

ӘЛ-ФАРАБИ атындағы
ҚАЗАҚ ҰЛТТЫҚ УНИВЕРСИТЕТІ

Исатаев С.И., Асқарова А.С., Бөлегенова С.А., Төлеуов Г.,
Лаврищев О.А., Исатаев М.С., Шакиров А.Л.,
Шортанбаева Ж.К., Бөлегенова С.А., Манатбаев Р.К.,
Максутханова А.М., Есеналина К.А.

ФИЗИКАЛЫҚ ГИДРО-ЖӘНЕ
АЭРОДИНАМИКА БОЙЫНША
АРНАЙЫ ФИЗИКАЛЫҚ
ПРАКТИКУМ

Оқу құралы

Алматы, 2015

УДК 536.46:532

Әл-Фараби ат. ҚазҰУ-нің физика-техникалық
факультетінің Ғылыми кеңесі және
редакциялық-баспа кеңесі баспаға ұсынған

Рецензенттер:

Физика-математика ғылымдарының докторы,
профессор Абишев М.Е.

Физика-математика ғылымдарының докторы,
профессор Ершина А.Қ.

Физикалық гидро- және аэродинамика бойынша арнайы физикалық практикум. Оқу құралы /Исатаев С.И., Асқарова А.С., Бөлегенова С.А., Төлеуов Г., Лаврищев О.А., Исатаев М.С., Шакиров А.Л., Шортанбаева Ж.К., Бөлегенова С.А., Манатбаев Р.К., Максутханова А.М., Есеналина К.А.–Алматы: Қазақ университеті, 2015. – 229б.

Оқу құралы физика және техника мамандықтарының студенттеріне арналған арнайы физика курсы бойынша қолданыстағы университет бағдарламаларына сәйкес жасалған және 20 зертханалық жұмыстың сипаттамасынан тұрады. Әрбір жұмыс қысқаша теориялық кіріспеден, эксперименттік қондырғының сипаттамасынан, жұмыс тапсырмасынан, сондай-ақ эксперименттерді жүргізу әдістемесі мен олардың нәтижелерін өңдеуден тұрады.

Оқу құралын жоғары оқу орындарында физика және физика-техника мамандықтары үшін пайдалануға болады.

АЛҒЫ СӨЗ

«Физикалық гидро-және аэродинамика бойынша арнайы физикалық практикум» оқу құралы әл-Фараби ат. ҚазҰУ-нің физика-техникалық факультетінің жылуфизика және техникалық физика кафедрасының бакалаврлары мен магистранттары орындайтын гидродинамика және аэродинамика салаларындағы жұмыстардың сипаттамасынан тұрады.

Арнайы практикумның мақсаты гидро- және аэродинамика салаларындағы негізгі физикалық құбылыстарды студенттің өзіне зерделеуге мүмкіндік беруден, оған осы бағытта негізгі өлшеу аспаптарымен жұмыс істеуді үйретуден және маңызды өлшеу әдістерін таныстырудан тұрады.

Жұмыстарды істеуге дайындаған кезде теориялық кіріспемен, зертханалық қондырғының сипаттамасымен және өлшеу әдістерімен танысу қажет, жұмыстың эксперименттік және есептеу бөлімдерінің көрсетілген орындау тәртіптерін сақтау қажет.

Мамандығына байланысты бакалаврлар мен магистранттар тек осы оқу құралында берілген белгілі бір жұмыстар санын ғана орындайды. Сонымен қатар студенттер эксперименттік дағдыларды кафедраның ғылыми зертханаларында және өндірістік практикадан өту кезінде меңгеретіндігін де назарға алған жөн. Әдебиетке берілген сілтемелер толық болып табылмайды және оқу монографиялары мен арнайы монографияларға берілген басты сілтемелермен шектелмейді.

Көптеген зертханалық жұмыстарды әл-Фараби ат. Қаз-ҰУ-нің жылуфизика және техникалық физика кафедрасының меңгерушісі, профессор С.И.Исатаев ұсынған.

Оқу құралының басқа авторлары Әл-Фараби ат. ҚазҰУ жылуфизика және техникалық физика кафедрасының оқытушы-профессорлар құрамына кіреді.

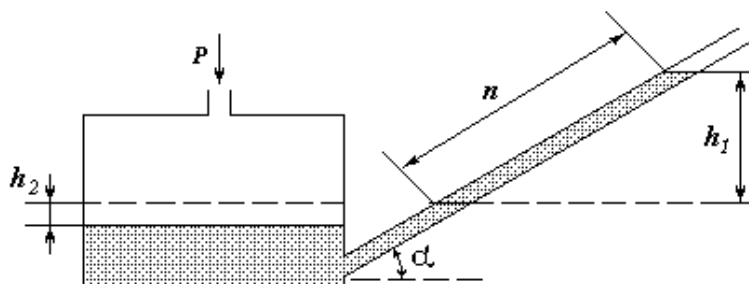
МИКРОМАНОМЕТРДІ ТАРИРОВОКАЛАУ

Жұмыс мақсаты:

1. Микроманометрлермен жұмыс істеу дағдыларын игеру, оларды пайдалану жөніндегі нұсқаулармен танысу және өлшеу қателіктерін бағалау.
2. Эталондық аспап бойынша микроманометрді тарировкалау.

Қысқаша теориялық кіріспе

Ауа ағынындағы артық қысымды, яғни ағындағы статикалық қысым мен атмосфералық қысымның арасындағы айырмашылықты өлшеу эксперименттік аэродинамикадағы негізгі өлшеулердің бірі болып табылады. Ағынның толық және статикалық қысымының арасындағы айырмашылықты өлшеу маңызды өлшеу болып табылады. Сонымен қатар тәжірибе жүзінде қысымның басқа да айырмашылықтарын анықтауды жүргізуге тура келеді. Бұл өлшеулердің барлығы микроманометрлердің көмегімен орындалады [3, 4].



1-сурет. Көлбеу түтігі бар микроманометрдің сұлбасы

Микроанометрлер тасымалды аспаптар болып табылады. 1-суретте көлбеу шыны өлшеу түтігі бар микроанометрдің сұлбасы берілген. Өлшеу түтігінің көлбеулігі аспаптың өлшеу қателіктерін азайту мақсатында жасалған. Бұл типті микроанометрлерде жұмыс сұйығы ретінде этил спирті қолданылады, оның көлбеу түтіктегі деңгейі шкаланың нөлдік белгісінің тұсында тұратындай етіп этил спирті жалпақ ыдысқа құйылады.

Қандай да бір объектідегі қысымды өлшеу үшін онырезеңке түтіктің көмегіменманометрдің жалпақ ыдысына (+), ал сиретілуді өлшеу үшін көлбеу түтікке (-) қосу қажет.

Айталық, қысымның әсерінен жазық бетке α бұрышымен көлбеуленген түтіктегі сұйықтықтың деңгейі көтеріледі, және көлбеу түтіктегі сұйықтық бағанасының ұзындығы n болады. Бұл сұйықтың жіңішке түтікте тігінен биіктікке көтерілуіне сәйкес келетін болады.

$$h_1 = n \cdot \sin \alpha . \quad (1)$$

Бұл уақытта жалпақ ыдыстағы сұйықтың деңгейі h_2 деңгейіне түседі. Сонда өлшенетін шаманы теңдестіретін аспаптағы жұмыс сұйығы деңгейлерінің биіктіктерінің әртүрлілігі тең болады:

$$h = h_1 + h_2 . \quad (2)$$

Егер S_1 және S_2 - көлбеу түтік пен ыдыстың қима ауданы болатын болса, онда

$$nS_1 = h_2 S_2 , \quad (3)$$

яғни, көлбеу түтікке құйылған сұйықтың көлемі nS_1 жалпақ ыдыстан ығыстырып шығарылған сұйықтың h_2S_2 көлеміне тең болады. (1) және (3) теңдеулеріндегі h_1 және h_2 мәндерін (2) теңдеуге қоя отырып алатынымыз:

$$h = n\left(\sin \alpha + \frac{S_1}{S_2}\right). \quad (4)$$

Егер ρ –жұмыс сұйығының кг/м^3 тығыздығы болатын болса, g –еркін құлаудың м/с^2 шамасымен берілетін жергілікті үдеуі, ал h және n м. шамасымен берілген болса, онда Па шамасымен өлшенетін қысымның мәні келесі формула бойынша есептеледі:

$$p = \rho gh = \rho gn\left(\sin \alpha + \frac{S_1}{S_2}\right) = n\gamma\left(\sin \alpha + \frac{S_1}{S_2}\right), \quad (5)$$

мұндағы $\gamma = \rho g$ – манометрдегі сұйықтың меншікті салмағы.

Микроманометрлердің көмегімен қысым әдетте кгс/м^2 шамасымен өлшенеді. Бұл жағдайда (5) теңдеуі келесідей болады:

$$p = 0,102\rho gn\left(\sin \alpha + \frac{S_1}{S_2}\right), \quad (6)$$

мұндағы 0,102 – Па шамасымен берілген қысымның мәнін кгс/м^2 шамасымен берілген мәнге ауыстыруға арналған көбейткіш.

Егер (6) теңдеуінде $0,102 \text{ г} = 1,000 \pm 0,001$ деп алатын болсақ, алатынымыз:

$$p = n\rho(\sin \alpha + \frac{S_1}{S_2}) = nk, \quad (7)$$

мұндағы n – аспаптың шкаласы бойынша бөліктер саны, ρ – спирттің тығыздығы (г/см^3); k – аспаптың тұрақты шамасы (кгс/м^2):

$$k = \rho(\sin \alpha + \frac{S_1}{S_2}). \quad (8)$$

Егер $\frac{S_1}{S_2} < \frac{1}{400}$ болса, онда аспаптың тұрақты

шамасының мәнін түзетуді есепке алмай да анықтауға болады. Бұл жағдайда:

$$P = n\rho \sin \alpha = nk_1, \quad (9)$$

мұндағы $k_1 = \rho \sin \alpha$ – аспаптың тұрақты шамасы.

Микроанометрде тұрақты шаманың мәні (k немесе k_1) ρ шамасын есепке ала отырып анықталады, сондықтан, оған мәні аспапта көрсетілген тығыздығы бар спирт толтырылуға тиіс.

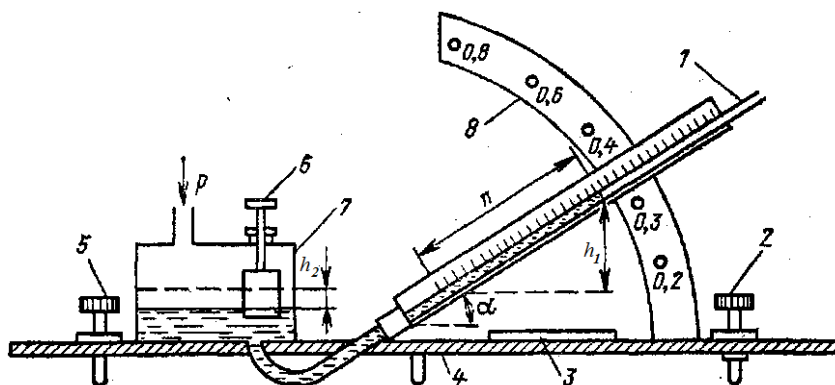
Алайда тәжірибе жүзінде әрбір аспаптың жеке ерекшеліктері болады, оларды болдырмау мүмкін емес, бұл ерекшеліктер өндірістің техникалық жағдайларына тәуелді болады. Мысалы, микроанометрлерде есептеу түтіктерінің ұзындығы бойынша әр түрлі өзгеріп тұратынішкі диаметрлер болуы мүмкін, осының салдарынан капиллярлық күштер ұзындығы бойынша өзгеретін болады және шкала біркелкі болмайды. Өлшеу түтіктерінің әр түрлі жерлерінде қисаюлар болуы мүмкін. Көлбеу бұрыштарының белгілерінде, шкаланың белгілерінде және т.б. әр түрлі таңбалы қателіктер болуы мүмкін.

Осы барлық ерекшеліктердің жалпы әсеріне түзетулер енгізу үшін әрбір аспап өндірісте әзірленгеннен кейін тарировкаланады. Мұндай тарировкалауды аспапты пайдалану барысында да жүзеге асыру қажет.

Тарировкалау әрбір микроанометр үшін қажетті түзету коэффициентін (7) немесе (9) формуласының оң жақ бөлігіне анықтаудан тұрады. Бұл коэффициенттер әр түрлі аспаптармен өлшенген бір қысымның бірдей сандық мәнге ие болу шартымен айқындалады. Бұл аспаптардың біреуі эталондық болады.

Қондырғының сипаттамасы және эксперимент әдістемесі

Тарировкаланатын аспап 2 суретте көрсетілген сұлбада бейнеленген. Бұл микроанометрлердегі өлшеу түтігінің айнымалы көлбеу бұрышы бар, осының арқасында аспапта бірнеше өлшеу ауқымдарын белгілеуге болады.



2-сурет. ММН типті микроанометрдің сұлбасы

ММН типті микроанометрдің құрылысын қарастырайық. Аспап бес өлшем ауқымдарына ие (0-50, 0-75, 0-100, 0-150 және 0-200 кгс/м²). Ол жалпақ ыдыстан (7),

бұрылмалы кронштейнге бекітілген өлшеу түтігінен (1) және өлшеу түтігінің α көлбеу бұрышын бекітуге арналған құрылғыдан (8) тұрады. Аспаптың ыдысы мен басқа да бөлшектері ортақ табанға (4) бекітілген. Микроманометрде шкала бар (әдетте 0-250 кгс/м²). Аспап цилиндрлі кампулалары бар екі деңгеймен (3) жабдықталған. Аспапты деңгейлері бойынша орнату үшін екі бұранда қолданылады (2 және 5). Өлшеу түтігінде шкаланың нөлдік деңгейіне қарсы жерге сұйықтық деңгейін белгілеу үшін ығыстырғыш (6) қолданылады.

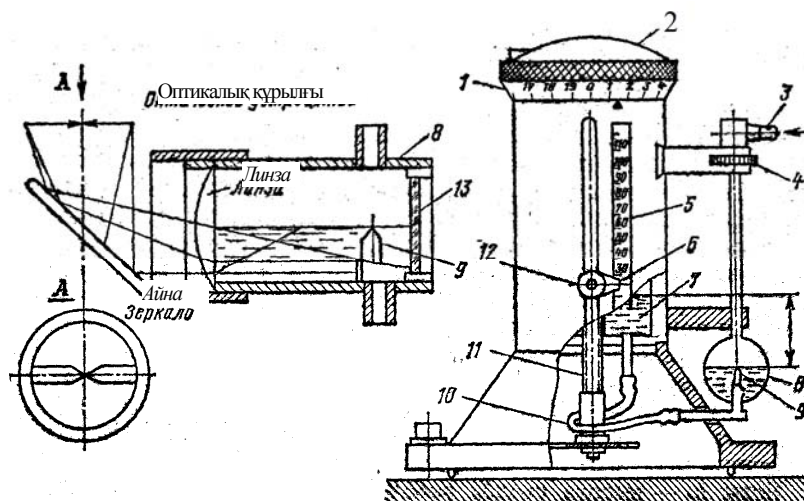
Өлшеу ауқымын өзгерту үшін өлшеу түтігі бар кронштейнді жазық бетке қатысты әр түрлі бекітілген бес көлбеу бұрышымен орнатуға болады. Өлшеу түтігінің әрбір бекітілген көлбеу бұрышына, сәйкесінше әр белгіленген өлшеу ауқымына аспаптың тұрақты шамасының белгілі бір мәні сәйкес келеді.

Өлшеу түтігі бар кронштейнді бекіту үшін аспаптың тұрақты мәнінің белгіленген мәнінде саңылаулары бар орнату доғасы (8) қолданылады. Кронштейн қажетті жұмыс күйінде, сұлбада көрсетілмеген конус тәріздес штифттің көмегімен доғаға қосылады. Микроманометрдің тұрақты мәндері (0,2; 0,3; 0,4; 0,6 және 0,8) оған тығыздығы 0,8095 г/см³ болатын этил спиртін толтырған кезде орнату доғасындағы саңылаулардың жанында көрсетілген.

Бұл типті аспаптар 0,1 және 0,5 дәлдік кластарымен өндіріледі.

Көлбеу манометрді тарировкалау сұлбасы 3-суретте көрсетілген эталондық аспап бойынша жүзеге асырылады.

ММ-250 типті микроманометр компенсациялық типті аспап болып табылады және ауаның және агрессивті емес газдардың қысымдарын немесе қысымдарының айырмасын өлшеуге арналған. Ол өзара резеңке түтікпен (10) жалғанған екі ыдыстан (7 және 8) тұрады.



3-сурет. ММ компенсациялық типті микрометр

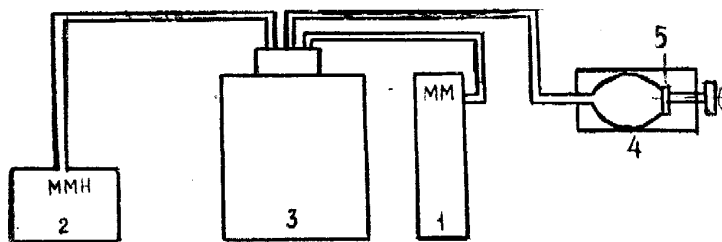
Ыдыстың (7) ортасында сомын (чайка) бар, ол арқылы микрометриялық бұранда (11) өтеді. Микрометриялық бұранданың төменгі ұшы аспаптың тұғырына топса арқылы жалғанған, ал жоғарғы ұшы бастиекке (2) қозғалмайтындей етіп бекітілген. Осылайша, бастиекті (2) айналдыра отырып, ыдысты (7) бұранда (11) осінің бойымен жоғары немесе төмен жылжытуға болады. 7-ыдысты 8-ыдыстағы судың деңгейі визир штифттің (9) жүзіне тигенше жылжыту қажет. Бүйір шыныдан (13) түсетін жарық сәулесі 3-суретте көрсетілген арнайы оптикалық құрылғы арқылы судың үстіңгі бетінен шағылысқан бейнесі бар визир штифттің жүзіне тиюін бақылау мүмкіндігін береді.

Жұмысты бастар алдында аспап деңгей бойынша орнатылады, ал көрсеткіш (6) пен бастиек (2) нөлдік белгіге қойылады. Осыдан кейін айнадан көрінетін визир штифтің жүзі өз кескініне тиетіндей етіп ыдысқа тазартылған су толтырылады. Нөлді дәл келістіру үшін сомнды (4) бұрай отырып, ыдысты (8) көтеру немесе төмен түсіру қажет. Сиретілуді өлшеу кезінде объект 12-ұштыққа, ал қысымды өлшеу кезінде 3-ұштыққа жалғанады. Егер қысымдардың айырмасын өлшеу керек болатын болса, онда жоғары қысымды аймақ 3-ұштыққа, ал төмен қысымды аймақты 12-ұштыққа жалғанады.

Қысымның немесе қысымдар айырмасының әсерімен 7-ыдыстағы су көтеріледі, ал 8-ыдыстағы сутөмен түседі. Бастиекті (2) айналдыра отырып, ыдысты (7) көтеру қажет және айнадан визир штифт ұшының өз кескінімен сәйкес келуіне қол жеткізу қажет. Өлшенген қысымды есептеу миллиметр су бағанында екі шкала бойынша тікелей жүзеге асырылады: бөліктердің тұтас саны 5 шкаласы бойынша есептеледі, ал бөлшек бөліктер 1 шкаласы бойынша есептеледі. 5 шкаласында 1 мм сайын бөлінген бөліктер бар, ал 1 шкаласы 0,01 мм-ге тең бөлік шамасымен 100 бөлікке бөлінеді.

ММ типті микроанометрлердің негізгі қателіктерінің рұқсат етілетін шектері мм. су бағ. бойынша 0,12 мм. Су бағ. аспайды.

Бір қысымды өлшеу кезінде зерттелетін микроанометрдің көрсеткіштерін эталондық микроанометрмен салыстыру әдісі бойынша тарировкалау сұлбасы 4-суретте берілген.



1 – эталондық микроанометр; 2 – тарировкаланатын микроанометр;
3 – ыдыс; 4 – сиффон; 5 – бұранда

4-сурет. ММН типті микроанометрді ММ-250 типті эталондық микроанометр бойынша тарировкалау кезінде аспаптарды жалғап қосу сұлбасы

1 (эталондық) және 2 (тарировкаланатын) микроанометрлер бір мезгілде ыдысқа (3) қосылады, онда бұранданы (5) айналдыра отырып сиффонның (4) көмегімен қысымды өзгертуге болады, ол сиффон көлемінің өзгеруіне әкеп соқтырады. Қысымдардың айырмасын өлшеу кезінде төменірек қысым берілетін манометрлердің ұштықтары (сәйкесінше 1-манометрде 12 (3-сурет)) және 2 манометрдегі ұштықтар (2-сурет) ашық қалады, яғни атмосферамен байланысады.

Тапсырма. Өлшеу нәтижелерін өңдеу

1. Екі аспапты да деңгей бойынша орнатып, екі аспаптағы бастапқы есептеудің есептеу шкалаларындағы нөлдік деңгейге сәйкес келуіне қол жеткізіңіз.

2. Сиффон ең көп деген көлемге ие болуы үшін, қондырғыдағы (4) бұранданы (5) (4-сурет) шегіне жеткенше бұрап алыңыз.

3. 4-суретте келтірілген сұлба бойынша аспаптарды қосыңыз. Қосқаннан кейін қондырғыны деңгейлер бойынша тексеріңіз.

4. Бастиекті (2) айналдыра отырып, эталондық аспаптағы көрсеткішті 5 шкала бойынша мм-лік тұтас санға қойып белгілеңіз, 1 шкалада 0 болуы тиіс (3-сурет).

5. Бұранданы 5 (4-сурет) абайлап бұрай отырып, эталондық манометрдің оптикалық құрылғысы арқылы қарай отырып, көрсеткіш штифттің және оның кескінінің бір-біріне тиюіне қол жеткізіңіз. Бұл ыдыста (3) (4-сурет) қалыптасқан қысым мен көрсеткішті баптай отырып қалыптасқан қысымныңтепе-теңдігінесәйкес келеді. Тарировкаланатын манометр бойынша есептеуді бір мезгілде жасаңыз.

6. Бұдан әрі өлшеулер ұқсас тәртіппен қысымды көбейте отырып жүзеге асырылады. Эталондық аспапта жүргізілетін бастапқы есептеуді, қысымдарды өлшеу аралығын, өлшеулердің жалпы санын және ММН аспабын тарировкалауға негіз болатын көлбеу бұрышын оқытушы белгілейді.

7. Өлшеу нәтижелері кестеге жазылады.

8. Тәуелділік кестесін жасаңыз: $h_s = f(n_T)$. Эталондық және тарировкаланатын манометрлер көрсеткіштерінің арасындағы тәуелділік $h_s = f(n_T)$ сызықтық сипатқа ие болатындықтан, тарировкалау коэффициентінің k_T үздік бағасының кіші квадраттар әдісі береді. Бұл әдіс жайлы оқу құралынан [6] егжей-тегжейлі ақпарат алуға болады.

Төменде сызықтық тәуелділік $h_s = f(n_T)$ жағдайында ең кіші квадраттар әдісімен k_T коэффициентін анықтауға арналған есептеу кестесі мен формулалар ақпары беріледі.

Бастапқы деректер: N - тең нүктелі өлшемдер ($i=1,2,\dots,N$). $h_s = f(n_T)$ тәуелділігі сызықтық, яғни $h_s = k_T n_T + b$ – түзудің теңдеуі, ондағы k_T және b

коэффициенттері ең кіші квадраттар әдісімен анықталуға тиіс.

Негізгі есептеу формулалары:

$$k_T = \frac{\sum_{i=1}^n (n_{Ti} - \langle n_T \rangle) h_{\varepsilon i}}{\sum_i (n_{Ti} - \langle n_T \rangle)^2};$$

$$b = \langle h_{\varepsilon} \rangle - k_T \langle n_T \rangle;$$

$$\langle n_T \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N n_{Ti}; \quad \langle h_{\varepsilon} \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N h_{\varepsilon i}.$$

Ізделіп отырған тарировкалау коэффициентінің k_T абсолюттік қателігі Δk_T келесі формуланың көмегімен анықталады:

$$(\Delta k_T)^2 = \frac{\sum_{i=1}^N (h_{\varepsilon i} - k_T n_{Ti} - b)^2}{(N-2) \sum_{i=1}^N (n_{Ti} - \langle n_T \rangle)^2},$$

осыдан кейін $\Delta k_T = \sqrt{(\Delta k_T)^2}$ және салыстырмалы қателік $\varepsilon_{k_T} = \frac{\Delta k_T}{k_T}$ анықталады. Есептеулер нәтижесінде тарировкалау коэффициентін бағалау келесі жолмен жазылады:

$$k_T - \Delta k_T \leq k_{T \text{ орташа}} \leq k_T + \Delta k_T; \quad \varepsilon_k = \frac{\Delta k_T}{k_T} 100\%$$

$k = 0,6; 0,4; 0,2;$ сенімгерлік ықтималдылығы 0,95 шамасын құрайды.

1 кесте.

k_T тарировкалау коэффициенті мен оның Δk_T қателігін анықтауға арналған есептеулер мен өлшеулер нәтижелерінің кестесі

1	2	3	4	5
N	n_{T_i} ($i=1,2,\dots,N$)	$h_{Эi}$ (мм. су бағ. бойынша)	$n_{T_i} - \langle n_T \rangle$	$(n_{T_i} - \langle n_T \rangle) h_{Эi}$

1-кестенің жалғасы

6	7	8	9
$(n_{T_i} - \langle n_T \rangle)^2$	$k_T n_{T_i} + b$	$h_{Эi} - (k_T n_{T_i} + b)$	$[h_{Эi} - (k_T n_{T_i} + b)]^2$

Әдебиет

1. Фабрикант И.Я. Аэродинамика. – М: Наука, 1964. – 814 с.
2. Преображенский В.П. Теплотехнические измерения и приборы. – М: Энергия, 1978.
3. Повх И.Л. Аэродинамический эксперимент в машиностроении. - М: Машиностроение, 1965. – 480 с.
4. Горлин С.М. Слезингер И.И. Аэромеханические измерения (методы и приборы). – М: Наука, 1964. – 720 с.
5. Прикладная аэродинамика. Под.ред.Краснова Н.Ф. – М: ВШ, 1974. – 732 с.
6. Кубышкина В.Д. Основные методы математической обработки результатов физического эксперимента. -Алма-Ата, 1974.

ПРАНДТЛЬ ТҮТІГІН ЖӘНЕ ЦИЛИНДРЛІК ҚОНДЫРМАНЫ ТАРИРОВКАЛАУ

Жұмыс мақсаты:

1. Өлшеу аспаптары – Прандтль түтігі мен цилиндрлік қондырманың құрылымымен және тағайындалған мақсатымен танысу.

2. Тарировкаланатын және эталондық қондырмалар көрсеткіштерінің сәйкестігін белгілеу, тарировкалау коэффициенттерін анықтау.

3. Ағынның қисаю бұрышы бойынша қондырмаларды тарировкалау, яғни қондырма өсінің келіп түсетін ағын жылдамдығының бағытынан ауытқуының қондырмаға қосылған манометрдің көрсеткіштеріне әсер ету дәрежесін табу.

4. Эксперименттің нәтижелері бойынша тәжірибелік деректер кестелері мен тарировкалау графиктерін жасау.

Қысқаша теориялық кіріспе

Қысым мен жылдамдықты өлшеу жөніндегі қарапайым теория

Ағын айналып өтетін денелердің аэродинамикалық сипаттамаларын эксперименттік тұрғыдан зерттеу кезінде келіп түсетін ағынның шамасын, сондай-ақ жылдамдық бағытын нақты білу қажет. Әдетте ағын жылдамдығының шамасы қысымды өлшеу бойынша анықталады.

Қысым мен жылдамдықты қабылдағыштардың жұмысы Бернулли заңына және денелерді идеал сұйықтың орай ағуы теориясына негізделеді. Көлденең бағыттағы қозғалыстың аз жылдамдығы кезінде, сұйықтың (немесе газдың) сығылғыштығы есепке алынбаған уақытта және тығыздықтұрақты шама ретінде немесе тек

температураның ғана функциясы деп қарастырылған уақытта Бернулли теңдеуі келесідей болады:

$$\rho \frac{U^2}{2} + P_0 = const . \quad (1)$$

(1) теңдеуін ауытқымаған ағынның қысымына (P_0) және жылдамдығына (U), ағын орай ағатын қандай да бір денеге жақын қысымға (P'_0) және жылдамдыққа (U') қатысты қолдана отырып, олардың арасындағы байланысты келесі формуламен көрсетуге болады (1-суретті қараңыз).

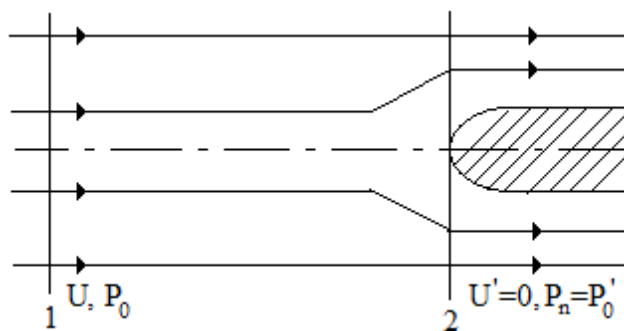
$$\rho \frac{U^2}{2} + P_0 = \rho \frac{U'^2}{2} P'_0 . \quad (2)$$

Ағын орай ағатын әрбір денеде бір немесе бірнеше нүкте болады, ондаағын толық тежеуге шалдығады (бұл нүктелердегі ағынның жылдамдығы нөлге тең). Мұндай нүктелер критикалық нүктелер деп аталады. Критикалық нүкте үшін (2) теңдеуі келесідей болады:

$$\rho \frac{U^2}{2} + P_0 = P_T . \quad (3)$$

Қысым бірліктерімен (Па) өлшенетін $\rho \frac{U^2}{2}$ өрнегі динамикалық қысымды (арын) сипаттайды; P_0 – келіп түсетін ағындағы статикалық қысым; P_T – толық қысым.

(3) теңдеуі сығылмайтын сұйықтық ағынының жылдамдығын өлшеудің пневмометриялық әдісінің негізін қалайды.



1-сурет. Денені ықтимал ағынның орай ағуы

Негізінде ағындағы толық қысымды (P_T) және статикалық қысымды (P_0) өлшеумүмкіндігі болса, онда газдың тығыздығы (ρ) белгілі болған кезде ағынның жылдамдығын келесі формуламен анықтауға болады:

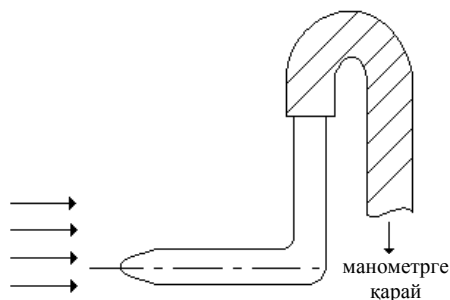
$$U = \sqrt{\frac{2(P_T - P_0)}{\rho}}. \quad (4)$$

Толық қысым (P_T) қабылдау саңылауы критикалық нүктеде орналасатындай етіп ағынға орналастырылған әр түрлі қысым қабылдағыштармен өлшенеді. Тікбұрыш жасай отырып иілген түтік (Пито түтігі) толық қысымның қарапайым қабылдағышы болып табылады. Егер аға ағынында болатын мұндай түтікті (2-сурет) манометрдің резервуарын ашық қалдырып, манометрдің резервуарына қосатын болса, онда манометрдегі сұйық бағанының биіктігі толық және атмосфералық қысымдардың айырмасын теңдестіреді.

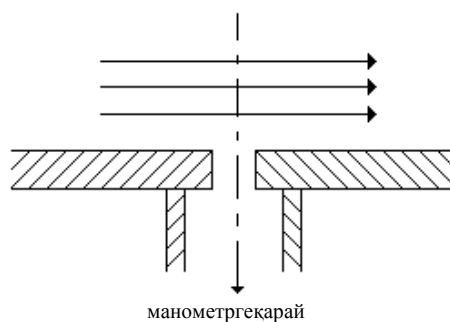
Егер ағындағы статикалық қысым атмосфералық қысымға тең болатын болса, Пито түтігінің көмегімен ағынның жылдамдығын өлшеуге болады. Ол үшін

манометрдің «+» кіру саңылауына түтікті жалғау жеткілікті (ағындағы қысым атмосфералық қысымнан көбірек), ал «-» саңылауын ашық күйде қалдыру қажет. Бұл жағдайда манометрдің көрсеткіші ағынның осы нүктесіндегі динамикалық қысымға сәйкес келеді.

Орай ағылатын денелердің үстіңгі бетіндегі немесе арна қабырғаларының маңындағы статикалық қысымды білу қажеттігі туындайды. Мұндай жағдайларда арнаның үстіңгі бетінде немесе ағынға параллель ішкі қабырғасында манометрмен қосылатын шағын саңылау жасалады (3-сурет).

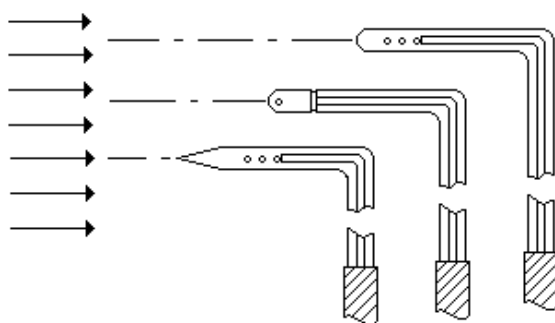


2-сурет. Пито түтігінің сұлбасы



3-сурет. Статикалық қысымды қабылдағыштың сұлбасы

Қарастырылып отырған тәсіл ағындардағы статикалық қысымды қабырғаларға жақынжерде ғана өлшеуге мүмкіндік береді. Ағындағы статикалық қысымды қабырғадағы қысыммен теңдестіру ағынның жылдамдығына байланысты $1 \div 5\%$ мөлшеріндегі қателіктерге әкеп соқтыруы мүмкін. Сол себепті ағындағы статикалық қысымды өлшеу үшін тікелей ағында орнатылатын статикалық қысымның арнайы түтіктері қолданылады (4-сурет).

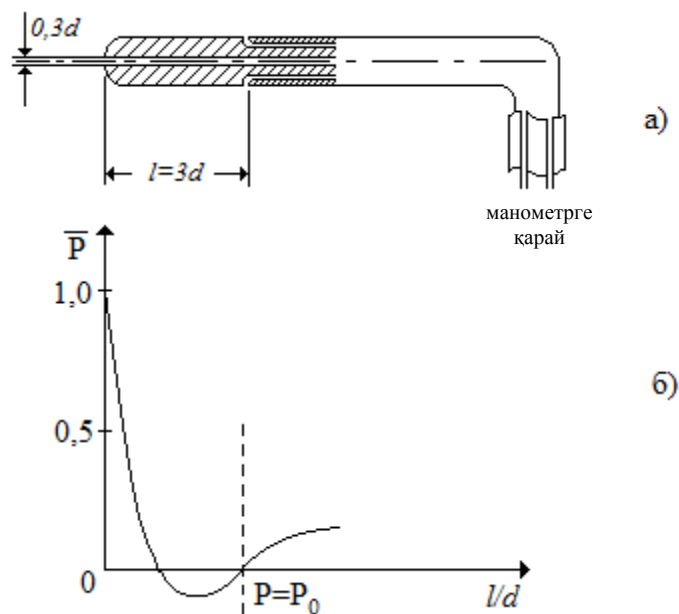


4-сурет. Статикалық қысымды өлшеуге арналған әр түрлі түтіктердің сұлбалары

Прандтль түтігі

Сығылмайтын газ ағынының жылдамдығын анықтау алғаш рет қабырғадағы статикалық қысымды өлшеу арқылы және ағынға оранластырылған толық қысымның түтігі көмегімен жүзеге асырылды. Алайда Прандтль түтігі деп аталатын үйлестірілген түтік (Пито түтігі және статикалық қысым түтігі) өлшеуде неғұрлым қолайлы және конструктивтік тұрғыдан ықшамды құрал болып шықты (5а суреті). Жартылай денені сығылмайтын мінсіз сұйықпен орай ағу жөніндегі потенциал теорияға сәйкес 5б суретінде Прандтль түтігі ұштығының үстіңгі бетінде қысымдардың таралуы қисығы көрсетілген (салыстырмалы

бірліктерде). Ординаталар өсі бойынша салыстырмалы қысым коэффициенті болып табылатын \bar{P} шамасы қалдырылған.



5-сурет. а) Прандтль түтігінің сұлбасы; б) $\bar{P} = f\left(\frac{l}{d}\right)$ тәуелділігі.

5б суретінен көрініп тұрғандай, түтіктің үстіңгі бетінде алдыңғы критикалық нүктеден $l/d = 3 \div 4$ қашықтықта орналасқан аймақ бар, ол үшін $\bar{P} = 0$ немесе $P_1 = P_0$ деп жеткілікті дәлдікпен қабылдауға болады. Сол себепті толық қысымды өлшеуге арналған саңылау алдыңғы критикалық нүктеде жасалады, ал статикалық қысымды өлшеуге арналған қуыс (немесе саңылаулар қатары)

алдыңғы критикалық нүктеден $l=3d$ қашықтықта бүйір бетте жасалады.

Бұл саңылаулардағы қысымдардың айырмасы ұстағыштың ішіне салынған түтіктер арқылы осы саңылауларға қосылған манометрмен өлшенеді:

$$P_T - P_0 = \rho \frac{U^2}{2}. \quad (5)$$

Прандтль түтігінің өлшемдері шекті болуы себепті, түтік ағынды бұрмалайды, осының салдарынан динамикалық қысымды өлшеуде қателікті болдырмау мүмкін емес, аталған қателіктің шамасы Прандтль түтігінің көрсеткіштерін жылдамдықты өлшейтін қандай да бір эталондық өлшеуіштің көрсеткіштерін салыстыра отырып айқындалады. Сондықтан (5) формуласына ξ түзету коэффициенті енгізіледі:

$$U = \sqrt{\frac{2(P_T - P_0)\xi}{\rho}}. \quad (6)$$

(6) формуласы ξ коэффициентін анықтауға мүмкіндік береді. Ағын жылдамдығының шамасы (6) ара қатынасынан анықталады, бұл кезде ξ тарировкалау коэффициенті белгілі болуға тиіс. ξ тарировкалау коэффициентінің шамасы әр өлшеуіш түтік үшін белгілі бір мәнге ие болады. $P_T - P_0$ қысымдар айырмасы ММН типті тарировкаланатын түтіктің шығу саңылауларына қосылған манометрдің көмегімен өлшенеді. Бұл жұмыста Пито түтігі эталондық аспап болып табылады. Сөйтіп, (6) формуласы бойынша ағын жылдамдығының шамасын есептеу үшін тәжірибеде өлшенетін $P_T - P_0$ қысымдар айырмасының шамасынан бөлек, Прандтль түтігінің

тарировкалау коэффициентін (ξ) және тәжірибе жағдайларындағы ауаның тығыздығын (ρ) білу қажет.

Тәжірибе жағдайларындағы ауаның тығыздығын Менделеев-Клапейрон теңдеуінің көмегімен шамалап анықтауға болады:

$$\rho = \frac{\rho_0 B T_0}{B_0 T}, \quad (7)$$

Мұндағы B – барометрлік қысым (Па), T –тәжірибе жағдайларындағы абсолюттік температура (К), ρ_0 , B_0 , T_0 – сәйкесінше ауаның тығыздығы, қалыпты жағдайлардағы қысым және температура. $\rho_0=1,225 \text{ кг/м}^3$, $B_0=101325 \text{ Па}$, $T_0=273 \text{ К}$, сондықтан ауаның тығыздығын есептеуге арналған формула келесідей болады:

$$\rho = 0,0033 \frac{B}{T} \text{ (кг/м}^3\text{)}. \quad (8)$$

Цилиндрлік қондырма

Екі өлшемді ағындағы жылдамдықтың шамасын және бағытын анықтау үшін цилиндрлік қондырма (6а суреті) қолданылады, оның бүйірлік бетінде үш саңылау бар, олардың екеуі (1 және 3) ортадағы саңылауға қатысты симметриялы түрде орналасқан (6б суретін қараңыз). Ағынның қандай да бір нүктесіндегі жылдамдықтың шамасын анықтау үшін 1, 2, 3 саңылауларының көмегімен P_1, P_2, P_3 қысымдарын өлшеу қажет.

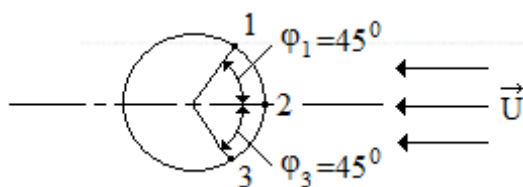
Сығылмайтын идеал газдың жазық біртекті ағынының цилиндрлік бетті орай ағуы жөніндегі теорияға сүйенетін болсақ, цилиндрдің бетінде қысымның таралуы келесі формуламен сипатталады:

$$\bar{P}_i = \frac{2(P_i - P_0)}{\rho U^2} = 1 - 4 \sin^2 \varphi, \quad (9)$$

мұндағы \bar{P}_i – i саңылауына қатысты болатын қысым коэффициенті ($i=1,2,3$), P_i – i саңылауы тіркейтін қысым, P_0 – ағындағы статикалық қысым, U – қондырма орналасқан жердегі келіп түсетін ағынның жылдамдығы, φ – ағынның бағытына сәйкес келетін сызықтан бастап есептелетін бұрыш.



а) қондырманың бойлық қимасы



б) қондырманың көлденең қимасы

6-сурет. Цилиндрлік қондырманың сұлбасы және оның бетінде 1, 2, 3 саңылауларының орналасуы

(9) формуласын ескеретін болсақ, цилиндрлік қондырманың бетіндегі 1 және 3 саңылауларындағы \bar{P}_{13} салыстырмалы коэффициенті келесідей есептеледі:

$$\bar{P}_{13} = \frac{2(P_1 - P_3)}{\rho U^2} = 4(\sin^2 \varphi_3 - \sin^2 \varphi_1). \quad (10)$$

Егер 1 және 3 саңылаулары ММ осі жылдамдықтың бағытына сәйкес келетіндей етіп орналасқан (бұл жағдайда ағын жылдамдығының бағыты мен ММ осінің арасындағы α бұрышы 0-ге тең болады) 2-саңылауға ($\varphi=0$) қатысты $\varphi_1 = -\varphi_3$ бұрыштарымен жасалған болса, онда (10) формуласынан шығатыны – $\bar{P}_{13}=0$ (7 суретті қараңыз).

Егер келіп түсетін ағынның жылдамдығы (\vec{U}') ММ сызығымен α бұрышын жасаса (7-сурет), \bar{P}_{13} нөлге тең болмайды және келесі формула бойынша анықталады:

$$\bar{P}_{13} = 4 \sin 2\alpha. \quad (11)$$

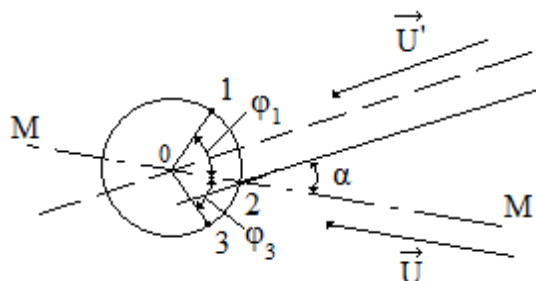
2-саңылау \vec{U} жылдамдығымен ағынға қарсы орналасқан жағдайда (яғни $\alpha=0$), \bar{P}_{23} қысым коэффициенті келесідей болады:

$$\bar{P}_{23} = \frac{2(P_2 - P_3)}{\rho U^2} = 4 \sin^2 \varphi_3, \quad (\varphi_2 = 0). \quad (12)$$

(12) теңдеуіне ξ тарировкалау коэффициентін енгізейік:

$$\bar{P}_{23} = \frac{2(P_2 - P_3)}{\rho U^2} = \xi \cdot 4 \sin^2 \varphi_3, \quad (\varphi_2 = 0). \quad (13)$$

$\varphi_3 = 45^\circ$ болған кезде ξ коэффициентінің теориялық шамасы 0,5-ке тең болады. Алайда тәжірибе көрсетіп отырғандай, ξ шамасы 0,5 мәнінен біршама айырылады. Цилиндрлік қондырманы жылдамдық бойынша тарировкалау тәжірибе жолымен ξ тарировкалау коэффициентінің мәнін анықтаудан тұрады.



7-сурет. Цилиндрлік бетті ағынның орай ағуы схемалық бейнесі

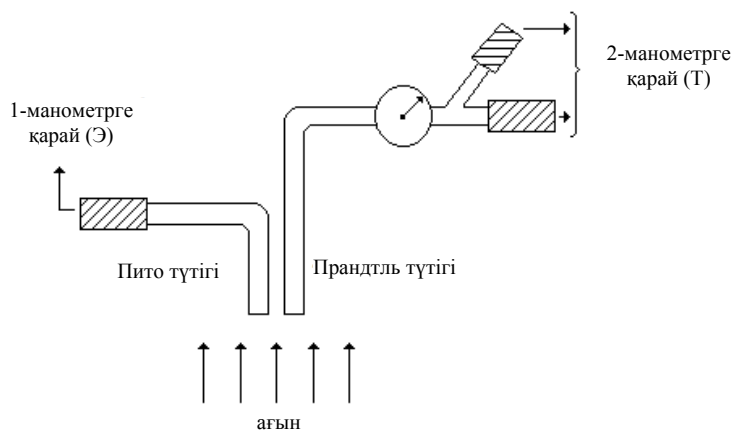
Қондырғының сипаттамасы және эксперимент әдістемесі

Прандтль түтігін жылдамдық бойынша тарировкалау

Прандтль түтігінің ξ тарировкалау коэффициентін анықтау үшін сұлбасы 8-суретте бейнеленген эксперименттік қондырғы пайдаланылады: 1) бастапқы аймақта жылдамдығы бойынша біртекті болатын ауа ағынын алуға арналған қондырғы; 2) k_z және k_r тұрақты шамалары белгілі 1-ші және 2-ші нөмірлі екі микроанометр (екеуі де ММН типті); 3) тарировкалау коэффициенті $\xi_3=1$ болатын Пито эталондық түтігі; 4) ағынның өстік сызығына қатысты Прандтль түтігін α бұрышымен орнатуға арналған құрылғысы (тарировкаланатын түтікті $\pm 45^\circ$ шегінде түрлі α бұрыштарымен орнатуға мүмкіндік беретін, 1° -тық бөліктермен бөлінген лимб) бар тарировкаланатын

Прандтль түтігі; 5) микроанометрлері бар қондырмаларға ағызатын түтіктерді жалғауға арналған резеңке шлангілер; 6) Пито түтігін бекітуге арналған штатив.

Прандтль түтігінің тарировкалау коэффициенті (ξ) 8-суреттегі сұлба бойынша сәйкесінше Пито түтігі мен Прандтль түтігіне қосылған ММН 1 және ММН 2 микроанометрлерінің көрсеткіштерін салыстыру арқылы анықталады.



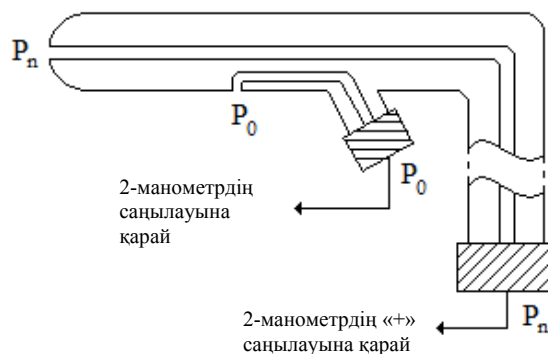
8-сурет. Прандтль түтігін тарировкалау үшін орнату сұлбасы

Пито түтігінің ағызатын саңылауы резеңке шлангінің көмегімен ММН 1 манометрінің «+» саңылауына жалғанады, ал оның резервуары ашық қалады. Сонда осы манометр шкаласының k_3 коэффициентіне көбейтілген көрсеткіші n_3 (бөліктермен) сандық тұрғыдан $\rho \frac{U^2}{2}$

динамикалық қысымына тең болады (бұл кезде ағындағы статикалық қысым (P_0) атмосфералық қысымға тең болуға тиіс). Прандтль түтігінің ағызатын саңылаулары ММН 2 манометріне келесідей қосылады: Прандтль түтігінің

критикалық нүктесімен байланысқан саңылау ММН 2 манометрінің «+» саңылауына қосылады, ал статикалық қысымды (P_0) өлшеуге арналған саңылау ММН 2 манометрі резервуарының саңылауына қосылады (9-сурет). Бұл жағдайда k_T тұрақты шамасын ескергенде ММН 2 шкаласының көрсеткіші n_T (бөліктермен) кгс/м² бірлігімен берілетін қысымдар айырмасына ($P_n - P_0$) сәйкес келеді. Солайша ξ коэффициентін табуға арналған (6) формуласы келесідей болады:

$$k_s n_s = \xi k_T n_T . \quad (14)$$



9-сурет. Прандтль түтігін микроманометрге жалғап қосу сұлбасы

Қондырманың екеуі де ағынның тік бұрышты қималы сопло қалыптастырған бастапқы аймағына салынады, бұл кезде бұл қондырмалар Прандтль түтігінің кем дегенде он диаметріндей қашықтықта орналастырылады. 1 және 2 манометрлері бір уақытта өлшейтін ағын жылдамдығының түрлі мәндері жапқыштың көмегімен белгіленеді. Эталондық ($k_s n_s$) және тарировкаланатын ($k_T n_T$) қондырмалар көрсеткіштерінің арасындағы тәуелділік (14) сызықты болғандықтан, ең кіші квадраттар әдісінің

көмегімен ξ тарировкалау коэффициентіне ең дұрыс бағалау беруге болады. Мұны осы міндетке қатысты қарастырайық (бұл әдіс [6] оқу құралында егжей-тегжейлі сипатталған). (14) формуласын жалпы түрде, түзу теңдеуі түрінде берейік:

$$k_3 n_3 = \xi k_T n_T + b, \quad (15)$$

мұндағы ξ және b белгісіз коэффициенттері ең кіші квадраттар әдісімен анықталуға тиіс. N теңнүктелі өлшеулер $((k_3 n_3)_i, (k_T n_T)_i, (i = 1, 2 \dots N))$ бастапқы деректер болып табылады. ξ және b коэффициенттерін анықтауға арналған негізгі есептеу формулалары келесідей болады:

$$\xi = \frac{\sum_{i=1}^N [(k_T n_T)_i - \overline{(k_T n_T)}] (k_3 n_3)_i}{\sum_{i=1}^N [(k_T n_T)_i - \overline{(k_T n_T)}]^2};$$

$$\overline{(k_T n_T)} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (k_T n_T)_i;$$

(16.a)

$$b = \overline{(k_3 n_3)} - \xi \overline{(k_T n_T)}; \quad \overline{(k_3 n_3)} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (k_3 n_3)_i.$$

Ізделіп отырған ξ тарировкалау коэффициентінің $\Delta\xi$ абсолюттік қателігі $(\Delta\xi)^2$ үшін формуланың көмегімен жанама түрде анықталады:

$$(\Delta \xi)^2 = \frac{\sum_i [(k_s n_s)_i - (k_T n_T)_i - b]^2}{(N-2) \sum_i [(k_T n_T)_i - \overline{k_T n_T}]^2}, \quad (166)$$

сәйкесінше $\Delta \xi = \sqrt{(\Delta \xi)^2}$ және салыстырмалы қателік $\mathcal{E}_\xi = \frac{\Delta \xi}{\xi}$ болады. Есептеулер нәтижесінде тарировкалау коэффициенті келесідей бағаланады:

$$\xi - \Delta \xi < \xi_{\text{ист}} \leq \xi + \Delta \xi .$$

Сонымен қатар алынған нәтиженің \mathcal{E}_ξ салыстырмалы қателігі және $F=0,95$ сенімділік ықтималдығы жазылады.

Прандтль түтігінің ξ тарировкалау коэффициентін анықтауға арналған өлшеулердің нәтижелері және есептеулер қосымшада келтірілген 1-кесте түрінде ресімделеді. 1-кестенің деректері бойынша және (16а) және (16б) формулалары бойынша ξ тарировкалау коэффициенті және оның $\Delta \xi$, \mathcal{E}_ξ қателіктері есептеледі.

Прандтль түтігін қисаю бұрышы бойынша тарировкалау Тарировкаланатын Прандтль түтігі көрсеткіштерінің ағын жылдамдығының бағытына (\bar{U}) қатысты оның бастиегінің бағдарынан тәуелділігі дәрежесі өлшеуіш қондырманың практикалық маңызды қасиеті болып табылады. Сондықтан ξ тарировкалау коэффициентінен басқа қондырманың бұрыштық сипаттамасын білу қажет, ол қондырма өлшейтін қысымның келіп түсетін ағын жылдамдығының бағытына қатысты қондырма өсінің ауытқыуына тәуелділігін анықтайды. Бұрыштық сипаттаманы анықтау үшін ағын жылдамдығының белгілі бекітілген, тәжірибе барысында өзгермейтін U мәні

белгіленеді, ал Прандтль түтігі лимбтің көмегімен ағынның өстік сызығына қатысты түрлі бұрыштарға бұрылады, бұл кезде бұрылу бұрышы нөлге тең α бұрышын жасаған кезде ξ коэффициенті белгілі деп саналады («Прандтль түтігін жылдамдық бойынша тарировкалау» тармағының негізінде).

Қондырманың бұрыштық сипаттамасын α бұрылу бұрышының белгілі бір функциясы түрінде беруге болады:

$$f(\alpha) = \frac{(\Delta P_\alpha - \Delta P_{\alpha=0})}{\Delta P_{\alpha=0}}, \quad (17)$$

мұндағы $\Delta P_{\alpha=0} = P_{n,\alpha=0} - P_0$ және $\Delta P_\alpha = P_{n,\alpha} - P_0$ – сәйкесінше $\alpha=0$ и $\alpha \neq 0$ болған кезде қондырма өлшейтін артық қысымдар.

Прандтль түтігінің бұрыштық сипаттамасын эксперименттік түрде анықтаған кезде бұрынғыша 8-суретте бейнеленген қондырғы пайдаланылады, алайда енді ағынның бағытына қатысты Прандтль түтігінің көлбеулігін өзгертуге мүмкіндік беретін лимбтің көмегімен ΔP_α мәндерін өлшеуге болады. Егер осы көлбеуліктің α бұрышы кезінде ММН 2 микрометрдің көмегімен өлшенген артық қысым $\Delta P_\alpha = P_{n\alpha} - P_0 = (k_T n_T)_\alpha$ болса, ад $\alpha=0$ болған кезде $\Delta P_{\alpha=0} = P_{n\alpha=0} - P_0 = (k_T n_T)_{\alpha=0}$ болса, (17) теңдеуі келесідей болады:

$$f(\alpha) = \frac{((k_T n_T)_\alpha - (k_T n_T)_{\alpha=0})}{(k_T n_T)_{\alpha=0}}. \quad (18)$$

Өлшеулер 2-кестеге (қосымшаны қараңыз) жазылады, Прандтль түтігінің бұрыштық сипаттамасы есептеледі. Өлшеулердің деректері бойынша $f(\alpha)$ функция графигі

жасалады, оның көмегімен «сезімталдық аймағы», яғни α бұрыштарының аралығы анықталады, ондағы өлшеулер қателігі белгіленген шамадан аспайды (оның шамасы шамамен алғанда $1 \div 1,5\%$ болады).

Цилиндрлік қондырманы жылдамдық бойынша тарировкалау

Ағын жылдамдығының шамасын өлшеу үшін қолданылатын қондырма оның бастиегі өсінің $10 \div 15^0$ шегінде ағын жылдамдығы бағытының ауытқуларына сезімтал болмауға тиіс. Стандартты Прандтль түтігі шамамен алғанда $\pm 15^0$ -қа дейінгі бұрыштар аралығында осы талапты қанағаттандырады, себебі $\pm 15^0$ -тық ауытқушылықтар үшін түтік артық қысымға ($P_{n\alpha} - P_0$) сезімтал емес келеді, осыдан кейін $\alpha > 15^0$ бұрышы ұлғайғанда, азаяды. Сондықтан Прандтль түтігі ағын өрісіндегі жылдамдықтың бағытын анықтауға жарамайды; ол ағын жылдамдығының шамасын өлшеу үшін ғана қолданылады. Прандтль түтігіне қарағанда цилиндрлік қондырма ағын жылдамдығының шамасын ғана емес, бағытын да анықтауға мүмкіндік береді.

Цилиндрлік қондырманы жылдамдық бойынша тарировкалау үшін $\varphi_3 = 45^0$ болған кезде келесідей болатын (13) формуласына енгізілген ξ коэффициентін тәжірибелік жолмен анықтау қажет:

$$P_2 - P_3 = 2\xi \left(\frac{\rho U^2}{2} \right). \quad (19)$$

Цилиндрлік қондырма (6-сурет) оның өсі ағынның өстік сызығына перпендикуляр болатындай етіп координаттыққа (Прандтль түтігінің орнына) орнатылады және оның 2-ші орталық саңылауы ағынға қарсы болатындай етіп ауа ағынының бастапқы аймағының ортасында

орналастырылады. 2-ші орталық саңылау және бүйірлік саңылаулардың біреуі (3-ші немесе 1-ші) 1-манометрге қосылады. Қондырманың 1-ші және 3-ші бүйірлік саңылаулары 2-манометрге қосылады. Дәл сол ағынға, қондырманың көлденең қимасының шамамен алғанда он диаметрін құрайтын қашықтықта 3-манометрге қосылған эталондық Пито түтігі салынады. Ағын жылдамдығының мәндерін өзгерте отырып (U_{min} мәнінен U_{max} мәніне дейінгі аралықта), 10÷15 өлшеу жүргізіледі, бір уақытта 3-манометрдің (Пито түтігі) және 1-манометрдің (қондырманың 2-ші және 3-ші саңылаулары) көрсеткіштері жазылады. Бұл кезде қондырманың 1-ші және 3-ші бүйірлік саңылауларына қосылған 2-манометрдің көрсеткіштері тәжірибе барысында әр уақытта нөлдік болуға тиіс, яғни $P_1=P_3$ талабы орындалуға тиіс.

Өлшеулер жүргізуге арналған (19) формуласы келесідей болады:

$$(k_T n_T)_{2-3} = 2\xi(k_3 n_3), \quad (20)$$

яғни бұл формула (14) формуласы сияқты түзу теңдеуі болып табылады: $(k_T n_T)_{2-3} = 2\xi(k_3 n_3) + b$. Сондықтан ξ тарировкалау коэффициенті және оның $\Delta\xi$ қателігі «Прандтль түтігін жылдамдық бойынша тарировкалау» тармағындағындай ең кіші квадраттар әдісімен анықталады.

Цилиндрлік қондырманың ξ тарировкалау коэффициентін, оның $\Delta\xi$, \mathcal{E}_ξ қателіктерін анықтауға арналған есептеулер және өлшеулер нәтижелері қосымшада келтірілген 3-кесте түрінде ресімделеді.

Цилиндрлік қондырманы қисаю бұрышы бойынша тарировкалау

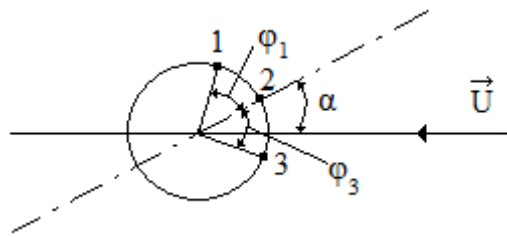
Ағынның U жылдамдығының (Пито эталондық түтігі тіркейтін) белгіленген (бір) мәні кезінде цилиндрлік қондырманы қисаю бұрышы бойынша тарировкалау үшін қондырманың бұрыштық сипаттамалары анықталады:

$$f_1(\alpha) = \frac{(k_1 n_1)_\alpha}{k_3 n_3}; f_2(\alpha) = \frac{(k_2 n_2)_\alpha - (k_2 n_2)_{\alpha=0}}{k_3 n_3};$$

$$f_3(\alpha) = \frac{(k_3 n_3)_\alpha}{k_3 n_3}; f(\alpha) = \frac{f_1(\alpha) - f_3(\alpha)}{f_1(\alpha) + f_3(\alpha)}.$$

Цилиндрлік қондырманың 1, 2, 3 саңылауларына микрометрлер жалғанып қосылады, олардың екінші иіндері ашық қалады; микрометрлердің сәйкесінше $k_1 n_1$, $k_2 n_2$, $k_3 n_3$ көрсеткіштерінің α қисаю бұрышына тәуелділігі жазылады (α бұрышы әр 5° сайын 0° -тан $\pm 40^\circ$ -қа дейін лимбтің көмегімен өзгертіледі, 10-суретті қараңыз). Өлшеулер мен есептеулер деректері қосымшада келтірілген 4-кестеге жазылады.

4-кестенің деректері бойынша $f_2(\alpha)$ және $f(\alpha)$ функция графиктері жасалады. $f_2(\alpha)$ функция графигі α бұрышының «сезімтал емес аймағын», яғни толық қысымды өлшеу қателігі белгілі бір белгіленген шамадан аспайтын оның мәндерін анықтауға мүмкіндік береді. $f(\alpha)$ функция графигі эксперименттік зерттеулерде 1-ші және 3-ші симметриялық саңылаулар үшін өлшенген $(k_1 n_1)_\alpha$ және $(k_3 n_3)_\alpha$ мәндері бойынша (сәйкесінше $[(k_1 n_1)_\alpha - (k_3 n_3)_\alpha]$ айырмасы бойынша) қондырманың еңістігін немесе қондырманың өсіне қатысты ағын жылдамдығының бағытын сипаттайтын α бұрышын анықтау үшін пайдаланылады.



10-сурет. Цилиндрлік қондырманың бұрышын анықтау сұлбасы
(1, 2, 3 – қондырманың қабылдағыш саңылаулары)

Тапсырма. Өлшеулердің нәтижелерін өңдеу

1. Прандтль түтігін жылдамдық бойынша тарировкалау үшін 8-суреттегі сұлба бойынша қондырғыны жинаңыз. 1-ші және 2-ші микроанометрлерді деңгейлер бойынша орнатыңыз және оларға сырттан қысымдар әкелмей (аспаптың екеуінде де) бастапқы есептердің есептік шкалалардағы нөлдік бөліктерге сәйкес келуін қамтамасыз етіңіз (жұмыс барысында қолданылатын барлық микроанометрлерді қолдана отырып жүргізілетін барлық өлшеулерде бұл талапты орындау қажет). Компрессорды қосыңыз және ағын жылдамдығының мәндерін U_{min} бастап U_{max} дейін белгілей отырып, микроанометрлердің n_s және n_T көрсеткіштерінің 10÷15 өлшеулерін жүргізіңіз. Өлшеулер мен есептеулер нәтижелерін 1-кесте түрінде ресімдеңіз және «Прандтль түтігін жылдамдық бойынша тарировкалау» тармағына сай олар бойынша Прандтль түтігінің ξ тарировкалау коэффициентінің және $\Delta\xi$ қателігінің мәнін анықтаңыз.

ξ коэффициентінің белгілі мәні бойынша (7) формуласының көмегімен ағын жылдамдығының (U) бір мәнін есептеңіз (мысал ретінде), (8) формуласының көмегімен ауаның тығыздығын алдын-ала анықтап алыңыз.

2. 1-тармақта сипатталған қондырғының көмегімен Прандтль түтігін α қисаю бұрышы бойынша

тарировкалаңыз. Ол үшін барлық өлшеулерді, есептеулерді және нәтижелерді ресімдеуді «Прандтль түтігін қисаю бұрышы бойынша тарировкалау» тармағының ұсынымдарына сай жүргізіңіз. Прандтль түтігінің бұрыштық сипаттамасының тарировкалау графигі бойынша қондырманың эксперименттік «сезімтал емес аймағын», яғни өлшеулер қателігі 1÷2%-дан аспайтын α бұрыштарының аралығын бағалаңыз.

3. Координаттықтан Прандтль түтігін алып шығыңыз және оның орнына 2-ші орталық саңылауы ағынға қарсы болатындай етіп координаттыққа цилиндрлік қондырманы бекітіңіз (6-суреттегі сұлбадағы 2-манометрдің көрсеткіштері бойынша қысымдар теңдігі ($P_1=P_3$) шарты). Қондырманы жылдамдық бойынша тарировкалаңыз және өлшеулер нәтижелерін «Цилиндрлік қондырманы жылдамдық бойынша тарировкалау» тармағының сипаттамасына сай ресімдеңіз. Эксперимент деректерінің негізінде есептелген қондырманың ξ тарировкалау коэффициенті бойынша (19) формуласының көмегімен ағын жылдамдығы (U) мәндерінің біреуін нақты мысал ретінде анықтаңыз, аталған формула U жылдамдығын анықтау үшін келесідей болады:

$$U = \sqrt{\frac{2(P_2 - P_3)}{\rho 2\xi}} = \sqrt{\frac{(k_T n_T)_{2-3}}{\rho 2\xi}}.$$

4. 3-тапсырманы орындау үшін қолданылатын қондырғы сұлбасының көмегімен цилиндрлік қондырманы қисаю бұрышы бойынша тарировкалаңыз және «Цилиндрлік қондырманы қисаю бұрышы бойынша тарировкалау» тармағында егжей-тегжейлі сипатталған тапсырмаға сай оның бұрыштық сипаттамаларын анықтаңыз. Тарировкалау деректері бойынша $f(\alpha)$

графигінен ерікті түрде тандалған α қисаю бұрышы үшін ағын жылдамдығының бағытын анықтаңыз.

5. Өлшеулердің нәтижелерін және есептеулерді қосымшада келтірілген 1-4-кестелер түрінде ресімдеңіз.

ҚОСЫМША

1 кесте.

Прандтль түтігінің ξ тарировкалау коэффициентін және оның $\Delta\xi$ қателіктерін есептеу және өлшеу нәтижелері

Өлшеулер №	n_{ξ} (бөлік)	$(k_{\xi}n_{\xi})_i$ кгс/м ²	n_{α} (бөлік)	$(k_{\alpha}n_{\alpha})_i$ кгс/м ²	$(k_T n_T)_i - \frac{[(k_T n_T)_i - (k_{\alpha} n_{\alpha})_i]}{k_T n_T}$	$\frac{[(k_T n_T)_i - (k_{\alpha} n_{\alpha})_i]}{k_T n_T} \cdot \frac{[(k_T n_T)_i - (k_{\alpha} n_{\alpha})_i]}{k_T n_T}$	$\frac{[(k_T n_T)_i - (k_{\alpha} n_{\alpha})_i]}{k_T n_T} - \frac{[(k_T n_T)_i - (k_{\alpha} n_{\alpha})_i]}{k_T n_T}$	$[(k_{\alpha} n_{\alpha})_i - (k_T n_T)_i - b]^2$
------------	----------------------	--	-------------------------	--	---	---	---	---

2 кесте.

Прандтль түтігінің бұрыштық сипаттамаларын есептеу және өлшеу нәтижелері

Өлшеулер №	α°	n_T (бөлік)	$k_T n_T$ кгс/м ²	$(k_T n_T)_{\alpha}$ $(k_T n_T)_{\alpha=0}$	$f(\alpha)$
------------	------------------	------------------	---------------------------------	--	-------------

3 кесте.

Цилиндрлік қондырмаға арналған ξ тарировкалау коэффициенті мен оның қателігін есептеу және өлшеу нәтижелері

Өлшеулер №	n_{ξ} (бөлік)	$(k_{\xi}n_{\xi})_i$ кгс/м ²	n_{α} (бөлік)	$(k_{\alpha}n_{\alpha})_i$ кгс/м ²	$(k_{\alpha}n_{\alpha})_i - \frac{[(k_{\alpha}n_{\alpha})_i - (k_T n_T)_i]}{k_{\alpha}n_{\alpha}} \times (k_T n_T)_i$	$\frac{[(k_{\alpha}n_{\alpha})_i - (k_T n_T)_i]}{k_{\alpha}n_{\alpha}} \cdot \frac{[(k_{\alpha}n_{\alpha})_i - (k_T n_T)_i]}{k_{\alpha}n_{\alpha}}$	$(k_{\alpha}n_{\alpha})_i - (k_T n_T)_i - b$	$[(k_{\alpha}n_{\alpha})_i - (k_T n_T)_i - b]^2$
------------	----------------------	--	-------------------------	--	---	---	--	--

4 кесте.

Цилиндрлік қондырманың бұрыштық сипаттамасын есептеу және өлшеу нәтижелері

Өл шеу лер №	α^c	$n_{1\alpha}$	$(k_1 n_1)_\alpha$	$f_1(\alpha)$	$n_{2\alpha}$	$(k_2 n_2)_\alpha$	$(k_2 n_2)_{\alpha=0}$	$f_2(\alpha)$	$n_{3\alpha}$	$(k_3 n_3)_\alpha$	$f_3(\alpha)$	$f_1(\alpha) - f_3(\alpha)$	$f_1(\alpha) + f_3(\alpha)$	$f(\alpha)$
-----------------------	------------	---------------	--------------------	---------------	---------------	--------------------	------------------------	---------------	---------------	--------------------	---------------	-----------------------------	-----------------------------	-------------

Әдебиет

1. Фабрикант И.Я. Аэродинамика. – М: Наука, 1964. – 814 с.
2. Преображенский В.П. Теплотехнические измерения и приборы. – М: Энергия, 1978.
3. Повх И.Л. Аэродинамический эксперимент в машиностроении. - М: Машиностроение, 1965. – 480 с.
4. Горлин С.М. Слезингер И.И. Аэромеханические измерения (методы и приборы). – М: Наука, 1964. – 720 с.
5. Прикладная аэродинамика. Под.ред.Краснова Н.Ф. – М: ВШ, 1974. – 732 с.
6. Кубышкина В. Д. Основные методы математической обработки результатов физического эксперимента. – Алма-Ата, 1974.

СФЕРАЛЫҚ ҚОНДЫРМАНЫ ТАРИРОВКАЛАУ

Жұмыс мақсаты:

1. Дененің орташа жылдамдығының векторын анықтаған кезде қолданылатын сфералық қондырманың құрылымын және жұмыс істеу принципін зерттеу.

2. Бастапқыда таңдалған бағытқа қатысты ағын жылдамдығының шамасын және қисаю бұрышын анықтау үшін тарировкалау қисықтарын алу.

Қысқаша теориялық кіріспе

Идеал сұйықтың сфераны потенциал түрде орай ағуын қарастырудан алынатын нәтижелерді белгілі мөлшерде қолдануға болатын сфералық қондырманы қарастырайық. Бұл жағдайда жылдамдықтар потенциалы келесідей болады:

$$\varphi = V_0 x \left(1 + \frac{R^3}{2r^3} \right), \quad (1)$$

егер шексіздіктегі ағын жылдамдығы x осіне параллель болса, R –сфера радиусы, ал $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$. Осыдан шығатыны, шардың бетіндегі жылдамдық:

$$V^2 = V_0^2 \frac{9}{4} \left(1 - \frac{x^3}{l^3} \right) = \frac{9}{4} V_0^2 \sin^2 \varphi. \quad (2)$$

Бернулли интегралынан шығатын, беттегі қысымдардың таралуы келесідей болады:

$$\bar{P} = \left(1 - \frac{9}{4} \sin^2 \varphi\right), \quad (3)$$

мұндағы

$$\bar{P} = \frac{P - P_0}{\frac{1}{2} \rho V_0^2}. \quad (4)$$

Критикалық нүктеде әдеттегідей $\bar{P} = 1$ және сонымен қатар $\varphi = 42^\circ$ нүктесінде $\bar{P} = 0$ болады. Жылдамдық векторы меридианның жазықтығында болған жағдайда, бір меридианда орналасқан екі кездейсоқ нүктедегі қысымдар айырмасы келесідей болады:

$$P_1 - P_3 = \frac{1}{2} \rho V_0^2 \frac{9}{4} (\cos^2 \varphi_1 - \cos^2 \varphi_3), \quad (5)$$

бұл критикалық нүкте және кез келген нүкте үшін шығатыны:

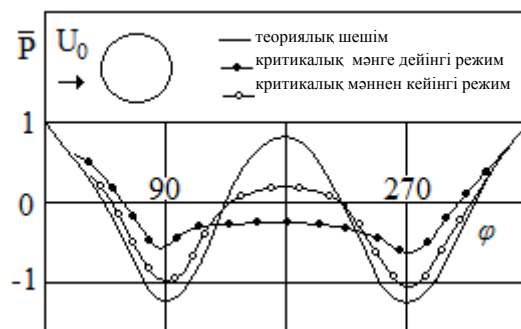
$$P_1 - P_3 = \frac{1}{2} \rho V_0^2 \frac{9}{4} \sin^2 \varphi_3. \quad (6)$$

Егер бір саңылау критикалық нүктеге қатысты φ_1 бұрышымен, ал екіншісі $\varphi_3 = 360^\circ - \varphi_1$ бұрышымен орналасқан болса, дәл сол меридианның жазықтығындағы ағынның бағыты критикалық нүктеден $\Delta\varphi$ бұрышымен ауытқыған кезде екі нүктедегі қысымдар айырмасы келесідей болады:

$$P_1 - P_3 = -\frac{9}{4} \frac{1}{2} \rho V_0^2 \sin^2 2\Delta\varphi \cdot \sin \varphi_1. \quad (7)$$

$\Delta\varphi$ белгіленген кезде $P_1 - P_3$ айырмасы $\varphi_1 = 45^\circ$ болған уақытта ең көп мәнге ие болады; егер φ_1 және $\varphi_3 = -\varphi_1$ бұрыштары таңдалған болса, $P_1 - P_3$ айырмасы $\sin 2\Delta\varphi$ пропорционал болады.

Тәжірибеден алынатын сферадағы қысымның таралуы $\varphi = 0^\circ$ бастап $\varphi = 30^\circ \div 60^\circ$ дейін бұрыш өзгеруінің шегіндегі теориялық нәтижелерге сәйкес келеді.



1-сурет. Сферада қысымның таралуы

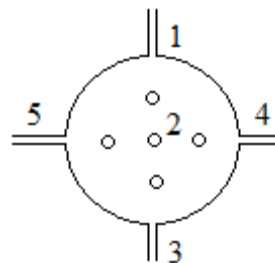
Бұдан қорытуға болатыны, егер ағынның бағыты мен сфераның бетіндегі нүктеден өтетін радиустың арасындағы орталық бұрыш көп дегенде $\varphi = 30^\circ \div 60^\circ$ болса, сфераның бетіндегі әр түрлі нүктелердегі қысымдардың шамасы және айырмасы жөнінде шығарылған қорытындылар дұрыс болады. Іс жүзінде қолданылатын сфералық қондырмалардағы шеткі саңылаулар ортадағы саңылауға қатысты көп дегенде $\varphi \approx 50^\circ$ бұрышымен орналасады, ал көбінесе бұл бұрыштар $\varphi \approx 40^\circ \div 45^\circ$ тең.

Сфераның бетінде қысымның тәжірибелік және теориялық таралуы сызықтарының айтарлықтай дәл сәйкес келуі сфералық қондырмаларды тарировкаламай жұмыс

істеуге қалай дегенде де мүмкіндік бермейді. Қондырмаларды әзірлеудегі алуан түрлі дәлсіздіктер (саңылаулардың шамасы, орналасу күйі және өңделуі, сфераның өзінің қисықтығының тұрақтылығы және т.с.с.) және аспап тұтқасының (ұстағышының) әсері мұның негізгі себептері болып табылады.

Қондырғының сипаттамасы және өлшеулер әдістемелері

Желдеткіш түзетін ауа ағыны соплодан шығады және ағынның осі горизонталь болатындай етіп таралады. Ағында соплодан шығу саңылауына жақын жерде, әрқайсысы өз манометріне қосылған бес саңылауы бар сфералық қондырма орналасады. Қондырма оны өсін айналдыра (1, 2, 3 саңылаулары арқылы өтетін жазықтықта), сондай-ақ 4, 5, 2 саңылаулары арқылы өтетін жазықтықта бұрауға мүмкіндік беретін координаттыққа бекітіледі.



2-сурет. Сфералық қондырманың сұлбасы

Қондырманың бетіндегі кез келген саңылауда қысымдардың шамасын келесідей беруге болады:

$$P_1 = P_0 + \frac{1}{2} \rho V_{\infty}^2 \xi_1, \quad (8)$$

$$P_2 = P_0 + \frac{1}{2} \rho V_\infty^2 \xi_2 \quad (9)$$

және т.б., мұндағы P_0 – ағындағы, қондырмадан алыс статикалық қысым, $\rho V_\infty^2 / 2$ – бақылау манометрінің көрсеткіштері бойынша немесе қондырмадан шығу жерінде орнатылған Пито түтігінің көмегімен жеке анықталатын динамикалық қысым, ξ_i – тәжірибе жолымен ғана анықтауға болатын түзету коэффициенті.

ξ_i коэффициентін анықтау үшін келесі теңдеуді пайдалану қажет:

$$\xi_i = \frac{P_i - P_0}{\frac{1}{2} \rho V_\infty^2}, \quad (10)$$

Мұндағы $P_i - P_0$ – тиісті манометрдің көрсеткіші, $i=1, 2, 3, 4, 5$. Бұл деректер тарировкалау қисығын жасау үшін қажет.

ξ_i коэффициенті нөлден көп және аз болуы мүмкін, ол ағынның жылдамдығына тәуелді емес, саңылаудың ағынның бағытына қатысты күйін айқындайтын бұрыштың шамасына тәуелді емес.

4-2-5 саңылаулары арқылы өтетін меридиандағы жазықтықтағы ағынның қисаю бұрышын (φ) анықтау үшін келесідей ара қатынас жасалады:

$$\xi_\varphi = \frac{\xi_4 - \xi_5}{\xi_2 - \xi_1} = \frac{P_4 - P_5}{P_2 - P_1} = f(\varphi). \quad (11)$$

Осыдан шығатыны, ξ_1 , ξ_2 , ξ_3 , ξ_4 , ξ_5 және ξ_φ тиісті графиктерін жасау арқылы олар бойынша ағынның кеңістіктегі шамасын және бағытын анықтауға болады.

ξ_1 , ξ_2 және ξ_3 коэффициенттері сфералық қондырма тік жазықтықта айналған уақытта анықталады. Бұл кезде 4-ші және 5-ші саңылаулардағы қысымдар бірдей болуға тиіс ($P_4 = P_5$). ξ_4 және ξ_5 коэффициенттерін анықтау үшін қондырманы көлденең жазықтықта айналдыру қажет, бұл кезде 1-ші және 3-ші саңылаулардағы қысымдар тең болуға тиіс ($P_1 = P_3$).

Сфералық қондырманы тік жазықтықта айналдыру үшін айналмалы лимбі бар, қондырманың ұстағышына орнатылатын құрылғы қолданылады. Қондырма көлденең жазықтықта бекіткіш тіреуімен бірге айналады. Бұрыштар координаттықтың тұғырына бекітілген айналмалы лимб бойынша есептеледі.

Тапсырма. Өлшеулердің нәтижелерін өңдеу

1. Сфералық қондырманың тиісті 1, 2, 3, 4, 5 саңылауларына сәйкес келетін жалғастықтарға (штуцерлерге) бес манометрді қосыңыз. Тағы бір манометрді ауа ағыны шығатын соплоның бақылау саңылауына қосыңыз.

2. Дөңгелек лимбтердің көмегімен қондырманы ($P_1 = P_3$), ($P_4 = P_5$) болатындай етіп ағынға орнатыңыз, бұл кезде 2-саңылауға қосылған манометрдің P_2 көрсеткіштері осы бастапқы жылдамдық үшін барынша жоғары болады. Бұл жағдайда көлденең және тік жазықтықтағы φ 0-ге тең болады (есептің басталуын белгілеңіз). Жапқыштың көмегімен ағынның бастапқы жылдамдығын өзгерте отырып, 2-саңылауға қосылған манометр көрсеткіштерінің бақылау манометрінің көрсеткіштеріне тәуелділігін

өлшеңіз. $P_2 = f(P_k)$ тәуелділігін жасаңыз. Графиктік әдістің көмегімен $u_0 = \xi u_k$ теңдеуінен ξ тарировкалау коэффициентін табыңыз (u_0 – сфералық қондырманың көрсеткіштері бойынша жылдамдық, u_k – бақылау манометрінің көрсеткіштері бойынша жылдамдық).

3. $P_4 = P_5$ болатындай етіп қондырманы көлденең жазықтықта орнатыңыз. Қондырманы -50^0 -тан $+50^0$ -қа дейін 5^0 сайын өз өсінде айналдыра отырып, P_1 , P_2 , P_3 өлшеңіз. Өлшеуді 3 рет жасаңыз. Әр бұрыш нәтижелерінің орташа мәнін шығарыңыз. U_0 мәнін оқытушы белгілейді.

4. $P_1 = P_3$ болатындай етіп қондырманы орнатыңыз. Координаттық тіреуін P_4 және P_5 қысымдары өзгеретіндей етіп айналдыра отырып, осы қысымдарды -50^0 -тан $+50^0$ -қа дейін 5^0 сайын бұрыштар шегінде өлшеңіз. Өлшеуді 3 рет жасаңыз. Нәтижелердің орташа мәнін шығарыңыз.

5. (10) формуласы бойынша $\xi_1, \xi_2, \xi_3, \xi_4, \xi_5$ мәндерін есептеңіз. (11) формуласы бойынша ξ_φ коэффициентін есептеңіз. Бұл кезде u_∞ шамасы ξ коэффициентін ескерген кезде бақылау манометрінің көрсеткіштері бойынша есептелген жылдамдыққа сәйкес келеді.

6. $\xi_1, \xi_2, \xi_3, \xi_4, \xi_5$ коэффициенттерінің φ бұрышына тәуелділігі графигін жасаңыз. ξ_φ коэффициентінде масштабты $\xi_1 - \xi_5$ масштабымен салыстырғанда 10 есе ұлғайту қажет.

1 кесте.

Сфералық қондырманың бақылау саңылауындағы және ортадағы саңылауындағы қысымға жүргізілетін өлшеулердің нәтижелері үшін

№	$k = \frac{r}{n_k}$	P_k	$k = \frac{r}{n_2}$	P_2	U_k	U_0
1						
2						
3						
⋮						

2 кесте.

Сфералық қондырғының тарировкалау коэффициенттерін анықтау

φ^0	$k = \frac{r}{n_1}$	$k = \frac{r}{n_2}$	$k = \frac{r}{n_3}$
	өлшеулер	өлшеулер	өлшеулер
	P_1	P_2	P_3
	I II III	I II III	I II III

2 кестенің жалғасы

$k = \frac{r}{n_4}$	$k = \frac{r}{n_5}$							
өлшеулер	өлшеулер	P_4	P_5	ξ_1	ξ_2	ξ_3	ξ_4	ξ_5
I II III	I II III							

Әдебиет

1. Фабрикант И.Я. Аэродинамика. – М: Наука, 1964. – 814 с.
2. Преображенский В.П. Теплотехнические измерения и приборы. – М: Энергия, 1978.
3. Повх И.Л. Аэродинамический эксперимент в машиностроении. - М: Машиностроение, 1965. – 480 с.
4. Горлин С.М. Слезингер И.И. Аэромеханические измерения (методы и приборы). – М: Наука, 1964. – 720 с.
5. Прикладная аэродинамика. Под.ред.Краснова Н.Ф. – М: ВШ, 1974. – 732 с.

АЭРОДИНАМИКАЛЫҚ ҚҰБЫРДЫҢ ЖҰМЫСЫН ЗЕРТТЕУ

Жұмыс мақсаты:

1. Аэродинамикалық құбырдың құрылымымен және жұмыс істеу принципімен танысу.
2. Аэродинамикалық құбырдың негізгі параметрлерін анықтау.

Қысқаша теориялық кіріспе

Аэродинамикалық құбырлардың тағайындалған мақсаты және классификациясы.

Ағынның қатты денелерді орай ағуын эксперименттік түрде зерттеуге арналған негізгі параметрлерге ие газ ағынын жасайтын зертханалық қондырғылар аэродинамикалық құбырлар деп аталады. Бұл ағынға зерттелетін денені (ұшу аппаратының моделі, автомобиль, пойыз және т.с.с.) орналастыра отырып, оған әсер ететін аэродинамикалық жүктемелерді анықтауға болады.

Ағын мен ағын орай ағатын дененің күштік тұрғыдан өзара әрекет етуін зерттеу аэродинамиканың маңызды мәселелерінің бірі болып табылады, ол аэродинамикалық құбырларда жүргізілетін эксперименттің көмегімен шешіледі. Көптеген жағдайларда осындай зерттеулерді жүргізген кезде модель құбырда бекітіледі, ал газ ағыны белгіленген жылдамдықпен модельге барады. Бұл ағын мен дененің күштік тұрғыдан өзара әрекет етуінің айналған қозғалыс жағдайларында жүруіне әкеп соқтырады (осындай қозғалысқа қарама-қарсы үрдіс болып табылатын қозғалмайтын газ ортасындағы дененің ұшуы тура қозғалыс деп аталады).

Классикалық механика салыстырмалылығы принципінен шығатыны, айналдыру принципі дененің түзу сызықты біркелкі ілгерілемелі қозғалысы жағдайында қолданылады. Осы шарттар сақталған кезде ағынның денеге тигізетін күштік ықпалы түзу, сол сияқты айналған қозғалыста бірдей болады.

Қазіргі уақытта қолданылып жүрген аэродинамикалық құбырлардың барлығын дерлік құрылымдық белгілері бойынша тұйық және тұйық емес типті құбырларға бөлуге болады. Бірінші типті құбырларда газдың бір массасы айналады. Тұйық типті құбырлар жабық жұмыс бөлігінде түрлі қысымдардың әсерімен жұмыс істей алады және сәйкесінше оларды ауыспалы тығыздықты құбырлар ретінде пайдалануға болады, осының арқасында түрлі Рейнольдс сандары кезінде ағынның модельдерді орай ағуын зерттеулер жүргізу мүмкіндігі қамтамасыз етіледі:

$$Re_{\infty} = \frac{v_{\infty} l}{\nu_{\infty}},$$

мұндағы v_{∞} және ν_{∞} – сәйкесінше жұмыс

бөлігіндегі ағынның жылдамдығы және тұтқырлығының кинематикалық коэффициенті.

Тұйық емес құбырларда газ сопло арқылы жұмыс бөлігіне кіргеннен кейін құбырдан шығарылады. Осындай құбырларда газ ағындарының үздіксіз ауысуы жүреді. Тұйық емес құбыр жұмыс істеген әр сәтте оған есептік жылдамдыққа дейін үдеуге тиіс болатын газдың жаңа мөлшері кіреді, сол себепті осындай құбырдағы энергияның жұмсалудың деңгейі тұйық қондырғыға қарағанда жоғары келеді, себебі тұйық қондырғыда айналып жүретін газдың қозғалысын ғана қамтамасыз етсе болғаны.

Барлық жағдайларда ағынның денелерді айналып өтуін зерттеу осы экспериментке сәйкес келетін ұқсастық заңының негізінде, негізгі ұқсастық критерийлеріне,

мысалға Рейнольдс (Re), Ma ($M_\infty = \frac{v_\infty}{a}$, мұндағы a – дыбыс жылдамдығы) сандарына немесе зерттелетін құбылыстарға арналған басқа да басты критерийлерге байланысты жүргізіледі.

Жұмыс бөлігіндегі ағынның жылдамдығына байланысты аэродинамикалық құбырларды дыбысқа дейінгі ($0 < M_\infty < 0,8$), дыбыс жанындағы ($0,8 < M_\infty < 1,2$), дыбыстан ұшқыр ($1,2 < M_\infty < 5$) және гипер-дыбыстық ($M_\infty > 5$) құбырларға бөлуге болады. Кейде бұл классификацияға төмен ($0 < M_\infty < 0,5$) және жоғары ($0,5 < M_\infty < 1$) жылдамдықты дыбысқа дейінгі жылдамдықты құбырлар қосылады.

Құбырлардың алғашқы үш түрі тұйық, сол сияқты тұйық емес сұлбалар бойынша жасалуы мүмкін. Гипер-дыбыстық құбырлар әдетте тұйық емес етіп жасалады және жұмыс газы міндетті түрде қыздырылады.

Жұмыс бөлігінің түрі бойынша аэродинамикалық құбырлар жұмыс бөлігі ашық және жабық құбырларға бөлінеді.

Жұмыс ұзақтығына байланысты құбырлар қысқа уақыт әрекет ететін және тұрақты әрекет ететін болып екіге бөлінеді. Қысқа уақыт әрекет ететін құбыр модельді қысқа уақыт (бірнеше минут) қана сынауға мүмкіндік береді. Мұндай құбыр компрессорлардың көмегімен алдын-ала ауа айдалып толтырылатын жоғары қысымды баллондардың батареясынан қоректендіріледі. Баллондық батареяның сыйымдылығы аэродинамикалық құбырдың жұмыс істеу ұзақтығын айқындайды.

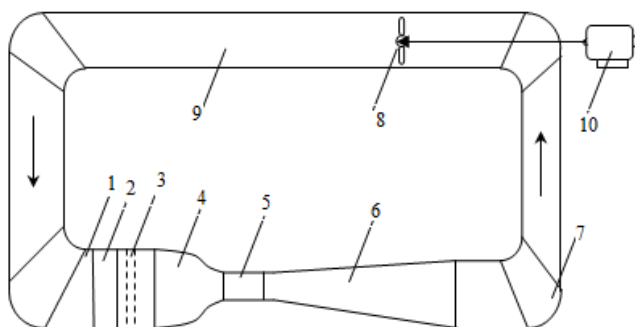
Тұрақты әрекет ететін құбырларда газ ағыны аэродинамикалық құбырға кірістірілген және белгіленген M_∞ сандарына қол жеткізу үшін газды қысудың қажетті

дәрежесін қамтамасыз ететін өстік компрессордың көмегімен түзіледі.

Аэродинамикалық құбырдың құрылымы

Аэродинамикалық құбырларда қозғалыстың айналу шарттарынан шығатыны, тәжірибелер кезінде зерттелетін денелер орнатылатын құбырдың бөлігіндегі, яғни жұмыс бөлігіндегі ауа ағынының жылдамдықтар мен қысымдар өрісі біркелкі болуға тиіс. Осындай өрісті қамтамасыз ету үшін құбыр мен құбырда орналасқан құрылғының аэродинамикалық контурын орындау қажет, олар қозғалып келе жатқан газда ауытқулардың (шектеc қабаттың ажырауының және ағын құйындарының, қисаюының және т.с.с. түзілуінің) туындауына жағдай жасамауға тиіс. Контурдың қандай да бір бөлігінде туындаған бұл ауытқулар ағынның біркелкілігін бұза отырып, алшақ төмен жағындағы, соның ішінде жұмыс бөлігіндегі ағынды бұрмалайтын болады.

Тұйық типті аэродинамикалық құбырдың сұлбасы 1-суретте келтірілген.



1 – форкамера; 2 – хонейкомб; 3 – түзеткіш торлар; 4 – сопло; 5 – жұмыс бөлігі; 6 – диффузор; 7 – бұрылу қалақтары; 8 – желдеткіш (компрессор); 9 – кері арна; 10 – қозғалтқыш

1-сурет. Тұйық аэродинамикалық құбыр сұлбасы

Жұмыс бөлігі қандай да болсын аэродинамикалық құбырдың негізгі бөлігі болып табылады. Эксперименттік зерттеулер үшін құбырдың құндылығы оның жылдамдық пен қысым өрістерінің сипаттамаларымен анықталады. Жұмыс бөлігіндегі жылдамдықтардың біркелкілігіне

$$\frac{\Delta v}{v_{\text{ор}}} = \frac{v - v_{\text{ор}}}{v_{\text{ор}}} \text{ қатынасының шамасы тән, мұндағы } v \text{ және}$$

$v_{\text{ор}}$ – аэродинамикалық құбырдың жұмыс бөлігінің көлденең қимасының қарастырылып отырған нүктесіндегі сәйкесінше жергілікті және орташа жылдамдықтар. Дұрыс ретке келтірілген құбырлардағы бұл шама оннан бірнеше бөлшек пайызды құрайды. Жұмыс бөлігіндегі ағынның қисаюы құбырдың өсіне қатысты мүмкіндігінше төмен болуға тиіс. Қазіргі уақытта жасалып жүрген құбырлардағы жылдамдық бағытының құбырдың осінен ауытқуы градустың ондық үлестерінен аспайды. Қабырғалардың немесе сыртқы жылжымайтын ауа әсерінің (сәйкесінше жұмыс бөлігі жабық немесе ашық құбырлардағы) салдарынан жұмыс бөлігінің сыртқы шекарасындағы жылдамдық нөлге түсіп қалады және осы аймақтағы ағын біркелкі болмайды. Құбырдың жұмыс бөлігінің l_p ұзындығы әдетте $1 \div 2 d$ мөлшеріндегі шаманы құрайды, мұндағы d – жұмыс бөлігінің диаметрі.

Жұмыс бөлігіндегі жылдамдықтардың біркелкі өрісті қалыптастырудағы негізгі рөлді жұмыс бөлігінің алдында орналасқан, құбырдың жіңішкеретін бөлігі болып табылатын сопло (коллектор) атқарады.

Сопло ең алдымен жылдамдық профилінің соплоның кіру қимасында болатын бастапқы әркелкілігін азайтуға арналған. Шынында соплоның кірер және шығар жерлеріндегі 1-ші және 2-ші қималардың бір ағын сызығында орналасқан екі нүктесі (2-сурет) үшін (қабырғаларға іргелес шектес қабаттан тыс аймақ үшін) Бернулли теңдеуі бойынша шығындарсыз жазуға болады:

$$P_1 + \frac{1}{2} \rho v_1^2 = P_2 + \frac{1}{2} \rho v_2^2. \quad (1)$$

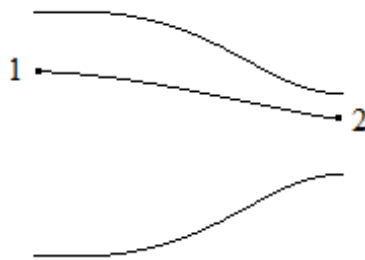
Осы қималардағы орташа толық қысымдар үшін қималар бойынша (1) теңдеуін орташалау арқылы алатынымыз:

$$\left\langle P_1 + \frac{1}{2} \rho v_1^2 \right\rangle = \left\langle P_2 + \frac{1}{2} \rho v_2^2 \right\rangle \quad (2)$$

немесе

$$\langle P_1 \rangle + \left\langle \frac{1}{2} \rho v_1^2 \right\rangle = \langle P_2 \rangle + \left\langle \frac{1}{2} \rho v_2^2 \right\rangle, \quad (3)$$

мұндағы $\langle v^2 \rangle$ шамалары дөңгелек қималы сопло үшін $\langle v^2 \rangle = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R 2\pi r v^2(r) dr$ теңдеуімен анықталады, мұндағы R – тиісті қима радиусы (1-ші немесе 2-ші).



2-сурет. Сопло сұлбасы

Егер осыдан кейін қарастырылып отырған қималардың шегіндегі қысым радиусқа тәуелді болмайды деп санайтын болсақ, онда (1) теңдеуінен (3) теңдеуін шегере отырып,

алатынымыз, ток сызығының бойындағы жылдамдық арындары әркелкілігінің абсолюттік мәндері сақталады, яғни

$$v_1^2 - \langle v_1^2 \rangle = v_2^2 - \langle v_2^2 \rangle. \quad (4)$$

Жылдамдық арынының салыстырмалы біркелкілігін

$$K = \frac{v^2 - \langle v^2 \rangle}{\langle v^2 \rangle}, \quad (5)$$

формуласы арқылы бере отырып, (4) және (5) теңдеуінен алынған қималар үшін шығатыны: $K_1 \langle v_1^2 \rangle = K_2 \langle v_2^2 \rangle$ немесе

$$K_2 = K_1 \frac{\langle v_1^2 \rangle}{\langle v_2^2 \rangle}. \quad (6)$$

Егер соплоға кіру қимасының ауданы (S_1), шығу қимасының ауданы (S_2) болса, яғни сығылуытөмендегі теңдеуге тең болса

$$C = \frac{S_1}{S_2}, \quad (7)$$

онда орнаған қозғалыс кезінде $S_1 \langle v_1 \rangle = S_2 \langle v_2 \rangle$ (мұндағы $\langle v \rangle$ шамасы $\langle v^2 \rangle$ шамасына ұқсас жолмен анықталады) түрінде болатын үздіксіздік теңдеуін пайдалана отырып, (6) және (7) теңдеулерінен алатынымыз:

$$K_2 = K_1 \frac{\langle v_1^2 \rangle}{\langle v_2^2 \rangle} = K_1 \frac{1}{C^2}. \quad (8)$$

Сөйтіп, жұмыс бөлігіне кіру жеріндегі жылдамдықты арындардың салыстырмалы әркелкілігі шамамен алғанда сығылу шамасының квадратына пропорционал болады.

Сонымен қатар сопло құбырдың жұмыс бөлігіндегі ағынның бастапқы турбуленттігіне әсерін тигізеді. Білетініміздей, турбуленттік ағынның кез келген нүктесіндегі жылдамдықтың компонент векторының лездік мәндері уақыты бойынша орташа болатын құрамдас бөлшектер және пульсациялық құрамдас бөлшектер қосындысының түрінде беріледі:

$$u = \langle u \rangle + u', v = \langle v \rangle + v', w = \langle w \rangle + w'. \quad (9)$$

Орташалаған кезде $\langle u' \rangle = 0$, сол себепті турбуленттік пульсациялардың уақыт бойынша орташа квадраттық компонентасы (T) енгізіледі

$$\sqrt{\langle u'^2 \rangle} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T u'^2(t) dt} \quad (10)$$

және басқа да компоненталар үшін осыған ұқсас болады.

Соплоның сығылу шамасының (C) соплодағы турбуленттік пульсациялардың бойлық және көлденең компонентасына тигізетін әсерін қарастырайық. Ол үшін құйындық түтіктің бойындағы кернеуді ($\omega\delta$) сақтау туралы Гельмгольц теоремасына сүйенеміз:

$$\omega_1 \delta_1 = \omega_2 \delta_2, \quad (11)$$

мұндағы δ , ω – сәйкесінше көлденең қималардың аудандары және құйындық түтіктің бұрыштық жылдамдықтары. Егер құйындық түтік соплонның өсіне параллель болса, онда (7) шартынан және $\frac{\delta_1}{S_1} = \frac{\delta_2}{S_2}$ ара қатынасынан алатынымыз – $\omega_2 = \omega_1 C$. Дөңгелек шүмектің 1-ші және 2-ші қималарының радиустары үшін $\frac{r_1}{r_2} = \sqrt{\frac{S_1}{S_2}} = \sqrt{C}$, сондықтан:

$$\omega_2 r_2 = \omega_1 r_1 \sqrt{C}. \quad (12)$$

Соплонның өсіне перпендикуляр құйындық түтік үшін (11) теңдеуін пайдалана отырып құйындық түтіктің δl көлемін сақтау шартынан алатынымыз – $\omega_2^* = \omega_1^* \frac{l_2}{l_1} = \omega_1^* \frac{l}{\sqrt{C}}$, себебі сонымен қатар $r_2^* = \frac{r_1^*}{\sqrt{C}}$, онда көлденең құйындық түтік жағдайында:

$$\omega_2^* r_2^* = \frac{\omega_1^* r_1^*}{c}. \quad (13)$$

Солайша, (12) және (13) теңдеулеріне сай соплоға кіру жерінің жанындағы құйындық айналулар C соплосының шүмегінің сығылуына байланысты өзгереді, бұл кезде шыққан кездегі бойлық өстің айналасындағы айналулар (көлденең пульсациялар) \sqrt{C} есе көбейеді, ал көлденең осьтің айналасындағы айналулар (бойлық пульсациялар) C есе азаяды. Бұл нәтижелер тәжірибенің деректеріне және мәселенің қатаңырақ теориясына сәйкес келеді.

Турбуленттік пульсацияларды және сопло кіру жерінің жанындағы жылдамдықтың әркелкілігін азайту үшін торлар және хонейкомб деп аталатын түзеткіш тор – құбырдың бүкіл қимасын толтыратын, жұқа қабырғалары бар ұзыншақ ұяшықтардың жүйесі орнатылады. Ұяшық шаршысы қабырғаларының мөлшерлері d жүздік бөліктердің тәртібіне ие болады, ұзындықтың ұяшық қимасының қабырғасына қатынасы $5 \div 8$ деп қабылданады, ұяшықтардың қабырғалары барынша жұқа етіп жасалады.

Соплоның (коллектордың) ондағы ауаның ағынына және сәйкесінше жұмыс бөлігіндегі жылдамдықтардың өрісіне тигізетін әсері C сығылу шамасына ғана емес, соплоның пішініне де тәуелді болады. Дыбысқа дейінгі соплоның қабырғалары кіру жеріндегі ағын біркелкі болатындай етіп, ал ондағы газ ағыны жұмыс бөлігінің өсіне параллель қозғалатындай етіп жасалады. Бұл талапқа Витошинский формуласы бойынша есептелген профиль сәйкес келеді:

$$r = r_2 \sqrt{\left[1 - \left(\frac{r_2}{r_1} \right)^2 \right] \frac{\left(1 - \frac{x^2}{l^2} \right)^2}{\left(1 + \frac{x^2}{l^2} \right)^2}}, \quad (14)$$

мұндағы r_1 және r_2 – сәйкесінше кіру және шығу қималарының радиустары, l – соплоның ұзындығы; x – соплоның өсін бойлай жасалған қима координатасы. Соплоның $l=4r_2$ ұзындығын таңдау ұсынылады, бірақ сонымен қатар шығу жерінде ұзындығы шамамен алғанда $0,5r_1$ болатын ұзындығы бар цилиндрлік аймақты қосу ұсынылады.

Диффузор (6) (1-сурет) ағынның кинетикалық энергиясын потенциалды энергия етіп түрлендіруге арналған. Кері арна да осы мақсатқа арналған, онда онымен қатар кеңейтудің көмегімен форкамераға баяу өту және соплодағы ағынды қысудың қажетті шамасы қамтамасыз етіледі. Дыбысқа дейінгі диффузор дегеніміз – ағыны біртіндеп тежелетін, ағынды бойлай төмен қарай кеңейтетін арна. Тәжірибелік деректердің негізінде диффузорлар тік сызықты түзуші шамамен жасалады, бұл кезде диффузордың кеңею бұрыштары $6\div 8^0$ болған кезде энергияның шығындары аз болады. Диффузордағы ағынның жылдамдығы неғұрлым жоғары болса, қабырғалардың жанындағы ағынның үзілуін және құйынның түзілуін болдырмау үшін конустық бұрышы соғұрлым азырақ болуға тиіс. Құйынның түзілуі энергияның көп шығындарына әкеп соқтырады. Егер конустық бұрышын аз етіп таңдаса, диффузордың ұзындығы көбірек болады, үйкеліске жұмсалатын шығындар өседі, сондай-ақ құбырдың мөлшерлері ұлғаяды.

Жұмыс бөлігі ашық құбырлардағы диффузордың кіру қимасының диаметрі жұмыс бөлігінің диаметрінен біршама көбірек етіп жасалады және жұмыс бөлігінің ұзындығына байланысты $1,05\div 1,10 d$ шамасында алынады. Жұмыс бөлігінен дене үзілген жағдайда желдеткішті сақтандыру үшін диффузорға тор салынады.

Ағынды 90^0 -қа бұрған кезде құбырдың иіндерінде ағынды жақсарту үшін бағыттаушы қалақтар орнатылады. Олар энергияның шығындарын төмендетеді және орталықтан сыртқа тебуші күштердің әсерімен туындайтын қайталама ағындарды (ағынның шиыршықтануы) азайтады.

Аэродинамикалық құбырдың негізгі сипаттамалары

Аэродинамикалық құбырларда алынған эксперименттік деректердің шынайылығы жұмыс бөлігі ағынының турбуленттілік (бастапқы турбуленттілік деп те аталады) дәрежесіне тәуелді болады және келесі теңдеумен анықталады:

$$\varepsilon = \frac{\sqrt{\frac{1}{3}(\langle u'^2 \rangle + \langle v'^2 \rangle + \langle w'^2 \rangle)}}{v_0}.$$

Аэродинамикалық құбырларда әдетте изотроптық турбуленттік болады, сондықтан,

$$\langle u'^2 \rangle = \langle v'^2 \rangle = \langle w'^2 \rangle \text{ болғанда } \varepsilon = \frac{\sqrt{\langle u'^2 \rangle}}{v}.$$

Атмосферадағы турбуленттілік шамамен алғанда 0,02%-ды құрайтыны белгілі. Аэродинамикалық құбырдың жұмыс бөлігіндегі ε мәні әдетте жоғары және құрылымдық ерекшеліктерге байланысты. Жоғары бастапқы турбуленттілік эксперименттік нәтижелердің бұрмалануына әкеп соқтырады және сондықтан тәжірибелердің қандай ε мәні кезінде жүргізілгенін білу қажет.

Қозғалыстың турбуленттік сипатына байланысты арнайы зерттеулерді жүргізген кездегі бірқатар жағдайларда бастапқы турбуленттіліктің ұлғаюы қажет. Әдетте бұған соплоның шығу кесіндісінде турбулизациялағыш торларды орнату арқылы қол жеткізіледі.

Қондырғының үнемділігін айқындайтын қасиеті аэродинамикалық құбырдың маңызды сипаттамаларының

бірі болып табылады. Бұл қасиет сипаттама (χ) жұмыс бөлігіндегі ағынның кинетикалық энергиясының жетек (привод) тұтынатын N қуатына қатынасы болып табылады, яғни

$$\chi = \frac{mv^2}{2N} = \frac{\rho v^3 S}{2N}, \quad (15)$$

мұндағы m – құбырдағы газдың секундтық массалық шығыны, v – жұмыс бөлігіндегі газдың жылдамдығы, оның көлденең қимасының ауданы – S , N – құбыр желдеткіші моторының қуаты.

Әдетте құбыр сапасының шамасы бірден көп және жұмыс бөлігі ашық тұйық құбырда 1,2 шамасынан 4,5 шамасына дейін құбылады. Мұның себебі – жұмыс бөлігіндегі ағынның кинетикалық энергиясы қысымның потенциалды энергиясы бөлігінің кинетикалық энергияға айналуының есебінен жоғары болады. Сондықтан құбырдың сапасы әр уақытта пайдалы әсер коэффициентінен (ПӘК) көбірек.

Құбырдың сапасы мен құбырдың ішінде ағатын ағындағы энергия шығындарының арасындағы байланысты орнатаяық. Тұрақты ағын кезінде желдеткіш ауа ағынына беретін энергия шығындардың қосындысына тең. Сәйкесінше $\xi_n = \frac{mv^2}{2} = \eta_b N$ ара қатынасын жазуға болады, мұндағы η_b – желдеткіштің ПӘК-і; N – мотордың қуаты; ξ_n – құбырдың жұмыс бөлігіндегі ағынның кинетикалық энергиясына жатқызылған жиынтық шығындар. Сонда құбырдың сапасын келесідей жазуға болады:

$$\chi = \frac{mv^2}{2N} = \frac{\eta_b}{\xi_n}. \quad (16)$$

Осыдан көретініміз, желдеткіштің пайдалы әсер коэффициенті неғұрлым жоғары болса және құбырдағы энергияның жиынтық шығындарының коэффициенті неғұрлым аз болса, құбырдың сапасы соғұрлым жоғары болады.

Аэродинамикалық құбырдағы ағынның жылдамдығын қондырманың (мысалға, Прандтль түтігінің, цилиндрлік қондырманың және т.б.) көмегімен өлшеуге болады. Ол үшін қондырманы аэродинамикалық құбырдың жұмыс бөлігіне, зерттелетін денеге жақын жерде орнату қажет. Бұл жағдайда зерттелетін дене қондырманың көрсеткіштерін біршама бұрмалайды, ал қондырма өз алдына денеге жүргізілетін сынақтардың нәтижелеріне әсерін тигізеді. Осы кемшіліктерді болдырмау үшін құбырдың жұмыс бөлігіндегі жылдамдық көбінесе соплодағы қысымның айырмасы бойынша өлшенеді.

Қазіргі аэродинамикалық құбырларда әр көлденең қимадағы (шетін қоспағанда) жылдамдықтар мен қысымдардың таралуы біркелкі болады. Бұл жағдайларда әр қысылмайтын орта үшін Бернулли теңдеуін бүкіл ағын үшін жазуға болады. Бернулли теңдеуін соплоның кіру қимасы және құбырдың жұмыс бөлігі үшін жазып алайық:

$$P_1 + \frac{1}{2} \rho v_1^2 = P + \frac{1}{2} \rho v^2, \quad (17)$$

мұндағы P – қысым және v – (жылдамдық аэродинамикалық құбырдың басындағы), P_1 – қысым және v_1 – жылдамдық (соплоның кіру қимасындағы).

Үздіксіздік теңдеуінен алатынымыз:

$$\rho S = \rho_1 S_1, \quad (18)$$

Мұндағы S – құбырдың жұмыс бөлігінің көлденең қимасының ауданы, S_1 – қысымы өзгеретін соплоның кіру қимасының ауданы.

(17) теңдеуіне v_1 мәнінің орнына (18) теңдеуіндегі оның мәнін қоятын болсақ:

$$v = \sqrt{\frac{2\beta(P_1 - P)}{\rho}} \quad (19)$$

немесе

$$v = \sqrt{\frac{2\beta kn_1}{\rho}}, \quad (20)$$

мұндағы

$$\beta = \frac{1}{1 - S^2 / S_1^2}, \quad (21)$$

n_1 – соплоның кіру бөлігіндегі бақылау саңылауына қосылған манометрдің көрсеткіштері, k – манометрдің көлбеулігі. Құбыр түсуінің коэффициенті деп аталатын β коэффициенті әдетте эксперименттен анықталады және құбырдың сипаттамасы болып табылады.

(20) формуласы соплодағы (коллектордағы) қысымдардың айырмасы бойынша аэродинамикалық құбырдың жұмыс бөлігіндегі ағынның жылдамдығын анықтауға арналған жұмыс формуласы болып табылады.

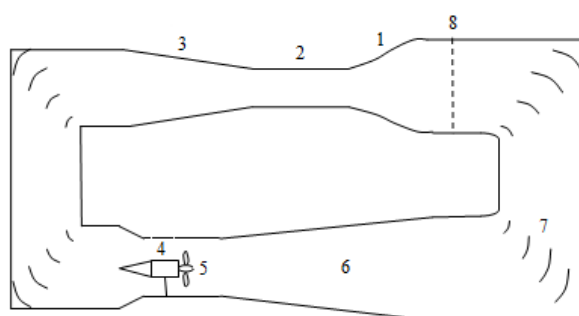
Қондырғының сипаттамасы және эксперимент әдістемесі

Аэродинамикалық құбырдың (КТТФ) сұлбасы және негізгі мөлшерлері 3-суретте келтірілген. Ол жұмыс бөлігі жабық тұйық аэродинамикалық құбыр болып табылады. Жұмыс бөлігінің соплосынан шығу жерінде мөлшері

270x310 мм² болатын тік төрт бұрышты қима бар. Жұмыс бөлігінің ұзындығы 900 мм-ді құрайды. Соплоның сығылуы – $\frac{S_1}{S_2} = C = 6,7$.

Құбырдағы ауаны диаметрі 500 мм-лік 4 қалақты өстік желдеткіш қозғалтады, ол қуаты 1,25 кВт болатын тұрақты тоқты мотордың өсіне тікелей бекітіледі. Электрлік қозғалтқышты түзеткіш қоректендіреді. Түзеткішке берілетін кернеу тұтқасы басқару панеліне шығарылған автотрансформатордың көмегімен реттеледі.

Аэродинамикалық құбырдың бүкіл басқару жүйесі (реостаттар, автотрансформатор, түзеткіш және өлшеуіш аспаптар) сұлбасы 4-суретте келтірілген басқару блогына монтаждalған.

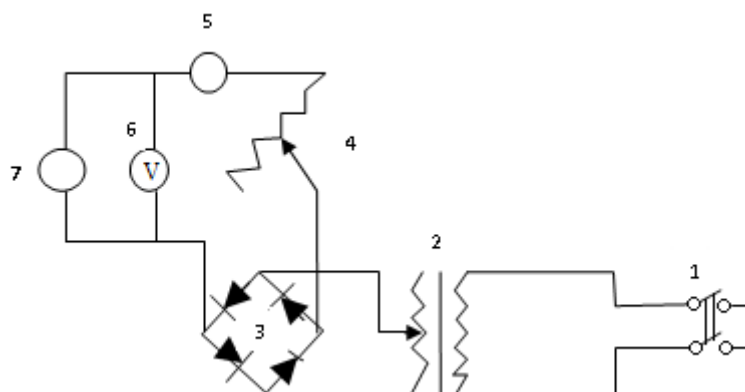


1 – сопло, 2 – жұмыс бөлігі, 3 – кері арна, 4 – электрлік қозғалтқыш, 5 – желдеткіш, 6 – диффузор, 7 – бұрма қалақтар, 8 – түзеткіш торлар

3-сурет. Т-2 аэродинамикалық құбырының сұлбасы

Кернеу ажыратқышты (1) қосқан кезде құбырды басқару блогына беріледі. Аэродинамикалық құбырды іске қосқан кезде алдымен 40 В-тық кернеу белгіленеді (бақылау басқару панеліне орнатылған вольтметр бойынша жүзеге асырылады). Осыдан кейін іске қосу реостатының тұтқасын сағат тілінің бағыты бойынша тірелгенше бұрай

отырып, желдеткіштің қозғалтқышын қосу қажет. Аэродинамикалық құбырдағы ағынның жылдамдығы автотрансформатордың көмегімен кернеуді өзгерту арқылы өзгертіледі. Аэродинамикалық құбырды өшірген кезде алдымен автотрансформатор тұтқасының көмегімен кернеуді 0-ге дейін азайту қажет, осыдан кейін іске қосу реостаты шығарылады (сағат тіліне қарсы бағытта тірелгенше бұрау арқылы) және ажыратқыш (1) өшіріледі.



1 – ажыратқыш, 2 – автотрансформатор, 3 – түзеткіш, 4 – іске қосу реостаты, 5 – амперметр, 6 – вольтметр, 7 – электрлік қозғалтқыш

4-сурет. Аэродинамикалық құбырды басқару жүйесінің сұлбасы

Түсу коэффициентін эксперименттік негізбен анықтау үшін құбырдың жұмыс бөлігінің ортасына микроанометрге қосылған эталондық қондырма (Прандтль түтігі) орнатылады. Екінші микроанометр резеңке түтіктің көмегімен соплоның кіру және шығу бөліктерінде орналасқан бақылау саңылауларына қосылады. Осы манометрдің көмегімен соплодағы қысымның айырмасы өлшенеді. Қондырмаға және шүмектің ауыспалы бөлігіндегі саңылауларға қосылған

микроманометрлердің көрсеткіштерін өлшей отырып, n_2 және n_1 арасындағы тәуелділікті табуға болады:

$$\xi_2 k_2 n_2 = \beta k_1 n_1, \quad (22)$$

мұндағы ξ_2 – эталондық қондырманың тарировкалау коэффициенті, бұл жағдайда ол бірге тең, $k_2 n_2$ – эталондық түтікке қосылған микроманометр көлбеулігінің коэффициенті және көрсеткіштері.

Жұмыс бөлігіндегі қысым мен жылдамдықтың өрістерін зерттеу Прандтль түтігінің көмегімен жүргізіледі. Түтік оны жұмыс бөлігін бойлай (x координатасы) және көлденеңінен (y координатасы) көлденең жазықтықта жылжытуға мүмкіндік беретін координаттыққа бекітіледі. Өлшеу қондырмасын ағынның түрлі нүктелеріне жылжыта отырып, Прандтль түтігінің қос саңылауына қосылған микроманометрдің көрсеткіштері ($\frac{\rho v^2}{2}$ динамикалық қысым) және статикалық қысым саңылауына қосылған микроманометрдің көрсеткіштері жазып алынады. Динамикалық арын бойынша ағын жылдамдығы есептеледі.

Тапсырма. Өлшеулердің нәтижелерін өңдеу

1. 1-микроманометрге қосылған Прандтль түтігін аэродинамикалық құбырдың жұмыс бөлігінің ортасына орнатыңыз. 2-микроманометрді соплоның кіру және шығу жеріндегі бақылау саңылауына қосыңыз (манометрдің «+» саңылауын кіру жеріндегі саңылауға, «-» саңылауын шығу жеріндегі саңылауға қосыңыз). Кернеуді 12 В сайын 20 В-тан 240 В-қа дейін өзгерте отырып, 1-ші және 2-ші манометрлердің, вольтметрдің және амперметрдің көрсеткіштерін жазып алыңыз. Өлшеулердің нәтижелерін

1-кестеге жазыңыз. $k_1 n_1 = f(k_2 n_2)$ тәуелділігін жасаңыз. Құбыр түсуінің коэффициентін табыңыз және оны (21) формуласы бойынша есептелген теориялық мәнмен салыстырыңыз.

2. Эксперименттік деректер бойынша құбырдың жұмыс бөлігінің ортасындағы жылдамдықты кернеуге байланысты есептеңіз. Жылдамдықтың әр мәні үшін (15) формуласы бойынша құбырдың сапасын есептеңіз. Құбыр сапасының жылдамдыққа тәуелділігін жасаңыз.

3. Бастапқы жылдамдықтың белгіленген мәні кезінде Прандтль түтігінің көмегімен құбырдың түрлі қималарындағы жылдамдықтың және статикалық қысымның профильдерін өлшеңіз. Ол үшін толық қысымның саңылауына 1-манометрді қосыңыз, ал статикалық қысымның саңылауына ең аз деген көлбеулікке ие 3-манометрді қосыңыз. Соплонның шығу қимасынан $x=2$ қашықтыққа, құбырдың артқы қабырғасының жанына ($y=0$) Прандтль түтігін орнатыңыз. Барлық манометрлер бойынша есептеулер жүргізіңіз. Нәтижелерді 2-кестеге жазыңыз. Прандтль түтігін y осімен жылжыта отырып, әр 2 см сайын $y = 26$ см шамасына дейін ұқсас өлшеулер жүргізіңіз. Осыдан кейін Прандтль түтігін x осімен 10 см-ге жылжытып, ұқсас өлшеулер жүргізіңіз. Осы жолмен құбырдың жұмыс бөлігіндегі 8 қимада өлшеулер жүргізіңіз. Алынған деректер бойынша жұмыс бөлігінің 8 көлденең қимасындағы жылдамдықтың таралуын есептеңіз. Салыстырмалы жылдамдықтың таралу

графиктерін жасаңыз: $\frac{v_1}{v_0} = f(y)$, мұндағы v_0 – соплонның

орталығындағы жылдамдық. Құбырдың жұмыс бөлігінің 8 қимасында артық статикалық қысымның таралу графиктерін ($P_0 - P_{\text{атм}} = f(y)$) жасаңыз.

1-кесте.

Құбырдың сапасын және түсу коэффициентін анықтау

№	P =;		T =;			ρ =.			
	k ₁ =	k ₂ =	β	v м/с	v ³	I(A)	U(B)	N(кВт)	χ
	n ₁	n ₂							

2кесте.

Аэродинамикалық құбырдың жұмыс бөлігіндегі статикалық қысым және жылдамдық өрістерін зерттеу

x, см	P=;		T =;		ρ =;		k ₂ n ₂ =.	
	y, см	n ₁	k ₁ n ₁	n ₃	k ₃ n ₃	k ₁ n ₁ – k ₃ n ₃	v ₁ , м/с	P ₀ - P _{атм}

Әдебиет

1. Фабрикант И.Я. Аэродинамика. – М: Наука, 1964. – 814 с.
2. Преображенский В.П. Теплотехнические измерения и приборы. – М: Энергия, 1978.
3. Повх И.Л. Аэродинамический эксперимент в машиностроении. - М: Машиностроение, 1965. – 480 с.
4. Горлин С.М. Слезингер И.И. Аэромеханические измерения (методы и приборы). – М: Наука, 1964. – 720 с.
5. Прикладная аэродинамика. Под.ред.Краснова Н.Ф. – М: ВШ, 1974. – 732 с.

ШАР МЕН ЦИЛИНДРДІҢ БЕТІНДЕГІ ҚЫСЫМНЫҢ ТАРАЛУЫН ЗЕРТТЕУ

Жұмыс мақсаты: Рейнольдс санының мәндері әр түрлі болған кезде шар мен цилиндрдің бетінде қысымның таралуын зерттеу. Идеал сұйықтың теориясының нәтижелерімен салыстыру. Денелер кедергісінің коэффициентін анықтау.

Қысқаша теориялық кіріспе

Денелер сұйықта және газда қозғалған кезде оларға әсер ететін кедергі күштері және көтеру күші практикалық қызығушылық тудырады. Бұл күштердің шамасын айтарлықтай дәрежеде дененің бетінде қысымның таралуы айқындайды. Атап айтқанда, тұтқыр сұйықпен орай ағылатын дененің кедергісіне оның бетінде қысымның таралуы және ағынның үйкелісі себепші болады.

Ағын ыңғайлы орай ағатын денелерде үйкеліс айқындайтын кедергі басым келеді, ағын нашар орай ағатын денелерде оның бетінде қысымның таралуы айқындайтын кедергі басым. Мысалға, $Re=5 \cdot 10^4$ саны кезінде цилиндр мен шар қысымының кедергісі толық кедергінің кем дегенде 96%-ын құрайды және үйкелістің үлесі 4%-дан аз болады.

Дененің бетінде қысымның таралуы маңызды гидродинамикалық сипаттама болып табылады, оны сұйықта қозғалып келе жатқан денеге әсер ететін күштерді анықтау үшін білу қажет.

Ағын ыңғайлы орай ағатын пішінді денелер (қанат профильдері, салыстырмалы қалыңдығы шағын, айналатын ұзартылған денелер) үшін қысымның жеткілікті дәлдікпен таралуы идеал сұйық теориясынан табылуға

тиіс. Алайда нақты сұйықтарда тұтқырлықтың болуы көптеген жағдайларда қысымның нақты таралуының идеал сұйық теориясы бойынша есептелген таралуынан айтарлықтай айырылуына әкеп соқтырады. Дененің бетінен шекаралық қабат үзілген болса бұл айырмашылық үлкен болады. Қысымның таралуын теориялық түрде есептеу мүмкін болмаған жағдайларда бетінде қысымды алуға арналған дренаж саңылаулары бар модельге жататын аэродинамикалық құбырларда эксперименттік зерттеулер жүргізіледі.

Бұл жұмыста ағын нашар орай ағатын денелер болып табылатын цилиндр мен шардың бетінде қысымның таралуы зерттеледі. Идеал сұйықтың біртекті ағынының цилиндр мен шарды орай ағуы мәселесін шешу үшін ағынның жылдамдығына қарсы бағытталған шамамен біртекті ағынның кешенді потенциалын дипольдің потенциалына салу қажет. Цилиндрдің бетіндегі қысымның таралуы үшін теорияға сай келесідей ара қатынас туындайды:

$$\bar{P} = \frac{P - P_0}{\rho V^2 / 2} = 1 - 4 \sin^2 \alpha. \quad (1)$$

Ағынның шарды орай ағуы мәселесі де ұқсас жолмен шешіледі. Біртекті ағынның тогы функциясы диполь тогының функциясына қосылады. Нәтижесінде ағынның шарды орай ағуы тогының функциясын аламыз. Шардың бетінде қысымның таралуы:

$$\bar{P} = \frac{P - P_0}{\rho V^2 / 2} = 1 - \frac{9}{4} \sin^2 \alpha. \quad (2)$$

(1) және (2) формулаларында \bar{P} – қысым коэффициенті, P – дененің бетіндегі қысым; P_0 – келіп түсетін ағындағы статикалық қысым; α – келіп түсетін ағынды бағытта отырып дененің бетіндегі қарастырылып отырған нүктеде жүргізілген радиус түзген бұрыш (алдыңғы критикалық және қарастырылып отырған нүктені дененің орталығымен қосатын радиустардың арасындағы бұрыш).

Шар мен цилиндрдің бетінде қысымның таралуы Рейнольдс санына айтарлықтай тәуелді болады ($Re = Vd/v$, d – шар және цилиндр диаметрі; v – сұйық тұтқырлығының кинематикалық коэффициенті).

Қондырғының сипаттамасы және өлшеулер әдістемесі

Шардың (немесе цилиндрдің) бетінде қысымның таралуын зерттеу үшін ағын жылдамдығының векторына параллель болатын диаметрлік жазықтықта орналасқан бір ғана саңылау болса жеткілікті. Шарды келіп түсетін ағынның бағытына перпендикуляр болатын симметрияның өсіне қатысты бұрай отырып, шардың бетінде қысымның толықтай таралуын аламыз.

Зерттелетін дене аэродинамикалық құбырдың жұмыс бөлігінің орталығына, дененің бетіндегі дренаж саңылауынан манометрге қысымды беру мақсатында да қолданылатын арнайы ұстағышқа (түтікке) орнатылады.

Ұстағышты бұрай отырып, шарды (цилиндрді) бұраймыз, сөйтіп α бұрышының лимбі бойынша түрлі мәндер белгілейміз. Солайша α бұрыштары түрлі болған кезде беттегі қысымның мәндерін аламыз.

Әдетте дененің бетінде қысымның таралуы емес, келесі формуламен берілетін \bar{P} қысым коэффициенті анықталады:

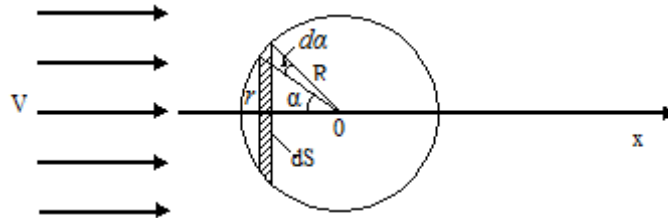
$$\bar{P} = \frac{kn}{k_k \beta n_k}, \quad (3)$$

мұндағы дренаж саңылауына қосылған манометрдің k – көлбеулік коэффициенті және n – көрсеткіші, β айырма коэффициенті бар аэродинамикалық құбырдың шүмегіне қосылған бақылау манометрінің k_k – көлбеу коэффициенті және n_k – көрсеткіші.

Өлшеулер нәтижелері бойынша әр Re мәні үшін $\bar{P} = f(\alpha)$ графигі жасалады.

Қысымның өлшенген таралуы бойынша C_{xp} қысым кедергісінің коэффициенті есептеледі.

Ағынның шарды орай ағуын қарастырайық (1-суретті қараңыз). Шардың бетінен $dS=2\pi R r d\alpha$ қарапайым бетін бөліп алайық.



1-сурет. Ағынның шарды орай ағу сұлбасы

dS бетіне әсер ететін қысымның қортқы күші бағыты бойынша қозбаған ағынның жылдамдығына сәйкес келеді және келесідей шамада болады:

$$dF_p = 2\pi r R (P - P_\infty) \cos \alpha d\alpha = \pi R^2 (P - P_\infty) \sin 2\alpha d\alpha.$$

Соңғы теңдеуді 0-ден π -ге дейін α бұрышы бойынша интегралдай отырып, қысымның толық кедергісін аламыз:

$$F_p = \pi R^2 \int_0^{\pi} (P - P_{\infty}) \sin 2\alpha d\alpha. \quad (4)$$

Тәжірибеде α_i бұрышының шамасын $\Delta\alpha_i$ етіп өзгерте отырып (мысалға, ұстағышты әр жолы $\Delta\alpha=5^0$ шамасына бұрау арқылы) α_i бұрышы үшін $(P - P_{\infty})_i$ мәндері өлшенетіндіктен, интегралды (4) шамамен алғанда келесі теңдеумен ауыстыруға болады.

$$F_p \approx \pi R^2 \sum_i (P - P_{\infty})_i \sin 2\alpha_i \Delta\alpha_i. \quad (5)$$

Қысым кедергісінің C_{xp} коэффициенті келесі формула бойынша анықталады:

$$C_{xp} = \frac{F_p}{S \cdot \frac{\rho V_{\infty}^2}{2}} = \sum_i \bar{P}_i \sin 2\alpha_i \Delta\alpha_i. \quad (6)$$

Егер өлшеулер тұрақты $\Delta\alpha$ аралығымен жүргізілсе:

$$C_{xp} = \Delta\alpha \sum_i \bar{P}_i \sin 2\alpha_i. \quad (7)$$

Ескеретін жайт, мұндағы $\Delta\alpha$ бұрышын радиандармен беру қажет.

Осылай пайымдай отырып, дөңгелек цилиндрдің қысым коэффициентін есептеуге арналған формуланы аламыз:

$$C_{xp} = \Delta \alpha \sum_i \bar{P}_i \cos \alpha_i. \quad (8)$$

Егер $P_\infty = P_{\text{атм}}$ деп санайтын болсақ, \bar{P}_i (3) формуласы бойынша анықталады.

Тапсырма. Өлшеулердің нәтижелерін өңдеу

1. Құбырдағы ағын жылдамдығының үш мәні кезінде ұстағышты 5^0 сайын 0^0 -тан 180^0 -қа дейін бұрай отырып шардың бетінде қысымның таралуын өлшеу қажет.

Бұл кезде лимбті $\alpha = 0$ кезінде дренаж саңылауы алдыңғы критикалық нүктеге сәйкес келетіндей етіп орнату қажет.

Құбырдағы жылдамдықтың мәндері кернеудің келесі мәндеріне сәйкес келген кезде шардың бетінде қысымның таралуын өлшеп алыңыз: $50 \div 70$ В; $100 \div 120$; $200 \div 220$ В.

2. Өлшеулер нәтижелері бойынша $\bar{P}_i = f(\alpha)$ графигін жасаңыз. Осы графикте (2) формуласы бойынша есептелген теориялық таралуды келтіріңіз.

3. Жылдамдықтың барлық мәндері үшін (7) формуласы бойынша C_{xp} қысым кедергісінің коэффициентін есептеңіз. Әдебиеттен алынған, дәл сол Re мәндері кезіндегі C_x толық кедергісі коэффициентінің мәндерімен салыстырыңыз. Өлшеулердің барлық нәтижелерін 1-кестеге жазып алыңыз.

4. Өсі ағынның бағытына перпендикуляр болатын цилиндрдің бетінде қысымның таралуын жылдамдықтың үш мәні үшін өлшеңіз. Өлшеу нәтижелерін 2-кестеге жазыңыз. Өлшеулер нәтижелері бойынша $\bar{P}_i = f(\alpha)$ графигін жасаңыз. Бұл графикте (1) формуласы бойынша қысымның теориялық таралуын келтіріңіз.

5. Өлшеулер нәтижелері бойынша ағын жылдамдығының барлық мәндері үшін қысым кедергісінің коэффициенттерін (8) формуласы бойынша есептеңіз.

6. Ағынның шар мен цилиндрді айналып өтуінің барлық режимдері үшін Re санының тәжірибелік мәндерін есептеңіз.

1-кесте.

Шардың бетінде қысымның таралуын анықтау және C_{xp} есептеу

$d=;$					$P_{атм}=;$	$T=;$	$Re=.$	
α	k	n	k_k	n_k	$\bar{P} = \frac{kn}{\beta k_k n_k}$	$\bar{P} \sin 2\alpha$	$\frac{9}{4} \sin^2 \alpha$	$\bar{P}_{теор}$

2-кесте.

Цилиндрдің бетінде қысымның таралуын анықтау және C_{xp} есептеу

$d=;$					$P_{атм}=;$	$T=;$	$Re=.$	
α	k	n	k_k	n_k	$\bar{P} = \frac{kn}{\beta k_k n_k}$	$\bar{P} \sin 2\alpha$	$\frac{9}{4} \sin^2 \alpha$	$\bar{P}_{теор}$

Әдебиет

1. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. Перевод на русский язык. – М.: 1974. – 711 с.
2. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: 1987. – 840 с.
3. Исатаев С.И., Акылбаев Ж.С., Турмухамбетов А.Ж. Аэродинамика и теплообмен криволинейных тел. Алматы: Ғылым, 1996. – 433 с.
4. Фабрикант И.Я. Аэродинамика. – М: Наука, 1964. – 814 с.
5. Повх И.Л. Аэродинамический эксперимент в машиностроении. - М: Машиностроение, 1965. – 480 с.
6. Горлин С.М. Слезингер И.И. Аэромеханические измерения (методы и приборы). – М: Наука, 1964. – 720 с.
7. Прикладная аэродинамика. Под.ред.Краснова Н.Ф. – М: ВШ, 1974. – 732 с.

ДӨҢГЕЛЕК ТЕГІС ҚҰБЫРДЫҢ ГИДРАВЛИКАЛЫҚ КЕДЕРГІСІН ӨЛШЕУ

Жұмыс мақсаты:

1. Эксперимент негізінде ағынның ламинарлық және турбуленттік режимдері кезінде тегіс дөңгелек құбырдың гидравликалық кедергісінің коэффициентін анықтау.

2. Белгілі теориялық формулалар бойынша дөңгелек тегіс құбырдың гидравликалық кедергісінің коэффициентін есептеу және өлшеулердің нәтижелерімен салыстыру.

3. Ағынның ламинарлық және турбуленттік режимдері кезінде құбырдан шыққан жердегі жылдамдық профильдерін эксперимент негізінде өлшеу.

Қысқаша теориялық кіріспе

Тегіс құбырларда сұйық немесе газ аққан кезде ағынның ламинарлық және турбуленттік сияқты екі түрлі режимі болады.

Ламинарлық орнаған ағын кезінде дөңгелек тегіс құбырдың көлденең қимасындағы жылдамдықтың таралуының параболалық заңы орын алады (Каген-Пуазейль формуласы):

$$u = u_m \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right], \quad (1)$$

мұндағы R – құбырдың радиусы, r – құбырдың өсінен жылдамдық өлшенетін нүктеге дейінгі қашықтық, u_m – құбырдың өсіндегі ағынның жылдамдығы.

Ұзындығы L болатын құбырдың белгілі бір бөлігінде қысымның түсуі ($P_1 - P_2$) Дарси формуласымен беріледі:

$$P_1 - P_2 = \lambda \frac{L}{d} \frac{\rho u_{\text{орт}}^2}{2}, \quad (2)$$

Мұндағы λ – гидравликалық кедергі коэффициенті, d – құбырдың диаметрі, ρ – газ (бұл жағдайда ауа) тығыздығы, $u_{\text{орт}}$ – ағын қимасындағы орташа жылдамдық.

Ламинарлық ағыс үшін теориялық мән (λ) Пуазейль формуласымен анықталады:

$$\lambda = \frac{64}{\text{Re}}, \quad (3)$$

мұндағы $\text{Re} = ud/\nu$ – Рейнольдс критерийі, u – жылдамдық, ν – тұтқырлықтың кинематикалық коэффициенті, $\nu = \mu/\rho_0$.

Ламинарлық ағыс кезіндегі сұйықтың секундтық шығыны (Q) келесі формула бойынша анықталады:

$$Q = \frac{P_1 - P_2}{128\mu L} \pi d^4,$$

мұндағы μ – тұтқырлықтың динамикалық коэффициенті.

Дөңгелек тегіс құбырдағы турбуленттік ағыс режимі $\text{Re} \geq 2,0 \cdot 10^3$ мәндері кезінде ғана бола алады. Алайда құбырға кіру жері өте тегіс, дөңгелектелген болса, $\text{Re} > 2,3 \cdot 10^3$ мәні кезінде де ағынның ламинарлық режимі болуы мүмкін.

Турбуленттік режимге сұйықтың кейбір көлемдерінің («мольдердің») бейберекет қозғалысы және ағыстың әр нүктесінде жылдамдықтардың елеулі пульсациясы тән. Сондықтан жылдамдық профильдері ламинарлық режимге қарағанда толы болады. Ағыстың турбуленттік режимі кезінде құбырдың көлденең қимасында жылдамдықтардың таралуы Прандтль-Карман дәрежелі заңымен сипатталады:

$$\frac{u}{u_m} = \left[1 - \frac{r}{R}\right]^a, \quad (4)$$

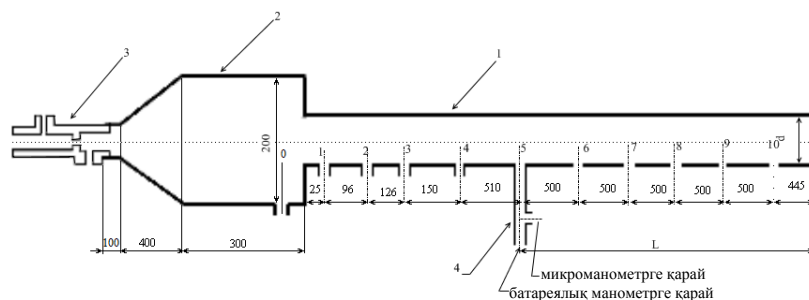
мұндағы $0,1 < a < 0,15$. Бұл формула Рейнольдс санының мәндері $2 \cdot 10^4 < Re < 3 \cdot 10^6$ болған кезде қолданылады.

Бұл кезде

$$\lambda = \frac{0,3164}{\sqrt[4]{Re}}. \quad (5)$$

Жоғарыда келтірілген барлық пайымдаулар ағыстың дамыған ламинарлық және турбуленттік (сәйкесінше) режиміне қатысты. Ағыстың орнаған ламинарлық режимі дөңгелек тегіс құбырға кіру жерінен белгілі бір қашықтықта басталады:

$$L_n = 0,065d \cdot Re, \text{ ал турбуленттік } L_n = 0,659d \cdot Re^{1/4}.$$



1-сурет. эксперименттік қондырғы сұлбасы

Қондырғының сипаттамасы және эксперимент әдістемесі

Қондырғы сұлбасы 1-суретте келтірілген. Қондырғы диаметрі $d=13,7 \cdot 10^{-3}$ м болатын, ресиверге (2) қосылған ұзын көлденең дөңгелек құбырдан (1) тұрады. Құбырдағы ауа ағынын шаңсорғыш түзеді, оның моторы айналымдарының санын зертханалық автотрансформатор (ЗАТР) реттейді. Ресиверді:

1) шығын аз болған кезде шайба (3) арқылы (ағынның ламинарлық және өтпелі режімі);

2) шығын көп болған кезде тікелей (турбуленттік режім) шаңсорғыштың шлангісіне қосуға болады.

Ағыстың турбуленттік режімі кезінде құбырдың бойында қысымдардың таралуын өлшеу үшін құбырдың бетінде тік манометрлердің батареясына тұрақты қосылып тұратын бірқатар саңылаулар (1,2,3,...,10) болады. Ағыстың төмен жылдамдықтарын (ламинарлық режім) өлшеу үшін алдымен диаметрі $d=3,5 \cdot 10^{-3}$ м болатын № 1 шайба пайдаланылады. № 1 шайба ($d=3,5 \cdot 10^{-3}$ м) болған кездегі жылдамдық келесі формула бойынша есептеледі:

$$u = 0,0415 \sqrt{\frac{2gkn}{\rho}} = 0,13 \sqrt{\frac{2kn}{\rho}}, (\text{м/с}), \quad (6)$$

мұндағы k – манометр көлбеулігінің коэффициенті, n – манометрдің бөліктердегі көрсеткіштері.

Жоғары жылдамдықтарды алу үшін № 2 шайба ($d_2=5,5 \cdot 10^{-3}$ м) пайдаланылады. Бұл жағдайда жылдамдық келесі формула бойынша анықталады:

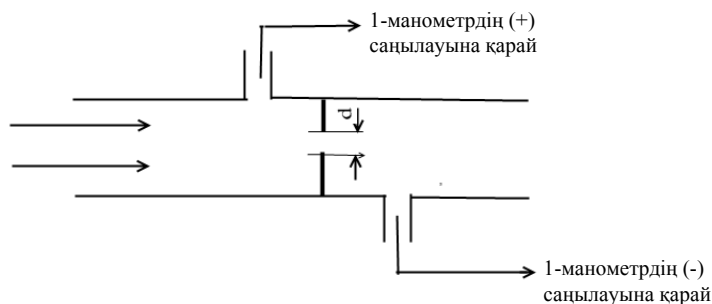
$$u = 0,1354 \sqrt{\frac{2gkn}{\rho}} = 0,424 \sqrt{\frac{2kn}{\rho}}, (\text{м/с}). \quad (7)$$

Ресиверді шаңсорғыш шлангісінің өзіне жалғау арқылы ең жоғары жылдамдықтарды алуға болады. Бұл кезде 1-манометр (2-сурет) ресивердегі 0-саңылауға (бұрын ресиверге жалғанған шланг жабық тұрды) және құбырдағы 1-саңылауға қосылады. Бұл жағдайда манометрдің көрсеткіштері бойынша жылдамдық келесі формуланың көмегімен есептеледі:

$$u = 0,954 \sqrt{\frac{2gkn}{\rho}} = 2,988 \sqrt{\frac{2kn}{\rho}}, (\text{м/с}), \quad (8)$$

мұндағы $\rho=1,05 \text{ кг/м}^3$ – $T=303 \text{ К}$ болған кездегі ауаның тығыздығы (ρ , температураға байланысты барометр бойынша анықталады).

Ағынның барлық режимдерінде λ мәнін 2-микроманометрдің көмегімен анықтау үшін құбырдың бойындағы, 5-саңылаудан бастап құбырдың соңына дейінгі бөліктегі қысымның түсуі өлшенеді ($L/d = 215$). 1-суреттегі мөлшерлер мм-лермен берілген.



2-сурет. Шайбақ сұлбасы

Тапсырма. Өлшеулердің нәтижелерін өңдеу

1. Ағыстың ламинарлық режимінде құбырдың гидравликалық кедергісін анықтау үшін ресиверді № 1 шайба арқылы шаңсорғыштың шлангісіне қосыңыз, 2-суретке сай көлбеулігінің коэффициенті $k=0,8$ болатын микроманометрді шайбаға жалғаңыз. Егер микроманометрдің көрсеткіштері төмен болса, көлбеулікті азайтуға болады.

2-микроманометрді құбырдың 5-саңылауына қосылған № 4 ұшайырға (тойник) қосыңыз. 2-микроманометрдің көлбеулігін барынша аз етіңіз.

ЛАТР-дағы кернеуді ұлғайта отырып, кернеудің (0-80 В) 10 мәні үшін қос манометрдің көрсеткіштерін тіркеңіз. Осыдан кейін ЛАТР-дың мәнін 0 етіп белгілеңіз, 2-микроманометрдің көлбеулігін $k=0,2$ етіңіз. № 1 шайбаны

№ 2 шайбамен алмастырыңыз, ЛАТР-дағы кернеуді 30 В-тан 90 В-қа дейін өзгертіңіз, кернеудің 10 мәні үшін қос манометрдің көрсеткіштерін жазып алыңыз.

№ 2 шайбаны шешіп алыңыз да шаңсорғыштың шлангісін ресиверге қосыңыз. Ресивердің 0-саңылауын 1-микроманометрдің «плюсіне» қосыңыз, ал құбырдың 1-саңылауын 1-микроманометрдің «минусына» қосыңыз. 1-микроманометрдің көлбеулігін $k=0,6$ мәніне, ал 2-микроманометрдің көлбеулігін $k=0,4$ мәніне қойыңыз. ЛАТР-дағы кернеуді 30 В-тан 200 В-қа дейін өзгерте отырып, кернеудің 10 мәні үшін қос манометрдің көрсеткіштерін жазып алыңыз.

Кернеудің кез келген 5-6 мәні үшін тік су манометрлері батареясының көрсеткіштерін жазып алыңыз, барлық түтіктердің көрсеткіштерін қатар жазыңыз. Бұл кезде құбырдың ұзындығында қысым таралуының 5-6 мәні алынады. Тәжірибелердің деректерін 2-кестеге жазыңыз.

2. 1-кестенің деректері бойынша (2) формуласының көмегімен құбырдың гидравликалық кедергісі коэффициентінің Рейнольдс санына тәуелділігін есептеңіз. Есептеу деректерін 1-кестеге жазыңыз.

3. Теориялық формулалар бойынша (ламинарлық режим үшін (3) формуласының көмегімен, турбуленттік режим үшін (5) формуласының көмегімен) $\lambda=f(\text{Re})$ тәуелділігін есептеңіз.

4. 1-кестенің эксперименттік деректері бойынша және теориялық есептеу деректері бойынша бір тәуелділік графигін ($\lg 100\lambda = f(\text{Re})$) жасаңыз.

5. Рейнольдс санының 5-6 мәні үшін құбырдың ұзындығында қысымның таралуы графигін жасаңыз. Бастапқы бөліктің ұзындығын осы қисықтардың негізінде анықтаңыз, бұл кезде бастапқы бөліктегі қысымның өзгермейтінін ескеріңіз. Бастапқы бөлік ұзындығының

алынған мәнін келесі формула бойынша есептелген мәнмен салыстырыңыз:

$$L_n = 0,659d \cdot \text{Re}^{1/4}.$$

6. Ағыстың ламинарлық режимінде құбырдан шығу жеріндегі жылдамдықтың таралуын зерттеңіз. № 2 шайбаға көлбеулігі $k = 0,8$ болатын 1-манометрді қосып, № 2 шайбаға орнатыңыз, ал 2-манометрді құбырдан шығу жеріне орнатылған Пито түтігіне қосыңыз. Үшайырды (5) қысқышпен қысыңыз. 2-микроманометрдің көлбеулігін ең төмен етіп қойыңыз. ($d=13,7 \cdot 10^{-3}$ м) болған кезде $\text{Re}=ud/\nu=5000$ мәніне сәйкес келетін жылдамдықтың мәнін табыңыз. Пито түтігін құбырдың диаметрі бойынша 1 мм сайын шағын бұранданың көмегімен жылжыта отырып, 1-ші және 2-ші манометрлердің көрсеткіштерін жазып алыңыз. Өлшеулерді 3 рет жүргізіңіз.

Осыдан кейін шайбаны шешіп алыңыз да шаңсорғыштың шлангісін ресиверге қосыңыз. 0-ші, 1-ші саңылауларды көлбеулігі $k=0,8$ болатын 1-манометрге қосыңыз. 2-манометрдің көлбеулігін $k=0,2$ мәніне қойыңыз, ЛАТР-дағы кернеу 200 В болған кезде алдыңғыларға ұқсас өлшеулер жүргізіңіз. Өлшеулер деректерін 3-кестеге жазыңыз.

7. 3-кестенің деректері бойынша ағынның ламинарлық және турбуленттік режимдері үшін бір графикте жылдамдықтың профильдерін жасаңыз.

8. Жылдамдықтың турбуленттік профилі үшін (4) формуласындағы a көрсеткішін анықтаңыз, ол үшін келесі тәуелділікті жасаңыз:

$$\lg \frac{u}{u_m} = n \lg \left(1 - \frac{r}{R}\right).$$

1-кесте.

**Құбырдың гидравликалық кедергісінің коэффициенттерін
есептеу және өлшеулер нәтижелері**

N	k_1	n_1	$k_1 n_1$	u м/с	Re	$\lg Re$	k_2	n_2	$k_2 n_2$	ΔP Па	λ	$\lg 100\lambda$

2-кесте.

**Құбырдың ұзындығында қысымның таралуын өлшеу
нәтижелері**

№	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$h, \text{мм}$										

3-кесте.

**Ағынның ламинарлық және турбуленттік режимдерінде
құбырдан шыққан жердегі жылдамдықтың
таралуын өлшеу нәтижелері**

Re = ламинарлық режим					Re=турбуленттік режим				
$y, \text{мм}$	k_2	n_2	$k_2 n_2$	u м/с	$y, \text{мм}$	k_2	n_2	$k_2 n_2$	u м/с

Әдебиет

1. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. Перевод на русский язык. – М.: 1974. – 711 с.
2. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: 1987. – 840 с.
3. Фабрикант И.Я. Аэродинамика. – М: Наука, 1964. – 814 с.
4. Повх И.Л. Аэродинамический эксперимент в машиностроении. - М: Машиностроение, 1965. – 480 с.
5. Горлин С.М. Слезингер И.И. Аэромеханические измерения (методы и приборы). – М: Наука, 1964. – 720 с.
6. Прикладная аэродинамика. Под.ред.Краснова Н.Ф. – М: ВШ, 1974. – 732 с.

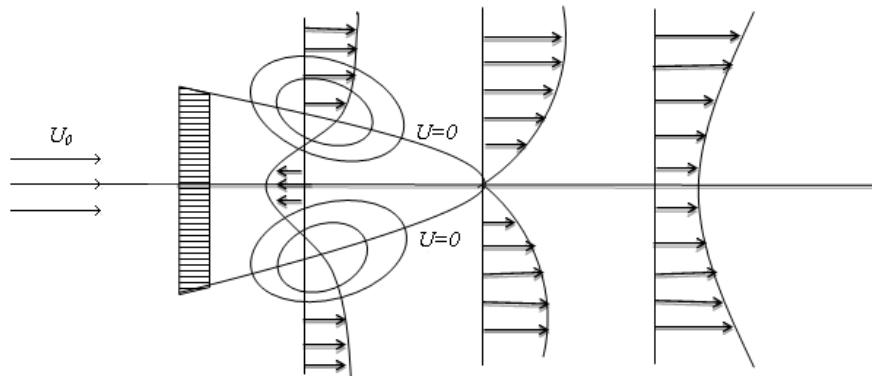
АҒЫН НАШАР ОРАЙ АҒАТЫН ДЕНЕЛЕРДІҢ АРТЫНДА ҚАЛАТЫН ІЗДЕГІ СЫҒЫЛМАЙТЫН СҰЙЫҚТЫҢ ҚОЗҒАЛЫСЫН ЗЕРТТЕУ

Жұмыс мақсаты:

1. Біртекті ауа ағынына салынған цилиндрдің, шардың және дисктің артындағы орташа жылдамдық өрісін эксперимент негізінде зерттеу.
2. Ағынның осы денелерді орай ағатын заңдылықтарындағы айырмашылықтарды анықтау.

Қысқаша теориялық кіріспе

Сұйық немесе газ ағыны түрлі денелерді орай аққан кезде дененің артында тежелген сұйықтық аймағы – дененің артындағы із туындайды. Ағын нашар орай ағатын дененің артындағы қозғалыстың сапалық бейнесі 1-суретте келтірілген.



1-сурет. Жазықтықты орай ағудың сапалық сұлбасы

Суреттен көріп отырғанымыздай, ағысына тән екі негізгі аймақты – денеге жақын және алыс аймақтарды бөліп айтуға болады. Осы аймақтардың біріншісіне циркуляциялық қозғалыстың тұйық аймағының түзілуі тән. Бұл кезде өсі маңындағы аймақта сұйық денеге қарай, яғни келіп түсетін ағынға қарама-қарсы бағытта қозғалады. Жылдамдықтың бойлық компонентасы 0-ге тең болатын бетпен шектелген ағыстың осы бөлігінен тыс жерде сұйық қозбаған ағысына қарай қозғалады.

Ағынның екінші аймағында – денеден алыс аймақта сұйық барлық жерде бір жаққа қарай ағады; ағынның денені орай ағуы мұнда өс маңындағы аймақтағы жылдамдықтың бойлық компонентасының эпюрындағы «күрт төмендеу» түрінде жүреді. «Жылдамдық ақауының» мардымсыздығы, яғни келіп түсетін ағынның жылдамдығы (U_0) мен осы нүктедегі жылдамдықтың айырмасы ағынның бұл аймағында елеулі болып табылады. Аймақтың екеуіндегі сұйықтықтың қозғалысын жеке талдаған жөн.

а) Дененің артындағы турбуленттік із

Дененің артындағы ізде жылдамдық сыртқы ағысқа қарағанда төмен болады. Жылдамдықтың бұл төмендеуі мұнда дене кедергісінің болуы себепті импульс жоғалуының жүретінін білдіреді. Дененің артындағы іздегі ағысты есептеу үшін шеаралық қабаттың дифференциалдық теңдеулері пайдаланылады, жазық стационар есепте аталған теңдеулер келесідей болады:

$$U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau}{\partial y}, \quad (1)$$

Мұндағы U , V –жылдамдықтың бойлық және көлденең компоненталары, τ –турбуленттік үйкеліс себепші болатын жанама кернеу.

Қозғалыс теңдеуіндегі қысымға тәуелді болатын мүше алынып тасталды, себебі шектегіш қабырғалар жоқ жағдайда еркін турбуленттіктің барлық жағдайларында қысымды алғаш жақындауда тұрақты болатын және атмосфералық қысымға тең болатын қысым деп санауға болады.

(1) теңдеулер жүйесін интегралдау мақсатында турбуленттік жанама кернеу үшін Прандтльдің жартылай эмпирикалық формуласын пайдалану қажет:

$$\tau = \rho \chi_1 b (U_{\max} - U_{\min}) \frac{\partial U}{\partial y} = C \frac{\partial U}{\partial y}, \quad (2)$$

мұндағы C – турбуленттік алмасу коэффициенті, b – араласу аймағының қалыңдығы, χ_1 – эмпирикалық тұрақты шама.

Турбуленттік алмасу коэффициенті

$$C = \rho \chi_1 b (U_{\max} - U_{\min}) = \rho \nu_T \quad (3)$$

араласу аймағының кез келген көлденең қимасында тұрақты деп қабылданады және сәйкесінше x шамасына ғана тәуелді болады.

Дененің артындағы іздегі ағыс автотомельді келеді, яғни жылдамдық профильдері ұқсас болады. Денеден үлкен x қашықтықтарда ілеспе ағыстың жылдамдығы ($U_1 = U_0 - U$) келіп түсетін ағынның жылдамдығымен салыстырғанда төмен болады. Барлық осы пайымдауларды пайдалана отырып, (1) теңдеулер жүйесін жеңілдетейік. Келесі түрдегі теңдеуді аламыз:

$$U_0 \frac{\partial U_1}{\partial x} = \nu_T \frac{\partial^2 U}{\partial y^2}. \quad (4)$$

$\nu \frac{\partial U_1}{\partial y}$ мүшесі шамалы болғандықтан, оны елемейміз.

Бұл кезде U_1 шамасына арналған теңдеу ламинарлық қозғалыс кезіндегіндей болады, бұл кездегі айырмашылық – кинематикалық тұтқырлық коэффициентінің (ν) орнына кинематикалық турбуленттік тұтқырлық коэффициенті (ν_T) теңдеуге енгізіледі. (4) теңдеуі келесідей шекаралық шарттарда интегралданады:

$$y=0 \text{ болған кезде } \frac{\partial U_1}{\partial y} = 0 ; U_1=0.$$

Дербес туындылардағы (4) теңдеуі автотомодельдікті түрлендіру арқылы қарапайым дифференциалдық теңдеу түрінде болады. Келесі формуланы қарастырайық:

$$\frac{U_1}{U_0} = Ax^{-1/2} F'(\varphi), U_m = Ax^{-1/2},$$

мұндағы

$$\varphi = y \sqrt{\frac{U_0}{\nu_T x}}, b \sim x^{1/2}.$$

Дененің артындағы іздегі жылдамдықты айқындайтын $F'(\varphi)$ функциясы үшін қарапайым дифференциалдық теңдеу аламыз:

$$F''' + \frac{1}{2} \varphi F'' + \frac{1}{2} F' = 0, \quad (5)$$

шекаралас шарттары келесідей болады:

$$F''(0) = 0, F'(\infty) = 0.$$

Бұл теңдеудің шешімі келесідей болады:

$$F'(\varphi) = \exp(-\varphi^2/4),$$

яғни

$$\frac{U_1}{U_0} = Ax^{-\frac{1}{2}} \exp(-\varphi^2/4). \quad (6)$$

Эксперименттік деректермен салыстыру үшін бұл шешімді келесідей түрде берген ыңғайлы:

$$\frac{U_1}{U_0} = Ax^{-\frac{1}{2}} \exp(-\varphi^2/4),$$

$$\frac{U_{1\max}}{U_0} = Ax^{-\frac{1}{2}},$$

$$\frac{U_1}{U_{1\max}} = \exp(-\varphi^2/4), \frac{U_{1(1/2\max)}}{U_{1\max}} = \frac{1}{2} = \exp(-\varphi_{1/2}^2/4),$$

$$\frac{U_1}{U_{1\max}} = \frac{1}{2} \exp[-(\varphi^2 - \varphi_{1/2}^2)/4],$$

$$\frac{U_1}{U_{1\max}} = \frac{1}{2} \exp\left[-\varphi_{1/2}^2 \left(1 - \frac{y^2}{y_{1/2}^2}\right) / 4\right], \quad (7)$$

мұндағы U_{1max} – осьтегі «жылдамдық ақауы», $y_{1/2}$ – нүкте координатасы, ондағы «жылдамдық ақауы» осьтегі «жылдамдық ақауының» жартысына тең.

Айналатын дененің (шардың) артындағы өстік-симметриялық ізді есептеу (5) теңдеуіне ұқсас теңдеу береді. Бір ғана айырмашылығы –араласу аймағының ені (b) үшін және ең жоғары деген артық жылдамдық үшін x координатасына басқа тәуелділіктер алынады:

$$b \sim x^{1/3}, U_{1max} \sim x^{-2/3}.$$

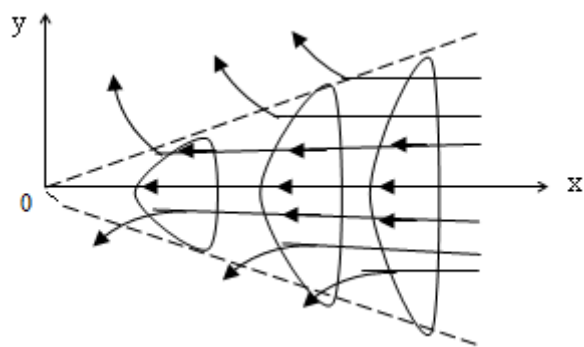
б) Денеге жақын жердегі турбуленттік із

1-суретте бейнеленген ағыс бейнесіне оралатын болсақ, орташаландырылған турбуленттік қозғалыстағы сұйықтың интегралдық жұмсалудың нөліне теңдік шартына сай жасалған $\psi=0$ сызығының циркуляциялық ағыс аймағының сыртқы шекарасы болып табылатынын атап өткен жөн. Ағын нашар орай ағатын дененің артындағы ағыстың шамамен келтірілген сұлбасын жасасақ, ағындарды бір-біріне салу әдісінің көмегімен аймақ мөлшерлерінің, бірінші кезекте оның ұзындығының сандық бағасын алуға болады. Ағындарды бір-біріне салу әдісінің мәнісі келесіде. Шынайы ауытқу көзі болып табылатын, ағын нашар орай ағатын денені біртекті ағында жиынтық импульстің жоғалуына әкеп соқтыратын жалған турбуленттік науамен (сток) алмастырайық, бұл жоғалу дене кедергісінің салдарынан шынайы жоғалуға тең болады:

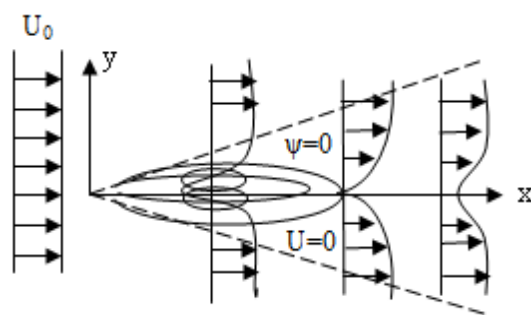
$$K = F = C \frac{\rho U_0^2}{2} S, \quad (8)$$

мұндағы K – турбуленттік науа ағынының импульсі, F – дененің кедергісі, C –кедергі коэффициенті, S –дененің мидельдік қимасы, ρ –сұйықтың тығыздығы.

2-суретте бейнеленген осындай турбуленттік науа ағынының өрісіне біртекті ағынды сала отырып, 2б суретінде көрсетілген ағыс бейнесін аламыз. Бұл кезде науаның жылдамдығына өрістің әр нүктесіндегі біртекті ағынның жылдамдығын қарапайым жолмен қосу арқылы күрделі қозғалыс жылдамдығын алуға болады: $U=U_{\text{науа}}+U_0$.



a



б

- а) «турбуленттік науадағы» қозғалыс
- б) импульстің нүктелі науасы ұқсастыратын дененің артындағы қозғалыс

2-сурет. Дененің артында циркуляциялық аймақтың түзілуі сұлбасы

Ағын нашар орай ағатын дененің артындағы турбуленттік ізге денеге жақын жерде жүргізілген егжей-тегжейлі зерттеулер көрсетіп отырғандай, ағын нашар орай ағатын денелердің артында сұйықтың тоқтың нөлдік беттерімен ($\psi=0$) шектелген тұйық циркуляциялық ағыс аймағы түзіледі. Осы аймақтың ішінде кері ағыс аймағының шекарасы ($U=0$) ерекшеленеді. Л.А. Вулис ұсынған сұлбаға толық сәйкестікпен циркуляциялық ағыстағы сұйықтың сыртқы ағыншалары турбуленттік үйкелістің әсерімен келіп түсетін ағын жаққа қарай қозғалады, ал ішкісі үздіксіздік теңдеуінің орындалуын қамтамасыз ете отырып, кері қайтады. Осы аймақтағы ток сызықтары іздің өсіне қатысты симметриялы түрде орналасқан тұйық қисықтар болып табылады. $\psi=0$ беті арқылы циркуляциялық аймақтағы сұйық пен сыртқы ағынның арасындағы қозғалыстың мөлшерімен және массамен молярлық алмасу жүреді. Тәжірибе жүзінде анықталғандай, іздегі ағын автомобильді келеді. Кері ағыс аймағының салыстырмалы мөлшерлері және Рейнольдс сандарының ауқымындағы (10^4-10^5) жылдамдықтың салыстырмалы профилдері денелердің абсолюттік мөлшерлеріне және жылдамдыққа тәуелді болмайды.

Эксперименттік қодырғының сипаттамасы және өлшеулер әдістемесі

Ағын нашар орай ағатын денелердің артындағы ізді зерттеу үшін № 4 жұмыста сипатталған аэродинамикалық құбыр пайдаланылады. Ағын нашар орай ағатын денелер ретінде диаметрі 15 см-ді құрайтын диск, диаметрі 7 см-лік цилиндр және диаметрі 15 см-лік шар алынады. Арнайы бекіткіштің көмегімен бұл денелер аэродинамикалық құбырдың жұмыс бөлігінің ортасына орнатылады.

Ағын нашар орай ағатын денелердің артындағы жақын іздегі жылдамдықты өлшеген кезде Пито түтігін

пайдалануға болмайды, себебі статикалық қысым атмосфералық қысымнан айырылады. Прандтль түтігін де пайдалануға болмайды, себебі ізде қысымның елеулі градиенттері болады.

Қарсы Пито түтіктері әдісі іздегі жылдамдықтар мен қысымдарды өлшеудің қарапайым әрі айтарлықтай сенімді тәсілі болып табылады [8].

Бұл әдістің мәнісі төмендегідей:

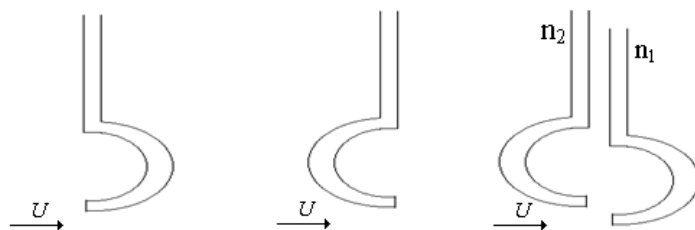
Егер Пито түтігі ағынға қарсы бағытталған болса, ол қысымды өлшейді:

$$kn_1 = \frac{\rho U^2}{2} + P_{ст}, \quad (9)$$

мұндағы $P_{ст}$ – ағынның осы нүктесіндегі статикалық қысымы. Егер Пито түтігін ағын бойынша бұрып, оның шүмегі бірінші түтік орналасқан нүктеде болайтындай етіп орнатсақ, оның қысымы келесідей болады:

$$kn_2 = P_{ст} - kn', \quad (10)$$

n' – түтік шүмегінің артында туындайтын біршама сейілу.



$$kn_1 = \frac{\rho U^2}{2} + P_{cm}, kn_2 = P_{cm} - kn'.$$

Бұл кезде $kn' \sim \rho U^2 / 2$, $kn' = \alpha \rho U^2 / 2$, $kn_2 = P_{cm} - \alpha \frac{\rho U^2}{2}$.

(9) және (10) теңдеулерінен алатынымыз:

$$kn_1 - kn_2 = \frac{\rho U^2}{2} + kn' = \frac{\rho U^2}{2} (1 + \alpha), \quad (11)$$

мұндағы $1 + \alpha = 1/\xi$.

Сәйкесінше:

$$\xi(kn_1 - kn_2) = \frac{\rho U^2}{2},$$

$$U = \sqrt{2\xi(kn_1 - kn_2)/\rho}. \quad (12)$$

(9) теңдеуінен шығатыны:

$$P_{cm} = kn_1 - \frac{\rho U^2}{2} = kn_1 - \xi(kn_1 - kn_2). \quad (13)$$

Өлшеуіш қондырма Пито түтіктерінің шүмектері бір-біріне қарсы бағытталатындай және аздап екі жаққа қарап тұратындай етіп ортақ ұстағышқа бекітілген екі Пито түтігінен тұрады. Есептеулер кезінде (12) және (13) формулалары пайдаланылады. ξ коэффициенті аэродинамикалық құбырдағы қондырманы тарировкалаған кезде анықталады.

Шығу саңылаулары бір көлбеу микрометрге қосылған екі Пито түтігінен тұратын өлшеу қондырмасы аэродинамикалық құбырдың жұмыс бөлігінің ортасына орнатылады. Шүмегі ағынның бағытына қаратылып орнатылған түтіктің шығу жері микрометрдің (-) саңылауына қосылады, ал екінші шығу жері микрометрдің (+) саңылауына қосылады. Екінші

бақылау микроанометрі құбырдың коллекторындағы бақылау саңылауларына қосылады. Бұл жағдайда

$$\xi = \frac{\beta k_k n_k}{kn_2 - kn_1}, \quad (14)$$

мұндағы β – құбыр түсуінің коэффициенті (№ 4 жұмысты қараңыз), $(kn_2 - kn_1)$ – өлшеуіш қондырмаға қосылған манометр көрсеткіштерінің айырмасы, $k_k n_k$ – бақылау манометрінің көрсеткіші.

Тапсырма. Өлшеулердің нәтижелерін өңдеу

1. Аэродинамикалық құбырдың пультіндегі кернеуді 12 В сайын 20 В-тан 240 В-қа дейін өзгерте отырып, өлшеуіш қондырманы жылдамдық бойынша тарировкалаңыз, бұл уақытта бақылау манометрі және өлшеуіш манометр көрсеткіштерінің мәндерін жазып отырыңыз. Алынған нәтижелерді 1-кестеге жазыңыз. $\beta k_k n_k = f(kn_2 - kn_1)$ тәуелділік графигін жасаңыз, түзу көлбеулігі бойынша ξ коэффициентін анықтаңыз.

2. Аэродинамикалық құбырдың жұмыс бөлігінің ортасына дискті орнатыңыз. Дененің артындағы іздің өсі бойынша жылдамдықтың таралуын өлшеңіз. Өлшеулерді ағыстың бүкіл аймағында әр 2 см сайын жүргізіңіз. Осы өлшеулердің деректері бойынша кері ағыстар аймағының шекарасын анықтаңыз. Кері ағыстар аймағында 5-6 қимадағы жылдамдықтың профильдерін өлшеңіз. Денеден алшақ жерде осындай өлшеулер жүргізіңіз. Деректерді 2-кестеге жазыңыз. Ағынның дискті орай өтуі (ізде жылдамдықтың таралуы) бейнесін жасаңыз.

3. Цилиндр мен шардың артындағы ізде осындай өлшеулер жүргізіңіз. Өлшеулердің деректерін 3-ші және 4-

ші кестеге жазыңыз. Ағынның цилиндр мен шарды орай өтуі бейнелерін жасаңыз.

4. Бір графикте ағын орай ағатын өтетін денелердің үшеуі үшін $y_0/d=f(x_0/d)$ тәуелділігін жасаңыз, мұндағы x_0, y_0 – жылдамдық нөлге тең болатын нүктелердің координаталары, d –дененің диаметрі.

5. Бір графикте ағын орай ағатын денелердің үшеуі үшін $U_{\max}/U_0 = f\left(\frac{x}{d}\right)$ тәуелділігін жасаңыз.

6. Цилиндр үшін, денеден алшақ жердегі $U_1/U_{1\max} = f\left(\frac{y}{y_{U_m/2}}\right)$ әмбебап тәуелділігін жасаңыз және (7)

формуласы бойынша есептеу нәтижелерімен салыстырыңыз.

1-кесте.

Өлшеуіш қондырманы тарировкалау

U (B)	$k_k n_k$	$kn_2 - kn_1$	ξ

2-4-кестесі.

Іздегі жылдамдықтар өрісі

Ағын орай ағатын дененің түрі: $d=$				
$k_k n_k =$		U_0	β	
x (см)	y (мм)	$kn_2 - kn_1$	$U, \text{ м/с}$	U/U_0

Әдебиет

1. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. Перевод на русский язык. – М.: 1974. – 711 с.
2. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: 1987. – 840 с.
3. Исатаев С.И., Акылбаев Ж.С., Турмухамбетов А.Ж. Аэродинамика и теплообмен криволинейных тел. Алматы: Ғылым, 1996. – 433 с.
4. Фабрикант И.Я. Аэродинамика. – М: Наука, 1964. – 814 с.
5. Повх И.Л. Аэродинамический эксперимент в машиностроении. - М: Машиностроение, 1965. – 480 с.
6. Горлин С.М. Слезингер И.И. Аэромеханические измерения (методы и приборы). – М: Наука, 1964. – 720 с.
7. Прикладная аэродинамика. Под.ред.Краснова Н.Ф. – М: ВШ, 1974. – 732 с.
8. Исатаев С.И., Айнабекова С.С. Исследование пристенной турбулентной струи, распространяющейся вдоль криволинейной поверхности // Проблемы физики газа, плазмы и жидкости. – Алматы: Ғылым. – 1998, Т. 2. – С. 37-49.

ЭГДА ӘДІСІМЕН АҒЫННЫҢ ЦИРКУЛЯЦИЯСЫЗ ЦИЛИНДРДІ ОРАЙ АҒУЫН ЗЕРТТЕУ

Жұмыс мақсаты: тұтқыр емес сығылмайтын сұйық ағынының цилиндрді циркуляциясыз орай ағуын зерттеу мысалының негізінде электрлік ұқсастық әдісімен танысу. Жұмыстың нәтижесінде цилиндрдің бетінде мөлшерсіз жылдамдықтың таралуын зерттеу.

Қысқаша теориялық кіріспе

Электрлік токтың өткізгіш ортада қозғалуы және тұтқыр емес сұйықтың ағуы пішіні бірдей дифференциалдық теңдеулер бойынша, эллипс типті жеке туындылармен сипатталады. Математикалық сипаттау пішіндері бірдей екі физикалық құбылыстың осындай ұқсастығы электрлік өткізгіштіктің белгіленген, белгілі қасиеттерінің негізінде сұйық ағынын зерттеу әдісі ретінде пайдаланылады. Бұл жағдайда өткізгіш ортадағы электрлік ток ағын бейнесінің моделі болып табылады. Сығылмайтын сұйықтың қозғалуын зерттеудің осы әдісі электродинамикалық аналогия (ЭГДА) әдісі деп аталады.

Сұйық пен электрлік ток қозғалысының дифференциалдық теңдеулерін қарастырайық. Жазық сығылмайтын ағын үздіксіздік теңдеуінің көмегімен зерттеледі.

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} = 0, \quad (1)$$

мұндағы U және V – x және y осінің бойындағы жылдамдық векторының құрамдас бөлшектері.

Потенциалды ағын үшін жылдамдықтың құрамдас бөлшектерін жылдамдықтардың гидродинамикалық потенциалы ($\Phi_{гд}$) арқылы келесідей түрде беруге болады:

$$U = \frac{\partial \Phi_{гд}}{\partial x}; \quad M = -\frac{\partial \Phi_{гд}}{\partial y}. \quad (2)$$

Сонда (1) теңдеуі жылдамдық потенциалын теңдестіруге арналған пішінде болады:

$$\frac{\partial^2 \Phi_{гд}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi_{гд}}{\partial y^2} = 0. \quad (3)$$

Бұл – екі өлшемді жазық орнаған ағындардың гидродинамикасындағы негізгі теңдеу.

Өткізгіштегі стационарлық электрлік тоқты зерттеу төмендегі теңдеуді пайдалануға негізделген:

$$\frac{\partial J_x}{\partial x} + \frac{\partial J_y}{\partial y} = 0, \quad (4)$$

бұл келесі теңдеуден шығады:

$$\operatorname{div} \vec{J} = -\frac{d\rho}{dt},$$

Мұндағы J_x және J_y – электрлік өрістің осы нүктесіндегі электрлік ток тығыздығының ($\vec{J} = J_x \vec{i} + J_y \vec{j}$) құрамдас бөлшектері (\vec{i} және \vec{j} – сәйкесінше x және y осьтерінің бойындағы бірлік векторлар). Бұл құрамдас бөлшектерді

электрлік өткізгіштік коэффициенті (σ) және электрлік потенциал (Φ) арқылы беруге болады:

$$J_x = -\sigma \frac{d\Phi}{dx}, J_y = -\sigma \frac{d\Phi}{dy}. \quad (5)$$

Осыған сәйкес (4) теңдеуі келесідей болып түрленеді:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\sigma \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\sigma \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right) = 0. \quad (6)$$

Электрлік токтың біртекті ортада қозғалуының жеке жағдайында $\sigma = \text{const}$ коэффициенті және (6) Лаплас теңдеуі болып түрленеді:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} = 0. \quad (7)$$

$\Phi = A\Phi_{\text{гд}} + B$ деп және мұндағы A және B – кейбір тұрақты параметрлер деп қабылдайтын болсақ, (7) теңдеуі келесідей болады:

$$\frac{\partial^2 \Phi_{\text{гд}}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi_{\text{гд}}}{\partial y^2} = 0, \quad (8)$$

ол (3) теңдеуіне тең.

(7) және (8) теңдеулерінен шығатыны – $\Phi_{\text{гд}} = A_1 \Phi$

Сөйтіп (8) теңдеуінің шешімі (3) теңдеуінің шешіміне сәйкес келеді және керісінше.

Сонымен қатар $\Phi = \text{const}$ болған кезде $\Phi_{\text{гд}} = \text{const}$ теңдеуі, ал $\frac{\partial \Phi}{\partial n} = 0$ болған кезде $\frac{\partial \Phi_{\text{гд}}}{\partial n} = 0$ теңдеуі қолданылады. Осыған сай электрлік модельдегі бірдей

потенциал сызықтарына сұйықтық ағынындағы эквипотенциалды сызықтар, ал күштік сызықтарға ағын сызықтары сәйкес келеді.

ЭГДА әдісін пайдалана отырып, бірқатар гидродинамика мәселелерін, атап айтқанда идеал сұйық немесе газ ағынының цилиндрді орай ағуы есебінен шешуге болады. Бұл есепті кешенді ауыспалы шаманың функцияларын қолдану арқылы теориялық түрде шешуге болады.

$|V_\infty|$ жылдамдығы және кешенді потенциалы бар жазық, Ох осіне параллель біртекті ағынды:

$$\chi_1 = |V_\infty|z, \quad (9)$$

кешенді потенциалы бар дипольдің жылдамдық өрісіне салайық:

$$\chi_2 = \frac{q}{2\pi z}, \quad (10)$$

бұл кездегі дипольдің шамасы (q) оң болады, бұл сұйықтың келіп түсетін ағынға қарсы дипольден ағып шығуына сәйкес келеді. Күрделі қозғалыстың кешенді потенциалын жасайық:

$$\chi = \chi_1 + \chi_2 = |V_\infty|z + \frac{q}{2\pi} \cdot \frac{1}{z}. \quad (11)$$

Ағын сызықтары кешенінің тендеуін табу үшін кешенді координатаның $z = x+iy$, $\chi = \Phi + i\Phi_{\text{гд}}$ екенін ескерейік. Осыдан ағын функциясының (Ψ) тендеуін табуға болады. Төмендегідей ұйғарайық:

$$\psi = |V_{\infty}|y - \frac{q}{2\pi} \cdot \frac{y}{x^2 + y^2} = const. \quad (12)$$

Ағынның нөлдік сызығы:

$$\left(|V_{\infty}|y - \frac{q}{2\pi} \cdot \frac{y}{x^2 + y^2}\right)y = 0, \quad (13)$$

екі ауытқымаға бөлінеді – шеңбер:

$$x^2 + y^2 = \frac{q}{2\pi|V_{\infty}|} \quad (14)$$

және Ох осі:

$$y = 0. \quad (15)$$

Осы уақытқа дейін туынды болатын,

$$q = 2\pi R^2 |V_{\infty}| \quad (16)$$

тең диполь шамасын таңдай отырып, орталығы координаталардың және Ох осінің басында болатын R радиусы шеңберінің жиынтығы түріндегі ағынның нөлдік сызығын аламыз (1-суретті қараңыз); ағынның қалған сызықтарын (12) теңдеуіндегі константалардың түрлі мәндерін белгілей отырып оңай алуға болады.

$z \geq R$ кезіндегі ағын практикалық қызығушылық тудырады. Осы аймақтағы жылдамдықтардың таралуын табайық:

$$\bar{V} = \frac{d\chi}{dz} = |V_\infty| \left(1 - \frac{R^2}{z^2} \right) \quad (17)$$

және оны цилиндрдің бетіне, яғни шеңбердің контурына қолданайық, онда:

$$z = R e^{i\lambda}. \quad (18)$$

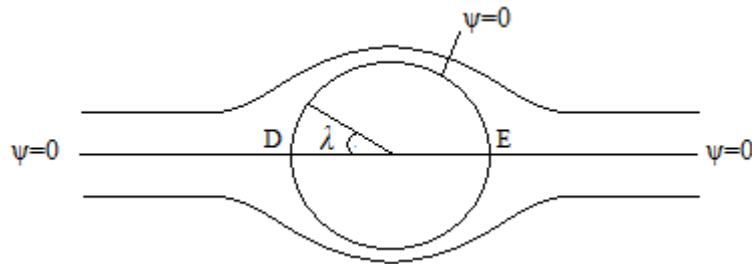
деп болжауға болады (λ – вектор-радиус пен Ox осінің арасындағы полярлық бұрыш).

(17) теңдеуінен шығатыны:

$$|\bar{V}|_{z=R} = |V_\infty| (1 - e^{iz\lambda}) = |V_\infty| e^{-i\lambda} (e^{i\lambda} - e^{-i\lambda}) = 2i |V_\infty| e^{-i\lambda} \sin \lambda. \quad (19)$$

Осыдан шеңбердің контурындағы жылдамдық модулі төмендегідей болады:

$$|V_\lambda| = 2 |V_\infty| |\sin \lambda|. \quad (20)$$



1-сурет. Ағынның нөлдік сызықтары

Ағын тармақтануының D ($\lambda=0$) және E ($\lambda=\pi$) нүктелері ағынның критикалық нүктелері деп аталады. $\lambda = \pm \frac{\pi}{2}$ кезінде цилиндрдің бетіндегі жылдамдық ең жоғары мәнге ие болады. Жылдамдықтың бұл мәні:

$$|V_{\max}| = 2|V_{\infty}|. \quad (21)$$

Цилиндрдің бетінде жылдамдықтардың таралуын (20) теңдеуін және Бернулли теңдеуін пайдалана отырып:

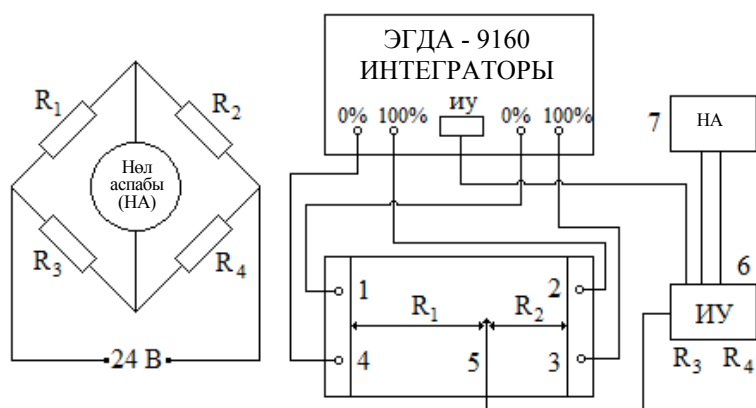
$$P + \rho \frac{|V|^2}{2} = P_{\infty} + \rho \frac{|V_{\infty}|^2}{2} = const, \quad (22)$$

қысымның өлшемсіз коэффициентін анықтайық:

$$\bar{P} = \frac{P - P_{\infty}}{\frac{1}{2} \rho |V_{\infty}|^2} = 1 - \frac{|V|^2}{|V_{\infty}|^2} = 1 - 4 \sin^2 \lambda. \quad (23)$$

Қондырғының сипаттамасы және эксперимент әдістемесі

2-суретте ЭГДА - 9160 интеграторының принциптік сұлбасы келтірілген.



2-сурет. ЭГДА - 9160 интеграторының принциптік сұлбасы

Сұлба көпірдің екі иінін (R_3 және R_4) құрайтын бөліктелген потенциометрден (ИУ) (6) және көпір тепе-теңдігінің индикаторы гальванометрден (НП) (7) тұратын теңестірілген көпір болып табылады. Көпірдің басқа екі иіні (R_1 және R_2) ауқымды беті бар кедергі болып табылатын арнайы электр тоғын өткізгіш қағазда әзірленген міндеттің моделін құрайды. Қоректендіру көзі ретінде ауыспалы тоғы бар электрлік желіге қосылатын түзеткіш қолданылған. Модельді өлшеуіш құрылғыға қосып және оған қоректендіру көзін қосып, кәдімгі төрт иінді көпірдің сұлбасын аламыз. Өлшеулердің көпірлік әдісін қолдану потенциалды абсолюттік бірліктермен (вольттер) емес, қоректендіру көзі кернеуі (100% деп қабылданған) потенциалдары айырмасының пайыздарымен есептеу мүмкіндігін береді.

Эквипотенциалды сызықтар ($\Phi\% = \text{const}$) $\Phi_{гд}\% = \text{const}$ сәйкес келген уақытта «А» аналогиясы бойынша және $\Phi\% = \text{const}$ шамасы $\Phi_{гд}\% = \text{const}$ шамасына сәйкес келген уақытта «Б» аналогиясы бойынша (кері тапсырма) ЭГДА интеграторында үлгілеуге болады.

Бұл жағдайда келесідей жүзеге асырылатын «А» аналогиясы пайдаланылады: электр тогын өткізгіш қағаздан жасалған тік төрт бұрыштың ортасынан цилиндрге ұқсас белгіленген, радиусы бар шеңбер қиылып алынады. Бұл кезде электр тогы қозғалатын аймақ, белгіленген профильді (цилиндрді) орай ағатын сұйық қозғалысының геометриялық тұрғыдан ұқсас аймағы шығады. Бұл жағдайда кеңістігі шектелген ағынның цилиндрді ағып өтуі үлгіленеді, сәйкесінше ағынның үйілуі дәрежесін ескерген жөн.

Электр тогын өткізгіш қағаздың 1-4 және 2-3 қабырғаларының бойына қысқыш шиналарды бекітіп (1-сурет), оларға Φ_0 шамасы шартты түрде 100%-ға тең деп қабылданатын жұмыс кернеуін қолданып, 5-иненің көмегімен $\Phi\% = \text{const}$ эквипотенциалды сызықтардың күйін анықтау қажет. Потенциометрдің шкаласы Φ_0 шамасының пайыздарымен бөліктелген. Осылайша $\Phi_{гд}$ гидродинамикалық потенциалының өрісі айқындалады. Сөйтіп $\Phi_{гд}$ эквипотенциалды беттеріне $\Psi_{гд}$ ортогональдық шартын пайдаланатын болса, «А» аналогиясы бойынша ағын сызықтарын анықтауға болады. Бұл кезде жылдамдық векторлары электр тогын өткізгіш қағаздағы әр нүктедегі электр тогының тығыздығы векторларының бағытындай бағытқа ие болады.

Кеңістіктің белгілі бір нүктесіндегі жылдамдықтың шамасын анықтау үшін гидродинамикаға арналған Коши-Риман шарттарын пайдаланамыз:

$$V_x = \frac{\partial \Phi_{гд}}{\partial x}, V_y = \frac{\partial \Phi_{гд}}{\partial y}. \quad (24)$$

Бұл шартты келесі түрде пайдалануға болады:

$$V_x = \frac{\Delta\Phi_{гд}}{\Delta x}, V_y = \frac{\Delta\Phi_{гд}}{\Delta y}. \quad (25)$$

Цилиндрден алыс жерде жазық-параллель қозбаған ағын үлгіленген жағдайларда құрамдас бөлшек келесідей болады $V_y = 0$, $V_x = V_\infty = const$ және:

$$V_x = V_\infty = \frac{\Delta\Phi_{гд}}{\Delta x} = N \cdot \frac{\Delta\Phi\Phi}{\Delta x}, \quad (26)$$

мұндағы N – туынды тұрақты шама.

Цилиндр бетінің өзіндегі полярлық координаталарды пайдалана отырып, жылдамдықтың шамасын анықтауға болады:

$$V = V_\lambda = \frac{d\Phi_{\varphi d}}{dl}, \quad (27)$$

Мұндағы dl – радиусы цилиндрдің R радиусына тең болатын шеңбер элементі, V_λ – беттің өткізбеушілігі шартының негізінде нөлге тең болатын жылдамдықтың радиал құрамдас бөлшегі. (27) теңдеуінен алатынымыз:

$$V_\lambda = \frac{d\Phi_{\varphi d}}{dl} = N \cdot \frac{\Delta\Phi\%}{\Delta l} = N \cdot \frac{\Delta\Phi_\lambda}{\frac{2\pi R \Delta\lambda}{360}}. \quad (28)$$

Бұдан цилиндрдің бетінде болатын, цилиндрден алшақ жердегі жылдамдыққа жатқызылған жылдамдық келесідей анықталады:

$$\frac{V_x}{V_\infty} = \frac{\Delta\Phi\%}{\Delta x} \Big/ \frac{\Delta\Phi_\lambda\%}{2\pi R \Delta\lambda / 360}. \quad (29)$$

(26) және (23) формулаларынан цилиндрдің бетіндегі қысымның өлшемсіз коэффициентінің өзгеруін анықтауға болады:

$$\bar{P} = 1 - \left(\frac{V_\lambda}{V_\infty} \right)^2. \quad (30)$$

ЭГДА-ның көмегімен үлгілеген кезде модельдің ені түпкілікті болады, осыған байланысты үйілу дәрежесі неғұрлым көп болса, жылдамдық пен қысымның таралуы нәтижелері теориялық нәтижеден соғұрлым көп айырылады:

$$m = d/h. \quad (31)$$

(d —цилиндрдің диаметрі, h —модельдің ені).

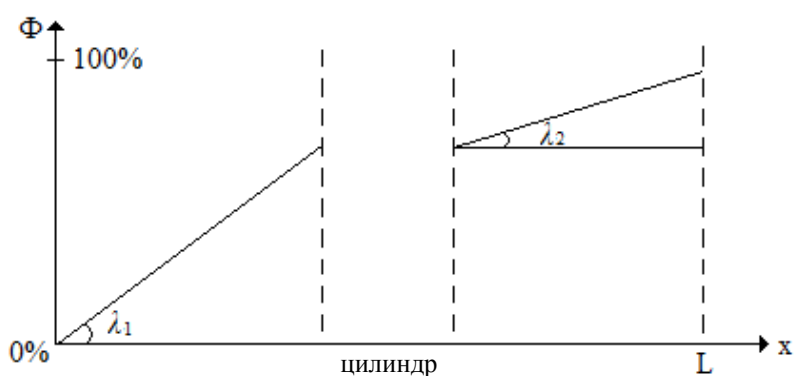
Тапсырма. Өлшеулердің нәтижелерін өңдеу

1. Мөлшері (15x35) см² құрайтын, арнаның моделі болып табылатын электр тогын өткізгіш қағазды қиып алыңыз. Модельдің ортасында оқытушы белгілеген радиусты шеңбер салыңыз. Шеңберді және бүкіл қалған модельді екі жартыға бөлетін қатаң көлденең сызық (0-0) сызыңыз. Электр тогын өткізгіш қағазға салынатын барлық белгілерді тек түрлі-түсті қарындашпен ғана (графиттік қарындашпен емес) сызыңыз! Транспортірдің көмегімен шеңбердің сыртқы жағына әр $\Delta\lambda = 5^\circ$ сайын белгілер қойыңыз, бұл кезде бұрышты алдыңғы критикалық нүктеден бастап есептеңіз. Осыдан кейін абайлап шеңберді қиып алыңыз. (31) формуласы бойынша үйілу дәрежесін (q) есептеңіз.

2. 2-суретке сай электрлік сұлбаны жинаңыз, интегратор блогындағы потенциометрлердің көмегімен шиналарда потенциалдардың сәйкесінше 0 және 100%-дық мәндерін реттеңіз.

3. 5-иненің және нөл аспабының (НА) көмегімен критикалық цилиндрдің критикалық нүктелері арқылы өтетін 0-0 сызығы бойынша 1 см сайын потенциалдың (Ф%) таралуын табыңыз, бұл кезде қиылған шеңбердің қағазда орналасқан жерін ескермеңіз.

4. Ф% потенциалы таралуының шиналардың арасындағы қашықтыққа тәуелділігі графигін жасаңыз. x0-ден L шамасына дейін өзгереді, мұндағы L – шинадан шинаға дейінгі модельдің ұзындығы. Графиктің негізінде шинадан (Ф%=0) цилиндрге дейінгі өлшеулердің деректері бойынша $\operatorname{tg}\lambda_1 = (\Delta\Phi/\Delta x)_1$ шамасын және цилиндрден шинаға (Ф% = 100) дейінгі өлшеулердің деректері бойынша $\operatorname{tg}\lambda_2 = (\Delta\Phi/\Delta x)_2$ шамасын анықтаңыз (3-суретті қараңыз).



3-сурет. Потенциал таралуының шиналардың арасындағы қашықтыққа тәуелділігі

Цилиндрдан алшақ жердегі орташа жылдамдық:

$$V_{\infty} = \frac{1}{2} N \left[\left(\frac{\Delta\Phi}{\Delta x} \right)_1 + \left(\frac{\Delta\Phi}{\Delta x} \right)_2 \right] = N \frac{\operatorname{tg}\lambda_1 + \operatorname{tg}\lambda_2}{2}. \quad (32)$$

5. Алдыңғы критикалық нүктеден әр $\Delta\lambda = 5$ сайын $\Delta\lambda = 360^\circ$ шамасына дейін цилиндрдің бетінде потенциалдың таралуын ($\Phi\%$) өлшеңіз.

(29) формуласы бойынша V_∞ шамасын табыңыз. Бұл кезде $\Delta\Phi_\lambda$ – екі көршілес нүктедегі потенциалдардың айырмасы, олардың күйі сәйкесінше λ бұрышымен және $\lambda + \Delta\lambda$ бұрышымен анықталады. Мысалға: $\lambda_1 = 45^\circ$; $\Phi_1 = 40,2\%$; $\lambda_2 = 50^\circ$, $\Phi_2 = 41,3\%$.

Сәйкесінше, $\lambda = 45^\circ$ үшін $\Delta\Phi = \Phi_2 - \Phi_1 = 1,1\%$ болады.

6. Алынған деректер бойынша таралуды есептеңіз: $V/V_\infty = f(\lambda)$. Осы тәуелділік графигін жасаңыз. Дәл осы графикке (20) формуласы бойынша есептеу нәтижелерін жазыңыз. Сондай-ақ графикке 3-кестедегі осы m мәні үшін V_λ/V_∞ шамаларын түсіріңіз.

7. Өзіңіз жасаған есептеу деректерін пайдалана отырып, (30) формуласы бойынша қысымның өлшемсіз коэффициентін (\bar{P}) есептеңіз. $\bar{P} = f(\lambda)$ графигін жасаңыз. Дәл осы графикке (23) формуласы бойынша теориялық негізбен есептеу деректерін және 3-кестедегі нәтижелер бойынша есептелген осы m үйілу коэффициентіне арналған \bar{P} коэффициентін есептеу нәтижелерін түсіріңіз.

8. Эксперимент нәтижелерін 1-ші және 2-ші кестелерге жазыңыз.

1-кесте.

Цилиндрден алшақ жерде жылдамдықтың (V_∞) таралуы

x	
$\Phi\%$	
$\text{tg}\lambda_1$	
$\text{tg}\lambda_2$	
V_∞	

2-кесте.

Цилиндрдің бетінде жылдамдықтың және қысымның өлшемсіз коэффициентінің таралуы
Цилиндрдің радиусы R = үйілу дәрежесі m =

λ°	$\Phi\%$	V_λ	$\left(\frac{V_\lambda}{V_\infty}\right)_p$	$\left(\frac{V_\lambda}{V_\infty}\right)_q$ 3-кестедегі деректер	$\left(\frac{V_\lambda}{V_\infty}\right)_{теор}$	\bar{P}	\bar{P}_q	$\bar{P}_{теор}$

3-кесте.

**m шамасын құрайтын түрлі үйілдер үшін λ бұрышына
байланысты өлшемсіз жылдамдық (V_λ/V_∞)
мәндерінің кестесі (теориялық есеп)**

m/λ°	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90
0,50	0,000	0,410	0,812	1,198	1,562	1,891	2,175	2,402	2,541	2,589
0,55	0,000	0,421	0,836	1,237	1,625	1,988	2,300	2,560	2,720	2,780
0,60	0,000	0,432	0,861	1,283	1,695	2,096	2,443	2,743	2,948	3,022
0,65	0,000	0,444	0,888	1,330	1,770	2,212	2,622	2,972	3,240	3,350
0,70	0,000	0,457	0,916	1,383	1,860	2,352	2,850	3,283	3,657	3,795
0,75	0,000	0,470	0,945	1,438	1,950	2,520	3,140	3,720	4,240	4,450
0,80	0,000	0,482	0,976	1,499	2,068	2,736	3,505	4,360	5,098	5,411
0,85	0,000	0,494	1,007	1,566	2,200	3,000	4,020	5,290	6,510	6,920
0,90	0,000	0,507	1,040	1,637	2,363	3,330	4,725	6,734	9,119	10,367
0,95	0,000	0,519	1,073	1,716	2,546	3,752	5,811	9,520	16,166	20,343

Әдебиет

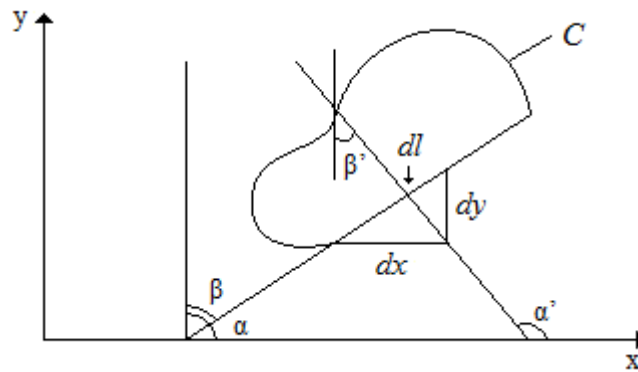
1. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. Перевод на русский язык. – М.: 1974. – 711 с.
2. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: 1987. – 840 с.
3. Исатаев С.И., Акылбаев Ж.С., Турмухамбетов А.Ж. Аэродинамика и теплообмен криволинейных тел. Алматы: Ғылым, 1996. – 433 с.
4. Фабрикант И.Я. Аэродинамика. – М: Наука, 1964. – 814 с.
5. Повх И.Л. Аэродинамический эксперимент в машиностроении. - М: Машиностроение, 1965. – 480 с.
6. Горлин С.М. Слезингер И.И. Аэромеханические измерения (методы и приборы). – М: Наука, 1964. – 720 с.
7. Прикладная аэродинамика. Под.ред.Краснова Н.Ф. – М: ВШ, 1974. – 732 с.

ЦИРКУЛЯЦИЯЛЫҚ ОРАЙ АҒУ ТУРАЛЫ ТАПСЫРМАНЫ ЭГДА ӘДІСІМЕН ШЕШУ

Жұмыс мақсаты: циркуляция мен келіп түсетін ағын жылдамдығы шамаларының түрлі ара қатынастары кезінде ағынның цилиндрді циркуляциялық орай ағу шарттарын модель арқылы зерттеу.

Қысқаша теориялық кіріспе

Идеал сұйықтың түрлі пішінді денелерді циркуляциялық орай ағуын зерттеуге арналған электрлік аналогия әдісін [2] қолдану келесілерге негізделген: қалыңдығы (h) бірдей жазық табақшаның координаталары бар нүктедегі электр тогы тығыздығының құрамдас бөлшектері x және y осьтерінде сәйкесінше j_x және j_y болсын (1-сурет).



1-сурет. Электрлік потенциал мен ағын сызықтарының арасындағы тәуелділік

α, β — dl элементін бағыттау бұрыштары болса, ал α', β' — x және y осьтері бар ішкі нормаль бұрыштары болса, алатынымыз:

$$\alpha' = \alpha + \frac{\pi}{2}; \beta' = \frac{\pi}{2} - \beta. \quad (1)$$

Сондықтан

$$\cos \alpha' = -\sin \alpha = -\cos \beta = -\frac{dy}{dl}, \quad (2)$$

$$\cos \beta' = \sin \beta = \cos \alpha = \frac{dx}{dl}.$$

Жазық ағыстарды зерттеген кезде ағынды сипаттайтын барлық шамалар қалыңдық (h) бірлігіне жатқызылған болып саналады.

Қарапайым hdl алаңшасынан өтетін электр тогы келесідей болады:

$$hdl(j_x \cos \alpha' + j_y \cos \beta') = hj_y dx - hj_x dy, \quad (3)$$

ал C тұйық контурынан өтетін электр тогы келесідей болады:

$$\int_C (hj_y dx - hj_x dy). \quad (4)$$

Табақшада ток көздері жоқ деп болжайтын болсақ, алатынымыз:

$$\int_C (hj_y dx - hj_x dy) = 0 \quad (5)$$

немесе

$$\iint_S \left[\frac{\partial(hj_x)}{\partial x} + \frac{\partial(hj_y)}{\partial y} \right] dx dy = 0, \quad (6)$$

мұндағы S– C контурымен шектелген аудан.

S ауданы ерікті болғандықтан соңғы теңдеуден шығатыны:

$$\frac{\partial(hj_x)}{\partial x} + \frac{\partial(hj_y)}{\partial y} = 0, \quad (7)$$

сондықтан егер (a,b) нүктесінен (x,y) нүктесіне дейінгі кез келген жолдан алынған интегралды $\psi_3(x,y)$ арқылы белгілейтін болсақ:

$$\psi_3(x,y) = \int_{(a,b)}^{(x,y)} (hj_y dx - hj_x dy), \quad (8)$$

бұдан шығатыны:

$$\frac{\partial \psi_3}{\partial x} = hj_y; \quad \frac{\partial \psi_3}{\partial y} = -hj_x, \quad (9)$$

мұндағы $\psi_3(x,y)$ –электр тогының функциясы.

Бұл уақытта электрлік потенциалдың өзгеруі (φ_3) келесі түрде беріледі:

$$d\varphi_3 = -\rho_3(j_x dx + j_y dy), \quad (10)$$

мұндағы ρ_3 – бірыңғай ұзындықты және қималы табақшаның кедергісі. Сондай-ақ бұдан шығатыны:

$$\frac{\partial \varphi_3}{\partial x} = -\rho_3 j_x, \quad \frac{\partial \varphi_3}{\partial y} = -\rho_3 j_y. \quad (11)$$

Басқа жағынан қарайтын болсақ, идеал сұйықтың жазық орнаған және құйынсыз ағыны жағдайында сұйықтық қозғалысы жылдамдығының U және V сияқты құрамдас бөлшектері жылдамдықтар потенциалының (φ_{rg}) және ағын функциясының (ψ_{rg}) туындыларымен белгілі ара қатынастар арқылы байланысқан болады.

$$\frac{\partial \varphi_{rg}}{\partial x} = -U, \quad \frac{\partial \varphi_{rg}}{\partial y} = -V, \quad (12)$$

$$\frac{\partial \psi_{rg}}{\partial x} = V, \quad \frac{\partial \psi_{rg}}{\partial y} = -U.$$

(2)-(12) теңдеулеріне жүргізілген талдаудан екі түрлі электродинамикалық аналогия шығады.

$$\varphi_3 = \varphi_{rg}, \quad \psi_3 = \frac{h}{\rho_3} \psi_{rg}, \quad (13)$$

$$\rho_3 j_x = U, \quad \rho_3 j_y = V,$$

деп санайтын болсақ, (2)-(12) теңдеулері бірдей болады, онда гидродинамикалық және электрлік потенциалдардың арасында сәйкестік орнайтын A аналогиясын аламыз.

Ағынның денелерді циркуляциялық орай ағуын зерттеу үшін Б аналогиясы жиі пайдаланылады. (2)-(12) ара қатынастарында:

$$\begin{aligned} \varphi_{\circ} &= -\frac{\rho_{\circ}}{h} \psi_{rg}, \psi_{\circ} = \varphi_{rg}, \\ h j_y &= -U, h j_x = V, \end{aligned} \quad (14)$$

болады деп пайымдайтын болсақ, электр тогы мен гидродинамикалық потенциал сызықтарының арасындағы сәйкестікті аламыз. Енді ρ_{\circ} , h бірге тең деп санайық. Электрлік потенциалдың эквипотенциалды сызықтары ағынның гидродинамикалық сызықтарына сәйкес келетін болады. Идеал сұйық жылдамдығының векторы және электр тогы тығыздығының векторы ортогоналды болады.

Б аналогиясы жағдайында ағын орай ағатын дене жақсы өткізгіш ретінде пайдаланылады. Ағынның циркуляциялық орай ағуын зерттеу үшін өткізгішке қосымша электрлік потенциал беріледі.

Ағынның дөңгелек цилиндрді циркуляциялық орай ағуы жөніндегі гидродинамикалық мәселені қарастырайық.

Ағынның цилиндрді циркуляциялық орай ағуының кешенді потенциалын келесі түрде жазайық:

$$\chi(z) = |V_{\infty}| \left(z + \frac{R^2}{z} \right) - \frac{\Gamma i}{2\pi} \ln z, \quad (15)$$

мұндағы z —кешенді координата, R —цилиндрдің радиусы, $|V_{\infty}|$ — қозбаған ағынның жылдамдығы, ал Γ —жылдамдық циркуляциясы. $\Gamma > 0$ шарты сағат тіліне қарсы бағыттағы циркуляциялық қозғалысқа сәйкес келеді.

Түйіндес жылдамдық:

$$\bar{V} = \frac{d\chi}{dz} = |V_\infty| \left(1 - \frac{R^2}{z^2} \right) - \frac{\Gamma i}{2\pi z}. \quad (16)$$

Критикалық нүктелердің күйін келесі теңдеуді шешу арқылы табамыз:

$$|V_\infty| \left(1 - \frac{R^2}{z^2} \right) - \frac{\Gamma i}{2\pi z} = 0, \quad (17)$$

оны келесі түрде жазуға болады:

$$z^2 - \frac{\Gamma i}{2\pi |V_\infty|} z - R^2 = 0. \quad (18)$$

Бұл шаршылық теңдеудің түбірлері келесідей болады:

$$z_{1,2} = \frac{\Gamma i}{2\pi |V_\infty|} \pm \sqrt{R^2 - \frac{\Gamma^2}{16\pi^2 |V_\infty|^2}}. \quad (19)$$

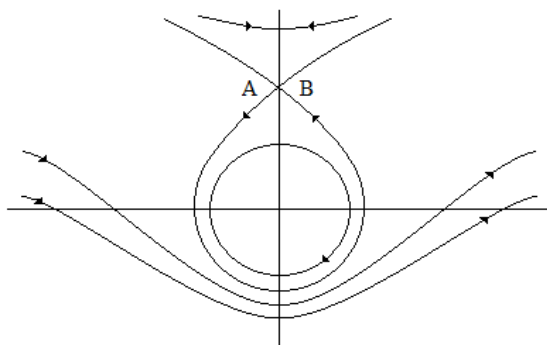
Циркуляцияның шамасына байланысты орай ағудың өтудің үш түрі болады:

а) Циркуляция жоғары: $\Gamma > 4\pi R |V_\infty|$. Бұл жағдайда (19) теңдеуінде радикал таңбасымен кері шама беріледі және келесідей теңдеу жазуға болады:

$$z_{1,2} = \left(\frac{\Gamma}{4\pi |V_\infty|} \pm \sqrt{\frac{\Gamma^2}{16\pi^2 |V_\infty|^2} - R^2} \right) i. \quad (20)$$

Шаршылық теңдеу түбірлерінің екеуі де жорамал келеді, бұл кезде: $|z_1| > R$, $|z_2| < R$.

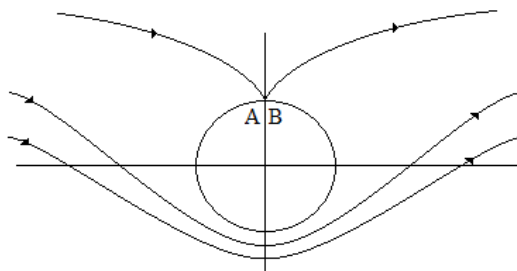
Бірінші түбір цилиндрден тыс жердегі, жорамал өстің оң қабырғасындағы А критикалық нүктесін (2-сурет) береді, екіншісі дәл сол өстегі, бірақ цилиндрдің ішіндегі В критикалық нүктесін береді.



2-сурет. $\Gamma > 4\pi R |V_\infty|$ болған кезде критикалық нүктелердің орналасуы

б) Шекті жағдай: $\Gamma = 4\pi R |V_\infty|$. z_1 және z_2 түбірлері жорамал және бір-біріне тең, критикалық нүктелер бір-біріне сәйкес келеді (3-сурет) және жорамал өсте, келесі нүктеде болады:

$$z_1 = z_2 = R_i \quad (21)$$



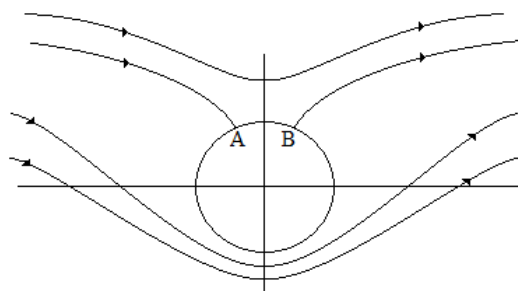
3-сурет. $\Gamma=4\pi R|V_\infty|$ болған кезде критикалық нүктелердің орналасуы

в) Циркуляция төмен: $\Gamma < 4\pi R|V_\infty|$. Бұл жағдайда (19) ара қатынасының негізінде айқындалатын түбірлер кешенді болады:

$$z_{1,2} = \pm \sqrt{R^2 - \frac{\Gamma^2}{16\pi^2|V_\infty|^2}} + \frac{\Gamma}{4\pi|V_\infty|}i, \quad (22)$$

мұнда $\frac{\Gamma}{4\pi|V_\infty|}$ ортақ ординатасы бар, ал модуль бойынша

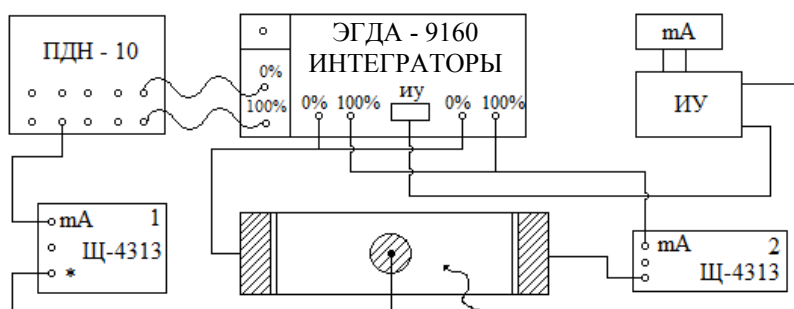
абсциссалар өсіндегі құрамдас бөлшектер бірдей және R шамасынан аз болады, ал таңбасы бойынша қарама-қарсы келеді. Түбірлердің әрқайсысының модулі R шамасына тең, яғни олар R радиусының шеңберінде орналасқан. Критикалық нүктелердің орналасуы 4-суретте көрсетілген.



4-сурет. $\Gamma < 4\pi R |V_\infty|$ болған кезде критикалық нүктелердің орналасуы

Қондырғының сипаттамасы және өлшеу әдістемесі

Цилиндрді циркуляциялық орай ағуды үлгілеу үшін Б аналогиясын қолданудың нәтижесінде үздік нәтиже алуға болады. ЭГДА электрлік интеграторын қолданайық. Өткізгіш орта ретінде электр тогын өткізгіш қағаз пайдаланылады, цилиндрдің моделі металдан әзірленген, ол электр тогын өткізгіш қағаз парағының ортасына бекітіледі. Осыдан кейін 5-суретте бейнеленген сұлба жиналады.



5-сурет. Қондырғының принциптік сұлбасы

Цилиндрді циркуляциялық орай ағудың а), б) және в) шарттарын жасау үшін циркуляцияны үлгілеудің келесі теңдеуін пайдаланайық:

$$\Gamma = \oint_l V_l dl = \frac{b}{b_m} \cdot \frac{V_\infty}{j_\infty} \cdot j_n dl, \quad (23)$$

мұндағы V_l – профильдегі белгілі бір нүктедегі жылдамдық, V_∞ – сұйықтықтың келіп түсетін ағынының жылдамдығы, j_n – электр тогы тығыздығының қалыпты құрамдас бөлшегі, j_∞ – ауытқымаған электр өрісіндегі токтың тығыздығы, b_n және b – модель мен зат мөлшерлерінің масштабтары. Токтың тығыздығынан токтың күшіне өту арқылы алатынымыз:

$$J_m = \oint_l j_n dl. \quad (24)$$

Қозбаған өрістегі ток:

$$J_\infty = j_\infty L,$$

мұндағы L – шиналарға параллель қағаз қабырғасының мөлшері. Осыдан шығатыны:

$$\Gamma = V_\infty L \frac{b}{b_m} \cdot \frac{J_m}{J_\infty}. \quad (25)$$

b_m және b масштабтары ретінде модель мен зат цилиндрлерінің радиустарын таңдаймыз:

$$b_m = R_m, \quad b = R. \quad (26)$$

Сонда:

$$\Gamma = V_{\infty} L \frac{R}{R_m} \cdot \frac{J_m}{J_{\infty}}. \quad (27)$$

Циркуляцияны RV_{∞} шамасына жатқызайық:

$$\frac{\Gamma}{RV_{\infty}} = \frac{L}{R_m} \cdot \frac{J_m}{J_{\infty}}. \quad (28)$$

Циркуляциялық орай ағу теориясына сай а), б) және в) режимдерінде келесідей шарттар орындалуға тиіс:

$$\frac{\Gamma}{RV_{\infty}} < 4\pi, \frac{\Gamma}{RV_{\infty}} > 4\pi. \quad (29)$$

(28) және (29) теңдеулерін салғастыра отырып, циркуляциялық орай ағуды жасауға қажетті келесі шарттарды аламыз:

$$\begin{aligned} \text{а) } J_m &< 4\pi \frac{R_m}{L} J_{\infty}; \\ \text{б) } J_m &= 4\pi \frac{R_m}{L} J_{\infty}; \\ \text{в) } J_m &> 4\pi \frac{R_m}{L} J_{\infty}. \end{aligned} \quad (30)$$

Қозбаған ағынды үлгілейтін тізбекте (қағаз) J_{∞} токтарын өлшеу үшін осы тізбекке цифрлы ампер-вольтметрді бірізді түрде қосу қажет. ПДН-10 потенциометрінің шығу саңылауларының біреуінен цилиндрдің моделіне ток жіберіледі. Осы тізбектегі ток

екінші цифрлы ампер-вольтметрдің көмегімен өлшенеді. Алдымен циркуляциясыз эквипотенциалды сызықтардың таралуы зерттеледі. Осыдан кейін а) шарты орындалатындай етіп J_m және J_∞ токтары таңдалады, бұдан әрі эквипотенциалды сызықтардың таралуы зерттеледі.

Енді б) шарты үшін токтар іріктеледі және эквипотенциалды сызықтардың орналасуы анықталады. в) шарты үшін осындай эксперименттер жүргізіледі.

Тапсырма. Өлшеулердің нәтижелерін өңдеу

1. Мөлшері $300 \times 300 \text{ мм}^2$ болатын электр тогын өткізгіш қағазды қиып алыңыз, қиып алынған шаршының ортасына оқытушы белгілеген радиусы бар өткізгіш цилиндрді бекітіңіз. 5-суретке сай сұлбаны жинаңыз.

2. Потенциометрден цилиндрдің бекітілген жеріне баратын сымды өшіріңіз. Цилиндрдің пайыздардағы салыстырмалы потенциалын (φ_s) (бұл мәнді шиналардың арасындағы потенциалдардың толық айырмасына қатысты табыңыз) және цилиндрден тыс осы потенциалға сәйкес келетін эквипотенциалды сызықты анықтаңыз, $\varphi_{0s} = \text{const}$ шамасынан оқытушы белгілеген аралықтың шамасына (%-дарда) айырылатын эквипотенциалды сызықтарды табыңыз. 2-аспаптың көмегімен J_∞ тогын өлшеңіз.

3. а) шартына сай J_m шамасын таңдаңыз (30). Цилиндрге потенциометрден J_m тогын жіберіңіз, ол үшін 1-цифрлы ампер-вольтметр арқылы потенциометрден цилиндрге сым жалғаңыз. Цилиндрдің %-дардағы потенциалын және цилиндрден тыс жердегі осы потенциалға сәйкес келетін эквипотенциалды сызықты анықтаңыз. Осы потенциалға қатысты оқытушы белгілеген аралықтағы эквипотенциалды сызықтарды табыңыз.

4. а), б), в) шарттарында цилиндрді орай ағу бейнесі түрлі-түсті қарындаштардың көмегімен электр тогын өткізгіш қағазда көрсетілуге тиіс. Өлшеулер деректері электр тогын өткізгіш қағаздың өзінде орай ағу бейнесі түрінде беріледі.

5. Цилиндрге б) шартына сәйкес келетін J_m тогын жіберіңіз (30). 3-тармақта аталған өлшеулерді қайталаңыз.

6. Цилиндрге в) шартына сәйкес келетін J_m тогын жіберіңіз (30). 3-тармақта аталған өлшеулерді және 4-тармақта аталған есептеуді қайталаңыз.

Әдебиет

1. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. Перевод на русский язык. – М.: 1974. – 711 с.
2. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: 1987. – 840 с.
3. Дзибалов Ю.И., Жеребятъев И.Ф., Лукьянов А.Т. Статический электроинтегратор «СЭИ-2». Алматы: КазГУ, 1979. – 67 с.

ПЛАСТИНАДАҒЫ ЛАМИНАРЛЫҚ ЖӘНЕ ТУРБУЛЕНТТІК ШЕКАРАЛЫҚ ҚАБАТТАРДЫ ЗЕРТТЕУ

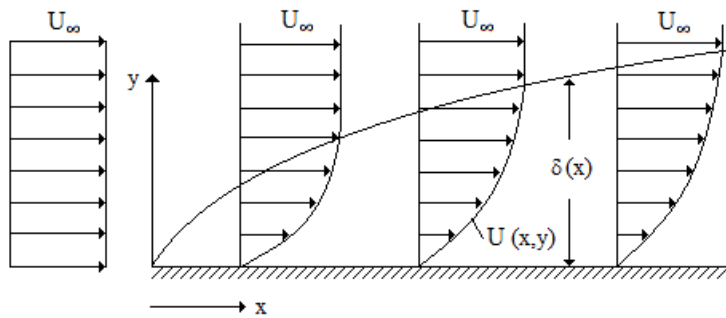
Жұмыс мақсаты:

1. Жазық беттегі шекаралық қабатты эксперимент негізінде зерттеу әдістемесін меңгеру.
2. Ағыстың ламинарлық және турбуленттік аймақтарындағы шекаралық қабаттың негізгі сипаттамаларын анықтау.
3. Ламинарлық ағыстың турбуленттік ағысқа өту аймағындағы Рейнольдс санының критикалық мәнін анықтау.

Қысқаша теориялық кіріспе.

Нақты сұйық бетті орай аққан кезде бүкіл ағыс аймағын шартты түрде екі аймаққа бөлуге болады: беттің өзіне тікелей жанасатын шектес қабат және сыртқы ағын. Рейнольдс сандары үлкен болған кезде түзілетін шекаралық қабатта сұйықтың бетке жабысуының және тұтқырлық күштерінің әрекет етуінің салдарынан қабырғаларға тиетін жұқа қабатты сұйық тежеледі. Ағыс жылдамдығы қабырғадағы нөлдік жылдамдықтан (жабысу) сыртқы ағындағы ең жоғары мәніне (U_∞) жетеді. Шамасын инерцияның күштерімен салыстыруға болатын тұтқыр үйкеліс күштері шекаралық қабатта елеулі мәнге ие болады.

1-суретте бойлық бағытта сұйықтың (немесе газдың) біртекті ағыны орай ағатын айналып жазық пластинадағы шекаралық қабаттың сұлбасы келтіріледі, бұл кезде көрнекілік үшін көлденең қима қатты үлкейтілді.



1-сурет. Біртекті сұйық ағыны бойлық бағытта орай ағатын пластинадағы шекаралық қабаттың сұлбасы

Пластинаның алдыңғы жиегінен алыстаған сайын шектес қабаттың қалыңдығы (δ) біртіндеп өседі ($\delta=\delta(x)$), себебі тежелген сұйықтың мөлшері көбейеді. Келіп түсетін ағынның жылдамдығы неғұрлым жоғары болса және сұйық тұтқырлығының кинематикалық коэффициенті (ν) неғұрлым азырақ болса, шектес қабаттың соғұрлым жұқа болатыны анық. Есептеу көрсетіп отырғандай, ламинарлық ағыс үшін:

$$\delta(x) = 5 \sqrt{\frac{\nu x}{U_\infty}} .$$

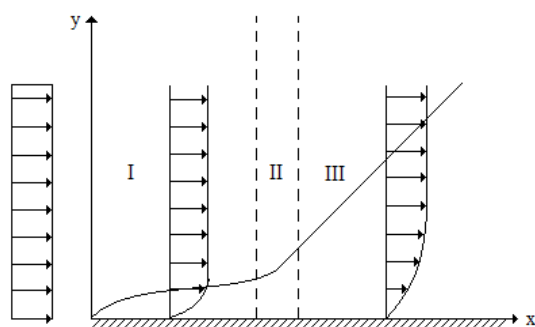
Осыдан шығатыны: $\delta(x)/x = 5\sqrt{\text{Re}_x}$.

Мұндағы $\text{Re}_x=U_\infty x/\nu$ – Рейнольдстің жергілікті саны (x – пластинаның алдыңғы жиегінен санағандағы қашықтық). Шекаралық қабаттағы y осі бойынша жылдамдықтың бойлық құрамдас бөлшегінің өзгеруі асимптотикалық түрде жүреді, сондықтан шекаралық қабаттың қалыңдығын анықтау белгілі бір дәрежеде кездейсоқ болады. Ағу жылдамдығы келіп түсетін ағынның жылдамдығынан 1%-ға айырылатын сызық шартты түрде шекаралық қабаттың сыртқы шекарасы деп саналады.

Шекаралық қабаттың қалыңдығын нақтырақ анықтау үшін ығыстыру қалыңдығы ($\delta^*(x)$) және импульстің жоғалуы қалыңдығы ($\delta^{**}(x)$) пайдаланылады.

Шекаралық қабатты зерттеу жылдамдықтың бойлық құрамдас бөлшегінің таралуын ($U(x,y)$), шекаралық қабаттың қалыңдығын ($\delta(x)$), ығыстыру қалыңдығын ($\delta^*(x)$) және импульстің жоғалуы қалыңдығын ($\delta^{**}(x)$) табудан тұрады. Шекаралық қабаттағы статикалық қысым тұрақты дерлік болады ($P_0 \approx \text{const}$) және атмосфералық қысымнан айырылмайды десе болады.

Ағу сипаты бойынша шекаралық қабат ламинарлық және турбуленттік болуы мүмкін. Сұйық пластинаны бойлай қозғалған кезде бастапқы аймақ әдетте ламинарлық болады, одан кейін өтпелі аймақ орналасады, онда ағыстың турбуленттік аймақтары мен ламинарлық аймақтар бірге жүреді және соңында турбуленттік ағыс аймағы орналасады. 2-суретте пластинаның бойында ағыстың дамуы сұлбасы келтірілген. Өтпелі аймақтың орналасуы Рейнольдстің критикалық санының мәніне байланысты.



I – ламинарлық ағыс аймағы; II – өтпелі аймақ; III – турбуленттік ағыс аймағы

2-сурет. Шекаралық қабаттағы ағыстың дамуы сұлбасы

Ламинарлық ағыстың турбуленттік ағысқа ауысуы ағында басылмайтын қозулардың туындауына байланысты, бұл қозулар шекаралық қабаттағы ламинарлық қозғалыстың бұзылуына және сұйықтың жеке көлемдерінің турбуленттік түрде араласуына әкеп соқтырады.

Шекаралық қабаттың үш аймағындағы қозғалыстың заңдылықтарын қарастырайық.

Сығылмайтын сұйықтықтың бойлық ағыны орай ағатын жұқа пластинадағы ламинарлық шекаралық қабаттың дифференциалдық теңдеулері келесідей түрде болады:

$$\rho U \frac{\partial U}{\partial x} + \rho v \frac{\partial U}{\partial y} = \mu \frac{\partial^2 U}{\partial y^2}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0.$$

Шекаралық шарттар:

$$U=0, v=0, \text{ бұл кезде } y=0, \quad (2)$$

$$U=U_\infty, \text{ бұл кезде } y \rightarrow \infty.$$

(1) теңдеулерін (2) шекаралық шарттармен шешу үздіксіз орай ағу кезінде жылдамдық өрісін $\left(\frac{U}{U_\infty} = f\left(\frac{y}{\delta}\right)\right)$, пластинадағы үйкеліс кернеуін (τ_w) және кедергі коэффициентін (C_f) есептеуге мүмкіндік береді [1, 2]:

$$\tau_w = \mu \left. \frac{\partial U}{\partial y} \right|_{y=0} = 0,332 \sqrt{\frac{\mu \rho U_\infty^3}{x}}, \quad (3)$$

$$C_f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2} = \frac{0,664}{\sqrt{\text{Re}_x}}. \quad (4)$$

Рейнольдс сандары үшін ламинарлық ағыс аймағында Блазиус кедергі заңын (4) қолдануға болады:

$$\text{Re}_x < 5 \cdot 10^5 \div 1 \cdot 10^6.$$

Блазиус шешіміне сай шекаралық қабаттың шартты қалыңдығы келесі формула бойынша есептеледі:

$$\delta(x) = 5 \sqrt{\frac{\nu x}{U_\infty}}. \quad (5)$$

Ығыстыру қалыңдығы ($\delta^*(x)$) келесі ара қатынастың көмегімен анықталады:

$$U_\infty \delta^*(x) = \int_0^\infty (U_\infty - U) dy,$$

осыдан шығатыны:

$$\delta^*(x) = \int_0^\infty \left(1 - \frac{U}{U_\infty} \right) dy. \quad (6)$$

Шекаралық қабаттың түзілуінің салдарынан потенциалды ағыстың ток сызықтары денеден алшақтап

жылжитын қашықтық ығыстыру қалыңдығы (δ^*) болып табылады (шекаралық қабаттың ығыстыру әсері). Біртекті ағын орай ағатын пластина үшін:

$$\delta^* \approx \frac{1}{3} \delta. \quad (6^*)$$

Үйкелістің салдарынан шекаралық қабаттағы импульстің ағыны потенциалды ағыстағы импульстің ағынымен салыстырғанда келесі шамаға азаяды:

$$\rho \int_0^{\infty} U(U_{\infty} - U) dy.$$

Басқа жағынан қарайтын болсақ, қалыңдығы δ^{**} болатын қабаттың тежелуінің салдарынан идеал сұйықтың импульсі ағынының дәл осылай азаюы $\rho U_{\infty}^2 \delta^{**}$ тең болады.

Сәйкесінше,

$$\rho U_{\infty}^2 \delta^{**} = \rho \int_0^{\infty} U(U_{\infty} - U) dy$$

және импульстің жоғалу қалыңдығы төмендегідей болады:

$$\delta^{**} = \int_0^{\infty} \frac{U}{U_{\infty}} \left(1 - \frac{U}{U_{\infty}} \right) dy. \quad (7)$$

(7) теңдеуін (5) теңдеуімен салғастыру көрсетіп отырғандай:

$$\delta^{**} \approx \frac{1}{7} \delta. \quad (7^*)$$

Турбуленттік шекаралық қабаттағы ағыстың заңдылықтарын қарастырайық. Пластинаның алдыңғы жиегінен алшақтаған кезде Re_x саны өседі және шекаралық қабатта ламинарлық ағыстың турбуленттік ағысқа өтуі айқын байқалады. Сұйықтың жеке көлемдері араласуының молярлық механизмінің салдарынан турбуленттік ағыс сапалық тұрғыдан ламинарлық ағыстан айырылады. Жазық пластинадағы турбуленттік шекаралық қабаттың теңдеулері келесідей болады:

$$\rho U \frac{\partial U}{\partial x} + \rho v \frac{\partial U}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_T \frac{\partial U}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \langle \rho U'v' \rangle, \quad (8)$$

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0,$$

мұндағы U , v – жылдамдықтың бойлық және көлденең құрамдас бөлшектерінің орташаланған мәндері, μ_T – турбуленттік тұтқырлық коэффициенті, $\langle \rho U'v' \rangle$ – үйкелістің Рейнольдс кернеуі.

Шекаралық жағдайлар пластинаны ламинарлық орай ағу жағдайындағындай түрде сақталады:

$$y=0: U=0, v=0; \quad (9)$$

$$y \rightarrow \infty: U=U_\infty.$$

Осы теңдеулерді шешудің күрделі болуының салдарынан жылдамдықтар таралуының эмпирикалық заңдары [1, 2] пайдаланылады: «1/7 заңы».

$$\frac{U}{U_\infty} = \left(\frac{y}{\delta}\right)^{1/7}, \quad (10)$$

бұл заң Рейнольдс сандарының $10^5 < \text{Re}_x < 10^7$ мәндері үшін орындалады және логарифмдік «қабырға заңы»:

$$\frac{U}{U_\infty} = \frac{1}{\beta} \ln \frac{y v_*}{\nu} + C, \quad (11)$$

бұл заң $\text{Re}_x > 10^7$ кезінде қолданылады ($v_* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$ – динамикалық жылдамдық, β , C – эмпирикалық тұрақты шамалар). «1/7 заңын» пайдаланған жағдайда турбуленттік шекаралық қабаттың параметрлерін есептеуге арналған келесі тәуелділіктерді алуға болады:

$$\begin{aligned} \frac{\delta(x)}{x} &= 0,37 \cdot \text{Re}_x^{-0,2}, \\ \frac{\delta^*(x)}{x} &= 0,046 \cdot \text{Re}_x^{-0,2}, \\ \frac{\delta^{**}(x)}{x} &= 0,036 \cdot \text{Re}_x^{-0,2}. \end{aligned} \quad (12)$$

Осыдан шығатыны:

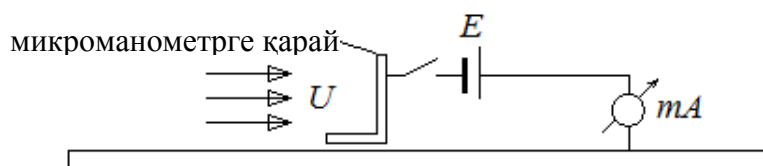
$$\delta^* \approx \frac{1}{8} \delta. \quad (12^*)$$

Қондырғының сипаттамасы және өлшеулер әдістемелері

Жұмыс аэродинамикалық құбырда жүргізіледі, оның жұмыс бөлігінде мөлшерлері $(0,3 \times 0,6) \text{ м}^2$ болатын пластина орнатылады. Пластина оның бойындағы статикалық қысымның таралуын тікелей өлшеуге арналған дренаж саңылаулары бар. Саңылаулардың әрқайсысы бірінен кейін бірі микроанометрге қосылады.

Пластина жылдамдығы (U_∞) 5 м/с шамасынан 30 м/с шамасына дейінгі шектерде өлшенуі мүмкін болатын ауа ағыны тогының сызықтарына қатаң параллель күйде орнатылады.

Динамикалық қысым ММН микроанометріне қосылған жалпақ шүмегі бар Пито түтігінің көмегімен өлшенеді. Пито түтігі есептеу дәлдігі $1 \cdot 10^{-4}$ м болатын екі жүрісті координаттыққа бекітіледі. Түтік шүмегінің жалпақ беті табақшаға тиген уақытта есептеу басталады. Тию сәті микроамперметрдің бағдар көрсеткішінің жылжуы бойынша анықталады (3-сурет).



3-сурет. Пито түтігінің пластинаның бетіне тиюі сәтін анықтау сұлбасы

Пластинаның бетінен өлшеу нүктесіне дейінгі ең аз деген қашықтық Пито түтігінің мысалдық саңылауының көлденең мөлшерінің жартысын құрайды.

Жылдамдықты өлшеу үшін және оның профилін жасау үшін Пито түтігі шекаралық қабаттың қабырғасынан сыртқы шекарасына дейін жылжытылады, мұнда микроанометрдің шкаласындағы қысым көрсеткіштерінің өзгеруі тоқтайды. Әсіресе - қабырғаның жанында

өлшеулерді әр $1 \cdot 10^{-4}$ м сайын ерекше мұқият жүргізген жөн. Өлшеулер пластинаның алдыңғы жиегінен бастап оның бүкіл ұзындығын бойлай жүргізіледі.

Шекаралық қабаттағы ағыстың жылдамдықтары келесідей формула бойынша есептеледі:

$$U = \sqrt{\frac{2}{\rho} kn},$$

мұндағы n –микроманометр шкаласының бөліктеріндегі микроманометр көрсеткіші, k –манометр көлбеулігінің коэффициенті.

Тапсырма. Өлшеулердің нәтижелерін өңдеу

1. Пластинаның аэродинамикалық құбырдың жұмыс бөлігіне қатысты параллель орнатылғанына көз жеткізіңіз. Манометрлердің біреуін шүмектің шығу қимасындағы саңылауға қосыңыз. Оқытушының нұсқауы бойынша шүмектен шығу жеріндегі ағын жылдамдығының (U_∞) қажетті мәнін белгілеңіз және тәжірибе жүргізілген бүкіл уақытта оны қадағалап отырыңыз. Басқа микроманометрді Пито түтігіне қосыңыз.

2. Эксперимент негізінде пластинаның бойындағы ламинарлық ағыс аймақтарының шекарасын анықтаңыз. Ол үшін пластинаның бетіне жақын жерде, түтіктің өсінен $5 \cdot 10^{-4}$ м қашықтықта орнатылған Пито түтігінің көмегімен пластинаның алдыңғы жиегінен бастап $2 \cdot 10^{-2}$ м аралықпен пластина бойындағы динамикалық қысымды өлшеңіз. Ламинарлық ағыстан турбуленттік ағысқа өтетін, қысым өсе бастайтын аймақта өлшеулерді жиірек, $5 \cdot 10^{-3}$ м аралықпен жүргізу қажет. Атап өтетін жайт, өлшеу жүргізген сайын қабырғаға дейінгі қашықтықты және ағынның жылдамдығын (U_∞) қатаң қадағалап отыру қажет.

3. Алынған деректер бойынша $\Delta P = \frac{\rho U^2}{2} = f(\text{Re}_x)$

графикін жасаңыз және график бойынша ламинарлық ағыс аймағын, өтпелі аймақты және турбуленттік ағыс аймағын табыңыз. x_{kp} ретінде өтпелі аймақтың ортасын таңдай отырып, Рейнольдстің критикалық санын анықтаңыз.

4. Дренаж саңылауларына сәйкес келетін жеті нүктеде пластинаны бойлай статикалық қысымның таралуын өлшеңіз, ол үшін әр саңылаудың шығу жерін микроанометрге бірінен кейін бірін қосыңыз. $P_0 - P_a = f(x)$ тәуелділік графикін жасаңыз.

5. Ағыстың ламинарлық аймағы үшін ағынның 5 көлденең қимасындағы жылдамдықты өлшеңіз. Әр қимадағы жылдамдықтың эксперименттік мәндерінің саны айтарлықтай үлкен ($15 \div 20$) болуға тиіс.

6. Ағыстың турбуленттік аймағындағы жылдамдыққа ұқсас өлшеулер жүргізіңіз (5-тармақты қараңыз).

7. Ағыстың ламинарлық және турбуленттік аймақтары үшін жылдамдықтың профильдерін ($U/U_\infty = f(y)$) жасаңыз.

8. Графикалық интегралдау әдісінің (4-сурет) көмегімен осы профильдер бойынша x функциясы ретіндегі ығыстыру қалыңдығын (δ^*) табыңыз. Ол үшін интегралдаудың айтарлықтай шағын қадамын (Δy) таңдаңыз да графиктің бүкіл ауданын ені Δy болатын жіңішке жолақтарға бөліңіз.

Ығыстыру қалыңдығы

$$\delta^*(x) = \int_0^\infty \left(1 - \frac{U}{U_\infty}\right) dy$$

$U/U_\infty = f(y)$ қисығымен, $y=0$ бастапқы ординатасымен және $U/U_\infty = 1$ түзуімен шектелген ауданмен анықталады. Бұл

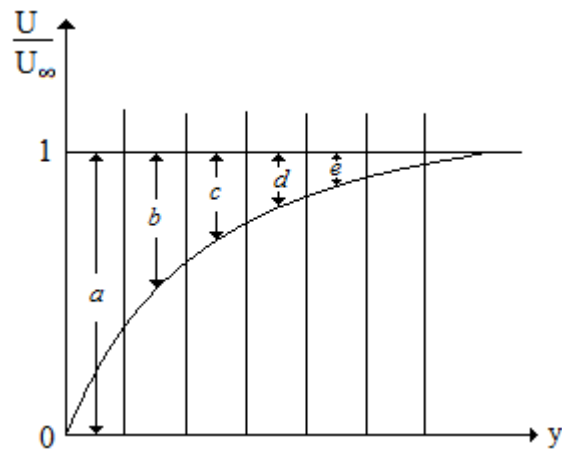
ауданды биіктігі Δy болатын трапециялар аудандарының қосындысы түрінде беруге болады:

$$\delta^* = \Delta y \left(\frac{a+b}{2} + \frac{b+c}{2} + \frac{c+d}{2} + \dots \right)$$

немесе

$$\delta^* = \Delta y \left(\frac{a}{2} + b + c + d + \dots \right).$$

Атап өтетін жайт, δ^* шамасы Δy мөлшерлігіне ие. Графикалық интегралдау жолымен есептелген $\delta^*(x)$ санының жылдамдықтың профильдерін есептеу үшін пайдаланылған санға тең болатыны анық.



4-сурет. Бір x мәні үшін ығыстыру қалыңдығын (δ^*) анықтау сұлбасы

9. Есептелген $\delta^*(x)$ мәндері бойынша ағыстың ламинарлық аймағындағы шекаралық қабаттың қалыңдығын ($\delta(x)$) (6*) формуласына сай және ағыстың турбуленттік аймағындағы шекаралық қабаттың қалыңдығын ($\delta(x)$) (12*) формуласына сай табыңыз.

Ағыстың қос аймағы үшін бір графикте $\frac{\delta}{\sqrt{\frac{\nu x}{U_\infty}}} = f(\text{Re}_x)$ эксперименттік тәуелділігін жасаңыз және

(5) теориялық тәуелділіктерімен және (12) бірінші формуласымен салыстырыңыз.

10. Ағыстың ламинарлық және турбуленттік аймақтары үшін жылдамдықтың әмбебап профильдерін жасаңыз:

$$\frac{U}{U_\infty} = f\left(\frac{y}{\delta}\right).$$

11. Турбуленттік аймақ үшін жылдамдықтың өзгеруі заңын дәрежелі деп санай отырып:

$$\frac{U}{U_\infty} = C\left(\frac{y}{\delta}\right)^n,$$

дәреженің көрсеткішін (n) және C тұрақты шамасын анықтаңыз. Ол үшін келесідей тәуелділік жасаңыз:

$$\lg \frac{U}{U_\infty} = \lg C + n \lg \frac{y}{\delta}$$

және графиктен n және C мәндерін табыңыз.

Әдебиет

1. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. Перевод на русский язык. – М.: 1974. – 711 с.
2. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: 1987. – 840 с.
3. Исатаев С.И., Акылбаев Ж.С., Турмухамбетов А.Ж. Аэродинамика и теплообмен криволинейных тел. Алматы: Ғылым, 1996. – 433 с.
4. Абрамович Г.Н., Гиршович Г.А., Крашенинников С.Ю. и другие. Теория турбулентных струй. Изд. 2 – ое перераб. и доп. Под.ред. Г.Н. Абрамовича. – М: 1984. – 720 с.

**ТУРБУЛЕНТТІК ШЕКАРАЛЫҚ ҚАБАТТЫҢ БЕТТІК
ҮЙКЕЛІС КОЭФФИЦИЕНТІН КЛАУЗЕР
ӘДІСІМЕН АНЫҚТАУ**

Жұмыс мақсаты:

1. Пластинаның шекаралық қабатының бетіндегі үйкелістің коэффициентін анықтау үшін қолданылатын Клаузер әдісін меңгеру.

2. Орташа жылдамдықтың эксперименттік профильдері бойынша Клаузер диаграммасының көмегімен пластинаның табақшаның бойындағы беттік үйкелістің таралуын анықтау.

Қысқаша теориялық кіріспе

Ортада қозғалатын ұшақтардың қанаттарына, фюзеляждарына, кемелерге және т.б. әсер ететін күштерді анықтау практикалық тұрғыдан маңызды міндет болып табылады. Беттегі үйкеліс күші қарсы кедергі күшінің құрамдас бөлшектерінің бірі болып табылады. Беттегі үйкеліс кернеуі сұйықтың немесе газдың қасиеттеріне және жылдамдықтың градиентіне байланысты.

$$\tau_w = \mu \left. \frac{\partial U}{\partial y} \right|_{y=0}. \quad (1)$$

Әдеттегідей үйкеліс күштерін еңсеру жасау үшін жұмсалатын ағын энергиясының шығындалуын сипаттайтын беттік үйкелістің жергілікті коэффициентін қарастырайық:

$$C_f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2}. \quad (2)$$

Беттік үйкеліс күшінің шамасы аз ($C_f \approx 3 \cdot 10^{-3} \div 6 \cdot 10^{-3}$) және оны өлшеуде белгілі эксперименттік қиындықтар туындайды, осы себепті беттік үйкелістің коэффициенттерін анықтаудың есептік әдістері пайдаланылады. Беттік үйкелістің коэффициенттерін орташа жылдамдықтың эксперименттік профильдері бойынша анықтауға мүмкіндік беретін Клаузер әдісі осындай әдістердің бірі болып табылады.

Беттік үйкелістің коэффициенттерін шамалап есептеу турбуленттік шекаралық қабаттың екі қабаттық моделін пайдалануға негізделген. Сұйық қатты қабырғаны бойлай қозғалған кезде құрылымы күрделі болатын шекаралық қабат түзіледі: тек тұтқыр қозғалыстың жұқа қабырғалық аймағы (ламинарлық астыңғы қабат) және турбуленттік қозғалыс аймағы (ағынның турбуленттік өзегі). Ламинарлық астыңғы қабатта молекулалық тасымал үрдістері елеулі роль атқарады және жылдамдық профилі сызықтық сипатқа ие болады:

$$U = \frac{\tau_w}{\mu} y, \quad (3)$$

ал сұйықтық кез келген қабаттарының арасындағы үйкеліс кернеуі тұрақты және τ_w шамасына тең болады.

Енді турбуленттік қозғалысты қарастырайық. Қатты қабырғаның жанындағы турбуленттік қозғалыстың басты ерекшелігін анықтау үшін идеал жағдайды мысал ретінде алайық. Жазық ағын шексіз қатты қабырғаға параллель қозғалып келе жатыр делік. Бұл жағдайда шекаралық қабаттағы орташаланған жылдамдық өрісі Рейнольдс теңдеуін шешу арқылы сипатталады:

$$\mu \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial \tau}{\partial y} = 0.$$

Шекаралық шартты ескере отырып осы теңдеуді интегралдау:

$$y=0 \text{ кезінде } \tau = -\langle \rho U'v' \rangle = 0$$

келесідей теңдеу береді:

$$\mu \frac{\partial U}{\partial y} + \tau = \tau_w. \quad (4)$$

Осыдан шығатыны, қабырғадан алшақ болатын, турбуленттік үйкеліспен салыстырғанда $\mu \frac{\partial U}{\partial y}$ қосылғышы аз болатын және аталған қосылғышты алып тастауға болатын аймақта $\tau = \tau_w = const$ деп санауға болады.

Турбуленттік үйкеліс кернеуін Прандтль формуласымен беруге болады:

$$\tau = \rho l^2 \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 = \tau_w, \quad (5)$$

мұндағы l —араласу жолы.

Осы нүктеден қатты қабырғаға дейінгі қашықтық (y) ағынға тән жалғыз ұзындықты беретіндіктен, Прандтль l шамасы y шамасына пропорционал болады деп пайымдайды, яғни

$$l = \beta y, \quad (6)$$

мұндағы $\beta=0,41$ – тәжірибелік константа. (6) теңдеуі пайдаланылған кезде (5) теңдеуі интегралданады:

$$U = \frac{1}{\beta} \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \ln y + C_1, \quad (7)$$

мұндағы C_1 – ламинарлық астыңғы қабаттың шекарасындағы жағдайдан анықталатын және 5,45 мәніне тең болатын эмпирикалық тұрақты шама.

(7) теңдеуін өлшемсіз ауыспалы шамалармен жазайық. Ол үшін динамикалық жылдамдықты (v_*) және динамикалық координатаны (y_*) енгізейік:

$$v_* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}; y_* = \frac{y}{v_*} = \frac{y v_*}{\tau_w}$$

және оларды жылдамдық пен ұзындықтың масштабы ретінде пайдаланайық:

$$U^+ = \frac{U}{v_*}; y^+ = \frac{y}{y_*} = \frac{y v_*}{\tau_w}$$

Сонда (7) теңдеуін келесідей жазуға болады:

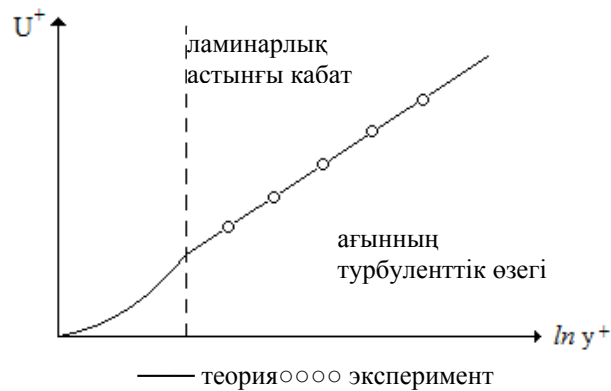
$$U^+ = \frac{1}{\beta} \ln y^+ + C \quad (8)$$

Бұл ара қатынас «қабырға заңы» деп аталады және шекаралық қабаттың турбуленттік өзегіндегі жылдамдықтың эмбебап профилі болып табылады. (8) теңдеуінің ламинарлық астыңғы қабаттың шегінен тыс

қабырғаның жанында жарамды болатынына назар аударыңыз. Ламинарлық астыңғы қабаттағы динамикалық координаталардағы жылдамдықтың сызықтық профилі (3) келесідей болады:

$$U^+ = y^+. \quad (9)$$

Сондықтан жылдамдықтың толық әмбебап профилінің түрі төмендегідей болады:



1-сурет. Өлшемсіз айнымалы шамалардағы жылдамдық профилі

Логарифмдік «қабырға заңы» беттегі үйкелістің коэффициентін анықтауға арналған Клаузер әдісінің теориялық негізі болып табылады. Шынында,

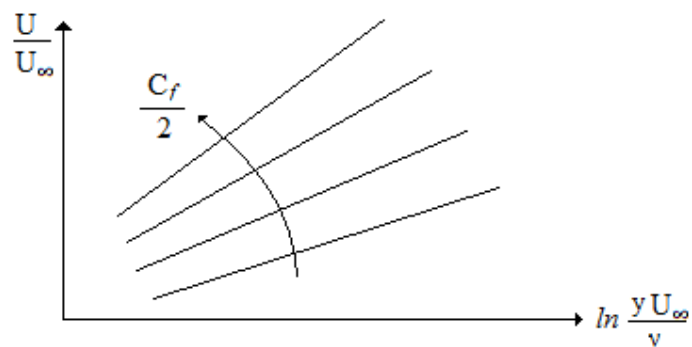
$v_* = U_\infty \sqrt{\frac{C_f}{2}}$ екенін ескеретін болсақ, (8) теңдеуін келесідей жазуға болады:

$$\frac{U}{U_\infty} = \frac{U^+ v_*}{U_\infty} = U^+ \sqrt{\frac{C_f}{2}} = \sqrt{\frac{C_f}{2}} \left\{ \frac{1}{\beta} \ln \left[\frac{y U_\infty}{\nu} \sqrt{\frac{C_f}{2}} \right] + C \right\}. \quad (10)$$

Егер осы теңдеудегі $\frac{C_f}{2}$ шамасын белгілі параметр деп санайтын болсақ, жартылай логарифмдік координаталардағы (10) теңдеуі:

$$\frac{U}{U_\infty} = f\left(\ln \frac{yU_\infty}{\nu}\right)$$

түзу сызықтар тобын береді, олардың әрқайсысы беттегі үйкеліс коэффициентінің (C_f) белгіленген мәніне сәйкес келеді. Түзу сызықтардың бұл тобы Клаузер диаграммасы деп аталады.



2-сурет. Клаузер диаграммасы

Егер осы диаграммаға эксперимент негізінде табылған жылдамдықтың табылған мәндерін дәл сол координаталармен түсіретін болсақ, олар әдетте $\frac{C_f}{2}$ параметрлері белгілі болатын екі түзу сызықтың арасында орналасады.

Осы $\frac{C_f}{2}$ мәндерімен шектелген жолақта (10) теңдеуіне сәйкес $\frac{C_f}{2}$ аралық шамаларына сәйкес келетін түзу сызықтар сериясын жүргізген жөн және осы түзу сызықтардың арасынан эксперименттік нүктелерге барынша жақындайтын сызықты таңдаған жөн. Бұл ізделіп отырған $\frac{C_f}{2}$ мәнін береді.

Әдістеменің және өлшеулердің сипаттамасы

Жылдамдықты өлшеу аэродинамикалық құбырдың жұмыс бөлігіне орнатылған пластинадағы шекаралық қабатта жүргізіледі. Өлшеулер толық және статикалық қысымдардың айырмасын көрсететін көлбеу микроанометрге қосылған Пито түтігінің көмегімен жүргізіледі. Осы айырма бойынша шекаралық қабаттың әр нүктесіндегі ағынның жылдамдығын анықтауға болады:

$$U = \sqrt{\frac{2}{\rho} kn},$$

мұндағыл—микроанометрдің бөліктердегі көрсеткіші, k —анометр көлбеулігінің коэффициенті.

Пито түтігі көлденең координатаны есептеу дәлдігі 0,1 мм-ді құрайтын координаттыққа орнатылған.

Тапсырма. Өлшеулердің нәтижелерін өңдеу

1. Пластинадағы шекаралық қабаттың көлденең қималарындағы $8 \div 10$ шамасындағы орташа жылдамдықты пластинаның алдыңғы жиегіне дейінгі түрлі

қашықтықтарда өлшенізі, бұл кезде жылдамдықтың әр профилінде кем дегенде он эксперименттік нүкте болуға тиіс.

2. $\frac{C_f}{2}$ мәндері үшін $(2,0 \div 6,0)$ аралықта әр $0,2 \cdot 10^{-3}$ сайын

Клаузер диаграммасын жасаңыз. Әр түзуді екі нүкте бойынша сызыңыз.

3. Клаузер диаграммасына тиісті координаталардағы жылдамдықтың эксперименттік профильдерін түсіріңіз:

$$\frac{U}{U_\infty} = f\left(\ln \frac{yU_\infty}{\nu}\right).$$

4. Орташа жылдамдықтың барлық $8 \div 10$ шамасындағы профильдері үшін беттегі үйкелістің жергілікті коэффициенттерінің мәндерін интерполяциялау арқылы анықтаңыз.

5. Табақшаның бойындағы беттегі үйкелістің жергілікті коэффициентінің өзгеруі графигін жасаңыз, яғни:

$$\frac{C_f}{2} = \varphi(x).$$

Әдебиет

1. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. Перевод на русский язык. – М.: 1974. – 711 с.

2. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: 1987. – 840 с.

3. Исатаев С.И., Акылбаев Ж.С., Турмухамбетов А.Ж. Аэродинамика и теплообмен криволинейных тел. Алматы: Ғылым, 1996. – 433 с.

ПЛАСТИНАДАҒЫ ШЕКАРАЛЫҚ ҚАБАТТАҒЫ БЕТТІК ҮЙКЕЛІСТІ ПРЕСТОН ӘДІСІМЕН ӨЛШЕУ

Жұмыс мақсаты:

1. Пластинадағы шекаралық қабаттағы кедергі коэффициентін анықтаудың эксперименттік әдісімен танысу.
2. Престон әдісінің көмегімен пластинаның бойындағы беттік үйкелістің таралуын өлшеу.

Қысқаша теориялық кіріспе

Беттік үйкеліс дыбысқа дейінгі жылдамдықтар кезінде ұшақтың профильдік кедергісінің себептерінің бірі болып табылады және кемелер кедергісінің басым бөлігін құрайды. Қанаттар мен қабырғалардағы беттік үйкеліс туралы деректер көбінесе жазық пластинадағы беттік үйкеліс туралы мәліметтерге және шағын қысым градиенттері оған аз ғана әсерін тигізеді деген болжалға сүйенеді.

Беттік үйкеліс кернеуі (τ_w) тұтқырлық коэффициентін (μ) қабырғадағы жылдамдықтың бойлық компонентасының градиентіне көбейту арқылы анықталады:

$$\tau_w = \mu \left. \frac{\partial U}{\partial y} \right|_{y=0}. \quad (1)$$

Тәжірибе жүзінде үйкеліс күштерін еңсеруге жұмсалатын ағын энергиясының шығындалуын сипаттайтын кедергінің өлшемсіз коэффициенті енгізіледі:

$$C_f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2} \text{ немесе } \frac{C_f}{2} = \frac{\tau_w}{\rho U_\infty^2}, \quad (2)$$

мұндағы U_∞ – келіп түсетін ағынның жылдамдығы, ρ – тығыздық.

Пластинадағы шекаралық қабаттағы ағыстың айтарлықтай күрделі болатыны белгілі: пластинаның алдыңғы бөлігінде ламинарлық ағыс болады, одан кейін ламинарлық режим турбуленттік режимге ауысатын өтпелі аймақ болады, бұдан әрі ағыс толықтай дамыған турбуленттік ағысқа айналады. Әр аймаққа өзіндік үйкеліс заңы тән.

Ағын бойлай айналып өтетін пластинаның қатысты қолдануға болатын Блаузис шешіміне сай ламинарлық аймақтағы кедергінің жергілікті коэффициенті төмендегідей болады:

$$\frac{C_{f_l}}{2} = 0,664 \operatorname{Re}_x^{-0,5}, \quad (3)$$

мұндағы $\operatorname{Re}_x = \frac{U_\infty x}{\nu}$ – жергілікті Рейнольдс саны, $\nu = \mu/\rho$ –

тұтқырлықтың кинематикалық коэффициенті.

Кедергінің жергілікті коэффициенті үшін ағыстың турбуленттік аймағында басқа эмпирикалық тәуелділік табылды:

$$\frac{C_{f_t}}{2} = 0,037 \operatorname{Re}_x^{-0,2}. \quad (4)$$

Бұл формула шекаралық қабат пластинаның алдыңғы жиегінен бастап турбуленттік болған жағдайда дұрыс

болады. Алайда шынында пластинаның алдыңғы жиегінің жанындағы шекаралық қабат ламинарлық болып қалады және алдыңғы жиектен белгілі бір қашықтықта ғана турбуленттік ағысқа айналады, ол сыртқы ағыстың турбуленттілігі дәрежесіне байланысты $3 \cdot 10^5 \div 3 \cdot 10^6$ шегінде өзгеруі мүмкін болатын Рейнольдстің критикалық санымен $(\text{Re}_{x_{кр}} = \frac{U_\infty x_{кр}}{\nu})$ айқындалады. Ламинарлық

аймақтың болуы пластинаның жалпы кедергісін азайтады. Осы азаюды бағалау үшін Прандтльдің пайымдауына сай ауысу нүктесінің артындағы турбуленттік шекаралық қабат пластинаның алдыңғы жиегінен бастап турбуленттік қабат болған жағдайдағындай болады деп болжайық. Онда бүкіл пластинаның турбуленттік кедергісінен оның алдыңғы жиегінен ауысу нүктесіне дейінгі турбуленттік кедергіні ($x_{кр}$) шегеру және алынған айырмаға жаңа аталған аймақтың ламинарлық кедергісін қосу арқылы қажетті бағалауды жасай аламыз. Бұл алдыңғы жиектен басталатын шекаралық қабаттың турбуленттік екені туралы болжалда есептелген пластинаның кедергісінен төмендегі шаманы шегеру қажет екенін білдіреді:

$$\Delta W = \frac{1}{2} \rho U_\infty^2 b x_{\text{кр}} (C_{fT} - C_{f\text{л}}), \quad (5)$$

мұндағы C_{fT} және $C_{f\text{л}}$ – Рейнольдстің критикалық саны ($\text{Re}_{x_{кр}}$) кезінде турбуленттік және ламинарлық ағыстар үшін пластина кедергісінің толық коэффициенттері. Сәйкесінше C_f коэффициенті үшін түзету төмендегідей болады:

$$\Delta C_f = -\frac{x_{кр}}{l} (C_{fT} - C_{f\text{л}}) = -\frac{\text{Re}_{x_{кр}}}{\text{Re}_l} (C_{fT} - C_{f\text{л}}).$$

$$\Delta C_f = -\frac{A}{Re_l}$$

деп пайымдайтын болсақ, A тұрақты шамасы ағыстың ламинарлық түрінен турбуленттік түріне өтуі нүктесінің күйімен (Re_{xkp}) анықталады, атап айтқанда төмендегідей болады:

$$A = Re_{x,kr} (C_{fT} - C_{fл}).$$

Сөйтіп пластинаның алдыңғы бөлігіндегі ағыстың ламинарлық аймағының болуын ескергенде ұзындығы l болатын пластина кедергісінің толық коэффициенті

$$C_f = \frac{0,074}{Re_l^{1/5}} - \frac{A}{Re_l}, \quad (6)$$

тең болады, бұл кезде осы формуланы Рейнольдс сандарының аймағында қолдануға болады:

$$5 \cdot 10^5 < Re_l < 10^7.$$

(4) формуласынан шығатын C_{fT} мәнін және (3) формуласынан шығатын $C_{fл}$ мәнін ескере отырып, A тұрақты шамасы үшін келесідей мәндер аламыз:

Re_{xkp}	$3 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^5$	10^6	$3 \cdot 10^6$
A	1050	1700	3300	8700

Үйкелістің жергілікті кернеуін эксперимент негізінде анықтау үшін Престон «қабырғаның жанында динамикалық ұқсастық аймағы бар және бұл аймақтағы

ағыстың сипаттамалары беттегі үйкеліске және газдың физикалық қасиеттеріне тура тәуелді» деген гипотезаға негізделген әдісті ұсынды. Бұл аймақта келесі формуламен айқындалатын жылдамдық таралуының эмбебап заңы орындалады:

$$\frac{U}{v_*} = f\left(\frac{v_* y}{v}\right), \quad (7)$$

мұндағы $v_* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$ – динамикалық жылдамдық.

Престон көрсеткендей, өлшемсіз екі $\frac{(P - P_0)d_i^2}{4\rho v^2}$ және $\frac{\tau_w d_i^2}{4\rho v^2}$ комплекстерінің арасында төмендегідей функционалдық байланыс бар:

$$\frac{\tau_w d_i^2}{4\rho v^2} = F\left[\frac{(P - P_0)d_i^2}{4\rho v^2}\right], \quad (8)$$

осы тәуелділіктің айқын түрі алынды:

$$\lg\left(\frac{\tau_w d_i^2}{4\rho v^2}\right) = a + b \lg\left[\frac{(P - P_0)d_i^2}{4\rho v^2}\right]. \quad (9)$$

(8) және (9) формулаларындағы $P - P_0$ – үйкеліс кернеуі τ_w шамасына тең болатын жерде өлшенген динамикалық қысым, d_i – динамикалық қысымды өлшеген кезде пайдаланылатын Пито түтігінің ішкі диаметрі.

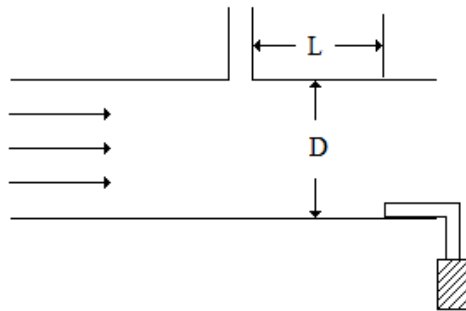
Престон эксперименттерінде (9) формуласындағы a және b константалары келесідей мәндерге ие болды:

$$a = -1,396, b = 0,875. \quad (10)$$

Өлшенген $P - P_0$ мәндері бойынша τ_w шамасын анықтау мақсатында (9) формуласын пайдалану үшін Пито түтіктерін алдын-ала тарировкалау қажет. Тарировкалау төмендегідей жүргізіледі. Белгілі диаметрлі (D) ұзын цилиндрлік түтікте желдеткіштің көмегімен ауаның турбуленттік ағыны жасалады. Ағыстың гидродинамикалық түрде тұрақтандырылған аймағында құбырдың ұшына дейінгі қашықтықта (L) микроанометрдің көмегімен статикалық қысымның айырмасы (ΔP) өлшенеді (1-сурет), осыдан кейін құбырдағы дамыған турбуленттік ағыс үшін қолданылатын:

$$\tau_w = \frac{\Delta P \cdot D}{L \cdot 4}, \quad (11)$$

белгілі формуласы бойынша құбырдың барлық қималарындағы бірдей үйкеліс кернеуі (τ_w) анықталады. Құбырдағы ағыстың жылдамдығы өзгерген кезде ΔP шамасы, сәйкесінше τ_w өзгереді, әр ΔP мәніне тиісті τ_w мәні сәйкес келеді.



1-сурет. Пито түтіктерін тарировкалау сұлбасы

Егер бұл сәтте микроанометрге қосылған және оның қабырғасының жанындағы құбырдың ішіне салынған Пито түтігінің көмегімен құбырдағы ауа қозғалысы жылдамдығының әр мәніне (және тиісінше τ_w шамасына) сәйкес келетін динамикалық қысым ($P-P_0$) өлшенетін болса, онда осы Пито түтігі үшін τ_w шамасының $P-P_0$ шамасына тәуелділігі графигін жасауға болады. Ішкі диаметрі басқа болатын Пито түтіктерімен де аталған әрекетті жасаған жөн.

Егер осындай жолмен құбыр үшін $P-P_0$ шамасымен орнатылған байланыс біртекті ағынның пластинаны орай ағуы үшін де дұрыс болады деп санайтын болсақ, онда (9)

формуласына сай $\frac{\tau_w d_i^2}{4\rho v^2}$ комплексінің $\frac{(P-P_0)d_i^2}{4\rho v^2}$

комплексіне тәуелділігі графиктегі логарифмдік координаталарда түзу сызық түрінде бейнеленуге тиіс. Мұны пластинадағы шекаралық қабаттың пластинаның алдыңғы жиегіне дейінгі түрлі қашықтықтарда тұрған нүктелеріндегі динамикалық қысымды ағынның түрлі жылдамдықтары кезінде өлшеу арқылы тексеруге болады.

Түрлі d_i мәндері үшін абсциссалар осіне $\frac{(P-P_0)d_i^2}{4\rho v^2}$

комплексінің логарифмін, ал дәл сол d_i мәндері үшін

ординаталар осіне $\frac{\tau_w d_i^2}{4\rho v^2}$ комплексінің логарифмін түсіру

нәтижесінде түзу сызық шығуға тиіс және ол арқылы (9) формуласындағы a және b тұрақты шамаларының мәндері анықталуға тиіс. Олар Престон келтірген мәндермен салыстырғанда басқа болуы мүмкін. Мұның мәнісі келесіде. (9) формуласына Пито түтігінің ішкі диаметрі (d_i) ғана кіретіндіктен, оның сыртқы диаметрі (d_e) өлшеу нәтижелеріне әсерін тигізбейді деп санамаған жөн. Бір

түтік басқасымен алмастырылған кезде барлық түтіктердің геометриялық ұқсастығы жөніндегі талап – d_i/d_e қатынасының тұрақтылығы орындалуға тиіс. Зертханадағы қолда бар Пито түтіктерінің сипаттамалары Престонның Пито түтіктерінің сипаттамаларынан айырылуы мүмкін. Бұл жағдайда (9) теңдеуіндегі a және b коэффициенттері де айырылуы мүмкін.

Тағы бір жайтты ескерген жөн. Пластинаның бетіне орнатылған Пито түтігі түтіктің көлденең қимасының ауданы бойынша орташаланған динамикалық қысымды ғана өлшеуге мүмкіндік береді. Бұл шекаралық қабаттағы жылдамдықтың әрқелкі таралуына байланысты. Осы қателіктерді ескеру үшін Пито түтігінің тиімді орталығы ұғымы енгізіледі. Престон көрсеткендей, тиімді орталық геометриялық орталықтан ағынға қарай жылжиды.

Осы өлшеулер үшін геометриялық тұрғыдан ұқсас болатын, ішкі диаметрінің (d_i) сыртқы диаметріне (d_e) деген тұрақты қатынасқа ($d_i/d_e=const$) ие болатын бірнеше Пито цилиндрлік түтігін таңдайық.

Егер осы түтіктердің тиімді орталықтары ұқсастық қабатының шектерінен шықпаса, осы түтіктердің көмегімен алынған өлшеулердің деректері (9) теңдеуінде берілген бір әмбебап түзудің аясында болуға тиіс.

Тапсырма. Өлшеулердің нәтижелерін өңдеу

1. Жоғарыда жазылғандай ұзындығы $L=2,95$ м және диаметрі $D=0,0137$ м болатын калибрлеу құбырының көмегімен түрлі d_1 , d_2 , d_3 диаметрлі, геометриялық тұрғыдан ұқсас үш цилиндрлік Пито түтігін тарировкалаңыз. Ол үшін Пито түтігінің шүмегін құбырдың ішкі бетіне, қимасының жанына салыңыз да Пито түтігін микроанометрге қосыңыз. Құбырдағы ауа ағысының жылдамдығын өзгерте отырып, микроанометр көрсеткішінің L ұзындығындағы (бесінші саңылау мен

кұбыр ұшының арасындағы) қысымның айырмасына тәуелділігін жазып алыңыз.

2. Ішкі диаметрлері (d_i) әр түрлі болатын барлық Пито түтіктері үшін тарировкалау тәуелділігін ($\lg(\frac{\tau_w d_i^2}{4\rho v^2}) = F\left[\frac{\lg(P-P_0)d_i^2}{4\rho v^2}\right]$) жасаңыз. Бірыңғай әмбебап

тәуелділіктің шығатынын тексеріңіз.

3. Тарировкаланған түтіктердің біреуінің көмегімен аэродинамикалық құбырдың жұмыс бөлігінде орналасқан пластинаның шекаралық қабатындағы динамикалық қысымның ($P-P_0$) пластинаның бүкіл ұзындығында таралуын ағын жылдамдығының (U_∞) екі мәндері кезінде өлшеңіз.

4. 2-тармақтың тапсырмасын орындау барысында алынған тарировкалау тәуелділігінің көмегімен $P-P_0$ өлшенген жерде үйкеліс кернеуін (τ_w) анықтаңыз, ол бойынша ағын жылдамдығының (U_∞) екі мәні үшін кедергі коэффициентін ($C_f=f(x)$) есептеңіз.

5. (9) формуласының дұрыстығын тексеріңіз және аталған формула орындалатын болса, a және b тұрақты шамаларын анықтаңыз. Алынған эксперименттік деректер (9) тәуелділігінен ауытқыған жағдайда, мұны түсіндіріп көріңіз.

6. Кедергінің жергілікті коэффициенті ($C_f=f(x)$) үшін жасалған тәуелділік бойынша графикалық интегралдау арқылы ұзындығы l болатын табақша кедергісінің толық коэффициентін ($C_f = \int_0^l c_f dx$) табыңыз. Нәтижені (6)

формуласымен салыстырыңыз. Деректер сәйкес келмеген жағдайда, мұны түсіндіріңіз.

7. Жергілікті коэффициенттің (C_f) ең көп деген және ең аз деген мәндері үшін өлшеулердің қателігін бағалаңыз, бұл кезде қателіктің тарировкалау қателігінің және

шекаралық қабаттағы қысымды өлшеу қателігінің көмегімен анықталатынын ескеріңіз.

Әдебиет

1. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. Перевод на русский язык. – М.: 1974. – 711 с.
2. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: 1987. – 840 с.
3. Исатаев С.И., Акылбаев Ж.С., Турмухамбетов А.Ж. Аэродинамика и теплообмен криволинейных тел. Алматы: Ғылым, 1996. – 433 с.

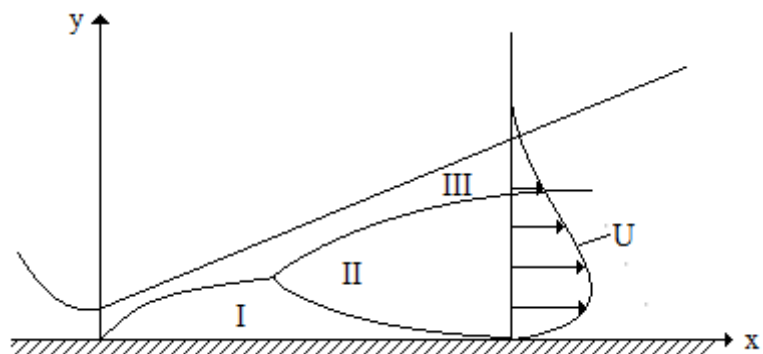
**СЫҒЫЛМАЙТЫН СҰЙЫҚТЫҢ ЖАЗЫҚ
ТУРБУЛЕНТТІК ҚАБЫРҒА ЖАНЫНДАҒЫ
АҒЫНШАСЫН ЗЕРТТЕУ**

Жұмыс мақсаты: қабырға жанындағы жазық ағынша таралуының негізгі сипаттамалары мен заңдылықтарын зерттеу.

Қысқаша теориялық кіріспе.

Қабырға жанындағы ағынша жіңішке ұзын қуыстан тұтқыр сұйық аққан кезде және қатты бетті бойлай таралған кезде түзіледі. Қабырға жанындағы ағынша түзген шекаралық қабаттағы сұйықтықтың қозғалысы айтарлықтай күрделі келеді: онда шекаралық қабаттың түрлі пішіндері – қабырға жанындағы және еркін ағыншалардың түрлері үйлеседі. Қабырғаның жанында, ішкі аймақта ағысқа қабырға жанындағы шекаралық қабаттың заңдылықтары тән, сыртқы аймақта, ең көп деген жылдамдық сызығынан тыс жерде ағыс еркін ағыншалық ағысқа ұқсас.

Тәжірибе көрсетіп отырғандай, қондырмаға дейінгі біршама қашықтықтағы қабырға жанындағы ағыншадағы ағыс турбуленттік сипатқа ие. Бұл ағыстың сыртқы аймағына қатысты. Ішкі аймақта, әдетте қабырғаны бойлай қозғалған кезде алдымен ламинарлық шекаралық қабат дамиды, ол қондырмаға дейінгі белгілі бір қашықтықта турбуленттік қабатқа айналады. Қабырғаның жанында жіңішке тұтқыр астыңғы қабат сақталады (1-сурет).



I – ламинарлық қабат; II – қабырға жанындағы турбуленттік қабат;
III – еркін турбуленттік қабат

1-сурет. Қабырға жанындағы ағынның шекаралық қабатының сұлбасы

Қабырға жанындағы шекаралық қабаттың құрылымы күрделі болғандықтан, ағынша таралуының негізгі заңдылықтарын болжауда қиындықтар туындайды.

Ағыншаның көзі болып табылатын қабырға жанындағы жазық ламинарлық ағынша жағдайында мәселені талдамалы жолмен шешуге және ағыншаның бойындағы ағыстың негізгі параметрлері өзгеруінің заңдылықтарын анықтауға болады. Шынында қабырға жанындағы жазық ламинарлық ағыншадағы ағыс шекаралық қабаттың дифференциалдық теңдеулерінің жүйесін шешу арқылы сипатталады:

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0$$
(1)

бұл кездегі шекаралас шарттар:

$y = 0$ болған кезде $u = 0, v = 0$, $y \rightarrow \infty$ болған кезде $u = 0$.

Автомодельдік түрлендірулерінің көмегімен алатынымыз:

$$u = u_m F'(\varphi), \text{ мұндағы } \varphi = Bux^\beta, u_m = Ax^2,$$

(1) теңдеулер жүйесі бір кәдімгі дифференциалдық теңдеуге келтіріледі:

$$F''' + \frac{A}{2\nu B^2} [(\alpha + 1)FF''' - 2\alpha F'^2] = 0, \quad (3)$$

бұл кездегі шекаралас шарттар: $F(0) = 0, F'(0) = 0, F'(\infty) = 0$.

Интегралдық сақталу шарты пайдаланылған кезде міндетті соңына дейін жеткізуге болады:

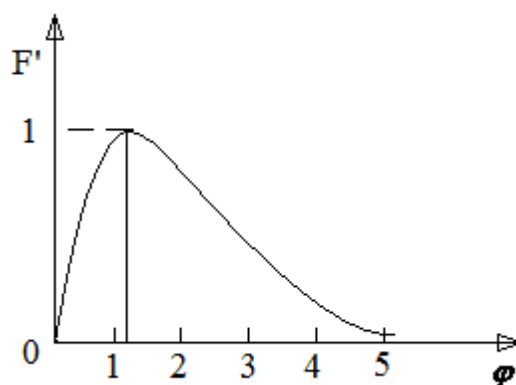
$$\int_0^\infty \rho u^2 \left(\int_0^y u du \right) dy = const \quad (4)$$

немесе қарапайым түрі:

$$\int_0^\infty u^{3/2} dy = const. \quad (5)$$

Шешім нәтижелері келесідей:

1. Қабырға жанындағы ағыншадағы жылдамдықтың әмбебап профилін аламыз (2-сурет).



2-сурет. Қабырға жанындағы ламинарлық ағыншадағы жылдамдықтың әмбебап профилі

2. Ағыншаның бойындағы секундтық массалық шығынның:

$$G = \int_0^{\infty} \rho u dy \sim x^{1/4},$$

импульстің:

$$I_x = \int_0^{\infty} \rho u^2 dy \sim x^{-1/4},$$

кинетикалық энергияның:

$$E = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} \rho u^3 dy \sim x^{-3/4},$$

үйкеліс кернеуінің:

$$\tau_w = \mu \left. \frac{\partial u}{\partial y} \right|_{y=0} \sim x^{-5/4}$$

өзгеруі заңдылықтары алынды.

Ең үлкен жылдамдықтың күрт түсуін ($u_m = Ax^\alpha$) және пластинаның бойында ағыншалық шекаралық қабаттың өсуі жеделдігін ($\delta \sim x^{-\beta}$) сипаттайтын α және β автомодельдік константаларының мәндері табылды: $\alpha = -\frac{1}{2}$, $\beta = -\frac{3}{4}$.

Қабырға жанындағы турбуленттік ағынша ($v_T \neq const$) жағдайында ағыстың сипаттамаларын есептеу өте қиын және оларды мысалға ағыстың ішкі және сыртқы аймақтарына арналған екі дербес шешімді үйлестіру әдісімен есептеуге болады. Ішкі (қабырға жанындағы) аймақта жылдамдық таралуының дәрежелі немесе логарифмдік заңы, ал сыртқы аймақта еркін турбуленттік ағыншаның таралуын сипаттайтын шешім пайдаланылады. Осыдан кейін шешімнің екеуі де ең көп деген мәнді жылдамдықтың сызығындағы функциялар және олардың туындылары үздіксіздігінің шарттарымен біріктіріледі. Мұндай модель жылдамдықтың әмбебап профилін есептеуге, ағыншаның негізгі аймағындағы ағыс үшін автомодельдік константаларын, сондай-ақ ағыстың интегралдық сипаттамаларын анықтауға мүмкіндік береді. Қабырға жанындағы турбуленттік ағыншаның ішкі және

сыртқы аймақтарындағы кинематикалық турбуленттік тұтқырлық коэффициентінің координаталарға тәуелділігінің $(\nu_T(x, y))$ түрлі сипаты бұл әдісті пайдалану қажеттігіне себеп болады. Л.А. Вулис және В.П. Кашкаров қабырға жанындағы ағыншаны есептеудің салыстырмалы түрде қарапайым шамаланған әдісін ұсынды, бұл әдіс турбуленттік тұтқырлықтың кинематикалық коэффициентіне арналған интерполяциялық формуланы жасауға негізделген:

$$\nu_T = \left(1 - e^{-C\varphi^2}\right) \delta(x) \mu_m(x). \quad (6)$$

Мұндағы $C=30$ -ға тең эмпирикалық константа, $\delta(x)$ – шекаралық қабаттың қалыңдығы. Бұл кезде орташаланған жылдамдықтар үшін турбуленттік шекаралық қабат теңдеулерінің ұсынылған жүйесі келесідей болады:

$$\begin{aligned} u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} &= \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_T \frac{\partial u}{\partial y} \right), \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} &= 0 \end{aligned} \quad (7)$$

бұл кездегі шекаралас шарттар:

$$y = 0 \text{ болған кезде } u = v = 0$$

$$y \rightarrow \infty \text{ болған кезде } u = 0,$$

бұл жүйе кәдімгі автотомельдік түрлендірулер арқылы қарапайым дифференциалдық теңдеу етіп түрлендіріледі:

$$\left[(1 - e^{-c\varphi^2}) F'' \right] + FF''' + 2F'^2 = 0 \quad (8)$$

бұл кездегі шекаралық шарттар:

$$\varphi = 0 \text{ болған кезде } F = F' = 0,$$

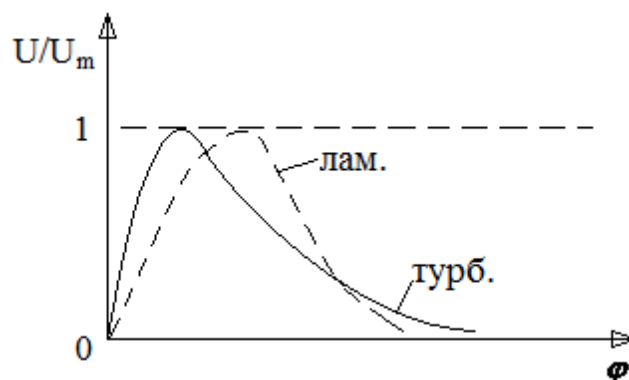
$$\varphi \rightarrow \infty \text{ болған кезде } F' = 0.$$

Бұл түрлендірулер кезінде $3\varphi_0 B = 1$ деп қабылданған. Мұндағы $\varphi_0 - \varphi_0 = B \delta x^\beta$ теңдеуі айқындайтын φ айнымалы шамасының мәні, ал δ – шекаралық қабаттың шартты қалыңдығы. Шекаралық қабат қалыңдығының өсуі заңын эксперимент негізінде анықтау нәтижесінде шығатыны:

$$\delta(x) = \frac{\varphi_0}{B} x^{-\varphi}.$$

φ_0/B шамасын табуға болады, $3\varphi_0 B = 1$ теңдеуімен бірге бұл шама B және φ_0 тұрақты шамаларын табуға мүмкіндік береді.

(8) теңдеуінің сандық шешімінің дамыған турбуленттік қозғалыстың тәжірибелік деректеріне сай келуі қанағаттандырырлық деңгейде (3-сурет).



3-сурет. Қабырға жанындағы турбуленттік ағыншадағы жылдамдықтың эмбебап профілі

Импульстердің теңдеуін түрлендіру және (4) интегралды шартын пайдалану арқылы алынған, қабырға жанындағы турбуленттік ағыншаға арналған автотельдік константаларының мәндері келесідей болады:

$$\alpha = -\frac{2}{3}, \beta = -1.$$

Жоғарыда жазылғандардан көретініміздей, қолда бар есептеу әдістері эмбебап емес. Осыған байланысты қабырға жанындағы ағыншаларды эксперимент жүзінде зерттеуге көп көңіл бөлінеді.

Қабырға жанындағы ағыншаларды эксперимент жүзінде зерттеудің қызықты нәтижелерінің бірі – ағыншаның қабырға жанындағы аймағындағы ағыстың ламинарлық режимінің турбуленттік режимге ауысуы құбылысын анықтау.

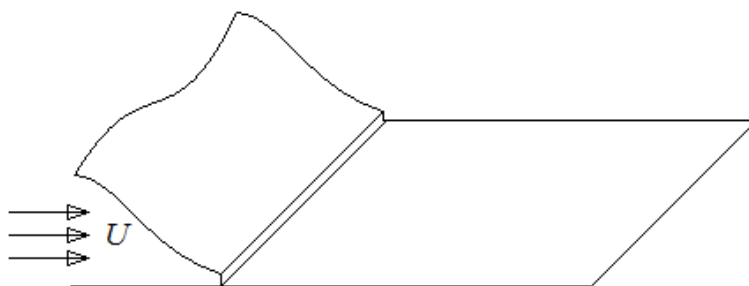
Л.А. Вулис қызметкерлерімен көрсеткендей [4], ағыншаның қабырға жанындағы бөлігінде ағысының

сипаттамалары бір-бірінен айтарлықтай айырылатын екі аймақ бар, олардың арасында өтпелі аймақ бар. Ағыншаның жергілікті сипаттамаларының күрт өзгеруі, сондай-ақ жылдамдықтың турбуленттік пульсациялары деңгейінің күрт өсуі өтудің орын алғанын растайды.

Қондырғының сипаттамасы және өлшеулер әдістемелері

Қабырға жанындағы жазық ағыншаны зерттеуге арналған эксперименттік қондырғы 4-суретте сұлба түрінде бейнеленген.

Желдеткіш түзетін ағынша 30 есе қысатын қондырма арқылы өтеді, $100 \times 10 \text{ мм}^2$ мөлшеріндегі қуыстан шығады және тегіс пластинаны бойлай таралады. Ағыншаның бастапқы жылдамдығы жапқыштың көмегімен реттеледі. Пластинаның және соплоны көлденеңінен орнатуға арналған 4 орнатқыш бұранда бар. y көлденең координатасын есептеудің басталуын анықтау үшін өлшеуіш датчиктің пластинамен электрлік контактісі пайдаланылады.



4-сурет. Эксперименттік қондырғының сұлбасы

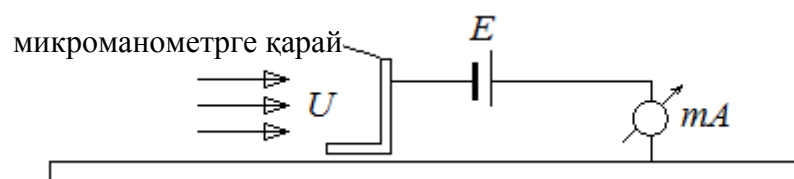
Қабырға жанындағы ағыншаның көлденең қималарындағы динамикалық қысым көлденең

координатаны есептеу дәлдігі 10^{-5} м шамасын, бойлық координатаны есептеу дәлдігі 10^{-3} м шамасын құрайтын екі жүрісті координаттыққа бекітілген, жалпақ шүмегі бар Пито түтігіне қосылған микроанометрдің көмегімен өлшенеді. Динамикалық қысымның мәндері бойынша жылдамдық есептеледі.

Тапсырма. Нәтижелерді математикалық тұрғыдан өңдеу

1. Тіктеуіш пен деңгейді реттегіштің көмегімен пластинаны соплоға көлденең күйге қойып орнатыңыз.

2. Көлденең координатаны есептеудің басталуын анықтау үшін төменде көрсетілген сұлбаны (5-сурет) жинаңыз.



5-сурет. Көлденең координатаны есептеудің басталуын анықтау сұлбасы

3. Желдеткішті қосып, белгіленген бастапқы жылдамдықты (u_0) реттеңіз.

4. Динамикалық қысымды өлшеңіз және ол бойынша ағыншаның 10 көлденең ағысындағы орташа жылдамдық профильдерін жасаңыз (соплонның кесіндісінен бастап әр 0,02 м сайын, ағыншаның әр көлденең қимасында 15-20 өлшеуден жүргізу қажет).

5. Бір графикте y/d салыстырмалы координаталарындағы өлшемсіз жылдамдық профильдерін (u/u_0) жасаңыз.

4-тармақта аталған қималарда: $\frac{u}{u_0} = f\left(\frac{y}{d}\right)$ (d – қуыстың ені). Жасалған профильдердің негізінде жылдамдық ең үлкен мәннің жартысына тең болатын $y_{u_{m/2}}$ нүктелері арқылы ағыншаның шартты шекарасын өткізіңіз. (Нүктелерді ағыншаның сыртқы шекарасы бойынша таңдаңыз.) x осімен қиылысқанша ағыншаның шартты шекарасын экстраполяциялау арқылы соплоның шығу кесіндісіне қатысты полюстің күйін табыңыз. $y_{u_{m/2}} = \omega(x)$ түзуінің табақшамен қиылысу нүктесінен соплоның кесіндісіне дейінгі қашықтық ағынның полюсі (S) деп аталады.

6. Ағыншаның бойындағы ең үлкен деген жылдамдықтың өзгеруін көрсететін функцияны жасаңыз:

$$\frac{u_m}{u_0} = F\left(\frac{x}{d}\right).$$

Ағыншаның бойында ең үлкен жылдамдық өзгеруінің ($u_m = Ax^2$) заңын табыңыз: ол үшін $\lg \frac{u_m}{u_0} = \Phi\left(\lg \frac{x+s}{d}\right)$

функция графиктерін жасаңыз және қисықтың көлбеулігі бойынша α және A тұрақты шамаларын анықтаңыз.

7. Ағыншаның негізгі аймағының әр қимасындағы 4-5 нүктені пайдалана отырып, жылдамдықтың әмбебап профилін ($\frac{u}{u_0} = f\left(y/y_{u_{m/2}}\right)$) жасаңыз.

8. Ағыншаның 5 қимасы үшін $K = \int_0^{\infty} u^{3/2} dy$ сақталу

интегралын есептеңіз және оның барлық қималарда бірдей екеніне көз жеткізіңіз.

9. Ағыншаның бойындағы импульстің қимасын ($I_0 = \int_0^{\infty} \rho u^2 dy = I_0(x)$) есептеңіз.

Әдебиет

1. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. Перевод на русский язык. – М.: 1974. – 711 с.

2. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: 1987. – 840 с.

3. Исатаев С.И., Акылбаев Ж.С., Турмухамбетов А.Ж. Аэродинамика и теплообмен криволинейных тел. Алматы: Ғылым, 1996. – 433 с.

4. Вулис Л.А., Сакипов З.Б., Трофименко А.Т. О переходе ламинарного пограничного слоя в турбулентный при струйном обтекании пластины. Изв. АН СССР, ОТН, Мех. и маш. №3, 1962.

ЖАЗЫҚ ТУРБУЛЕНТТІК ҚАБЫРҒА ЖАНЫНДАҒЫ ИЗОТЕРМИЯЛЫҚ ЕМЕС АУА АҒЫНШАСЫ

Жұмыс мақсаты: аздап қыздырылған жазық қабырға жанындағы турбуленттік ағыншаның негізгі сипаттамаларын және температураның таралуын зерттеу.

Қысқаша теориялық кіріспе.

№ 13 зертханалық жұмыс жазық жартылай шектелген турбуленттік изотермиялық ағыншаның динамикалық мәселесін зерттеуге арналған. Осы ағыншадағы жылдамдықтың өрісі бізге белгілі деп санайық және аздап қыздырылған изотермиялық емес ағыншадағы температураның өрісін зерттеуге кірісейік. Бұл кезде ағыс айтарлықтай дыбысқа дейінгі сипатқа ие (Мах саны: $M \ll 1$), ал соплоның кесіндісіндегі ауа ағыншасының температурасы ағынша ағылатын қоршаған ортаның температурасынан аса жоғары емес деп көздейік. Мұндай жағдайларда қозғалыстағы ортаның физикалық сипаттамаларын тұрақты (атап айтқанда, тығыздық $\rho = const$), ал жылдамдықтың өрісі ағынша температурасының таралуына тәуелді емес деп санауға болады.

Температура өрісі энергия теңдеуін шешу арқылы сипатталады:

$$u \frac{\partial \Delta T}{\partial x} + v \frac{\partial \Delta T}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\alpha_T \frac{\partial \Delta T}{\partial y} \right). \quad (1)$$

Тиісті шекаралас шарттар кезінде (1) теңдеуіндегі орташаланған жылдамдықтың u және v құрамдас

бөлшектері № 13 зертханалық жұмыстан белгілі деп саналады, α_T шамасы турбуленттік температура өткізгіштігі коэффициенті болып табылады, $\Delta T = T - T_\infty$ – ағыншаның қандай да бір нүктесіндегі температура мен қоршаған орта температурасының айырмасы.

(1) теңдеуінің шекаралық шарттарын екі нұсқада жазуға болады – бойында ағынша таралатын, жылу өткізбейтін пластина қолданылған жағдайда:

$$y = 0 \text{ кезінде } \frac{\partial \Delta T}{\partial y} = 0, y \rightarrow \infty \text{ кезінде } \Delta T = 0 \quad (2)$$

және пластинаның температурасы тұрақты болған жағдайда:

$$y = 0 \text{ кезінде } \Delta T = \Delta T_w = const, y \rightarrow \infty \text{ кезінде } \Delta T = 0. \quad (3)$$

Ағынша көзі болып табылатын жазық ағынша мәселесінің шешімін келтірейік. Динамикалық міндеттің № 13 жұмысынан белгілі

$$u = u_m F'(y), \varphi = Bux^\beta, u_m = Ax^\alpha, \quad (4)$$

автомодельдік айнымалы шамаларымен қатар артық температура (ΔT) үшін де осындай түрлендірулер енгізейік:

$$\Delta T = \Delta T_m \cdot \theta(\varphi), \Delta T_m = \Gamma x^\delta. \quad (5)$$

Автомодельдіктің A, B, α, β константалары жылдамдық векторы компоненталарының теңдеулеріне кіретін $F(\varphi)$

функциясымен бірге № 13 зертханалық жұмыста айқындалған:

$$u = Ax^\alpha F'(\varphi), v = -\frac{A}{B}x^{\alpha-\beta-1}[(\alpha-\beta)F + \beta\varphi F'] \quad (6)$$

Турбуленттік температура өткізгіштігі коэффициентін (α_T) турбуленттік кинематикалық тұтқырлық коэффициентіндей түрде беруге болады деп пайымдайтын болсақ, яғни:

$$\alpha_T = (1 - e^{-c\varphi^2})\delta_T(x)u_m(x), \quad (7)$$

болса, (5)-(7) теңдеулерінің көмегімен (1) теңдеуіне автомодельдік түрлендірулер енгізе отырып, $\alpha = -\frac{2}{3}$ және $\beta = -1$ мәндерін ескере отырып келесідей қарапайым дифференциалдық теңдеу аламыз:

$$\left[(1 - e^{-c\varphi^2})\theta' \right] + \frac{1}{3B\varphi_{0T}}(F\theta' - 3\gamma F'\theta) = 0. \quad (8)$$

Мұндағы φ_{0T} – жылулық шекаралық қабаттың қалыңдығын айқындайтын теңдеуге кіретін константа:

$$\delta_T(x) = \frac{\varphi_{0T}}{B}x^{-\beta} = \frac{\varphi_{0T}}{B}x. \quad (9)$$

Атап өтетін жайт, турбуленттік ағыншалар теориясындағы

$$\frac{\nu_T}{\alpha_T} = \frac{\delta(x)}{\delta_T(x)} = \frac{\varphi_0}{\varphi_{0T}} = P_{rT} \quad (10)$$

шамасы Прандтль турбуленттік саны деп аталады, ауа жағдайында ол $P_{rT} \approx 0,7$ тең болады.

(8) теңдеуіндегі $1/3B\varphi_{0T}$ коэффициентін келесі түрде беруге болады:

$$\frac{1}{3B\varphi_{0T}} = \frac{1}{3B\varphi_0} \frac{\varphi_0}{\varphi_{0T}} = P_{r\gamma} \cong 0,7. \quad (11)$$

Автомодельдіктің Γ және γ константаларын анықтау үшін жылу өткізбейтін беттегі ағыншадағы артық энтальпия ағынын сақтаудың интегралды шартын пайдаланайық:

$$Q = \int_0^{\infty} \rho C_p u \Delta T dy = \text{const}, \quad (12)$$

бұдан табатынымыз:

$$\gamma = \beta - \alpha = -\frac{1}{3}, \Gamma = \frac{QB}{\rho C_{pA} \int_0^{\infty} F' \theta d\varphi}. \quad (13)$$

(11) және (13) теңдеулерін ескере отырып, (8) теңдеуінің түпкілікті нұсқасын жазайық:

$$\left[(1 - e^{-C\varphi^2}) \theta' \right] + 0,7 (F \theta)' = 0. \quad (14)$$

Жылу өткізбейтін бет жағдайында (2) шекаралық шарттары келесідей түрленеді:

$$\theta'(0) = 0, \theta(\infty) = 0. \quad (15)$$

Бұдан әрі (15) шарттары кезінде (14) теңдеуінің шешімін оңай алуға болады:

$$\theta(\varphi) = \exp\left\{-0,7 \int_0^{\infty} \frac{F d\varphi}{1 - e^{-c\varphi^2}}\right\}. \quad (16)$$

Ағынша тұрақты температуралы пластинаны бойлай таралған жағдайда (3) шекаралық шарттары келесі теңдеуді береді:

$$\theta(0) = 1, \theta(\infty) = 0 \quad (17)$$

және енді $\gamma = 0$ болғандықтан:

$$\left[(1 - e^{-c\varphi^2}) \theta' \right] + 0,7 F \theta' = 0, \quad (18)$$

түрінде беруге болатын (8) теңдеуінің шешімі келесідей болады:

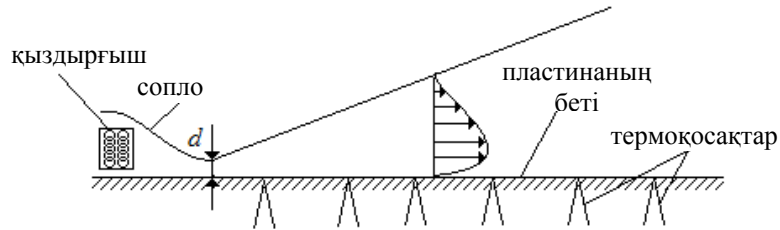
$$\theta(\varphi) = \frac{T - T_{\infty}}{T_w - T_{\infty}} = 1 - \frac{\int_0^{\varphi} \frac{1}{f(\varphi)} \exp\left\{-0,7 \int_0^{\varphi} \frac{F d\varphi}{f(\varphi)}\right\} d\varphi}{\int_0^{\infty} \frac{1}{f(\varphi)} \exp\left\{-0,7 \int_0^{\varphi} \frac{F d\varphi}{f(\varphi)}\right\} d\varphi}. \quad (19)$$

Мұнда жазбаны қысқарту үшін келесі таңбалама енгізілді:

$$f(\varphi) = 1 - e^{-c\varphi^2} \quad (20)$$

Қондырғының сипаттамасы және өлшеулер әдістемесі

Қабырға жанындағы изотермикалық емес ағыншаны зерттеу үшін 1-суретте сұлба түрінде бейнеленген қондырғы пайдаланылады.



1-сурет. Қабырға жанындағы изотермикалық емес ағынның сұлбасы

Жылу өткізбейтін пластинаны бойлай таралатын ағынша соплоның алдына орнатылған және ток жіберілетін шиыршықтар жүйесінен тұратын қыздырғыштың көмегімен қыздырылады. Соплодан шығу жерінде қоршаған ортамен салыстырғанда шамамен алғанда 50 градусқа көбірек етіп қыздырылған ағынды алуға болады. Артық температураның таралуын өлшеу үшін термоқосақ пайдаланылады, оның термоЭДС-і сезімтал цифрлы вольтметрдің көмегімен өлшенеді. Жез-константалық термоқосақты алдын-ала тарировкалау көрсеткендей, термоқосақтың тарировкалау коэффициенті $\alpha = 24 \frac{\text{град}}{\text{мВ}}$ шамасына тең. Пластинаның температурасын өлшеу үшін

оның бетіне алма-кезек цифрлы вольтметрге қосылатын термоқосақтар бекітілген.

Тапсырма. Өлшеулердің нәтижелерін математикалық тұрғыдан өңдеу

1. Соплоға қатаң көлденең күйде пластинаны орнатыңыз.

2. Соплодан шығу жеріндегі жылдамдықты және артық температураны (сәйкесінше $u_0, \Delta T_0$) анықтаңыз.

3. Температураның профильдерін жасау үшін ағыншаның он көлденең қимасында, соплоның кесіндісінен бастап әр 2 см сайын артық температураны өлшеңіз (әр қимада 15-20 нүкте болуға тиіс).

4. 3-тармақта көрсетілген барлық x мәндері үшін артық температураның профильдерін $\left(\frac{\Delta T}{\Delta T_0} = \frac{T - T_\infty}{T_0 - T_\infty} = f\left(\frac{y}{d}\right)\right)$ жасаңыз.

5. Ағыншаның $y_{\frac{\Delta T_m}{2}}/d = F\left(\frac{x}{d}\right)$ температуралық шекарасын жасаңыз, мұндағы $y_{\frac{\Delta T_m}{2}}$ — артық температурасы (ΔT) ең үлкен температураның жартысына тең, яғни $\frac{\Delta T_m}{2}$ болатын нүкте координатасы. Салыстыру мақсатында осы графикке қабырға жанындағы ағыншаның шартты динамикалық шекарасын түсіріңіз (№ 13 жұмыстағы деректер бойынша).

6. Артық температураның әмбебап профилін $\left(\frac{\Delta T}{\Delta T_m} = f\left(\frac{y}{y_{\frac{\Delta T_m}{2}}}\right)\right)$ жасаңыз және жылдамдықтың әмбебап

профилімен салыстырыңыз (№ 13 жұмыстағы деректер бойынша).

7. Жылу өткізбейтін пластинаның бойындағы ең үлкен деген артық температураның өзгеру (ΔT_m) сипатын анықтаңыз. Ол үшін төмендегі функция графигін жасаңыз:

$$\lg \frac{\Delta T_m}{\Delta T_0} = \lg \frac{T_m - T_\infty}{T_0 - T_\infty} = F \left(\lg \frac{x + S}{d} \right)$$

(S – № 13 жұмыстан белгілі полюстік қашықтық). Алынған қисықтың көлбеулігі бойынша γ және Γ константаларының мәндерін анықтаңыз.

8. Ағыншаның түрлі қималарындағы интеграл мәндерінің тұрақтылығын тексеріңіз, бұл интеграл жылу өткізбейтін беттегі ағыншадағы артық энтальпия ағынының сақталуын көрсетеді:

$$Q = \int_0^\infty \rho C_p u \Delta T dy = \rho C_p u_0 \Delta T_0 d = const.$$

Әдебиет

1. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. Перевод на русский язык. – М.: 1974. – 711 с.
2. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: 1987. – 840 с.
3. Исатаев С.И., Акылбаев Ж.С., Турмухамбетов А.Ж. Аэродинамика и теплообмен криволинейных тел. Алматы: Ғылым, 1996. – 433 с.

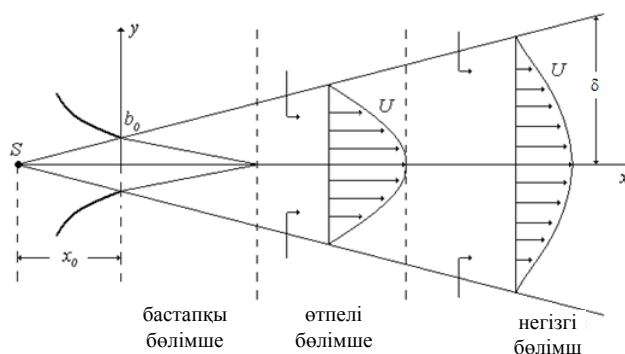
ЖАЗЫҚ ЕРКІН АҒЫНШАНЫ ЗЕРТТЕУ

Жұмыс мақсаты:

1. Жазық турбуленттік ағыншаның таралуының негізгі заңдылықтарын зерттеу.
2. Алынған эксперименттік деректерді теориялық есеппен салыстыру.

Қысқаша теориялық кіріспе

Жазық еркін ағынша жіңішке ұзын қуыстан сұйық немесе газ шыққан кезде түзіледі. Аққаннан кейін ағынша оны қоршаған сұйықпен араласады: үйкелістің салдарынан ағынша өзінің жанындағы сұйықты тартып әкетеді, көлденең қимадан ағатын сұйықтың мөлшері (жұмсалыу көлемі) ұлғаяды, ағынша аққан бағытында кеңейеді, ал ағыншаның жылдамдығы азаяды. Ағыншаның толық импульсі тұрақты болып қалады. Ағыстың бүкіл аймағы бастапқы, өтпелі және негізгі деп аталатын үш бөлімшеге бөлінеді (1-сурет). Бастапқы бөлімшеде тұрақты жылдамдық өзегі болады.



1-сурет. Жазық еркін ағынша сұлбасы

Көптеген тәжірибелер көрсетіп отырғандай, ағыстың бүкіл аймағындағы статикалық қысымның тұрақты болуының салдарынан ағыншаның потенциалды өзегіндегі жылдамдық тұрақты болып қалады және U_0 шамасына тең болады. Бұдан әрі ағыншаның аз зерттелген өтпелі бөлімшесі басталады, онда бастапқы бөлімшедегі тұрақты осьтік жылдамдық негізгі бөлімшедегі жылдам төмендейтін өстік жылдамдыққа ауысады.

Тәжірибелердің негізінде анықталғандай, ағыншағы қысым өзгермейді десе болады және қоршаған кеңістіктегі қысымға тең болады. Осының арқасында ағыншаның барлық қималарындағы ауаның секундтық массасы қозғалысының толық мөлшері бір деңгейде қалуға тиіс.

$$\int_0^m U dm = \int_0^S \rho U^2 dS = const, \quad (1)$$

мұндағы dm – ағыншаның көлденең қимасының элементі арқылы уақыт бірлігіне өтетін масса; ρ – ауаның тығыздығы, dS – ағынша қимасы элементінің ауданы.

Батырылған жазықша параллелді ағыншада қозғалыс көлемінің тұрақтылығы келесі ара қатынасты тудырады:

$$U_m^2 x \int_0^{\delta/x} \left(\frac{U}{U_m} \right)^2 \frac{dy}{x} = const, \quad (2)$$

Мұндағы δ – ағынша қимасының жартылай қалыңдығы. Жылдамдық профилдерінің эмбебап болуы салдарынан

$$\int_0^{\delta/x} \left(\frac{U}{U_m} \right)^2 \frac{dy}{x} = const. \quad (3)$$

Сондықтан жазықша параллелді ағынша өсінің бойындағы жылдамдықтың төмендеуі (U_m) заңы келесідей болады:

$$U_m = \frac{const}{\sqrt{x}}, \quad (4)$$

мұндағы x қашықтығы S ағыншаның полюсінен басталады (ағынның шекаралары қиылысатын нүктеден) (1-суретті қараңыз).

Турбуленттік жазық еркін ағынша турбуленттік шекаралық қабаттың барлық қасиеттеріне ие ($P_{ст} = const$, $U \gg v$, $\frac{\partial}{\partial y} \gg \frac{\partial}{\partial x}$). Сондықтан ағындағы ағысты есептеу үшін турбуленттік шектес қабаттың теңдеуін пайдалануға болады:

$$U \frac{\partial U}{\partial x} + v \frac{\partial U}{\partial y} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_T}{\partial y}, \quad (5)$$

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0, \quad (6)$$

мұндағы τ_T – үйкелістің турбуленттік кернеуі. x осіне қатысты ағыстың симметриясын көрсететін шекаралас шарттар келесідей:

$$y = 0 \text{ болған кезде } \frac{\partial U}{\partial y} = 0, v = 0, \quad (7)$$

$$y = \infty \text{ болған кезде } U = 0.$$

(6) теңдеулер жүйесін интегралдау үшін турбуленттік үйкеліс заңын, яғни координаталар мен жылдамдықтың функциясы ретіндегі τ_T шамасын белгілеу қажет. Прандтльдің жаңа теориясына сай:

$$\tau_T = \mu_T \frac{\partial U}{\partial y} = \rho \chi x U_m \frac{\partial U}{\partial y}, \quad (8)$$

мұндағы χ – эмпирикалық тұрақты шама.

Онда (6) теңдеулер жүйесін келесідей жазуға болады:

$$U \frac{\partial U}{\partial x} + \nu \frac{\partial U}{\partial y} = \chi x U_m \frac{\partial^2 U}{\partial y^2},$$

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial \nu}{\partial y} = 0. \quad (9)$$

Ағыншаның негізгі бөлімшесіндегі жылдамдық өрісін зерттеу үшін кәдімгі түрдегі автомодельдік түрленуін пайдаланамыз:

$$\frac{U}{U_m} = F'(\varphi), \quad U_m = Ax^\alpha, \quad \varphi = Bux^\beta,$$

мұндағы α , β , A , B – автомодельдік константалары. (9) теңдеулер жүйесін бір қарапайым дифференциалдық теңдеуге келтірейік:

$$F''' + \frac{1}{2\chi B^2} (F'^2 + FF'') = 0, \quad (10)$$

және (7) теңдеуінен шығатын $F(\varphi)$ функциясы үшін шекаралық шарттар төмендегідей болсын:

$$F''(0) = 0, F(0) = 0, F'(\infty) = 0. \quad (11)$$

Атап өтетін жайт, бұл кездегі β тұрақты шамасы минусы бар бір санына тең болады: $\beta = -1$. B константасы ерікті болғандықтан, $\frac{1}{2\chi B^2} = 2$ деп пайымдайық, онда (10) теңдеуі келесідей болады:

$$F''' + 2(F'^2 + FF'') = 0. \quad (12)$$

(11) шекаралас шарттары бар (12) теңдеуінің шешімі $F(\varphi) = th\varphi$ функциясының көмегімен беріледі, мұндағы th – гиперболалық тангенс.

Сәйкесінше,

$$F'(\varphi) = \frac{U}{U_m} = 1 - th^2\varphi = \frac{1}{ch^2\varphi}. \quad (13)$$

α және A константаларының мәндерін ағыншаның импульсінің (I_x) сақтау шартынан табуға болады:

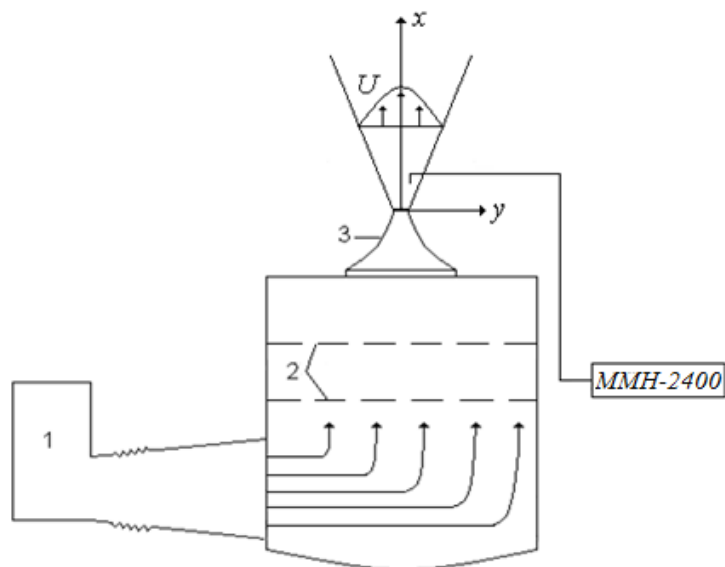
$\alpha = -\frac{1}{2}$, $A = \left(\frac{I_x}{2\rho c}\right)^{0,5}$. Сөйтіп жалпыланған φ айнымалы шамасы төмендегідей болады:

$$\varphi = Bux^\beta = B\frac{y}{x},$$

Райхардт өлшеулеріне сай $B = 7,67$.

Қондырғының сипаттамасы. Өлшеулер әдістемесі

Жазық еркін ағыншаның таралуының заңдылықтары 2-суретте сұлба түрінде бейнеленген қондырғының көмегімен зерттеледі.



2-сурет. Эксперименттік қондырғы

Желдеткіш (1) түзетін ауа ағыны тыныштандырғыш торлары (2) бар ресиверге келіп түседі және $1 \times 20 \text{ см}^2$ мөлшерлі жіңішке ұзын қуыс түріндегі соплодан (3) шығады. Ағыншаның екі өлшемдігі бұзылмас үшін қуыстың бүйірлеріне қорғаныш табақшалар орнатылған. Соплонның шығу жерінде біркелкі дерлік жылдамдық профилі бар. Ағыншаның бастапқы жылдамдығының тұрақтылығын қадағалау үшін тыныштандырғыш

камераның қабырғасына бақылау микроанометріне қосылған келте құбыр орнатылған.

Толық қысымды өлшеу үшін жалпиған қабылдау саңылауы бар жұқа болат инеден жасалған шағын қондырма – Пито түтігі пайдаланылады. Динамикалық қысым ММН-2400 микроанометрінің көмегімен өлшенеді. Көлденең координатаны 0,1 мм-лік дәлдікпен, ал бойлық координатаны 0,5 мм-лік дәлдікпен есептеуге мүмкіндік беретін координаттықтың көмегімен қондырғы ағыс өрісінің ауқымында жылжытылады.

Динамикалық қысымның (Δp) өлшенген мәндері бойынша жылдамдық төмендегі формуланың көмегімен анықталады:

$$v = \sqrt{\frac{2}{\rho} \Delta p}.$$

Тапсырма. Өлшеулердің нәтижелерін математикалық тұрғыдан өңдеу

1. Толық арынды түтіктің көмегімен жазық еркін ағыншаның өсі бойынша жылдамдықты анықтаңыз және ағынның бастапқы, өтпелі және негізгі бөлімшелердегі шекараларын белгілеңіз.

2. Бастапқы бөлімшенің екі көлденең қимасында өлшенген Δp мәндері бойынша x бойлық координатасының белгіленген мәндері үшін жылдамдықтың екі профилін жасаңыз.

3. Негізгі бөлімшенің 10 қимасында Δp мәндерін өлшеңіз және орташа жылдамдықтың профильдерін жасаңыз. Ағыншаның әр қимасындағы өлшеулерді манометр $\Delta p=0$ деп көрсететін ағыншаның шетінен бастаңыз да, $\Delta p=0$ деп көрсетілген ағыншаның қарсы

шетінде өлшеуді бітіріңіз. Әр көлденең қимадағы қысымды 25-30 нүктеде анықтау қажет.

4. Ағыншаның сұлбасын жасаңыз. Ол үшін масштабты сақтай отырып, x координатасы бойынша ағыншаның бастапқы және негізгі бөлімшелерінде жылдамдықтың профильдерін жасаңыз.

5. Әр профильде $y_{\frac{U_m}{2}}$ координатасының мәндерін табыңыз, мұндағы жылдамдық ең үлкен (max) жылдамдықтың жартысына тең; осы нүктелер арқылы ағыншаның шартты шекаралары болып табылатын түзу сызықтарды өткізіңіз. Ағынша шекараларының қиылысу нүктесі ағынның полюсі деп аталады. Ағынның полюсі – ағын көзі болып табылатын баламалы ағынша ағады деп болжалданатын нүкте. Ағыншаның сұлбасы бойынша соплоның кесіндісінен полюске дейінгі қашықтықты анықтаңыз.

6. $x \geq x_0$ шамасы үшін ағынша өсінің бойындағы ең үлкен (max) жылдамдықтың өзгеруі графигін жасаңыз:

$$\frac{U_m}{U_0} = f\left(\frac{x}{b_0}\right), \frac{U_m}{U_0} = A\left(\frac{x + x_0}{b_0}\right)^\alpha.$$

7. Ағынша өсінің бойындағы ең үлкен (max) жылдамдықтың төмендеуі заңын белгілеңіз. Ол үшін келесі графикті жасаңыз:

$$\lg \frac{U_m}{U_0} = \lg A + \alpha \lg\left(\frac{x + x_0}{b_0}\right).$$

α және A мәндерін табыңыз.

8. Негізгі бөлімшенің әр профилінен 5-6 нүктеден ала

отырып,
$$\frac{U}{U_m} = f\left(\frac{y}{y_{\frac{U_m}{2}}}\right)$$
 координаталарындағы

жылдамдықтың әмбебап профилін жасаңыз.

9. Жылдамдықтың әмбебап профилін теориялық профильмен салыстырыңыз:

$$\frac{U}{U_m} = 1 - th^2 \varphi, \varphi = 7,67 \frac{y}{x}.$$

10. Ағыншаның шетіндегі және өсіндегі жылдамдық өлшеулерінің қателігін бағалаңыз.

Әдебиет

1. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. Перевод на русский язык. – М.: 1974. – 711 с.

2. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: 1987. – 840 с.

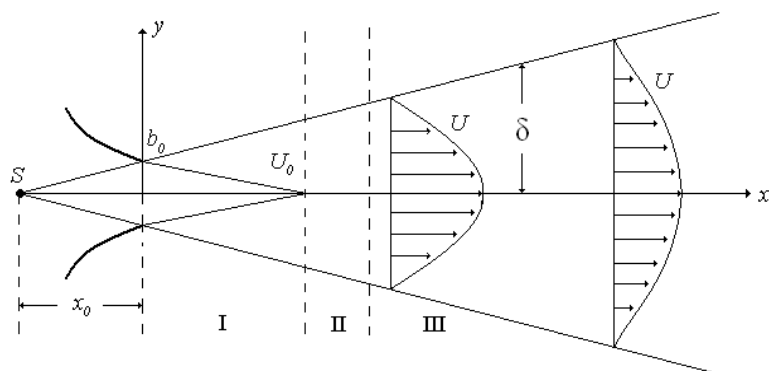
СЫҒЫЛМАЙТЫН СҰЙЫҚТЫҢ ӨСТІК-СИММЕТРИЯЛЫҚ ЕРКІН АҒЫНШАСЫН ЗЕРТТЕУ

Жұмыс мақсаты:

1. Өстік-симметриялық турбуленттік ағыншаның таралуының негізгі заңдылықтарын зерттеңіз.
2. Жылдамдықтың эмбебап профилін Толминг шешімімен салыстырыңыз.

Қысқаша теориялық кіріспе

Шағын дөңгелек саңылаудан ағатын және қасиеттері дәл сондай болатын тыныш ортада таралатын ағынша батырылған өстік-симметриялық ағынша деп аталады. Ағынша араласу бөлімшесін түзе отырып, қоршаған ортамен араласады. Ағынды үш бөлімшеге бөлуге болатыны белгілі (1-сурет).



1-сурет. Батырылған дөңгелек ағыншаның сұлбасы

I бастапқы бөлімше ағыншаның орталық бөлігіндегі потенциалды өзектен және потенциалды өзек пен

қоршаған ортаның арасында орналасқан араласу бөлімшесінен тұрады. Ағыншаның өсі бойынша өлшенген жылдамдық бастапқы бөлімшеде тұрақты болады; II өтпелі араласу бөлімшесінде ағын жылдамдығының профилі біртіндеп өзгереді; негізгі III бөлімшеде жылдамдықтың профильдері афинді ұқсас болады және ағынша шексіз шағын мөлшерлі көз (ағын көзі) түзген ағысқа ұқсас болады. Ағынша көзі ағуы мүмкін деп болжалданатын нүктенің орналасқан жері (S ағынша полюсі деп те аталады) соплоның ішіндегі ағыншаның сыртқы шекараларының қиылысқан жерінде орналасқан.

Тәжірибелер көрсеткендей, ағыншадағы статикалық қысым өзгермейді десе болады және қоршаған кеңістіктегі қысымға тең болады. Осының арқасында ағыншаның барлық қималарындағы ағыншаның толық импульсі бір деңгейде болуға тиіс.

Дөңгелек қималы ағынша үшін:

$$2\pi\rho\int_0^{\delta}yU^2dy = I_x = const. \quad (1)$$

Импульсті сақтаудың бұл шартын басқа түрде де жазуға болады:

$$2\pi\rho U_m^2 x^2 \int_0^{\frac{\delta}{x}} \left(\frac{U}{U_m}\right)^2 \frac{y}{x} \frac{dy}{x} = const, \quad (2)$$

мұндағы δ – ағынның сыртқы шекарасының радиусы.

Тәжірибе жүзінде анықталғандай, ағыншаның негізгі бөлімшесіндегі жылдамдық профильдері ұқсас келеді. Жылдамдық профильдерінің әмбебап болуының

салдарынан таңдалған нүктедегі $\frac{U}{U_m}$ өлшемсіз жылдамдығы тек $\frac{y}{x}$ өлшемсіз координатасына ғана тәуелді:

$$\frac{U}{U_m} = f\left(\frac{y}{x}\right).$$

Осыдан шығатыны:

$$\int_0^{\frac{\delta}{x}} \left(\frac{U}{U_m}\right)^2 \frac{y}{x} \frac{dy}{x} = const.$$

Осының нәтижесінде (2) теңдеуінен алатынымыз, батырылған өстік-симметриялық ағынша қимасының ортасындағы жылдамдық полюске дейінгі қашықтыққа кері пропорционал болады:

$$U_m = \frac{const}{x}. \quad (3)$$

Рейнольдс санының мәндері үлкен болған кезде ағыншадағы ағыс шектес қабаттың барлық қасиеттеріне ие болады: бұл ағыстың көлденең мөлшерлері және көлденең жылдамдықтары аталған бойлық шамалардан әлдеқайда төмен болады, ағыншаның көлденең қимасындағы қысым аз ғана өзгереді. Сондықтан ағыншалы ағыстарды есептеу үшін шекаралық қабаттың теңдеуін пайдалануға болады:

$$\rho U \frac{\partial U}{\partial x} + \rho v \frac{\partial U}{\partial y} = \frac{1}{y^i} \frac{\partial}{\partial y} (y^i \tau_T), \frac{\partial(U_{y^i})}{\partial x} + \frac{\partial(v_{y^i})}{\partial y} = 0, \quad (4)$$

мұндағы $\tau_T = -\rho \overline{U'v'}$ – үйкелістің турбуленттік кернеуі, $i = 1$ – өстік-симметриялық ағынша шамасы.

Турбуленттік ағынша нүктелік көзден дәл сол сұйық толтырылған қозғалмайтын кеңістікке шексіз жылдамдықпен ағады делік. Бұл ағыстың қызықты ерекшелігі бар: оның өзіне тән мөлшері де, өзіне тән жылдамдығы да болмайды. Мәні сақталатын ағыншаның толық импульсі ($I_x = const$) ағыстың мөлшерін айқындайтын жалғыз шама болып табылады. Атап өтетін жайт, бұл шарт шешімнің таптаурынсыздық (тривиалді еместік) шарты болып табылады.

Сұйық нүктелік көзден ағып шыққан кезде ағыстың бүкіл аймағының еркін шекаралық қабат болып табылатыны және сәйкесінше жылдамдықтар таралуының төмендегі шекаралас шарттары бар (4) жүйесін қанағаттандыруға тиіс болатыны анық:

$$\text{шарт: } y = 0, \frac{\partial U}{\partial y} = 0, v = 0,$$

$$y = \delta, \frac{\partial U}{\partial y} = 0, U = 0. \quad (5)$$

(4) жүйелерін тұйықтау үшін Прандтль формуласын пайдаланамыз:

$$\tau_T = -\rho \overline{U'v'} = -\rho l^2 \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2,$$

мұндағы $l = cx$ –араласу ұзындығы. Сәйкесінше,

$$\tau_T = -\rho c^2 x^2 \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2.$$

Бұл кезде (4) теңдеулер жүйесі келесідей болады:

$$U \frac{\partial U}{\partial x} + \nu \frac{\partial U}{\partial y} = -\frac{1}{y^i} \frac{\partial}{\partial y} \left[y^i c^2 x^2 \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 \right],$$

$$\frac{\partial(U_{y^i})}{\partial x} + \frac{\partial(\nu_{y^i})}{\partial y} = 0. \quad (6)$$

Үздіксіздік теңдеуінің көмегімен ψ ток функциясын енгіземіз:

$$U = \frac{1}{y^i} \frac{\partial \psi}{\partial y}, \nu = -\frac{1}{y^i} \frac{\partial \psi}{\partial x}, \quad (7)$$

онда (6) теңдеуі келесідей болады:

$$\frac{1}{y^i} \frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial y} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{y^i} \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) = -\frac{\partial}{\partial y} \left[y^i c^2 x^2 \left(\frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{y^i} \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) \right)^2 \right]. \quad (8)$$

$\psi = nx^\alpha F\left(\frac{y}{ax}\right)$ түріндегі ток функциясын іздейміз.

$\frac{y}{ax} = \varphi$ деп белгілеп алайық, сонда импульстің сақталу шарты төмендегідей болады:

$$I_x = \frac{n^2 x^{2\alpha}}{(ax)^2} 2\pi\rho \int_0^{\varphi_{sp}} \frac{1}{\varphi} F'^2 d\varphi = const, \quad (9)$$

мұндағы $\varphi_{sp} = \frac{\delta}{ax}$.

$\int_0^{\varphi_{sp}} \frac{1}{\varphi} F'^2 d\varphi$ интегралы тұрақты шама болғандықтан,

интегралдың алдындағы көбейткіш те x шамасына тәуелді болмауға тиіс. Осыдан шығатыны, $2\alpha - 2 = 0$, яғни $\alpha = 1$. Сәйкесінше $\psi = nxF(\varphi)$ болады. (8) теңдеуі келесідей түрленеді:

$$-\varphi F'' \frac{F'}{\varphi} - (F - \varphi F') \frac{d}{d\varphi} \left(\frac{F'}{\varphi} \right) = -\frac{c^2}{a^3} \frac{d}{d\varphi} \left\{ \varphi \left[\frac{d}{d\varphi} \left(\frac{F'}{\varphi} \right) \right]^2 \right\}.$$

Бұл кезде жылдамдықтың құрамдас бөлшектері

$$U = \frac{n}{a^2 x} \frac{F'(\varphi)}{\varphi}, \nu = \frac{n}{a\varphi x} [\varphi F'(\varphi) - F(\varphi)] \quad (10)$$

тең болады.

Ағыншадағы жылдамдық профильдерінің ұқсастығы қасиеттеріне сай $\frac{U}{U_m} = \frac{F'(\varphi)}{\varphi}$ осы теңдеуді пайдалана отырып табатынымыз:

$$\frac{\nu}{aU_m} = \frac{1}{\varphi} [\varphi F'(\varphi) - F(\varphi)].$$

$a = c^{\frac{2}{3}}$ таңдайық. Сонда (9) теңдеуінен келесі теңдеуді аламыз:

$$\left(\frac{FF'}{\varphi} \right)' = \left\{ \varphi \left(\frac{1}{\varphi} F' \right)' \right\}^2, \quad (11)$$

Және интегралдаудан кейінгі теңдеудің түрі:

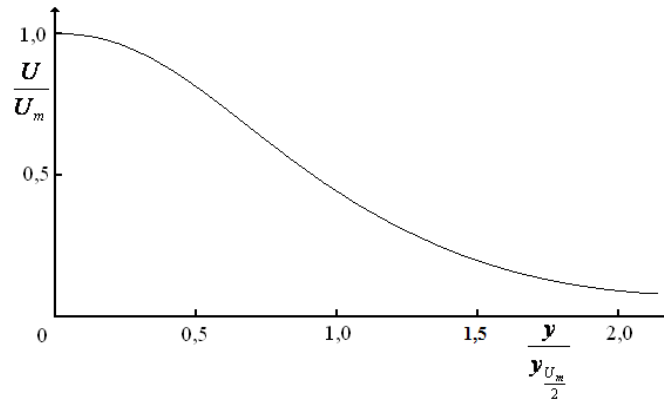
$$\frac{FF'}{\varphi} = \varphi \left[\left(\frac{F'}{\varphi} \right)' \right]^2 + c_1.$$

Шекаралық шарттардың $F'(\varphi_{zp}) = 0, F''(\varphi_{zp}) = 0$ негізінде айқындалған c_1 тұрақты шамасы нөлге тең болады.

Түпкілікті шыққан теңдеу:

$$FF' = \left(F'' - \frac{F'}{\varphi} \right)^2. \quad (12)$$

Толмин (12) теңдеуін сандық тұрғыдан шешті [3]. Шешім 2-ші және 3-ші суретте келтіріледі.



2-сурет. Толминнің пайымдауынша осьтік-симметриялық ағыншаның негізгі бөлімшесіндегі жылдамдықтың бойлық құраушысының өрісі

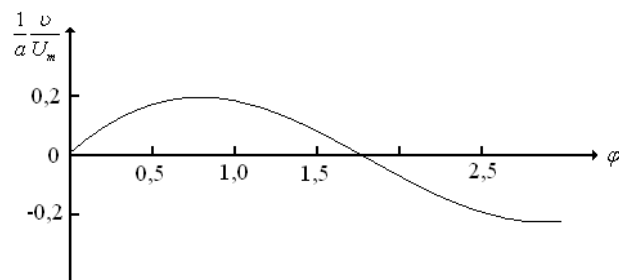
Осьтік-симметриялық ағыншада $\varphi_{cp} = 3,4$ болады, сәйкесінше $\delta = 3,4a$, мұндағы a – эмпирикалық тұрақты шама.

Өстік жылдамдыққа арналған теңдеуде n шамасы белгісіз болып қалады. Оны анықтау үшін (9) теңдеуіне сай ағыншадағы импульстің тұрақтылығы шартын пайдаланайық. Нақты ағыншалар шекті мөлшерлі соплодан ағатындықтан, бастапқы импульсті төмендегі формуламен айқындаймыз:

$$I_0 = \pi \rho r_0^2 U_0^2,$$

r_0 және U_0 – сәйкесінше соплоның радиусы және одан шыққан жердегі ағыншаның жылдамдығы. Бұдан шығатыны:

$$\frac{n^2}{a^2} \int_0^{\varphi_{cp}} \frac{F'^2}{\varphi} d\varphi = \frac{r_0^2}{2} U_0^2.$$



3-сурет. Толминнің пайымдауынша осьтік-симметриялық ағыншаның негізгі бөлімшесіндегі жылдамдықтың көлденең құраушысының өрісі

Бұдан шығатыны:

$$n = \frac{U_0 ar_0}{\left(2 \int_0^{\varphi_{sp}} \frac{F'^2}{\varphi} d\varphi\right)^{\frac{1}{2}}}, \frac{U_m}{U_0} = \frac{r_0}{ax} \left[2 \int_0^{\varphi_{sp}} \frac{F'^2}{\varphi} d\varphi\right]^{-\frac{1}{2}}.$$

$\int_0^{\varphi_{sp}} \frac{F'^2(\varphi)}{\varphi} d\varphi = 0,536$ (Толминнің шешімдер кестелерінен шығарылады [3]), сондықтан ағыншаның бастапқы бөлімшесіндегі ең үлкен жылдамдық төмендеуінің заңы төмендегідей түрде болады:

$$\frac{U_m}{U_0} = \frac{0,96r_0}{ax}. \quad (13)$$

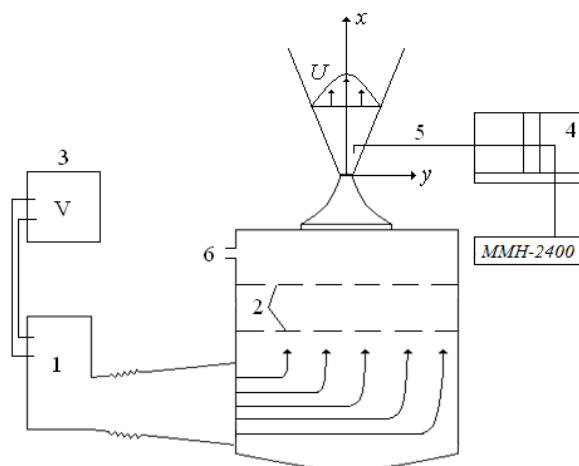
Қондырғының сипаттамасы. Өлшеулер әдістемесі
 Дөңгелек еркін ағыншаны пайдалану үшін 4-суретте бейнеленген қондырғы қолданылады.

Желдеткіш (1) түзетін ауа ағыны бірқатар тыныштандырғыш торлардан (2) өтеді де дөңгелек қималы соплодан шығады. Ағынша бастапқы жылдамдығы (U_0) ЗАТР (3) арқылы мотордың шарғысы бойынша берілетін кернеу арқылы реттеледі.

Бастапқы жылдамдықты өлшеу үшін және оның тұрақтылығын қадағалау үшін соплоның бүйірлік қабырғасына келте құбыр (6) орнатылған. Ол $p_{дин}=p_T - p_{ст}$ шамасын өлшейтін ММН-2400 типті көлбеу микроанометрге қосылған, ал ағындағы $p_{ст} \approx p_a$ болғандықтан, бұдан шығатыны – $p_{дин}=p_T - p_a$. Жылдамдық Бернулли заңы бойынша есептеледі.

$$p_T = \frac{\rho v^2}{2} + p_a, v = \sqrt{\frac{2}{\rho}(p_T - p_a)}.$$

Пито түтігі көлденең және бойлық координатасындағы есептеу дәлдігі 0,01 мм болатын екі жүрісті координаттыққа (4) бекітіледі.



4-сурет. Эксперименттік қондырғының сұлбасы

Тапсырма. Өлшеулердің нәтижелерін математикалық тұрғыдан өңдеу

1. Ағыншаның белгілі бір бастапқы жылдамдығын белгілеңіз. Ағынша өсінің бойындағы жылдамдықты 2 см сайын өлшеңіз. Ағыншаның бастапқы, өтпелі және негізгі бөлімшелерінің облысын анықтаңыз.

2. Өлшенген $p_{дин}$ мәндері бойынша ағыншаның бастапқы бөлімшесінің 5 қимасындағы және негізгі аймағының 10 көлденең қимасындағы орташа жылдамдықтың профильдерін жасаңыз. Жылдамдықтың профильдерін ағынның $p_{дин}=0$ шамасындағы бір шетінен $p_{дин}=0$ шамасындағы басқа шетіне дейін өлшеңіз.

3. Ағынның сұлбасын жасаңыз, сұлбаға түрлі қималардағы жылдамдықтың профильдерін түсіріңіз, $y \frac{U_m}{2}$

нүктелері арқылы ағынның шартты шекараларын жүргізіңіз, мұндағы жылдамдық U_m шамасының жартысына тең; S ағын полюсін табыңыз.

4. Изотаха сұлбасына теңдес жылдамдықтардың сызықтарын түсіріңіз.

5. Ағынша өсінің бойындағы ең үлкен жылдамдықтың

өзгеру графигін $\left(\frac{U_m}{U_0} = f\left(\frac{ax}{r_0}\right)\right)$ жасаңыз.

$a = \frac{0,96r_0}{\frac{U_m}{U_0} x}$ формуласы бойынша негізгі бөлімшенің

бірнеше профилінің негізінде a тұрақты шамасын анықтаңыз. (13) теориялық шешімімен салыстырыңыз.

6. Әр профильдің 4-5 нүктесін пайдалана отырып, ағыншаның негізгі бөлімшесі үшін $\frac{U}{U_m} = f\left(\frac{y}{y_{\frac{U_m}{2}}}\right)$ әмбебап

профилін жасаңыз.

7. Осы графикке Толминнің сандық шешімін [3] түсіріңіз (2-сурет).

Әдебиет

1. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. Перевод на русский язык. – М.: 1974. – 711 с.
2. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: 1987. – 840 с.
3. Абрамович Г.Н., Гиршович Г.А., Крашенинников С.Ю. и другие. Теория турбулентных струй. Изд. 2 – ое перераб. и доп. Под ред. Г.Н. Абрамовича. – М: 1984. – 720 с.

ОСЫТІК-СИММЕТРИЯЛЫҚ ЕРКІН ИЗОТЕРМИЯЛЫҚ ЕМЕС АҒЫНШАНЫ ЗЕРТТЕУ

Жұмыс мақсаты:

1. Изотермиялық емес дөңгелек ағынша таралуының заңдылықтарын зерттеу.
2. Батырылған дөңгелек ағыншадағы температураның профильдерін және жылдамдықтың профильдерін салыстыру.

Қысқаша теориялық кіріспе

Температурасы қоршаған ортаның температурасынан айырылатын қозғалмайтын ортаға ағып шығатын ағынша батырылған еркін изотермиялық емес ағынша деп аталады. Осындай ағыншаның сұлбасы 1-суретте келтірілген.

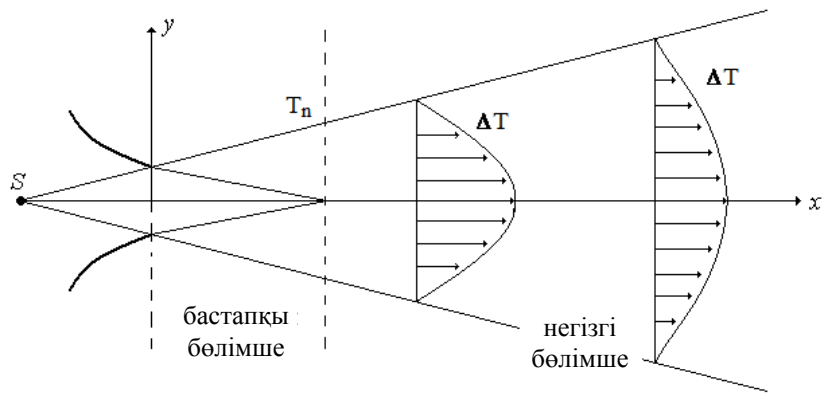
Ағыншаның көлденең қималарындағы ағыншаның бойындағы температура өзгеруінің заңдары белгілі болғаннан кейін ғана жылудың тыныштықтағы ортадан ағыншаға (және керісінше) тасымалдануы мәселесін шешуге болады. Артық температураны қарастыруға төменде аталғандарды енгізейік:

а) ағыншаның осы нүктесіндегі температура мен қоршаған орта температурасының айырмасы:

$$\Delta T = T - T_k ;$$

б) ағыншаның осіндегі температура мен қоршаған кеңістіктегі температураның айырмасы;

$$\Delta T_m = T_m - T_k .$$



1-сурет. Изотермиялық емес еркін ағыншаның сұлбасы

в) ағыншаның бастапқы қимасындағы (қондырманың сағасындағы) температура мен қоршаған кеңістіктегі температураның айырмасы:

$$\Delta T_0 = T_0 - T_k.$$

Батырылған ағыншадағы температураның артық мәндерінің таралу сипаты жылдамдықтың таралуы сипатына ұқсас. Ағыншаның бастапқы бөлімшенің тұрақты жылдамдығының өзегіндегі температура тұрақты келеді және ағыншаның бастапқы қимасындағы ауаның температурасына тең болады. Соплодан алыстаған сайын бастапқы бөлімшедегі ағыншаның температуралық шекаралары кеңейеді, ал ағыншаның өсіндегі артық температура төмендейді.

Сығылмайтын сұйықтың изобаралық аздап қыздырылған осьтік-симметриялық турбуленттік ағынында орташаланған температураның таралуы энергия теңдеуінің шешімімен беріледі [1].

$$\rho C_p \left(U \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} (y q_T), \quad (1)$$

мұндағы жылу ағынының тығыздығы $q_T = -\rho C_p \overline{v'T'}$.

Бұл шаманы үйкелістің жанама кернеуіне ұқсас түрде берейік:

$$\tau_T = \rho l_U^2 \left| \frac{\partial U}{\partial y} \right| \frac{\partial U}{\partial y} = \mu_T \left| \frac{\partial U}{\partial y} \right|;$$

$$q_T = \lambda_T \frac{\partial T}{\partial y} = C_p a_T \frac{\partial T}{\partial y}. \quad (2)$$

Мұндағы $a_T = \rho l_U l_q \left| \frac{\partial U}{\partial y} \right|$ – турбуленттік температура-өткізгіштігінің коэффициенті (l_q – жылу тасымалдануының араласу жолы).

Прандтль молекулалық санын ($\text{Pr} = \frac{\mu C_p}{\lambda}$) енгізгендей Прандтль турбуленттік санын енгізейік:

$$\text{Pr}_T = \frac{\mu_T C_p}{\lambda_T} = \frac{l_U}{l_q}. \quad (3)$$

Тәжірибе жүзінде анықталғандай, осьтік-симметриялық ағыншаның негізгі бөлімшесінің бұл шамасы $\approx 0,75 \div 0,8$ тең, ал бастапқы бөлімшесінің осы шамасы 0,5 тең. a_T

үшін теңдеуге $l_q = \frac{l_U}{Pr_T}$ шамасын енгізейік, сонда жылу ағынының тығыздығы төмендегідей болады:

$$q_T = -\rho C_p \frac{l_U^2}{Pr_T} \frac{\partial U}{\partial y} \frac{\partial T}{\partial y}, \quad (4)$$

(мұнда осьтік-симметриялық ағында $\frac{\partial U}{\partial y} < 0$ екені ескерілген), енді (1) энергия теңдеуі келесідей түрленеді:

$$U \frac{\partial T}{\partial x} + \nu \frac{\partial T}{\partial y} = -\frac{1}{y} \frac{l_U^2}{Pr_T} \left(y \frac{\partial U}{\partial y} \frac{\partial T}{\partial y} \right). \quad (5)$$

Оған ағыншаның негізгі бөлімшесінде арналған төмендегі шекаралас шарттар сәйкес келеді:

$$y = 0 \text{ болған кезде } \frac{\partial T}{\partial y} = 0, \quad (6)$$

$$y = \delta \text{ болған кезде } T = T_\delta$$

(Прандтль саны бірге жақын болғандықтан жылулық және динамикалық шекаралас қабаттар қалыңдығының айырмашылығын елемейміз).

(5) теңдеуіндегі T шамасын $\Delta T = T - T_\delta$ шамасына және l_U^2 шамасын $c^2 x^2$ шамасына ауыстырудың нәтижесінде шығатын түпкілікті теңдеу:

$$U \frac{\partial \Delta T}{\partial x} + v \frac{\partial \Delta T}{\partial y} = - \frac{c^2 x^2}{Pr_T} \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \left(y \frac{\partial U}{\partial y} \frac{\partial \Delta T}{\partial y} \right) \quad (7)$$

және

$$y = 0 \text{ болған кезде } \frac{\partial \Delta T}{\partial y} = 0, \quad (8)$$

$$y = \delta \text{ болған кезде } \Delta T = 0.$$

Ағыншаның негізгі бөлімшесіндегі жылдамдық профильдерінің ұқсастығымен қатар артық температура профильдерінің де ұқсастығы туындады деп пайымдайық.

$$\frac{\Delta T}{\Delta T_m} = \theta(\varphi), \text{ мұндағы } \varphi = \frac{y}{ax}, \Delta T_m = T_m - T_\delta. \quad (9)$$

Артық температураның (ΔT) ΔT_m координатасына тәуелділігінің сипатын анықтау қиынға соқпайды. Ол үшін ағыншадағы артық энтальпияны сақтау шартын пайдаланамыз:

$$2\pi\rho C_p \int_0^\delta U \Delta T y dy = Q = const. \quad (10)$$

Бұл теңдеуге (9) формуласындағы және алдыңғы жұмыстағы (10) формуласындағы U шамасын қоямыз:

$$2\pi\rho C_p a^2 x^2 U_m \Delta T_m \int_0^{\varphi_{ad}} F' \theta d\varphi = Q.$$

$U_m = \frac{n}{a^2 x}$ екенін ескеретін болсақ, соңғы теңдеуден төмендегі теңдеуді шығаруға болады:

$$\Delta T_m = \frac{k}{x}, \quad (11)$$

$$\text{мұндағы } k = \frac{Q}{2\pi\rho C_p n \int_0^{\varphi_{ad}} F' \theta d\varphi} = \frac{r_0^2 U_0 \Delta T_0}{2n \int_0^{\varphi_{ad}} F' \theta d\varphi} = \text{const}(r_0 -$$

соплонның шығу қимасының радиусы, U_0 , $\Delta T_0 = T_0 - T_\delta$ – соплонның қимасындағы жылдамдық және артық температура).

(7) теңдеуіне (9) және (11) формулаларындағы және алдыңғы жұмыстағы (10) формуласындағы U шамасын қоямыз, сонда қарапайым түрлендірулерден кейін алатынымыз ($c^2 = a^3$ кезінде):

$$\text{Pr}_r (F\theta)' = \left[\varphi \left(\frac{F'}{\varphi} \right)' \theta' \right]'$$

Осы теңдеуді шекаралас шарттарды ($F = \theta' = \left(\frac{F'}{\varphi} \right)' = 0$) ескере отырып $\varphi = 0$ кезінде интегралдау арқылы табатынымыз:

$$\text{Pr}_r F\theta = \left(F'' - \frac{F'}{\varphi} \right) \theta'.$$

№16 алдыңғы жұмыстағы (12) теңдеуін $(FF' = \left(F'' - \frac{F'}{\varphi}\right)^2)$ назарға ала отырып төмендегі теңдеуді шығаруға болады:

$$\frac{\theta'}{\theta} = \text{Pr}_T \left(\frac{F''}{F'} - \frac{1}{\varphi} \right).$$

Ағыншаның өсіндегі ($\varphi = 0$ кезіндегі) жылдамдық пен температураның өлшемсіз шамалары бірге тең $\left(\frac{F'}{\varphi} = \theta = 1\right)$ болғандықтан, соңғы теңдеуден алатынымыз:

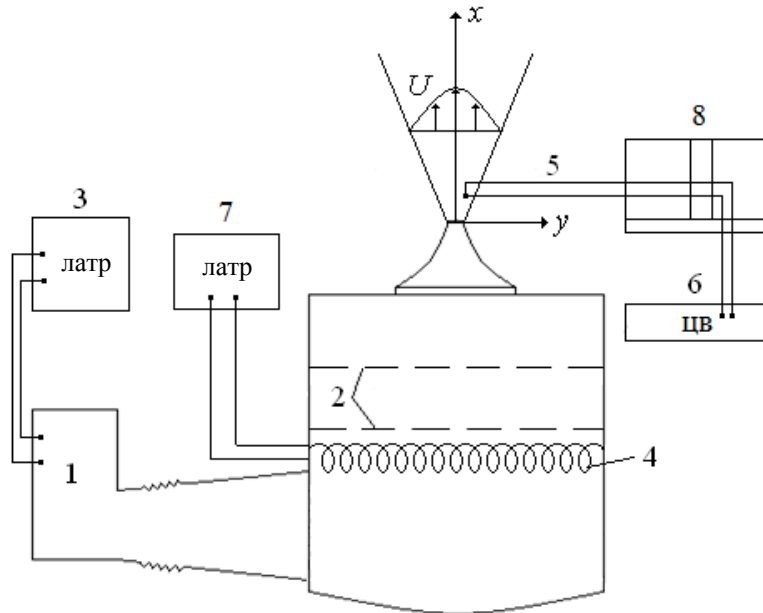
$$\theta(\varphi) = \left(\frac{F'(\varphi)}{\varphi} \right)^{\text{Pr}_T} \text{ немесе } \frac{\Delta T}{\Delta T_m} = \left(\frac{U}{U_m} \right)^{\text{Pr}_T}. \quad (12)$$

Қондырғының сипаттамасы және өлшеулер әдістемесі

Изотермиялық емес дөңгелек ағыншаны зерттеу үшін 2-суретте бейнеленген қондырғы пайдаланылады. Желдеткіш (1) түзетін ауа ағыны бірқатар тыныштандырғыш торлардан (2) өтеді де дөңгелек қималы соплодан шығады. Ағыншаның бастапқы жылдамдығы ЛАТР (3) арқылы мотордың шарғысы бойынша берілетін кернеу арқылы реттеледі. Изотермиялық емес ағыншаны жасау үшін ресиверде шиыршықтардан (4) тұратын тор орнатылады, бұл шиыршықтар арқылы ЛАТР (7) реттейтін ток өткізіледі. Осы қыздырғыштан өткеннен кейін шығу жеріндегі ауа ағыншасының артық температурасы $\Delta T_0 = 50^0$ шамасында болады.

Ағынша ағысының өрісіндегі артық температура (ΔT) жез-константалық термоқосалқы (5) көмегімен өлшенеді,

оның э.д.с. шамасы цифрлы вольтметрдің көмегімен өлшенеді. Термоқосақ алдын-ала келесі екі нүкте бойынша тарировкаланады: 0^0 және судың қайнау температурасы (атмосфералық қысым ескеріледі). $V(B) = f(\Delta T)$ тарировкалау графигі жасалады, ол бойынша вольтметрдің көрсеткіштерін артық температураның мәндеріне аударуға болады.



2-сурет. Қондырғының сұлбасы

Тапсырма. Нәтижелерді математикалық тұрғыдан өңдеу

1. Желдеткіштің моторын қосыңыз, белгілі бір бастапқы жылдамдықтың еркін дөңгелек ағынын алыңыз.

2. Қондырғының қыздырғышын қосыңыз, ағынша шығатын жерге және тұрақты жылдамдық пен температура өзегіне термоқосақты орнатыңыз. Ағыншаның қызғанын және термоқосақ көрсеткіштері өзгеруінің тоқтағанын күтіңіз (температураның есебі цифрлы вольтметр шкаласының мВ бірлігімен жүргізіледі).

3. Термоқосақты ағыншаның өсі бойынша жылжыта отырып, температура аумағының бастапқы және негізгі бөлімшелерін табыңыз.

4. Бастапқы бөлімшенің 2-3 қимасындағы және негізгі бөлімшенің 10-12 қимасындағы артық температураны ($\Delta T = T - T_n$) өлшеңіз.

5. Қыздырғышты өшіріңіз, содан кейін барып қана желдеткішті өшіріңіз.

6. Сұлбаға түрлі қималардағы ΔT мәндерін түсіре отырып, ағыншаның температуралық сұлбасын жасаңыз. Ағынның полюсін табыңыз.

7. Ағыншаның негізгі бөлімшесі үшін $\frac{\Delta T}{\Delta T_m} = f\left(\frac{y}{y_{\frac{\Delta T_m}{2}}}\right)$

тәуелділігін жасаңыз, мұндағы $y_{\frac{\Delta T_m}{2}}$ – артық температура

ең үлкен артық температураның жартысына тең болатын нүктенің координатасы. Әр қиманың 4-5 нүктесінен пайдаланыңыз.

8. Бірнеше қима үшін $\frac{\Delta T_m}{\Delta T_0} = \frac{b}{a \frac{S}{r_0} + 0,29}$ теңдеуін жазып

алыңыз. a және b мәндерін табыңыз.

9. $\frac{\Delta T_m}{\Delta T_0} = f\left(\frac{aS}{r_0}\right)$ тәуелділігін жасаңыз. (4) теориялық

тәуелділігімен салыстырыңыз, оны графикке түсіріңіз.

10. Дөңгелек изотермиялық ағыншадағы жылдамдықтың өрістері үшін және изотермиялық емес ағыншадағы температураның өрістері үшін алынған нәтижелерді салыстырыңыз.

Әдебиет

1. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. Перевод на русский язык. – М.: 1974. – 711 с.
2. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: 1987. – 840 с.

ТҰРАҚТЫ ТЕМПЕРАТУРАЛЫ ТЕРМОАНЕМОМЕТРДІҢ ЖҰМЫСЫН ЗЕРТТЕУ

Жұмыс мақсаты:

1. Термоанемометрдің жұмыс істеу принципімен және құрылымымен танысу.
2. Оны баптау әдісін меңгеру.
3. Термоанемометрді орташа жылдамдық бойынша тарировкалау.
4. Жылдамдық пульсацияларын есептеу әдістемесін меңгеру.

Қысқаша теориялық кіріспе

Термоанемометр электр тогының көмегімен қыздырылатын өте жұқа қысқа металл жіп түріндегі сыртқа шығарылған сезімтал элементі бар электрондық аспап болып табылады. Жіп газдың ағынында салқындатылады, бұл оның температурасы мен кедергісінің төмендеуіне себепші болады. Жіп кедергісінің өзгеруі реакциясы ағыстың өлшенетін жергілікті аймағындағы ағыстың сипаттамасы туралы ақпаратты алу үшін пайдаланылады. Ауа ағындарындағы турбуленттілікті өлшеу үшін әдетте диаметрі 2 мкм шамасынан 10 мкм шамасына дейін, ұзындығы 0,5 мм-ден 2 мм-ге дейін болатын жіптер пайдаланылады. Жіп вольфрам, никель, платина немесе иридий қосылған платина қорытпасы сияқты материалдан жасалады [4,5].

Жіп беретін жылу мөлшері ағынның жылдамдығына және температурасына, газ бен жіптің физикалық қасиеттеріне, жіптің мөлшерлеріне байланысты. Егер газ сығылғыштығының әсері және жіптен келетін еркін конвекция еленбесе, Крамердің критерийлік түрдегі

эмпирикалық тәуелділігін пайдалана отырып жіпке перпендикуляр бағытта қозғалатын газбен жылу алмасуды есептеуге болады:

$$Nu = 0,42 Pr_f^{0,2} + 0,57 Pr_f^{0,33} Re^{0,5}, \quad (1)$$

мұндағы индексі газ қасиеттерінің $T_f = 1/2(T_w + T_g)$ температурасында алынғанын білдіреді (T_w және T_g – жіп пен газдың температуралары). Бұл формула Рейнольдс сандарының ауқымы 0,01-ден 10000-ға дейін болған кезде жарамды және егер жіптің диаметрі 5 мкм шамасына тең болса, (1) ара қатынасы жарамды болатын жылдамдықтардың аралығы 4 см/с бастап 4×10^6 см/с дейінгі шекте болады, яғни термоанемометрдің тәжірибе жүзінде қолданылуының барлық жағдайларын қамтиды.

Жіп біркелкі қыздырылған деп пайымдай отырып (бүйірлер арқылы датчиктің ұстағыштарына апарылатын жылу бұрылуын елемейміз), диаметрі d шамасында болатын жіптен уақыт бірлігіне ауыстырылатын жылу мөлшерін анықтайық:

$$Q = I^2 R_w = \alpha \pi d l (T_w - T_g).$$

(1) теңдеуін және $Nu = \frac{\alpha d}{\lambda}$ (мұндағы α – жылу беру коэффициенті, λ – жылу өткізгіштік коэффициенті) екенін ескеретін болсақ, төмендегі теңдеуді шығара аламыз:

$$I^2 R_w = \pi \lambda_f l (T_w - T_g) [0,42 Pr_f^{0,2} + 0,57 Pr_f^{0,33} Re^{0,5}]. \quad (2)$$

Жіп кедергісінің температуралық тәуелділігін $T_w - T_g$ айырмасы бойынша бір қатарға жазайық:

$$R_w = R_g [1 + b_1(T_w - T_g) + b_2(T_w - T_g)^2 + \dots],$$

мұндағы R_g – қоршаған ортаға тән температура (T_g) кезіндегі жіптің кедергісі, b_1, b_2, \dots, b_n – жіп материалының үлесті электрлік кедергісінің температуралық коэффициенттері.

Бірінші жіктеу мүшесімен шектеле отырып, кедергі арқылы температуралардың айырмасын анықтайық:

$$T_w - T_g = \frac{R_w - R_g}{b_1 R_g},$$

теңдеуді (2) формуласына қояйық:

$$I^2 R_w = \frac{\pi \lambda_f l (R_w - R_g)}{b_1 R_g} [0,42 \text{Pr}_f^{0,2} + 0,57 \text{Pr}_f^{0,33} \text{Re}^{0,5}].$$

Сәйкесінше, жіптегі кернеу:

$$E^2 = \frac{\pi \lambda_f l R_w (R_w - R_g)}{b_1 R_g} [0,42 \text{Pr}_f^{0,2} + 0,57 \text{Pr}_f^{0,33} \text{Re}^{0,5}].$$

Ағынның жылдамдығы U болған кездегі оң жақ бөліктегі бірінші мүшені A деп, ал екіншісін B деп белгілейік, бұл кезде $\text{Re} = Ud/\nu$ екенін ескере отырып шығаратынымыз:

$$E^2 = A + B\sqrt{U}, \quad (3)$$

$$A = \frac{0,42 \pi \lambda_f l R_w (R_w - R_g)}{b_1 R_g} \text{Pr}_f^{0,2}, \quad (4)$$

$$B = \frac{0,57\pi\lambda_f I R_w (R_w - R_g)}{b_1 R_g} \left(\frac{d}{v_f} \right)^{0,5} \text{Pr}^{0,33}, \quad (5)$$

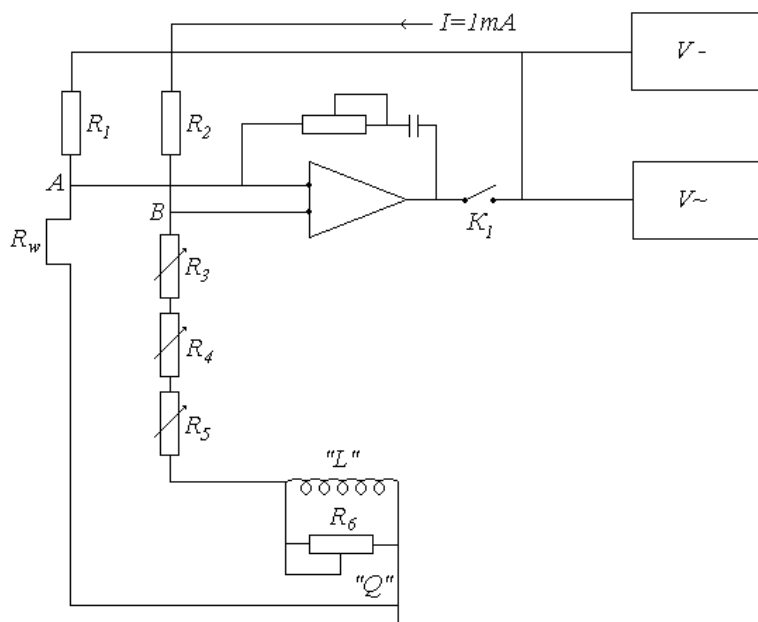
v_f – T_f температурасы кезіндегі газдың кинематикалық тұтқырлығы.

Ағындарды зерттеу үшін қыздырылған жіпті пайдаланудың екі режимі бар: тұрақты ток режимі және тұрақты температура режимі. Тұрақты ток режимінде жіп арқылы уақыт өте келе өзгермейтін ток өткізіледі, ал газ ағынының әсерімен жіп кедергісінің өзгеруі ол туралы ақпаратты сақтайды. Тұрақты температура режимінде (немесе тұрақты кедергі режимі деп те атауға болады) ағынның параметрлеріне қарай жіп арқылы өтетін токтың шамасы жіптің температурасы (немесе оның кедергісі) тұрақты деңгейде ұсталып отыратындай етіп өзгереді. Қазіргі уақытта әдістің екеуі де қолданылады, алайда тұрақты температура режимінің артықшылығы бар, себебі бұл режимде жылдамдық пульсацияларының жиіліктерін беру жолағы жалпағырақ, қателіктер азырақ болады және жұмыста қолайлы келеді. Сондықтан термоанемометрді тұрақты температура әдісі бойынша қолдануға бағытталған екінші нұсқаны қарастырайық.

Тұрақты температуралы термоанемометрарнайы күшейткіштің көмегімен автоматты түрде теңдестірілетін көпір болып табылады, оның иіндерінің біреуіне жоғарыда сипатталған жіңішке жібі бар датчик қосылған. Термоанемометрдің блок-схемасы 1-суретте келтірілген.

K_1 кілті ажырап тұрған кезде $R_1, R_2, R_3 \div R_5, R_w, L$ және R_6 резисторларынан тұратын көпір оның диагоналіндегі A және B нүктелеріндегі кернеу бірдей болатындай етіп, ал күшейткіштің шығу жерінде нөлге тең болатындай етіп R_3 - R_5 резисторларының көмегімен теңдестіріледі. Өлшеу тогы ($I \approx 1$ мА) датчик жібінің бастапқы кедергісін (R_g) өлшеу

үшін қолданылады, оның мәнін үш декада түрінде жасалған $R_3 \div R_5$ резисторларының орналасуы бойынша есептеуге болады.



1-сурет. Термоанемометрдің блок-схемасы

Көпір иіндерінің ара қатынасы теңдестіру шарты болып табылады:

$$\frac{R_1}{R_w} = \frac{R_2}{R_1 + R_4 + R_5}. \quad (6)$$

Енді $R_3 \div R_5$ резисторларын ұлғайту арқылы теңгерімнің бұзылуын тудыратын болсақ және кері байланысты K_1 кілтінің көмегімен тұйықтайтын болсақ, жіп кедергінің R_w мәніне дейін қызатындай етіп және (6) ара қатынасы

қайта орындалатындай етіп күшейткіш көпір арқылы ток береді. R_w/R_g шамасы шамадан тыс қыздыру деп аталады, ол 1,1-ден 2,0-ге дейінгі шекте болады. Вольфрам мен платинадан жасалған жіптердің оңтайлы шамадан тыс қызуы 1,7-1,8 ауқымында болады, бұл датчик жібінің 180-200⁰-қа қызуына сәйкес келеді. «L» индуктивтілік орағышы және R_6 резисторы («Q») жоғары жиіліктерде оң кері байланысты жасау үшін қолданылады және күшейткіштің шығу кернеуінің пульсациясындағы жылдамдық пульсацияларының түрленуі жиіліктері ауқымының кеңеюіне септігін тигізеді.

Турбуленттік ағынның салқындатқыш әсері жіптің температурасы мен кедергісінің өзгеруін тудырады. Бірақ күшейткіш сигнал шығарады және осы өзгеріске кедергі келтіретін жіп қызуының тогын белгілейді. Сондықтан күшейткіштің шығу тогы немесе шығу кернеуі ағын параметрлерінің функциясы болып табылады.

Турбуленттік ағынның температурасы және газдың тығыздығы тұрақты делік. Бұл жағдайда (4) және (5) теңдеулері $A=const$, $B=const$ тұрақты шамаларында болады, ал термоанемометрдің шығу сигналы (E) ағынның жылдамдығы туралы ақпаратты ғана тіркейді. Тәжірибе жүзінде \sqrt{A} коэффициенті ағынның жылдамдығы нөлге тең болған кездегі күшейткіштің шығу кернеуін білдіреді. Сәйкесінше (3) формуласын келесі түрде жазуға болады:

$$E^2 = E_0^2 + B\sqrt{U} . \quad (7)$$

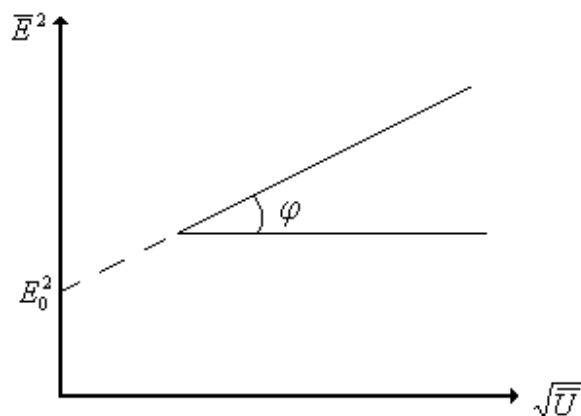
Қондырғының сипаттамасы және эксперимент әдістемесі

Тұрақты температуралы термоанемометрдің жұмысын зерттеу үшін тарировкалау құбыры, термоанемометр, оның сипаттамасы және пайдалану жөніндегі нұсқаулығы,

алтындатылған вольфрамдық жібі бар датчик пайдаланылады. Сезімтал элемент (жіп) шамамен алғанда ағынның ортасында болатындай етіп датчик арнайы құрылғының көмегімен тарировкалау құбырының шығу жеріне бекітіледі.

E_0 және B коэффициенттері термоанемометрді белгілі жылдамдыққа ие ағында тарировкалаған кезде эксперимент негізінде айқындалады (2-сурет). E^2 осімен қиылысқанға дейін эксперименттік ауытқыманың экстраполяциялануы (7) формуласына қоюға болатын шығу кернеуінің бастапқы мәнінің шаршысын береді ($B = tg\varphi$).

Жіптің параметрлері (диаметрі, ұзындығы, дәнекерлеу сапасы және т.б.) әркелкі болғандықтан, мұндай графиктердің әр датчик үшін жеке жасалатынын білу қажет.



2-сурет. Тұрақты температуралы термоанемометрді тарировкалау графигі

Турбуленттік ағынның жылдамдығын орташаланған және пульсациялық екі құрамдас бөлшекке бөлейік.

$$U = \bar{U} + U', \text{ бұл кезде } U' \ll U.$$

Күшейткіштің шығу кернеуінің оларға сәйкес келетін құрамдас бөлшектерін E және e мәндері арқылы белгілейік:

$$E = \bar{E} + e', \text{ сондай-ақ мұндағы } e' \ll \bar{E}.$$

Бұл теңдеулерді (7) формуласына қояйық:

$$(\bar{E} + e')^2 = E_0^2 + B\sqrt{\bar{U} + U'}.$$

Бұл теңдеуді жылдамдыққа қатысты шешейік, аз шамаларды елемейтін болсақ, алатынымыз:

$$\varepsilon_U = \frac{\sqrt{U'^2}}{\bar{U}} = \frac{4\bar{E}\sqrt{e'^2}}{\bar{E}^2 - E_0^2}. \quad (8)$$

ε_U шамасы турбуленттіліктің салыстырмалы қарқындылығы деп аталады. Оны пайыздармен беру үшін теңдеудің оң жақ бөлігін 100-ге көбейту қажет. Күшейткіштің шығу жеріндегі кернеудің пульсациялық құрамдас бөлшегі ($\sqrt{e'^2}$) орташа шаршылық мәнді вольтметрдің, ал орташаланған құрамдас бөлшек тұрақты тоқты вольтметрдің көмегімен өлшенеді.

Салыстырмалы орташа жылдамдықтардың профильдерін тұрақты температуралы термоанемометрдің көмегімен өлшеуге болады, ол үшін (7) формуласын пайдаланамыз:

$$B\sqrt{\bar{U}} = \bar{E}^2 - E_0^2; \quad B\sqrt{\bar{U}_m} = \bar{E}_m^2 - E_0^2;$$

$$\frac{\bar{U}}{\bar{U}_m} = \left(\frac{\bar{E}^2 - E_0^2}{\bar{E}_m^2 - E_0^2} \right)^2. \quad (9)$$

(9) және (8) формулаларын пайдалана отырып, ағудың бастапқы жылдамдығына (U_n) жатқызылған жылдамдық пульсациялары қарқындылығының теңдеуін есептейік:

$$\frac{\bar{U}}{\bar{U}_n} = \left(\frac{\bar{E}^2 - E_0^2}{\bar{E}_n^2 - E_0^2} \right)^2,$$

$$\varepsilon_n = \frac{\sqrt{\bar{U}'^2}}{\bar{U}_n} = \frac{4\bar{E}\sqrt{e'^2}}{\bar{E}^2 - E_0^2} \left(\frac{\bar{E}^2 - E_0^2}{\bar{E}_n^2 - E_0^2} \right)^2 = \frac{4\bar{E}(\bar{E}^2 - E_0^2)\sqrt{e'^2}}{(\bar{E}_n^2 - E_0^2)^2}. \quad (10)$$

Тапсырма. Өлшеулердің нәтижелерін өңдеу

1. Тұрақты температуралы термоанемометрдің сипаттамасын және пайдалану жөніндегі нұсқаулығын мұқият оқып шығыңыз.

2. Термоанемометрді қосыңыз және датчикті ең үлкен жылдамдықтағы ағынға салыңыз. Термоанемометрдің жиілікті сипаттамасын ең жоғары өткізу жолағына қойып баптаңыз.

3. Датчикті 5 м/с-тан 40 м/с-қа дейінгі ауқымда, 3-4 м/с сайын орташа жылдамдықтар ауқымында құбырда тарировкалаңыз. $\bar{E}^2 = f(\sqrt{\bar{U}})$ тарировкалау ауытқымасын жасаңыз.

4. Құбыр осінің бір нүктесіндегі турбуленттіліктің салыстырмалы деңгейін өлшеңіз ($n=10$).

5. Келесі формула бойынша деңгейді өлшеудегі орташа квадраттық қателікті есептеңіз:

$$S_{\varepsilon_U} = \sqrt{\frac{\sum(\Delta e'_i)^2}{n(n-1)}}$$

мұндағы $\Delta e'_i$ – өлшеулердің орташа мәннен ауытқуы, n – өлшеулер саны.

Төмендегі формула бойынша $\alpha=0,95$ ықтималдығы үшін сенімділік интервалын есептеңіз:

$$\Delta \varepsilon_U = t_{\alpha n} S_{\varepsilon_U}.$$

1-кесте.

Термоанемометрдің датчигін жылдамдық бойынша тарировкалау

№	\bar{U} , м/с	$\bar{E}(B)$	$\sqrt{\bar{U}}$	\bar{E}^2	Ескертпе
1					
2					
3					

Әдебиет

1. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. Перевод на русский язык. – М.: 1974. – 711 с.
2. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: 1987. – 840 с.
3. Абрамович Г.Н., Гиршович Г.А., Крашенинников С.Ю. и другие. Теория турбулентных струй. Изд. 2 – ое перераб. и доп. Под.ред. Г.Н. Абрамовича. – М: 1984. – 720 с.
4. Устименко Б.П., Змейков В.Н., Шишкин А.А. Термоанемометрические методы исследования турбулентности в газовых потоках и факелах. – Алма-ата: Наука, 1983.
5. Ярин Л.П., Генкин А.Л., Кукес В.И. Термоанемометрия газовых потоков. – Л: Машиностроение, 1983.

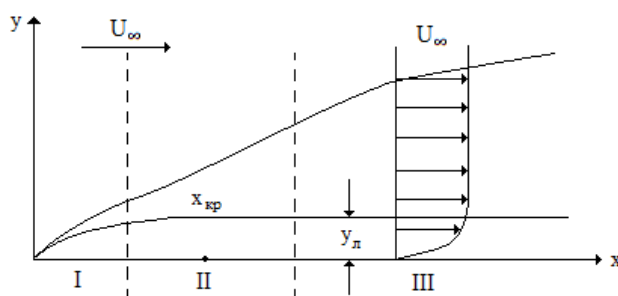
ПЛАСТИНАДАҒЫ ШЕКАРАЛЫҚ ҚАБАТТЫҢ ТУРБУЛЕНТТІК СИПАТТАМАЛАРЫН ЗЕРТТЕУ

Жұмыс мақсаты:

1. Ламинарлық қабаттың турбуленттік қабатқа ауысуы нүктесін анықтау.
2. Электрлік термоанемометрдің көмегімен шектес қабаттағы жылдамдықтың бойлық пульсацияларының және орташа жылдамдықтың профильдерін өлшеу.
3. Осциллограммалар бойынша жылдамдықтың әр профилі үшін алмасу коэффициенттерін табу.

Қысқаша теориялық кіріспе

Шекаралық қабатқа жүргізілген эксперименттік зерттеулер көрсетіп отырғандай, шекаралық қабаттағы ағыс айтарлықтай күрделі келеді. Пластинаның алдыңғы жиегіне жақын жердегі ағыс ламинарлық болса, кейінгі аймақ өтпелі болады, онда ағыстың ламинарлық режимі турбуленттік режимге ауысады. Осыдан кейін ағыс толықтай дамыған турбуленттік шекаралық қабатқа айналады [1].



1-сурет. Пластинадағы шекаралық қабат

Ламинарлық ағыс Рейнольдс санының критикалық мәнімен айқындалатын белгілі бір жағдайларда ғана тұрақты болады: $Re_{кр} = \frac{U_{\infty} x_{кр}}{\nu_{\infty}}$, мұндағы U_{∞} және ν_{∞} – қозбаған ағынның жылдамдығы және кинематикалық тұтқырлығы, $x_{кр}$ – өтпелі аймақтың басына және соңына сәйкес келетін координаталардың орташа мәніне тең болатын өту аймағының координатасы.

$Re > Re_{кр}$ мәндері кезінде шекаралық қабатта тоқтамайтын қозулар туындайды, ламинарлық ағыс тұрақсыз болып, турбуленттік ағысқа ауысады. Турбуленттік ағыс турбуленттіліктің жоғары деңгейімен ерекшеленеді. Турбуленттілік деңгейі немесе қарқындылығы жылдамдықтың орташа квадраттық пульсациясының дәл осы нүктедегі жылдамдықтың орташа мәніне деген қатынасымен анықталады.

$$\varepsilon_U = \frac{\sqrt{U'^2}}{U}.$$

Қабырғаның дәл жанында ламинарлық тұтқыр астыңғы қабат болады. Сондықтан қабырға жанындағы турбуленттіліктің екі қабаттық схемасы қабылданған: тұтқыр астыңғы қабат және ағынның турбуленттік өзегі. Ламинарлық астыңғы қабаттағы импульсті тасымалдау үрдістері молекулалық механизмнің көмегімен жүзеге асырылады және сондықтан $\tau_n = \mu \frac{\partial U}{\partial y}$ теңдеуі орын алады, ал ағынның турбуленттік өзегіндегі үйкеліс кернеуі ($\tau_T = -\rho \overline{U'v'}$) τ_n шамасынан бірнеше есе асады, яғни $\tau_T \gg \tau_n$.

Бұл заңдылықтар шекаралық қабаттағы жылдамдық пульсацияларының профилін айқындайды. Ағын орай

ағатын бетте және тұтқыр астыңғы қабатта турбуленттілік қарқындылығы нөлге тең (жабысу шарты). Осыдан кейін ламинарлық астыңғы қабаттың шекарасында ең жоғары мәніне жетеді, онда жоғары диссипациядан бөлек турбуленттіліктің туындауы дәрежесі де жоғары болады. Бұдан әрі қабырғадан алшақтаған кезде турбуленттілік қарқындылығы біртіндеп азаяды.

Шекаралық қабаттағы ағыстың негізгі қасиеті – оның сыртқы шекарасына жақын жерде алмасу жүреді, яғни пульсациялар ауысады, тыныш ағыстың аймақтарымен алмасады. Алмасу құбылысының анықталуы турбуленттік шекаралық қабатты эксперимент жүзінде зерттеудің ең маңызды нәтижелерінің бірі болып табылады. Турбуленттік қозулардың ағынның бағытында қозғалуына қарай, шекаралық қабаттың кез келген нүктесіндегі ағыс ламинарлық және турбуленттік қабат болып алма-кезек ауысады. Алмасу коэффициенті (γ) қозғалыс турбуленттік болатын уақыттың бүкіл бақылаған уақытқа деген қатынасы ретінде айқындалады [8].

$$\gamma = \frac{T_{\text{турб}}}{T_{\text{общ}}}.$$

Бұл $T_{\text{турб}}$ уақытын жылдамдықтар пульсацияларының осциллограммалары бойынша өлшеуге болады. Алмасу коэффициенті алмасуды мөлшерлік тұрғыдан сипаттайды және өлшеулер көрсеткендей, шекаралық қабатта $\gamma(y)$ шамасының көлденеңінен таралуы $y/\delta = 0,78$ кезінде ең жоғары мәні бар Гаусс қисығын айтарлықтай нақты сипаттайды. Алайда ескеретін жайт, бұл шекараның орналасу күйі өзгеруі мүмкін және сондықтан $1,0 > y/\delta > 0,4$ мәндер аралығы алмасу аймағы деп анықталады және дәл осы аймақта осциллографтардың

экрандарын қадағалау және осциллограммаларды бақылау қажет.

Қондырғының сипаттамасы және өлшеулер әдістемесі

Турбуленттік шекаралық қабатты зерттеу аэродинамикалық құбырдың жұмыс бөлігінің төменгі бетіне орнатылған пластинада жүргізіледі. Ағынның жылдамдығын (U_∞) 10 м/с шамасынан 30 м/с шамасына дейін реттеуге болады.

Орташа жылдамдықты және жылдамдықтың пульсацияларын өлшеу үшін СТБ-1 электрлік термоанемометрі пайдаланылады. Термоанемометрдің датчигін жылдамдық бойынша алдын-ала тарировкалап, $U = f(E)$ тарировкалау ауытқымасын алу қажет.

Датчикті жібі ағынға перпендикуляр күйде болатындай етіп орнату қажет. Орташа жылдамдықтың профилін және жылдамдықтың бойлық пульсацияларының профилін өлшеу үшін датчикті 0,1 мм-лік аралықпен қабырғадан алшақ жылжыту қажет. Дәл сол уақытта $y/\delta > 0,4$ аймағында осциллограммаларды бақылау және олар бойынша алмасу коэффициентін анықтау қажет. $T_{турб}$ және $T_{общ}$ уақытын осциллограмма бойынша өлшеңіз.

Ауысу аймағын анықтау үшін электрлік термоанемометрдің датчигін пластинаның алдыңғы жиегінің жанына, бетіне жақын орнату қажет ($y=1,0$ мм, 1,5 мм, 2 мм) және пластинаны бойлай жылжыту қажет, бұл кезде аспаптардың көрсеткіштерін жазып алыңыз. Ламинарлық шектес қабаттың, өтпелі аймақтың және толықтай дамыған турбуленттік шекаралық қабаттың ұзындығын анықтау үшін датчикті жылжыту барысында жылдамдық пульсациялары сипатының өзгеруін қадағалап отыру қажет.

Ламинарлық шекаралық қабатта пульсациялар төмен болады, өтпелі аймақтағы пульсациялардың амплитудасы жоғары болса да, пульсациялар сирек әрі кездейсоқ туындайды, турбуленттік аймақта пульсациялар көбейеді. Осы бақылаулар бойынша өтпелі аймақтың шекараларын және сәйкесінше $x_{кр}$ координатасының орташа мәнін анықтауға болады.

Тапсырма. Нәтижелерді математикалық тұрғыдан өңдеу

1. Электрлік термоанемометрдің датчигін алдын-ала жылдамдық бойынша тарировкалаңыз және $U = f(E)$ тарировкалау қисығын жасаңыз (№18 зертханалық жұмысты қараңыз).

2. Датчикті координаттыққа бекітіңіз және оны пластинаның алдыңғы жиегінің жанына, бетінен 1 мм қашықтықта орнатыңыз.

3. Аппаратураны қосыңыз және электрлік термоанемометрдің өлшеуіш арнасын теңдестіріңіз.

4. Аэродинамикалық құбырды қосыңыз және бақылау манометрі бойынша жылдамдықты анықтаңыз. $U_{\infty}, \varepsilon_0 \Big|_{x=0}$ мәнін анықтаңыз.

5. Датчикті пластинаны бойлай, одан 1, 1,5, 2 мм-лік қашықтықтарға жылжытыңыз және $\Delta x = 2$ см сайын аспаптардың көрсеткіштерін жазып отырыңыз. Пульсациялар сипатының өзгеруі бойынша ағыстың тиісті аймақтарының шекараларын анықтаңыз. $Re_{кр}$ мәнін анықтаңыз.

6. $\varepsilon_{U_0} = \frac{\sqrt{U'^2}}{\bar{U}} = f\left(\frac{x}{d}\right)$ тәуелділік графигін жасаңыз.

7. Ағыстың турбуленттік ағысынан 5 қиманы таңдап, жылдамдық пульсацияларының, орташа жылдамдықтың және алмасу коэффициентінің профильдерін өлшеңіз.

8. Орташа жылдамдықтың профильдерін ($\frac{U}{U_n} = f(\frac{y}{d})$),

жылдамдық пульсацияларының профильдерін ($\varepsilon_{U_0} = f(\frac{y}{d})$)

және жылдамдықтың салыстырмалы пульсацияларының профильдерін ($\varepsilon_U = f(\frac{y}{d})$), алмасу коэффициентінің

профильдерін ($\gamma = f(\frac{y}{d})$) жасаңыз.

9. Орташа жылдамдық пен жылдамдық пульсациялары өлшеулерінің қателігін бағалаңыз.

1-кесте.

$Re_{кр}$ мәнін анықтау

x, см	$y_0 = 1$ мм		$y_0 = 1,5$ мм		$y_0 = 2$ мм	
	$E, (B)$	$\sqrt{e'^2}, (mB)$	$E, (B)$	$\sqrt{e'^2}, (mB)$	$E, (B)$	$\sqrt{e'^2}, (mB)$
0						
2						
4						
6						

2-кесте.

Шекаралық қабаттағы жылдамдықтардың, жылдамдық пульсацияларының және алмасудың профильдері

$\frac{x}{y, мм}$	$E, (B)$	$\sqrt{e'^2}, (mB)$	γ	$\bar{U}, (м/с)$	ε_{U_0}	ε_U
0						
0,2						
0,4						
0,6						
0,8						
1,0						

Әдебиет

1. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. Перевод на русский язык. – М.: 1974. – 711 с.
2. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: 1987. – 840 с.
3. Абрамович Г.Н., Гиршович Г.А., Крашенинников С.Ю. и другие. Теория турбулентных струй. Изд. 2 – ое перераб. и доп. Под.ред. Г.Н. Абрамовича. – М: 1984. – 720 с.
4. Устименко Б.П., Змейков В.Н., Шишкин А.А. Термоанемометрические методы исследования турбулентности в газовых потоках и факелах. – Алма-ата: Наука, 1983.
5. Ярин Л.П., Генкин А.Л., Кукес В.И. Термоанемометрия газовых потоков. – Л: Машиностроение, 1983.

ЕРКІН ОСЫТІК-СИММЕТРИЯЛЫҚ АҒЫНШАНЫҢ ПУЛЬСАЦИЯЛЫҚ СИПАТТАМАЛАРЫН ЗЕРТТЕУ

Жұмыс мақсаты:

1. Термоанемометрлік әдіспен эксперимент жүзінде ағыншаның бастапқы, өтпелі аймақтарының көлденең қималарындағы және өсінің бойындағы пульсациялық сипаттамалардың таралуын зерттеу.

2. Ағыншаның бастапқы және негізгі аймақтарындағы жылдамдық пульсациялары өрісінің қалыптасу заңдылықтарындағы айырмашылықтарды анықтау.

Қысқаша теориялық кіріспе

Сұйық саңылаудан тыныштықтағы немесе қозғалыстағы ортаға аққан кезде ағындар жанасқан аймақта тангенстік үзілу беттері туындайды. Ағыстың жылдамдығы, температура, қоспаның концентрациясы сияқты параметрлер тангенстік үзілуге шалдығады; статикалық қысым болса үздіксіз таралады.

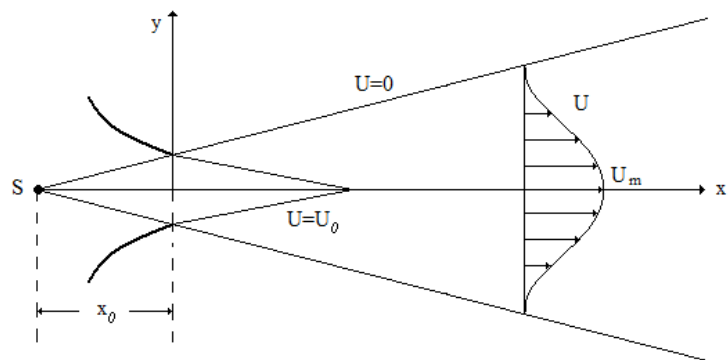
Тангенстік үзілудің тұрақсыз болуына байланысты оның бетінде алдымен толқындардың туындайтыны, кейін олардан ағынды бойлай қозғалатын құйындардың қалыптасып, дамитыны белгілі.

Бұл құйындар құрылымының арқасында олар жылу мен қоспа қозғалысының көлемін көлденеңінен тасымалдайды. Қозғалған кезде құйындардың мөлшері ұлғаяды, олар өзара әрекет етіп, ағынды бойлай және көлденеңінен ретсіз қозғалатын ірі және ұсақ құйындарды түзеді. Осының нәтижесінде ағынның шекарасына жақын жерде қоспа концентрациясының жылдамдығы мен температура үздіксіз таралатын түпкілікті қалыңдықты аймақ қалыптасады. Рейнольдс санының мәндері өте аз болған

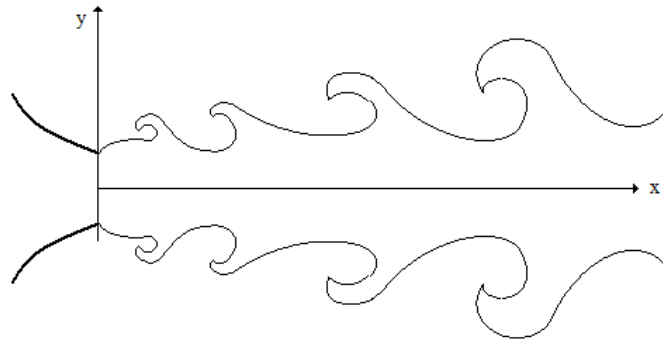
кезде ағыншалық шекаралық қабат ламинарлық болуы мүмкін.

Қоршаған ортаның тартып әкетілген бөлшектерінен және ағыншаның өзінің тежелген бөлшектерінен тұратын ағыншаны шекаралық қабаттың қалыңдауы бір жағынан көлденең қиманың ұлғаюына әкеп соқтырса, екінші жағынан шекаралық қабаттың ішкі шекараларының арасындағы аймақ болып табылатын ағыншаның ықтимал өзегінің тұрақты қысқаруына әкеп соқтырады. Ағыншаның принциптік сұлбасы 1-суретте бейнеленген. Ағыстың ықтимал өзегі болатын ағыншаның бөлігі бастапқы аймақ деп аталады.

2-суретте қыздырылған ағыншаның бастапқы аймағындағы ағыс бейнесінің түсірілімі келтірілген. Түсірілім импульсті түрде жарықтандыра отырып ИАБ-451 көлеңке аспабының көмегімен алынды, ол температура құбылуының таралуының лездік бейнесін көрсетеді. Түсірілімге қарап отырып толқындық қосулардың басталуы, құйындардың қалыптасуы және бұзылуы аймақтарын анықтауға болады.



1-сурет. Осьтік-симметриялық еркін ағыншаның сұлбасы



2-сурет. Осьтік-симметриялық еркін ағыншаның бастапқы аймағындағы ағыстың бейнесі

Осы түсірілімде қосулар туындай бастаған аймақтағы және бастапқы аймақтың соңындағы жылдамдық пульсациялары осциллограммаларының пішіндері көрсетілген. Рейнольдс сандары жоғары болған кезде бастапқы қосулар бастапқы аймақтың соңындағы жылдамдық құбылуының жиілігімен салыстырғанда жылдамдық қосуының жоғары жиілігін тудырады. Бұған бастапқы құйындардың жұптап бірігуі арқылы бастапқы аймақ аяқталғанға дейін ірі құйындардың қалыптасып үлгеруі себеп болады. Бастапқы аймақ туындайтын аумақтағы және бастапқы аймақ аяқталған уақыттағы құйындардың мөлшерлеріне салыстырмалы бағалауды ағыс бейнесінің түсірілімі бойынша жасауға болады (2-суретті қараңыз).

Көптеген тәжірибелер көрсетіп отырғандай, ағыстың бүкіл аймағындағы статикалық қысымның тұрақтылығы еркін ағыншаның негізгі қасиеттерінің бірі болып табылады, осының салдарынан ағыншаның ықтимал өзгегіндегі жылдамдық тұрақты болып қалады. Бастапқы аймақтың шегінен тыс жерде ағыншаның шайылуы оның қалыңдауы түрінде ғана емес, өсінің бойындағы жылдамдықтың өзгеруі түрінде де болады.

Бастапқы аймақтың соңына дейінгі біршама қашықтықта ағыншалық ағыс шексіз шағын мөлшерлі көзден (нүктеден) шыққан сұйықтық ағысының түріндей түрге ие болады; ағыншаның бұл аймағы негізгі деп аталады. Ағыншаның негізгі және бастапқы аймақтарының арасында өтпелі аймақ бар.

Ағыншадағы Рейнольдстің критикалық санының мәндері $5 \div 10$ мәніне тең екені белгілі, сондықтан жағдайлардың басым бөлігінде ағыншалардағы ағыс турбуленттік болады. Бұл кезде жылдамдық, қысым, температура және басқа да параметрлер бейберекет пульсациялап, уақытта, сол сияқты кеңістікте үздіксіз өзгеріп отырады.

Турбуленттік ағыншадағы жылдамдық өрісінің ($U(x, y, z, t)$) немесе басқа параметрдің лезде іске асырылуының қызығушылық тудырмайтыны анық және ағысты сипаттау үшін пульсациялардың жалпыланған сипаттамаларын ғана ескеретін орташаланған параметрлерді бөліп алуға мүмкіндік беретін қандай да бір статистикалық тәсілдер қажет.

Турбуленттік ағыншада кез келген нүктедегі жылдамдықтың құрамдас бөлшектерін уақыт бойынша орташа және пульсациялық құрамдас бөлшектерге бөлуге болады:

$$U = \bar{U} + U', \quad v = \bar{v} + v', \quad W = \bar{W} + W'$$

Уақыттың белгілі бір түпкілікті аралығының мәндерін орташалаған кезде U', v', W' пульсациялық құрамдас бөлшектері жоғалады, алайда жергілікті немесе жалпы орташа жылдамдыққа жатқызылған олардың

$$\sqrt{\overline{U'^2}}, \quad \sqrt{\overline{v'^2}}, \quad \sqrt{\overline{W'^2}}$$

орташа квадраттық шамалары турбуленттік ағыншаның алғашқы статистикалық сипаттамаларын – түрлі

бағыттардағы турбуленттілік қарқындылығын айқындайды.

Қазіргі уақыт сәтінде (t) кеңістіктегі екі нүктені: $M_1(x_1, y_1, z_1)$ және $M_2(x_2, y_2, z_2)$ нүктелерін алайық; осы нүктелердегі жылдамдық пульсацияларының проекциясын сәйкесінше U'_1, v'_1, W'_1 және U'_2, v'_2, W'_2 етіп белгілейік.

$$\begin{pmatrix} \overline{U'_1 U'_2} & \overline{U'_1 v'_2} & \overline{U'_1 W'_2} \\ \overline{v'_1 U'_2} & \overline{v'_1 v'_2} & \overline{v'_1 W'_2} \\ \overline{W'_1 U'_2} & \overline{W'_1 v'_2} & \overline{W'_1 W'_2} \end{pmatrix}$$

кестесі бар екінші санатты тензор (көбінесе симметриялық болмайды).

Пульсациялық жылдамдықтардың арасындағы екі нүктелі корреляция сәттерін тензор деп атайық. M_1 және M_2 нүктесін бағыттау арқылы шектегі бір нүктелі байланыс сәттерінің симметриялық тензоры аламыз:

$$\begin{pmatrix} \overline{U'^2} & \overline{U'v'} & \overline{U'W'} \\ \overline{v'U'} & \overline{v'^2} & \overline{v'W'} \\ \overline{W'U'} & \overline{W'v'} & \overline{W'^2} \end{pmatrix},$$

оның компоненталары турбуленттік кернеулер тензорының компоненталарынан тұрақты көбейткішпен (- ρ) ғана айырылады. M_1 нүктесін M_2 нүктесінен алшақтата отырып, статистикалық тұрғыдан өзара байланысты екі нүктелі байланыс сәттерін аламыз. Үлкен қашықтықтағы шекте осы тензордың компоненталары нөлге ұмтылатын болады.

$$R_{uv} = \frac{\overline{U'v'}}{\sqrt{\overline{U'^2}} \cdot \sqrt{\overline{v'^2}}}$$

шамасы пульсациялайтын екі кездейсоқ U' және v' шамаларының арасындағы корреляция коэффициенті деп аталады.

Егер U' және v' шамаларының арасында статистикалық байланыс болмаса, осы шамалар көбейтілген айтарлықтай көп уақыт аралығындағы орташа интегралдық мәнге тең болатын бөлінгіш нөлге тең болады. Егер U' және v' пульсациялайтын шамалары толықтай байланысқан болса, қалыптаудың қабылданған тәсілінің арқасында корреляция коэффициенті фазалардың айырмасына байланысты ± 1 шамасына тең болады. Нөл мен бірдің арасындағы корреляция коэффициентінің абсолюттік мәндері байланыстың аралық дәрежелеріне сәйкес келетін болады. Корреляция коэффициенті кездейсоқтық элементі болатын пульсациялайтын екі шаманың арасындағы байланыс шамасын сипаттайды. Корреляция коэффициентінің таралу пішіні бойынша турбуленттік үйкеліс және турбуленттілік масштабы сияқты маңызды статистикалық сипаттамаларды анықтауға болады.

Қондырғының сипаттамасы және өлшеулер әдістемесі

Еркін осьтік-симметриялық ағыншаны зерттеу үшін диаметрі 3 см болатын домалақ қималы соплодан шығу жеріндегі жылдамдықтың профилі біркелкі болатын ағыншаны алуға мүмкіндік беретін қондырғы пайдаланылады. Бастапқы жылдамдық мотордың шарғысына берілетін кернеумен реттеледі. Бойлық пульсацияны ($\sqrt{U'^2}$), көлденең пульсацияны ($\sqrt{v'^2}$) және корреляция коэффициентін ($R_{uv} = \frac{\overline{U'v'}}{\sqrt{\overline{U'^2}} \cdot \sqrt{\overline{v'^2}}}$) өлшеу үшін қондырманың жібін ағыншаның негізгі таралу

бағытына қатысты $\alpha=45^0$ шамасымен үш рет бұрау әдістемесі пайдаланылады, бұл әдістеме [6] жұмысында сипатталған.

1 кесте.

Жылдамдықтың және жылдамдық пульсациялары қарқындылығының ағыншаның осін бойлай таралуы

$\frac{x}{d}$	$E, (B)$	$\sqrt{e'^2}, (mB)$	$\frac{U}{U_0}$	$\frac{\sqrt{U'^2}}{U_0}$

2 кесте.

Ағыншаның көлденең қималарындағы жылдамдық пульсацияларының жылдамдығы мен қарқындылығының профильдері

$\frac{y}{d}$	$E, (B)$	$\sqrt{e'^2}, (mB)$	$\frac{U}{U_0}$	$\frac{\sqrt{U'^2}}{U_0}$

Әдебиет

1. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. Перевод на русский язык. – М.: 1974. – 711 с.
2. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: 1987. – 840 с.
3. Абрамович Г.Н., Гиршович Г.А., Крашенинников С.Ю. и другие. Теория турбулентных струй. Изд. 2 –ое перераб. и доп. Под.ред. Г.Н. Абрамовича. – М: 1984 – 720 с.
4. Устименко Б.П., Змейков В.Н., Шишкин А.А. Термоанемометрические методы исследования турбулентности в газовых потоках и факелах. – Алма-ата: Наука, 1983.
5. Ярин Л.П., Генкин А.Л., Кукес В.И. Термоанемометрия газовых потоков. – Л: Машиностроение, 1983.
6. Хинце О. Турбулентность. ФМЛ, 1963.

МАЗМҰНЫ

Алғысөз	3
№1 арнайы зертханалық жұмыс. Микроманометрді тарировкалау	4
№2 арнайы зертханалық жұмыс. Прандтль түтігін және цилиндрлік кондырғыны тарировкалау	16
№3 арнайы зертханалық жұмыс. Сфералық кондырғыны тарировкалау	39
№4 арнайы зертханалық жұмыс. Аэродинамикалық құбырдың жұмысын зерттеу	47
№5 арнайы зертханалық жұмыс. Шар мен цилиндрдің үстіңгі бетінде қысымның таралуын зерттеу	67
№6 арнайы зертханалық жұмыс. Дөңгелек тегіс құбырдың гидравликалық кедергісін өлшеу	74
№7 арнайы зертханалық жұмыс. Ағын нашар орай ағатын денелердің артында қалатын іздегі сығылмайтын сұйықтың қозғалысын зерттеу	82
№8 арнайы зертханалық жұмыс. ЭГДА әдісімен ағынның циркуляциясыз цилиндрді орай ағуын зерттеу	95
№9 арнайы зертханалық жұмыс. Циркуляциялық орай ағу туралы тапсырманы ЭГДА әдісімен шешу	109
№10 арнайы зертханалық жұмыс. Пластинадағы ламинарлық және турбуленттік шекаралық қабаттарды зерттеу	122
№11 арнайы зертханалық жұмыс. Турбуленттік шекаралық қабаттың бетіндегі үйкеліс коэффициентін Клаузер әдісімен анықтау	136
№12 арнайы зертханалық жұмыс. Пластинадағы шекаралық қабаттағы беттік үйкелісті Престон әдісімен өлшеу	144
№13 арнайы зертханалық жұмыс. Сығылмайтын сұйықтың қабырға жанындағы жазық турбуленттік ағынын зерттеу	154
№14 арнайы зертханалық жұмыс. Жазық турбуленттік қабырға жанындағы изотермикалық емес ауа ағыншасы.	166
№15 арнайы зертханалық жұмыс. Жазық еркін ағыншаны зерттеу	174
№16 арнайы зертханалық жұмыс. Сығылмайтын сұйықтың осьтік-симметриялық еркін ағыншасын зерттеу	183
№17 арнайы зертханалық жұмыс. Осьтік-симметриялық еркін изотермикалық емес ағыншаны зерттеу	195
№18 арнайы зертханалық жұмыс. Тұрақты температуралы термоанемометрдің жұмысын зерттеу	205
№19 арнайы зертханалық жұмыс. Пластинадағы шекаралық қабаттың турбуленттік сипаттамаларын зерттеу	215
№20 арнайы зертханалық жұмыс. Еркін осьтік-симметриялық ағынның пульсациялық сипаттамаларын зерттеу	222