

2 ӨНЕРКӘСІПТІК АЭРОМЕХАНИКА

2.1 Желдету ағындарының аэродинамикасы

2.1.1 Ауа ортасының жағдайын сипаттайтын негізгі параметрлер

T – абсолютті температура, град. Мына формула бойынша анықталады

$$T = 273 + t, \quad (2.1)$$

мұнда t – ауа температурасы, °С.

Тұтқырлық – жайылу деформациясына ауаның кедергі болу қасиеті. Молекула аралық ілінісу күштеріне сүйенген ағында жанама кернеулердің (үйкеліс күші) түзілуінде тұтқырлық пайда болады.

Ағындағы жылдамдық алаңының біркелкі еместігі τ жанама кернеулердің пайда болуына әкеледі, өзгеріс заңы мына түрде берілуі мүмкін:

$$\tau = \mu \frac{\partial v}{\partial n}, \quad (2.2)$$

мұнда μ – динамикалық тұтқырлық коэффициенті (ішкі үйкеліс коэффициенті), кг/м·с;

$\partial v / \partial n$ – нормаль бойынша жылдамдық градиенті.

Динамикалық тұтқырлық коэффициенті үйкеліс күшіне тең, бірлікке тең жылдамдықпен бір-біріне салыстырмалы түрде қозғалу үшін ұзындық бірлігінің ара қашықтығында болатын бірлік бойынша аудан ауасының бір-біріне екі қабаты әрекет жасауы тиіс.

Желдету бойынша есептеулерде динамикалық тұтқырлық коэффициентімен қатар ν ($\text{м}^2/\text{с}$) ауаның кинематикалық тұтқырлығы қолданылады

$$\nu = \mu / \rho. \quad (2.3)$$

Қысым (P , p , H , h) аудан бірлігі бойынша өтетін және оның бетіне нормаль бойынша қозғалатын күшпен сипатталады.

Қысымды өлшеудің қабылданған бірліктері:

Теңіз деңгейі $t = 0$ °С кезінде физикалық атмосфера 760 мм рт. ст., 1 мм рт. ст. = 13,6 мм вод. ст., 1 мм вод. ст. = 1 кг/м² = 9,81 н/м² тең деп қабылданады.

СИ жүйесіндегі қысым: 1 н/м² = 1 Па; Па·10 = 1 даПа; Па·10² = 1 гПа; Па·10³ = 1 кПа; Па·10⁶ = 1 мПа.

Қысымның келесі түрлерін ажыратады.

Статикалық (h_{cm}) – үстіңгі бет бірлігіне келетін ауа бағанының қысымы.

Динамикалық (h_{∂}) – ағын қозғалысына қарсы перпендикулярлы орналасқан қозғалмайтын үстіңгі беттегі ауа ағынының қысымы.

Толық қысым (H) – ауа ағынының еркін нүктесінде статикалық және динамикалық қысым қосындысы, яғни

$$H = h_{cm} + h_{\partial}. \quad (2.4)$$

Депрессия – ауа ағынындағы екі әртүрлі қималар арасындағы қысым айырымы. Депрессия бір қимадан басқа қимаға ауаның орын ауыстыруы кезінде күштерді жеңуге кететін энергия шығындарымен сипатталады.

Статикалық қысым (P_a) мына формула бойынша есептеледі:

$$h_{cm} = P_o \pm \rho g Z. \quad (2.5)$$

Ауа ағынының динамикалық қысымы (P_a) жылдамдық квадратына пропорциональ және тең:

$$h_{\partial} = \frac{v^2}{2} \rho, \quad (2.6)$$

мұнда P_o – горизонт деңгейіндегі қысым, Па;

Z – горизонт деңгейінен қысым өлшенетін әрі анықталатын нүктеге дейінгі вертикаль бойынша ара қашықтық. «Плюс» белгісі, егер өлшенетін нүкте горизонт деңгейінен төмен жағдайда болса, алынады; «минус» белгісі, егер өлшенетін нүкте горизонт деңгейінен жоғары болса, алынады, м;

g – жер үдеуі, м/с²;

ρ – ауа бағаны тығыздығының биіктігі бойынша орташа, кг/м³.

Қысым кезіндегі ауаның тығыздығы 760 мм рт. ст., 20 °С температурада және салыстырмалы ылғалдық 50 % кезінде 1,2 кг/м³ тең деп қабылданады.

Ылғалдық ауаның тығыздығына соншалықты әсер етпейді. Мысалы, ауаның салыстырмалы ылғалдығын 50 %-дан 100 %-ға ұлғайту кезінде оның тығыздығы 0,5 %-ға азаяды. Стандартты температурадан ерекшеленетін температура кезінде ауаның тығыздығы мына формула анықталады

$$\rho = \rho_o \frac{P}{P_o} \frac{T_o}{T}, \quad (2.7)$$

мұнда $\rho = 1,2$ және $P_o = 760$ мм рт. ст. және $T_o = 273 + 20 = 293$ °С сәйкес келеді.

P_o және T_o (1.7) қойылымнан кейін ауаның тығыздығын анықтау үшін есептік формуланы аламыз

$$\rho = 0,463 \frac{P}{273+t}, \quad (2.8)$$

мұнда P – атмосфералық қысым, мм рт. ст.

Егер қысымды өлшеу бірліктері СИ жүйесіне сәйкес келсе, онда есептік формула ауаның тығыздығын анықтау үшін мына түрде болады

$$\rho = 0,00347 \frac{P}{273+t}, \quad (2.9)$$

мұнда P – атмосфералық қысым, Па.

Желдету құбыр жолының кез келген учаскесінде ауаның шығыны мына формулаға сәйкес анықталады

$$Q = \nu S, \quad (2.10)$$

мұнда Q – ауа шығыны, м³/с;

S – құбыр жолының көлденең қимасы, м²;

ν – ауа ағынының орташа жылдамдығы, м/с.

Ауа шығынын анықтау үшін жылдамдық алаңының біркелкі еместігін ескеріп, ауа ағынының орташа жылдамдық шамасын білу қажет. Ауа ағынының орташа жылдамдық мәндерін практикалық есептеулерде (2.10) шарттан немесе нақты жағдайдағы өлшеу арқылы анықталады. Ауа құбырының тікелей учаскесінде өлшеу қажет, ауа ағыны жергілікті кедергілермен бұрмаланбаған. Сенімді өлшеулер ауа жолының тікелей учаскесінің ортасымен алынады, оның ұзындығы 10...20 диаметрге тең.

1 мысал. Барометр 720 мм рт. ст-қа тең қысым шамасын көрсетеді. Аталған қысымды мм вод. ст. және гПа-да көрсету керек.

Шешімі. Қысым мм вод. ст.: $P = 720 \cdot 13,6 = 9792$ мм вод. ст.

Қысым гПа: $P = 720 \cdot 13,6 \cdot 9,81 : 100 = 960,6$ гПа.

2 мысал. 0,98 ат-қа тең қысым және $t = -15$ °С температура кезінде атмосфералық ауаның тығыздығын анықтау керек.

Шешімі. (2.8) формуланы пайдалана отырып, 1 ат = 760 мм рт. ст., мынаны аламыз

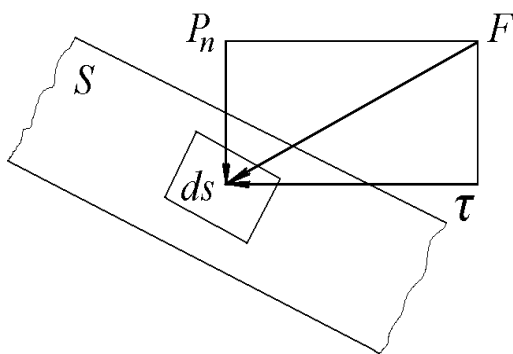
$$\rho = 0,463 \frac{0,98 \cdot 760}{273 - 15} = 1,336, \text{ кг/м}^3.$$

2.1.2 Газ тәріздес ортаға әсер ететін күштер

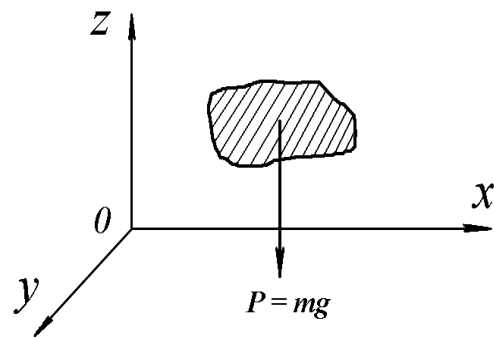
Тыныштық немесе қозғалыс күйінде болатын газ тәріздес ортада беттік және массалық күштер әрекет етеді.

Беттік күштер деп ауаның зерттелетін көлемі бетіндегі үздіксіз таралған күштерді атайды. Олар сыртқы және ішкі болуы мүмкін. Сыртқы күштердің мысалы атмосфералық қысым, поршень қысым және т.б.. Ішкі күштер – бұл бөлінген көлемнің ішінде әрекет жасайтын күштер, мысалы, бөлшектер арасындағы ілінісу күштері. Сол кезде, егер ауа массасының ішінде кейбір көлемді бөлсе және олардың арасындағы өзара әрекетті, оның қоршаған ауаны сәйкес келетін күштермен айырбастау болса, онда барлық массаға қатынасы бойынша бұл күштер ішкі күштер, ал белгіленген көлемге қатынасы бойынша ішкі күштер деп аталады. Осылайша, жалпы жағдайда беттік күштерді ішкі және сыртқы күштер деп бөлу салыстырмалы болып табылады, ең ақырында есептің қойылуына және оның шешіміне байланысты.

Ауа ағынында көршілес элементтер арасындағы немесе оның элементтері мен жанасатын денелердің сәйкес элементтері арасындағы өзара байланысты тудырған беттік күштер тікелей байланысу күштері деп атайды және S қарастырылатын беттің шамасына пропорциональ болады. Егер жиналған ауа ағыны F белгілі бір күшпен қатты дененің ds элементарлы алаңына бұрыштан әсер етсе (2.1-сурет), онда оны құрамдастарға тарата отырып, P_n қалыпты (гидростатикалық) қысымды және τ жанама күшті (үйкеліс күшін) аламыз.



2.1-сурет. Беттік күштердің әрекетін түсіндіру сұлбасы



2.2-сурет. Массалық күштердің әрекетін түсіндіру сұлбасы

Массалық күштер – масса бірлігіне қатысты күштер. Массалық күштер жалпы жағдайда гравитациялық және инерциялық өріс әрекеттерінің нәтижесі болып табылады. Бұл күштер ауа ағынының барлық массасынан өтіп кетеді және оның барлық элементтеріне әсер етеді. Олар координата осіндегі проекцияда X , Y , Z белгіленеді. Мысалы, егер ауаның m массамен белгіленген көлеміне P ауырлық күші әсер ететін болса (2.2-сурет), онда қарастырылатын көлемдегі масса бірлігіне қатысты координата осіндегі бұл күштердің

проекциясы мынаған сәйкес тең болады: $X = 0$; $Y = 0$; $Z = -\frac{mg}{m} = -g$.

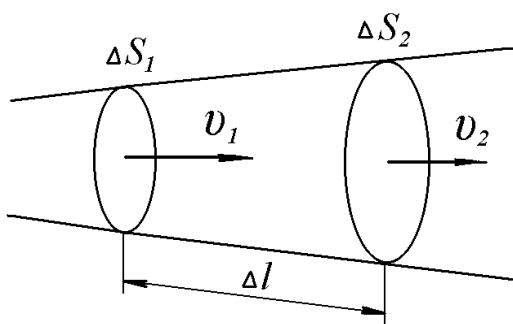
Массалық күштердің өлшемдігі үдеу өлшемдігіне сәйкес келетінін ескеру қажет.

2.1.3 Үздіксіздік теңдеуі

Ауа қозғалысы қалыптасқан және қалыптаспаған болуы мүмкін. Ауа ағынының әрбір нүктесіндегі ауа жылдамдығы және қысым қалыптасқан қозғалыс кезінде нүкте координаталарына ғана байланысты болады, ал қалыптаспаған қозғалыс кезінде қысым мен жылдамдық уақытқа тәуелді. Бірінші және екінші жағдайда ағынның айрықша ерекшелігі қозғалыстың үздіксіздік жағдайын орындау болып табылады.

Үздіксіздік теңдеуі ауа қозғалысының бағыты бойынша кез келген қимадан өтетін ауа шығынының тұрақтылығын сақтау жағдайын білдіретін тәуелдікпен берілуі мүмкін немесе ағынның әрбір нүктесіндегі жылдамдықтар арасындағы тәуелдікті көрсету керек.

Шығындар тұрақтылығын сақтау жағдайын қарастырайық. Бұл үшін ағында ΔS_1 және ΔS_2 қималармен шектелген әрі ұзындығы Δl болатын элементарлы түтікті бөліп аламыз (2.3-сурет). Ауа ағынының қозғалыс процесінде тығыздықты өзгерту нәтижесінде оның массасын өсіруге орын болсын.



ΔS_1 қимасы арқылы ауаның секундтық массалық шығыны тең болады

$$\rho_1 v_1 \Delta S_1.$$

ΔS_2 қимасы арқылы ауаның массалық шығыны тең

$$\rho_2 v_2 \Delta S_2.$$

2.3-сурет. Элементарлы ағынша

Бірінші және екінші қима арасындағы масса шығындары арасындағы айырмашылық өсіру шамасын анықтайды, ол тығыздықты өзгерту нәтижесінде елеулі орын алады

$$\rho_1 v_1 \Delta S_1 - \rho_2 v_2 \Delta S_2 = \frac{\partial}{\partial t} (\rho v \Delta S) \Delta l. \quad (2.11)$$

Басқаша, Δl ұзындықтағы жолмен өткен кезде массалық шығынды өсіру айқын, осы уақыт аралығында сол массаны өсіру қажет, сол бойынша осы ара қашықтық өтеді, яғни

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho v \Delta S) \Delta l = - \frac{\partial}{\partial t} (\Delta M). \quad (2.12)$$

Өйткені $\Delta M = \rho \cdot \Delta S \cdot \Delta l$, (2.12) өрнегі күрделі емес түрлендірулерден кейін мына түрде болады

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \Delta S) + \frac{\partial}{\partial l}(\rho v \Delta S) = 0. \quad (2.13)$$

Алынған тәуелдік қалыптаспаған қозғалыс кезінде шығындар функциясындағы үздіксіздік теңдеуін білдіреді. Қалыптасқан қозғалыс кезінде (2.13) өрнекке енетін бірінші қосынды нольге тең, сондықтан,

$$\frac{\partial}{\partial l}(\rho v \Delta S) = 0,$$

бұл жерде, $\rho v \Delta S = const$, немесе

$$\rho_1 v_1 \Delta S_1 = \rho_2 v_2 \Delta S_2. \quad (2.14)$$

Осылайша, алынған теңдік ауа ағынының қалыптасқан қозғалысы кезінде массалық шығын қарастырылатын элементарлы ағыншалардың барлық қималары үшін тұрақты шама болып табылады.

Кей жағдайда, егер ауа ағынының қимасы бойынша S жылдамдық тұрақты шама болып табылса, ал $\rho_1 = \rho_2$ болса, онда үздіксіздік шарты мына түрде болады

$$v_1 S_1 = v_2 S_2 = const, \quad (2.15)$$

Осы жерден ауа жолының көлденең қимасын азайту арқылы ағын жылдамдығын соншалықты ұлғайту қажет немесе керісінше ауа жолының қимасын ұлғайтса, онда ағын жылдамдығы азаяды.

Егер жылдамдық ағын қимасы бойынша айнымалы шама болса, онда үздіксіздік жағдайын сақтау үшін мына өрнекке сәйкес орташа жылдамдықты анықтау қажет

$$v_{cp} = \frac{1}{S} \int_S v dS, \quad (2.16)$$

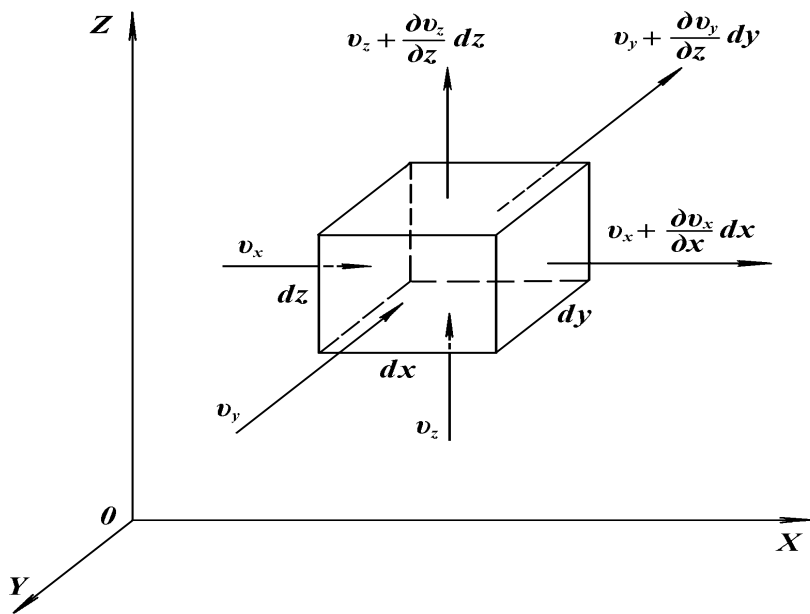
мұнда v – ағын қимасы бойынша жылдамдықты өзгерту заңы.

Ауа ағыны қозғалысының үздіксіздік жағдайын қалпына келтіру үшін, оның ағысының белгісіз түрі болғанда, ағында ұзындығы dx , dy , dz қырлармен параллелепипед түріндегі элементарлы көлемді белгілейміз (2.4-сурет).

Белгіленген көлемге келетін ауа ағынының жылдамдық проекциясында v_x , v_y , v_z мәндері болсын. Жылдамдық сызықтық заңы бойынша өзгертін жағдайда қарама-қарсы жақтарда жылдамдық проекциясын өсіруге орын болады. X осі бағытындағы ауа шығынының өзгерісін қарастырамыз. Сол жақ

арқылы өтетін ауаның массалық шығыны $\rho v_x dydz$ -ға тең болады, ал X осі бағытына оң жақ арқылы өтетін ауаның массалық шығыны $\left[\rho v_x + \frac{\partial(\rho v_x)}{\partial x} dx \right] dydz$ тең шаманы құрайды. X осі бағытына dt уақыт ішіндегі массаның жалпы өзгерісі оң және сол жақтар бойынша масса шығындарының айырымы ретінде анықталады

$$\frac{dM_x}{dt} = \rho v_x dydz - \left[\rho v_x + \frac{\partial(\rho v_x)}{\partial x} dx \right] dydz = -\frac{\partial(\rho v_x)}{\partial x} dx dy dz.$$



2.4-сурет. Жақтардағы әртүрлі жылдамдықтары бар элементарлы көлем

Уақыттың осы аралығы ішінде Y осі бағытына аналогтық өзгерістер байқалады

$$\frac{dM_y}{dt} = -\frac{\partial(\rho v_y)}{\partial y} dx dy dz$$

және Z осі бағытына

$$\frac{dM_z}{dt} = -\frac{\partial(\rho v_z)}{\partial z} dx dy dz.$$

dt уақыт ішінде элементарлық параллелепипедте белгіленген ауа массасын жалпы өсіру үш өзара перпендикулярлы бағытта өсірілген қосындымен анықталады, яғни

$$\frac{dM}{dt} = - \left[\frac{\partial(\rho v_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho v_z)}{\partial z} \right] dx dy dz. \quad (2.17)$$

Себебі бұл өзгерістер ауа тығыздығының өзгеру салдарынан тұрақты көлемде болады, онда

$$\frac{dM}{dt} = \frac{\partial \rho}{\partial t} dx dy dz. \quad (2.18)$$

(2.17) және (2.18) өрнектерін теңестіре отырып, мынаны аламыз

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho v_z)}{\partial z} = 0. \quad (2.19)$$

(2.19) тендеуі ауа ағынының қалыптаспаған қозғалысы үшін дифференциальдық түрде массаны сақтау заңын сипаттайтын үздіксіздік тендеуі болып табылады. Қалыптасқан қозғалыс кезінде $\rho = const$ тендеуі мына түрде болады

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0. \quad (2.20)$$

Бұл тендеу үздіксіздік жағдайын орындау үшін ауа ағынының көлемді деформациясының жылдамдығы нольге тең болуы қажет. (2.20) тендеуінен бір бағыттағы жылдамдықты ұлғайту оны басқа бағытқа азайтуға әкеліп соғады.

2.1.4 Ауа ағындарының қозғалыс түрлері

Көптеген бақылау ауа ағындарының орын ауыстыруы ламинарлы және турбулентті деп аталатын қозғалыстың екі түрімен сипатталатынын көрсетті.

Ламинарлық қозғалыс – бұл ағынның жекелеген қабаттары арасындағы көлемнің болмауы кезінде параллель ағындар түріндегі ауа қозғалысы. X осіне қарай қозғалыс бағыты сәйкес келген кезде Y және Z осьтегі жылдамдық проекциялары $v_y = v_z = 0$ -ға тең, ал v_x жылдамдық проекциясы тек y және z -ға байланысты.

Турбуленттік қозғалыс – бұл ауа бөлігі күрделі өзгерген траекториялар бойымен ауа массасын қарқынды араластыруға мүмкіндік бере отырып ауысатын реттелмеген қозғалыс.

Қозғалыстың ламинарлық және турбуленттік режимдері арасындағы негізгі айырмашылық әртүрлі текті қоспаны ауыстыру механизмінен тұрады. Ламинарлық режим кезінде қоспаны ауыстыру молекулярлық диффузияға байланысты, ал бұл ең ақырында ағынды тығыздығы бойынша бөлуге әкеледі, турбуленттік режим кезінде – ауа ағынның жекелеген қабаттары арасындағы

көлемдерді алмастыруға байланысты Турбуленттік тасымал көбінесе молекулярлыққа қарағанда тиімдірек.

Ламинарлық ағыс белгілі бір сындарлы жылдамдыққа дейін тұрақты, сол кезде шағын ұйытқудың өзі ағыс сипатын сапалы түрде өзгертеді. Ламинарлық қозғалыстан қозғалыстың турбуленттік режиміне ауысу 1883 жылы Рейнольдс ұсынған өлшемсіз параметрдің белгілі бір мәндері кезінде өтеді (Рейнольдс саны):

$$Re = \frac{v \cdot d}{\nu}, \quad (2.21)$$

мұнда v – ауа жолындағы ауа қозғалысының орташа жылдамдығы, м/с;

d – гидравликалық диаметр, м;

ν – кинематикалық тұтқырлық коэффициенті, м²/с.

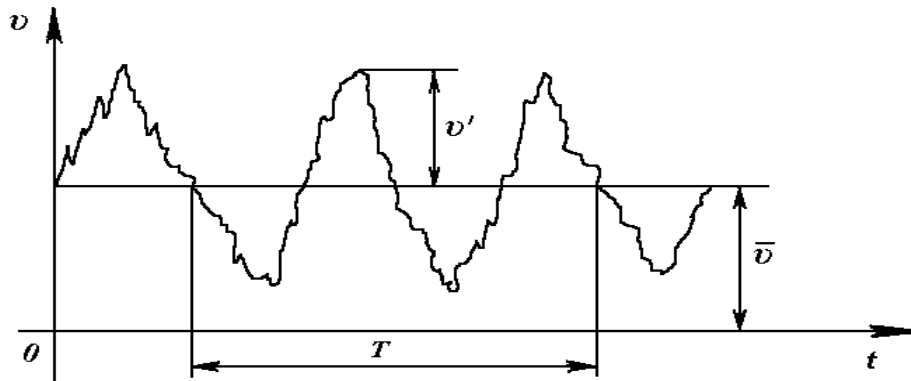
Кез келген түрдегі гидравликалық диаметр $d = 4S/C$ өрнегінен анықталады, мұнда S – ауа жолының көлденең қимасының ауданы, м²; C – ауа жолының периметрі, м.

Экспериментті зерттеулерден $Re \leq 1800$ кезінде ламинарлық қозғалыс байқалады. $Re \geq 2300$ кезінде турбуленттік режим тұрақты болып табылады. Бұл санды Рейнольдс сындарлы сандарының төменгі шегі деп санауға болады. Олардың арасындағы аралықта ауыспалы аймақ түзілген, олардың түзілуі желдету каналдарының кедір-бұдырлығына байланысты. Тегіс ауа жолына бірқалыпты ену кезінде және ұйытқу көздерінің әртүрлі түрлерін жою Рейнольдс сандарының маңызды мәндері (50000-ға дейін) кезінде ламинарлықтан турбуленттікке ауысу арқылы қол жеткізуге болады. Алайда мұндай қозғалыс тұрақсыз болып табылады, сондықтан ламинарлық қозғалыс шағын ұйытқу кезінде бірден турбуленттікке өтеді.

Ірі кедір-бұдыр дерлері көп шахта қазбаларында сындарлы мән - $Re = 1000 \div 1500$. Қозғалыс турбулентті болып қалатын минимум жылдамдық 0,01 м/с шегінде болады. Жер асты қазбаларда ауа қозғалысының жылдамдығы 0,15 ÷ 0, 25 м/с кем болмау үшін қауіпсіздік ережесін сақтау керек. Сондықтан белсенді желдету ағындарымен желдетілген қазбаларда ауа қозғалысы әрдайым турбулентті болады.

Аралық режим бұзылған кеңістік арқылы газ-ауа ағындарының қозғалысы кезінде әртүрлі тектегі қымталған құрылыстар, кентіректер, далдаларға орын болады, сондай-ақ сүзгілеу ағындарына орын болатын бірқатар жағдайлар бар. Ауа құбырының қабырғасында ауа ағынының дамыған турбуленттік қозғалысы кезінде жұқа қабат сақталады, соның шегінде ламинарлық қозғалыс режимі де сақталады. Мұндай қабат ламинарлық шекаралық қабат деп аталады. Ламинарлық шекаралық қабат қалыңдығының Re шағын мәні кезінде кедір-бұдырлықтың барлық шығыңқылықтарын тиеу қамтамасыз етеді, ағынның қысқа кедергісін қамтамасыз етеді. Ламинарлық қабат қалыңдығы Re мәнінің ұлғаюымен азаяды, кедір-бұдырлық шығыңқылары ағынның турбуленттік ядросына енгізіледі, ал бұл кедергінің өсуіне әкеледі.

Турбуленттік қозғалыстың сипатты ерекшелігі бұл қалыптаспаған қозғалыстың болып табылуында. Жылдамдық турбуленттік ағынның әрбір нүктесінде уақыт ағынымен үздіксіз өзгереді. 2.5-суретте турбуленттік ағынның кез келген нүктесінде жылдамдықтың уақыт ағынындағы өзгерістің типтік қисықтығы келтірілген.



2.5 –сурет. Турбуленттік ағынның қандай да бір нүктесіндегі жылдамдық өзгерісі

Рейнольдс турбуленттік ағысты сипаттау үшін жылдамдықтың бір сәттік мәнін мына түрде беруді ұсынды:

$$v = \bar{v} + v', \quad (2.22)$$

мұнда \bar{v} – ағын жылдамдығының уақыты бойынша орташаланған;
 v' – жылдамдықтың лүпілін құраушы.

Орташаланған жылдамдық пен бір сәттік жылдамдық арасындағы байланыс мына тәуелдікпен белгіленеді

$$\bar{v} = \frac{1}{T} \int_0^T v dt, \quad (2.23)$$

мұнда T – бақылау кезеңі.

Өрнек (2.22) координаталы осьтегі былай жазылады:

$$\begin{cases} v_x = \bar{v}_x + v'_x; \\ v_y = \bar{v}_y + v'_y; \\ v_z = \bar{v}_z + v'_z, \end{cases} \quad (2.24)$$

мұнда v'_x, v'_y, v'_z – координаталы осьтегі жылдамдықты лүпілді құрамдастары проекциясының координаталы осі.

Жылдамдық жиілігі мен амплитудасының турбуленттік қозғалысы кезінде лүпілдеу төменгі шектен (5...10 гц) жоғары шекке дейін (50...100 кгц) төменгі жиілікті тербелістерге ие бола отырып өзгереді.

Лүпілдеудің орташа амплитудасы мынаған тең шамамен сипатталады:

$$\sigma_x = \overline{v_x'^2}; \quad \sigma_y = \overline{v_y'^2}; \quad \sigma_z = \overline{v_z'^2}.$$

Турбуленттіліктің қарқындылығы деп ағынның орташа жылдамдығына лүпілдеудің орташа шаршы жылдамдығының қатынасын атайды, яғни

$$\varepsilon_x = \frac{\sqrt{\sigma_x}}{v_x}; \quad \varepsilon_y = \frac{\sqrt{\sigma_y}}{v_y}; \quad \varepsilon_z = \frac{\sqrt{\sigma_z}}{v_z}. \quad (2.25)$$

Турбулентті қарқындылықтың шамасы атмосферада 0,3 %-дан 7...8 %-ға дейін және желдету жүйесінде одан артыққа өзгереді.

Ағынның лүпілдеу жылдамдығы ауа ағысында қоспаның таралу жағдайын анықтайды. Олардың әсерінен ауаның элементарлы көлемі қоршаған ортамен толық араласқанға дейін ретсіз қозғалыс жасайды. Ағын жылдамдығының лүпілдеу құрамдастары ауа қозғалысының абсолютті жылдамдығының ұлғаюымен және ауа жолы қабырғаларының кедір-бұдырлығымен ұлғаяды.

2.1.5 Ауа ағындары қозғалысының теңдеулері

Идеалды ауа ағындары қозғалысының теңдеуі тұтқыр күштерінің есебінсіз Эйлер түріндегі дифференциалды теңдеулер жүйесімен сипатталады

$$\begin{cases} X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} = \frac{dv_x}{dt}; \\ Y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} = \frac{dv_y}{dt}; \\ Z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} = \frac{dv_z}{dt}. \end{cases} \quad (2.26)$$

Өйткені ағын жылдамдығы t уақыты мен x , y , z кеңістік координаталарына байланысты, ол өз кезегінде, сондай-ақ t уақытқа да

байланысты, толық туындыны жеке туынды арқылы күрделі функцияны дифференциалдау формуласына сәйкес беруге болады. Мысалы, v_x –дан t бойынша толық туынды тең болады

$$\frac{dv_x}{dt} = \frac{\partial v_x}{\partial t} + \frac{\partial v_x}{\partial x} \frac{dx}{dt} + \frac{\partial v_x}{\partial y} \frac{dy}{dt} + \frac{\partial v_x}{\partial z} \frac{dz}{dt} = \frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_x}{\partial z}.$$

Теңдеулер жүйесі (2.26) аталған түрлендірулер есебінен мына түрде болады

$$\begin{cases} X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} = \frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_x}{\partial z}; \\ Y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} = \frac{\partial v_y}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_y}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_y}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_y}{\partial z}; \\ Z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} = \frac{\partial v_z}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_z}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_z}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z}. \end{cases} \quad (2.27)$$

Аталған теңдеулер жүйесі Эйлер түріндегі идеалды сұйықтық қозғалысының дифференциалдық теңдеуін білдіреді. Ол теңдеуді ең бірінші 1775 жылы Л. Эйлер енгізген. Теңдеуде ағынның қандай да бір нүктесіндегі массалық күштер мен қысым күштерінің үдеуі және бөлшектер қозғалысының толық үдеуі арасындағы байланыс бейнеленген.

$$\begin{cases} X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} = v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_x}{\partial z}; \\ Y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} = v_x \frac{\partial v_y}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_y}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_y}{\partial z}; \\ Z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} = v_x \frac{\partial v_z}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_z}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z}. \end{cases} \quad (2.28)$$

Ауа ағынының қалыптасқан қозғалысы кезінде әрбір нүктедегі ағыс сипаты уақытпен өзгермейді. Сондықтан (2.27) теңдеулер жүйесі (2.28) түрді қабылдайды.

Ауа ағындары қозғалысының теңдеуі тұтқырлық күштер есебінен неғұрлым күрделі түрді қабылдайды:

$$\begin{cases} X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \Delta v_x = \frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_x}{\partial z}; \\ Y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \nu \Delta v_y = \frac{\partial v_y}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_y}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_y}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_y}{\partial z}; \\ Z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + \nu \Delta v_z = \frac{\partial v_z}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_z}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_z}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z}, \end{cases} \quad (2.29)$$

мұнда ν – ауаның кинематикалық тұтқырлығы;

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad \text{– Лаплас операторы.}$$

Теңдеулер (2.29) сығылмайтын тұтқыр сұйықтықтың қалыптасқан қозғалысы үшін Навье-Стокс теңдеулері деп аталады. Навье-Стокс теңдеуін интеграциялау үлкен математикалық күрделіліктерге байланысты. Теңдеу қозғалысына сегіз белгісіз ($v_x, v_y, v_z, X, Y, Z, P$ и ρ) енеді, сондықтан оларды шешу үшін аталған параметрлерді енгізетін тағы да бес теңдеу қажет. Толықтырушы теңдеулер үздіксіздік теңдеуі, газ күйіндегі теңдеу, көлемді күштің проекциясына арналған үш теңдеу болуы мүмкін.

2.1.6 Аэростатиканың негізгі теңдеуі

Желдету ағындарының аэродинамикасын зерттеу кезінде аэростатиканың негізгі міндеті ауа биіктігі немесе оның тереңдігінің өзгеруіне байланысты ауаның қозғалмайтын бағаны қысымының өзгерісін анықтау болып табылады.

Ауа бағанының салмағы ауа қозғалысының жылдамдығына байланысты емес, онда $v_x = v_y = v_z = 0$ деп жорамалдауға болады. Онда Эйлер теңдеулер жүйесі (2.26) мына түрде болады

$$\begin{cases} X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} = 0; \\ Y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} = 0; \\ Z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} = 0. \end{cases}$$

Бірінші, екінші, үшінші теңдеуді dx, dy, dz –ға көбейте отырып, оларды жіктей отырып, мынаны аламыз

$$\frac{\partial P}{\partial x} dx + \frac{\partial P}{\partial y} dy + \frac{\partial P}{\partial z} dz = \rho(Xdx + Ydy + Zdz)$$

немесе

$$dP = \rho(Xdx + Ydy + Zdz). \quad (2.30)$$

Алынған өрнек дифференциалды түрдегі аэростатиканың негізгі теңдеуі деп аталады.

Егер Oz осьті ауырлық күшіне қарсы бағыттайтын болса, онда массалық күштер $X = 0$; $Y = 0$; $Z = g$ мәніне ие болады. Бұл жағдайда (2.30) теңдеуі мына түрде

$$dP = \rho g dz. \quad (2.31)$$

Аталған теңдеу ауа бағанының биіктігі бойынша қысым өзгерісінің заңын сипаттайды.

$\rho = \rho_{cp}$ жорамалдай отырып, изохорлық процеске тән (2.31) теңдеуді қайта интеграциялаймыз, z 0-ден H -ға дейін өзгереді, ал қысым P_0 -ден P -ға дейін өзгереді, сонда аламыз

$$P = P_0 + g\rho_{cp}H. \quad (2.32)$$

Ауа тығыздығының өзгерген заңын анықтау үшін изотермиялық процесс кезінде біріккен газ заңын пайдаланамыз

$$PV = R_2 T, \quad (2.33)$$

мұнда V – ауаның меншікті көлемі;

R_2 – газ тұрақтылығы;

T – абсолютті температура.

Өйткені $V = 1/\rho$, онда (2.33)

$$\rho = \frac{P}{R_2 T}. \quad (2.34)$$

Ауа бағанының биіктігі бойынша абсолютті температура T_{cp} тең уақыттың тұрақты шамасы болып қалады деген жорамалды қабылдап (2.34), берілген шекаралық жағдайда (2.31) теңдеуін интегралдаймыз

$$\int_{P_0}^P \frac{dP}{P} = \int_0^H \frac{g}{R_2 T_{cp}} dz ,$$

осы жерде табамыз

$$P = P_0 \cdot \exp\left(\frac{gH}{R_z T_{cp}}\right). \quad (2.35)$$

Формулалар (2.32) және (2.35) шахта жағдайында әртүрлі тереңдіктегі қысым шахтасын анықтауға мүмкіндік береді.

2.1.7 Бернулли теңдеуі

Ауа ағынының қозғалысы идеалды қалыптасқан ағысқа сәйкес келеді деп жорамалдай отырып, Эйлер теңдеуін интегралдаймыз. Бұл үшін жүйенің бірінші, екінші және үшінші (2.26) теңдеуін dx , dy , dz -ға сәйкес көбейтеміз және оларды жіктейміз, мынаны аламыз

$$Xdx + Ydy + Zdz - \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial P}{\partial x} dx + \frac{\partial P}{\partial y} dy + \frac{\partial P}{\partial z} dz \right) = \frac{dv_x}{dt} dx + \frac{dv_y}{dt} dy + \frac{dv_z}{dt} dz .$$

Себебі қалыптасқан қозғалыс кезінде P қысым тек x , y және z координаталардың және теңдіктің сол жақ бөлігінде жақшада тұрған үш мүшенің функциясы ғана емес, сонымен бірге P функциясының толық дифференциалы болып табылады. Сондықтан

$$Xdx + Ydy + Zdz - \frac{1}{\rho} dP = d\left(\frac{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}{2}\right).$$

Өйткені $v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 = v^2$,

онда $Xdx + Ydy + Zdz - \frac{1}{\rho} dP = \frac{1}{2} dv^2$.

Интегралдай отырып, мынаны аламыз

$$\int (Xdx + Ydy + Zdz) - \int \frac{dP}{\rho} - \frac{v^2}{2} = const. \quad (2.36)$$

Аталған өрнек Бернулли интегралы деп аталады.

Өйткені қалыптасқан қозғалыс кезінде күштік функция ауырлық күші, массалық күштердің проекциясы болып табылады, бұл жоғарыда көрсетілген, мынаған тең: $X = 0$; $Y = 0$; $Z = -g$. Жорамалдай отырып $\rho = const$, аталған мәндерді Бернулли интегралына қойғаннан кейін мынаны аламыз

$$\rho g z + P + \frac{v^2}{2} = \text{const.}$$

Алынған өрнекті бірізділікті ауа ағынындағы екі көлденең қимаға қолдана отырып, былай жазуға болады

$$\rho_1 g z_1 + P_1 + \frac{v_1^2}{2} \rho_1 = \rho_2 g z_2 + P_2 + \frac{v_2^2}{2} \rho_2. \quad (2.37)$$

Алынған теңдік тұтқыр емес және сығылмаған ауа ағынының қалыптасқан қозғалысы жағдайы үшін энергияны сақтау заңымен сипатталады және Бернулли теңдеуі деген атауға ие.

(2.37) теңдеуден, бір қимадан басқа қимаға ауысу кезінде жылдамдықты ұлғайтқан жағдайда меншікті әлеуетті энергияның $(\rho g z + P)$ сол шамасын азайту есебінен $(v^2/2)\rho$ меншікті кинетикалық энергияның ұлғаюы жүреді. Осылайша, энергияның бір түрінен басқа түріне түрлендіру есебінен ағынның жылдамдығы өсуі кезінде қысым азаяды, керісінше жылдамдықты азайту кезінде – қысым ұлғаяды.

Нақты желдету ағындарға қарағанда, ауа белгілі бір тұтқырлыққа ие болғанда және энергияның бір бөлігі үйкеліс күшін жеңуге жұмсалады, қалыптасқан қозғалыс үшін Бернулли теңдеуі былай жазылады

$$\rho_1 g z_1 + P_1 + k_1 \frac{v_1^2}{2} \rho_1 = \rho_2 g z_2 + P_2 + k_2 \frac{v_2^2}{2} \rho_2 + h, \quad (2.38)$$

мұнда z_1 және z_2 – бастапқы және ақырғы қиманың геодезиялық биіктігі, м;

v_1 және v_2 – бастапқы және ақырғы қимадағы ағынның орташа жылдамдығы, м/с;

P_1 және P_2 – бастапқы және ақырғы қимадағы статикалық қысымы, Па;

k_1 және k_2 – бастапқы және ақырғы қимадағы жылдамдықты бөлу ретсіздігін ескеретін кинетикалық энергия коэффициенттері;

ρ – ауа тығыздығы, кг/м³;

h – бастапқы және ақырғы қимадағы қозғалыс жолындағы барлық кедергілерді жеңудегі қысымның жоғалуы, Па.

Себебі ағынның кинетикалық энергиясы жылдамдықтың біркелкі емес өрісімен бірге орташа жылдамдық бойынша есептелген кинетикалық энергиядан жоғары, онда біріншінің шамасы әдетте екінші арқылы k энергетикалық коэффициентті енгізумен анықталады, ол ағынның кез келген типі үшін мына формула бойынша есептеледі

$$k = \frac{\int v^3 ds}{v_{cp} S}, \quad (2.39)$$

мұнда U – ауа жолы ауданының элементі үшін жылдамдықты бөлу заңы ds ;

U_{cp} – ағынның орташа жылдамдығы;

S – ауа жолының көлденең қимасының ауданы.

(2.38) шығатын қорытынды

$$g(\rho_1 z_1 - \rho_2 z_2) + (P_1 - P_2) + \left(k_1 \frac{v_1^2}{2} \rho_1 - k_2 \frac{v_2^2}{2} \rho_2 \right) = h. \quad (2.40)$$

Бірінші қосынды z_1 және z_2 биіктіктегі ауа бағандары қысымының айырымына байланысты және h_e табиғи тартыс депрессиясы деп аталады. Табиғи тартыс ағын энергиясын ұлғайтуы мүмкін, егер $h_e > 0$ болса немесе $h_e < 0$ кезінде қосымша кедергі ролін орындау қажет. Қысым айырымы $(P_1 - P_2)$ h_e желдеткішінің жұмысымен пайда болатын депрессияға сәйкес келеді. Үшінші қосынды h_d динамикалық қысым айырымын білдіреді.

Өрнектен (2.40) желдету жүйесінің ауа жолы арқылы нақты ауа ағынындағы қалыптасқан қозғалысы кезінде сыртқы көздерден келіп түсетін энергия ауа қозғалысының жолындағы барлық кедергілерді жеңуге толықтай шығындалады.

Осылайша, Бернулли теңдеуі математикалық түрде маңызды аэродинамикалық параметрлер болып табылады және желдету ағындары аэродинамикасының негізгі теңдеулерінің бірі болып табылады. Ол көптеген желдету есептерін шешкен кезде қолданылады.

3-мысал. Көлденең құбыр жолға енудегі ауа ағыны қозғалысының орташа жылдамдығы $v_1 = 25$ м/с. Егер ағын жылдамдығы $v_2 = 18$ м/с болса, онда екінші қимадағы желдеткіште жасалатын P_2 артық қысымның шамасын анықтау талап етеді. Бірінші және екінші қима арасындағы h арынның жоғалуы 85 Па шамасын құрайды. Энергетикалық коэффициенттер мәндерін $k_1 = k_2 = 1,0$ тең деп қабылдау керек.

Шешімі. Екінші қимадағы артық қысым шамасын анықтау үшін Бернулли (2.38) теңдеуін пайдаланамыз. Осы жерде табамыз,

$$P_2 = P_1 + (g\rho_1 Z_1 - g\rho_2 Z_2) + \left(k_1 \frac{v_1^2}{2} \rho_1 - k_2 \frac{v_2^2}{2} \rho_2 \right) - h.$$

Себебі құбыр жолы көлденең орналасқан, $Z_1 = Z_2$. Сондықтан, бірінші және екінші қимадағы ауа бағандарының салмағы бірдей. Температуралық өзгерістер болмаған кезде $\rho_1 = \rho_2 = 1,2$ кг/м³ қабылдауға болады. Құбыр жолының кіруіндегі қысым атмосфералық қысымға тең болады. Сондықтан бірінші қимадағы артық қысымның шамасы - $P_1 = 0$. Бастапқы деректерді қойғаннан кейін мынаны аламыз

$$P_2 = \frac{25^2}{2} \cdot 1,2 - \frac{18^2}{2} \cdot 1,2 - 85 = 95,6 \text{ Па.}$$

2.1.8 Ауа ағындарының типтері

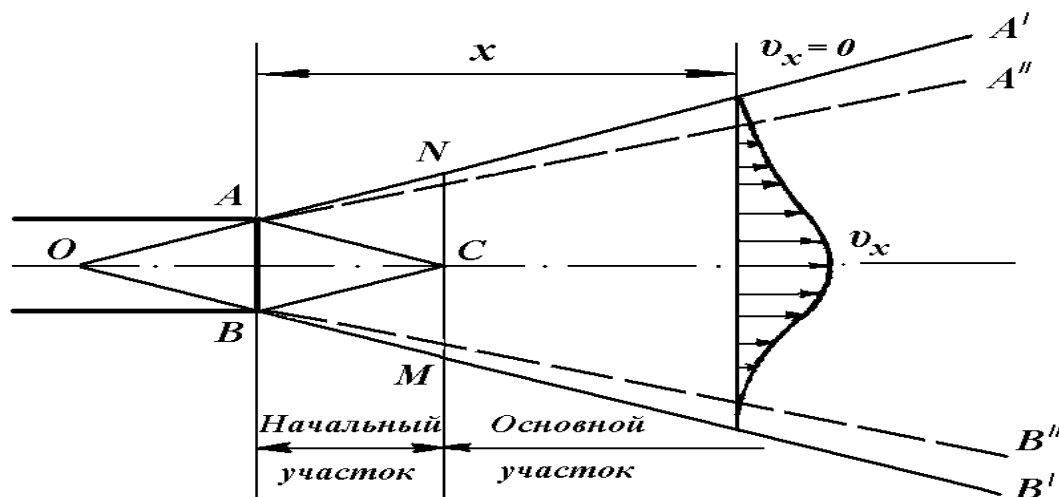
Желдету техникасында ауа ағындарының шектеулі және еркін деп аталатын екі типі ерекшеленеді.

Шектеулі ағындар – бұл құбыр жолындағы, желдету арналарындағы, жер асты тау-кен қазбаларындағы, тұрақты қимасы бар түзу сызықты учаскелердегі басқа желдету құрылғыларындағы ауа ағындары. Мұндай ағындардың қатты шекара түріндегі шектеулі беттері болады. Шектеулі ағындардың маңызды сипаттамасы жанама кернеулер, лүпілдеуші жылдамдықтар, турбуленттіліктің қарқындылығы болып табылады.

Еркін ағындар – қатты шекарасы болмайтын және ауамен толтырылған кеңістікте еркін тарайтын ағыстар. Ауа жолы қимасы формасы күрт өзгерген жерде түзіледі. Ламинарлы немесе турбулентті болуы мүмкін, дөңгелек немесе жазық болуы мүмкін, шектелмеген немесе шектеулі кеңістікте таралуы мүмкін.

Үлкен кеңістікте жеткілікті тарайтын еркін ағыстарды бақылау қатты шекаралардың болмауы еркін ағыстардың бірқатар ерекшеліктерін анықтаудың болмауын көрсетеді. Қазіргі кезде ағыстарды зерттеуге арналған бірқатар жұмыстар атқарылды. 1935-1938 жж. Г. Н. Абрамович еркін турбуленттік ағыстардың барынша толық және еркін теориясын әзірледі, В. Н. Воронин жер асты тау-кен қазбаларына қатысты әзірледі. Төменде, дөңгелек еркін ағыс мысалында оның жалпы сипаттамасы берілген және есептік формулалары келтірілген. Г. Н. Абрамович әзірлеген еркін турбуленттік теориясы негізінде алынды.

2.6-суретте еркін ағыстың жалпы сұлбасы берілген. AB саңылауынан ауа шыққан кезде O нүктесіне жанаса отырып, AA' және BB' шекарасы бар ағыс қалыптасады, ағыс полюсі түзіледі. Ағысты бір жақты кеңейту бұрышы $8...10^0$ құрайды.



2.6-сурет. Еркін турбулентті ағыс сұлбасы

Шығу тесігінен жою шамасы бойынша ағыстың бастапқы массасы қоршаған орта ауасымен араластыру есебінен біртіндеп тарайды. ABC үшбұрышы тұрақты жылдамдықтар ядросы деп атайды. Әрбір көлденең қимада ағынның орташа жылдамдығының ядросы C нүктесін қоса алғанда құбыржолдан шығудағы орташа жылдамдыққа тең. $ABMCN$ ағыс учаскесінің бойында бастапқы массаны су шайып кетеді, ол бастапқы учаске деп аталады. Дөңгелек ағыс үшін бұл учаскенің ұзындығы мына өрнектен алынады

$$l_n = 0,67 \frac{R_0}{a}, \quad (2.41)$$

мұнда R_0 – ауа жолының шығу тесігінің радиусы, м;

a – ағыс құрылымының коэффициенті, 0,06...0,08-ге тең.

AA'' және BB'' шекаралары арасындағы ағыс учаскесі тұрақты масса ядросы деп аталады. Тұрақты масса ядросы және $A'AA''$ мен $B'BB''$ ағыстардың сыртқы шекаралары арасындағы кеңістік қосылған массамен толы, оның көлемі қозғалыс бағытына қарай ұлғаяды, ал жылдамдық кемиді. Қосылған масса еркін ағыс пен қоршаған кеңістік арасындағы масса алмасуды қамтамасыз етуде маңызды роль алады. Бұл алмасу ауа ағыны қозғалысының жылдамдығының көлденең лүпілдеуші құрамдастардың барлығымен байланысты.

(2.25) формула бойынша анықталатын ағыстың негізгі учаскесіндегі турбуленттік лүпілдеудің барынша қарқындылығы ағыстың 0,2...0,5 радиусына тең оның сыртқы шекарасынан ара қашықтықта байқалады. Бұл ретте турбуленттілік қарқындылығы ағыс бойымен ұлғаяды, ал лүпілдеу жиілігі азаяды. Ағыстың ось бөлігіне жататын ағында үлкен құйын байқалады.

Жылдамдықты бойлық құраушы v_x осьтен сыртқы шекара бағытына қарай кемиді, шекарада $v_x = 0$ мәніне ие болады. Оның осі бойындағы бастапқы қимадан жойылу шамасы бойынша кемиді және x ара қашықтықта мынаған тең шаманы құрайды

$$v_x = v_0 \frac{1,2}{\sqrt{\frac{ax}{R_0} + 0,41}}, \quad (2.42)$$

мұнда v_0 – құбыржолдан шығудағы жылдамдық, м/с.

Формуладан (2.42) ағыс жылдамдығын азайту процесі шексіздікке дейін нақты жалғаса береді, әзірше ағыс ноль жылдамдық кезінде шексіз кең болмайынша жалғаса береді.

Шығу тесігінен x жоюда дөңгелек ағыстың негізгі учаскесіндегі еркін қимада ауаның шығыны мына формула бойынша анықталады

$$Q = 2,18Q_0 \left(\frac{ax}{R_0} + 0,29 \right), \quad (2.43)$$

мұнда Q_0 – ағыстың бастапқы қимасындағы ауа шығыны, м³/с.

Еркін ағыс жайларда ауа алмасуды ұйымдастыру кезінде тиімді пайдаланылады. Ағыс көмегі кезінде ауа душы, ауа оазисі, ауа шымылдығы пайда болады. Конвекциялық жылу, бу, газ және шаң ағыс көмегімен жүзеге асырылады.

Еркін ағыс жер асты қазбаларында желдетуді ұйымдастыруда кеңінен таралады. Солардың көмегімен барлық мүмкін камералар желдетіледі, сондай-ақ айдау арқылы желдету кезінде тұйық қазбаларда кенжар алды бөлікті желдетіледі.

2.2 Аэродинамикалық кедергі

2.2.1 Кедергі заңы

Кедергі заңы деп ауа жолы бойындағы U ауа қозғалысының жылдамдығы немесе Q оның шығыны арасындағы тәуелділік аталады, осы кедергіні жеңу үшін шығындалуы қажетті h депрессиясы мен ауа жолының кедергісі аталады.

Тәжірибелі жолмен мұндай тәуелділік мына түрде болатыны белгіленген

$$h = k \cdot U^n \quad \text{или} \quad h = R \cdot Q^n, \quad (2.44)$$

мұнда k және R – желдету арналары мен құбыржолдарының пішініне, олардың өлшемдеріне және кедір-бұдырлығына байланысты болатын кедергі коэффициенттері (ламинарлық режим кезінде $n = 1$, турбуленттік режим кезінде $n = 2$).

Нақты есептеулерде n көрсеткішінің кейбір тұрақсыздығына қарамастан желдету есептерін шешу кезінде $n = 2$ қабылданады. Бұл желдету жүйесінде ауа ағындары қозғалысының турбуленттік режиміне байланысты.

Өнеркәсіптік желдетуде (2.44) түрдегі тәуелділік аспираторлық машинадағы қысымның жоғалуын анықтау кезінде пайдаланылады. Машиналар немесе агрегаттардың әрбір типі үшін кедергі коэффициенттерінің өз шамасы тәжірибелі жолмен анықталады, олар уақытша нормада немесе анықтамалық әдебиетте келтіріледі. Нормадан ауа шығыны ауытқыған кезде қысым шығынының шамасы өзгереді, желдетілетін объектідегі үйкеліс күшін жеңуде тұрақтылықты сақтау кезінде кедергі коэффициентінің шамасы өзгереді.

Тау-кен өнеркәсібінде бұзылған аймақта ауаның сүзілуі $1 < n < 2$ кезінде болады. Бұл жағдайда кедергі заңының екі мүшелі заңын пайдалану ұсынылады

$$h = R_{\text{л}} Q + R_{\text{т}} Q^2, \quad (2.45)$$

мұнда $R_{\text{л}}$ және $R_{\text{т}}$ – ауа қозғалысының ламинарлы және турбулентті режимі кезінде сүзгілеу арналарының кедергісі.

Кедергі коэффициенті және n көрсеткіші экспериментті өлшеулердің деректері бойынша анықталады. Ауа шығыны өзгерген кезде құбыржолының зерттелетін учаскесінде h_1 , Q_1 мен h_2 және Q_2 өлшемдері байқалады. Бұл деректерді кезек-кезекпен қоя отырып (2.44), логарифмдеуден кейін теңдеудің келесі жүйесін аламыз

$$\begin{cases} \ln h_1 = \ln R + n \cdot \ln Q_1; \\ \ln h_2 = \ln R + n \cdot \ln Q_2. \end{cases}$$

Теңдеудің бұл жүйесін шеше отырып, n және R ізделетін параметрлерін табамыз. Экспериментті өлшеулерді орындау кезінде ауа ағыны қозғалысының режимін өзгертпеу үшін ауа шығынын қатты өзгерту қажет емес.

2.2.2 Үйкеліс күшін жеңуге кететін қысым шығыны

Молекула аралық ілінісу күштерінің болуы ауа бөлшектерінің ауа жолының қабырғасына жабысуына мүмкіндік туғызады және ауа ағынына қатысты қабат қозғалысын тежейді. Бұл әсер қабырғадан жою шамасы бойынша азаяды, алайда толықтай жойылып кетпейді, әртүрлі жылдамдықта қозғалатын ауаның жекелеген көлемі және көршілес қабаттары арасында байқалады. Нәтижесінде үйкеліс күші (жанама кернеу) пайда болады. Басқа жағынан, ауа жолының беті, әсіресе тау-кен кәсіпорындарының жер асты қазбалардың беті кедір-бұдырлы, сондықтан қозғалатын ауа кедір-бұдырлық еңістеріне қысым көрсетеді, соның салдарынан екінші құрамдас – қысым күші пайда болады. Екі күш бірге пайда болады және қосынды әсер бойынша бағаланады, ол шартты түрде үйкеліс күші деп аталады.

Ауа жолының түзу сызықты учаскесіндегі үйкеліс күшін жеңуге кететін қысым шығыны (депрессия) ағынның бірінші типіне тән болғандықтан Дарси формуласы бойынша анықталады

$$h = \lambda \frac{\rho}{2} \frac{L}{d} v^2, \quad (2.46)$$

мұнда λ – үйкеліс күшінің коэффициенті;

ρ – ауа тығыздығы;

L – ауа жолының ұзындығы;

d – гидравликалық диаметр.

$d = 4S / C$ қойғаннан кейін, мынаны аламыз

$$h = \lambda \frac{\rho}{8} \frac{LC}{S} v^2. \quad (2.47)$$

Ауа ағыны қозғалысының ламинарлық режимі кезінде λ кедергі коэффициенті Re санына кері пропорционалды және мына түрдегі тәуелдікпен анықталады

$$\lambda = \frac{64}{Re} . \quad (2.48)$$

Турбуленттік қозғалыс кезінде үйкеліс коэффициентінің λ мәні Re санына, сондай-ақ ауа жолы қабырғасы бетінің сапасына байланысты. Бұл ретте құбырдың жағдайы салыстырмалы кедір-бұдырлық $\varepsilon = k / d$ шамасымен бағалануы мүмкін, ол құбыр диаметріне k шығыңқылықтың орташа биіктігіне қатынасын анықтайды. Re (2000...8000) шағын мәндері кезінде шекаралық қабат кедір-бұдырлық шығыңқылықтарын жабады, соның нәтижесінде ауа жолы гидравликалық тегіс сияқты жұмыс істейді. Бұл жағдайда есептеу үшін мына формуланы пайдалануға болады:

Блазиус	$\lambda = 0,3164 Re^{-0,25} ;$	
Никурадзе	$\lambda = 0,0032 + 0,221 Re^{-0,237} ;$	(2.49)
Шевелев	$\lambda = 0,25 Re^{-0,225} .$	

Re ұлғайтқан кезде шекаралық қабат қалыңдығы кемиді, кедір-бұдырлық шығыңқылықтарын ашады. Бұл жағдайда ауа жолы аэродинамикалық кедір-бұдырлы сияқты жұмыс істейді, кедергі коэффициентін анықтау үшін мына формула ұсынылады:

Никурадзе	$\lambda = \frac{1}{\left(1,74 + 2lg \frac{1}{\varepsilon}\right)^2} ;$	
Шевелев	$\lambda = \frac{0,021}{d^{0,3}} ;$	(2.50)
Шифринсон	$\lambda = 0,1\varepsilon^{0,25} .$	

Ауа жолының бағдарлы есептеулерінде $\lambda \cong 0,02$ қабылдау ұсынылады.

Жер асты қазбаларында түзу сызықты учаскелерде арынның жоғалуы мына формула бойынша анықталады

$$h = \alpha \frac{LC}{S} v^2 , \quad (2.51)$$

мұнда α – аэродинамикалық кедергі коэффициенті.

Формулаларды (2.47) және (2.51) салыстырмалы бағалау α және λ коэффициенттері өзара мына тәуелдікпен байланысты

$$\alpha = \lambda \frac{\rho}{8}, \quad (2.52)$$

қажет болса, осыны пайдалана отырып, бір коэффициенттен басқа коэффициентке өзара өту жүзеге асырылады.

Жер асты қазбалары үшін α коэффициентінің мәні – анықтамалық шамалары, деректер сол бойынша тиісті әдебиетте келтіріледі. Олар болмаған кезде экспериментті жолмен зертханалық немесе натуралы өлшеулер арқылы анықтауға болады.

Өйткені $v = Q / S$, (2.47) және (2.51) формулаларын мына түрде беруге болады:

$$h = RQ^2, \quad (2.53)$$

мұнда $R = \alpha \frac{LC}{S^3}$ немесе $R = \lambda \frac{\rho LC}{8 S^3}$. (2.54)

R шамасы үйкелістің аэродинамикалық кедергісі деп аталады. Кедергі өлшемділігі - Па·с²/м⁶.

2.2.3 Тау-кен қазбалары қабырғасын деформациялаудың олардың аэродинамикалық кедергісіне әсері

Техникалық әдебиетте бекітпенің қазіргі заманғы түрлерімен бекітілген әртүрлі пішіндегі және қимадағы тау-кен қазбалардың аэродинамикалық кедергісінің коэффициенттерін зерттеу жеткілікті кеңінен қамтылған. Турбуленттік режим кезінде α коэффициенттерінің шамасы нақты тұрақты болып қалады деп белгіленген. Өйткені көптеген тау-кен қазбаларында жақсы дамыған турбуленттікке орын бар, онда нақты есептеулерде α коэффициенттерін Re санына тәуелді емес деп санайды.

α коэффициентіне $\varepsilon = k/d$ қазбаның кедір-бұдырлық дәрежесі маңызды әсерін тигізеді. Автомодельдік, яғни Re санын ұлғайту кезінде α коэффициентінің тәуелсіздігі ε мәніне қарағанда тым ерте шығады.

Тау-кен қазбаның кедір-бұдырлығы негізінен бекітпенің алмасатын элементтерімен түзіледі, оның жақтауында ағыс қысылады және бекітілген рамалар арасындағы кеңістікте кеңейеді. Әрбір кеңейту және сығылу арын шығынымен ілесе жүреді. Бұл қайталаулар жиілігі бекітпенің бойлық калибрімен сипатталады $\delta = l/k$, мұнда l – бекітпенің көршілес элементтерінің осьтері арасындағы ара қашықтық; k – бекітпе шығыңқылығының биіктігі. δ 1-

ден 4...6-ға дейін ұлғайту кезінде α шамасы ұлғаяды, сосын азаяды. α азаюы қазба ұзындығының бірлігіне келетін рамалар санына байланысты қысқарады.

Коэффициент α қазбаның қимасына, периметріне және шаңдығына байланысты. Бұл ретте қазбалар ескіреді, олардың қимасы тау қысымының әсерінен азаятынын ескеру қажет, сондықтан α коэффициенттері бастапқы α_0 коэффициенттерден уақытша ерекшелене бастайды.

Шахталар мен кеніштерде жүргізілген экспериментті зерттеулер λ және α коэффициенттеріне әсер ететін факторлар арасында ауа жолы арнасы қабырғасының кедір-бұдырлығы, ауа арнасының ұзындығы мен периметрі бойынша олардың біркелкі еместігі барынша маңызды болып табылады. Бұл ретте тау-кен қазбаларының 90 %-ы бүйірлік массалық тасымалдау болмаған кезде, яғни $Q = \text{const}$ болғанда желдетіледі. Қарағанды көмір бассейні көмір шахталарында Қарағанды политехникалық институтының кеніш аэрологиясы және еңбекті қорғау кафедрасы жүргізген зерттеулер қазбалар қабырғаларының кедір-бұдырлығы алғашқы 11-14 ай ішінде тұрғызғаннан кейін мүлдем өзгермейтінін көрсетті. Әрі қарай α шамасы қазба қызметінің мерзіміне байланысты өседі. Алынған эмпирикалық формулалар тау-кен қазбаларының аэродинамикалық параметрлерінің және уақыт бойындағы аэродинамикалық кедергі коэффициенттерінің өзгерісін сипаттайды.

Металл арнайы бейінмен бекітілген қатты қазбалар үшін, көбінесе, уақыт бойымен α коэффициентінің өсу сипаты параболалық қисықтықпен сипатталады

$$\alpha = \alpha_0 (1 + 0,003t + 0,0004t^2), \quad (2.55)$$

ал тау жыныстары бойынша өтетін қазбалар үшін бұл тәуелділік сызықтық функция түрінде болады

$$\alpha = \alpha_0 (0,820 + 0,015t), \quad (2.56)$$

мұнда α – t уақыт моментінде қазбаның аэродинамикалық кедергісі коэффициентінің есептеу мәні, даПа·с²/м²;

α_0 – аэродинамикалық кедергі коэффициентінің кестелік мәндері, даПа·с²/м²;

t – қазбаның қызмет мерзімі, ай.

Коэффициент α қазбаның қызмет мерзіміне байланысты өседі және $t=20$ ай кезінде оның мәні кестеге қарағанда 1,5 есе артық. Егер қазбаның қызметету мерзімі 4 жылды құраса, онда нақты мәні α кестелік шамаға қарағанда 1,65 есе өседі. Тау жыныстары және қат қазбаларының аэродинамикалық кедергісінің коэффициенттерін салыстыру α алғашқы мәндері үшін неғұрлым ұзақ мерзімге өзгеріссіз қалады, ал әрі қарай оны ұлғайту сол бекітпелерде қат және аралас қазбаларға қарағанда баяу жүреді.

Тау-кен қазбаларын бекіту бекітпе элементтерін бұзуда және деформациялауда пайда болады, бұл ретте α коэффициентіне деформация процесі маңызды әсер етеді. Уақыт бойындағы тау-кен қазбалары қимасының ауданы сызықтық немесе квадраттық заң бойынша өзгереді, яғни қорытындысында α коэффициентінің ұлғаюына әкеледі.

Қазу учаскелері үшін қат қазбалары үшін

$$S = S_o (0,960 - 0,00027t^2), \quad (2.57)$$

мұнда t – бекітпені тұрғызғаннан кейін өткен уақыт, ай.

Тау жыныстары бойынша өтетін тау-кен қазбалары үшін

$$S = S_o (0,954 - 0,0033t). \quad (2.58)$$

(2.57) және (2.58) теңдеулерінен көрініп тұрғандай, деформациялау заңы 1- және 2- реттік көп мүше түрінде болады. Көптеген зерттеушілер $S(t)$ түрінің заңдылығы қисық сызықты өшуші функция түрінде болады. Экспериментті деректерді талдау көмір шахталарының тау-кен қазбаларының барлық типтері үшін (2.57) мен (2.58) тәуелдіктері мына түрдегі экспонентті қисықтықпен жоғары дәлдікпен жуықтайды

$$S = S_o \exp(a_3 t), \quad (2.59)$$

мұнда a_3 – эмпиристикалық коэффициент $a_3 < 0$.

Қазбалардың аэродинамикалық кедергісін есептеу кезінде олардың топырағы, жабыны, бүйірі әртүрлі кедір-бұдырлықта болатынын және аэродинамикалық кедергінің әртүрлі коэффициенттерін ескеру қажет. Көбінесе көмір кенжарларының тазарту қазбаларында, үйінді қабырғасында, жабын мен топырақ ауа қозғалысына әртүрлі кедергі жасайды.

α_s шамасын қалыптастыруға олардың қатысуын есепке алу үшін қазба учаске периметрі ұзындығы есебінен Π_i қазба қабырғалары кедір-бұдырлығының ықшамдалған моделін қарастырамыз,

$$\alpha\Pi = \sum_{i=1}^n \alpha_i \Pi_i, \quad (2.60)$$

мұнда $i \in [1, n]$ – периметрі бойынша әртүрлі кедір-бұдырлығы қазбалар учаскесінің саны;

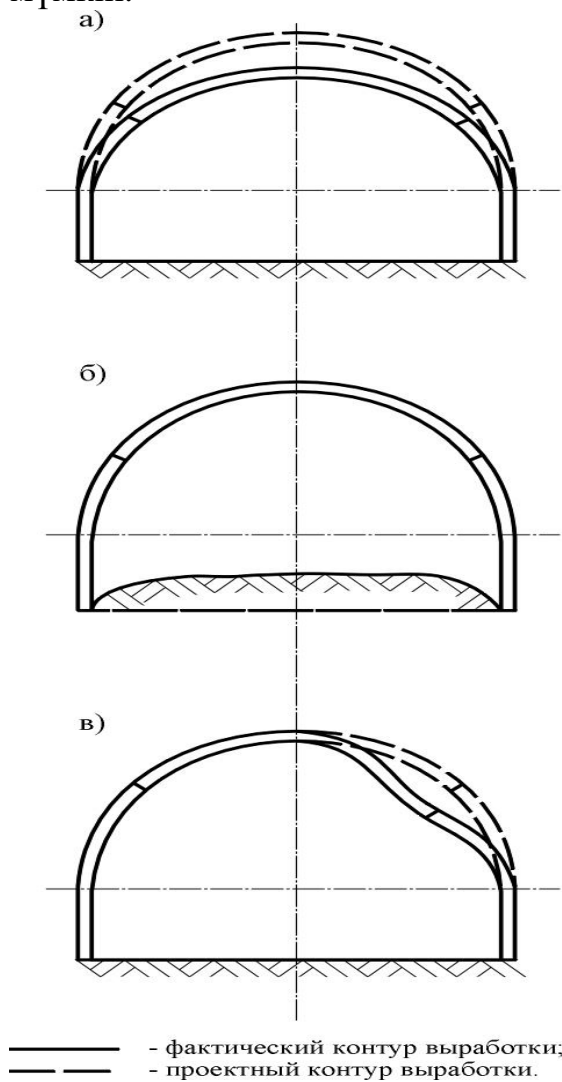
α_i – i -лі учаскедегі аэродинамикалық кедергі коэффициенті;

Π_i – i -лі учаскедегі қазба периметрінің ұзындығы.

Π_i/Π ара қатыстарынан α шамасы байланысты болады. Бұл ара қатыстар тау-кен қазбаларының деформациясы кезінде өзгеруі мүмкін. Көмір шахталарында қазбалардың үлкен бөлігі металл аркалы немесе трапециялы бекітпемен бекітіледі. Бұл қазбалардың аэродинамикалық кедергісі

коэффициенттерінің нормативті әдебиеттегі мәндері бекітпенің шөгуіне дейінгі жарықта, яғни $\alpha = \alpha_0$ кезінде беріледі. Аркалы бекітпе үшін қазба қимасының ауданына байланысты емес α_0 мәні тең $(2,0 - 2,2) \cdot 10^3 \text{ даПа} \cdot \text{с}^2/\text{м}^2$ және тек қазба бекітпесінің тығыздығына байланысты ғана түрленеді. Ал мысалы, қазба қабырғасының бекітілмеген учаскесінің аэродинамикалық кедергісінің коэффициенті $\alpha \approx (0,80 - 0,84) \cdot 10^{-3} \text{ даПа} \cdot \text{с}^2/\text{м}^2$ және анкерлермен бекітілген қазбалар үшін қабылданған мәндерге жақын.

Әрине, қазба қабырғасының деформациясы Π_i/Π ара қатысына әсер етуі тиіс. Апатты жағдайда болатын деформацияланған қазбалардың мысалдары 2.7-суретте келтірілген. Алайда әртүрлі кедір-бұдырлығы бар учаскелер ұзындығы ара қатысының өзгерісі нақты жағдайда α коэффициентіне елеулі әсер етпейді. Бұны бір-бірінен α_i мәндерінің шамалы айырмашылығы ретінде түсіндіруге болады. α коэффициентінің мәні маңызды, α_0 мәні 20...70%-ға өсуі мүмкін, бәрінен бұрын қазбаның гидравликалық диаметрін азайту есебінен мүмкін.



2.7-сурет. Тау-кен қазбалары

Әсіресе бұл процесс қат қазбаларда маңызды байқалады және тау жыныстары өтілген қазбаларда тым қарқынды жүреді. Экспериментті зерттеулер α коэффициенті мен тау қазбасы қимасының ауданы арасында сызықтық емес тәуелдік болады. Бұл тәуелділік тазарту қазбалары үшін әдетте экспонентті формуламен белгіленеді

$$\alpha = 10^{-3} U e^{-CS}, \quad (2.61)$$

мұнда U, C – эмпиристикалық коэффициенттер.

Бұл жерде $U = 5,94...9,93$, а $C = 0,15...1,19$. Конвейерлік қазбалар үшін $\alpha(S)$ салыстырмалы S дәрежеленген күрделі тәуелділік түрінде болады

$$\alpha = \frac{10^{-3} \cdot U}{S - E} + a. \quad (2.62)$$

Бұл жерде U, E, a – тұрақты сандар, олардың мәндері бекітпелер мен конвейерлердің әртүрлі типтері үшін жеке-дара.

Қарағанды бассейні жағдайы үшін

деформациясының сұлбасы

гиперболалық түрдегі $\alpha(S)$ функция тәуелділігін барынша жеткілікті сипаттайды.

$$\alpha = \alpha_0 \left(a_1 + a_2 \frac{S_0}{S} \right), \quad (2.63)$$

мұнда a_1, a_2 – эмпиристикалық коэффициенттер: $a_1 = 0,855$; $a_2 = 0,145$.

Формула (2.63) тазарту және учаске қазбалары үшін әділ. Эмпиристикалық коэффициенттерді таңдау тау-кен қазбаларын деформациялау динамикасын зерттеу және зерттелетін учаскеде аэродинамикалық кедергі коэффициентін экспериментті анықтау арқылы жүргізіледі.

Тау-кен қазбаларын деформациялау бүйірлік масса тасымалдау болмаған кезде аэродинамикалық кедергі коэффициентінің маңызды артуына әкеледі, ал бұл көмір шахталарын желдетуді жобалау бойынша басшылық жасау қабылданған. Бұл нәтижелер аэродинамикалық кедергілерді жобалау кезінде ескерілуі тиіс, өйткені олардың мәндері жер асты қазбалардың көлденең қимасының күшті деформациясы кезінде ($S_0/S > 4$) 40...50 есе ұлғаюы мүмкін.

$L(S = (S_1+S_2)/2)$ учаскеде S қазбаның орташа қимасы және R/R_0 қатынасы арасында мына түрдегі байланыс орнайды

$$\frac{R}{R_0} \approx \left(\frac{S_0}{S} \right)^{n_1}. \quad (2.64)$$

Коэффициенттерінің n_1 мәндерін талдау ($\max S/\min S$) $\leq 1,4$ шартын орындаған кезде $n_1 \approx 2,75$ қабылдауға болады.

$1,4 < (\max S/\min S) \leq 1,6$ аймағы үшін $n_1 \approx 2,90$ сәйкес, ал $(\max S/\min S) > 1,6$ – $n_1 \approx 3,05$, $\max S$ аймағы үшін – бұл қазба қимасы ауданы L максимум ұзындығы, ал $\min S$ – қиманың минимум ауданы. S_1 және S_2 ауа қозғалысы бағытына байланысты $\max S$ немесе $\min S$ болуы мүмкін. Ұзындығы бойынша қазба қимасы ауданы тұрақты немесе маңызды өзгерген жағдайда, яғни $S_1 = S_2 = S$, $n_1 \approx 2,68$. Алынған өрнек тау-кен қазбасының аэродинамикалық кедергісінің өсуін оны деформациялау кезінде бағалауға мүмкіндік береді.

2.2.4 Тау-кен қазбаларының аэродинамикалық кедергісіне бүйірлік масса тасымалдаудың әсері

Тау-кен қазбаларының бүйірлік қабырғалары арқылы өтетін ауаны сүзгілеу тау-кен қазбаларының аэродинамикалық жағдайына маңызды әсер етеді. Көмір шахталарындағы зерттеулер тазарту және ұсталған қазбалардың қабырғалары арқылы бүйірлік масса тасымалдаудың болуы кезінде аэродинамикалық кедергілер және үйкеліс коэффициенттерінің мәндері кестеге қарағанда елеулі ерекшеленетінін көрсетті. Басқа жағынан, ауыспалы режим

аймағында желдету арнасының ұзындығы бойынша ауаның бөлінген жылыстауының болуы үйкеліс коэффициентінің өсуіне әкеледі. Керісінше, ауыспалы режим аймағында желдету арнасының ұзындығы бойынша ауаның бөлінген жылыстауының болуы ламинарлық режимнен турбуленттік режимге ауысуды кешіктіреді, ал бұл үйкеліс коэффициентінің азаюына мүмкіндік береді.

Турбуленттік ағынға кейбір газдардың бүйірлік ағыны үйкеліс коэффициентінің азаюына әкеледі, олардың ламинарлық ағынға түсуі үйкелістің өсуіне мүмкіндік береді. Ағын қозғалысындағы ламинарлық режимнен турбуленттік режимге ауысу критерийі Рейнольдс Re саны болып табылады. Аэродинамикалық ағын арнасы қабырғасының кедергісі Re санының өсу шамасы бойынша азаюы тиіс. Алайда тау-кен қазбаларындағы аэродинамикалық кедергілерді зерттеу нәтижесі әрдайым бұл қорытындыны растамайды, яғни Re санының өсу шамасы бойынша α коэффициенті өспейді, ал ұлғаяды. Бұны тек желдету арнасына бөлінген бүйірлік ағындар немесе олардың жылыстауы есебінен ауаның айнымалы шығынына байланысты шекаралық қабаттағы ағын қозғалысы режимінің маңызды өзгерісімен түсіндіруге болады.

Қазбаның бүйірлік қабырғалары арқылы өтетін ауаның бүйірлік қайтуы мен келуі алынған учаскелердің кеңістіктері арқылы ауаның жылыстауына байланысты. Жылыстау шамасының максимум маңызы ойып алу учаскесін желдетудің тура ағынды сұлбасы кезінде байқалады, ауа қазып алынған кеңістіктегі тау жыныстары арқылы диагональ бағытта сүзіледі. Лаваны желдетудің қайтарымды сұлбасы кезінде тазарту қазбасынан ауа монтаж камерасына жағына қарай қозғалады, сосын параболалық траектория бойынша қазбаға кері қайтып келеді.

Бүйірлік масса тасымалдау жылдамдығы v_6 мына формула бойынша есептеледі:

$$v_6 = \frac{Q_2 - Q_1}{mL}, \quad (2.65)$$

мұнда m – көмір қатының алынатын қуаты, м;

L – қазбаның зерттелетін учаскесінің ұзындығы, м;

Q_1 – желдету ағынының жүрісі бойынша кірудегі ауаның осьтік шығыны, қазба қимасы, m^3/c ;

Q_2 – желдету ағынының жүрісі бойынша шығудағы ауаның осьтік шығыны, қазба қимасы, m^3/c .

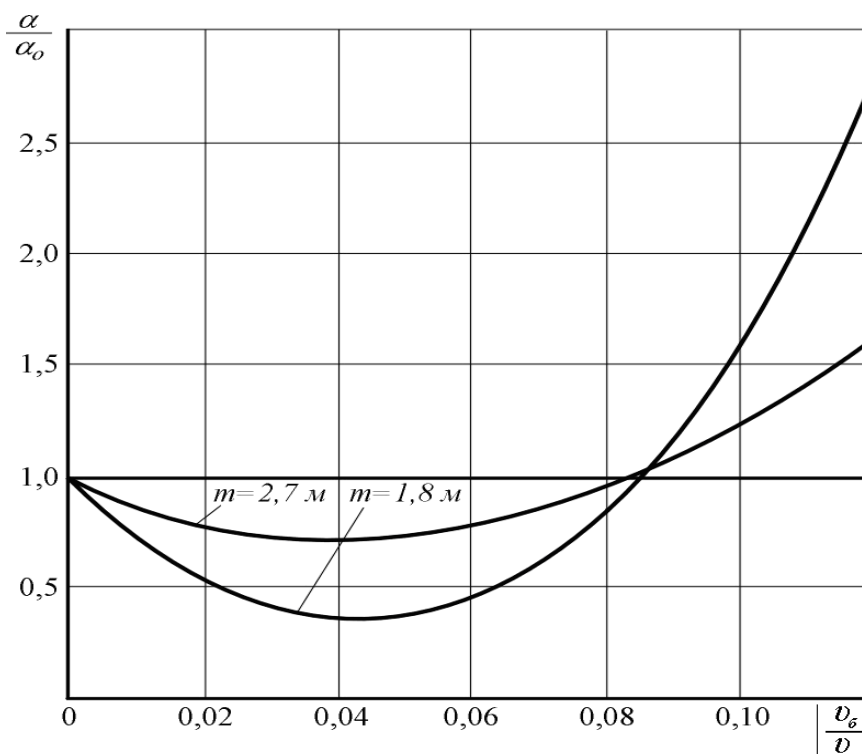
Бүйірлік масса тасымалдау v_6 жылдамдығы ауаның қайту немесе келуінің орташа көрсеткіші болып табылады, сондықтан ол бір немесе бірнеше өткізілетін қабырғасы бар тау-кен қазбасындағы жылдамдық өрісінің көлденең құрамдасымен сәйкес келмеуі мүмкін. Аэродинамикалық кедергінің α коэффициенті v қазбасындағы ауа ағыны қозғалысының жылдамдығымен, сондай-ақ бүйірлік масса тасымалдау v_6 жылдамдығымен де корреляцияланады.

Шамасының тах v_6/v қатынасы негізгі вектордағы бұрылу бұрышының тангенсін бейнелейді. Өйткені ауаның қайтуы мен келуі кезіндегі v_6 вектор бағыты өзгереді, онда бұл қатынастың белгісі де өзгереді. 2.8 –суретте α/α_0 коэффициенті ара қатысындағы қазбадан ауаның бүйірлік келуінің әсерін сипаттайтын қисықтық көрсетілген.

Бұл жерде α_0 мәні бүйірлік масса тасымалдау болмаған кезде S көрсетілген мәндері үшін тазарту қазбаларының аэродинамикалық кедергі мәні болып табылады. α_0 мәні кез келген механикаландырылған бекітпелер үшін нормативтік анықтамалықтан алынуы немесе табуляцияланған болуы мүмкін. Функцияны таңдау кезінде ескерілді, $\alpha/\alpha_0=1$ кезінде $|v_6/v| = 0$.

Регрессиялық және корреляциялық талдау $\alpha(|v_6/v|)$ функциясы барлық үш жағдайда мына түрдегі екінші дәрежелі көп мүшені білдіреді

$$\alpha = \alpha_0 \left(1 - 22,9 \left| \frac{v_6}{v} \right| + 259 \left(\left| \frac{v_6}{v} \right| \right)^2 \right)^{0,4m} . \quad (2.66)$$



2.8-сурет. Ауаның бүйірлік қайтуы кезіндегі $\alpha = f(v_6)$ функция графигі

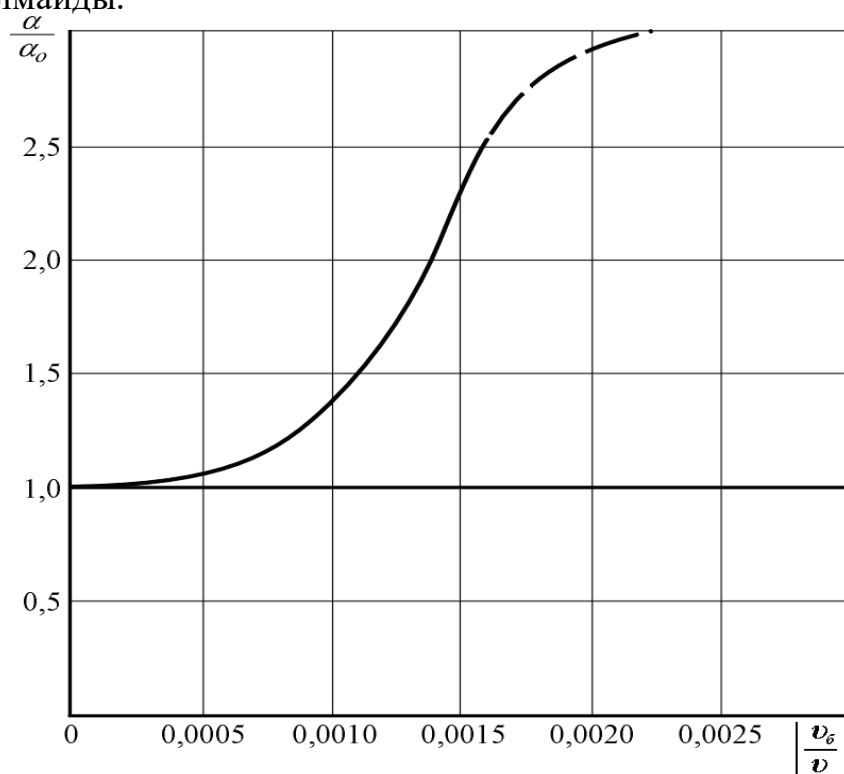
Қолдайтын қазбаға, олардың аэродинамикалық кедергісіне ауаның келуі әсер етуі ауаның шекаралық қабатының еніне және ауа ағынын турбуленттеу дәрежесіне байланысты болады. Барлық нұсқада α коэффициенттері қазба қимасы ауданына әсерін бақылау қажет екенін атап өту керек.

Ауаның бүйірлік келуінің α/α_0 коэффициенттерінің ара қатысына әсерін сипаттайтын графикалық тәуелділік 2.9-суретте берілген. Аталған

экспериментті зерттеулер α/α_s қатынасы $|v_\delta|/|v|$ дәрежеленген тәуелділікте және m қаттың алынатын қуатына байланысты. Алынған теңдеу мына түрде болады:

$$\alpha = \alpha_0 \left(1 + 3,5m^{0,8} \left(\left| \frac{v_\delta}{v} \right| \right)^{0,25} \right). \quad (2.67)$$

Ұсталынатын қазбалар үшін $|v_\delta|/|v|$ ара қатыс 0-ден 0,07-ға дейінгі диапазон шегінде болады, бұл қазылған учаскенің өңделген бөлігінің ұзындығы тазарту қазбасының ұзындығына қарағанда елеулі үлкен екенімен түсіндіріледі. Қазба қимасы ауданының α коэффициенті өзгерісінің шамасына әсері бұл жағдайда болмайды.



2.9-сурет. Ауаның бүйірлік келуі кезінде $\alpha = f(v_\delta)$ функциясының графигі

Бүйірлік массаны тасымалдауды желдету қайтымды-тура сұлбасы кезінде тек тазарту қазбасында ғана болады, онда ауаның қайтуы мен келуі байқалады. Бұл ретте қазбаның аэродинамикалық кедергісінің елеулі азайғаны байқалмайды, яғни тазарту қазбасының аэродинамикалық кедергісін желдетудің қайтымды-тура сұлбасы кезінде α коэффициентінің табуляцияланған мәндері бойынша есептеуге болады.

2.2.5 Аспирацияланған құбыр жолдардың аэродинамикалық кедергісіне шаң түзілімдерінің әсері

Аспирацияланған жүйеде әдетте құбыр жолдардың дөңгелек қимасы пайдаланылады, себебі олар тікбұрышты және квадраттыға қарағанда салыстырмалы неғұрлым төмен аэродинамикалық кедергісі болады. Аспирацияланған құбыр жолдарда шаң аэрозольдарының тасымалдау процесінде шаң түзілімдері жинақтала береді. Бұл ретте құбыр жолдардың қабырғасына жабысып қалған шаң есебінен оның седиментациялауы құбыр жол желісіндегі аэродинамикалық кедергісінде күрт ұлғаяды, аспирациялық қондырғылар өнімділігі түседі.

Құбыр жолдардың аэродинамикалық кедергісінің өзгерісіне әсер ететін параметрлер арасында b шаң түзілімдерінің қалыңдығы, сондай-ақ λ_0 құбыр жолдар қабырғаларының үйкеліс коэффициенттері және λ_b шаң түзілімдерінің беттері болып табылады. Үйкеліс коэффициенттерінің маңызы материалдар бетінің кедір-бұдырлығына байланысты болады. Аэродинамикалық кедергі және үйкеліс коэффициенттерін есептеу кезінде ұзындығы мен периметрі бойынша құбыр жолдар қабырғасы кедір-бұдырлығының біркелкі еместігін ескермеуге болады. Аспирациялық жүйелерді жобалау кезінде шаң түзілімдері бетінің кедір-бұдырлығы, негізінен, құбыр жолдары материалдары бетінің кедір-бұдырлығын ескеру қажет. Диаметрі 100 мм-ден 1500 мм-ге дейінгі болат құбыр жолдары қабырғасының кедір-бұдырлығы әдетте 100 мкм құрайды. Шаң түзілімдерінің кедір-бұдырлығы шаң бөлшектерінің орташа өлшемдеріне байланысты және кең шекте өзгереді. Өнеркәсіптік шаңдағы дисперстің құрамы негізінен өлшемі 10-ден 250 мкм-ге дейінгі бөлшектер берілген. Фракцияның әктас шаңында 40-ден 250 мкм-ге дейінгі шаңы 85 %-ды асады және тек 7,96 %-ы ғана 250 мкм-ден асады. Алайда көмір шаңында 97 %-ға дейінгі шаң өлшемі 40 мкм-ге дейінгі бөлшектерді құрауы мүмкін. Сондықтан, құбыр жолы кедір-бұдырлығының өзгерісі, олардың шаңмен толтыру кезінде, сондай-ақ аспирациялық қондырғылардың аэродинамикалық параметрлерін жобалау әдістерін әзірлеу кезінде ескеру қажет.

Құбыр жолы тазалығының дәрежесі S_0/S ара қатысы арқылы белгіленеді, мұнда S – шаң түзілімінен еркін құбыр жолының көлденең қимасының ауданы; S_0 – таза құбыр жолы көлденең қимасының ауданы. Экспериментті зерттеулердің деректері бойынша α/α_0 ара қатысы мына түрдегі тәуелдікте сипатталады

$$\frac{\alpha}{\alpha_0} = \frac{\lambda_0 P_0 + \lambda_b P_b}{\lambda_0 (P_0 + P_b)}, \quad (2.68)$$

мұнда P_0 – жабылмаған түзілген шаңның, құбыр жолы қалдық қимасы периметрі бөлігінің ұзындығы, м;

P_b – шаң түзіліміне келетін құбыр жолы қалдық қимасы периметрі бөлігінің ұзындығы, м.

Аэродинамикалық коэффициенттер есебінен таза R және ласталған R_0 құбыр жолдарының аэродинамикалық кедергілерінің ара қатысы келесі тәуелділікте былай сипатталады:

$$\frac{R}{R_0} \approx \frac{\alpha}{\alpha_0} \left(\frac{S_0}{S} \right)^3. \quad (2.69)$$

Π_0 , Π_b параметрлерін b шаң түзілімінің қалыңдығы арқылы беруге болады. Құбыр жолындағы шаң түзілімінің графикалық сұлбасы r қисықтығының радиусымен сипатталатын қисықтықпен сипатталуы мүмкін. Схемада (2.10-сурет) шаң шөгінділері бетінің барынша сипатты конфигурациясы берілген.

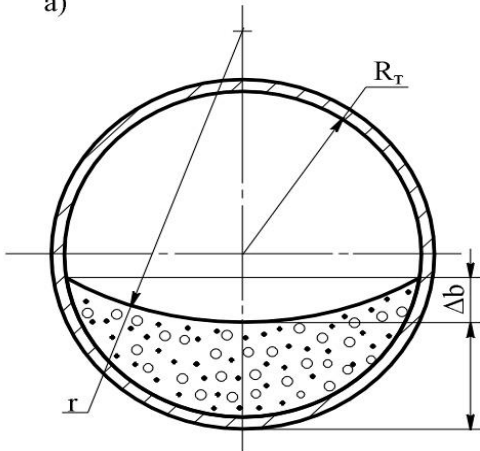
Π_0 , Π_b шамаларының мәні мына формула бойынша анықталады:

$$\Pi_0 = 2R_T \left[\frac{\pi}{2} - 2 \arcsin \left(\frac{b + \Delta b}{R_m} - 1 \right) \right]; \quad (2.70)$$

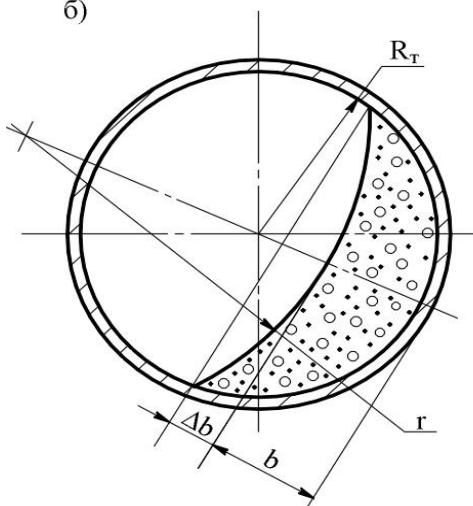
$$\Pi_b = 2r \left[\arcsin \left(\frac{\Delta b}{r} - 1 \right) + \frac{\pi}{2} \right]. \quad (2.71)$$

Теңдеулер (2.70) (2.71) жүйесі b және Δb құбыр жолында шаң шөгінділерінің белгілі параметрлері кезінде λ_0 және λ_b коэффициенттерін экспериментті анықтау нәтижесі бойынша α және R жаңа мәндерін есептеуін жүргізуге мүмкіндік береді.

а)



б)



2.10-сурет. Құбыр жолда шаң шөгінділерінің сұлбасы:
 а – тең горизонтты учаскеде;
 б – горизонт учаскеде, құбыр жолы бұрылған кезде

Құбыр жолы аэродинамикалық кедергісіндегі шаң шөгінділері қалыңдығына сандық модельдеудің әсері, (2.68), (2.69) формулалары құбыр жолы радиусынан 30 %-дан аспайтын шаң шөгінділерінің қалыңдығы кезінде ғана тиімді қолданылуы мүмкін.

Шаң шөгінділері қалыңдығына әсер етудің есептеу нәтижелері: $\lambda_0 = 1,0 \cdot 10^{-2}$; $\lambda_b = 2,0 \cdot 10^{-2}$; $R_T = 0,3$ м мына 2.1-кестеде келтірілген.

2.1-кесте. Құбыр жолы аэродинамикалық кедергісіндегі шаң шөгінділерінің әсері

b , м	S , м ²	Π_1 , м	Π_2 , м	α/α_0	R/R_0
0,2	0,1934	1,071	0,593	1,356	3,739
0,4	0,0748	0,651	0,539	1,453	49,517

Алынған нәтижені талдау α / α_0 аэродинамикалық кедергі коэффициенттерінің маңызды өсуін көрсетеді, R/R_0 . құбыр жолы аэродинамикалық кедергісінің үлкен өсуін көрсетеді. Шаң шөгінділерінің $b > 0,3R_T$ қалыңдығы болғанда құбыр жолдар үшін α және R шамасын есептеу ласталған құбырдың D гидравликалық диаметрін азайту есебінен жүргізу қажет. Мысалы, шаң шөгінділерінің $b = 0,2$ қуаты кезінде құбыр жолының таза қимасында қалған гидравликалық диаметрдің жана мәндері $D = 0,465$ м құрайды, өйткені бастапқы мәні $D = 2R_T = 0,6$ м. Шөгіндінің қуаты кезінде $b = 0,4$, $D = 0,251$ м. Никурадзе формуласы бойынша есептеулер $D = 0,465$ м кезінде λ_0 жаңа мәні шамамен $1,045 \cdot 10^{-2}$, және $D = 0,251$ м кезінде $1,17 \cdot 10^{-2}$ құрайтынын көрсетті. Осыған сәйкес, λ_b бірінші жағдайда $2,13 \cdot 10^{-2}$ –ға дейін ұлғаяды, ал екінші жағдайда $2,51 \cdot 10^{-2}$ –ға дейін ұлғаяды. Осыны ескере отырып, α / α_0 және R/R_0 ара қатыстарының мәнін көрсетілген шамада ұлғайту қажет.

2.2.6 Жергілікті кедергілердегі қысым шығыны

Жергілікті кедергілерге ауа ағыны қозғалысының пішіні, өлшемі, жылдамдығы және бағытының күрт өзгерістері бар жерлер жатады. Негізінен бұл күрт кеңейтулер, тарылулар мен бұрылыстар, желдету ағындарының тармақталу және әсер етулер. Аталғандардан басқа шахта жағдайы үшін сондай-ақ бүйірлік кедергі, желдету терезелері, кроссингтер, желдету арналары және т.б. жатады. Жергілікті кедергілердегі қысым шығыны әдетте үйкеліс күшін жеңуге кететін қысым шығынын басып озады. Бұл жергілікті кедергілерді желдету міндеттерін шешу кезінде ескеру қажет.

Жергілікті кедергілердегі қысым шығыны Вейсбах формуласы бойынша анықталады:

$$h_m = \xi \frac{v^2}{2} \rho, \quad (2.72)$$

мұнда h_m – жергілікті кедергідегі қысым шығыны, Па;

ξ – жергілікті кедергі коэффициенті;

v – ауа ағыны қозғалысының орташа жылдамдығы, м/с.

Негізінен, жергілікті кедергі коэффициенттері жылдамдықты көрсете отырып, экспериментті түрде анықталады, сол кезде олар есептеледі және кестеге жазылады. Практикада тегіс өнеркәсіптік құбыр жолдар үшін кестені жасаған кезде және коэффициенттер мәндерін есептеуді жүргізу кезінде тек геометриялық өлшемдерге байланысты деп саналады, қабырғаның ішкі бетінің кедір-бұдырлығына әсер етеді.

Шахталы желдету жүйелері өнеркәсіптік желдету жүйелерінен ерекшеленеді, олар әртүрлі текті жүктерді жылжыту үшін, пайдалы қазбалар және тау жыныстарының бетінен алу және беру, сондай-ақ жұмыс орындарына адамдардың баруы мен қайтуы үшін бір уақытта қызмет етеді.

Экспериментті зерттеулер бұл жағдайда ξ коэффициенті тек жергілікті кедергі түріне байланысты емес, сонымен қатар жер асты тау қазбалары бетінің кедір-бұдырлығының дәрежесіне де байланысты екенін көрсетті. Төменде өнеркәсіптік және шахта ауа жолдарының жергілікті барынша таралған типтері үшін ξ коэффициентін есептеуге мүмкіндік беретін тәуелділіктер келтірілген.

2.2.7 Ағынды кеңейтуге, тарылтуға және бұруға кететін қысым шығыны

Күрт кеңейген жерлерде шектелген кеңістікте тарайтын еркін ағынның келесі түзілуін кеңейту шекарасы бар ауа ағынының кедергісі болып табылады. Ағыстың кіруі жағынан қабырғаға жанасатын бұрышта тоқырап қалған құйын аймағы пайда болады. Олардың түзілу себептері еркін ағысты кеңейту сырттан ауа ағынысыз келетін жағдай болып табылады. Сондықтан ауа жолының қабырғалары және ағынның еркін шекарасы арасындағы кеңістікте тұрақты қол жуу және еркін ағысқа ауаның кейбір мөлшерінің қосылуы өтеді.

Себебі тоқырау аймағында жоғары энергиясы бар ауаның құйынды көлемі келіп түседі, ал тоқырау аймағынан шағын энергиясы бар негізгі ағынға келеді, онда негізгі ағыннан энергиядан тұрақты жылыстауға орын бар, ол жылу түрінде тарайды және (2.72) формула бойынша тараулы мүмкін.

Күрт кеңейту кезінде қысым шығынының шамасы ауыспалы қималар конструкцияларға әсер етеді, қорытындысында жергілікті кедергі коэффициентіне маңызды әсер етеді.

Жергілікті кедергі коэффициенті тегіс құбыр жолдар үшін (2.11, *a*-сурет) ағын күрт кеңейген кезде $\xi_{e,p}$ мына формула бойынша анықталады

$$\xi_{e,p} = \left(1 - \frac{S_1}{S_2}\right)^2, \quad (2.73)$$

мұнда S_1 – ауа жолының тар көлденең қимасының ауданы, m^2 ;

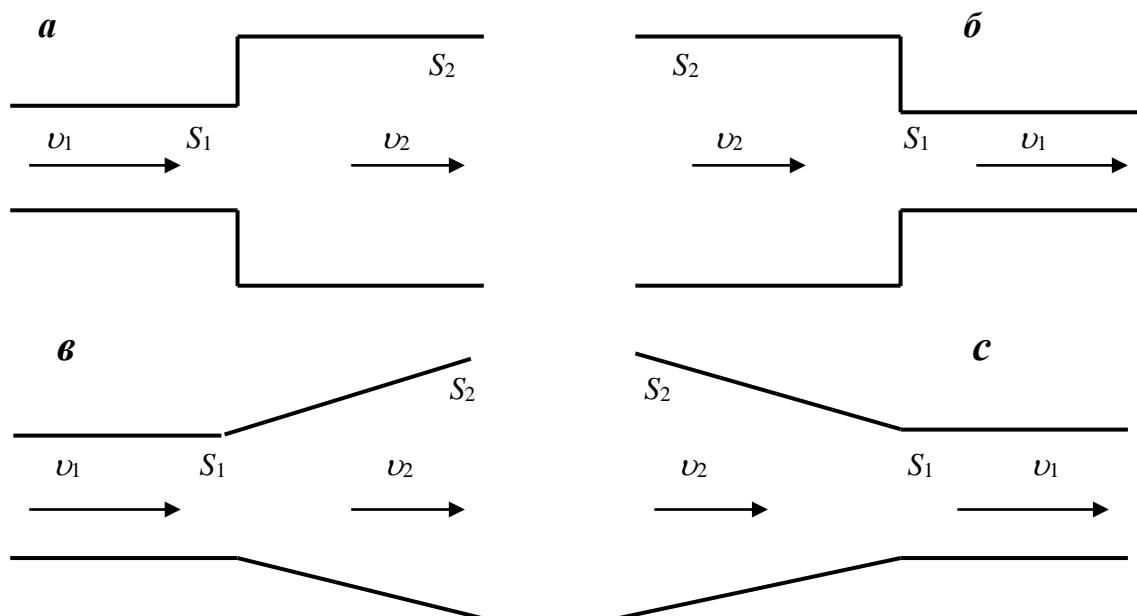
S_2 – ауа жолының кең көлденең қимасының ауданы, m^2 .

(2.73) формула бойынша анықталатын жергілікті кедергі коэффициенті ауа жолының аз қимасында ағын жылдамдығына қатысты. Сондықтан күрт кеңейтуді жеңу кезінде арын шығыны v_1 жылдамдық есебінен табу ұсынылады.

Тау-кен қазбаларының кедір-бұдырлығын ескеруі қажет шахталар үшін күрт кеңейту $\xi_{в.р.ш}$ коэффициенті мына формула бойынша анықталады

$$\xi_{в.р.ш} = \xi_{в.р} \left(1 + \frac{\alpha}{0,01} \right), \quad (2.74)$$

мұнда α – тау-кен қазбаларының аэродинамикалық кедергілерінің коэффициенті.



2.11-сурет. Жергілікті кедергілер сұлбасы

Ауа ағыны күрт тарылған кезде, кең қимадағы ауа жолының бетінен жырылып, ауа жолының кіруіндегі тар бөлігінде де кең бөлігінде сығылады. Ауа ағыны деформациясына құйынды аймақтардың пайда болуы және оларды ұстауға энергияның бір бөлігі жұмсалады, оның сандық шамасы күрт тарылу коэффициентіне маңызды байланысты.

Тегіс құбыр жолдар үшін жергілікті кедергі коэффициенті күрт тарылған кезде $\xi_{в.с.}$ (2.11, б-сурет), S_1 тар қимасының ауданының S_2 кең қимасының ауданына қатынасына байланысты 2.2-кестеде анықталады.

2.2-кесте. Тегіс ауа жолдары үшін күрт тарылған кезде жергілікті кедергі коэффициентінің сандық мәндері

S_1/S_2	1	0,9	0,8	0,7	0,6	0,5	0,4	0,3	0,2	0,1
-----------	---	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----

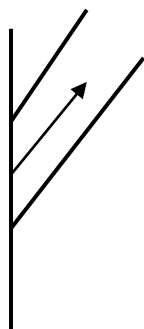
$\xi_{в.с}$	0	0,05	0,10	0,15	0,20	0,25	0,30	0,35	0,40	0,45
-------------	---	------	------	------	------	------	------	------	------	------

Шахта қазбалары үшін күрт тарылудың жергілікті кедергі коэффициенті $\xi_{в.с.ш}$ мына шарттан анықталады

$$\xi_{в.с.ш} = \xi_{в.с} \left(1 + \frac{\alpha}{0,013} \right). \quad (2.75)$$

Жергілікті кедергі коэффициенті тәжірибе көрсеткендей құбыр жолынан еркін кеңістікке ауа ағыны енген кезде шығыңқысыз 90° бұрышта қабырғаға жасалған мынаған тең

$$\xi_{вх} = 0,5.$$



Кіруде кедергі $\delta \neq 90^\circ$ (2.12-сурет) бұрышпен кіру учаскесін жасау кезінде ұлғаяды.

Жергілікті кедергі коэффициенті дөңгелек немесе квадратты саңылау үшін мына формула бойынша анықталады

2.12 –сурет. Құбыр қабырғасына жасалған ағынның кіруі

$$\xi_{вх} = 0,5 + 0,3 \cos \delta + 0,2 \cos^2 \delta, \quad (2.76)$$

мұнда δ – қабырға бетіне қатынасы бойынша құбырдың көлбеу бұрышы, град.

Кірудегі қысым шығыны коллектор болмаған кезде азаяды, яғни бірқалыпты кіруді қамтамасыз еткен жағдайда азаяды. Коллекторды пайдалану қажет болғанда, жергілікті кедергі $\xi_{вх}$ коэффициентін анықтамалық әдебиеттен анықтау қажет.

Жергілікті кедергі коэффициенті ауа құбыр жолынан еркін кірген кезде шығу қимасының жылдамдығына қатысты, $\xi_{вых} = 1,0$.

Диффузордағы қысым шығыны (2.11, в-сурет) күрт кеңею кезіндегі шығындарға ұқсас, бірақ U_1 жылдамдықтан U_2 жылдамдыққа бірқалыпты ауысу салдарын кейбір азайтулармен ұқсас. Сондықтан тар бөліктегі жылдамдыққа қатысты диффузордың жергілікті кедергі коэффициенті тең

$$\xi_{\delta} = k_{см} \left(1 - \frac{S_1}{S_2} \right)^2, \quad (2.77)$$

мұнда $k_{см}$ –диффузордың ашылу бұрышына, диффузорға кіру алдында ағынның типіне және жағдайына байланысты жұмсарту коэффициенті.

2.3-кестеде үйкелістегі шығын есебінен және диффузорға кіру жылдамдығын біркелкі бөлу жағдайына кезінде β ашылу бұрышына байланы $k_{см}$ жұмсарту коэффициентінің мәні келтірілген.

Егер ашылу бұрышы 13° -тан асып кетсе, онда шектелген аймақта құйынның қарқынды түзілуі және кеңейетін диффузор ішінде еркін ағыстың түзілуі бар ауа жолының қабырғасының ағыны бөлінеді. Мұндай диффузорда қысым өлшемі ағынның күрт кеңеюі кезіндегі шығындармен өлшенген. Бұл жағдайда бір қимадан басқа қимаға өтуді күрт кеңею негізінде қамтамасыз етуге болады.

2.3-кесте. Жұмсарту коэффициентін анықтауға арналған жиынтық деректер

β , град	4	6	8	10	12	14	16	20
k_{cm}	Конустық диффузорлар							
	0,05	0,08	0,11	0,15	0,19	0,23	0,27	0,46
k_{cm}	Пирамидалы диффузорлар							
	0,05	0,09	0,15	0,25	0,35	0,46	0,57	0,77

Кестеден пирамидалы диффузорда қысым шығыны конустық диффузорларға қарағанда неғұрлым маңызды екені көрсетіледі. Пирамидалы диффузорларда бұрыштың болуы құйынның түзілуі және оларды қолдауға кететін неғұрлым қарқынды шығынға әкеледі.

Ағын қозғалысының бағыты бойынша бірқалып тарылатын ауа жолының элементтері (2.11, 2-сурет) конфузорлар деп аталады. Конфузорда δ° тарылу бұрышы 5° –дан артық емес, қысым шығыны үйкеліс күшін жеңімен байланысты. 5° -дан жоғары δ° конус ұлғайған кезде тар қимадағы u_1 жылдамдыққа қатысты ξ_k конфузордың жергілікті кедергісінің коэффициенті 2.4-кестеде келтірілген мәндері ұлғаяды және қабылдайды. Кенішті желдету жағдайы үшін кедір-бұдырлықты түзету енгізілмейді, өйткені шахта қазбалары желісінде конфузорлар кездеспейді, олардың кедір-бұдырлығы 2.4-кестеге қарағанда жоғары.

2.4-кесте. Конфузорлардың жергілікті кедергісі коэффициенттерінің мәндері

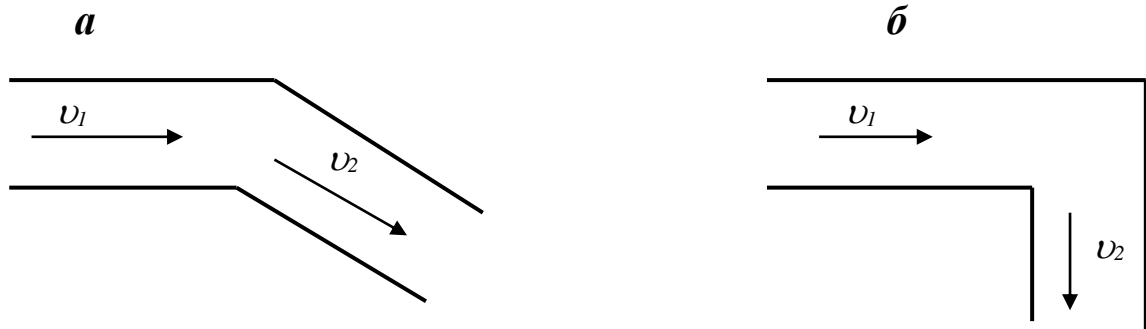
Тарлыу бұрышы, δ°	5°	10°	15°	20°	25°	30°	40°	50°
Кедергі коэффициенті, ξ_k	0,06	0,17	0,18	0,20	0,22	0,24	0,28	0,31

Жергілікті кедергі бұрылыс кезінде бағыт бойынша ауа ағыны жылдамдығының өзгерісіне байланысты. Ағын бағыты өзгерген кезде сипатты элемент ағын мен желінің ауытқу сызығы арасындағы δ бұрылу бұрышы болып табылады, ағынның түзу сызықты бағытынан оның ауытқуына дейін жалғасы болып табылады.

Үшкір жиектері, шаршы немесе дөңгелек қимасы бар қарапайым бұрылыс үшін (2.13, а-сурет) δ бұрылу бұрышына байланысты ξ_n тегіс құбырлар үшін жергілікті кедергі коэффициенті мына формула бойынша анықталады

$$\xi_n = k \delta^2, \quad (2.78)$$

мұнда k – пропорциональ коэффициенті, $k = 1,73 \cdot 10^{-4}$;
 δ – бұрылу бұрышы, град.



2.13-сурет. Ауа ағындары бұрылысының сұлбасы

Шахта қазбаларының жергілікті кедергісінің коэффициенті $\xi_{n.u}$ үшкір жиектері бар бұрылыстың тік бұрышы кезінде (2.13, б-сурет) мына формула бойынша анықталады: $H/b = 0,2 \div 1$ қатынасы кезінде

$$\xi_{n.u} = (\xi_n + 28,54\alpha) \cdot \frac{1}{0,35 + 0,65 \frac{H}{b}}; \quad (2.79)$$

қатынасы кезінде $H/b = 1 \div 2,5$

$$\xi_{n.u} = (\xi_n + 28,54\alpha) \frac{b}{H}, \quad (2.80)$$

мұнда H – қазба биіктігі, м;

b – қазба ені, м.

α – бұрылысы бар қазбаның аэродинамикалық кедергісінің коэффициенті, $\text{Па} \cdot \text{с}^2/\text{м}^2$;

Бұрылыстың кез келген бұрышы үшін

$$\xi_{n.u}^* = x \xi_{n.u}, \quad (2.81)$$

мұнда x – ағыс бұрылысының бұрышын ескеретін түзету коэффициенті.

x коэффициентінің мәндері ағыс бұрылысының бұрышына байланысты 2.5-кестеде келтірілген.

Тұрақты қимасы бар дөңгелетудің үлкен радиусы бар ағын бұрылысы түзу сызықты учаскеде де, дөңгелету учаскесінде де кері қайтару деп аталады.

2.5-кесте. Қазба бұрылысының бұрышына байланысты χ коэффициентінің мәндері

Бұрылыс бұрышы, град.	10	30	45	60	90	110	120	140
Коэффициент χ	0,05	0,19	0,33	0,51	1	1,63	1,98	2,43

Қайтарудың жергілікті кедергісінің ξ_{om} коэффициенті r дөңгелету радиусына және b ауа жолының еніне байланысты (2.6-кесте.).

Дөңгелету радиусы бар қайтару үшін $r > 10b$ кедергіні түзу сызықты учаске үшін үйкеліс кедергісі ретінде санау ұсынылады.

Өндіріс жағдайында қарастырылатын қайтарулардан басқа қайтарулардың әртүрлері кездеседі. Бұл жағдайда ξ_{om} жергілікті кедергі коэффициентін анықтау үшін тиісті анықтамалық әдебиетті қарау ұсынылады.

2.6-кесте. Ауа жолының тегіс қабырғалары бар 90° бұрылу бұрышымен қайтарудың жергілікті кедергісі коэффициенттерінің мәндері

r/b	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
ξ_{om}	0,31	0,21	0,16	0,131	0,125	0,115	0,108	0,10	0,095	0,09

4-мысал. S_1 қимасы бар L_3 дөңгелек ауа жолының ұзындығын анықтау керек, ондағы қысым шығыны $S_1 = 0,5 \text{ м}^2$ қимасынан $S_2 = 0,8 \text{ м}^2$ қимасына өткен кезде күрт кеңеюдегі қысым шығыны эквивалентті. Берілген учаскедегі ауа шығыны $-15 \text{ м}^3/\text{с}$.

Шешімі. S_1 қимасы және L_3 ұзындығы бар ауа жолының түзу сызықты учаскесіндегі h_n арын шығыны (2.53) және (2.54) сәйкес, мына формула бойынша табамыз

$$h_n = \lambda \frac{\rho C_1 L_3}{8 S_1^3} Q^2.$$

(2.72) формуласы бойынша күрт кеңеюді жеңудегі арын шығынын анықтаймыз

$$h_{e.p} = \xi_{e.p} \frac{\rho}{2} v_1^2.$$

Эквиваленттілік шарты бойынша $h_n = h_{e.p}$, сондықтан

$$\lambda \frac{\rho C_1 L_3}{8 S_1^3} Q^2 = \xi_{e.p} \frac{\rho}{2} v_1^2. \quad (2.82)$$

Осы жерде

$Q = v_1 S_1$, табамыз

$$L_3 = \frac{4\xi_{e.p} S_1}{\lambda C_1}. \quad (2.83)$$

Жергілікті $\xi_{e.p}$ кедергі коэффициентін мына формула (2.73) бойынша табамыз

$$\xi_{e.p} = \left(1 - \frac{S_1}{S_2}\right)^2 = \left(1 - \frac{0,5}{0,8}\right)^2 = 0,141.$$

Шевелев (2.50) формуласы бойынша λ үйкеліс кедергісінің коэффициентін анықтаймыз

$$\lambda = \frac{0,021}{d^{0,3}} \quad (2.84)$$

Дөңгелек көлденең қиманың ауа жолы үшін

$$d_1 = \sqrt{\frac{4S_1}{\pi}} = \sqrt{\frac{4 \cdot 0,5}{3,14}} = 0,798 \text{ м.}$$

(2.84)-ға сандық d_1 мәндерді қоя отырып, мынаны аламыз

$$\lambda = \frac{0,021}{0,798^{0,3}} = 0,022.$$

Ауа жолының периметрі $C_1 = \pi \cdot d_1 = 3,14 \cdot 0,798 = 2,507$ м.

$\xi_{e.p}$, λ , S_1 және C_1 параметрлерін (2.83)-ға сандық мәндерді қойғаннан кейін, түпкілікті мынаны аламыз

$$L_3 = \frac{4 \cdot 0,141}{0,022} \cdot \frac{0,5}{2,507} = 5,112 \text{ м.}$$

5-мысал. Егер аэродинамикалық кедергінің коэффициенті $\alpha = 15,6 \cdot 10^{-3}$ Па·с²/м²болса, онда ені $b = 2,5$ м және биіктігі $H = 2$ м қазбада 90⁰бұрышпен ауа ағыны бұрылған кезде жоғалтатын депрессияны анықтау керек. Бұрылыс учаскесіндегі ауа шығыны - 30 м³/с.

Шешімі. Ауа ағыны бұрылысындағы арын шығыны мына формула бойынша анықталады

$$h_n = \xi_{n.u} \frac{\rho}{2} v^2. \quad (2.85)$$

$H/b = 2 / 2,5 = 0,8$ қатынасы кезінде шахта қазбасының бұрылысындағы жергілікті кедергі коэффициентін мына формула бойынша анықтаймыз

$$\xi_{n.u} = (\xi_n + 28,54\alpha) \frac{1}{0,35 + 0,65 \frac{H}{b}} .$$

(2.78) сәйкес, тегіс құбыр жолы үшін $\xi_n = 1,73 \cdot 10^{-4} \cdot 90^2 = 1,401$.
Онда

$$\xi_{n.u} = (1,401 + 28,54 \cdot 15,6 \cdot 10^{-3}) \frac{1}{0,35 + 0,65 \frac{2}{2,5}} = 2,122 .$$

Себебі ауа ортасындағы жағдайдың аэродинамикалық параметрлері есепте айтылмайды, онда $\rho = 1,2 \text{ кг/м}^3$ үшін стандарты жағдайды қабылдаймыз.

(2.85) тиісті шамалардың сандық мәндерін қоя отырып, шахта қазбасындағы ауа ағынының бұрылысы кезінде жоғалтатын депрессия шамасын табамыз

$$h_n = 2,122 \frac{1,2}{2} \left(\frac{30}{2 \cdot 2,5} \right)^2 = 45,84 \text{ Па.}$$

6-мысал. Егер $\alpha = 15,6 \cdot 10^{-3} \text{ Па} \cdot \text{с}^2/\text{м}^2$ болса, $S_1 = 6 \text{ м}^2$ қимасынан $S_2 = 14 \text{ м}^2$ қимасына дейін өту кезінде кедір-бұдырлы қазбаны күрт кеңейтудің аэродинамикалық кедергісінің шамасын табу талап етіледі.

Шешімі. Бір жағынан, күрт кеңейтудегі арын шығыны, (2.72) сәйкес тең

$$h_{в.р.ш} = \xi_{в.р.ш} \frac{\rho}{2} v_1^2 .$$

Екінші жағынан, күрт кеңейтуді жеңуге кететін арын шығыны былай табылуы мүмкін

$$h_{в.р.ш} = R_{в.р.ш} Q^2 ,$$

мұнда $R_{в.р.ш}$ – күрт кеңейтудің аэродинамикалық кедергісі, $\text{Па} \cdot \text{с}/\text{м}^6$.

Себебі келтірілген өрнектерде сол жақ бөліктер тең, онда оң жақ бөліктер де тең болады, сондықтан

$$\xi_{в.р.ш} \frac{\rho}{2} v_1^2 = R_{в.р.ш} Q^2 . \quad (2.86)$$

(2.73) және (2.74) есепке ала отырып, (2.86)-тан $v_1 = Q / S_1$ табамыз

$$R_{\epsilon.p.u} = \left(1 + \frac{\alpha}{0,01}\right) \cdot \left(1 - \frac{S_1}{S_2}\right)^2 \frac{\rho}{2S^2}. \quad (2.87)$$

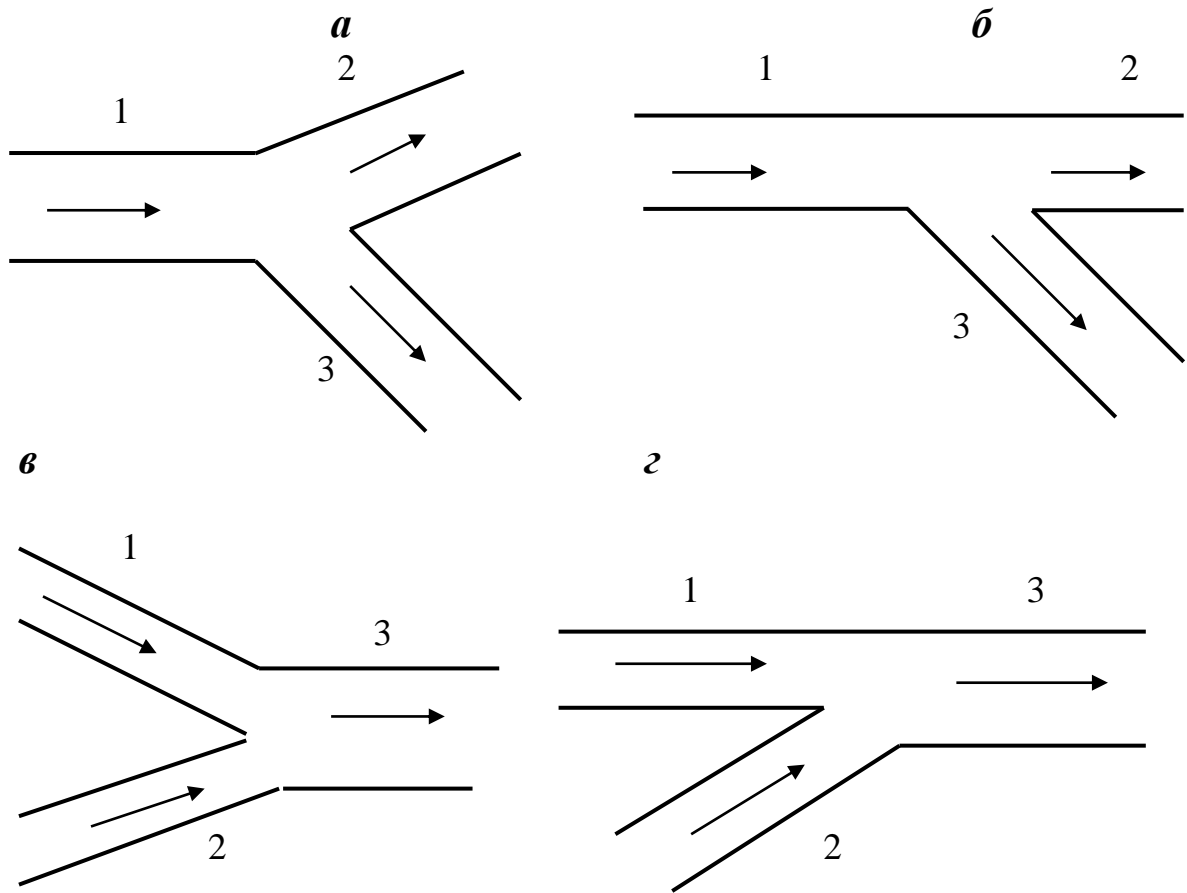
Алынған есептік формула (2.87) күрт кеңейтудің аэродинамикалық кедергісінің шамасын табуға мүмкіндік береді. (2.87) бастапқы деректерді қоя отырып, мынаны аламыз

$$R_{\epsilon.p.u} = \left(1 + \frac{0,0156}{0,01}\right) \cdot \left(1 - \frac{6}{14}\right)^2 \frac{1,2}{2 \cdot 6^2} = 0,01393.$$

Осылайша, берілген шарттар үшін күрт кеңейтудің аэродинамикалық кедергісі $R_{\epsilon.p.u} = 0,01393 \text{ Па} \cdot \text{с}^2 / \text{м}^6$ шамасын құрайды.

2.2.8 Ауа ағындарын бөлу және қосу қысымы кезіндегі қысым шығындары

Ауа құбырларының фасонды бөлігі, онда екі ағынның қосуы немесе бөлуі жүреді, ол *үш тармақ* деп аталады. Ауа ағындарын бөлу арқылы ауа жолының типтік сұлбасы 2.14-суретте келтірілген.



2.14-сурет. Ауа ағынының әсерін бөлу мен қосу сұлбасы

Ауа жолының учаскесі, сол бойынша бөлінуге дейін (2.14, *a* мен *б*-сурет) немесе қосылғаннан кейін (2.14, *в* мен *г*-сурет) ауаның барлық мөлшері өтетін ағын *жиналмалы* деп аталады. Бүйірлік *тармақталу* деп тура арналар бойынша жанасатын учаскелер және сол бойынша ағын тармақталатын (2 және 3 учаске, 2.14, *a*-сурет; 3 учаске, 2.14, *б*-сурет) немесе оны тура арнаға қосатын учаскелер аталады (1 мен 2 учаске, 2.14, *в*-сурет; 2-учаске, 2.14, *г*-сурет). Ағын тармақталғаннан кейін (2 учаске, 2.14, *б*-сурет) немесе ағын қосылар алдында (1-учаске, 2.14, *г*-сурет) тікелей орналасқан ауа жолының учаскесі *тікелей өтпе* деп аталады. Тікелей өтпелер бір бүйірлік тармақталуы бар түйіндесуде ғана болады және екі бүйірлік тармақталуы бар түйіндесуде ғана болмайды.

Ағынды бөлу кезінде жергілікті кедергі қысым шығыны (2.14, *a*-сурет) мына формула бойынша анықталады:

– 2 бүйірлік тармақталу үшін

$$h_{\delta,2} = k_2 \left(v_2^2 - 2v_2v_1 \cos \delta_2 + v_1^2 \right) \frac{\rho}{2}; \quad (2.88)$$

– 3 бүйірлік тармақталу үшін

$$h_{\delta,3} = k_3 \left(v_3^2 - 2v_3v_1 \cos \delta_3 + v_1^2 \right) \frac{\rho}{2}, \quad (2.89)$$

мұнда k_2 және $k_3 - 0,7 \dots 0,8$ -ға тең деп қабылданатын түзету коэффициенттері;

v_1 – 1 жиналмалы учаскеде ағынның орташа жылдамдығы, м/с;

v_2 – 2 бүйірлік тармақталудағы ағынның орташа жылдамдығы, м/с;

v_3 – 3 бүйірлік тармақталудағы ағынның орташа жылдамдығы, м/с;

δ_2 – 2 бүйірлік тармақталу және 1 негізгі арна арасындағы бұрыш, град.;

δ_3 – 3 бүйірлік тармақталу және 1 негізгі арна арасындағы бұрыш, град.;

ρ – ауа тығыздығы, кг/м³.

Негізгі ағынның кейбір бұрышына қарай орналасқан бүйірлік тармақталудың жергілікті кедергісіне шығындалатын қысым шығыны (2.14, *б*-сурет) бүйірлік тармақталу қай бағытқа бағытталғанына байланысты (2.88) немесе (2.89) формулалармен анықталады.

3 бір бүйірлік тармақталуы бар тікелей өтпенің жергілікті кедергісіне шығындалатын қысым шығыны (1учаске, 2.14, *б*-сурет) (2.88) формула бойынша анықталады. Егер бүйірлік тармақталу (2 учаске немесе 3 учаске) негізгі ағынға 90 ° бұрышпен жанасса, онда 3 учаске үшін ағын шығынын 2 учаскеге арналған (2.89) немесе (2.88) формулалар бойынша анықтау ұсынылады.

Ағындар қосылған кезде жергілікті кедергісіне шығындалатын қысым шығыны (2.14, *в*-сурет), мына формула бойынша анықталады:

1 бүйірлік учаске үшін

$$h_{1,\delta} = k_1 \left[v_1^2 - 2v_3 \left(\frac{Q_1}{Q_3} v_1 \cos \delta_1 + \frac{Q_2}{Q_3} v_2 \cos \delta_2 \right) + v_3^2 \right] \frac{\rho}{2}; \quad (2.90)$$

2 бүйірлік учаске үшін

$$h_{2,\delta} = k_2 \left[v_2^2 - 2v_3 \left(\frac{Q_1}{Q_3} v_1 \cos \delta_1 + \frac{Q_2}{Q_3} v_2 \cos \delta_2 \right) + v_3^2 \right] \frac{\rho}{2}, \quad (2.91)$$

мұнда k_1 және $k_2 - 0,7 \dots 0,8$ -ға тең деп қабылданатын түзету коэффициенттері;
 v_1 және $v_2 - 1$ және 2 бүйірлік учаскедегі ағынның сәйкес орташа жылдамдығы, м/с;

$v_3 - 3$ жиналмалы учаскедегі ағынның орташа жылдамдығы, м/с;

$Q_1, Q_2, Q_3 - 1,2$ және 3 учаскедегі ауаның сәйкес шығыны, м³/с.

Тікелей өтпесі бар түйіндесу бір бүйірлік учаскесі болғанда тікелей өтпенің жергілікті кедергісіне шығындалатын қысым шығыны (1-учаске, 2.14, 2-сурет) бүйірлік бұтақ қай жақтан жанасатынына байланысты (2.90) немесе (2.91) формулалар бойынша анықталады. Бұл ретте $\delta_1 = 0^\circ$, оң жақтық бүйірлік бұтақ болғанда және $\delta_2 = 0^\circ$ сол жақ бүйірлік бұтақ болғанда пайда болады.

Үш тармақты пайдалану тәжірибесі көрсеткендей, ауа ағындары қозғалысының көптеген режимі үшін жергілікті кедергісіне шығындалатын қысым шығынының ұлғаюына байланысты δ тармақталу бұрышы елеулі түрде ұлғаяды. Сондықтан 90° тармақталуы бар ықшамдалған үш тармақты жинақтау жұмыстары кезінде пайдалануды дұрыс деп санау керек. Алайда ауа жолының ластанып қалуынан аспирациялау жүйелері үшін тармақталудың шағын бұрыштары бар үш тармақты пайдалану ұсынылады.

2.2.9 Маңдайлық кедергі

Денеде болатын ағынмен жиырылып өтетін кедергі маңдайлық кедергі деп аталады. Оны ауа ағыны жүріп өткен кезде әсер ететін күштерді талдау маңдайлық кедергі дене бетіндегі ауаның үйкеліс кедергісінен, жиырылатын ағын қысымының кедергісінен, денедегі құйын аймақтар кедергісінен жинақталады.

Маңдайлық кедергінің есептеу келесіне әкеледі. Дене бетінің бірлігіне келетін жиырылатын ағын қысымының шамасы жергілікті кедергіні жеңуге жылдамдықты арынға сәйкес келеді.

$$h_{m.l} = \xi_l \frac{v^2}{2} \rho, \quad (2.92)$$

мұнда $h_{м.л}$ – маңдайлық кедергідегі қысым шығыны, Па;

ξ_l – маңдайлық кедергі коэффициенті;

v – ауа ағыны қозғалысының орташа жылдамдығы, м/с.

$S_{мид}$ мидель қимасы бар қозғалмайтын денедегі ауаның жиырылатын ағынына әсерін тигізетін қысым P күші мына теңдікпен анықталады

$$P = h_{м.л} \cdot S_{мид}, \quad (2.93)$$

Мидель қимасы деп ауа ағынына перпендикуляр қозғалатын жазықтықтағы ең үлкен қима аталады.

Егер еркін түрдегі дене ауа жолында болса немесе желдету арнасында болса, онда сүйір болғанда қысым шығыны S ауа жолының қимасының немесе желдету арнасының ауданына қатысты P қысым шамасына тең болады, яғни

$$h_{л.с} = \frac{P}{S}. \quad (2.94)$$

Басқаша, маңдайлық кедергіні жеңуде қысым шығынын маңдайлық кедергінің $R_{л.с}$ шамасы және Q ауа шығыны бойынша мына формуламен беруге болады

$$h_{л.с} = R_{л.с} \cdot Q^2. \quad (2.95)$$

(2.94) және (2.95) өрнектерін теңестіре отырып, $Q = v \cdot (S - S_{мид})$ болғанда, P орнына (2.92) есепке ала отырып, (2.93) оның мәндерін қойғаннан кейін, маңдайлық кедергіні анықтау үшін есептік формуланы аламыз

$$R_{л.с} = \xi_l \frac{\rho}{2} \frac{S_{мид}}{S(S - S_{мид})^2}. \quad (2.96)$$

Алынған өрнектен мынаны байқаймыз, маңдайлық кедергінің шамасы ауа жолының шамасына мидель қимасының қатынасы үлкен болған сайын, соншалықты үлкен. Бұдан басқа, $R_{л.с}$ шамасына ξ_l маңдайлық кедергі коэффициенті маңызды әсерін тигізеді. ξ_l мәнінің күрт азаюы дене маңайына ағынның шекаралық қабатына ламинарлық қозғалыстың турбуленттік қозғалысқа өтуі сәйкес келеді. Экспериментті зерттеулер, ξ_l коэффициент ауа ағыны қозғалысының режиміне, пішініне, кедір-бұдырлығына, дененің өзара орналасуына байланысты. Маңдайлық кедергі коэффициентін азайту денеге қолайлы сүйір пішінді беру және беттің кедір-бұдырлығын азайту арқылы қол жеткізуге болады.

Шахта жағдайында маңдайлық кедергіге шахта окпандарының, вагонеткаларының, жеке тұрған тіреулерді және т.б. арматуралау жатады. Дегенмен, шахта үшін маңдайлық кедергі ұғымы кейбір дәрежеде шартты.

Мысалы, маңдайлық кедергі қазба қабырғасының кедір-бұдырлығының шығыңқыларына әсерін тигізеді. Алайда олардың кедергісі үйкеліс кедергісіне жатады. Сондықтан есептеулер қолайлығы үшін шахта жағдайындағы барлық маңдайлық кедергі кейбіреулерін қоспағанда, үйкеліс кедергісіне жатады.

2.2.10 Қысымның жалпы шығыны

Анықталатын бағыттағы қысымның жалпы шығыны ауаның жылыстауы және тармақталу болмаған кезде мына түрдегі тәуелділікпен анықталады:

$$h = \sum_{i=1}^n R_i Q^2 + \sum_{i=1}^m \xi_i \frac{\rho_i}{2} v^2. \quad (2.97)$$

(2.97) теңдеудегі бірінші қосылғыш ауа жолының тікелей сызықты учаскелерінің барлық n үйкелісіне кететін энергия шығынын білдіреді, ал екінші қосылғыш ауа ағыны қозғалысы жолындағы барлық m жергілікті кедергіні жеңуге кететін энергия шығынын сипаттайды.

(2.97) өрнектен екінші қосылғышты түрлендіре отырып, ауа Q шығыны арқылы v жылдамдықты білдіре отырып, мынаны аламыз

$$h = \sum_{i=1}^n R_i Q^2 + \sum_{i=1}^m R_{m,i} Q^2, \quad (2.98)$$

мұнда

$$R_{m,i} = \xi_i \frac{\rho_i}{2S_i^2} \quad (2.99)$$

жалпы жағдайда жергілікті аэродинамикалық кедергі болып табылады. (2.98)-дан

$$h = \left(\sum_{i=1}^n R_i + \sum_{i=1}^m R_{m,i} \right) \cdot Q^2, \quad (2.100)$$

немесе

$$h = RQ^2. \quad (2.101)$$

Бұл жағдайда R деп желдету объектісінің жалпы аэродинамикалық кедергісі түсіндіріледі (жеке ауа жолы немесе қазба, желдету, шахта қанатында, тұтастай шахтада және т.б. жеке бағыт), яғни ауа ағысы өз қозғалысының жолында кездестіретін кедергілердің барлық түрлерінің қосындысы дегенді білдіреді. Графикалық кескінде $h = RQ^2$ теңдеуін білдіретін сипаттайтын қисықтық өзімен бірге параболаны білдіреді (2.15-сурет). Олардың құрылысы

үшін, R кедергісінің көрсетілген мәні кезінде Q ауаның еркін мөлшері берілуі тиіс және оларға сәйкес келетін h депрессия мәндерін табу керек.

h

0

Q

2.15 –сурет. Желдету объектісі сипаттамасының графикалық кескіні

Осындай түрде алынған h мен Q мәндері графике салындағы және бірқалыпты сызықпен қосылады. Сипаттама қисықтығы ауа жолының кедергісіне байланысты.

Графикте (2.15-сурет) сипаттамалар көсетілген, сол үшін $R_1 > R_2$, яғни кедергі тым үлкен болған сайын, қисықтық та соншалықты үлкен.

(2.47), (2.51) және (2.72) формулаларын салыстыра отырып, олардың барлығы мына түрде берілуі мүмкін деген қорытындыға келеміз (2.101). Бұл ауа ағыны қозғалысындағы дамыған турбуленттік режим кезінде кедергі заңына сәйкес келеді, α, β коэффициенттерінің тәуелділігі және оларға сәйкес келетін R саны Re санына сапалық ұқсас. Мұндай ұқсастық кедергілердің қарастырылатын әрқайсының түрлерінен олардың әрекет ету механизмін және кедергі күштерін теңестіру жағдайында ғана мүмкін.

Тұтастай бағалай отырып, желдету қиыншылығы α мен β коэффициенттерімен емес, R желдету арналарының кедергісімен байланысты анықталады. Сондықтан біз барлық соңғы пайымдауларда R аэродинамикалық кедергі шамасын пайдаланатын боламыз, олар желдету жүйесінің жағдайы туралы ақпараттық қамтамасыз ету массивіне енетін негізгі параметрлер болып табылады.

2.2.11 Аэродинамикалық процестерді модельдеу

Модельдеу деп модельдегі желдету ағындарының аэродинамикалық сипаттамасын зерттеу түсіндіріледі. Модельдеу кезінде негізгі міндет модель таңдауында тұрады, ол жеткілікті шамада түпнұсқаның маңызды қасиеттерін нақты жағдайда бейнелеуге тиіс, зерттеуді орындау кезінде қарапайым, түпнұсқаға зерттеудің алынған нәтижелерін тасымалдауды қамтамасыз етеді.

Модельдеу процесі келесі кезеңдерден тұрады.

1. Міндеттердің қойылуы және зерттеуге жататын объектілер параметрлері мен нақты қасиеттерді анықтау.

Сосын $h - Q$ координатасында салынған қисықтық нүктелері желдету объектісінің сипаттамасы деп аталады. Желдету объектісі ретінде ауа жолы, желдету арнасы, тұтастай алғанда шахта немесе жеке қазба болуы мүмкін.

Бұл сипаттаманы тәжірибелі жолмен салуға болады, сол үшін оның кедергісінің өзгеріссіз әртүрлі ауа шығындары кезінде желдету объектісі депрессиясын өлшеу қажет.

2. Қажетті қасиеттерді зерттеу және қажетті ара қатыстарды орнатуды негіздеу мүмкін емес немесе түпнұсқа жағдайында қиын.

3. Модельді таңдау, ол жеткілікті шамада түпнұсқаның қажетті қасиеттері көрсетіледі және зерттеу қарапайымдылығы мен қол жетерлігін қамтамасыз етеді.

4. Таңдап алынған модельде параметрлер қасиеттерін, заңдылықтарын, параметрлерін, түпнұсқаның аналогтық қасиеттерін, заңдылықтары мен параметрлерін зерттеу. Егер зерттеу барысында модель қолайсыз таңдап алынған болса, онда ол неғұрлым жетілдірілгенге айырбасталады.

5. Түпнұсқаға зерттеу нәтижелерін тасымалдау және модельдеу арқылы алынған түпнұсқа туралы деректердің шынайылығы тексеруді жүзеге асыру.

Ұқсастықтың негізгі принциптері, дәйекті нәтижелер алу үшін модельдеу кезінде сақталуы қажетті принциптер Ньютонмен тұжырымдалған. Түпнұсқада және модельде өтетін құбылыстар ұқсас болу үшін геометриялық, кинематикалық және динамикалық ұқсастықтар жасау керек.

Геометриялық ұқсастықтар натура мен модельдің тиісті өлшемдерінің ара қатыстарының тұрақтылығымен сипатталады:

$$\frac{l_{1,n}}{l_{1,m}} = \frac{l_{2,n}}{l_{2,m}} = \frac{l_{3,n}}{l_{3,m}} = K, \quad (2.102)$$

мұнда $l_{1,n}$, $l_{2,n}$, $l_{3,n}$, $l_{1,m}$, $l_{2,m}$, $l_{3,m}$ – натура және модельдің үш өлшемдерінің сызықтық өлшемдері; K – модельдеу масштабы.

Кинематикалық ұқсастық U_n натурада және U_m модельдегі ұқсас нүктелер үшін ара қатынастар тұрақтылығынан тұрады:

$$\frac{U_n}{U_m} = K. \quad (2.103)$$

Қалыптасқан процестер үшін кинематикалық ұқсастықты жасаудағы қажеттілік сақталмайды.

Динамикалық ұқсастық, егер натура мен модельдегі ұқсас нүктелердегі салыстырылатын ағындардың бөлінген объектілеріне қосылған P қысымның, T тұтқырлықтың, G ауырлықтың, F инерцияның элементарлық күштері бірдей бағытталған болса және шартты қанағаттандырса:

$$\frac{F_n}{P_n} = \frac{F_m}{P_m}; \quad \frac{F_n}{T_n} = \frac{F_m}{T_m}; \quad \frac{F_n}{G_n} = \frac{F_m}{G_m}. \quad (2.104)$$

Бұл жоғарыда аталған талаптардың іс жүзінде толық сақталуы елеулі қиыншылықтар тудырады немесе мүмкін емес. Сондықтан барынша маңызды ұқсастық критерийлерін модельдеу кезінде натура мен модель үшін теңдікті сақтаумен шектелуі мүмкін, олар зерттелетін міндет пен зерттеудің мақсатына

байланысты белгіленеді. Аэродинамикалық ұқсастық критерийлерін анықтау берілген процесте сипатталатын тиісті теңдеулер өлшемділігінің эквиваленттілігіне негізделеді.

Навье – Стокс теңдеуі ізделетін ағысты сипаттайтын болсын, сол үшін қанағаттанған дәлдіктің шешімін табу мүмкін емес.

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_\alpha \frac{\partial v_i}{\partial x_\alpha} = X_\alpha - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_\alpha} + \nu \frac{\partial^2 v_i}{\partial x_\alpha^2}, \quad (2.105)$$

мұнда $i = 1, 2, 3$ i -лі индекстің $\alpha = 1, 2, 3$ бойынша қосындылауды білдіреді. Бұл ретте x_i және v_i координаталардың тиісті бағытына жатады.

(2.105) теңдеуінің геометриялық ұқсастығын сақтау кезінде модель үшін оның құрамдастары модельдеу масштабына сәйкес өзгертіні айқын.

Модельді ағынның теңдеуіндегі тиісті компоненттер масштабының көмегі кезінде мына түрде белгілейміз:

$$\begin{aligned} v_i' &= k_v v_i; & X_\alpha' &= k_x X_\alpha; \\ x_\alpha' &= k_l x_\alpha; & t' &= k_t t; \\ P' &= k_p P; & \rho' &= k_\rho \rho; \\ \nu' &= k_\nu \nu. \end{aligned} \quad (2.106)$$

Бұл жерде штрихтары бар параметрлер модельге қатысты, ал оларсыз – натураға жатады.

(2.105) теңдеуі (2.106) есебінен модельденетін ағын үшін мына түрде болады

$$\frac{k_v}{k_t} \frac{\partial v_i}{\partial x_\alpha} + \frac{k_v^2}{k_l} v_\alpha \frac{\partial v_i}{\partial x_\alpha} = k_x X_\alpha - \frac{k_p}{k_\rho k_l} \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_\alpha} + \frac{k_v k_\nu}{k_l^2} \nu \frac{\partial^2 v_i}{\partial x_\alpha^2}. \quad (2.107)$$

Модельді сынақ нәтижелері натура нәтижелеріне сәйкес келуі үшін, (2.105) және (2.107) теңдеулерді теңдестіруді қамтамасыз ету қажет. Бұл, егер өлшемсіз параметрлер тең болған жағдайда ғана мүмкін, яғни

$$\frac{k_v}{k_t} = \frac{k_v^2}{k_l} = k_x = \frac{k_p}{k_\rho k_l} = \frac{k_v k_\nu}{k_l^2},$$

немесе

$$\frac{k_v^2}{k_l} = \frac{k_v k_\nu}{k_l^2}; \quad \frac{k_v^2}{k_l} = \frac{k_p}{k_\rho k_l}; \quad \frac{k_v^2}{k_l} = k_x; \quad \frac{k_v^2}{k_l} = \frac{k_v}{k_t}. \quad (2.108)$$

(2.106) масштабын пайдалана отырып, x l -ға пропорциональ екенін ескере отырып, массалық күштердің X мәні g ауырлық күштерінің үдеуіне пропорциональ, (2.108) теңдік жүйесінің тиісті ара қатысындағы кері өтпелерді жүзеге асырамыз, мынаны аламыз:

$$\frac{\nu_n l_n}{\nu_n} = \frac{\nu_m l_m}{\nu_m} = \text{Re} \text{ – Рейнольдс саны;}$$

$$\frac{P_n}{\rho_n \nu_n} = \frac{P_m}{\rho_m \nu_m} = \text{Eu} \text{ – Эйлер саны;}$$

$$\frac{\nu_n}{\sqrt{gl_n}} = \frac{\nu_m}{\sqrt{gl_m}} = \text{Fr} \text{ – Фруд саны;} \quad (2.109)$$

$$\frac{l_n}{\nu_n t_n} = \frac{l_m}{\nu_m t_m} = \text{Sh} \text{ – Струхаль саны.}$$

Алынған критерийлер – бұл өлшемсіз кешендер, модель мен натура үшін олардың өзгермеушілігі ұқсастық белгілі болып табылады.

Ұқсастық критерийлерінің физикалық мағынасы қозғалыс теңдеулерінің талдауынан белгіленеді. *Рейнольдс критерийі* инерция мен тұтқырлық күштері қатынастарының шамасын білдіреді. *Эйлер критерийі* инерция күштеріне қысымның қалыпты күштерінің қатынасын сипаттайды. *Фруд критерийі* ауырлық күштеріне немесе гравитациялық күштерге инерция күштерінің қатынастарын білдіреді, ал *Струхаль критерийі* уақытқа байланысты инерция күштерінің құрамдастарын анықтайды.

Ауа ағыны қозғалысының қалыптаспаған режимін модельдеу кезінде модель мен натура үшін ұқсастықтың барлық төрт критерийлерінің біруақытта теңдігін сақтау қажет (2.88). Бұл жағдайда мұндай қозғалыстың заңы $f(\text{Re}, \text{Eu}, \text{Fr}, \text{Sh}) = 0$ түрінде болады.

Струхаль критерийі қалыптасқан режим үшін маңызды емес болып саналады, ал қозғалыс тек $f(\text{Re}, \text{Eu}, \text{Fr})$ үш ұқсастық критерийін қамтитын теңдеулермен сипатталуы мүмкін.

Ұқсастық критерийі сол және басқа теңдеулерді пайдалану кезінде әртүрлі түрде болатынын анықтайды. Зерттелетін құбылыстардың көптүрлілігі ұқсастық критерийлерінің тым үлкен санымен түсіндіріледі. Сондықтан әртүрлі құбылыстарды модельдеу процесінде зерттелетін ортада әрекет жасайтын күштер маңыздылығын бағалау қажет, осыған байланысты ұқсастық критерийлерін таңдау қажет. Мысалы, құбыр жолы бойымен ауа ағынының қозғалысы кезінде ауырлық күші қозғалыс режимін бағалау кезінде қандай да бір маңызды мағынасы болады. Сондықтан модельдеу кезінде модель мен натура үшін Фруд сандарының теңдігін ескермеуге болады, барлық есептеулерді Рейнольдс санын пайдалана отырып жүргізуге болады. Егер

эртүрлі текті аэрозольдармен қаныққан ағындар немесе шаң ағындары зерттелсе, яғни қоспаларды тасымалдау ауырлық күшінің әсерімен жіктелсе, онда басқа тең жағдайлар кезінде қозғалыс сипаты Фруд сандарымен анықталатын болады.

Re саны ағын құрылымын анықтау кезінде шешуші маңызға ие болады, өйткені ағын құрылымынан массаны тасымалдау, қозғалыс пен жылу мөлшеріне байланысты болады.

Аэродинамиканың көптеген міндеттері (дененің сыртқы үйкелісі, құбырдағы ағын қозғалысы және т.б.) кез келген нүктеде жылдамдық қысым шамасы Re санымен бірмағыналы анықталады. Бұл жағдайда Эйлер саны ұқсастық критерийі болып табылмайды және оның мәні ұқсастықтың басқа сандарына толықтай тәуелді болады. Егер қысым айырымының шамасы берілген және ағынның кез келген нүктесіндегі жылдамдық арынының шамасымен бір мағыналы байланыспаса, онда Eu саны ұқсастықтың басқа сандарына тәуелді емес және сақтаулы міндетті болып табылатын ұқсастық критерийді болып табылады. Эйлер санын модельдеу кезінде ағын мысалы модель мен натура үшін бірдей болуы шарт, мысалы, желдету қондырғысының ағынды бөлігіндегі ағын.

Осылайша, модельдеу кезінде ұқсастық критерийлерін анықтау мен таңдау зерттелетін процестердің механизмін терең білу және міндеттердің қойылуына орнықты амалды талап етеді.

7-мысал. Ауа ағыны S_1 мен S_2 қимасының геометриялық жағынан ұқсас желдету арналарында v_1 және v_2 жылдамдықтарының қандай мәндері кезінде аэродинамикалық ұқсастық болатынын анықтау қажет.

Шешімі. Екі желдету арнасындағы ауа ағыны аэродинамикалыққа ұқсас болады, егер Re саны теңдігі орнатылса, яғни

$$\frac{v_1 l_1}{\nu_1} = \frac{v_2 l_2}{\nu_2} .$$

l параметрі қарастырылған жағдай үшін гидравликалық диаметрге сәйкес келеді және мына өрнектен анықталады

$$l = 4S / C .$$

Периметр ара қатыстар арқылы берілуі мүмкін

$$C = k_{\phi} \sqrt{S} ,$$

мұнда k_{ϕ} – қима пішінінің коэффициенті: дөңгелек $k_{\phi} = 3,54$ үшін; квадраты үшін $k_{\phi} = 4$; трапеция тәріздес үшін $k_{\phi} = 4,16$; аркалы үшін $k_{\phi} = 3,8$.

Есеп шартын ескере отырып, мынаны аламыз

$$\frac{v_1 \frac{4S_1}{k_{\phi,1} \sqrt{S_1}}}{v_1} = \frac{v_2 \frac{4S_2}{k_{\phi,2} \sqrt{S_2}}}{v_2} .$$

Өйткені қима пішіні бірдей, онда $k_{\phi,1} = k_{\phi,2}$. Бұдан басқа, қарастырылатын ауа ортасы үшін кинематикалық тұтқырлық коэффициенттері бірдей болады, яғни $v_1 = v_2$, сондықтан

$$\frac{v_1 S_1}{\sqrt{S_1}} = \frac{v_2 S_2}{\sqrt{S_2}} ,$$

осы жерде

$$\frac{v_1}{v_2} = \sqrt{\frac{S_2}{S_1}} .$$

Осылайша, қарастырылатын желдету арнасындағы аталған ара қатыстарды орындау кезінде аэродинамикалыққа ұқсас болады.

Бақылау сұрақтары

1. $H = h_{cm} + h_d$? түріндегі тәуелділік нені анықтайды?
2. $v_1 S_1 = v_2 S_2 = const$ түріндегі тәуелділік нені сипаттайды?
3. Аэростатиканың негізгі теңдеуін жазыңыз.
4. $P = P_0 \cdot \exp\left(\frac{gH}{R_z T_{cp}}\right)$ түріндегі тәуелділік нені сипаттайды?
5. Қандай критерий бойынша ауа жолындағы ауа қозғалысының режимі анықталады?
6. Бернуллі теңдеуі нені сипаттайды?
7. $dP = \rho g dz$ түріндегі теңдеу қандай заңмен сипатталады?
8. Аэродинамикада қандай күштерді массалық күштер деп атау қабылданған?
9. Ауа жолының депрессиясы немесе оның жылыстауы дегеніміз не?
10. Ауа ағынының қандай қозғалысы ламинарлық деп аталады?
11. Желдету ағындарының аэродинамикасында қандай заң $h = R \cdot Q^n$ түрдегі тәуелділікпен сипатталады?
12. Желдету объектісінің сипаттамасы дегеніміз не?
13. Дарси формуласы не үшін пайдаланылады?
14. Мына түрдегі тәуелділік қалай аталады:

$$\rho_1 g z_1 + P_1 + k_1 \frac{v_1^2}{2} \rho_1 = \rho_2 g z_2 + P_2 + k_2 \frac{v_2^2}{2} \rho_2 + h ?$$

15. Ауаның қандай қозғалысы турбуленттік режим үшін тән ?
16. Ауа ағындарының негізгі типтерін атаңыздар.

17. Вейсбах формуласы не үшін пайдаланылатын көрсетіңіз.
18. Тегіс құбыр жолдар үшін жергілікті кедергі коэффициенті қандай тәуелділік бойынша болады?
19. Ауа ағыны жылдамдығының лүпілдеуші құрамдасы нені анықтайды?
20. Жергілікті кедергі деп нені атайды?
21. Ағын күрт тарылған кезде арын шығыны қалай анықталады?
22. $\xi_n = k \delta^2$ түрдегі тәуелділік қайда пайдаланылады?
23. Күрт тарылған кезде кедір-бұдырлы ауа жолының жергілікті кедергісінің коэффициентін анықтау үшін тәуелділікті жазыңыз?
24. Ауа жолының қандай учаскесі бүйірлік тармақталуға жатады?
25. Аэродинамикалық кедергілердің қандай түрлері маңдайлық кедергіге жатады?
26. Маңдайлық кедергінің шамасы қалай анықталады?
27. $h = \sum_{i=1}^n R_i Q^2 + \sum_{i=1}^m \xi_i \frac{\rho_i}{2} v^2$ түрдегі тәуелділік нені сипаттайды?
28. Аэродинамикалық процестерді модельдеудің негізгі міндеті неден тұрады?
29. Ұқсастық критерийі дегеніміз не және олардың тағайындаулары қандай?

