1^2}{g_0^2} \right) \quad [3]$$

Бу ерда $1 - \frac{g_1^2}{g_0^2} = k$; аэродинамик коэффициент $g_1 = 0$; да $k = 1$; булса барча

оқим кинематик энергияси С нуктада, пластинкани олдида босимга айланади.

Пластинкани олдида нукталарида тезлик g_0 дан фарк килади унда $k \neq 1$;

Тажрибалар шуни курсатадики пластинкани шамол тегувчи томонида $k > 0$;

Шамол тегмайдиган томонида $k < 0$; яъни босим манфий кийматга эга булади.

Шундай қилиб P_{ct} статик босим, шамол томонидан юзаларга таъсири куйидагидан топилади.

$$P_{ct} = k \left(\frac{\rho g^2}{2} \right) \quad [4]$$

К-ни олдида ишорага қараб статик босим мусбат ва манфий булиши мумкин. Агар босим манфий булса қаралаётган юзага ҳаво сурилади ёки атракли ҳосил булади.

2.2 Саноат биноларини ҳимояланганлигини аэродинамик ҳаракатеристикасига таъсири

Биз юкорида ёлғиз турган ҳимоя биноан аэродинамик ҳарактеристикасини курдик. Аммо кушни бинолар, урмон-дарахтзорлар ва бошқалар шамол оқимини секинлаштиради. Ҳимояланишни умумий формуласи куйидагича топилади.

$$P_{ct} = \frac{K_{хим}}{K \cdot \rho \cdot g_0^3} \quad [5]$$

Бунда $K_{хим}$ – ҳимояланиш коэффициенти K ҳимояланаётган биноан ҳимояланиш коэффициенти. Бино укига нисбатан перпендикуляр равишда йуналган ҳаво оқумида, ҳимояланаётган биноно шамол йуналувчи томонида аэродинамик коэффициентлар куйидаги куринишни олади.

$$K_{\text{хим}}/K = \ell - 0.019(15 - \lambda)^2$$

λ -бинолар орасидаги масофани (L) бинони олдинги кисми баландлигига нисбати $\lambda = \frac{l}{n}$

2.3 Оким жисмлардан сирпаниб утиши. Сирпаниб утувчи жисм юзаларига босимни тахминланиши.

Бурчаги булмаган жисмлардан окимни сирпаниб утиши масалан; шарлардан утаётган оким чегаравий окимҳосил килади, Босим бошида шарга ёпишган ҳолда кейинги эса ундан узилади. Бу куйидагича тушунтирилади, Биринчи пайтда оким шарни узлуксиз сирпаниб утади. Бундан шарни кундланг кесимда юзага якин жойда тезликни кутариши юз юзага якин жойда тезликни кутарилиши юз беради.

Бернулли тенгламаси асосан бу жойларда босимни пасайишига олиб келади Шарни олдинги ва орка томонларидан ҳавони айланиб утиши юз беради.

Рейнольдс сонини кичик кийматларида чегаравий катлам ламинарли булади ва узилиш шарни кесим юзасидан узокда булмайди.

Рейнольд сони деганда ушбу катталиқ тушунилади.

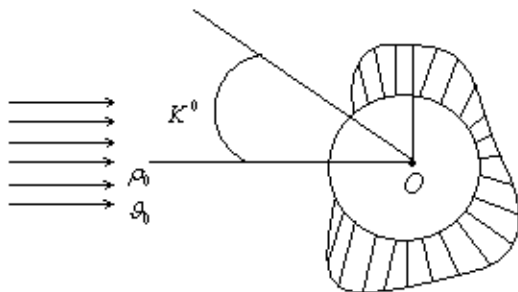
$$Re = \frac{\vartheta_0}{\nu}; \quad [1]$$

Бу ерда d – шарнинг диаметри

ϑ_0 - жисмдан узокрокдаги оким тезлиги

ν -кинематик ёпишқоклик коэффициентини

Трубулентли чегаравий катламни узилиши нуктаси шарнинг орка томонида булади. Бу куйидагича тушунилади яъни трубулент оким таъсирида зарраларни кундланг узатилиши натежасида ҳавони ҳаракати пасаяди.



Натижада узилиши нуктаси шарни айланиб утиши чизмаси окимини боғланиш трубулентлигига боғлиқ.

Тажрибалар курсатади-ки шарни юзасига якин жойдаги ҳаво босими бир ҳил эмас. Бу ерда радиусларда аэродинамик коэффициент куйилган, яъни окимни ортикча статик босимини ёзамиз. Шар юзасидаги аэродинамик коэффициентини эпюраси

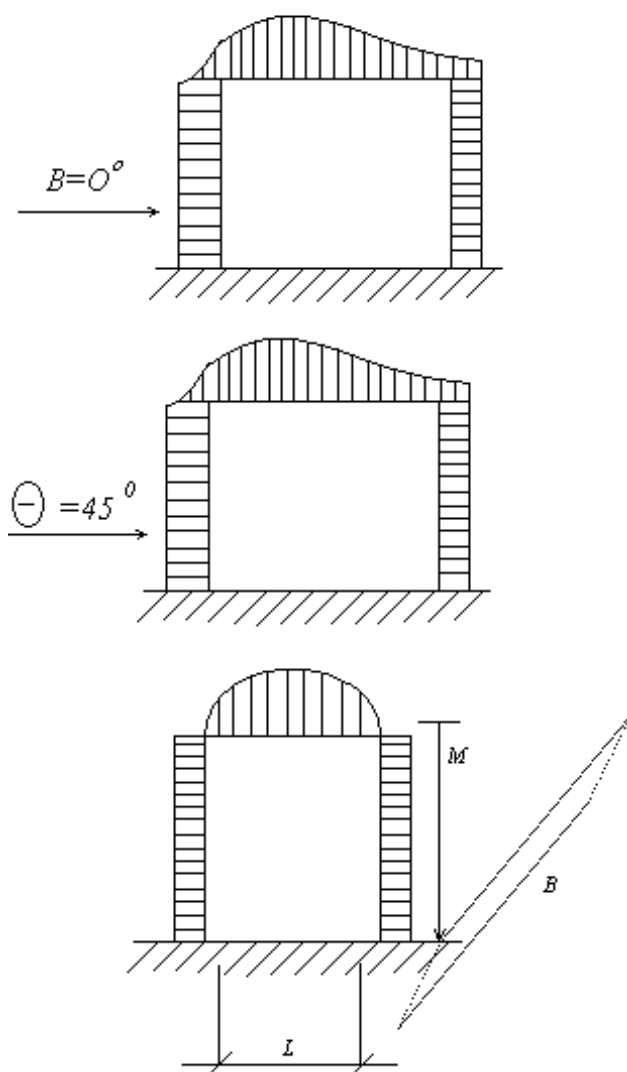
$$K_1 = \frac{P_2 - P_0}{\frac{\rho \vartheta_0^2}{2}}; \quad [2]$$

ρ_i - Шар юзасидан олинган нуктадаги статик босим

$\rho_0 \tau$ - айланиб утувчи оким статик босими

Бундан куринадики шарни олдинги кисмида $0 \leq \pm 45^\circ$ да босим мусбат бошка томонида манфий.

Бурчакли жисмларни оким айланиб утишида (тугри бурчакли параллелопипед) Ётик юза ва олдинги девор орасида, параллеллопипедда уюрма ҳосил булади.



Паралелопипедни орка томонида ҳам уюрмаланиш кузатилади. Шунни айтиш керакли Паралелопипедни улчамлари айланиб утиши чизмаларига таъсир килмайди, лекин аэродинамик коэффицентга сезиларли таъсир килади. Эпюралардан куринадики паралелопипедни кайси кирраларига оким таъсир килса шу кирраларига оким таъсир килса шу кирраларида мусбат босим ҳосил булади. Бошка кирралар ҳаво билан айланиб утадиган кирраларда сийракли ҳосил булади. Окимни $O-O^0$ да $K=0,2$ шамол тегмайдиган киррада $\theta=45^0$ да $K=0,35$ 90^0 бурчак остида $O=90^0$ $K=0,75$ Шундай килиб паралелопипедни кирраларида 45^0 90^0 да ҳамisha сийракликда булади бунда K ни микдори $0,2-0,7$ ораликда булади. Барча жараёнларда паралелопипедни нисбий эни B/H аэродинамик коэффицентни узгаришига унчалик таъсир килмайди.

2.4 Аэродинамик кучлар ва момент

Жисмни оким айланиб утаётганда ҳар бир элементар юза майдонига босим кучи ва ишқаланиш кучи таъсир килади. Бу кучларни кушиш умумий ҳолда бош векторга R ва бош моментга M олиб келади.

Аэродинамикада бош вектор деб аэродинамик моментга айтилади.

Маълумки R жисмни кундаланг кесим F коэффиценти. ρ -ҳавонинг зичлиги,

ϑ_0 ҳаракатланаётган ҳаво окими тезлиги

$$R = f(F_1 v_1 \rho_1 \vartheta_0)$$

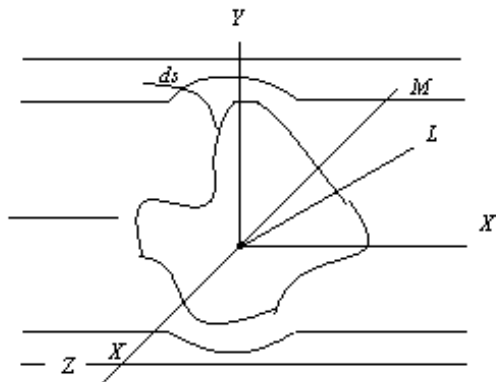
Бу номалум функцияни куйидагича ечамиз

$$R = A F^x \cdot v^y \cdot \rho^z \cdot \vartheta_0^n \quad [1]$$

Бу ерда A - улчовсиз коэффицент x, y, z, u, n , ҳозирча номалум даража курсаткич уларни аниқлаш учун Si системасидаги улчов бирликлари оркали ёзамиз

$$\frac{K^2 M}{C^2} = (M^2)^x \left(\frac{M^2}{C} \right)^y \left(\frac{K^2}{M^3} \right)^z \left(\frac{M}{C} \right)^n$$

бу куйидагича булади; $\frac{\kappa \mathcal{Z} \cdot M}{c^2} = \frac{\kappa \mathcal{Z}^2 \cdot M^{2x+2y+3z+n}}{c^{y+n}}$



Даража курсаткичлар улчов бирлиги чап томонида ҳам худди унғ томондаги каби булиши керак. Буни ҳисобга олиб ушбуни ёзамиз

$$Z = 1; \quad 2x + y - 3z + n = 1;$$

$$y + n = 2$$

Шундай қилиб турт номаълум 3та тенглама ҳосил қилдик. Бир даража курсаткични П-ни маълум деб ҳисоблаб ва тенгламани ечиб қуйидагини ҳосил қиламиз.

$$x = \frac{n}{2}; \quad y = 2 - n; \quad K = 1$$

Бу қийматларни [1] тенгламага қуйиб қуйидагини ҳосил қиламиз.

$$R = A \cdot F^{\frac{n}{2}} v^{2-n} \cdot \rho g_0^n; \quad [2]$$

Қупилик амалий ҳисобларда турбулентлилик қуплиги қузилган. Тажрибаларда аниқланган $n=2$ ушбуни ёзамиз $R = A \cdot F \cdot \rho \cdot g_0^2$; тенгликни унғ томонини 2 га қупайтириб ва қушиб, $2A = C_R$ деб белгилаб оҳирги тенгликни ёзамиз.

$$R = C_R F \frac{\rho g_0^2}{2}; \quad [3]$$

Бунда C_R – аэродинамик қуч қуэффиценти

F – оқим айланиб утаётган энг қатта юза.

Аэродинамик момент учун ҳам худди шундай формулани қикариш мумкин.

$$M = C_M \cdot F \cdot \ell \frac{\rho g_0^2}{2}; \quad \text{бу ерда } C_M \text{ – аэродинамик момент қуэффиценти}$$

L – урганилаётган узунлик

Аэродинамик қуч R ва момент M вектор булганлиги учун уларни тугри бурчакли қуордината уқлари проекциялари орқали ечиш мумкин яъни

$$R_x = C_x F \frac{\rho g_0^2}{2}; \quad R_y = C_y F \frac{\rho g_0^2}{2}; \quad R_z = C_z \frac{\rho g_0^2}{2};$$

бунда R_x – тугри қаршилиқ қучи

R_y – қутарувчи қуч

R_z – ёнбошдан берилаётган

C_x ; C_y ; C_z ; – тугри қаршилиқ қучи, қутарувчи қуч, ёнбошдан берилувчи қучлар қуэффиценти. Аэродинамик момент учун ҳам худди юқоридага қабӣ ёзамиз.

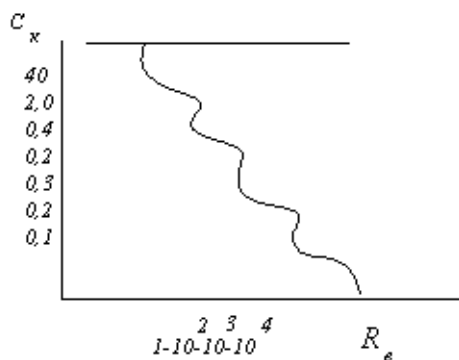
$$M_x = C_{MX} \cdot F \ell \frac{\rho g_0^2}{2}; \quad M_y = C_{MY} \cdot F \ell \frac{\rho g_0^2}{2}; \quad M_z = C_{MZ} \cdot F \ell \frac{\rho g_0^2}{2};$$

бу ерда; M_x , M_y , M_z - координат уқлардаги аэродинамик момент проекциялари
 C_{MX} , C_{MY} , C_{MZ} , ушбу проекциялар коэффиценти

Уҳшаиш жисмларни рупарадан йуналган каршилиқ кучи коэффиценти

Аэродинамик куч ва момент проекциялари коэффиценти окимда тенг улчамли тезликка коэффиценти тажриба йули билан аникланади. Уларнинг киймати Рейнольд сонига боглик Рейнольд сонини кичик кийматларида ($Re < 1$) эгри чизик стокс формуласи оркали аникланади.

$$C_x = \frac{24}{Re};$$



Рейнольд сонини бир неча катта кийматларида ($Re \leq 2$) эгри чизик ОЗИН формуласига биноан аниклаймиз

$$C_x = \frac{24}{Re} \left(1 + \frac{3}{16} Re \right)$$

;

Бундан курамизки Re сонини ортиши билан Рупаравий каршилиқ коэффиценти камаяди.

$Re = 10^3 - 10^5$; булса C_x микдори 0,4-0,48га етади Re ни киймати янада узайтириш C_x коэффицентини

микдори янада камаяди ва 0,2 критик коэффицент деб аталади. Критик чегара шарни чегаравий майдонини ламинар окимдан турбулент окимча усишини курсатади. Шундай килиб чегаравий майдонни ламинар окимдан трубулент окимча узгариши рупаравий каршилиқ коэффицентини жуда тушуриб юборар экан.

2.5 Муаллак ва кузгатиш тезликлари

Бизга маълумки пневматик транспорт ёрдамида каттик жисмлар ташилганда, буюмларни тик ҳаво қувурларида юкорига кутариш ва ётиш ҳаво қувурларининг пастки қисмидаги туҳтаб қолган буюмларни жойидан кузгатиш учун.

Аэродинамик қонунлари ёрдамида ушбу икки тезликни богликлигини куриб чикамиз. Бошда муаллак тезлик учун богликликни урганамиз. Огирлиги Mg (M - жисм огирлиги) булган жисмга пастдан юкорига қараб ҳаво окими тезлиги таъсир қилаётган бунда жисм кутарилмай ҳам тушиб кетмайди ҳам фақат бир сатҳда туради гуё осилиб турган каби. Бунда жисм горизонтал (ёпик) юза буйлаб кутарувчи ва ёнбош қучлари ҳисобига ҳаракат қилади. Бу тезликка муаллак тезлиги дейилади.

Бу тезлик қуйидаги шароитда аникланади яъни рупара каршилиқ куч коэффиценти жисмни огирлига тенг

$$R_x = Mg; \quad \text{ёки} \quad C_x F \frac{\rho g_x^2}{2} = Mg;$$

$$C_x = f_x(Re); \text{ жанглигини ҳисобга олиб қуйидагини ёзамиз } f_x \left(\frac{g_x d}{\nu} \right) F \frac{\rho g_x^2}{2} = Mg;$$

Бу тенгламадан агар $f_x \left(\frac{g_x d}{\nu} \right)$; функция маълум булса муаллак тезлигини топамиз.

Шарнинг диаметри трини d , $Re=1$ деб қуйидагини оламиз.

$$\frac{24g}{g_2 d} \cdot \frac{\pi d^2}{4} \cdot \frac{\rho g_{yp}^2}{2} = \rho_M \frac{\pi d^3}{6} \cdot g;$$

бу ерда ρ_m -шар материал зинчлиги охирги тенгламадан куринадики муаллак тезлик

$$g_x = \frac{\rho M g d^2}{12 \rho \cdot \nu}; \text{ Агар ҳаво тезлиги } g > g \text{ булса жисм тепага караб } g_t \text{ тезликда ҳаракат}$$

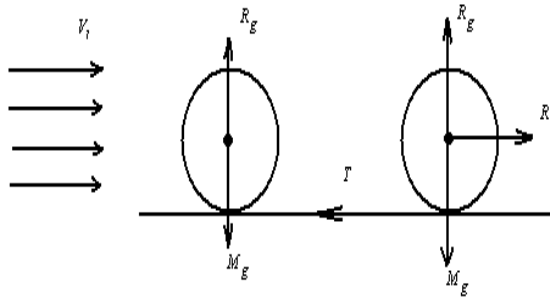
килади ва у куйидаги формуладан топилади.

$$\rho_x - Mg = M \frac{d g_T}{dT} \quad \text{ёки} \quad C_x F \frac{\rho}{2} (g - g_T)^2 - Mg = M \frac{d g_T}{dT};$$

Шуни ҳисобга олиш керакки ҳавонинг тезлиги $g > g_m$ бунда ҳаво окимидаги энергия жисмни кутаришга сарфланади.

$$\text{Куйидаги ҳисобга олиб} \quad C_x = f_x(\text{Re}) \quad \text{аммо} \quad \text{Re} = \frac{(g - g_m) d}{g}; \quad \text{Горизонтал текисликда}$$

ётган Mg – оғирликдаги жисмга шундай горизонтал ҳаво окими келиб урилади-ки жисм муаллак кутарилиб кетади ёки текислик буйлаб ҳаво окими билди сирпаниб кетади



Биринчи ҳолат $Rg=Mg$ ва кузгалиш тезлиги куйидаги имкониятдан аникланади шунга асосан кутариш кучи тортиш кучига тенг

$$Rg=Mg \quad \text{ёки} \quad C_y F \frac{\rho g_{uu}^2}{2} = Mg; \quad C_y = f_y(\text{Re});$$

ни ҳисобга олиб ушбунни ёзиш мумкин

$$f_y \left(\frac{g_{uu} \cdot d}{\nu} \right) \cdot F \frac{\rho g_{uu}^2}{2} = Mg$$

Бу тенгликдан агар f_x функция маълум булса кузгалиш тезлигини ёзиш мумкин. Агар ҳавонинг тезлиги $g > g_{кз}$ булса жисм $g_{кз}$ тезлиги билан кузгалиб бошлайди ва у куйидагича топилади

$$R_y - Mg = M \frac{\alpha g_{кз}}{dt} \quad \text{ёки} \quad C_y F \frac{\rho (g - g_{кз})^2}{2} - Mg = M \frac{\alpha g_{кз}}{\alpha t};$$

Агар $Mg > R_y$ булса кузгалиш тезлиги куйидаги тортишдан аникланади, рупарадан йуналган каршилиқ кучи ишқаланиш кучига тенг $R_g = 1$ ёки $R_x = f(Mg - R_y)$

Бу ерда f -ишқаланиш коэффиценти бундан

$$C_x F \frac{\rho g_{кз}^2}{2} = f \left(Mg - C_y \frac{\rho g_{кз}^2}{2} \right) \quad \text{ёки} \quad f_x \left(\frac{g_{кз} \alpha}{\nu} \right) F \frac{\rho g_{кз}^2}{2} = f \left[Mg = f_y \left(\frac{g_{кз}^2}{2} \right) F \frac{\rho_{кз}^2}{2} \right] \quad \text{Бу}$$

тенгликдан f_x ва f_y функциялар маълум булса кузгалиш тезлигини топиш мумкин. Агар ҳаво окими тезлиги $g > g_{кз}$ булса жисм. Текислик буйлаб $g_{кз}$ тезликда ҳаракат килади ва куйидагича аникланади.

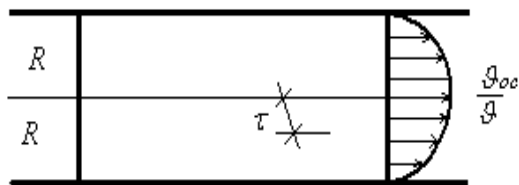
$$R_x - f(Mg - R_y) = M \frac{d g_{кз}}{dt} \quad \text{ёки} \quad C_x F \frac{\rho}{2} (g - g_{кз})^2 - f \left(Mg - C_y F \frac{\rho}{2} (g - g_{кз})^2 \right) = M \frac{d g_{кз}}{dt}$$

Шуни айтиб утиш керакки агар муаллак тезлиги бир богликлик Билан аникланса кузгалиш тезлиги икки богликлик Билан аникланади. Биринчи ҳолатда энгил жисмлар иккинчи ҳолатда энгил жисмлар учун.

2.6 Ҳаво қувури қундаланг кесимларида тезлик тарқалиши

6.1 Ҳаво қувурларини қундаланг

Кесимларида тезликни тақсимланиши. Ҳавонинг ҳаракати қувурларида ламинар ёки



турбулент бўлиши мумкин. Ҳаво қувурларида

ламинар оқимида $Re = \frac{gd}{\nu} \leq 2320$ бу ерда V -

ҳаво қувурларидаги ҳавонинг тезлиги d -ҳаво қувурлари диаметри. Турбулент оқим $Re > 2320$

Агар тинч турган ҳавони тезлигини аста секинлик Билан ошира бошласак ламинар

тартибдан турбулент бартига $Re=5000$ да утиш мумкин. Доиравий шаклидаги ҳаво қувурларини қундаланг кесимида ҳавонинг тезлигини узғаришини кураимиз. Қувурда ёпишқоклик бирлиги учун ҳаво қувур деворларига урила бошлайди ва секинлашади.

Шунинг учун тезлик g^1 ҳаво қувури юзасидан узоклашган сари орта боради ва ҳаво утказгич уртасида энг катта кийматга $g_{ук}$ эга бўлади. Тезликларни $g_{ва} \dots g_{ук}$ бир-бирига богликлидини ариқлаймиз. Аввал ламинар оқимни қараймиз Нютон қонунига асосан тегиб қурувчи қучланиш

$$\tau = -\rho\nu \frac{dg}{dr} \quad [1]$$

бу ерда g ҳавони τ масофага тезлиги минус ишорасини борлиги радиус r ошиши билан

тезлик g камаяди бундан чикиб град $\frac{dg}{dr}$ киймат манфий τ катталиқ эса мусбат.

Ҳусусий ҳосилага Қараганда олинган тулик ҳосилани олишдан мақсад, доиравий қувурларда ҳаво ҳаракатланганда уни тезлиги қувурни радиуси бўйлаб узгаради.

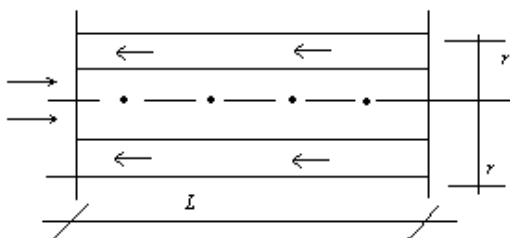
[1] тенгламадан

$$dg = -\frac{1}{\rho g} \tau \cdot d_2 \quad [2]$$

2-ни аниқлаш учун ҳаво қувурида иккита L -масофа қундаланг кесим 1-1 ва 2-2 кесимда 1-1 кесимда статик босим P_1 бўлсин, 2-2 кесимда P_2 кесимлар орасида юмалок юза ажратамиз ва уларга градусели цилиндрлик киритамиз

Бу цилиндрни ҳажми учун ҳаракат микдори тенгламасини ёзамиз, ҳаракат микдорини икала кесимда бир ҳил деб ҳисоблаб ушбуни ёзамиз.

$$R_T = \beta_2 \rho_2 F_2 g_{2,yp}^2 \cdot \cos \theta_2 - \beta_1 \rho_1 F_1 g_{1,yp}^2 \cdot \cos \theta_1$$



ҳаракат микдори тенгламаси

$$(\rho_1 - \rho_2) \lambda \pi \cdot r^2 - \tau_2 2\pi \cdot r \ell = 0 \text{ бу тенгликда}$$

$$\text{қуйидагича ёзамиз. } \tau = \frac{\rho_1 - \rho_2}{2\ell} z; \tau \text{ -ни}$$

кийматини [2] тенгламага қуямиз.

$$dg = -\frac{\rho_1 - \rho_2}{Z\rho g \ell} \cdot \frac{r^2}{2} + C_x$$

интеграл доимийси қуйидагидан келиб чиқиш аниқланади $\tau = R \cdot g = 0$ унда

$$C = \frac{\rho_1 - \rho_2}{2\rho\nu\ell} \cdot \frac{\rho_2}{2}; \text{ шунинг учун}$$

$$\mathcal{G} = \frac{\rho_1 - \rho_2}{4\rho\nu\ell} R^2 \left(1 - \frac{r^2}{R^2} \right) \quad [3]$$

кувур уртасида $\tau = 0$ тезлик $\mathcal{G} = \mathcal{G}_{\text{ук}}$

$$\mathcal{G}_{\text{ук}} = \frac{\rho_1 - \rho_2}{4\rho\nu\ell} \cdot R^2 \quad [4]$$

кейинги икки тезликни ечиб охирги натижани оламиз, яъни

$$\mathcal{G} = \mathcal{G}_{\text{ук}} \left(1 - \frac{r^2}{R^2} \right) \quad [5]$$

Бундан куришиб турибдики ламинар окимда тезлик кувурги радиуси буйича узгариши парабалик конунга буйсунар экан

Турубулент окимни курамиз. Прандтлга бионан тегиб турувчи кучланиш куйидагидан

$$\text{топилади. } \tau = p \ell_{\text{уш}}^2 \left(\frac{d\mathcal{G}}{dr} \right)^2 \text{ бу ерда } L - \text{узунлик бундан } d\mathcal{G} = \sqrt{\frac{r}{\rho \cdot \ell_n^2}} dr \text{ бунга } \tau \text{ ни (3)}$$

$$\text{тенгликдан куйидагини аниқлаймиз } d\mathcal{G} = \sqrt{\frac{(\rho_1 - \rho_2)^2 r}{z\ell \rho \cdot \ell_n^2}}; \text{ Бу тенгламани интеграллаш } t_n$$

ни утиш йули узок булганлигидан номаълум функция ҳисобланади.

Бугунги кунда бу масалани бир канча ечими мавжуд булиб ℓ_k га нисбаттан ҳар ҳил гипотезалар қабул килинган. H гипотеза, L_n ни кенгашиши кувур деворидан

тенгмикдорда узатилиши яъни $\ell_n = x(R - r)$ бунда x - пропорционаллик коэффиценти.

Шунга карамасдан турубулент оким учун назарий жиҳатдан тезликни радиусга нисбаттан узгариши аниқланмади. Буни натежасида экспремент оркали аниқланган катталиқдан

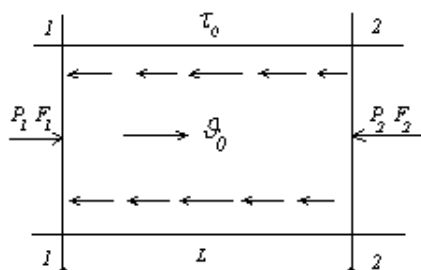
$$\text{фойдаланамиз. } \mathcal{G} = \mathcal{G}_{\text{ук}} \left(1 - \frac{r}{R} \right)^{\frac{1}{n}} \quad [6] \quad \frac{1}{n} \text{ даража курсакгич турубулент окимнинг}$$

ортиши билан камаяди. Бу тенглик таҳлил килиб куйидагини курамиз яъни ҳавони турбулентлиги ортиши Al ҳаво кувури кесими буйлаб тезликни тенг булишига олиб

келади $\frac{1}{n} \rightarrow 0$ да $\mathcal{G} = \mathcal{G}_{\text{уп}}$ ҳисоб китобларда n ва 7га тенг деб қабул килинади.

2.7 Узгармас кесимли ҳаво кувурларида босимни йуқолиши

Узгармас кесимли ҳаво кувурида босимни ишқаланишга йуқолишини. Бунинг учун 1-1 ва 2-2 узгармас кесим утказамиз. Бу икки кесим учун Бернулли тенгламасини ёзамиз.



$$P_{1OPT} + \alpha_1 \frac{\rho \cdot \mathcal{G}_{1уп}^2}{2} = P_{2OPT} + \alpha_2 \frac{\rho \cdot \mathcal{G}_{2уп}^2}{2} + \Delta P$$

$P_1 = P_2 + \Delta P$ бундан босимни ишқаланишга йуқолишини ёзамиз

$$\Delta P = P_1 - P_2 \quad [1]$$

Биринчи навбатда айланали ҳаво утказгични куриб чикамиз. 1-1 ва 2-2 кесимлар оралигида ҳаво кесимлар оралигида ҳаво ҳажмини оламиз ва ҳаво утказгич

проекцияларини укига нисбатан ҳаракат микдори тенгламасини ёзамиз.

$$P_{\text{Тул}} = \beta_2 \rho_2 F_2 g_2^2 \cos \theta_2 - \beta_1 \rho_1 F_1 g_1^2 \cos \theta_1$$

$$(P_1 - P_2) \frac{\pi d^2}{4} - \tau_0 \pi d \ell = 0 \quad \text{бу ерда } d - \text{ҳаво утказгич диаметри}$$

ℓ – 1-1 ва 2-2 кесимлар орасидаги масофа

τ_0 - ҳаво утказгични деворларига тегиб турувчи

кучланиш охириги тенгламадан куринадики $P_1 - P_2 = 4\tau_0 \frac{\ell}{d}$ Бу статик босим катталигини [1] тенгламага қуйиб ушбуни ҳосил киламиз.

$$\Delta P = 4\tau_0 \frac{\ell}{d} \quad [2]$$

Тажрибалардан маълумки кувурлар деворларига тегиб турувчи кучланиш урта тезликлардан олинган. Тезлантирувчи босимга тугри пропорционал.

$$\tau_0 = \psi \frac{\rho g_{\text{УПТ}}^2}{2} \quad [3]$$

бу ерда ψ -пропорционаллик коэффициенти [2] формуладаги катталик [3] тенгликдаги

$$\tau_0 \text{ билан алмаштириб } \Delta P = 4\psi \frac{\ell}{d} \frac{P_{\text{УПТ}}^2}{2} \quad 4\psi \text{ ни } \lambda \text{ билан белгилаб оламиз}$$

$$\Delta P = \lambda \frac{\ell}{d} \frac{P_{\text{УПТ}}^2}{2} \quad [4]$$

бу ерда λ - ишқаланиш қаршилиқ коэффициенти.энди бирор ихтиёрий кесим ҳаво утказгични қурамиз қуриладиган кесимлар орасида ҳаво ҳажмини проекциялари укига нисбатан ҳаракат микдори тенгламасини ёзамиз. $(P_1 - P_2)F - \tau_0 \rho \ell = 0$ бунда F ва P ҳаво утказгични юзаси ва қундланг кесим периметри бу ерда

$$P_1 - P_2 = \tau_0 \frac{\rho \ell}{F} = \frac{\lambda}{4} \frac{p \ell}{F} \cdot \frac{\rho g_{\text{УП}}^2}{2}$$

олинган статик босимлар фарқини [1] тенгламага қуйиб $\Delta P = \lambda \frac{p \ell}{4F} \frac{\rho g_{\text{УП}}^2}{2}$ формуладаги $\frac{4F}{p} = d$ э билан белгилаб ҳудди доиравий ҳаво утказгичдаги сингари ихтиёрий кесим ҳаво утказгич учун ушбуни оламиз.

$$\Delta P = \lambda \frac{\ell}{d} \frac{\rho g_{\text{УПТ}}^2}{2} \quad [5]$$

бу ерда d э -эквивалент диаметр ҳаво утказгич кесими $F = a \cdot b$ ва $p = 2(a + b)$ унда $d \text{ э} = \frac{2ab}{a + b}$

2.8 Ишқаланиш қаршилиқ коэффициенти

Агар оқим ламинар буладиган бўлса ишқаланиш қаршилиғи коэффициенти назарий жиҳатдан аниқлаш осон ҳақиқатан ҳам босимни ишқаланишга сарфланаётган босим [1]

формула билан топилади. Статик босим йуколиши кувурдаги урни тезлиги оркали аникланди.

$$\vartheta_{YK} = \frac{P_1 - P_2}{4\rho v \cdot \ell} R^2; \quad P_1 - P_2 = \frac{4\rho v \cdot \ell \vartheta_{YK}}{R^2}$$

Ҳаво утказгични радиуси диаметри билан алмаштириб $R = \frac{d}{2}$ ёзамиз

$$P_1 - P_2 = \frac{16\rho v \cdot \ell \vartheta_{YP}}{d^2}$$

Ҳисобларда остки қисм тезликлар коэффициентини K ламинар оқимларда 0,5 га тенг деб олинади унда $\vartheta_{YK} = 2\vartheta_{YPT}$ кейинги икки тенгликдан фойдаланиб ишқаланишга босимни сарфини ёзамиз.

$$P = \frac{32 \cdot \rho \cdot v \cdot \ell}{d^2} \vartheta_{YPT} \quad [1]$$

Шундай қилиб босимни ишқаланишга ламинар оқимда ҳаракат тезлигига тугри пропорционал экан. $\Delta P \approx \vartheta_{YP}$ [5] ва [1] формулаларни тенглаштириб ва бир қанча

қискартиришлардан кейин қуйидагини оламиз. $\lambda \frac{\vartheta_{YP}}{2} = \frac{32}{d}$ бундан $\lambda = \frac{64}{Re}$ ҳақиқатан

ҳам λ Рейнолд сонига тесқари пропорционал. Турбулент оқимда λ ни аниқлаш уқи тезликни аниқлаш мураккаблигига қатталиқларни етишмаслиги сабабли қийинлашади. Шунинг учун ишқаланиш қаршилиги коэффициентини аниқлашда тажриба натижаларига асосланилади.

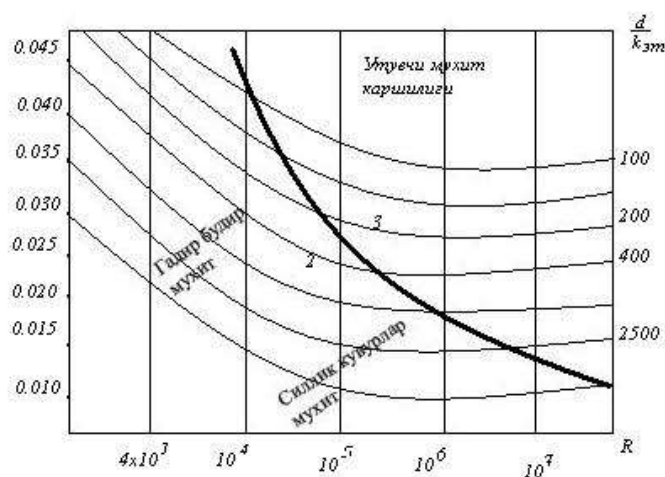
Тажриба натижаларига асосланиб - λ Рейнольд сонига ва ҳаво қувури деворлари гадар будур боғлиқ Альтулга биноан $\lambda = 0,114 \sqrt{\frac{64}{Re} + \frac{K}{d}}$ бунда K -гадир будирлиқ коэффициентини,

ҳаво қувури деворларида Re ва d берадиган гадир-будирлигидир. $\lambda = \frac{0,042}{\vartheta^{0,1}}$ бунда G -ҳаво

микдори. Утувчи муҳитда λ - Лабоев В.Н формуласи оркали топилади $\lambda = \frac{1,42}{\left(\lg \frac{9d^2}{\nu K} \right)}$

Силлиқ қувурларни ишқаланиш қаршилиги коэффициентини λ -Бладус формуласи билан аникланади. $\lambda = \frac{0,3164}{Re^{0,25}}$ гадир-будур қувурлар учун λ Шифнинсон Б.Л формуласи

оркали аникланади $\lambda = 0,11 \left(\frac{K \vartheta}{d} \right)^{0,25}$



Олим Муръин Г.А томонидан 49 ҳар қил пулатдан ясалаган ишлатилган улчами 40 мм дан 160 мм булган қувурлар текшириб қурилиб Ишқаланиш қаршилиги коэффициентини Re га боғлиқ графиги олинган

Кувурлар		Ҳаво утказгичлар	
Пулатдан ясалган		Листли пулатдан ясалган	0,1
Сув кувурлари	0,5-15	Фанердан ясалган	0,2
Газ кувурлари	0,1-0,2	Шлакгипсли	1,0
Иссик сув кувурлари	0,2-0,5	Шлакбетонли	1,5
Куян кувурлари	0,5-15	Гиштли	3-5
Отценк пулат	0,2-0,5		
Асбест цемент	0,1-0,2		
Бетон	1-30		
Алюминли	0,05		
Пластмасса			
Латунли	0		

2.9 Маҳаллий каршиликларда босим йуколиши

Маҳаллий каршиликлар деб ҳаво утказгичнинг киска булинмасида бир жойдан тупланган аэродинамик каршиликка айтилади. Маҳаллий каршиликлар асосан ҳаво утказгичнинг ясалиш кисмида тирсаклар, уч томонга булгичлар, панжаралар, ростловчи клапинлар ва бошкаларда булади.

Маҳаллий каршиликларда окимни кайта курилиши юз беради ва чегараларда уюрма оким пайдо булади. Окимни кайта курилишида ва уюрма айлантиришда энергия йуколиши юз беради. Шунда килиб окимни маҳаллий каршиликлар оркали утганда босимнинг йуколишига олиб келади. Босимни маҳаллий каршиликларга йуколиши билан олимлар анчадан бери шугилланиб келишмоқда. Шунга карамасдан бу масалани аналитик ечими унчалик катта эмас. Шуннинг учун бугунги кунда маҳаллий каршиликларни аник умумий ечими аникланмаган. Бу масалаларни ечими бир канча ҳатоликлар ва якинлаштирилган натежаларга асосланиб олинади.

Маҳаллий каршиликларга босимни юколиши асосан тажрибалар оркали аникланади. Тажрибалар шуни курсатдики маҳаллий каршиликларга босимни йуколиши тезликлар квадратига пропорционал экан. Шунинг учун босимни маҳаллий каршиликларга йуколишини аниклашда ушбу формуладан фойдаланилади.

$$\Delta P = \xi \frac{\rho g^2}{2}; \text{ Бу ерда } \xi - \text{ маҳаллий каршиликлар коэффиценти}$$

ξ - Коэффиценти турбулент ҳаракатда маҳаллий каршиликлар улчамларга боглик.

Маҳаллий каршиликларга босимни йуколишини аниклашда тезликлар майдони киришда бир ҳил булиши керак. Бундай ҳолат амалда жуда кам юз беради. Бунинг тескариси уларок тезликлар майдони бир ҳил булмайди, Шунинг учун маҳаллий каршилар коэффиценти олиб булмайди. Ҳаво утказгичларни ҳисоблашда бу ҳатоликларга этибор берилмайди.

Маҳаллий каршиликларни ҳисоблашда шундай каршиликлар караладики Бернульли ва ҳаракат микдори тенгламалардан биргаликда фойдаланилганда унинг аналитик ечими булсин. Бунда шунга эътибор бериладик каралаётган тезлик майдони маҳаллий каршиликларни ҳар икки томондан ҳам бир ҳил булсин. Ҳаво утказгичнинг деворлари силлик деб олинади ва ишкालанишга босим йукотилмайди дейилади. Маҳаллий каршиликлар ҳам ташки ҳаво билан бир ҳил тулганлиги боис тортишиш кучини узгармас деб оламиз. Шундай килиб ҳаракат микдори тенгламасида факат тик йуналган юза кучлари ҳисобга олинади.

Бу кучлар курилатган булинмадаги босим кучини ва ҳаво кувури томонидан бурилатган кучлардан иборат. Деворлар ёнидаги ҳаво тезлигини оламиз. Ҳаво A нуктада P_0 статик босим g_0 тезликни олади. Деворларни бошка нукталарида масалан B нуктасида куйидагича булади.

$$K_i = \frac{P_i - P_0}{\frac{\rho g_0^2}{2}} \quad \text{бундан} \quad P_i = P_0 + K_i \frac{\rho g_0^2}{2}$$

бунда; K_i - аэродинамик коэффициент

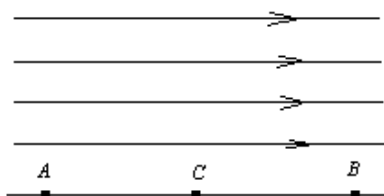
P_i - B нуктадаги статик босим

Бошка алоҳида нукталардаги статик босимни аниқламасдан бутун юза буйлаб ёзамиз.

$$P_{ict} = \frac{1}{\varphi} \int_{\varphi} P_i df = \frac{1}{\varphi} \int_{\varphi} P_0 + K_i \frac{\rho g_0^2}{2} dt$$

бу ерда; df - B нуктадаги элементар юза

φ - бутун AC деворлар юзаси



Оралик теоремасини куллаб φ -ни кискартириб

$$P_{ict} = P_0 + K_{typ} \frac{\rho g_0^2}{2} ;$$

Девор томонидан ҳавога берилаётган куч.

$$P_i = \tau_i \varphi_i = \left(P_0 + K_i \frac{\rho g^2}{2} \right) \varphi$$

бунда τ_i - Реактив босим, куйидагича аникланади.

$$\tau_i = P_0 + K_i \frac{\rho g^2}{2}$$

Винтиляция тизимларида босимни йуқолиши ҳаво кувурларига ёнбоши орқали ҳаво сурилмоқда ҳаво оқими киришда қисилади сунгра кенгаяди ва бутун кундаланг кесимни булдиради.

Киришдан узокрокда, шундай масофада яъни тезликни узгармас деб 1-1 кесма танлаймиз ва ҳаво оқими кенгайиб иезлик майдони узгармас булган жойда 2-2 кесма оламиз, Бернульи тенгламасини ёзамиз.

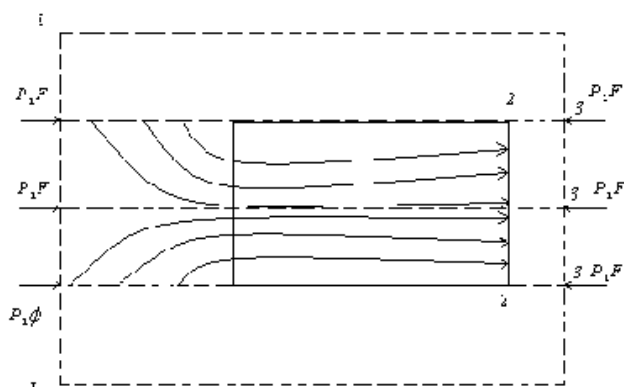
$$P_1 < P_2 + \frac{\rho g^2}{2} + \Delta p$$

Бундан ҳаво кувурида киришда босимни йуқолишини топамиз.

$$\Delta P = P_1 - P_2 - \frac{\rho g_2^2}{2} \quad [1]$$

Статик босимлар фарқи $P_1 \dots P_2$ ларни ҳаракат микдори тенгламаси орқали ифодалаш мумкин.

Бунинг учун ҳаво кувуридан ташкарида 3-3 кесим оламиз ва 1,3,3,2,2,3,3,1 контурни ҳажмини куриб чиқамиз. Бу ҳажмга таълуқли булган ҳаракат микдори тенгламасини ҳаво кувури укига нисбаттан ёзамиз.



$$P_1 F - P_2 F = \rho F g_2^2$$

Бу тенгликни тузишда 1-1 ва 3-3 кесимларда статик босими бири-бирига яқин, ҳаво кувурининг ташкарида контурни чегарасида тезлик жуда кичик. Охириги тенгликни F_1 га кискартириб ёзамиз.

$$P_1 - P_2 = \rho g_2^2$$

Бу статик босимлар фаркини [1] тенгликка қуйиб қуйидагини оламиз.

$$\Delta P = \frac{\rho g_2^2}{2}$$

[2]

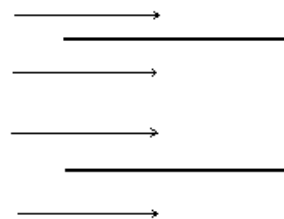
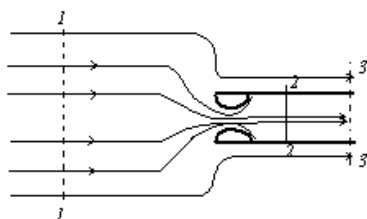
Шундай қилиб ҳаво кувурига киришда босимни йуқолиши фақат тезликлар босимиға боглиқ экан.

Киришдаги маҳаллий каршилиқлар коэффиценти.

$$\xi = \frac{\Delta P}{\frac{\rho g_2^2}{2}} = 1 \quad [3]$$

2.10 Ҳаво алмаштириш тизимларида босим йуқолиши

Ҳаво кувури очик томони билан окимга каратиб қуйилган. Бунда тезликлар нисбати $\frac{g_1}{g_2}$ (бунда g_1 -оким тезлиги, g_2 - ҳаво кувури ичидаги тезлик) ҳар ҳил булиши мумкин.



$\frac{g_1}{g_2} = 0$ бу ҳолатни олдинги темада куриб чиккан эдик.

Оким кесимида 1-1, ҳаво кувури ичида 2-2 киришдан шундай масофада яъни кесимлар майдонидаги тезлик бир ҳил булсин. Ҳаво кувурига йунвл оким учун Бернульи тенгламасини ёзамиз.

$$P_1 + \frac{\rho g_1^2}{2} = P_2 + \frac{\rho g_2^2}{2} + \Delta P$$

Бундан босимни йуқолишини топамиз.

$$\Delta P = P_1 + P_2 + \frac{\rho}{2} (g_1^2 - g_2^2) \quad [1]$$

Статик босимлар фаркини $P_1 - P_2$ ҳаракат микдори тенгламасидан фойдаланиб аниқлаймиз. Бунинг учун ҳаво қузури ташқарисида 3-3 кесим утказамиз, бу ерда тезликлар оқими бир ҳил бўлсин, учала кесимлар ва ҳаво қузури девори билан чегараланган ҳажмни қуриб чиқамиз, ҳаво қузурининг укига нисбатан олинган проекциялари учун ҳаракат микдори тенгламасини ёзамиз.

$$P_1 F - P_2 F = \rho F g_2^2 - \rho F g_1^2$$

1-1 ва 3-3 қирқимларда тезликлар ва статик босимлар бир-бирига жуда яқин деб ва F_1 қискартириб ёзамиз.

$$P_1 - P_2 = \rho (g_2^2 - g_1^2)$$

Бу тенгламани [1] тенгламага қуйиб қуйидагини оламиз.

$$\Delta P = \frac{\rho}{2} (g_2^2 - g_1^2) \quad [2]$$

Маҳаллий қаршиликлар коэффициентини $\xi = \frac{\Delta P}{\frac{\rho g_2^2}{2}} = 1 - \left(-\frac{g_1}{g_2} \right);$

Буни анализ қилиб айтишимиз мумкин;

$$\frac{g_1}{g_2} < 1 \quad \text{да} \quad \xi > 0 \qquad \frac{g_1}{g_2} > 1 \quad \text{да} \quad \xi < 0$$

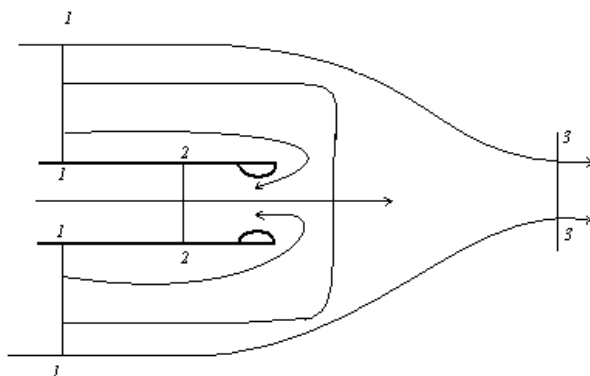
Ишорани манфий қилиши ҳавони ҳаво қузурига отилиб қириши натежасида ҳавони суради бунинг учун энергия сарф бўлмайди.

Ҳаво қузурининг бир бўлагини қуриб чиқамиз. Қузурдан қиришдан узокроқда 1-1 ва 2-2 икесимларни танлаб Бернульи тенгламасини ёзамиз.

$$P_1 + \frac{\rho g_1^2}{2} = P_2 + \frac{\rho g_2^2}{2} + \Delta P$$

Бундан босимни йуқолиши

$$\Delta P = P_1 - P_2 + \frac{\rho}{2} (g_1^2 - g_2^2) \quad [1]$$



3-3 кесим олиб ҳаво қузурининг учала кесим томонидан ва деворлари билан чегараланган ҳажмни қуриб чиқамиз. Бу ҳажмга нисбатан ҳаракат микдори тенгламаси ҳаво қузурини проекциялари укига нисбатан ёзамиз.

$$P_3 F - P_2 F = \rho F g_2^2 + \rho F g_3^2$$

Тенгликни F га кискартириб $P_1 = P_3$ ва $g_1 = g_3$ деб

$$P_1 - P_2 = \rho(g_2^2 + g_1^2)$$

Ушбу тенгликни [1] тенгламага куйиб ушбуни оламиз.

$$\Delta P = \rho(g_2^2 + g_1^2) + \frac{\rho}{2}(g_1^2 - g_2^2) = \frac{\rho}{2}(3g_1^2 + g_2^2) \quad [2]$$

Киришдаги маҳаллий каршилиги коэффиценти

$$\xi = \frac{\Delta P}{\frac{\rho g_2^2}{2}} = 1 + 3\left(\frac{g_1}{g_2}\right)^2 \quad [3]$$

Текшириш шуни курсатдики ξ ҳамиша бирдан катта.

2.11 Ҳаво қувурини қундаланг кесими узгаргандаги босимни йуқолиши

а) Ҳаво қувурини кенгайиши

Шундай ҳаво қувурини оламиз, оқим буйлаб уни қундаланг кесими бирданига кенгайсин. Қувур кенг томонида 1-1 қирким утказамиз, ундан узокроқда 2-2 қирким утказамиз у ерда оқим кенгайди ва бутун қисмини тулдиради. Танланган кесим учун Бернулли тенгласини ёзамиз.

$$P_1 + \frac{\rho g_1^2}{2} = P_2 + \frac{\rho g_2^2}{2} + \Delta P$$

Унда босимни йуқолиши

$$\Delta P = P_1 - P_2 + \frac{\rho}{2}(g_1^2 - g_2^2) \quad [1]$$

Икки томондан кесим билан ва ҳаво қувурлари билан чегараланган ҳажм учун ҳаракат микдори тенгласи ҳаво қувури уқига нисбатан проекциясини

$$P_1 F + r_1(F_2 - F_1) - F_2 F_1 = \rho F_2 g_2^2 - \rho F_2 g_2 g_1$$

Бу ерда τ_i -ҳаво қувурининг кенг томонига берилаётган реактив босим.

Тенгликга нисбатан реактив босим.

$$r = F_0 + K \frac{\rho g_0^2}{2} \quad \text{ёки} \quad r_i = P_1 + K_1 \frac{\rho g^2}{2};$$

τ_i -ни қийматини ҳаракат микдори тенгласини қуйиб қуйидагини оламиз.

$$P_1 F_1 + P_1(F_2 - F_1) - P_2 F_2 = \rho F_2 g_2^2 - \rho F_2 g_2 g_1 - K_2(F_2 - F_1) \rho g_1^2 / 2$$

Бу тенгликни кискартириб F_2 қуйидагини оламиз.

$$P_1 - P_2 = \left(\frac{\rho}{2}\right) \left(2g_2^2 - 2g_2 g_1 - K_1 \left(1 - \frac{F_1}{F_2}\right) g_1^2\right);$$

Микдор бирлиги тенгласига асосан $\frac{F_1}{F_2} = \frac{g_2}{g_1};$

Шунга асосан $P_1 - P_2 = \left(\frac{\rho}{2}\right) (2g_2^2 - 2g_2 g_1 - K_1 g_1 (g_1 - g_2));$

Бу Стасик босим катталигини фарқини [1] тенгламага қуйиб қуйидагини ёзамиз

$$\Delta P = \left(\frac{\rho}{2} \right) \left((g_1 - g_2)^2 K_1 g_1 (g_1 - g_2) \right); \quad [2]$$

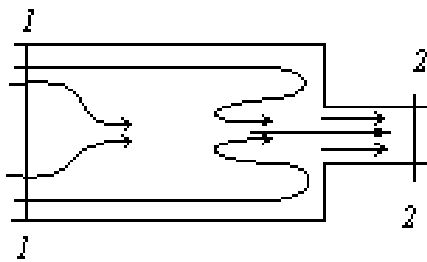
Тажриба лардан маълумки $r_1 = \rho_1$ унда $K_1 = 0$ деб қуйидагини оламиз

$$\Delta P = \left(\frac{\rho}{2} \right) (g_1 - g_2)^2 \quad [3]$$

Бундан қуринадики ҳаво қувурлари бирданига кенгайганда босимни йуқолиши тезлик орқали йуқолиши тезлик орқали

б) Ҳаво қувурининг бирданига қисилишида босимни йуқолиши

Бундан ҳаво қувурларини оқим бўйлаб бирданига қисилишини қуриб чиқамиз, бунинг учун старликда узунрок девор юбка қувур олинган.



Ҳаво қувурининг тор қисмида узунрок 1-1 ва 2-2 кесим оламиз, Ҳаво қувури бирданига кенгайиши каби ишларини бажариб оламиз. Натезада қувурларини бирданига қисилишидаги босимни йуқолишини аниқлаймиз.

$$\Delta P = \left(\frac{\rho}{2} \right) \left((g_2 - g_1)^2 - K_1 g_1 (g_2 - g_1) \right) \quad [1]$$

Тажрибаларда аниқланганига биноан $r_1 = P_1 + \frac{\rho g_1^2}{2}$ шунга билан K_1 ни қийматини [1] формулага қуйиб қуйидагини ҳосил қиламиз.

$$\Delta P = \frac{\rho}{2} g_2 (g_2 - g_1) \quad [2]$$

Ҳаво утқазгични қисилган жойидаги маҳаллий қаршилиги коэффициентини

$$\xi = \frac{\Delta P}{\frac{\rho g_2^2}{2}} = 1 - \frac{g_1}{g_2} = 1 - \frac{F_2}{F_1} \quad [3]$$

Баъзида ҳаво қувурига қираётган ҳавони миқдори чексиз катта бўлса $F_1 = \infty$ ва тезлик

$g_1 = 0$ унда $\Delta P = \frac{\rho g_2^2}{2}$ ва $\xi = 1$ Киска қувурда аэродинамика коэффициентини миқдори бирданига кичик бўлади. Шунинг учун [1] формуладаги $K_1 = 1$ бўлса уни унғ томонини тулдирувчи коэффициентга қурайтириш керак $\eta_x < 1$ бундан

$$\Delta P = \eta_x \frac{\rho}{2} g_2 (g_2 - g_1) \quad [4]$$

шунга биноан
$$\xi = \eta_x \left(1 - \frac{F_2}{F_1} \right) \quad [5]$$

Бунда ξ - қиришдаги юмшатиш коэффициентини тажрибаларда маълум бўлишича ҳаво қувурларини бирданига қисилиши қувурсиз юз берса $\eta_x < 0.5$ бўлиб

$$\Delta P = 0,5 \frac{\rho}{2} \vartheta_2 (\vartheta_2 - \vartheta_1) \quad [4']$$

$$\xi = 0,5 \left(1 - \frac{F_2}{F_1} \right) \quad [5']$$

2.12 Тирсакларда босим йуқолиши

Кунгдаланг кесим узгарган тугри бурчакли тирсакни куриб чикамиз. Ҳаво кувурида 1-1 кесим бурумгача ва 2-2 кесим утказамиз бу ерда оким кенгайди ва барча кесим тулдиради Бернулли тенгламасини курамиз.

$$P_1 + \frac{\rho \vartheta_1^2}{2} = P_2 + \frac{\rho \vartheta_2^2}{2} + \Delta P$$

$$\text{Бундан} \quad \Delta P = P_1 - P_2 + \frac{\rho}{2} (\vartheta_1^2 - \vartheta_2^2)$$

[1]

Икки кесмалар ва тирсакли деворлари орасидаги ҳажмини куриб чикамиз ва бурумдан кейин тирсак укига нисбатан проекциясини ҳаракат микдори тенгламасини ёзамиз.

$$P_1 F_1 \cos \theta + r_1 \varphi_1 \sin \theta - P_2 F_2 = \rho F_2 \vartheta_2 (\vartheta_2 - \vartheta_1 \cos \theta)$$

Бу ерда τ_1 – 1-1 кесимдан ташқари бурчак баландлигигача булган ϕ юзани уртача реактив

босим τ_1 – ни алмаштириб; $r_1 < P_1 + K_1 \frac{\rho \vartheta_1}{2}$ ва $\varphi_1 \sin \theta = F_2 - F_1 \cos \theta$ куйидагини оламиз.

$$P_1 F_1 \cos \theta + P_1 (F_2 - F_1 \cos \theta) - P_2 F_2 = P F_2 \vartheta_2 (\vartheta_2 - \vartheta_1 \cos \theta) - K_1 (F_2 - F_1 \cos \theta) \frac{\rho \vartheta_1^2}{2}$$

Бу тенгликни бошқача ёзиб F_2 га кискартириб куйидагини ёзамиз.

$$P_1 - P_2 = \frac{\rho}{2} \left(2 \vartheta_2^2 (\vartheta_2 - \vartheta_1 \cos \theta) - K_1 \left(1 - \frac{F_1}{F_2} \cos \theta \right) \vartheta_1^2 \right)$$

Микдор узгариши тенглигига биноан $\frac{F_1}{F_2} = \frac{\vartheta_2}{\vartheta_1}$ ушбу тенгдикни ёзамиз.

$$P_1 - P_2 = \frac{\rho}{2} (\vartheta_2^2 (\vartheta_2 - \vartheta_1 \cos \theta) - K \vartheta_1 (\vartheta_1 - \vartheta_2 \cos \theta))$$

Бу тенгликни [1] га куйиб ушбуни оламиз

$$\Delta P = \frac{\rho}{2} (\vartheta_1^2 - r \vartheta_1 \vartheta_2 \cos \theta + \vartheta_2^2 - K_1 \vartheta_1 (\vartheta_1 - \vartheta_2 \cos \theta)) \quad [2]$$

1. Агар ҳаво кувури бурумдан кейин кенгайса $\vartheta_1 > \vartheta_2$ унда [2] дан $K_1=0$ ва уриш юмшатиш коэффицентини ξ киргазамиз

2. Агар оким бурумдан олдин торайса унда [2] формуладан $K_1=1$ ва кириш юмшатиш коэффицентини ξ киритамиз

3. Агар тирсак узгаришсиз кесимли булса [2] формулани куйидагича булади $\vartheta_1 = \vartheta_2 = \vartheta_0$ Юкорида чикарилган формулалардан тугри бурчакли тирсакга таллукли уларни доирали тирсаклар учун ҳам ёзма мумкин

$$1) \Delta P = \eta_x \frac{\rho}{2} (\vartheta_1^2 - 2\vartheta_1 \vartheta_2 \cos \theta + \vartheta_2^2); \quad \xi = \eta_x \left(1 - 2 \frac{F_1}{F_2} \cos \theta + \frac{F_1^2}{F_2^2} \right)$$

$$2) \Delta P = \eta_x \frac{\rho}{2} (\vartheta_2 - \vartheta_1 \cos \theta); \quad \xi = \eta_x \left(1 - \frac{F_2}{F_1} \cos \theta \right)$$

$$3) \Delta P = (2 - K) 2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \frac{\rho \vartheta^2}{2}; \quad \xi = (2 - K) 2 \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

2.13 Тройникларда босимни йуколиши

Тугри бурчакли учланмалик кундланг кесим юзаси F_1 булинмани юзаси f_0 ва утказгични юзаси f_n булган умумий ҳаво утказгичдан иборат $МО$ чизик буйлаб йуналувчи окимни ҳаракатга караб учланмаликда босимни йуколишини аниқлаймиз. Биринчи навбатда оким йуналишини булинмага йуналган деб оламиз. Икки 1-1 ва 2-2 кесимлар утказиб Бернулли тенгласини ёзамиз, бу босимни йуколишлари куйидагича булади.

$$\Delta P_0 = P - P_0 + \frac{\rho}{2} (\omega^3 - \vartheta^2)$$

Энди учланмани деворлари билан $МО$ оким чизиги орасида ҳажм ажратамиз ва ҳаракат микдори тенгласини ёзамиз.

$$Pf \cos \theta + r \phi_1 \sin \theta - r_2 \phi \sin \theta - r_3 \phi_3 \sin \theta - P_0 f_0 = \rho f_0 \vartheta_0 (\vartheta_0 - \omega \cos \theta)$$

Бу ерларда $r_1; r_2; r_3 - \phi_1; \phi_2; \phi_3$; - юзаларга тугри келадиган реактив босимлар Алмаштиришлар киритиб

$$r_1 = P + K_1 \frac{\rho \omega^2}{2}; \quad r_2 = P + K_2 \frac{\rho \omega^2}{2}; \quad r_3 = P + K_3 \frac{\rho \omega^2}{2};$$

Куйидагаларни ҳосил киламиз.

$$P(f \cos \theta + \phi_1 \sin \theta - \phi_2 \sin \theta - \phi_3 \sin \theta) - P_0 f_0 = \rho f \vartheta_0 (\vartheta_0 - \omega \cos \theta) - (K_1 \phi_1 - K_2 \phi_2 - K_3 \phi_3) \frac{\rho \omega^2}{2} \sin \theta$$

$$f \cos \theta + \phi_1 \sin \theta - \phi_2 \sin \theta - \phi_3 \sin \theta = f_0$$

Ушбунни ҳисобга олиб

$$f \cos \theta + \phi_1 \sin \theta - \phi_2 \sin \theta - \phi_3 \sin \theta = f_0$$

Бунни куйидагича ёзамиз

$$P - P_0 = \rho \omega_0 (\mathcal{G}_0 - \omega \cos \theta) - \frac{1}{f_0} (K_1 \phi_1 - K_2 \phi_2 - K_3 \phi_3) \frac{\rho \omega^2}{2} \sin \theta$$

Ушбу аниқланган статик босимни, булинмадаги босимни аниқлаш учун қуйидагини ёзамиз

$$\Delta P_0 = \frac{\rho}{2} \left(\mathcal{G}_0^2 - 2 \mathcal{G}_0 \omega \cos \theta + \omega^2 - \frac{1}{f_0} (K_1 \phi_1 - K_2 \phi_2 - K_3 \phi_3) \omega^2 \sin \theta \right)$$

Ушбу формуладаги номаълум булган аэродинамик коэффициентларни ташлаб юбориб ва τ_0 -тугриловчи коэффициент киритиб ушбунини ёзамиз

$$\Delta P_0 = \tau_0 \frac{\rho}{2} (\mathcal{G}_0^2 - 2 \mathcal{G}_0 \cos \theta + \omega^2)$$

Булинмадаги маҳаллий каршиликларни тезликка боғлиқлигини ҳисобга олиб шу тезликка бўйига ҳосила оламиз.

$$\frac{\delta \Delta P_0}{\delta \mathcal{G}_0} = \tau_0 \frac{\rho}{2} (2 \mathcal{G}_0 - 2 \omega \cos \theta)$$

Тенгликни унғ томонини нолга тенглаб, ҳосил булган тенгликни тезликка нисбаттан ечиб қуйидагини ҳосил қиламиз

$$\mathcal{G}_{onm} = \omega \cos \theta$$

Шундай қилиб булинмаларда энг макбул тезлик қувурдаги ҳавони тезлигини бурчакни синус бурчаги қупайтмасига тенг.

Булинмадаги босимни қуп ёки кам йуқолишини аниқлаш учун, иккинчи ҳосилани

$$\frac{\delta^2 \Delta P}{\delta \mathcal{G}_0^2} = \tau_0 \rho > 0$$

Шундай қилиб макбул тезлик булинмада энг кам маҳаллий каршилиқ ҳосил қилиш учун формуладаги ҳавонинг $\mathcal{G}_0$ тезлигига ОП билан тезликни қушиш керак

$$\text{яъни} \quad \Delta P_{кам} = \tau_0 \frac{\rho \omega^2}{2} \sin^2 \theta$$

Кузатувлардан маълум булдики учланмаликни булинмасида тезликни ортиш билан босимни йуқолиши энг кам микдорга камаяди сунгра ортади.

Учламаликни тугри утувчи қисмидаги қисмидаги маҳаллий каршиликларга босимни йуқолишини аниқлаш учун формуладан фойдаланиш мумкин факат индекслардаги “ B ” “ my ”га $O=O$ деб алмаштириш керак ва ёзамиз.

$$\Delta P_{T.YT} = \tau_{TY} \frac{\rho}{2} (\omega - \rho_{TY})^2$$

$\tau_0 \dots \text{ва} \dots \tau_{T.YT}$ - тулдирувчи коэффициентларини қийматилари деярли урганилмаган юкорида олинган натежалар формулалар бўйича такқосланиб учланмалик учун бурчак $\theta \leq 30^\circ$ да $\tau \delta = 1$ ва барчат угри утувчилар учун $\tau_{T.YT} = 0,3 - 0,35$ Шунга ҳам эътибор бериш керакки бу ерда чиқарилган формулалар доирали ҳаво утқазгичларга ҳам таллуқли.

Мундарижа

1-Боб Назарий аэродинамика ҳақида маълумотлар

1.1 Аэродинамика фани. Умумий маълумотлар.....	4
1.2 Сарфланишлик тенгламаси.....	5
1.3 Бернулли тенгламаси.....	7
1.4 Ҳаракат микдори тенгламаси.....	10
1.5 Узлуксизлик тенгламаси.....	10

2-Боб Ҳаво алмаштириш масалаларини ечишда аэродинамик усулларни куллаш

2.1 Биноларни аэродинамик ҳаракатеристикаси.....	11
2.2 Саноат биноларини ҳимояланганлигини аэродинамик ҳаракатеристикасига таъсири.....	12
2.3 Оқим жисмлардан сирпаниб утиши_ Сирпаниб утувчи жисм юзаларига босимни тақсимланиши.....	13
2.4 Аэродинамик кучлар ва момент.....	14
2.5 Муаллак ва кузгатиш тезликлари.....	16
2.6 Ҳаво қувури қунгдаланг кесимларида тезлик тарқалиши.....	18
2.7 Узгармас кесимли ҳаво қувурларида босимни йуқолиши.....	19
2.8 Ишқаланиш қаршилиқ коэффициентлари.....	20
2.9 Маҳаллий қаршилиқларда босим йуқолиши.....	22
2.10 Ҳаво алмаштириш тизимларида босим йуқолиши.....	24
2.11 Ҳаво қувури қунгдаланг кесими узгаргандаги босимни йуқолиши.....	26
2.12 Тирсакларда босим йуқолиши.....	28
2.13 Тройникларда босимни йуқолиши.....	29

Фойдаланилган адабиётлар

1. *Альттуль А.Д., Киселев П.Г “Гидравлика и аэродинамика” М. стройиздат 1975 йил*
2. *Смислов В.В “Гидравлика и аэродинамика” Киев “Высшая школа” 1979 йил*
3. *Талиев В.Н “Аэродинамика и вентиляция” М стр.изд.1979 йил*
4. *Издельчик И.Е “Аэродинамика технологических аппаратов” М. Машиностроение, 1983 йил*
5. *Фабрилант И.Я “Аэродинамика ”Изготовления наука М 1984 йил*
6. *Умаров А.Ю “Гидравлика ”Т.Узбекистон 2002 йил*

АЭРОДИНАМИКА

Муҳаррир: Ҳамидов С.С

Техник муҳаррир: Муродиллаев. Д

Теришга берилди. 12.12.2005 йил. Босишга руҳсат этилди 08.04. 2005

Когоз бичими А4. Гарнитура таймс 11.

Шартли б.т 2. Нашр.т 3 10 нусхада босилди

Буютма №____.СамДАКИ босмаҳонасида чоп этилди.