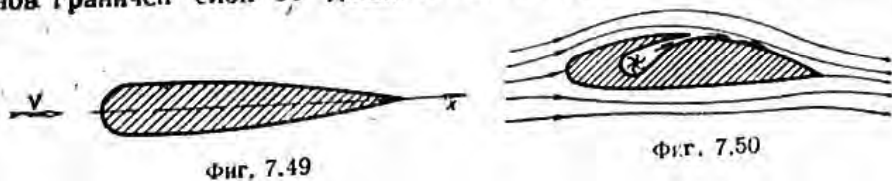


Проф. инж. ВЕНЦЕСЛАВ Х. МАДЖИРСКИ

МЕХАНИКА НА ФЛУИДИТЕ

ИЗДАТЕЛСТВО „ТЕХНИКА“
СОФИЯ, 1991

Изсмукването на граничния слой се реализира, като непосредствено пред точката на откъсване през процеп в стената се изсмуква умореният граничен слой и на негово място се формира нов граничен слой от дошлите от вътрешността на течението



Фиг. 7.49

Фиг. 7.50



Фиг. 7.51



Фиг. 7.52

флуидни частици, които имат по-голяма енергия и могат да преодолеят без откъсване следващия закъснителен участък. При необходимост изсмукването се прилага неколкостранно, с което става възможно да се реализират течения без откъсване в дълги дифузори участъци и при това с голям ъгъл на разширение. В последно време се правят успешни опити за приложение на непрекъснатото изсмукване с помощта на дискретни отвори или създаване на порьозни стени, през които изсмукването се извършва много по-ефективно. На фиг. 7.51 е показано изсмукване на граничен слой на обтечено симетрично крило през процеп, разположен на горната му повърхнина недалеч от задния ръб. Експериментът показва, че изсмукването допринася за увеличаване на подемната сила, а също така и за изместване назад на точката на прехода от ламинарен в турбулентен граничен слой, което от своя страна влияе за намаляване и на съпротивлението от триене. На фиг. 7.52 е показана снимка на течение в силно разширяващ се канал при двукратно изсмукване на пристенния слой. Вижда се как течението се извършва без откъсване и се получава такава картина, която съответствува на течението на идеален флуид.

Съществуват и други средства за управление на граничния слой, например чрез привеждане на обтечената стена в движение

по посока на течението. Този начин обаче е свързан с големи конструктивни затруднения. Сега се провеждат експериментални изследвания относно управлението на граничен слой с вихри и електродинамични средства, които все още представляват научен интерес.

VIII. ТЕЧЕНИЯ СЪС СЪПРОТИВЛЕНИЯ

Течението на реалните флуиди в тръби и канали, а също така край повърхнините на обтечени тела винаги е съпроводено с възникване на съпротивление срещу движението, което бива два вида: *съпротивление от триене* и *местно съпротивление*, респ. съпротивление от форма. Съпротивлението от триене се определя от тангенциалното напрежение τ_0 , което стените упражняват върху флуида срещу движението му, посредством полепналите по тях флуидни частици. То се появява в правите участъци на каналните течения или по повърхнината на обтечените тела обикновено до точката на откъсване на течението. Местните съпротивления в каналните течения или съпротивлението от форма на обтечените тела са резултат от откъсване на течението и вихрообразуване в дифузори участъци или в други местни препятствия и смущения. За непрекъснатото преодоляване на съпротивлението флуидът изразходва част от механичната си енергия, която преминава необратимо в топлина. Вследствие на необратимостта на процеса тази енергия не е възстановима и еквивалентната ѝ топлинна енергия по принцип е неизползуваема за полезни цели, поради което се нарича загубена механична енергия.

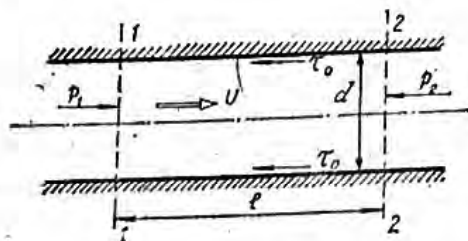
Съпротивлението съществува както при ламинарните, така и при турбулентните течения в тръби и канали, при движението на тела във флуид, а също така и в струйните течения. Разбира се, то е нежелано явление в практиката и неговото намаляване е много важна инженерна задача, която предполага добро познаване на изчислителните методи за определянето му.

8.1. СЪПРОТИВЛЕНИЕ НА ТЕЧЕНИЕ В ПРАВА ТРЪБА С ПОСТОЯННО НАПРЕЧНО СЕЧЕНИЕ

Разглежда се развито ламинарно или турбулентно течение в права тръба с постоянно напречно сечение с диаметър d . Изследва се участъкът между напречните сечения 1—1 и 2—2 (фиг. 8.1),

които отстоят едно от друго на разстояние l . От уравнението на Бернули, приложено за две сечения по токовата линия на реален флуид, следва

$$\frac{\rho u_{1m}^2}{2} + p_1 + \rho g z_1 = \frac{\rho u_{2m}^2}{2} + p_2 + \rho g z_2 + p_3,$$



Фиг. 8.1

където p_3 е изразходваната механична енергия на флуида за преодоляване на съпротивлението от триене в участъка между сеченията 1-1 и 2-2. Тъй като за хоризонтална тръба с постоянен диаметър средните по сечението скорости са равни ($u_{1m} = u_{2m}$) и $z_1 = z_2$, от Бернулиевото уравнение следва равенството

$$p_3 = p_1 - p_2. \quad (8.1)$$

Следователно при равномерно установено движение на реален флуид в хоризонтална тръба с постоянно напречно сечение изразходваната флуидна енергия за преодоляване на съпротивлението от триене е за сметка само на енергията на налягане, в резултат на което налягането намалява по дължина на течението.

Очевидно в разглеждания случай резултантната сила на натиск

$$P = (p_1 - p_2) \frac{\pi d^2}{4}$$

е движещата сила, която единствено уравновесява силата от триене при стената $X = \tau_0 \pi d l$.

От условието $P = X$ следва

$$p_3 = p_1 - p_2 = 4 \tau_0 \frac{l}{d} \left[\frac{N}{m^2} = \frac{J}{m^3} \right]. \quad (8.2a)$$

Прието е p_3 да се нарича загуба на налягане и представлява от-

несената към единица флуиден обем загубна енергия за преодоляване на съпротивителното действие на τ_0 . Загубната енергия може да се отнесе и към единица маса и да се бележи с H_3 , така че

$$H_3 = \frac{p_3}{\rho} = 4 \tau_0 \frac{l}{\rho d} = 4 \frac{l}{d} \frac{\tau_0}{\rho}. \quad (8.2b)$$

Определянето на τ_0 по теоретичен път е възможно за ламинарните течения, но също и за турбулентните, където чрез $V_* = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}}$ тангенциалното напрежение при стените подлежи на опитно определяне. Това е наложило да се намерят емпирични или полумемпирични зависимости за пресмятане на загубите на енергия от триене и за да бъдат универсални, са изградени въз основа на теорията на подобие. За равномерно течение в права тръба, което е без свободна повърхнина, при съобразяване на параметъра $\frac{d}{k}$ (относителна гладкост) като условие за геометрично подобие критериалното уравнение на Ойлер (7.10) може да се запише във вида

$$Eu = f \left(Re, \frac{d}{k} \right).$$

Като се използва средната скорост u_m по напречното сечение, Ойлеровият критерий може да се напише така:

$$Eu = \frac{p_3}{\rho u_m^2 / 2}.$$

Тъй като по уравн. (8.2) p_3 е пропорционално на $\frac{l}{d}$, от критериалното уравнение се получава

$$p_3 = \lambda \left(Re, \frac{d}{k} \right) \frac{l}{d} \rho \frac{u_m^2}{2}, \quad (8.3a)$$

където

$$Re = \frac{d u_m}{\nu}$$

или в размерност m

$$\frac{p_3}{\rho g} = h_3 = \lambda \frac{l}{d} \frac{u_m^2}{2g}. \quad (8.3b)$$

В получения израз (8.3) λ е коефициент на тръбното хидравлично съпротивление, наричано още линейно съпротивление, тъй като е пропорционално на дължината на разглеждания участък на тръбата. В най-общия случай коефициентът λ е функция на Рейнолдсовото число и градините на стената, респ. относителната гладкост d/k , т. е.

$$\lambda = f\left(\text{Re}, \frac{d}{k}\right).$$

Получената зависимост (8.3) има универсален характер и може успешно да се използва както за ламинарни, така и за турбулентни течения.

Зависимости за определяне на коефициента λ

По-нататък задачата е да се определи функцията λ с аргумент Re и параметър $\frac{d}{k}$. От съпоставянето на (8.2) и (8.3) между коефициента на линейно съпротивление λ и пристенното тангенциално напрежение τ_0 се получава зависимостта

$$\lambda = \frac{8\tau_0}{\rho u_m^2}, \quad (8.4)$$

която по-нататък при използване на връзката между тангенциалното напрежение и разпределението на скоростта служи като основа за определяне на коефициента λ .

Ламинарно течение. При ламинарните течения за коефициента на линейно съпротивление от (7.41) се получава изразът

$$\lambda = \frac{8\tau_0}{\rho u_m^2} = \frac{8}{\rho u_m^2} \frac{8\nu \rho u_m}{d},$$

откъдето

$$\lambda = \frac{64}{\text{Re}}. \quad (8.5)$$

Следователно при ламинарните течения коефициентът λ зависи само от Рейнолдсовото число.

Турбулентни течения в хидравлично гладки тръби. За турбулентни течения в хидравлично гладки тръби Блазиус е предложил степенния закон за съпротивлението

$$\lambda = \frac{a}{(\text{Re})^m},$$

който съответствува много добре на степенния закон за разпределението на скоростта.

Числените стойности на константата a и показателя m са еднозначно свързани със стойностите на показателя n и за $\text{Re} = 2,3 \cdot 10^3 \div 5 \cdot 10^4$ те са съответно $a = 0,316$ и $m = 0,25$, откъдето за λ се получава

$$\lambda = \frac{0,316}{\sqrt{\text{Re}}}. \quad (8.6)$$

По-универсален е логаритмичният закон за съпротивлението, който съответствува на логаритмичния закон за профила на скоростта. Като се вземе под внимание уравн. (8.4), се получава изразът

$$\frac{\tau_0}{\rho} = \frac{\lambda}{8} u_m^2 = V_*^2 \quad \text{или} \quad \frac{u_m}{V_*} = \sqrt{\frac{8}{\lambda}},$$

който, заместен в уравн. (7.103б), довежда до зависимостта

$$\sqrt{\frac{8}{\lambda}} = \frac{u_m}{V_*} = 5,75 \lg \frac{RV_*}{\nu} + 1,75$$

$$\text{или} \quad \frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2,02 \lg \frac{RV_*}{\nu} + 0,615. \quad (8.7)$$

Много по-точни са формулите на Никурадзе

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2 \lg \frac{RV_*}{\nu} + 0,5 \quad (8.8)$$

и на Прандтл

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2 \lg (\text{Re} \sqrt{\lambda}) - 0,8, \quad (8.9)$$

които имат много добро съответствие с действителността за турбулентно течение в хидравлично гладки тръби до $\text{Re} = 3 \cdot 10^6$, а дори и повече.

Получените изрази (8.6), (8.7) и (8.8) доказват, че и при течения в хидравлично гладки тръби коефициентът на линейно съпротивление зависи само от Re . Тези изрази обаче дават за зависимостта $\lambda = f(\text{Re})$ в неявен вид, което създава известни труд-

ности при пресмятането на коефициента λ . Ето защо Никурадзе предлага друга, сравнително точна и по-удобна за използване полуемпирична формула

$$\lambda = 0,0032 + \frac{0,221}{(Re)^{0,237}} \quad (8.10 \text{ а})$$

а Конаков

$$\lambda = \frac{1}{(1,81 \lg Re - 1,5)^2} \quad (8.10 \text{ б})$$

Турбулентни течения в хидравлично грапави тръби. В съответствие с логаритмичния закон за разпределение на скоростта, респ. уравн. (7.106) и (8.4), може да се запише равенството

$$\sqrt{\frac{8}{\lambda}} = 5,75 \lg \frac{d}{2k} + 4,75$$

или

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2 \lg \frac{d}{2k} + 1,7. \quad (8.11 \text{ а})$$

Въз основа на данни от опита Никурадзе коригира получения израз, като предлага формулата

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2 \lg \frac{d}{2k} + 1,74. \quad (8.11 \text{ б})$$

За преходната област между хидравлически гладката и грапавата област последната зазисимост приема вида

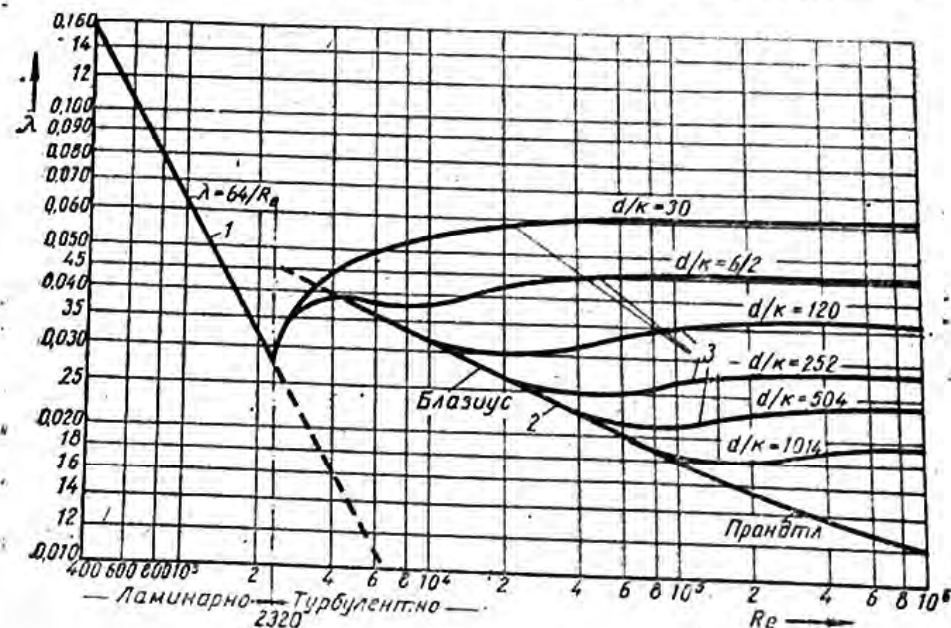
$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2 \lg \left(\frac{d}{2k} \right) = f \left(\frac{kV_*}{\nu} \right). \quad (8.11 \text{ в})$$

Друга формула, която може да се използва също за преходната област, е формулата на Калеврок

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2 \lg \left[\frac{2k}{7,4d} + \frac{2,51}{Re \sqrt{\lambda}} \right]. \quad (8.12)$$

Опитно определяне на коефициента на линейно съпротивление. Коефициентът $\lambda = f \left(Re, \frac{d}{k} \right)$ е изследван опитно от Ни-

курадзе (1933), който е нагряпвал изкуствено тръбната стена чрез полевване на пясъчни зърна с еднаква големина k и форма (равномерна грапавост). Измерил е p_0 в зависимост от u_m и по (8.3) е определял коефициента λ . Резултатите са показани на



Фиг. 8.2

фиг. 8.2 в логаритмични координатни мащаби, чрез които степенните функции от вида $\lambda = aRe^n$ преминават в линейни.

Низходящата права $\lambda = \frac{64}{Re}$ (кривата 1) се отнася за ламинарните течения, които по принцип съществуват за $Re < 2320$. При $Re \approx 2320 \div 3000$ настъпва преход на ламинарно в турбулентно течение, при който λ рязко нараства с увеличаване на Re , като остава също така независим от грапавината. След завършване на прехода от ламинарно в турбулентно течение характерът на кривата $\lambda = f(Re)$ е различен в зависимост от относителната гладкост $\frac{d}{k}$. В турбулентната област кривата Блазиус—Прандтл (кривата 2) се отнася за хидравлично гладки тръби, като формулата на Блазиус (8.6) има добро съответствие за $Re < 5 \cdot 10^4$, а за по-големите стойности на Re — формулата на Прандтл (8.9).

При турбулентните течения в хидравлично грапави тръби ($k > \delta_0$) тангенциалното напрежение при стената τ_0 се увеличава и λ започва да нараства с Re и клони асимптотично към $\lambda = \text{const}$,

съответстващо на хидравлически грапавото състояние, респ. на параметъра $\frac{d}{k}$. Това са семейството криви 3, които дават стойността на коефициента λ за турбулентното течение в хидравлично грапави тръби, при което съпротивлението е пропорционално само на квадрата на скоростта и в този смисъл семейството криви 3 дефинират т. нар. *квадратна област* на линейното съпротивление.

От графиката се вижда съществуването на преход от течение в хидравлично гладки към течение в хидравлично грапави тръби, при който се наблюдава леко изкривяване на семейството криви при сливането им с кривата 2. Този преход за различните стойности на параметъра $\frac{d}{k}$ се извършва при различните Re и следователно една и съща тръба при едни условия може да бъде хидравлично гладка, а при други хидравлично грапава. В преходната област коефициентът λ зависи както от Re , така също и от $\frac{d}{k}$, т. е. тя се характеризира с т. нар. *смесено третиране*. Разбира се, споменатият преход зависи от условията на течението и по-специално от дебелината на ламинарния подслой, който вече, както е известно, намалява с увеличаване на Re .

Графично представените резултати на Никурдзе, както и уравненията (8.11) важат за равномерна по големина и геометрия грапавост. В този случай при изтъняването на вискозния подслой с увеличаване на Re върховете на всички грапавини излизат едновременно от него, с което се предизвиква видима граница за края на хидравлично гладката област. Използуваните обаче в техниката материали за изработване на тръби се различават един от друг не само по средната височина на грапавината k . Опитът показва, че дори при една и съща средна грапавина тръби от различен материал имат различни стойности на коефициента λ в зависимост от формата, гъстотата, разположението на грапавините и т. н. Отчитането на тези фактори практически е невъзможно, което е наложило въвеждането на понятието *еквивалентна грапавост*. Тя представлява височината на равномерни грапавини, които имат същия коефициент на съпротивление λ както тръбите с естествени грапавини. Следователно еквивалентната грапавина на тръби от различен материал не се определя с непосредствено измерване на височината на грапавините, а чрез хидравлични измервания на съпротивлението и използването на (8.11 б). В табл. 8.1 са дадени определени по този начин средни стойности на k за различни видове тръби, употребявани в техниката.

На фиг. 8.3 е показана зависимостта $\lambda = f(Re, \frac{d}{k})$ за тръби с естествена грапавост, получена от Г. А. Мурин. В нея с прекъс-

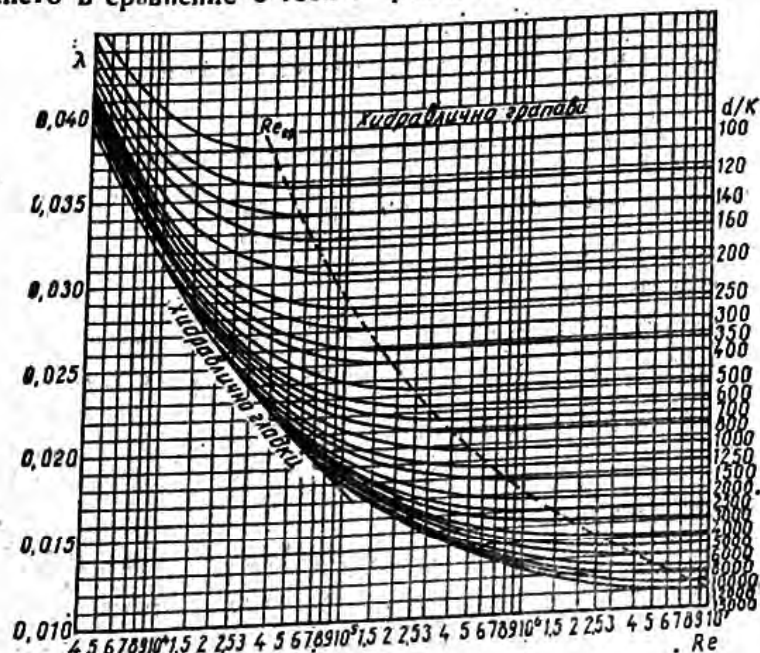
Таблица 8.1

Материал	Състояние на тръбите	k , mm
Изтеглени тръби от стъкло, мед, месинг, бронз, алуминий и леки сплави, пластмаси и др.	Нови, технически гладки	0—0,015
Заварени стоманени тръби	Нови Умерено ръждясали Силно корозирали	0,05—0,10 0,15—0,20 до 3
Галванизирани стоманени тръби	Нови	0,12—0,15
Чугунени тръби	Нови, измазани с цимент или асфалт Нови неизмазани Ръждясали Силно ръждясали	до 0,12 0,25 до 1,5 до 3
Азбесто-циментови тръби (етернит и др.)	Нови	до 0,1
Бетонни тръби и канали	Нови, стоманобетон с грижливо загладена замазка Нови, центрофугиран бетон със загладена замазка Нови, без замазка Канали от стоманобетон със загладена замазка след дългогодишна експлоатация	до 0,15 0,15 0,2—0,8 0,2—0,3 и повече

вана линия е отбелязана границата между преходната област и хидравлично грапавата. Характерно тук е, че преходът от хидравлично гладката област към преходната не става внезапно както при опитите на Никурдзе. Обикновено за квадратичната област коефициентът λ се отчита от графики от вида на показаната на фиг. 8.3, която се отнася за стоманени тръби. Тъй като съществува известна несигурност за абсолютно точното определяне на коефициента λ , налага се известно разумно преоразмеряване. Предвид и на обстоятелството, че при експлоатиране грапавините на тръбните стени се увеличават по височина, коефициентът може да бъде определен и по графиката на Никурдзе, като относителната гладкост се определя с помощта на еквивалентната грапавост по табл. 8.1.

Изложената методика за изчисляване на загубите на налягане се отнася за течения в кръгли прави тръби в участъка на раз-

вито ламинарно или турбулентно течение. За определянето на загубите от триене в началния участък трябва да се съобрази по-големият пад на налягане за единица дължина в посока на движението в сравнение с този в развитото течение в съответствие



Фиг. 8.3

с изложеното в т. 7.3 за ламинарно течение и т. 7.9 за турбулентно.

В практиката се използват и канали с некръгло сечение. Както е известно, при турбулентните течения пристенното тангенциално напрежение τ_0 се влияе главно от условията в близост на стената и практически не зависи от формата на напречното канално сечение. Тогава равенството на съпротивителната сила $X = \Pi l \tau_0$ и силата на натиск $P = p_0 f$ може да се запише така:

$$p_3 f = \Pi l \tau_0$$

или

$$p_3 = \frac{\Pi}{f} l \tau_0 = 4 \frac{l}{d_h} \tau_0, \quad (8.13)$$

където Π е периметърът на сечението; f — лицето на сечението; $d_h = \frac{4f}{\pi} = 4r_h$ е т. нар. хидравличен диаметър, който е равен на

четири пъти хидравличен радиус, дефиниран с отношението $r_h = \frac{\Pi}{4}$.

Тогава за пресмятане на линейното съпротивление може да се използва уравн. (8.3), като в него d се замени с d_h и съответно $\frac{d}{k}$ с $\frac{d_h}{k}$ и $Re = \frac{u_m d_h}{\nu}$, което приема вида

$$p_3 = \lambda \frac{l}{d_h} \rho \frac{u_m^2}{2}. \quad (8.14)$$

При ламинарните течения обаче формата на напречното сечение оказва известно влияние върху съпротивлението, за което се въвежда корекция във формулата за коефициента λ посредством множителя n , т. е.

$$\lambda = n \frac{64}{Re}. \quad (8.15)$$

Стойностите на корекционния множител n за правоъгълно сечение със страни a и b са дадени в табл. 8.2.

Таблица 8.2

a/b	1	1,25	1,5	2	3	4	4	10
n	0,889	0,898	0,9191	0,971	1,066	1,14	1,19	1,3

Хидравлично съпротивление в открити канали

Намерените зависимости могат да се приложат и за равномерни течения в открити канали или когато течността изпълва частично тръбата, т. е. за течения със свободна повърхнина, която най-често граничи с атмосферата. В такива случаи обиколната повърхнина (намокреният периметър) на напречното сечение се пресмята само от онези части на каналните стени, които се намират в допир с течността (намокрените части). Свободната повърхнина не се взема под внимание, тъй като се предполага, че там не действуват тангенциални напрежения срещу движението на течността.

Тъй като навсякъде по свободната повърхнина налягането е еднакво (най-често атмосферното) и средната скорост по всяко напречно сечение е една и съща (предполага се, че сечението на

канала е непроменено), загубената енергия може да се компенсира само за сметка на потенциалната енергия на флуида, т. е. от намаляването на геодезичната височина z . Ето защо, за да има равномерно течение, откритият канал е наклонен по посока на течението. От (8.3) следва

$$h_3 = \frac{p_1 - p_2}{\rho g} = z_1 - z_2 = \lambda \frac{l}{d_h} \frac{u_m^2}{2g} \quad (8.16 \text{ а})$$

Получената зависимост показва, че на разстояние l по дължината му каналът трябва да намали геодезичната си височина с $\Delta z = z_1 - z_2$. Оттук следва

$$\frac{\Delta z}{l} = i = \frac{\lambda}{d_h} \frac{u_m^2}{2g}, \quad (8.16 \text{ б})$$

където i се нарича *наклон на канала*, тъй като $i = \frac{\Delta z}{l} = \sin \alpha$;

α — ъгълът, който каналът сключва с хоризонталата.

За практически изчисления на загубите коефициентът λ може да се определи например по (8.10). Като се пресметне u_m от (8.16 б), се получава т. нар. формула на Шези (1755), която е намерила голямо приложение в строителната хидравлика:

$$u_m = \sqrt{\frac{4r_h}{\lambda} 2gi} = c \sqrt{r_h i}, \quad (8.17)$$

където $c = \sqrt{\frac{8g}{\lambda}}$.

За коефициента c са получени много експериментални данни за квадратичната област, когато коефициентът λ не зависи от Re . В 1889 г. Манинг е предложил формулата, в която скоростта на течението се изразява чрез някакъв параметър на грапавината, а също така чрез хидравличния радиус r_h и наклона i , т. е.

$$u_m = \frac{1}{k} Re^{2/3} i^{1/2}, \quad (8.18)$$

където k е еквивалентната грапавост.

Като се сравни полученият израз с формулата на Шези, се вижда, че

$$c = \frac{1}{k} r_h^{1/6}.$$

Тази формула е получена в резултат на измервания в канали с различна грапавина на стените и напречни сечения при достатъчно големи Рейнолдсови числа, които да съответствуват на условията за течение в хидравлично гладки тръби.

8.2. МЕСТНИ СЪПРОТИВЛЕНИЯ

Местните съпротивления и свързаните с тях загуби на механична енергия се появяват във всички тръбопроводни елементи, при които течението е съпроводено с откъсване и вихрообразуване. Например входът в тръбопровода, разширенията и стесненията при прехода от един диаметър в друг, колената, които изменят посоката на течението, разклоненията, дроселните устройства и т. н. са източници на допълнителни хидравлични загуби, които се наричат *местни съпротивления*. Разбира се, и тук има съпротивление на триене, но вследствие на сравнително малката дължина на споменатите тръбопроводни елементи то е много малко спрямо вихровото съпротивление, поради което най-често само последното е предмет на определяне.

Загубите от местно съпротивление се пресмятат по формулата на Вайсбах

$$p_{\text{м.с}} = \zeta \frac{\rho u_m^2}{2}, \quad (8.19)$$

където ζ е коефициентът на местно съпротивление, а $\rho \frac{u_m^2}{2}$ — динамичното налягане, за определянето на което при тръбопроводни елементи с различни лица на входящото и изходящото напречно сечение да се използва средната скорост u_{2m} по изходното напречно сечение.

Като се има предвид подобие на явленията в различните тръбопроводни и канални елементи на местно съпротивление и данните от опитни измервания, загубите на механична енергия, респ. коефициентът на местно съпротивление, зависят от числото на Рейнолдс, относителната гладкост $\frac{d}{k}$ и най-вече от геометричната форма на елемента. Влиянието на Рейнолдсовото число върху коефициента на местно съпротивление е забележимо при малки стойности на Re и в случаите, когато то оказва влияние на положението на точката на откъсване на течението. При турбулентните течения с по-големи Re влиянието му върху коефициента на местно съпротивление е много малко и се пренебрегва.

Коефициентът на местно съпротивление може да се опреде-

ли аналитично само в някои случаи. Обикновено определянето му се извършва по опитен път, като стойностите му се дават в зависимост от характерен геометричен параметър в таблица или графика, която се намира в наръчниците и справочниците по хидродинамика или хидравлика.

Понякога местните съпротивления могат да се изразят с еквивалентната дължина $l_{ек}$ на тръбопроводен участък, чието съпротивление на триене има същата стойност, т. е.

$$\zeta \frac{\rho u_m^2}{2} = \lambda \frac{l_{ек}}{d} \frac{\rho u_m^2}{2},$$

където

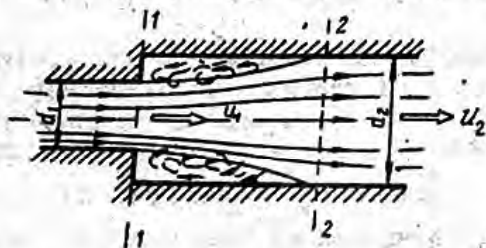
$$l_{ек} = \zeta \frac{d}{\lambda} \text{ или } \frac{l_{ек}}{d} = \frac{\zeta}{\lambda}. \quad (8.20)$$

Получената зависимост позволява по сравнително лесен начин да се сравняват за дадена тръбопроводна система загубите на енергия от местни съпротивления със загубите на енергия от линейни съпротивления.

Основните видове местни съпротивления могат условно да се разделят на няколко групи: местни съпротивления от промяна на големината на скоростта (респ. сечението), от промяна на направлението на скоростта вследствие на разделяне или сливане на течения, а също така вследствие на наличието на устройства за регулиране и управление на течението.

Местни съпротивления от промяна на напречното сечение

Към този вид местни съпротивления обикновено се отнасят внезапните разширения и стеснения, конвергентните и дивергентните участъци на теченията, а също така входният и крайният участък на тръбопровода е. Типичен пример на елемент на местно съпротивление е внезапното разширение на тръбопровод от диаметър d_1 на диаметър d_2 (фиг. 8.4). Както показват наблюденията, течението се откъсва още от ръба на мя-



Фиг. 8.4

стото на разширение и по-нататък в широката част на тръбопровода то се движи във форма на струя, като пространството между нея и тръбната стена е запълнено от вихрова област и циркуляционно движение. Струята постепенно се разширя-

ва, като едновременно се размесва с флуидните частици от вихровата област и на известно разстояние $l \approx 10 d_2$ тя заема цялото напречно сечение, откъдето течението приема характер на равномерно установено течение в тръба или канал.

Определянето на загубите от вихровото движение при внезапно то разширение може да стане с Бернулиевото уравнение, приложено за реален флуид, и уравнението за количеството на движение в проекция по ос x (и дължина ос на елемента), приложено за контролния обем, ограничен от сеченията 1-1 и 2-2 и тръбната стена с диаметър d_2 . За загубите на налягане на разглеждания участък от уравнението на Бернули се получава

$$\frac{\rho u_{m1}^2}{2} + p_1 = \frac{\rho u_{m2}^2}{2} + p_2 + p_{м.с}$$

или

$$p_{м.с} = \frac{\rho}{2} (u_{m1}^2 - u_{m2}^2) + (p_1 - p_2).$$

Понеже проекцията на масовата сила по ос x е равна на нула, а силата на триене е сравнително малка и може да се пренебрегне, уравнението за количеството на движение приема вида

$$R_x = q(u_{m1} - u_{m2}) + \frac{\pi d_2^2}{4} (p_1 - p_2) = 0$$

или

$$p_1 - p_2 = -\rho u_{m2} (u_{m1} - u_{m2}),$$

където

$$q = \rho u_{m2} \frac{\pi d_2^2}{4}.$$

Полученият израз заместен в уравнението за загубното налягане, довежда до зависимостта

$$p_{м.с} = \frac{\rho}{2} (u_{m1}^2 - u_{m2}^2) - \rho u_{m2} (u_{m1} - u_{m2})$$

или

$$p_{м.с} = \frac{\rho u_{m2}^2}{2} \left(\frac{u_{m1}}{u_{m2}} - 1 \right)^2.$$

Като се вземе под внимание уравнението за непрекъснатостта,

съгласно с което $\frac{u_{m1}}{u_{m2}} = \frac{f_2}{f_1}$, изразът за загубите на местно съпротивление приема вида

$$\rho_{м.с} = \left(\frac{f_2}{f_1} - 1 \right)^2 \frac{\rho u_{m2}^2}{2} = \zeta \frac{\rho u_{m2}^2}{2},$$

където $\zeta = \left(\frac{f_2}{f_1} - 1 \right)^2$.

(8.21)

Получената по аналитичен път формула (8.21) се потвърждава много добре от опита, особено при по-големите числа на Рейнолдс. Това показва, че загубите от триене по стените в смесения участък на елемента внезапно разширение са действително малки в сравнение със загубите от генериране и дисипация на турбулентност при разширяване на течението. В табл. 8.3 са дадени стойностите на коефициента на местно съпротивление ζ в зависимост от характерния геометричен параметър f_2/f_1 .

Таблица 8.3

f_2/f_1	1,2	1,4	1,6	1,8	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0	5	6
ζ	0,04	0,06	0,36	0,64	1,0	2,25	4,0	6,25	9,0	16	25

Ако диаметърът d_2 стане много голям, налице е случаят на изтичане на струя в неограничено пространство, запълнено от същата флуидна среда. Тогава, ако коефициентът на местно съпротивление ζ се отнесе към скоростта u_{m1} , т. е.

$$\rho_{м.с} = \zeta' \frac{\rho u_{m1}^2}{2},$$

където

$$\zeta' = \left(1 - \frac{f_1}{f_2} \right)^2,$$

Фиг. 8.5

при $d_2 \rightarrow \infty$ се получава $\zeta' = 1$, което означава, че цялата кинетична енергия $\frac{\rho u_{m1}^2}{2}$ на изтичащата струя се губи, както е случаят при свободните струи.

Съпротивленията от този вид могат да се намалят значително, ако внезапното разширение се замени с конусен дифузор (фиг. 8.5), при който за ъгли на разширение $\alpha < 8^\circ$ може практически да

се избегне откъсването на течението и вихрообразуването. Аналогично на (8.21) коефициентът на местно съпротивление на дифузори се определя по полуемпиричната зависимост

$$\zeta = k \left(\frac{f_2}{f_1} - 1 \right), \quad (8.22)$$

в която числото k зависи от ъгъла на разширение по табл. 8.4.

Таблица 8.4

α°	2,	10	15	20	25	30	40	60	90	180	
k	0,18	0,13	0,16	0,27	0,43	0,62	0,81	1,03	1,21	1,12	1,0

Вижда се, че енергийните загуби имат минимум за $\alpha \approx 5^\circ$ и че няма смисъл от употребата на дифузори с по-голям ъгъл на разширение от $\alpha = 30^\circ$.

При дифузори откъсването на течението е толкова по-бързо колкото по-голямо е числото на Рейнолдс. Това се вижда от табл. 8.5, където са показани максималните стойности на ъгъла на разширение α (при който все още няма откъсване) в зависимост от Re за дифузори с кръгло, правоъгълно и квадратно напречно сечение.

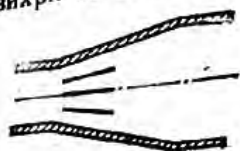
Таблица 8.5

Re	$5 \cdot 10^4$	$1 \cdot 10^5$	$1,5 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^5$
$\alpha_{\max}$	10°	$8,5^\circ$	$7,5^\circ$	$6,5^\circ$

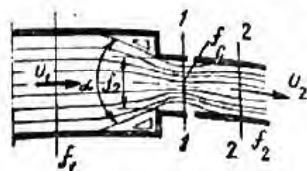
Съпротивлението на дифузори с по-голям ъгъл на разширение може да се намали посредством използването на познатите вече средства—продухване или изсмукване на пристенния слой или с използване на вътрешни конични повърхнини с по-малък ъгъл на разширение и по-малка дължина от тази на дифузора (фиг. 8.6).

Течението в т. нар. внезапно стеснение е показано на фиг. 8.7. Характерно за него е това, че то продължава да се свива и след острия ръб, като на известно разстояние напречното му сечение приема минимална стойност, след което започва разширяване, аналогично на внезапното разширение. При него съществува вих-

рообразуване както пред, така и след стеснението. Докато предният вихър е „затворен“ и почти не се отнася от течението и следователно не увеличава забележимо съпротивлението, задните вихри се отнасят от течението и на тяхно място се образуват но-



Фиг. 8.6



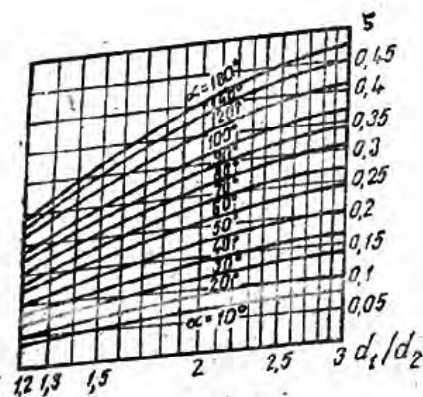
Фиг. 8.7

ви. Ето защо може с известно приближение да се приеме, че загубите на енергия се получават предимно в зоната на разширение на течението от сечението 1-1 до 2-2, разположена след най-тесното сечение 1-1. Тези загуби аналогично на внезапното разширение се определят по израза

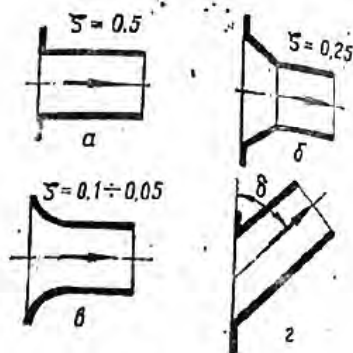
$$p_{м.с} = \left(\frac{u_{m1}}{u_{m2}} - 1 \right)^2 \frac{\rho u_{m2}^2}{2} = \zeta \frac{\rho u_{m2}^2}{2}, \quad (8.23)$$

където

$$\zeta = \left(\frac{u_{m1}}{u_{m2}} - 1 \right)^2 = \left(\frac{1}{\varepsilon} - 1 \right)^2. \quad (8.24)$$



Фиг. 8.8

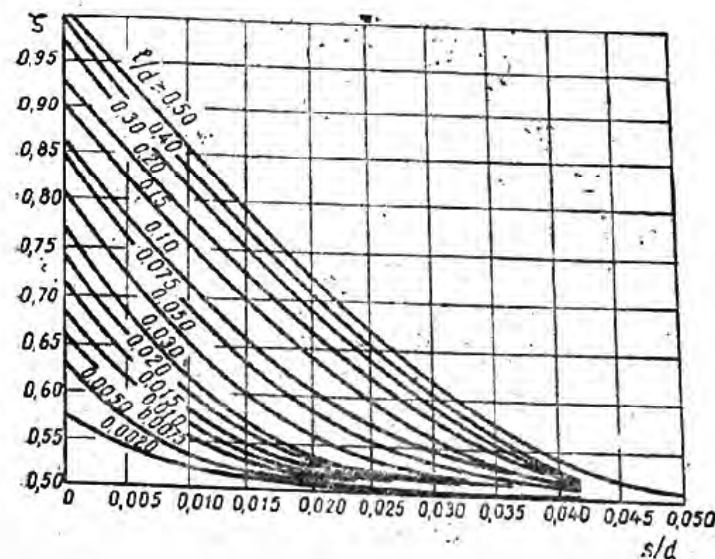
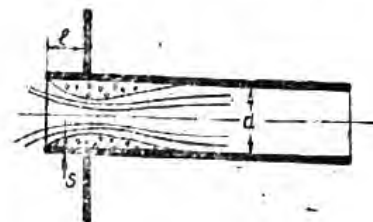


Фиг. 8.9

В случая коэффициентът на напречна контракция $\varepsilon = \frac{f_1}{f_2}$ се определя по получената по опитен път полуемпирична зависимост

$$\varepsilon = 0,62 + 0,38 \left(\frac{f_2}{f_1} \right)^2. \quad (8.25)$$

В действителност коэффициентът ζ е малко по-голям вследствие на съпротивлението пред стеснението. Той зависи главно от отношението $\frac{d_1}{d_2}$, респ. $\frac{f_1}{f_2}$, и опитно определените му стойности могат да се отчетат от графиката на фиг. 8.8 за $\alpha = 180^\circ$.



Фиг. 8.10

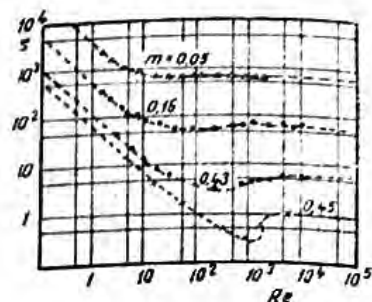
Съпротивленията от този вид могат да се намалят, ако внезапното стеснение се замени с плавно стесняващ се участък—конфузор, с ъгъл на стеснение α (фиг. 8.8). Стойностите на коэффициентта на местно съпротивление ζ са дадени на фиг. 8.8 в зависимост от d_1/d_2 и ъгъл α ; кривата $\alpha = 180^\circ$ се отнася за внезапно стеснение по фиг. 8.6.

Когато сечението f_1 стане много по-голямо от f_2 , се получава внезапно стеснение, което съществува при втичането в тръби и канали от сравнително големи съдове. Съпротивлението на втичане може да се намали, когато входният участък се оформи като

конус или като се заобли по дъга от окръжност или лемниската, с което вихрообразуването и напречната контракция може да се избегнат почти напълно и съпротивлението практически е само от триене. На фиг. 8.9 са показани различни конструктивни ва-



Фиг. 8.11



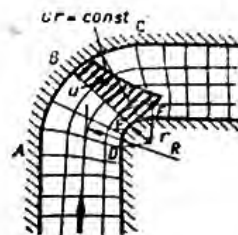
Фиг. 8.12

риант на входен участък на тръбопровод. За случая $\alpha^* \zeta = 0.5$, за $\zeta = 0.25$, за $\zeta = 0.1 \div 0.5$, а за случай $\zeta = 0.5 \div 0.3 \cos \alpha + 0.2 \cos^2 \alpha$. За входен участък, оформен като устие на Борд (фиг. 8.10), коефициентът ζ се определя по графиката на същата фигура. За определяне на коефициента на местно съпротивление на бленда (диафрагма) по фиг. 8.11, респ. фиг. 5.23, може да се използва опитно определената зависимост $\zeta = f(Re)$ показана в логаритмичен мащаб на фиг. 8.12. В случая $Re = \frac{u_m d_1}{\nu}$, а $m = f_0/f_1$ е площното съотношение на напречните сечения на диафрагмата и тръбопровода с диаметър d_1 . Вижда се, че за малки Re функциите $\zeta = f(m, \lg Re)$ са линейни, от което следва, че в тази област $\zeta \sim u_m$ и очевидно преобладават вискозните сили. След една преходна област, в която инерционните сили стават забележими при по-нататъшното увеличаване на Re , $\zeta \rightarrow \text{const}$ течението става турбулентно и $p_0 \sim u_m^2$.

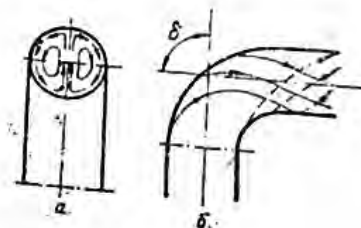
Местни съпротивления от промяна на направлението на течението

Съществуват тръбопроводни елементи, които променят направлението на течението, например колена, ъглови вентили и др. На фиг. 8.13 е показана потенциалната токова картина на течението в коляно с ъгъл на отклонение на течението $\delta = 90^\circ$. В областта на кривите токови линии в съответствие с уравн. (4.30) налягането се увеличава в радиално направление, а скоростта по уравнението на Бернули съответно намалява. Всъщност тя се изменя в радиално направление по закона на потенциалния вихър (6.20б), т. е. $ur = \text{const}$. Вследствие на това в участъка AB на външната стена

и участъка EF на вътрешната съществуват конвективно закъснителни течения, следователно и условия за откъсване или вихрообразуване, което води до съответно вихрово съпротивление. Нарастването на налягането в радиално направление от своя страна



Фиг. 8.13



Фиг. 8.14

на става причина за появяване на вторично течение. В случая частиците на флуида в близост на стената от външната страна започват да се придвижват по периферията към вътрешната страна от по-голямото към по-малкото налягане, където се срещат и насочват към централната част на основното течение (фиг. 8.14). Появилото се по този начин вторично течение се отнася от основното, в резултат на което се образуват два противоположни въртени, в резултат на което се образуват два противоположни въртени са показани абсолютните токови линии. На фиг. 8.14 с плътните, а с прекъсвани — в средата на течението. Поради вътрешногубват въртеливото си движение и съответната дисипирана енергия представлява загубата на механична енергия от вторично течение.

Местното съпротивление на коляното, включващо вихровите загуби и тези от вторичното течение, зависи преди всичко от радиуса на кривина R и ъгъла на отклонение δ на коляното. То може да се пресмята със задоволителна точност по формулата на Вайсбах

$$\zeta = \left[0.139 + 0.163 \left(\frac{d}{R} \right)^{3.5} \right] \frac{\delta}{90}, \quad (8.26)$$

където d е диаметърът на тръбата. Формулата (8.26) важи за $d \leq 2R \leq 5d$.

В табл. 8.6 са дадени стойностите на коефициента ζ в зависимост от отношението $\frac{d}{R}$ и ъгъла δ .

Таблица 8.6

d/R	δ	20°	60°	90°	120°	160°	180°
0,2		0,029	0,087	0,132	0,175	0,223	0,263
0,4		0,03	0,091	0,133	0,183	0,244	0,276
0,6		0,035	0,105	0,158	0,211	0,281	0,316
0,8		0,046	0,136	0,206	0,274	0,365	0,412
1,0		0,055	0,196	0,294	0,392	0,522	0,588
1,2		0,098	0,294	0,440	0,587	0,782	0,880
1,4		0,17	0,441	0,661	0,881	1,175	1,332
1,6		0,217	0,651	0,977	1,302	1,736	1,954
1,8		0,312	0,937	1,408	1,875	2,500	2,816
2,0		0,439	1,318	1,978	2,636	3,515	3,950

За криви тръби с правоъгълно напречно сечение и с отношение на страните $\frac{a}{b} \leq 2$ коефициентът на местно съпротивление се изчислява по формулата

$$\zeta = \left[0,124 + 0,274 \left(\frac{a}{R} \right)^{3,5} \right] \frac{\delta}{90} \quad (8.27)$$

Стойностите на коефициента ζ в зависимост от отношението $\frac{a}{R}$ при ъгъл $\delta = 90^\circ$ са дадени в табл. 8.7.

Таблица 8.7

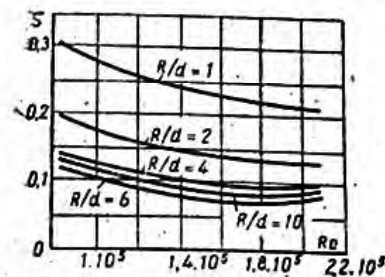
a/R	0,2	0,4	0,8	1,2	1,6	2,0
ζ	0,124	0,135	0,25	0,64	1,54	3,23

Както показва опитът, коефициентът на местно съпротивление на кривите участъци на тръбите освен от параметрите d/R и ъгъл δ зависи и от числото на Рейнолдс. Тази зависимост е забележима при ламинарните течения и при турбулентните течения в хидравлично гладки тръби (фиг. 8.15), докато при турбулентните течения в хидравлично грапави тръби тя е пренебрежимо малка (фиг. 8.16).

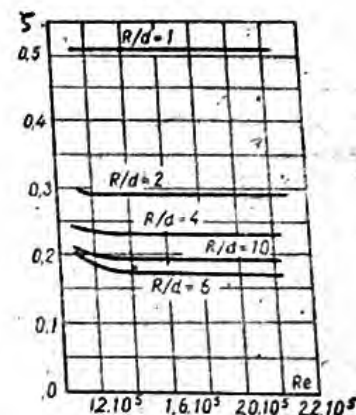
Според резултати от опитни изследвания минимално местно съпротивление се получава, когато радиусът на кривина на средната линия на кривия участък (коляното) е около $R = (7 \div 8) d$ или при криви участъци с постепенно намаляване на сечението им в посока на течението. При по-големи диаметри на тръбите спазването на това отношение довежда до много големи размери

на коляното, поради което се използват колена с направляващи лопатки по фиг. 8.17.

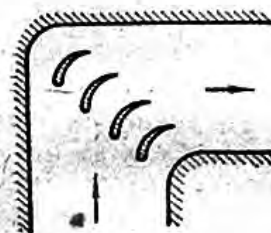
За тръбопроводи с внезапно отклонение на течението под ъгъл δ (фиг. 8.18) коефициентът на местно съпротивление се изчислява по формулата



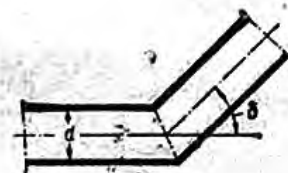
Фиг. 8.15



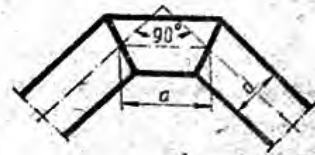
Фиг. 8.16



Фиг. 8.17



Фиг. 8.18



Фиг. 8.19

$$\zeta = 0,946 \sin^2 \frac{\delta}{2} + 2,05 \sin^4 \frac{\delta}{2} \quad (8.28)$$

В табл. 8.8 са дадени стойностите на коефициента в зависимост от ъгъл δ .

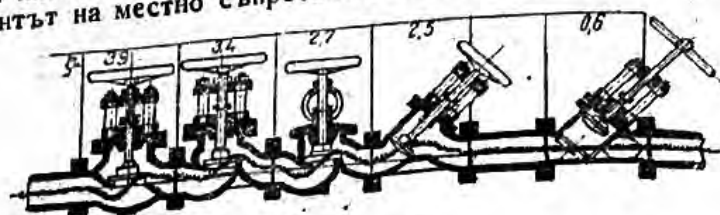
Таблица 8.8

δ	20	40	60	80	90	100	120	140	160
ζ	0,04	0,14	0,364		0,984	1,26	1,86	2,43	2,85

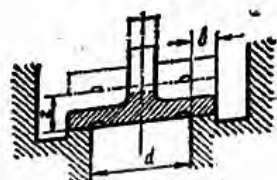
При двойно коляно (фиг. 8.19) стойността на коефициента ζ се дава от табл. 8.9 в зависимост от отношението a/d .

Стойностите на коефициента ζ за изображените видове вентили (фиг. 8.24) при напълно отворено положение са дадени на фигурата.

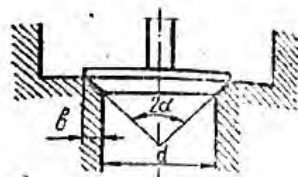
При клапаните без долна направляваща част (фиг. 8.25) коефициентът на местно съпротивление ζ се определя по формулата



Фиг. 8.24



Фиг. 8.25



Фиг. 8.26

$$\zeta = A + B \left(\frac{d}{z} \right)^2, \quad (8.29)$$

където d е диаметърът на гнездото и z — височината на повдигане на клапана.

Според изследванията на Бах

$$A = 0,55 + \frac{4(b - 0,1 d)}{d} \text{ и } B = 0,15 \div 0,16.$$

Формулата важи за $z = (0,1 \div 0,25) d$ и $b = (0,1 \div 0,25) d$.

За конусен клапан по фиг. 8.26 при ъгъл $2\delta = 90^\circ$ коефициентът се определя по формулата

$$\zeta = 2,6 - 0,8 \left(\frac{d}{z} \right) + 0,14 \left(\frac{d}{z} \right)^2, \quad (8.30)$$

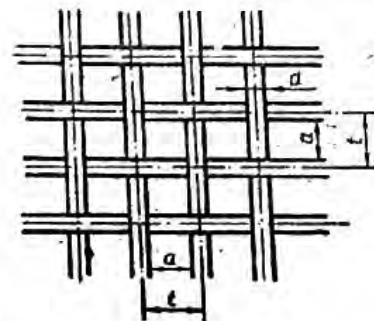
където z е височината на повдигането; зависимостта важи за $z = (0,1 \div 0,25) d$ и $b = 0,1 d$.

Много често в промишлената аеродинамика и вентилационната техника се използват мрежи за успокояване на течението в камери или като предпазно средство на вентилаторите от попадане

на твърди частици и др. Филтрите от мрежа са също така елементи на местно съпротивление, на което коефициентът ζ се определя в зависимост от характерен геометричен параметър. Последният обикновено се изразява с отношението на широчината a на светлия отвор и стъпката t на мрежата (a/t) по фиг. 8.27. За често употребяваните в практиката мрежи с квадратни отвори коефициентът на местно съпротивление ζ се определя със задоволителна точност по формулата на Н. С. Краснов:

$$\zeta = \frac{92 - 78 m}{Re_a} + 0,7 (1,5 - m), \quad (8.31)$$

в която $m = \left(\frac{a}{t} \right)^2$ е коефициент на



Фиг. 8.27

светлия отвор на мрежата и $Re_a = \frac{a u_m}{\nu}$.

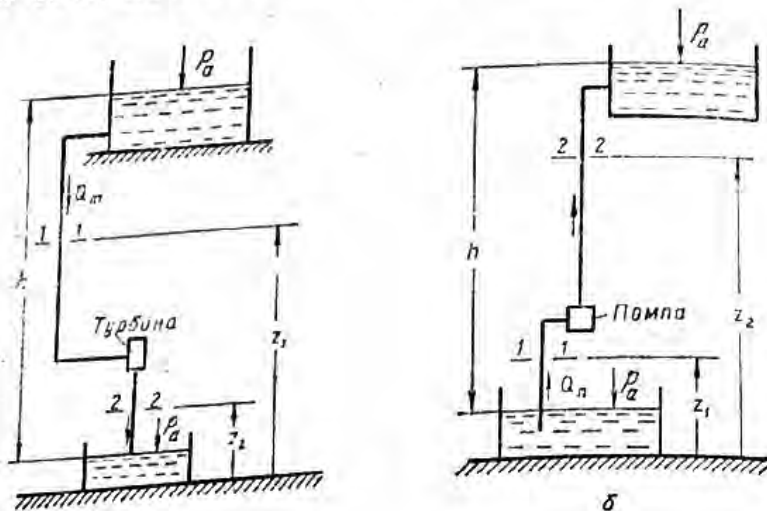
В случай числото на Рейнолдс се определя с широчината на светлия отвор a , като $u'_m = \frac{u_m}{m}$ е средната скорост през светлия отвор на мрежата, а u_m — средната скорост в канала пред мрежата.

8.3. ПЪЛНО СЪПРОТИВЛЕНИЕ НА ТРЪБОПРОВОД

Основната задача при проектиране на тръбопроводни системи е да се осъществи транспортирането на определен дебит флуид при минимален разход на енергия. Това от своя страна задължава конструктора да пресмята общия баланс на енергията за определен контролен обем, а в повечето случаи за цялата тръбопроводна система, така че загубите на енергия плюс остатъчната енергия да са равни на разполагаемата енергия. Очевидно като основно уравнение за енергийния баланс може да се използва уравнението на Бернули. Същото, приложено за две сечения 1-1 и 2-2 на тръбопроводна система, в участъка между който е включена например хидравлична турбомашина — турбина (фиг. 8.28 а) или помпа (фиг. 8.28 б), може да се запише, както следва:

$$\frac{\rho u_1^2}{2} + p_1 + \rho g z_1 = \frac{\rho u_2^2}{2} + p_2 + \rho g z_2 \pm \Delta p + \Sigma p_{31-2}. \quad (8.32)$$

В случая Δp е обменената с флуида специфична механична енергия, като знакът (+) е за силова машина (турбина), а знакът (-) — за работна машина (помпа, вентилатор, компресор). Ако сеченията 1—1 и 2—2 са съответно сеченията на свобод-



Фиг. 8.28

ните повърхнини на горен и долен резервоар, отстоящи една от друга на височина h , в които скоростта е приблизително равна на нула $u_1 = u_2 = 0$, а налягането е $p_1 = p_2 = p_a$:

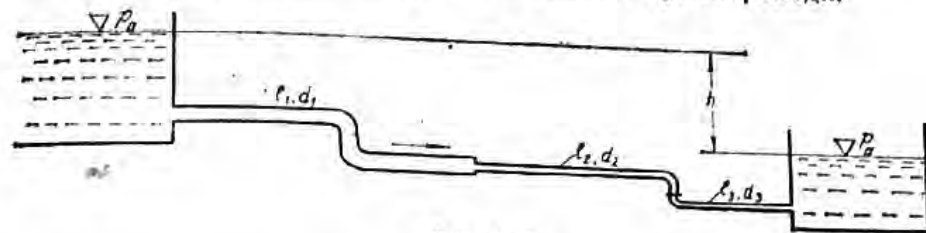
за помпа $\Delta p_n = \rho g h + p_a$ или $h_n = h + h_a$; (8.33 а)

и за турбина $\Delta p_t = \rho g h - p_a$ или $h_t = h - h_a$. (8.33 б)

Вижда се, че обменената специфична енергия на помпата и течността е предназначена за транспортирането на определен дебит от течността на височина h и за преодоляване на свързаното с това транспортиране пълно хидравлично съпротивление на тръбопроводната система. За силовите машини разполагаемият пад се изразходва за преодоляване на пълното хидравлично съпротивление на тръбопроводната система, като останалата част се отдава от флуида на турбината и посредством съответен генератор се превръща в електрическа енергия. При вентилаторите, чието предназначение е да транспортират газове, въздух и други, които имат малка плътност, обикновено отдаваната на флуида енергия се изразходва само за преодоляване на пълните хидравлични съпротивления на тръбопроводната система, т. е.

$$\Delta p_n = p_a. \quad (8.33 \text{ в})$$

От всички тези случаи се вижда, че задачата на инженера се свежда до определяне на общите (пълните) хидравлични съпротивления на тръбопроводните системи, които по начина на пресмятането им се разделят на прости и сложни тръбопроводи.



Фиг. 8.29

Прости тръбопроводи. Прости се наричат тръбопроводите без разклонения. Те могат да се състоят от много последователни участъци с различни диаметри и дължини. В най-общия случай простият тръбопровод съединява два резервоара с различни нива на налягането и налягането (фиг. 8.29) или представлява без разклонения участък на вентилационна уредба. Ако броят на отделните линейни участъци се отбележи с n , които имат диаметри и дължини съответно d_i (където $i=1$ до n), а броят на местните съпротивления в участък е k с коефициенти на местно съпротивление съответно ζ_j (където $j=1$ до k), за пълното съпротивление на такъв прост тръбопровод може да се запише

$$p_a = \sum_{i=1}^n \left[\lambda \frac{l}{d} + \sum_{j=1}^k \zeta_j \right] \frac{\rho u_m^2}{2}; \quad (8.34 \text{ а})$$

и в метри течностен стълб

$$h_a = \sum_{i=1}^n \left[\left(\lambda \frac{l}{d} + \sum_{j=1}^k \zeta_j \right) \frac{u_m^2}{2g} \right]; \quad (8.34 \text{ б})$$

Като се вземе под внимание уравнението за непрекъснатостта, съгласно с което $u_m = \frac{4Q}{\pi d_i^2}$, (8.34) получава вида

$$p_a = \frac{8}{\pi^2} \sum_{i=1}^n \left[\left(\lambda \frac{l}{d^5} + \frac{1}{d^5} \sum_{j=1}^k \zeta_j \right) \right] \rho Q^2; \quad (8.35 \text{ а})$$

$$h_3 = \frac{8}{g\pi^3} \sum_{i=1}^n \left[\left(\lambda \frac{l}{d^5} + \frac{1}{d^5} \sum_{j=1}^k \zeta_j \right) Q^2 \right] \quad (8.356)$$

Полученият израз (8.35) представлява зависимостта на пълното съпротивление от дебита на течението. Трябва да се има предвид, че коефициентите λ_i и ζ_i зависят чрез Рейнолдсовото число от дебита.

Уравнение (8.35) дава възможност за решаване на още две задачи. Едната от тях е определянето на дебита при зададен пад на налягането, респ. общото съпротивление p_3 , дължина l и диаметър d на тръбопровода, като за целта (8.35) се записва във вида

$$Q = \sqrt{\frac{p_3}{0,81 \rho \sum_{i=1}^n \left(\lambda \frac{l}{d^5} + \frac{1}{d^5} \sum_{j=1}^k \zeta_j \right)}} \quad (8.36)$$

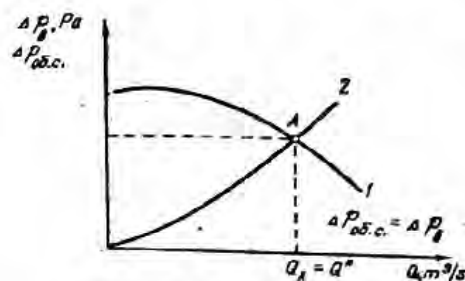
В случая обаче пресмятането е затруднено, тъй като определянето на коефициента λ_i предполага познаване на Re , т. е. на дебита Q . Обикновено задачата се решава по метода на последователните приближения. Най-напред в първо приближение се използва квадратичният закон за съпротивлението, според който коефициентът на линейно съпротивление λ не зависи от Re , а след това въз основа на получения дебит се прави проверка за получената стойност на коефициента λ . В случай че отклонението е голямо, се пресмята с осреднената стойност на коефициента λ .

Другата задача е определяне на диаметъра на тръбопровода d_i по предварително зададени дебит Q , пад на налягане (общо съпротивление) и дължина на тръбопровода l_i . Задачата обаче е много по-сложна, тъй като остават неизвестни както относителната гладкост d/k , така също и Рейнолдсовото число. Обикновено този вид задачи се решават по графичен път. Като се зададат различни диаметри d_i по (8.36), се пресмятат съответните стойности на дебита Q и се изразява графически зависимостта $Q=f(d)$, от която се определя диаметърът, който съответствува на зададения дебит Q .

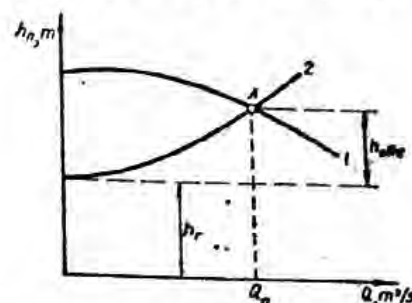
Характеристика на тръбопровод. Функцията $p_3=f(Q)$, респ. $h_3=f(Q)$, по уравн. (8.35) се нарича *съпротивителна характеристика* на тръбопровода. В турбулентните течения за хидравлически грапавата област λ и отчасти ζ са константи, не зависят от Re и характеристиката се изразява с квадратна парабола. За другите случаи (ламинарни течения и течения в хидравлично гладки тръби) коефициентът λ зависи от Re , т. е. от Q , и съпротивителната характеристика на тръбопровода, която има по-

друг характер, се получава посредством съответни пресмятания за достатъчни стойности на дебита Q .

Характеристиката на тръбопровода е необходима за установяване на взаимодействието (съвместната работа) между течението в



Фиг. 8.30



Фиг. 8.31

тръбопровода и включената към него хидравлична машина. Тя дава възможност да се прави подходящ избор на споменатия вид машина за проектираната тръбопроводна система. Нека например с кривата 1 на Фиг. 8.30 се изрази зависимостта $\Delta P_{\text{в}} = f(Q)$, т. е. характеристиката на вентилатор, където $\Delta P_{\text{в}}$, $P_{\text{в}}$ е специфичната му енергия, отнесена за единица обем от флуида, а с кривата 2 — зависимостта $p_3 = f(Q)$, т. е. съпротивителната характеристика на тръбопровода, към който е монтиран вентилаторът. Тогава точката на пресичане (A) на двете криви определя съвместната работа на вентилатора с тръбопровода. Тя показва, че вентилаторът може да транспортира през тръбопровода дебит Q^* , тъй като пълното съпротивление при този действваща на същия дебит. В практиката обикновено дебитът Q^* е предварително зададен и следователно въз основа на характеристиката на проектирания тръбопровод (крива 2) се търси вентилатор, който да може да преодолява пълното съпротивление на тръбопровода при този дебит, т. е. характеристиката му да се пресича с крива 2 в точка, чиято абсциса е зададеният дебит Q^* .

При помпите например трябва да се държи сметка и за потенциалната енергия, която тя отдава на транспортирания флуид (течност). В случая съпротивителната характеристика на тръбопроводната система се нанася над геодезичната височина h_r (Фиг. 8.31) и се получава кривата 2, която се съпоставя с характеристиката на помпата (кривата 1) за определяне на дебита на транспортирания флуид.

Съпротивленията на тръбопроводите водят до загуба на хидравлична енергия. Ако за даден тръбопровод $H_3 = \frac{p}{\rho} = gh_3$ е

общата загуба на специфична енергия, всеки килограм маса от флуида изразходва за преодоляване на съпротивлението H_3 , J/kg механична енергия и за поддържане на течение с масов дебит q , kg/s е необходимата мощността

$$N_3 = q H_3 = Q p_3, \text{ W.} \quad (8.37)$$

Ако например се отнася за тръбопровод на водна турбина, из-ползуваемата хидравлична мощност на последната става с N_3 по-малка от разполагаемата. При помпена или вентилационна уредба енергийните загуби се покриват от мощността на двигателя. Вижда се следователно, че намаляването на съпротивленията на тръбопроводите представлява важна технико-икономическа задача. Това се постига в най-общия случай чрез намаляване на съпротивленията в правите участъци и на местните съпротивления. В правите участъци на тръбопроводите, чиято дължина е l , съпротивлението в тях според (8.3) може да се намалява чрез намаляване на коефициента λ или чрез увеличаване на диаметъра на тръбопровода d . Намаляването на коефициента на линейно съпротивление λ може да стане за сметка на намаляване на грапавините на стените, т. е. с увеличаване на относителната гладкост. Предвид обаче на експлоатационните условия, които променят (обикновено увеличават) грапавостта, това средство не се оказало надеждно. Много по-ефективно средство за намаляване на съпротивлението от триене е увеличаването на диаметъра, тъй като същото намалява при иначе еднакви други условия с петата степен на диаметъра. Що се отнася до намаляването на местните съпротивления, за тях трябва да се вземат под внимание съответните указания в т. 8.2.

Сложни тръбопроводи. Сложни се наричат тръбопроводите с разклонения, които могат да започнат от една или няколко последователни възлови точки и отново да се събират в обща тръба или въобще да не се събират. Те са много разнообразни, поради което е невъзможно да се дадат обобщаващи методи за изследването им. Разгледани са някои по-типични случаи.

Тръбопровод с непрекъснато разпределено изтичане по дължината. Това са тръбопроводи (фиг. 8.32), при които на известна дължина l частта от общия дебит Q_0 равномерно изтича от много отвори (отклонения), наредени последователно едно след друго на еднакви разстояния. Останалата част от общия дебит $Q_n = Q - Q_0$ продължава да тече в главния тръбопровод към други участъци.

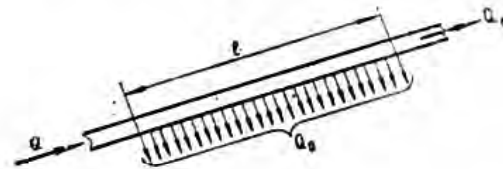
При пресмятане и оразмеряване на тръбопровод от този вид се приема, че изтичането става непрекъснато и равномерно по цялата дължина на участъка l с интензивност Q_0 , m³/s m на един линеен метър.

Следва, че

$$Q_0 = Q_0' l.$$

Загубите от линейни съпротивления на участъка с дължина l се изчисляват по зависимостта

$$p_3 = 0,81 \rho \lambda \frac{l}{d^5} \left(Q_n^2 + \frac{Q_0^2}{3} + Q_0 Q_n \right). \quad (8.38a)$$



Фиг. 8.32

В частния случай на изтичане, т. е. само през дискретните отвори ($Q_n = 0$), при което $Q_0 = Q$, се получава

$$p_3 = 0,81 \rho \lambda \frac{l}{d^5} \frac{Q^2}{3}. \quad (8.38b)$$

Този израз показва, че при непрекъснатото изтичане загубите от линейно съпротивление в участъка с дължина l са три пъти по-малки отколкото при транзитното преминаване на същия дебит през този участък. Ако през отворите флуидът изтича в камерата или в атмосферата, което често се среща във вентилационната техника, към съпротивлението, получено по (8.38), трябва да се прибави като загуба и динамичното налягане на изтичащата през отворите струя. Тогава, ако d_0 е диаметърът на отворите, скоростта на изтичане през един отвор е

$$u_0 = \frac{4 Q}{l \pi d_0^2}$$

и следователно

$$p_3' = \zeta \frac{\rho u_0^2}{2} = 0,81 \rho \frac{Q^2}{l^2 d_0^4},$$

$$\text{откъдето } p_{3l} = 0,81 \rho \left(\lambda \frac{l}{3 d^5} + \frac{1}{l^2 d_0^4} \right) Q^2. \quad (8.38b)$$

Разбира се, това са само загубите от линейно съпротивление на участъка с дължина l и местното съпротивление при изтича-

нето. Към него трябва да се прибави общото съпротивление на тръбопровода до разглеждания участък, за да се намери по този начин общото съпротивление на цялата тръбопроводна система.



Фиг. 8.33

Тръбопровод с успоредни отклонения. Много често общ тръбопровод се разклонява в няколко тръбопровода (фиг. 8.33), които се съединяват отново или не се съединяват. В тези случаи $Q = Q_1 + Q_2 + \dots + Q_n$ и хидравличните загуби са еднакви в отделните участъци, т. е.

$$p_{z1} = p_{z2} = \dots = p_{zn},$$

където

$$p_z = \sum_{i=1}^n \left[\left(\lambda \frac{l}{d} + \sum_{j=1}^k \zeta_j \right) \frac{\rho u_m^2}{2} \right]_i.$$

Съществуват два вида задачи. При зададен пад на налягане да се определи дебитът или при зададен дебит да се определи падът. За целта се използва следната система уравнения:

$$Q = Q_1 + Q_2 + \dots + Q_n$$

$$p_{z1} = 0,81 \rho \lambda_1 \frac{l_1}{d_1^5} Q_1^2$$

$$p_{zn} = 0,81 \rho \lambda_n \frac{l_n}{d_n^5} Q_n^2$$

$$p_{zob} = p'_z + p_{z1} + p''_z,$$

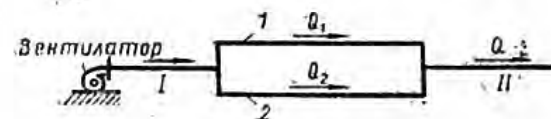
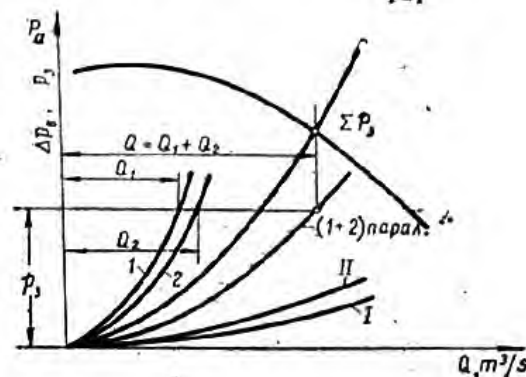
(8.39)

където $l_i = l_i + l_{ек}$, p'_z са общите загуби в тръбопровода до разклонението; p_{z1} — общите загуби в един от успоредните клонове и p''_z — общите загуби в изходящия тръбопровод II.

Системата може да се реши аналитично или графично с последователни приближения. Коефициентът на линейното съпротивление λ се подбира ориентировъчно, като се смята, че течението е в квадратичната област, където λ не зависи от Re. След като се намери ориентировъчната стойност за дебита, решението се повтаря, въз основа на което се получава по-точна стойност

за дебита Q , респ. p_z . Графичното решение се изпълнява по следния начин (фиг. 8.34). Намира се за всеки участък функционалната зависимост $p_{zi} = f(Q_i)$ и се сумират кривите на успоредните

участъци съгласно с уравнението $Q = \sum_{i=1}^n Q_i$. Към получената



Фиг. 8.34

резултантна крива се прибавят кривите на загубите на входящия и изходящия тръбопровод. Получава се кривата $\Sigma p_z = f(Q_i)$, чиято пресечна точка с характеристиката на турбомашината определя общия дебит през системата. Пресечната точка на вертикалната линия $Q = \text{const}$ със сумарната крива на успоредните участъци дава възможност да се определи дебитът Q_i във всеки участък [пресечните точки на хоризонталата $p_z = \text{const}$ с кривите $p_i = f(Q_i)$].

Обикновено в климатичната и вентилационната техника липсва общият тръбопровод след разклоненията. От друга страна, там често се появява въпросът за еднакво подаване на дебит през отделните отклонения, което се осигурява, когато отклоненията имат еднаква характеристика.