

И. Е. ИДЕЛЬЧИК

ГИДРАВЛИЧЕСКИЕ
СОПРОТИВЛЕНИЯ
(ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ)



ГОСУДАРСТВЕННОЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
МОСКВА 1954 ЛЕНИНГРАД

В книге приводятся результаты теоретических и экспериментальных исследований движения жидкостей и газов в трубах и каналах различных конфигураций; даются подробное освещение физической сущности явления и необходимые данные для гидравлического расчета различных элементов трубопроводов, газоходов и др.

Книга предназначена для инженеров, занимающихся расчетами по выбору основных параметров элементов труб и каналов различных установок и сооружений, связанных с перемещением жидкостей и газов; она может служить также пособием для учащихся вузов.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Проблема перемещения, подачи и отвода различных жидкостей и газов по трубам и каналам — одна из важнейших научных и технических проблем. Она возникает при проектировании и постройке самых разнообразных сооружений, установок и аппаратов (гидротехнические сооружения, турбинные установки, котельные агрегаты, печные и сушильные установки, воздухо- и газоочистные аппараты, вентиляционные устройства, шахтные стволы и выработки, газопроводные, нефтепроводные, водопроводные и другие магистрали, теплообменные аппараты, двигатели, компрессоры, насосы, различные химические аппараты и т. д.).

Форма и размеры труб и каналов, по которым происходит перемещение жидкостей и газов, бывают самыми разнообразными; они могут состоять из прямых участков постоянного поперечного сечения и из различного рода сложных фасонных частей.

От правильной оценки величины гидравлического сопротивления прямых и особенно фасонных частей труб и каналов, а также от умения выбирать наиболее рациональные формы фасонных частей во многом зависят правильное проектирование того или иного сооружения, той или иной установки, качество их работы, их экономичность.

Без знания физической сущности явлений, имеющих место при течи жидкости или газа в трубах и каналах, без знания основных закономерностей течения невозможны ни правильная оценка величины сопротивления, ни правильный выбор оптимальных форм сложных элементов труб и каналов.

Все рассматриваемые здесь вопросы относятся к одному из разделов гидравлики. Если еще недавно многие считали, что гидравлика является „наукой о коэффициентах“, наукой, занимающейся эмпирическим рассмотрением отдельных, не связанных между собой вопросов, то сейчас этот взгляд не соответствует положению вещей в этой области знаний. Успехи, достигнутые благодаря усилиям русских и советских ученых в различных областях гидравлики и, в частности,

Редактор *А. М. Литвин*

Техн. редактор *И. М. Скворцов*

Сдано в набор 18/XII 1952 г.
Объем 19,75 п. л.

Уч.-изд. листов 22,5
Тираж 4 000 экз.

Подписано к печати 28/I 1954 г.
Бумага 60/92 1/16
Зак. 3443

Цена 12 руб. 25 коп.

В печ. листе знаков 46 000.

Т 01640

Типография Госэнергоиздата, Москва, Шлюзовая наб., 10.

в области изучения механики турбулентного движения; значительно приблизили гидравлику как науку к гидродинамике, к математической физике.

Известны замечательные работы великого русского ученого Н. Е. Жуковского в таких областях гидродинамики и гидравлики, как фильтрация подземных вод, теория гидравлического удара, теория движения взвешенных наносов в водных потоках и др.

Здесь особенно интересна работа Н. Е. Жуковского „Видоизменение метода Кирхгофа для определения движения жидкости в двух измерениях при постоянной скорости, данной на неизвестной линии тока“ (Госиздат, т. 2, 1949), в которой он дал общее математическое решение вопроса об истечении через отверстие; это решение позволяет распространить полученные результаты на ряд частных случаев (истечение из отверстия при различных условиях входа, поворот потока на различные углы и т. д.).

Известны также и многие другие теоретические работы советских ученых в рассматриваемой области (см. список литературы). Наиболее многочисленные решения получены в результате ряда рационально поставленных экспериментальных исследований. Последние дали возможность не только получить численные значения коэффициентов сопротивления для разнообразнейших случаев течения по сложным элементам труб и каналов, но — и это представляется наиболее интересным — проникнуть в физическую сущность сложных явлений местных сопротивлений, установить закономерности движения в ряде фасонных частей.

В настоящей книге помещены исследования автора по гидравлическому сопротивлению и ряд исследований других авторов в этой области, при этом сделаны классификация и объединение отдельных типов гидравлического сопротивления по их общей природе, по сходным условиям движения.

Основной упор в книге делается на выявление и показ природы гидравлических сопротивлений, физической сущности явлений при движении жидкостей и газов как по прямым, так и по различным фасонным частям труб и каналов и при протекании через различные препятствия в них. Наряду с этим приводятся и численные значения коэффициентов сопротивления, а в ряде случаев — и указания по выбору наиболее рациональных форм и параметров отдельных фасонных частей, а также по их геометрическому построению.

Автор

СОДЕРЖАНИЕ

	<i>Стр.</i>
<i>Предисловие</i>	3
<i>Введение</i>	7
0-1. Источники сопротивления движению реальной жидкости (газа)	7
0-2. Коэффициенты гидравлического сопротивления	21
0-3. Потери на удар как наиболее характерные потери в фасонных частях труб и каналов	25
Глава первая. Вход потока в трубы и каналы	
1-1. Внезапное сужение. Прямой вход в трубу (канал)	27
1-2. Прямой вход с утолщенной передней кромкой и вход, заделанный в стенку	33
1-3. Плавные входы	40
1-4. Вход потока в трубу (канал) при наличии перед ней экрана	44
1-5. Вход с равномерно распределенным по сечению сопротивлением (внезапным расширением)	47
1-6. Структура потока в зоне действия всасывающего отверстия	50
1-7. Выбор и построение коллекторов	57
Глава вторая. Движение при внезапном изменении сечения трубы (канала)	
2-1. Вывод обобщенной формулы удара	60
2-2. Приложения обобщенной формулы удара	65
2-3. Сопоставление значений коэффициентов сопротивления удара для равномерного и неравномерного распределения скоростей	71
Глава третья. Движение при плавном изменении сечения труб и каналов	
3-1. Структура потока в диффузоре	73
3-2. Сопротивление диффузоров	84
3-3. Улучшение работы коротких диффузоров	95
Глава четвертая. Движение потока через отверстия	
4-1. Вывод общей формулы сопротивления	110
4-2. Приложение общей формулы к различным формам отверстия	116
4-3. Приложение полученных формул сопротивления к различным частным случаям протекания через отверстия	119
Глава пятая. Движение потока в дроссельных устройствах и лабиринтах	
5-1. Дроссельные устройства и другие сложные фасонные части	126
5-2. Лабиринтные уплотнения	133

Глава шестая. <i>Сопrotивление, рассредоточенное по сечению</i>	
6-1. Величина сопротивления	140
6-2. Выравнивающее действие сопротивления при регулярной неравномерности	153
6-3. Связь между степенью растекания узкой струи, набегающей на решетку, и ее коэффициентом сопротивления	159.
6-4. Сопrotивление участка с внезапным расширением при наличии решетки	178
6-5. Способы повышения равномерности распределения скоростей при набегающей струи на решетку	186
6-6. Связь между расходом жидкости и коэффициентом сопротивления решетки в эжекторе	190
6-7. Промежуточный вид неравномерности, возникающей за диффузором	192
6-8. Оптимальный канал для подвода воздуха к объектам обдувки и камерам наддува.	203
Глава седьмая. <i>Изменение направления потока</i>	
7-1. Сущность сопротивления изогнутых каналов	204
7-2. Влияние числа Re и относительной шероховатости на условия движения в отводах	208
7-3. Влияние основных геометрических параметров колен и отводов на условия движения в них	214
7-4. Расчет сопротивления отводов в сети	225
7-5. Взаимное влияние колен (составные колена)	227
7-6. Улучшение работы колен с помощью направляющих лопаток	232
Глава восьмая. <i>Слияние и разделение потоков</i>	
8-1. Слияние потоков (вытяжные тройники)	243
8-2. Разделение потока (приточные тройники)	252
8-3. Симметричные тройники	259
8-4. Улучшение работы тройников	260
Глава девятая. <i>Выход потока из трубы (канала)</i>	
9-1. Диффузоры со свободным выходом потока	261
9-2. Выход потока на экран	264
9-3. Свободная струя	269
9-4. Приточные насадки	282
Глава десятая. <i>Движение по прямым трубам и каналам</i>	
10-1. Законы распределения скоростей и сопротивления гладких труб	287
10-2. Законы распределения скоростей и сопротивления шероховатых труб	297
Литература	314

ВВЕДЕНИЕ

0-1. Источники сопротивления движению реальной жидкости (газа)

Сопrotивление трения. Многочисленными экспериментальными исследованиями очень давно уже было установлено, что возникающее при движении реальных (вязких) жидкостей и газов¹ гидравлическое сопротивление в одних случаях пропорционально первой степени скорости, в других — квадрату скорости, а в более общем случае оно выражается суммой двух членов, пропорциональных соответственно первой и второй степеням скорости:

$$\Delta H = k_1 w + k_2 w^2, \quad (0-1)$$

где ΔH — величина сопротивления (потери давления);
 w — средняя скорость движения жидкости (газа);
 k_1 и k_2 — коэффициенты пропорциональности.

Первый тип сопротивления (пропорционального первой степени скорости) называют линейным, второй (пропорционального второй степени скорости) — квадратичным.

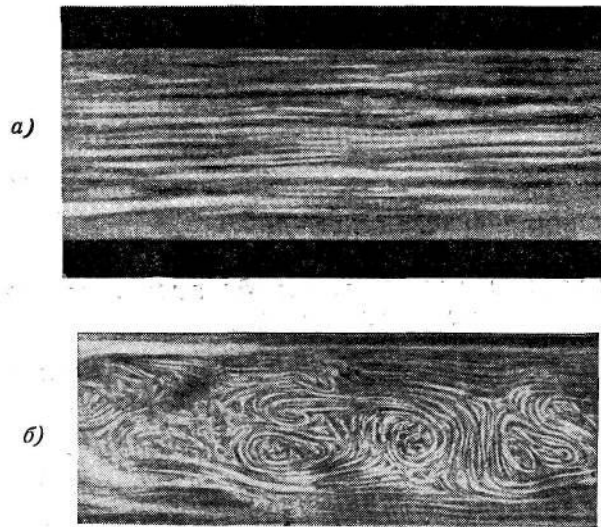
Поздней было обнаружено, что в природе существует два резко различающихся между собой режима движения — ламинарный и турбулентный.

Первый режим характеризуется устойчивостью течения; при нем струйки потока движутся параллельно друг другу, не смешиваясь и плавно обтекая все встречающиеся на их пути препятствия (фиг. 0-1, а).

¹ В дальнейшем слово „газ“ будем чаще всего опускать, придавая термину „жидкость“ более общий смысл, т. е. понимая под жидкостью как капельные вещества (вода, нефть, бензин, масло и пр.), так и упругие газообразные вещества (воздух, пар, дымовые газы и т. п.). Точно так же под „гидравлическим“ сопротивлением будет подразумеваться сопротивление, возникающее при движении любых жидкостей и любых газов.

Отметим также, что здесь рассматривается движение жидкостей и газов только при сравнительно малых скоростях, т. е. таких, при которых вполне допустимо пренебрежение влиянием сжимаемости.

Второй режим характеризуется беспорядочным перемещением конечных масс жидкости, сильно перемешивающихся между собой (фиг. 0-1, б). Это перемешивание приводит к непрерывным нерегулярным пульсациям (колебаниям) скорости во



Фиг. 0-1. Картина потока.

а — при ламинарном движении; б — при турбулентном движении.

всех точек потока. Поэтому этот режим приходится характеризовать не мгновенным значением скорости, а ее значением, осредненным за достаточно продолжительный период времени, т. е. величиной

$$\bar{w} = \frac{1}{T} \int_{t-\frac{T}{2}}^{t+\frac{T}{2}} w dt^*,$$

где T — промежуток времени, называемый периодом осреднения.

Во всех практических расчетах фигурирует именно эта осредненная скорость.

При определенных условиях ламинарное и турбулентное движения переходят одно в другое. Этот переход происходит скачкообразно в пределах небольшой переходной области значений числа Re , характеризующего, как известно, отношение сил инерции к силам вязкости:

$$Re = \frac{\rho w_1 D_1}{\mu} = \frac{w_1 D_1}{\nu},$$

* В дальнейшем черточка над w будет опущена, хотя везде эта буква будет означать среднюю скорость.

где w_1 — характерная скорость потока (в данном случае — средняя по сечению трубы), м/сек;

D_1 — характерный линейный размер потока (в данном случае — диаметр трубы или эквивалентный ему размер сечения канала), м;

$\rho = \frac{\gamma}{g}$ — массовая плотность, кг сек²/м⁴;

γ — удельный вес, кг/м³;

g — ускорение силы тяжести, м/сек²;

μ — динамический коэффициент вязкости жидкости (газа), кг сек/м²;

$\nu = \frac{\mu}{\rho}$ — кинематический коэффициент вязкости, м²/сек.

Ниже указанной переходной области движение всегда имеет ламинарный характер, выше же — всегда турбулентный. В самой переходной области имеется или ламинарный, или турбулентный режим движения, причем оба они неустойчивы и по совершенно случайным причинам одна форма движения может быстро перейти в другую.

Значение числа Re , при котором происходит переход одного режима в другой, называют критическим.

Опытами установлено, что нижний предел критического числа Re в случае круглой трубы составляет $Re_{кр} = 2320$.

Верхняя граница не может быть определена точно и сильно зависит от условий входа в трубу, состояния поверхности стенок и др.

Вязкость свойственна всем реальным жидкостям и газам и проявляется при движении в виде внутреннего трения.

Для пояснения сущности вязкости рассмотрим, как это делается в курсах гидравлики, взаимное перемещение двух параллельных пластинок, между которыми находится жидкость. При этом предположим для простоты, что скорость нижней пластинки равна нулю, а верхней — какой-нибудь величине w_1 (фиг. 0-2, а). Под действием вязкости слои жидкости, непосредственно прилегающие к пластинкам, к ним прилипают, принимая одинаковые с ними скорости. Промежуточные же слои скользят друг по другу, приобретая разные ско-



Фиг. 0-2.

а — движение вязкой жидкости между двумя пластинками; б — движение вязкой жидкости вблизи твердой поверхности.

рости w , пропорциональные расстоянию от неподвижной пластинки. Трение жидкости проявляется при этом в виде силы, оказывающей сопротивление движению верхней пластинки. Эта сила пропорциональна градиенту скорости, т. е. изменению скорости, происходящему на единице длины в направлении, нормальном к плоскости пластинки. Величина силы сопротивления, приходящаяся на единицу площади пластинки—или касательное напряжение,—таким образом равна (закон Ньютона)

$$\tau = \mu \frac{dw}{dy}, \quad (0-2)$$

где w — скорость промежуточных слоев жидкости;
 y — расстояние данного слоя жидкости от неподвижной пластинки.

Кинетическая теория газов объясняет вязкость жидкости беспорядочным движением молекул. В результате такого их движения между двумя соседними слоями жидкости, движущимися с различными скоростями, возникает обмен количеством движения; при этом молекулы, поступающие из слоя с большей скоростью в слой с меньшей скоростью, ускоряют его; наоборот, молекулы, поступающие из слоя с меньшей скоростью в более быстрый, тормозят последний. Таким образом, создается взаимное трение между слоями жидкости. Трение действует, с одной стороны, как фактор, создающий непрерывное поле скоростей потока, а с другой — как фактор, приводящий к потере части механической энергии, которая переходит в тепло. Процесс перехода механической энергии потока в теплоту и является источником гидравлических потерь вообще, а в случае прямых труб и каналов — потерь на трение в них (сопротивление трения).

Сопротивление, обусловленное одной только молекулярной вязкостью жидкости, имеет место, пока движение носит ламинарный характер. С наступлением режима турбулентного движения к вязким напряжениям добавляются напряжения, вызванные беспорядочным перемешиванием отдельных масс жидкости (турбулентная вязкость).

Механизм зарождения турбулентной вязкости можно схематически представить себе аналогичным механизму возникновения молекулярной вязкости: происходящее в рассматриваемом случае перемешивание конечных масс жидкости сопровождается обменом количеством движения между ними. Этот обмен приводит к взаимному воздействию соседних слоев осредненного потока¹ (ускорению одного и торможению дру-

¹ Говоря об осредненном потоке (осредненное поле скоростей), мы не предприняем вопроса о форме этого осредненного поля. По современным воззрениям в турбулентном потоке существует широкий спектр пульсаций скоростей от минимальных, определяемых молекулярной вязкостью, до максимальных — порядка размеров самого потока (так называемые структурные образования).

го), а следовательно, к добавочному по отношению к молекулярному касательному напряжению. Добавочные напряжения эти, однако, во много (в сотни и даже в сотни тысяч) раз превышают по своей величине напряжение сил трения от молекулярной вязкости.

Касательные напряжения при турбулентном движении могут быть выражены формулой, по своей структуре формально совпадающей с формулой (0-2):

$$\tau = \mu' \frac{dw}{dy}, \quad (0-3)$$

где величина $\mu' = \rho \epsilon'$, называемая коэффициентом турбулентной вязкости, имеет также размерность вязкости. Величина ϵ' носит название коэффициента турбулентного обмена количества движения; она в свою очередь пропорциональна $\frac{dw}{dy}$.

В общем случае в потоке существуют одновременно и вязкое, и турбулентное трения, поэтому суммарное напряжение может быть написано так:

$$\tau = \mu \frac{dw}{dy} + \mu' \frac{dw}{dy}. \quad (0-4)$$

При ламинарном движении роль второго члена сводится к нулю, и сопротивление определяется только молекулярной вязкостью (вязким трением), становясь, таким образом, пропорциональным первой степени скорости (линейный закон сопротивления).

При турбулентном движении, больших числах Re и шероховатых поверхностях второй член рассматриваемого выражения настолько значительно превышает первый, что действием молекулярной вязкости можно полностью пренебречь. Сопротивление трения определяется в этом случае вторым членом и становится пропорциональным квадрату скорости (квадратичный закон сопротивления).

При гладких поверхностях, особенно при малых числах Re , вязкое напряжение может стать соизмеримым с турбулентным напряжением. Тогда уравнение (0-4) будет давать полное сопротивление трения, изменяющееся несколько медленнее, чем квадрат скорости; оно будет пропорционально скорости в степени, меньшей двух.

Пограничный слой. Вихреобразование. Местное сопротивление. При движении жидкости (газа) мы встречаемся с двумя задачами—внешней и внутренней. Первая задача возникает, когда в неограниченный (или практически неограниченный) поток помещают какое-либо тело, обтекаемое этим потоком, и рассматривается взаимодействие между движущейся жидкостью и телом.

Вторая задача возникает в случае ограничения потока твердыми стенками, иначе говоря, при движении жидкости внутри трубы (канала); при этом изучается взаимодействие между потоком и стенками трубы.

Трубы и каналы, предназначенные для перемещения жидкостей и газов, состоят из прямых участков постоянного поперечного сечения и из различного рода соединительных и переходных участков, прямолинейных и криволинейных, с постоянными или переменными поперечными сечениями, изменяющимися плавно или внезапно, имеют различные дроссельные или запорные приспособления, а также участки с различными препятствиями в виде решеток, сеток, выступов, распорок и т. д.

При движении по таким сложным фасонным частям труб или по трубам с препятствиями в них¹ внутренняя задача часто как бы сводится к внешней задаче обтекания тел и это относится не только к случаям, когда в трубе установлены выступающие в поток тела и им обтекаются (различные распорки, решетки, сетки и др.), но и к тем случаям, когда течение происходит в расширяющихся, изогнутых и других подобных участках труб и каналов.

Выше уже отмечалось, что под действием вязкости слой движущейся жидкости, непосредственно прилегающий к твердой поверхности, к ней прилипает. В случае обтекания потоком какого-либо тела или перемещения потока относительно стенок трубы это приводит к тому, что в области вблизи твердой поверхности устанавливается переменная по сечению скорость, возрастающая от нуля на этой поверхности до скорости w_1 невозмущенного потока (фиг. 0-2, б). Эту область переменной по сечению скорости называют пограничным слоем.

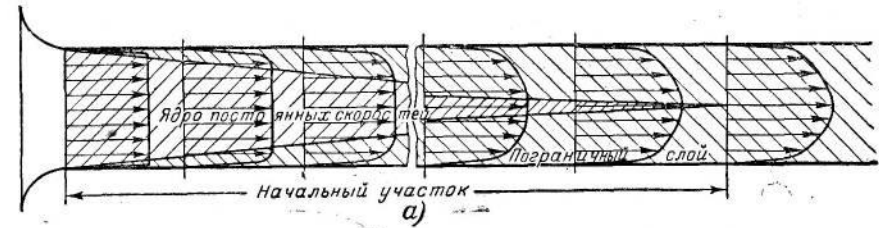
Теоретически изменение скорости в пограничном слое от стенок наружу (в невозмущенный внешний поток) совершается асимптотически. Однако практически возрастание скорости в пограничном слое до величины, близкой к скорости внешнего потока (например, отличающейся от последней на 1%), происходит на сравнительно небольшом расстоянии от твердой поверхности.

Толщина пограничного слоя получается особенно незначительной при обтекании плавных тел; при этом чем короче тело, тем эта толщина меньше.

Что же касается течения в прямых трубах, то здесь следует различать два случая: течение в начальном участке и течение за этим участком.

Под начальным (или разгонным) участком подразумевается участок трубы, в котором происходит постепенное формирование профиля скоростей. Если вход в трубу осуществляется очень плавно (например, с помощью плавного кол-

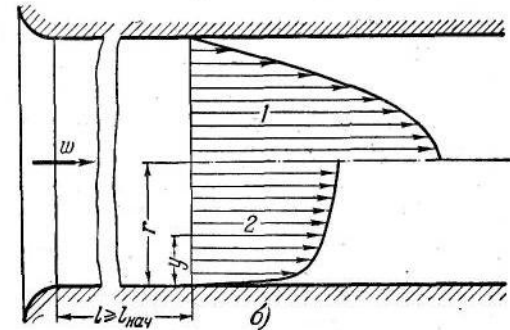
лектора), то поток вступает в трубу с одинаковой по всему сечению скоростью и только в непосредственной близости от стенок создается очень тонкий пограничный слой, в котором скорость почти внезапно падает до нуля (фиг. 0-3, а). По мере удаления от входа под влиянием вязкости начинают тормозиться слои жидкости, расположенные все ближе и ближе к оси трубы; иными словами, с удалением от входа толщина пограничного слоя возрастает, за счет чего центральная часть потока с постоянными скоростями—ядро постоянных скоростей—постепенно сужается. Так как при этом количество про-



Фиг. 0-3. Распределение скоростей по поперечному сечению трубы.

а—в различных сечениях начального участка (переменный профиль скоростей, турбулентное течение); б—за начальным участком (установившийся профиль скоростей); 1—ламинарное течение (параболический закон); 2—турбулентное течение

$$\left[\begin{array}{l} \text{степенной закон: } \frac{w}{w_{\max}} = \\ \left(\frac{y}{r} \right)^{\frac{1}{m}} \end{array} \right.$$



текающей жидкости остается неизменным, то торможение потока в пограничном слое неизбежно приводит к соответствующему ускорению движения в ядре и связанному с этим падению давления. Все это продолжается до тех пор, пока не достигается состояние равновесия между указанным падением давления и сопротивлением трения. При достижении этого равновесия по всему сечению устанавливается постоянный профиль скоростей „вытянутой“ по направлению движения формы (фиг. 0-3, а). При этом в случае ламинарного течения профиль скоростей устанавливается по параболическому закону (фиг. 0-3, б, 1), а в случае турбулентного течения—приближенно по логарифмическому или степенному закону (фиг. 0-3, б, 2).

Толщина пограничного слоя и длина начального участка зависят от числа Re . Чем больше это число, тем тоньше слой и короче начальный участок¹.

¹ При ламинарном режиме длина начального участка $l_{нач} > 0,13 D_1 Re$; при турбулентном режиме эта длина практически лежит в пределах $(25 \div 50) D_1$, где D_1 —диаметр трубы.

¹ Все перечисленные виды участков, включая запорные устройства и различные препятствия, мы часто для краткости будем называть фасонными частями.

Описанный процесс формирования того или иного распределения скоростей по сечению обуславливает то обстоятельство, что когда длина трубы (канала) меньше длины начального участка, в ней образуются две области—ядро постоянных скоростей и пограничный слой. В том же случае, когда длина трубы больше длины начального участка, поток за этим участком приобретает переменный по всему сечению профиль скоростей.

Следует указать, что по аналогии с движением всего потока течение в пограничном слое может также быть как ламинарным, так и турбулентным. Для вычисления числа Re пограничного слоя в качестве характерного линейного размера берется толщина слоя:

$$Re_\delta = \frac{w_1 \delta}{\nu},$$

где δ — толщина пограничного слоя;

w_1 — скорость невозмущенного потока (для трубы — средняя скорость).

Опыты по обтеканию пластинок и некоторых тел плавной формы указывают на близость критического числа $Re_{кр}$ пограничного слоя этих тел к критическому числу $Re_{кр}$ трубы.

Из этого видно, что пограничный слой при обтекании потоком того или иного тела или при движении его в начальном участке трубы может оставаться ламинарным даже при турбулентном течении основного потока.

Пульсации скорости, которые наблюдаются в турбулентном потоке, не могут, очевидно, существовать вблизи самой стенки, в пристеночном слое; особенно это относится к колебаниям, нормальным к стенке¹. Поэтому на самой стенке касательные напряжения определяются только законом Ньютона:

$$\tau_0 = \mu \left(\frac{dw}{dy} \right)_{y=0}.$$

Если при этом предположить, что логарифмический или степенной закон распределения скоростей в турбулентном потоке распространяется до самой стенки, то получится, что величина τ_0 на стенке равна бесконечности, так как при $y=0$ имеем $\frac{dw}{dy} = \infty$. Последнее в реальных условиях невоз-

можно, поэтому следует допустить, что любой из указанных законов распределения скоростей действителен только почти до самой стенки, но не на самой стенке. Это заставляет сделать предположение о существовании между стенкой и турбулентным пограничным слоем, т. е. в присте-

¹ Современные измерения показывают, что пульсации скорости существуют и вблизи стенок, но они очень малы по сравнению с пульсациями внепристеночного слоя.

ночном слое, области ламинарного движения с линейным (или близким к нему) распределением скоростей, которую принято называть ламинарным подслоем¹ (фиг. 0-2,б). Толщина ламинарного подслоя, как и пограничного слоя в целом, зависит от числа Re . С увеличением этого числа толщина подслоя уменьшается.

Толщина пограничного слоя на данном расстоянии от начального сечения может увеличиться или уменьшиться в зависимости от того, движется ли жидкость замедленно или ускоренно².

В первом случае в соответствии с уравнением Бернулли происходит возрастание давления вдоль потока, т. е. движение сопровождается положительным градиентом давления, а во втором случае — отрицательным градиентом давления. Положительный градиент давления приводит к утолщению пограничного слоя и соответственно к дополнительному „вытягиванию“ профиля скоростей в направлении движения; отрицательный градиент давления приводит к уменьшению толщины пограничного слоя и соответственно к „сплющиванию“ профиля скоростей.

При значительном замедлении движения, которое получается как при обтекании суживающихся в направлении движения тел (тела каплеобразной формы, цилиндры), так и при течении в расширяющихся по потоку участках труб (диффузоры, фиг. 0-4), может произойти даже отрыв потока от твердой поверхности.

Явление отрыва может быть пояснено следующим образом. В направлении, нормальном движению жидкости, давление остается всегда одинаковым (или почти одинаковым) по всему поперечному сечению потока, а поэтому возникающий при замедленном движении положительный градиент давления тоже распределяется равномерно по этому сечению. В то же время в области, близкой к твердой поверхности, как мы знаем, скорости резко падают, снижаясь до нуля на самой поверхности. При замедлении всего потока частицы жидкости в указанной области начинают двигаться еще медленнее, а при достаточной степени замедления потока под действием направленного против движения перепада давления эти частицы

¹ Некоторые авторы рекомендуют этот слой называть не ламинарным, а вязким, поскольку и здесь предполагается наличие пульсационных скоростей. Сходство с ламинарным движением заключается лишь в том, что средняя скорость распределена здесь по такому же закону, по которому была бы распределена истинная скорость при ламинарном течении в тех же условиях.

² При движении в трубе можно говорить об изменении толщины пограничного слоя в прямом смысле только в том случае, если участок переменного сечения следует или непосредственно за плавным входом, или за начальным участком неполной длины. Если же участок переменного сечения установлен за полным начальным участком, то правильнее говорить о соответствующей деформации установившегося профиля скоростей.

даже останавливаются, а затем начинают двигаться в обратном направлении (фиг. 0-4, сечение 3). Таким образом, около поверхности обтекаемого тела или стенки диффузора возникает возвратное движение, несмотря на то, что внешний поток попрежнему продолжает двигаться вперед. Количество заторможенной жидкости между стенкой и внешним потоком быстро увеличивается, и область возвратного движения все больше и



б)

Фиг. 0-4. Отрыв потока от стенок при наличии положительного градиента давления (диффузор).

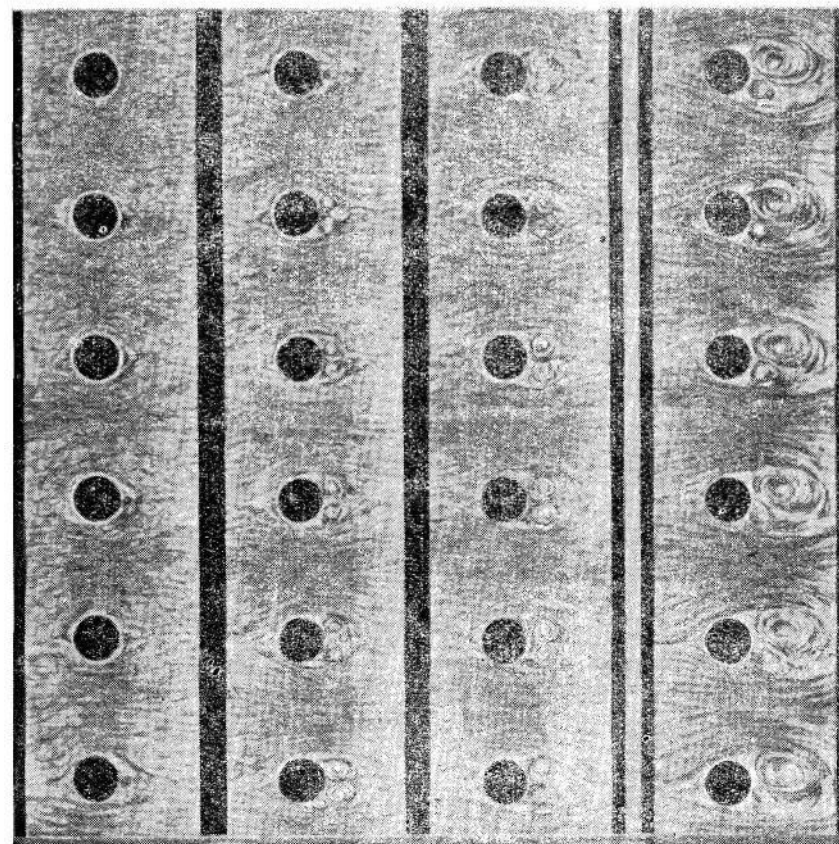
а — схематическая картина потока; б — фотография потока в лотке.

больше расширяется, пока совсем не оттесняет внешний поток от твердой поверхности. Это приводит сначала к утолщению пограничного слоя, а затем — к полному отрыву его от этой поверхности (фиг. 0-4, сечение 4). Образующая при этом резкая граница — поверхность раздела — между внешним потоком и областью возвратного движения быстро свертывается в вихрь. В следующие же моменты искажение поверхности раздела происходит беспорядочно, что приводит к образованию беспорядочной последовательности больших и малых вихрей (фиг. 0-4, б).

Описанный процесс отрыва и образования вихрей при обтекании цилиндра хорошо представлен серией фотографий на фиг. 0-5.

Если при движении жидкости около хорошо обтекаемых поверхностей или при течении в плавно расширяющихся, а

также плавно изогнутых трубах возникают условия для возвратного движения, соответствующего образованию поверхности раздела и свертывания последнего в вихри, то возникновение таких условий неизбежно в еще большей степени при обтекании плохо обтекаемых тел и поверхностей, например тел

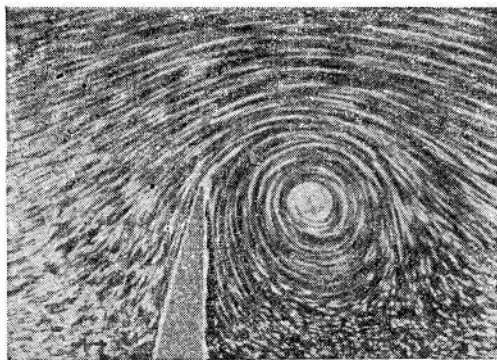


Фиг. 0-5. Процесс вихреобразования при обтекании цилиндра.

с острыми ребрами (фиг. 0-6), при течении в трубах с внезапным расширением сечения, при резких поворотах и т. п. (фиг. 0-7).

Процесс возникновения и распада поверхности раздела при набегании потока на острое ребро происходит примерно следующим образом. В начальный момент ребро полностью обтекается (фиг. 0-5, б1), но очень быстро позади ребра возникает вихрь (фиг. 0-5, б2), наличие которого вызывает здесь круговое движение, приводящее к притеканию жидкости к ребру также со стороны, противоположной направлению основного

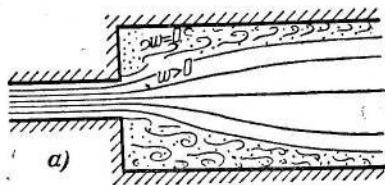
потока. Следовательно, здесь возникает поверхность раздела (фиг. 0-5,б3). Под действием вихря эта поверхность закручивается и тем самым усиливается вихрь, который вследствие этого начинает расти. В действительности вихрь и поверхность раздела составляют одно целое и растут вместе из ничтожного начального возмущения (фиг. 0-6,б4). В дальнейшем „начальный“ вихрь уносится вместе с потоком, а поверхность раздела распадается на отдельные вихри (фиг. 0-6,б5).



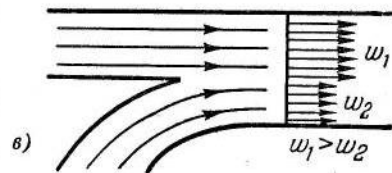
а)

Фиг. 0-6. Процесс-вихреобразования при обтекании острого ребра.

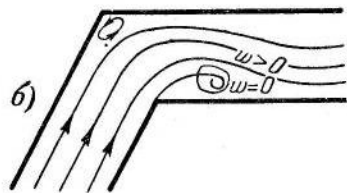
а — фотография потока; б — схематическая картина потока.



а)



б)



б)

Фиг. 0-7. Различные случаи движения.

а — внезапное расширение; б — поворот потока в колена с острым углом; в — слияние двух потоков.

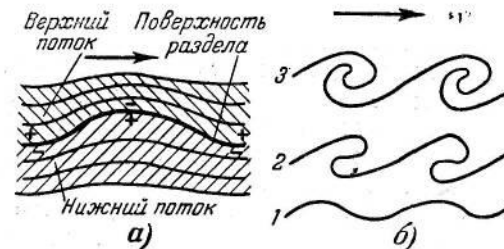
Аналогичные картины имеют место и при тчении жидкости по трубам с внезапным расширением, с внезапным сужением, при истечении через отверстия, при резких поворотах и т. п. Следует отметить, что поверхность раздела и образующиеся из нее вихри возникают не только в тех случаях, когда

имеется возвратное движение, но при всех тех условиях, при которых существует просто разность скоростей, например, при слиянии двух потоков с различными скоростями (фиг. 0-7,в).

Процесс образования вихрей из поверхности раздела в таких случаях можно себе представить следующим образом.

Вследствие неустойчивости движения всего потока, а следовательно, и поверхности раздела достаточно небольшого случайного возмущения, чтобы вызвать искривление этой поверхности, придание ей волнообразной формы (фиг. 0-8,а). Но криволинейное движение потока связано, как увидим ниже (гл. 1), с появлением центробежных сил, повышающих давление в направлении от центра кривизны.

При этом давление на гребнях волн обоих потоков по обе стороны от поверхности раздела, принявшей волнообразную форму, должно повышаться, а во впадинах — понижаться. При таком распределении давления течение не может остаться установившимся, и жидкость начинает перетекать из области с повышенным давлением (знак + на фиг. 0-8,а) в область с пониженным давлением (знак — на той же фигуре). Это значит, что возникшее ранее искривление поверхности раздела еще больше возрастает (фиг. 0-8,б1 и 2). Увеличение же кривизны в свою очередь еще больше увеличивает разность давлений, и это продолжается до тех пор, пока этот процесс не приводит к распаду поверхности раздела в беспорядочную вихревую систему (фиг. 0-8,б3).



Фиг. 0-8. Процесс вихреобразования при неустойчивом потоке.

а — искривление линии тока и поверхности раздела; б — распад поверхности раздела в беспорядочную вихревую систему.

из области с повышенным давлением (знак + на фиг. 0-8,а) в область с пониженным давлением (знак — на той же фигуре). Это значит, что возникшее ранее искривление поверхности раздела еще больше возрастает (фиг. 0-8,б1 и 2). Увеличение же кривизны в свою очередь еще больше увеличивает разность давлений, и это продолжается до тех пор, пока этот процесс не приводит к распаду поверхности раздела в беспорядочную вихревую систему (фиг. 0-8,б3).

Таким образом, отрыв потока и вихреобразование возникают в тех случаях, когда в двух соседних слоях движущейся жидкости имеется разность скоростей, а вдоль потока — положительный градиент давления.

Если отрыв возникает на острых краях, его место остается фиксированным: перемещаться он почти не в состоянии. Такое явление происходит, в частности, при движении потока около плохо обтекаемых тел, при тчении в трубе с внезапным расширением, с внезапным сужением, при перетекании через отверстия с острыми краями, в коленах с острыми углами поворота и т. д.

При движении потока около хорошо обтекаемых тел или в трубах с плавным расширением (диффузоры), в плавно изогнутых каналах (отводы) и т. д. место отрыва потока может

меняться в зависимости от режима течения. В частности, когда режим течения такой, при котором ламинарный пограничный слой переходит в турбулентный, точка отрыва перемещается вниз по течению. Объясняется это тем обстоятельством, что при турбулентном движении в пограничном слое происходит более интенсивный обмен количеством движения частиц жидкости, в результате чего увлечение пограничного слоя внешним потоком при этом режиме движения получается более сильным, чем при ламинарном.

Следствием отрыва и вихреобразования всегда является перераспределение скоростей по сечению потока. Как отрыв и связанное с ним вихреобразование, так и перераспределение скоростей сопровождаются, так же как и трение, потерей механической энергии, переходящей в тепло. Таким образом, эти явления представляют собой второй после трения источник гидравлического сопротивления, так что общее гидравлическое сопротивление труб и каналов складывается как из сопротивления трения, так и из сопротивления срыва (вихреобразования). Последний вид сопротивления принято называть местным, поскольку он всегда вызывается местными изменениями конфигурации канала и сосредоточен на сравнительно небольшом участке (как правило, на расстоянии $(6-10)D_1$ от данной фасонной части) в отличие от сопротивления трения, распределяющегося равномерно по всей длине трубы.

В прямых участках труб постоянного поперечного сечения имеется только сопротивление трения. В фасонных же частях основную роль в возникновении сопротивления играют образование поверхности раздела и связанные с этим срыв потока, вихреобразование и перераспределение скоростей; иными словами, здесь основную роль играет местное сопротивление.

Для того чтобы привести в движение реальную жидкость, необходимо затратить определенную энергию на преодоление тех сопротивлений, которые возникают на ее пути. В случае, когда поток выходит из трубы (канала) в атмосферу, потерянной для данной сети оказывается также и его кинетическая энергия на выходе. Вся энергия—как идущая на преодоление сопротивления внутри сети, так и кинетическая энергия на выходе из нее—создается работой компрессора, вентилятора или других подобных машин.

Следует отметить, что полная энергия (включая и внутреннюю энергию) потока на данном участке трубы при отсутствии теплопередачи через стенки остается неизменной, так как механическая работа сил сопротивления, как было сказано, полностью преобразуется в тепло. Однако состояние потока при этом меняется, так как давление падает. Температура же вдоль потока при неизменной скорости не меняется. Объясняется это тем, что работа расширения, обусловленная падением давления, целиком преобразуется в работу сил сопротивления, и теплота, возникающая из этой механической работы, возмещает охлаждение, возникающее вследствие расширения. Вместе с этой энергией, приобретенная потоком за счет работы компрессора (вентилятора и т. п.), для данной сети теряется в виде кинетической или тепловой энергии при выходе потока в атмосферу.

0-2. Коэффициенты гидравлического сопротивления

В инженерной практике в преобладающем числе случаев приходится иметь дело с большими числами Re , во всяком случае с такими, при которых создается турбулентный режим движения и при которых силы инерции, возникающие в потоке, доминируют над силами вязкости. Роль сил инерции особенно возрастает при движении жидкости по фасонным частям и при обтекании различных препятствий, встречающихся на пути движения, так что закон сопротивления при таком движении приближается к квадратичному. Поэтому формулы сопротивления в гидравлике (прикладной аэродинамики) даются, как правило, в квадратичной форме:

$$\Delta H = \zeta \frac{\rho w^2}{2}, \quad (0-5)$$

где ζ — безразмерная величина, которую принято называть коэффициентом гидравлического сопротивления.

Величина сопротивления (потеря давления) ΔH может быть или измерена, или вычислена на основе уравнения Бернулли, которое для случая несжимаемой жидкости может быть написано так:

$$p_1 + \frac{\gamma w_1^2}{2g} + \gamma z_1 = p_2 + \frac{\gamma w_2^2}{2g} + \gamma z_2 + \Delta H_{\text{общ}},$$

где p_1, p_2 — статические давления соответственно в сечениях 1-1 и 2-2, например фиг. 0-4, $кг/м^2$;

z_1, z_2 — нивелирные высоты в тех же сечениях, $м$;

w_1, w_2 — средние скорости в тех же сечениях, $м/сек$;

$\Delta H_{\text{общ}}$ — потерянная часть давления, идущая на преодоление общего сопротивления данного участка трубы (канала), $кг/м^2$. Остальные обозначения — см. выше.

В большинстве случаев разности высот не играют никакой роли, и поэтому в дальнейшем они будут для простоты опущены, так что уравнение Бернулли при замене отношения $\frac{\gamma}{g}$ его обозначением через ρ примет вид:

$$p_1 + \frac{\rho w_1^2}{2} = p_2 + \frac{\rho w_2^2}{2} + \Delta H_{\text{общ}}, \quad (0-6)$$

Величину потерянного давления $\Delta H_{\text{общ}}$ можно выразить через разность полных давлений:

$$\begin{aligned} \Delta H_{\text{общ}} &= \left(p_1 + \frac{\rho w_1^2}{2} \right) - \left(p_2 + \frac{\rho w_2^2}{2} \right) = \\ &= \left(H_1 + \frac{w_1^2}{2} \right) - \left(H_2 + \frac{w_2^2}{2} \right) = H_{1n} - H_{2n}, \end{aligned} \quad (0-7)$$

где соответственно для сечений 1-1 и 2-2:

$H = p - p_a$ — разность между статическим давлением и атмосферным, $кг/м^2$;

$H_n = p + \frac{\rho w^2}{2} - p_a$ — разность между полным давлением и атмосферным, $кг/м^2$;

$\frac{\rho w^2}{2}$ — скоростное (динамическое) давление, $кг/м^2$.

Если же потери давления отнести к скоростному давлению в каком-нибудь условленном (избранном) сечении, например в сечении 1-1, то на основе (0-5) получим коэффициент гидравлического сопротивления (в данном случае — общего) в таком виде:

$$\zeta_{общ} = \frac{\Delta H_{общ}}{\frac{\rho w_1^2}{2}} \quad (0-8)$$

Уравнение (0-6) написано в предположении, что скорости и давления равномерно распределены по каждому из сечений 1-1 и 2-2 рассматриваемого участка трубы. Для случая неравномерного распределения скоростей и давлений вместо уравнения (0-6) следовало бы написать:

$$\int_{F_1} \left(p + \frac{\rho w^2}{2} \right) w dF = \int_{F_2} \left(p + \frac{\rho w^2}{2} \right) w dF + \Delta E_{общ},$$

где p и w — соответственно статическое давление ($кг/м^2$) и скорость ($м/сек$), переменные по сечению;

F — площадь данного сечения, $м^2$;

$\Delta E_{общ}$ — секундная энергия, потерянная на данном участке (секундная работа сил сопротивления данного участка трубы), $кгм/сек$.

Отсюда:

$$\Delta E_{общ} = \int_{F_1} \left(p + \frac{\rho w^2}{2} \right) w dF - \int_{F_2} \left(p + \frac{\rho w^2}{2} \right) w dF, \quad (0-9)$$

или

$$\Delta E_{общ} = \int_{F_1} H_n w dF - \int_{F_2} H_n w dF. \quad (0-10)$$

В общем случае коэффициент гидравлического сопротивления

$$\zeta_{общ} = \frac{\Delta E_{общ}}{\frac{\rho F_1 w_1^3}{2}} \quad (0-11)$$

т. е. он представляет собой отношение потерянной энергии к кинетической энергии в избранном сечении.

В большинстве случаев давление практически постоянно по сечению даже при значительной неравномерности распределения скоростей, поэтому вместо (0-9) можно написать:

$$\Delta E_{общ} = \left(p_1 w_1 F_1 + \int_{F_1} \frac{\rho w^3}{2} dF \right) - \left(p_2 w_2 F_2 + \int_{F_2} \frac{\rho w^3}{2} dF \right). \quad (0-12)$$

Обозначив

$$N_1 = \frac{1}{F_1} \int_{F_1} \left(\frac{w}{w_1} \right)^3 dF \quad \text{и} \quad N_2 = \frac{1}{F_2} \int_{F_2} \left(\frac{w}{w_2} \right)^3 dF$$

(величину N мы называем коэффициентом кинетической энергии) и переходя к удельной энергии (т. е. к энергии, отнесенной к единице объема), получим:

$$\begin{aligned} \Delta H_{общ} &= \frac{\Delta E_{общ}}{Q} = \left(p_1 + N_1 \frac{\rho w_1^2}{2} \right) - \left(p_2 + N_2 \frac{\rho w_2^2}{2} \right) = \\ &= H_1 + N_1 \frac{\rho w_1^2}{2} - \left(H_2 + N_2 \frac{\rho w_2^2}{2} \right), \end{aligned}$$

где $Q = \int_{F_1} w dF = \int_{F_2} w dF = w_1 F_1 = w_2 F_2$ — секундный объемный расход, $м^3/сек$.

При равномерном распределении скоростей, когда $N_1 = N_2 = 1$, приходим к выражению (0-7), а для коэффициента сопротивления — соответственно к выражению (0-8).

Из сказанного ранее следует, что в общем случае коэффициент гидравлического сопротивления складывается из трех величин:

$$\left. \begin{aligned} 1) \text{ коэффициента сопротивления трения: } \zeta_{тр} &= \frac{\Delta H_{тр}}{\frac{\rho w_1^2}{2}}; \\ 2) \text{ коэффициента местного сопротивления: } \zeta_{м} &= \frac{\Delta H_{м}}{\frac{\rho w_1^2}{2}}; \\ 3) \text{ коэффициента сопротивления выхода: } \zeta_{вых} &= \frac{\Delta H_{вых}}{\frac{\rho w_1^2}{2}}. \end{aligned} \right\} \quad (0-13)$$

В дальнейшем сопротивление выхода будем также относить к местным сопротивлениям, так что можно написать:

$$\zeta_{общ} = \zeta_{тр} + \zeta_{м}. \quad (0-14)$$

Как увидим в гл. 10, при рассмотрении закона сопротивления прямых труб вводится коэффициент сопротивления трения единицы длины трубы (канала):

$$\lambda = \frac{\Delta H_{тр}}{\frac{\rho w_1^2}{2} u_1 l_1} = \frac{\Delta H_{тр} D_2}{\frac{\rho w_1^2}{2} l_1} = \frac{\Delta H_{тр}}{\frac{\rho w_1^2}{2} \frac{l_1}{D_2}}, \quad (0-15)$$

где $D_2 = 4 \frac{F_1}{u_1}$ — гидравлический диаметр трубы (канала) (F_1 — площадь избранного сечения, u_1 — периметр этого сечения), $м$;
 l_1 — длина трубы (канала), $м$,

так что

$$\zeta_{mp} = \frac{\lambda}{4} \frac{u_1}{F_1} l_1 = \lambda \frac{l_1}{D_2} \quad (0-16)$$

Коэффициент λ зависит от двух параметров: числа $Re = \frac{w_1 D_2}{\nu}$ и относительной шероховатости стенок $\bar{\Delta} = \frac{\Delta}{D_2}$ (где Δ — средняя высота бугорков шероховатости, m).

Коэффициент местного сопротивления ζ_m зависит как от ряда общих факторов, так и, главным образом, от геометрических параметров данной фасонной части.

Далее рассматриваются общие факторы, влияющие на величину коэффициента местного сопротивления. При этом влияние сжимаемости здесь рассматриваться не будет.

а) Режим течения, характеризуемый числом Re . Важными являются как режим течения всего потока, так и режим течения в пограничном слое, который может оставаться, как было сказано, ламинарным даже при турбулентном течении всего потока.

Пока величина Re очень мала (ламинарное движение), в потоке преобладают силы молекулярной вязкости, и в этом случае коэффициент местного сопротивления может резко меняться в ту или иную сторону (см. ниже) вместе с изменением числа Re .

При больших значениях Re (турбулентное движение) главную роль в потоке играют силы инерции, при которых потери давления ΔH становятся пропорциональными квадрату скорости, поэтому коэффициент местного сопротивления ζ_m не зависит (или почти не зависит) от числа Re . Эту область чисел Re , при которой последние не влияют больше на условия движения, часто называют *автомоделльной*.

Во многих случаях определенную роль, как уже было показано выше, играет режим течения в пограничном слое, так что в некоторых пределах Re коэффициент местного сопротивления изменяется с этим числом даже при сравнительно больших его значениях для всего потока.

б) Относительная шероховатость поверхности стенок трубы (канала). Это влияние сказывается только при турбулентном режиме, т. е. тогда, когда пограничный слой (или подслой) настолько тонок, что бугорки шероховатости выступают за пределы его. Их влияние сказывается, с одной стороны, в усилении турбулизации потока, что ведет к уменьшению местного сопротивления, а с другой — к перемещению точки отрыва вверх по потоку, приводящему к увеличению местного сопротивления.

в) Характер распределения скоростей в сечении перед входом в фасонную часть. Распределение скоростей, а вместе с ним состояние пограничного слоя зависят от режима течения, формы входа в трубу, формы и удаленности различных фасон-

ных частей, а также длины прямого участка, расположенных впереди рассматриваемой фасонной части, и т. п. Влияние распределения скоростей и состояния пограничного слоя сказывается главным образом в изменении положения точки отрыва. Чем больше неравномерность скоростей, тем раньше наступает отрыв потока от стенок и, следовательно, тем больше коэффициент местного сопротивления. Увеличение неравномерности (углощение пограничного слоя) приводит во многих случаях также к появлению вторичных токов, вызывающих дополнительное сопротивление.

0-3. Потери на удар как наиболее характерные потери в фасонных частях труб и каналов

Выше было показано, что местное сопротивление, т. е. возникновение отрыва и вихреобразование, всегда связаны с изменением величины скорости и давления при торможении потока. Наиболее резкое изменение величины скорости и давления возникает в предельном случае — при внезапном расширении сечения трубы.

Как увидим ниже, сопротивление, возникающее в этом случае, — сопротивление удара, может быть определено теоретически с помощью теоремы о количестве движения.

В ряде случаев (вход с внезапным сужением, перетекание через отверстие, поворот потока и т. д.) явление аналогично явлению при внезапном расширении: поток, отрываясь от стенок, поджимается до какого-то минимального сечения и затем начинает опять резко расширяться, растекаясь по всему сечению трубы. Так как основные потери давления в этих случаях возникают после поджатия потока, при его расширении (где и происходит основное вихреобразование), а потерями до поджатия вследствие их малости можно пренебречь, то и формально можно указанные местные сопротивления определять по тем же формулам, что и сопротивление при внезапном расширении. Для этого требуется только знать степень поджатия потока при его отрыве (или, что то же, величину коэффициента заполнения сечения).

Коэффициентом заполнения сечения будем называть отношение площади узкого сечения потока к площади сечения трубы;

$$\epsilon = \frac{F_c}{F_1},$$

где F_c — площадь узкого сечения потока, m^2 ;

F_1 — площадь сечения трубы, m^2 .

До последнего времени этот коэффициент часто назывался не совсем точно коэффициентом сжатия,

Для таких случаев, как истечение через плоское отверстие, поворот потока вокруг ребра (колена) при плоскопараллельном потоке и ряда других, коэффициент заполнения сечения ϵ может быть определен теоретически методом, разработанным Н. Е. Жуковским. Поэтому для указанных случаев определение местного сопротивления как раз и возможно по формуле для внезапного расширения. В ряде случаев коэффициент заполнения сечения ϵ известен из эксперимента; следовательно, и для них можно определить коэффициент сопротивления по той же формуле.

В отдельных случаях, при которых расширение сечения потока происходит плавно (диффузоры), местное сопротивление часто также выражают через сопротивление при внезапном расширении. Для этого вводят так называемый коэффициент полноты удара.

Возможность во многих случаях выразить местное сопротивление различных фасонных частей через сопротивление при внезапном расширении указывает на общую природу многих местных гидравлических сопротивлений.

Использованную и рекомендуемую литературу к введению — см. общий список литературы в конце книги под № 2, 3, 17, 20, 25, 48, 58, 60, 81.

ГЛАВА ПЕРВАЯ

ВХОД ПОТОКА В ТРУБЫ И КАНАЛЫ

1-1. Внезапное сужение. Прямой вход в трубу (канал)

Вход потока в трубу (канал) осуществляется самым различным образом. Коэффициент сопротивления входа сильно зависит при этом от условий входа и формы входного участка. Вход в трубу или канал представляет собой частный случай сужения потока. Иногда он бывает выполнен в виде плавного сужения, иногда — как внезапное сужение. В последнем случае поток, входящий в узкую часть трубы, вследствие искривления линий тока и появления при этом центробежных сил отрывается от внутренней поверхности трубы, так что и после входа на некотором расстоянии от входного отверстия он продолжает поджиматься. Начиная с того места, в котором сечение потока достигает наименьшей величины, он опять расширяется, пока не растечется по всему сечению трубы (фиг. 1-1).

Отрыв потока от стенок и связанное с ним вихреобразование являются основными причинами того сравнительно большого сопротивления, которое вызывается внезапным сужением или, что то же, входом потока в прямую трубу или в прямой канал из большого объема.

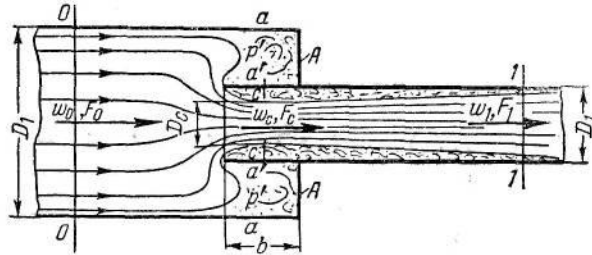
Вывод теоретической формулы сопротивления входа. Весьма распространенным является вход потока в прямую трубу (канал) из пространства любых размеров (наиболее типичный случай внезапного сужения — фиг. 1-1).

Рассмотрим случай такого входа в канал с острой кромкой ($\frac{\delta}{D_1} = 0$). При этом пусть входное отверстие канала меньшей площади отстоит от торцевой стенки A канала большей площади настолько, чтобы влиянием этой стенки на условия входа можно было пренебречь. Выберем два контрольных сечения:

0-0 — до входа и 1-1 — после входа в канал с меньшим сечением и напишем уравнение количества движения:

$$\rho_0 F_0 - \rho_1 F_1 - p'(F_0 - F_1) = \rho F_1 w_1 (w_1 - w_0). \quad (1-1)$$

При подходе к торцевой стенке *A* поток резко меняет свое направление на 90° (для втекания в узкую трубу), так что осевая скорость в этом месте становится равной нулю и статическое давление соответственно повышается, а так как потерями на участке 0-0 — *a-a'* можно пренебречь, то отсюда



Фиг. 1-1. Внезапное сужение потока.

можно сделать допущение, что в кольцевом сечении *a-a'* устанавливается давление, в точности равное полному давлению потока в сечении 0-0, т. е.

$$p' = p_0 + \frac{\rho w_0^2}{2}. \quad (1-2)$$

Вставив значение p' из последнего равенства в уравнение (1-1), получим:

$$(p_0 - p_1) F_1 + \frac{\rho w_0^2}{2} F_1 - \frac{\rho w_0^2}{2} F_0 = \rho F_1 w_1 (w_1 - w_0). \quad (1-3)$$

Уравнение Бернулли с учетом сопротивления входа для сечений 0-0 и 1-1 напишется так:

$$p_0 = \frac{\rho w_0^2}{2} = p_1 + \frac{\rho w_1^2}{2} + \Delta H, \quad (1-4)$$

где p_0 , p_1 , p' — статические давления соответственно в сечениях 0-0, 1-1 и *a-a'*;

w_0 , w_1 — средние скорости в соответствующих сечениях;

ΔH — сопротивление входа (потери давления при входе).

Подставив значение $p_0 - p_1$ из (1-4) в выражение (1-3), получим после некоторых сокращений:

$$\Delta H F_1 + \frac{\rho w_1^2}{2} F_1 - \frac{\rho w_0^2}{2} F_0 = \rho F_1 w_1 (w_1 - w_0),$$

Разделив обе части на F_0 и раскрыв скобки, получим:

$$\Delta H \frac{F_1}{F_0} + \frac{\rho w_1^2}{2} \frac{F_1}{F_0} - \frac{\rho w_0^2}{2} = \rho w_1^2 \frac{F_1}{F_0} - \rho w_1 w_0 \frac{F_1}{F_0}.$$

По уравнению неразрывности имеем:

$$w_0 = \frac{w_1 F_1}{F_0},$$

откуда

$$\Delta H \frac{F_1}{F_0} + \frac{\rho w_1^2}{2} \frac{F_1}{F_0} - \frac{\rho w_1^2}{2} \left(\frac{F_1}{F_0}\right)^2 = \rho w_1^2 \frac{F_1}{F_0} - \rho w_1^2 \left(\frac{F_1}{F_0}\right)^2.$$

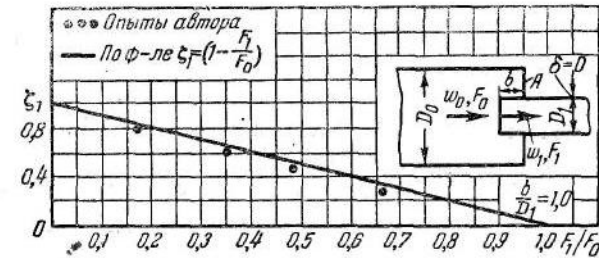
Разделив обе части последнего уравнения на $\frac{F_1}{F_0}$ и решив его относительно ΔH , получим:

$$\Delta H = \frac{\rho w_1^2}{2} \left(1 - \frac{F_1}{F_0}\right). \quad (1-5)$$

Отсюда коэффициент сопротивления входа, представляющий собой отношение потерянному давлению к скоростному давлению в сечении 1-1*, составит:

$$\zeta_1 = \frac{\Delta H}{\frac{\rho w_1^2}{2}} = 1 - \frac{F_1}{F_0}. \quad (1-6)$$

Сравнение теории с экспериментом. Насколько хорошо оправдывается предположение, выраженное зависимостью (1-2), видно из сопоставления теоретических и экспериментальных

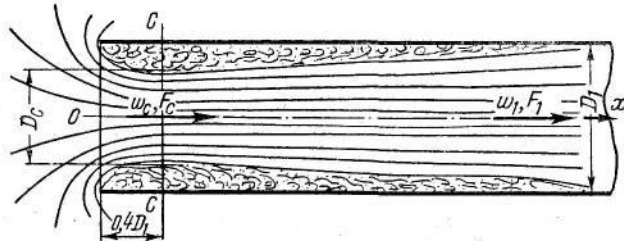


Фиг. 1-2. Сопоставление теоретических и экспериментальных данных при входе потока с внезапным сужением.

данных, приведенных на фиг. 1-2. Здесь дана зависимость коэффициента сопротивления ζ_1 от отношения площадей $\frac{F_1}{F_0}$

* Здесь и в дальнейшем, за исключением специально оговоренных случаев, числовой индекс при ζ будет указывать, к какой скорости отнесены потери.

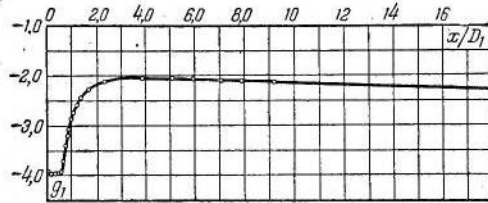
для случая внезапного сужения при входе потока в трубу с совершенно острой кромкой ($\frac{\delta}{D_1} = 0$) и при расположении входного отверстия узкой трубы на расстоянии $b = D_1$ от торцевой стенки А. При этом черными кружками обозначены данные эксперимента, а сплошной линией — расчетные данные, полу-



Фиг. 1-3. Схематическая картина потока при входе в прямую трубу из неограниченного пространства.

ченные по формуле (1-6). Как видно, совпадение расчета с экспериментом вполне удовлетворительное на всем диапазоне отношения площадей $\frac{F_1}{F_0}$.

Картина деформации потока при входе его из неограниченного пространства в трубу с острой входной кромкой (прямой вход — фиг. 1-3) приведена на фиг. 1-4 и 1-5. Из рассмотрения



Фиг. 1-4. Распределение безразмерных величин

статического давления $g_1 = \frac{p_a - p_r}{\rho \omega_1^2 / 2}$ вдоль

стенки прямого входного участка при $\frac{\delta}{D_1} = 0$;

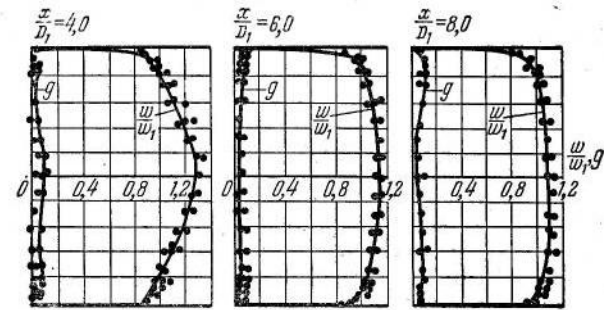
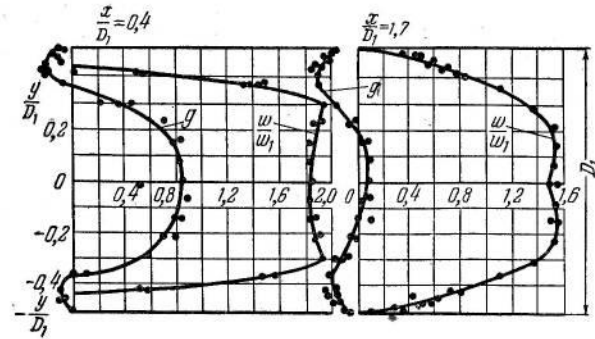
$\frac{b}{D_1} = 1$ (здесь p_r — давление на стенке; p_a — давление вне трубы; ω_1 — средняя скорость в сечении 1-1, фиг. 1-3).

давления на рассматриваемом участке происходит за счет падения скорости вследствие постепенного расширения струи до полного растекания ее по сечению трубы.

Из рассмотрения кривых на фиг. 1-5 видно, что вместе с максимумом давления на расстоянии $x \approx 4D_1$ достигается

и полное выравнивание давления по сечению. Что же касается скоростей, то выравнивание их по сечению достигается в данном случае лишь на расстоянии $x = 8D_1$.

Потери давления на небольшом участке $x = 0,4D_1$ до максимального поджатия струи очень малы, поэтому можно считать, что падение давления до этого сечения происходит



Фиг. 1-5. Распределение безразмерных скоростей

и разностей статических давлений $g = \frac{p_r - p}{\rho \omega_1^2 / 2}$

по различным сечениям прямого входного участка при $\frac{\delta}{D_1} = 0$ (здесь p_r — давление на стенке; p — давление в данной точке сечения; ω_1 — средняя скорость в сечении 1-1, фиг. 1-3).

только вследствие повышения скорости при уменьшении площади живого сечения струи. Так как давление в указанном сечении уменьшается по сравнению с давлением до входа (в атмосфере) на величину, равную четырем скоростным давлениям (по средней скорости в сечении 1-1), то, очевидно, площадь узкого сечения струи F_c (фиг. 1-3) соответственно

уменьшается в 2 раза и коэффициент заполнения сечения¹ принимает значение

$$\varepsilon = \frac{F_c}{F_1} = 0,5.$$

При течении без сопротивления (идеальная жидкость) разрежение в месте полного растекания струи ($x \approx 4D_1$) равнялось бы одному скоростному давлению (по уравнению Бернулли). В реальном же случае это разрежение равно двум скоростным давлениям, взятым по средней скорости в сечении 1-1. Очевидно, дополнительное падение давления в трубе происходит за счет сопротивления входа и равно по своей величине одному скоростному давлению:

$$\Delta H = \frac{\rho \omega_1^2}{2},$$

или

$$\zeta_1 = \frac{\Delta H}{\frac{\rho \omega_1^2}{2}} = 1,$$

что совпадает с результатами расчета по формуле (1-6).

Замечаемое на фиг. 1-4 новое небольшое падение давления за сечением $x \approx 4D_1$ происходит вследствие сопротивления трения.

Вывод расчетной формулы для определения коэффициента заполнения сечения ε при входе. Указанное выше значение ε для прямого входа с острой кромкой можно получить и расчетным путем, если уподобить явление входа явлению при внезапном расширении, при котором узким сечением будет принято сечение F_c струи, а большим сечением — сечение F_1 трубы.

Формулу сопротивления при внезапном расширении, как увидим из следующей главы, можно для данного случая привести к следующему виду:

$$\Delta H = \frac{\rho \omega_c^2}{2} \left(1 - \frac{F_c}{F_1}\right)^2 = \frac{\rho \omega_1^2}{2} \left(\frac{F_1}{F_c}\right)^2 \left(1 - \frac{F_c}{F_1}\right)^2,$$

или

$$\zeta_1 = \frac{\Delta H}{\frac{\rho \omega_1^2}{2}} = \left(\frac{F_1}{F_c}\right)^2 \left(1 - \frac{F_c}{F_1}\right)^2 = \left(\frac{1}{\varepsilon} - 1\right)^2. \quad (1-7)$$

Отсюда

$$\varepsilon = \frac{1}{1 + \sqrt{\zeta_1}} \quad (1-8)$$

¹ См. введение, стр. 25.

или, учитывая (1-6), получим¹:

$$\varepsilon = \frac{1}{1 + \sqrt{1 - \frac{F_1}{F_0}}}. \quad (1-9)$$

Так как для прямого входа с острой кромкой $F_0 = \infty$, то для него имеем:

$$\varepsilon = 0,5.$$

Обобщенные формулы сопротивления и коэффициента заполнения сечения при входе. Коэффициент заполнения сечения ε и соответственно коэффициент сопротивления ζ_1 зависят, как мы уже говорили выше, от формы входа. Даже малое закругление, срез или утолщение входной кромки трубы смягчают вход: поворот потока вокруг передней кромки происходит при этом более плавно и зона отрыва уменьшается, вследствие чего уменьшается и сопротивление.

Следовательно, если в формулу (1-6) для прямого входа с острой кромкой ввести коэффициент смягчения входа η в виде:

$$\zeta_1 = \eta \left(1 - \frac{F_1}{F_0}\right)^2, \quad (1-10)$$

то получим более общее выражение, которое можно распространить и на другие случаи входа.

Коэффициент заполнения сечения в более общем виде принимает такой вид:

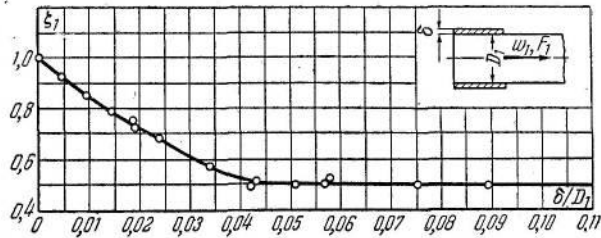
$$\varepsilon = \frac{1}{1 + \sqrt{\eta \left(1 - \frac{F_1}{F_0}\right)}}. \quad (1-11)$$

1-2. Прямой вход с утолщенной передней кромкой и вход, заделанный в стенку

Влияние толщины передней кромки входа на его сопротивление. Нашими экспериментальными исследованиями установлено, что величина коэффициента сопротивления прямого входа зависит в определенных пределах от толщины передней кромки. Эта зависимость приведена на фиг. 1-6.

¹ Здесь коэффициент ε представлен в виде функции только геометрических параметров потока, другие же параметры не рассматриваются. В частности, здесь пренебрегаем влиянием сил вязкости, поэтому приводимыми формулами можно пользоваться лишь при турбулентном движении с числами $Re > 10^4$, т. е. в большинстве практических случаев движения по трубам и каналам.

Из рассмотрения кривой на этой фигуре видно, что коэффициент сопротивления прямого входа изменяется от значения $\zeta_1 = 1$ для бесконечно тонкой кромки ($\frac{\delta}{D_1} = 0$) до значения $\zeta_1 = 0,5$ для кромки с относительной толщиной $\frac{\delta}{D_1} \approx 0,05$. С дальнейшим же утолщением входной кромки (вплоть до $\frac{\delta}{D_1} = \infty$) значение ζ_1 не меняется и остается равным 0,5.



Фиг. 1-6. Зависимость коэффициента сопротивления ζ_1 прямого входа от относительной толщины передней кромки $\frac{\delta}{D_1}$.

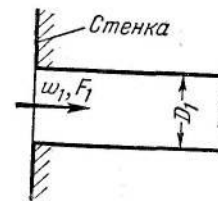
Уменьшение сопротивления при утолщении передней кромки прямого входа в указанных пределах вызывается смягчением поворота (более плавное изменение направления потока) при входе потока в трубу и проистекающим отсюда уменьшением зоны отрыва от стенок.

До сих пор можно было встретить в литературе различные значения ζ_1 прямого входа в пределах от 0,5 до 1 независимо от толщины кромки входа. Приведенные здесь результаты экспериментов поясняют причину этого расхождения в значениях ζ_1 , указывая на наличие зависимости этого коэффициента от относительной толщины кромки.

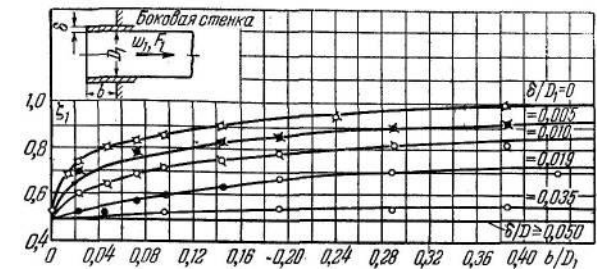
Влияние стенки, в которую заделана труба, на сопротивление входа. Случай $\frac{\delta}{D_1} = \infty$ соответствует входу в трубу, заделанную заподлицо в стенку (фиг. 1-7), так что коэффициент сопротивления ζ_1 такого входа, как и прямого входа с относительной толщиной $\frac{\delta}{D_1} = 0,05$, равен 0,5.

Очевидно, если входное отверстие трубы выдвигать вперед по отношению к стенке, то при относительной толщине передней кромки трубы $\frac{\delta}{D_1} \geq 0,05$ коэффициент сопротивления останется неизменным и равным 0,5, т. е. в этом случае стенка не будет оказывать никакого дополнительного влияния. При меньших же относительных толщинах передней кромки влия-

ние стенки начнет сказываться и тем значительнее, чем тоньше входная кромка трубы, так что по мере удаления входного отверстия от стенки (увеличения расстояния b) коэффи-



Фиг. 1-7. Вход в трубу, заделанную заподлицо в стенку.



Фиг. 1-8. Зависимость коэффициента сопротивления ζ_1 прямого входа от относительного расстояния $\frac{b}{D_1}$ входного отверстия до стенки, в которую заделана труба.

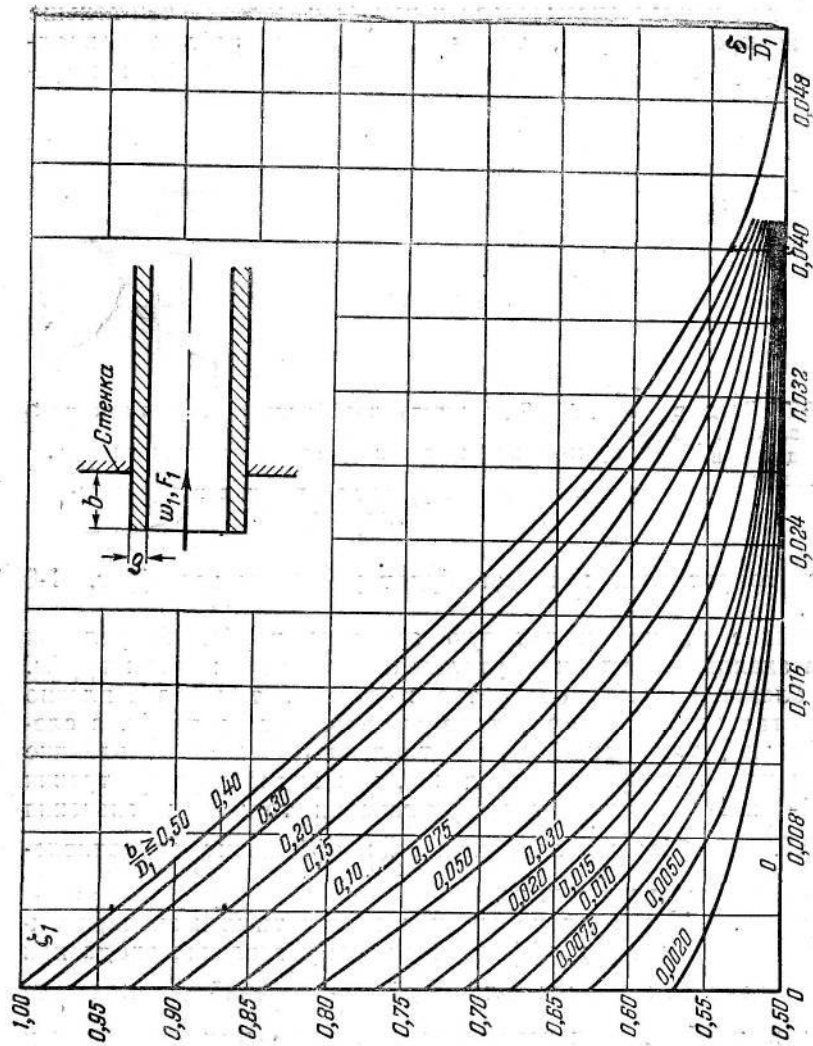
циент сопротивления входа будет увеличиваться (фиг. 1-8 и 1-9).

Влияние стенки, в которую заделана труба, на условия входа аналогично влиянию утолщения передней кромки трубы. Чем ближе входное отверстие к стенке, тем более плавно осуществляется поворот потока при входе его в трубу, а следовательно, тем меньше сопротивление. Указанное влияние стенки на величину сопротивления, как видно из рассмотрения фиг. 1-8 и 1-9, сказывается практически только до значения $\frac{b}{D_1} \approx 0,5$. При больших значениях $\frac{b}{D_1}$ коэффициент сопротивления ζ_1 остается постоянным.

На фиг. 1-10 приведено сравнение расчетных и экспериментальных данных по коэффициентам сопротивления входа при различных соотношениях площадей $\frac{F_1}{F_0}$ сечений до и после входа в трубу и при различных относительных расстояниях $\frac{b}{D_1}$ входного отверстия трубы от стенки. Расчетные значения коэффициентов сопротивления определялись по формуле (1-10), причем коэффициент смягчения входа η брался как значение ζ_1 по экспериментальной кривой $\frac{\delta}{D_1} = 0$ на фиг. 1-8. Как видно, предлагаемая формула дает вполне удовлетворительное совпадение с экспериментом.

Для частного случая, когда входное отверстие трубы заделано заподлицо в стенку, коэффициент смягчения входа, как указывалось, составляет:

$$\eta = \zeta_1 = 0,5,$$



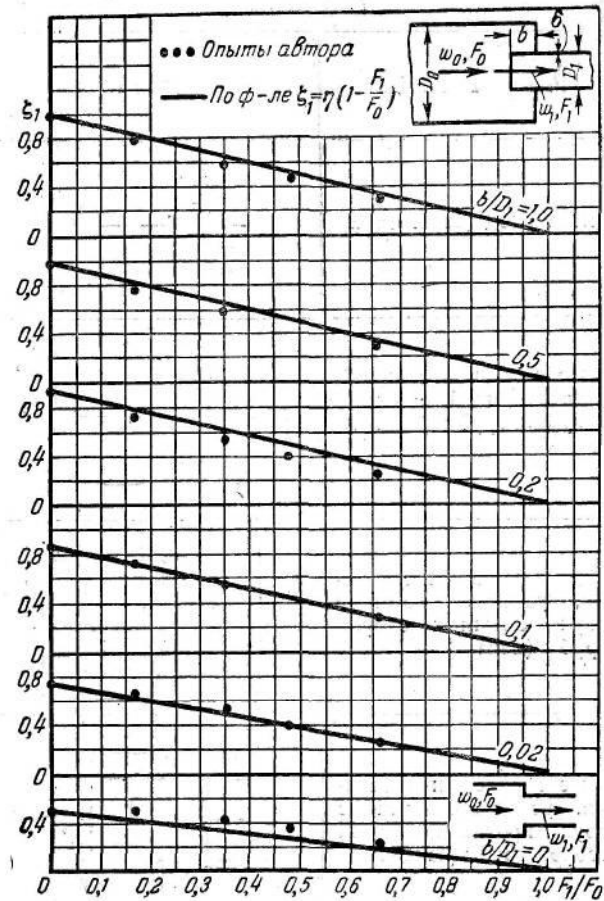
Фиг. 1-9. Вспомогательные кривые для определения коэффициентов сопротивления ζ_1 прямых входов.

и формула (1-10) для обычного случая внезапного сужения (фиг. 1-10 при $\frac{b}{D_1} = 0$) принимает вид

$$\zeta_1 = 0,5 \left(1 - \frac{F_1}{F_0}\right) \quad (1-12)$$

Коэффициент заполнения сечения на основании (1-11) получается равным для этого случая:

$$\varepsilon = \frac{1}{1 + 0,707 \sqrt{1 - \frac{F_1}{F_0}}} \quad (1-13)$$



Фиг. 1-10. Сопоставление теоретических и экспериментальных данных для входов в трубу с внезапным сужением при $\frac{\delta}{D_1}$ и различных $\frac{b}{D_1}$.

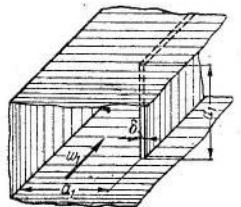
Влияние других условий входа на сопротивление. Заделка в стенку входного отверстия и расположение входного участка трубы относительно стенок могут быть на практике осуществлены различным образом в зависимости от тех или иных конструктивных или строительных условий. В табл. 1-1 приведен ряд примеров возможных заделок и расположения входного участка трубы (канала). При этом соответствующие значения коэффициента сопротивления, приведенные в этой таблице, относятся к случаю входного участка квадратного сечения с относительной толщиной передней кромки $\frac{\delta}{a_1} = 0,03 \div 0,04$ (где a_1 — сторона квадрата). Из рассмотрения таблицы видно,

ТАБЛИЦА 1-1

№ п/п.	Наименование входа	Схема	Кoeffициент сопротивления ζ_1
1	Прямой вход (без стенок)		0,6
2	Вход с торцевой стенкой, установленной с одной стороны трубы (канала)		0,58
3	Вход с торцевыми стенками, установленными с двух смежных сторон трубы (канала)		0,55
4	Вход с торцевыми стенками, установленными с двух противоположных сторон трубы (канала)		0,55
5	Вход с торцевыми стенками, установленными с трех сторон трубы (канала)		0,52
6	Вход с торцевыми стенками, установленными с четырех сторон трубы (канала)		0,50

Продолжение табл. 1-1

№ п/п.	Наименование входа	Схема	Кoeffициент сопротивления ζ_1
7	Вход с козырьком с одной стороны трубы (канала) при $\frac{l}{a_1} = 0,5$		0,67
8	Вход с козырьком с двух сторон трубы (канала) при $\frac{l}{a_1} = 0,5$		0,82
9	Вход в трубу (канал), расположенную на стенке		0,63
10	Вход в трубу (канал), заделанную между двумя стенками		0,71
11	Вход в трубу (канал), расположенную в двугранном углу (между двумя стенками)		0,77

№ п/п.	Наименование входа	Схема	Коэффициент сопротивления ζ_1
12	Вход в трубу (канал), зажатую между тремя стенками		0,92

что чем полнее заделка, т. е. чем большее число сторон квадратного входного отверстия заделано заподлицо в стенку, а также чем свободнее расположен входной участок, т. е. чем меньше число его сторон ограничено стенками, тем меньше коэффициент сопротивления. Возрастание последнего при увеличении числа ограничивающих стенок объясняется рядом обстоятельств: здесь играют роль дополнительные потери на трение входящей жидкости о поверхность ограничивающих стенок; образование во входном отверстии в результате этого трения пограничного слоя, дополнительно поджимающего струю на входе и, следовательно, повышающего ее скорость в этом месте; увеличение скорости подхода струи ко входному отверстию вследствие ограничения сферы притекания и т. д.

1-3. Плавные входы

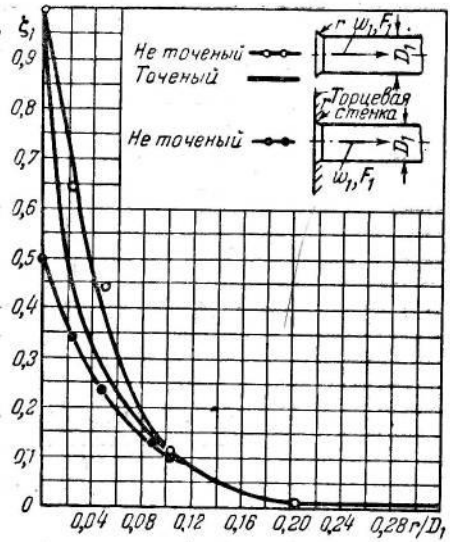
Коллектор, очерченный по плавной кривой. Внутреннее закругление или срез кромки входа приводят к еще более эффективному понижению сопротивления, чем простое утолщение этой кромки или заделка трубы в стенку, поскольку этим путем обеспечивается плавный поворот потока при входе в трубу. Наиболее значительное снижение сопротивления происходит в случае плавного коллектора, очерченного по дуге кривой (окружность, лемниската и др.). На фиг. 1-11 даны результаты испытания коллекторов, профилированных по дуге окружности. По этим результатам видно, насколько резко падает сопротивление входа с увеличением относительного радиуса закругления коллектора. Так, например, коэффициент сопротивления падает от максимального значения $\zeta_1 = 1$ при острой кромке ($\frac{\delta}{D_1} = 0$) до $\zeta_1 = 0,1$ при относительном радиусе закругления кромки входа $\frac{r}{D_1} = 0,1$. Минимальное значение

коэффициента сопротивления ζ_1 коллектора, равное примерно 0,03, достигается при $\frac{r}{D_1} = 0,2$.

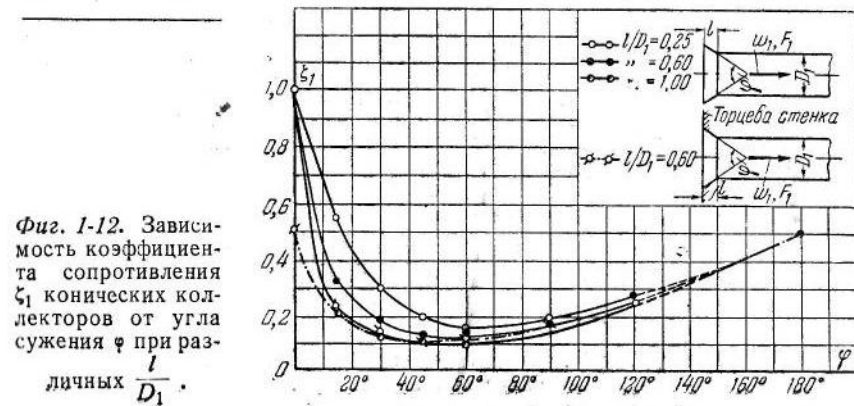
В случае заделки коллектора заподлицо в стенку сопротивление его, как и в случае прямого входа, падает еще более значительно; при этом влияние стенки тем больше, чем меньше относительный радиус закругления. При $\frac{r}{D_1} = \frac{\delta}{D_1} = 0$ имеем, естественно, $\zeta_1 = 0,5$.

Коллекторы с прямыми образующими (конические коллекторы).

Сравнительно малым сопротивлением обладают также весьма часто употребляемые на практике коллекторы с прямыми образующими, оформленные в виде усеченных конусов (фиг. 1-12—1-14). Потери давления при входе потока в трубу через конический коллектор происходят непосредственно за его входом и после перехода из него в прямой участок трубы (фиг. 1-14). Первая часть потерь преобладает, когда угол сужения φ конического коллектора сравнительно мал (фиг. 1-14, а); вторая часть потерь начинает преобладать при больших значениях φ и становится тем значительнее, чем больше этот угол (фиг. 1-14, б). При $\varphi = 0$ получается обычный случай прямого

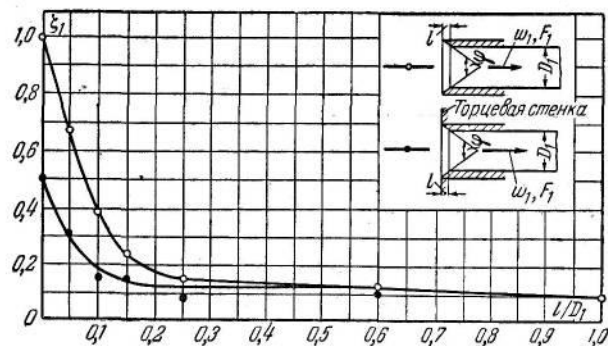


Фиг. 1-11. Зависимость коэффициента сопротивления ζ_1 коллекторов, профилированных по дуге круга, от относительного радиуса закругления $\frac{r}{D_1}$.

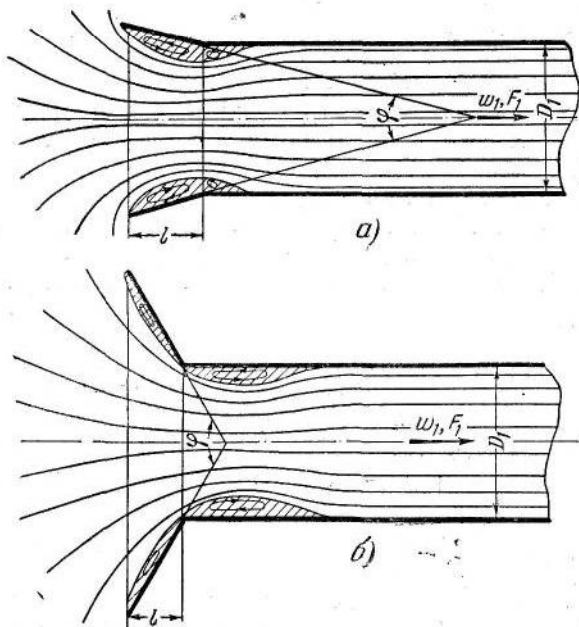


Фиг. 1-12. Зависимость коэффициента сопротивления ζ_1 конических коллекторов от угла сужения φ при различных $\frac{l}{D_1}$.

входа; для него при $\frac{\delta}{D_1} = 0$ коэффициент сопротивления $\zeta_1 = 1$. При $\varphi = 180^\circ$ получается вход, заделанный заподлицо в стенку, для которого $\zeta_1 = 0,5$. При угле сужения φ порядка $40 \div 80^\circ$ коэффициент сопротивления, как видно на фиг. 1-12, достигает минимальной величины, что объясняется, очевидно, падением



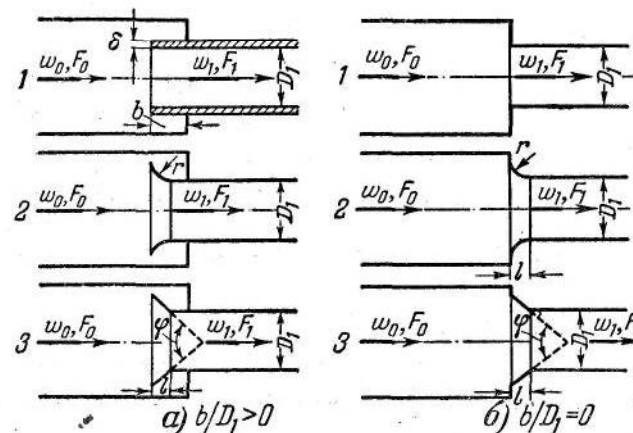
Фиг. 1-13. Зависимость коэффициента сопротивления ζ_1 конических коллекторов от относительной длины $\frac{l}{D_1}$ при $\varphi = 60^\circ$.



Фиг. 1-14. Схематическая картина потока в коническом коллекторе. а — малый угол сужения; б — большой угол сужения.

первой части потерь при одновременном незначительном росте второй ее части. Из фиг. 1-12 и 1-13 следует, что для средних значений φ коэффициент сопротивления тем меньше, чем больше длина коллектора. В пределе, когда $\varphi = 0$ и $\varphi = 180^\circ$, значения ζ_1 для всех значений $\frac{l}{D_1}$, естественно, совпадают между собой, так как в этих случаях любой коллектор превращается соответственно либо в обычный прямой вход с острой кромкой, либо в прямой вход, заделанный заподлицо в стенку. Из рассмотрения кривых на тех же фигурах видно, что наиболее резкое падение коэффициента сопротивления при $\varphi = 40 \div 80^\circ$ происходит до значения $\frac{l}{D_1} = 0,2 \div 0,3$. Дальнейшее удлинение коллектора не приводит к сколько-нибудь заметному снижению коэффициента сопротивления. Следовательно, для промышленных установок можно рекомендовать конический коллектор с относительной длиной $\frac{l}{D_1}$ не более $0,2 \div 0,3$ и с углом сужения $\varphi = 40 \div 80^\circ$.

Распространение обобщенной формулы сопротивления на другие случаи входа. Хорошее совпадение кривых, полученных по формуле (1-10), с соответствующими эксперименталь-

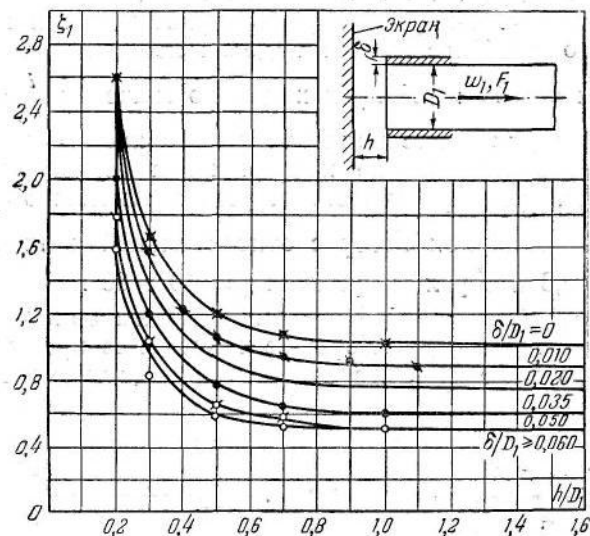


Фиг. 1-15. Различные условия входа с внезапным сужением.

ными данными (фиг. 1-10) позволяет рекомендовать указанную формулу и для других входов различных форм, как, например, с закругленными или срезанными передними кромками, со входными кромками различной толщины и т. д. (фиг. 1-15). При этом коэффициент смягчения входа для каждого случая следует брать как значение ζ_1 из соответствующих экспериментальных кривых (фиг. 1-9, 1-11, 1-12 и 1-13).

1-4. Вход потока в трубу (канал) при наличии перед ней экрана

Обычные входы. Из габаритных условий или с целью ограждения от попадания атмосферных осадков (приточные шахты), а также по другим каким-либо причинам входное отверстие трубы часто приходится помещать недалеко от стенки (экрана), расположенной в плоскости, параллельной поперечному сечению отверстия (фиг. 1-16).



Фиг. 1-16. Зависимость коэффициента сопротивления ζ_1 прямого входа от относительного расстояния $\frac{h}{D_1}$ до экрана при различной относительной толщине $\frac{\delta}{D_1}$.

Как видно из последней фигуры, на которой дана зависимость коэффициента сопротивления ζ_1 прямого входа от относительного расстояния $\frac{h}{D_1}$ экрана до входного отверстия, наличие экрана впереди входа в пределах $\frac{h}{D_1} = (0 \div 0,8) D_1$ влияет на сопротивление входа. При этом чем ближе ко входному отверстию в этом интервале $\frac{h}{D_1}$ расположен экран, тем больше сопротивление. Влияние экрана сказывается в том, что при близком его расположении относительно входного отверстия трубы он, во-первых, заставляет поток целиком поворачиваться не менее чем на 90° , усиливая этим отрыв потока от стенок; во-вторых, при очень близком расположении экрана от входа сечение щели между ним и кромкой трубы настолько

поджимается, что скорость потока в этом месте становится больше скорости в трубе, так что поворот потока сопровождается внезапным расширением. Все это, вместе взятое, и приводит к значительному повышению сопротивления входа.

Из рассмотрения кривых фиг. 1-16 видно, что изменение коэффициента сопротивления входа с изменением толщины передней кромки входного участка $\frac{\delta}{D_1}$ происходит практически одинаково для всех значений $\frac{h}{D_1}$. Это значит, что дополнительное сопротивление, вызываемое присутствием экрана, не зависит от толщины кромки входа, а также, вероятно, и от других форм входа.

Таким образом, общее сопротивление любой формы входа с экраном может быть представлено как сумма двух сопротивлений:

$$\zeta_{1 \text{ экр}} = \zeta_1 + \Delta\zeta_1, \quad (1-14)$$

где ζ_1 — коэффициент сопротивления входа любой формы без экрана;

$\Delta\zeta_1 = \frac{\sigma}{n^2}$ — коэффициент той части сопротивления, которая вызывается присутствием экрана;

σ — коэффициент, учитывающий влияние экрана

и зависящий от относительного расстояния $\frac{h}{D_1}$;

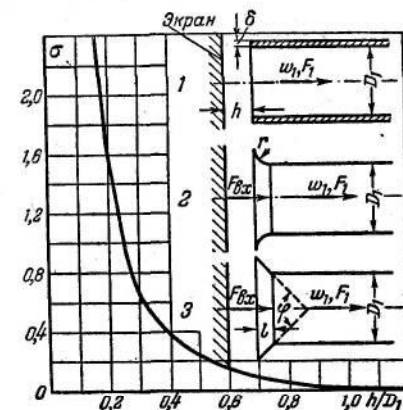
$n = \frac{F_{\text{ex}}}{F_1}$ — отношение площади входного отверстия к площади трубы после входа (например, для коллектора — фиг. 1-17).

В случае прямого входа имеем: $F_{\text{ex}} = F_1$; $n = 1$ и $\Delta\zeta_1 = \sigma$.

Значения ζ_1 могут быть взяты из соответствующих графиков на фиг. 1-9 и 1-11—1-13.

Значение σ приведено на фиг. 1-17 в виде кривой зависимости от $\frac{h}{D_1}$. Кривая эта построена вычитанием из значений ζ_1 , взятых по одной из кривых фиг. 1-16, постоянного значения ζ_1' , взятого на этой кривой при $\frac{h}{D_1} \geq 1$.

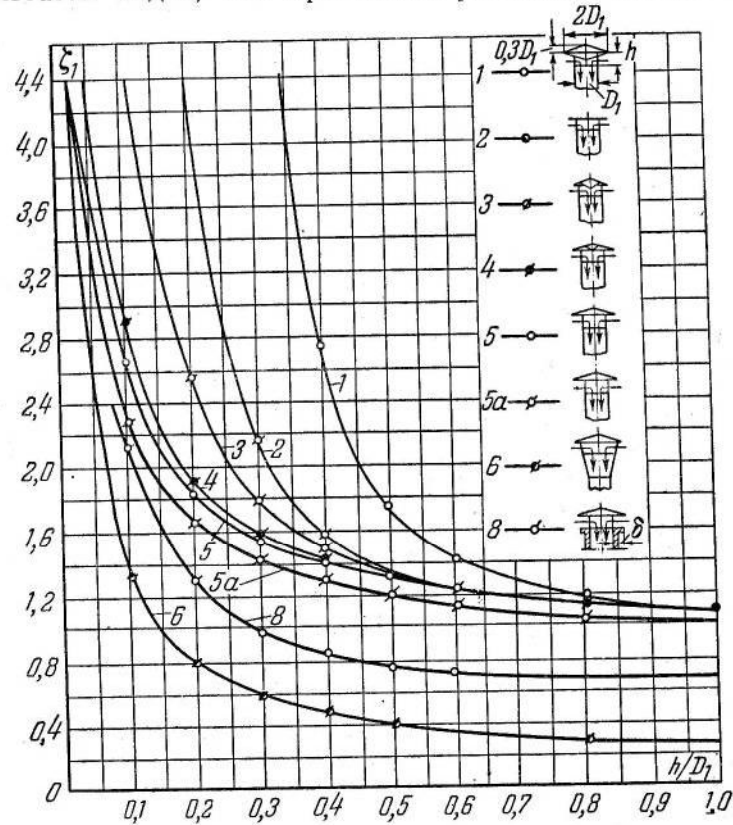
Приточные шахты. Наиболее часто на приточных шахтах применяются экраны в виде зонтов-колпаков. Для того чтобы исключить необходимость устройства зонтов с чрезмерно большим диаметром, в этом случае идут на уменьшение относи-



Фиг. 1-17. Зависимость коэффициента σ от относительного расстояния $\frac{h}{D_1}$.

тельного расстояния $\frac{h}{D_1}$ до 0,3 ÷ 0,5, заведомо увеличивая сопротивление входа.

Результаты исследований ряда типов притонных шахт, проведенных В. И. Ханжонковым, даны на фиг. 1-18. По этим результатам видно, что применение расщечек в зонтах-колпа-



Фиг. 1-18. Зависимость коэффициента сопротивления ζ_1 приточных шахт от относительного расстояния $\frac{h}{D_1}$ до зонта; все

номера, кроме 5а и 8, — при $\frac{\delta}{D_1} = 0$, номер 5а — при $\frac{\delta}{D_1} = 0,01$,

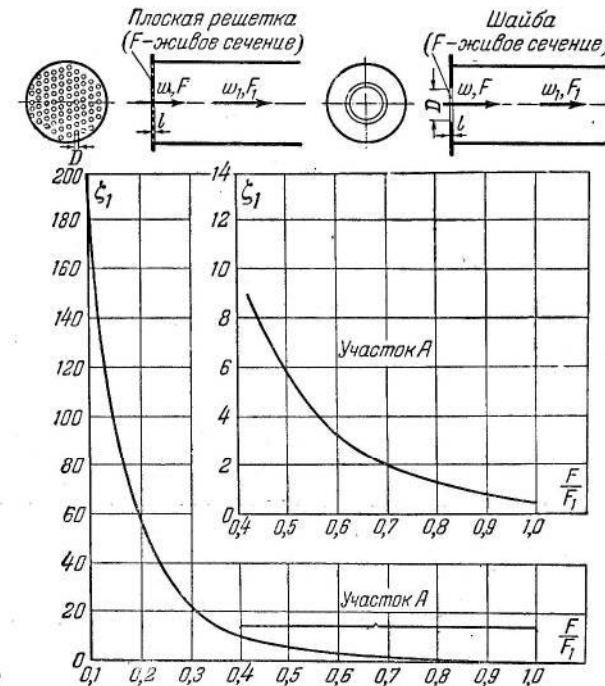
номер 8 — при $\frac{\delta}{D_1} = 0,025$.

ках над шахтами нецелесообразно, так как устройство их вызывает увеличение сопротивления и усложняет конструкцию зонта. Из всех имеющихся конструкций приточных шахт следует рекомендовать шахту с коническим участком на входе (№ 6). Эта шахта отличается минимальным коэффициентом сопротивления.

1-5. Вход с равномерно распределенным по сечению сопротивлением (с внезапным расширением)

Прямой вход в трубу (канал). Вход с внезапным расширением осуществляется при помещении во входном отверстии трубы решетки, шайбы или сетки (фиг. 1-19 и 1-20), при боковом входе (фиг. 1-21) и в других аналогичных случаях.

Как увидим ниже (гл. 4), общая формула сопротивления для входа в прямую трубу (прямой канал) через решетку,



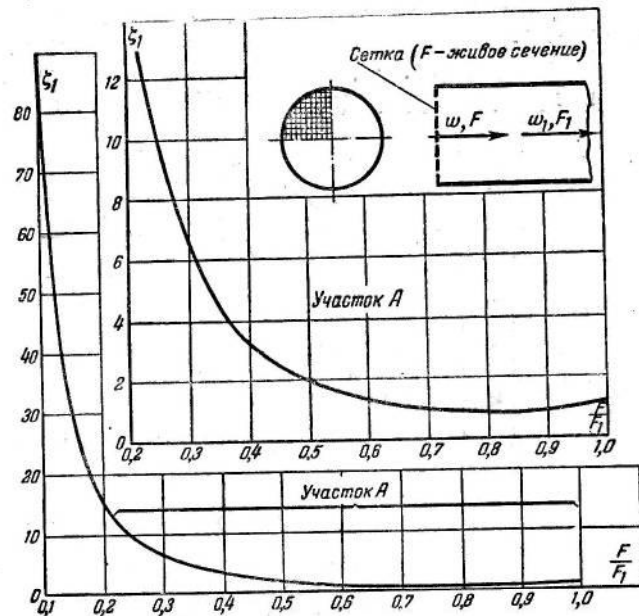
Фиг. 1-19. Зависимость коэффициента сопротивления ζ_1 входа в прямую трубу через плоскую решетку или шайбу от относительного живого сечения $\frac{F}{F_1}$ [по формуле (1-16)].

шайбу или сетку при отнесении потерь к скоростному напору по средней скорости ω_1 и принятых здесь индексах имеет вид:

$$\zeta_1 = \left[\eta + \tau \left(1 - \frac{F}{F_1} \right) + \left(1 - \frac{F}{F_1} \right)^2 + \lambda \frac{l}{D} \right] \left(\frac{F_1}{F} \right)^2, \quad (1-15)$$

где $\frac{F}{F_1}$ — коэффициент живого сечения сетки, решетки или шайбы (F — их живое сечение, F_1 — сечение трубы); $\frac{l}{D}$ — относительная глубина отверстий сетки, решетки или шайбы;

η — коэффициент смягчения входа в сетку, решетку или шайбу;
 τ — дополнительный экспериментальный коэффициент, учитывающий влияние формы отверстия.



Фиг. 1-20. Зависимость коэффициента сопротивления ζ_1 входа в прямую трубу через проволочную сетку от относительного живого сечения $\frac{F}{F_1}$ [по формулам (1-17) и (1-18)].

В случае входа в плоскую решетку или шайбу с острыми краями отверстий ($\frac{l}{D} = 0$) имеем:

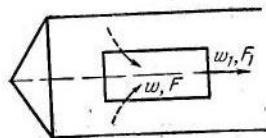
$$\eta = 0,5 \text{ и } \tau = 1,41,$$

и формула (1-15) принимает вид:

$$\zeta_1 = \left(1,707 - \frac{F}{F_1}\right)^2 \left(\frac{F_1}{F}\right)^2 \quad (1-16)$$

Зависимость коэффициента ζ_1 от относительного живого сечения $\frac{F}{F_1}$ приведена на фиг. 1-19.

В случае утолщенных краев отверстий решетки или шайбы коэффициент смягчения входа η остается равным 0,5, а коэффициент τ определяется по кривой на фиг. 1-22 в зависимости от относительной глубины отверстия $\frac{l}{D}$.



Фиг. 1-21. Боковой вход в трубу.

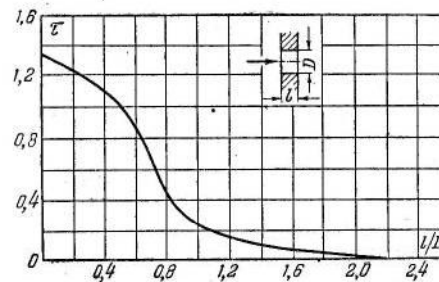
В случае срезанных по потоку краев отверстий решетки или шайбы коэффициент смягчения входа η определяется как коэффициент сопротивления ζ_1 конического коллектора по кривым на фиг. 1-12 и 1-13.

Величина τ определяется по кривой на фиг. 1-23 в зависимости от относительной глубины $\frac{l}{D}$ среза отверстия.

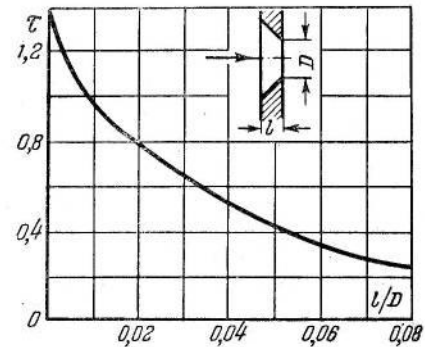
В случае закругленных краев отверстий решетки или шайбы имеем:

$$\zeta_1 = \left(1 + \sqrt{\eta - \frac{F}{F_1}}\right)^2 \left(\frac{F_1}{F}\right)^2; \quad (1-17)$$

здесь коэффициент смягчения входа η определяется как коэффициент сопротивления ζ_1 на фиг. 1-11 (коллектор с торцевой стенкой).



Фиг. 1-22. Зависимость коэффициента τ от относительной глубины отверстия $\frac{l}{D}$.



Фиг. 1-23. Зависимость коэффициента τ от относительной глубины среза отверстия $\frac{l}{D}$.

В случае входа через проволочную сетку при $Re^* = \frac{w \delta_{cp}}{\nu} \geq \geq 400$ (где δ_{cp} — средняя толщина проволоки) коэффициент сопротивления ζ_1 вычисляется по формуле (1-17); при этом коэффициент смягчения входа η определяется по формуле¹:

$$\eta = 2 \left(1 - \frac{F}{F_1}\right) + 1,3 \left(\frac{F}{F_1}\right)^2 - 2 \sqrt{\left[\left(1 - \frac{F}{F_1}\right) + 1,3 \left(\frac{F}{F_1}\right)^2\right] \left(1 - \frac{F}{F_1}\right)}. \quad (1-18)$$

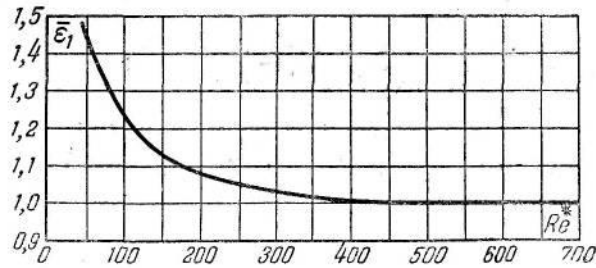
Коэффициент сопротивления ζ_1 входа с сеткой может быть взят также непосредственно по кривой на фиг. 1-20.

¹ Вывод этой формулы см. в гл. 6.

При $Re^* < 400$ имеем:

$$\zeta_{1Re} = \bar{\varepsilon}_1 \zeta_1, \quad (1-19)$$

где $\bar{\varepsilon}_1$ — поправка на влияние числа Re^* , определяемая по кривой на фиг. 1-24 (полученной В. И. Ханжонковым); ζ_1 — определяется на основании формул (1-17) и (1-18) или по кривой на фиг. 1-20.



Фиг. 1-24. Зависимость поправочного коэффициента $\bar{\varepsilon}_1$ от числа Re^* .

Плавный вход с сеткой. В случае плавного входа с сеткой суммарный коэффициент сопротивления можно приблизительно определять как сумму коэффициентов сопротивления изолированного входа и изолированной сетки:

$$\zeta_{1\text{общ}} = \zeta_1 + \frac{\zeta_c}{n^2}, \quad (1-20)$$

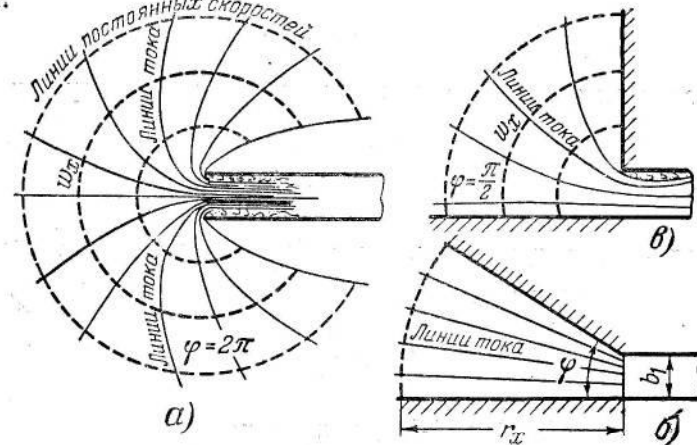
где ζ_1 — коэффициент сопротивления изолированного входа, определяемый по данным, приведенным выше;
 ζ_c — коэффициент сопротивления изолированной сетки, определяемый по данным, приведенным в гл. 6;
 $n = \frac{F_{ax}}{F_1}$ — отношение площади сечения, в котором установлена сетка, к узкому сечению трубы (в котором скорость равна w_1).

1-6. Структура потока в зоне действия всасывающего отверстия

Как показывают опыты, область действия входного (всасывающего, аспирирующего) отверстия трубы сравнительно ограничена. С удалением от плоскости отверстия скорость всасывания быстро убывает, так что, например, на относительном расстоянии $\frac{x}{D_1} = 1$ от этого отверстия она составляет при круглом сечении всего лишь около 6% от средней скорости в трубе. Такое быстрое затухание скорости объясняется тем, что

жидкость при всасывании подтекает к отверстию по сфере со всех сторон (фиг. 1-25,а).

Для получения представления о сущности явлений при всасывании воспользуемся, как это делает В. В. Батурич, понятиями о точечном и линейном стоках, рассматриваемых в теоретической гидродинамике. Точечным и линейным стоками, как известно, называются соответственно точка и линия, в которых жидкость, подтекая со всех сторон по радиусам, непрерывно и равномерно исчезает, а скорость течения равна бесконечности.



Фиг. 1-25. Спектры всасывания. а — прямой вход, не ограниченный плоскостями ($\varphi = \pi$); б — вход, ограниченный плоскостями под любым углом φ ; в — вход, ограниченный плоскостями под углом $\varphi = \frac{\pi}{2}$.

Количество жидкости, притекающее в сток в единицу времени через сферу радиуса r_x , поверхность которой имеет площадь $4\pi r_x^2$, составляет:

$$Q = 4\pi r_x^2 w_x. \quad (1-21)$$

Отсюда скорость в любой точке, удаленной на расстояние r_x от центра (стока), будет:

$$w_x = \frac{Q}{4\pi r_x^2}. \quad (1-22)$$

На другом радиусе r'_x , очевидно, имеем:

$$w'_x = \frac{Q}{4\pi r_x'^2}. \quad (1-23)$$

Разделив равенство (1-22) на равенство (1-23), получим:

$$\frac{w_x}{w'_x} = \frac{r_x'^2}{r_x^2}, \quad (1-24)$$

т. е. скорости около точечного стока изменяются обратно пропорционально квадратам радиусов.

Для линейного стока, поскольку подтекание здесь происходит по цилиндрическим поверхностям, осью которых является линейный сток, изменение скоростей будет обратно пропорционально радиусам.

Действительно, количество жидкости, протекающее в единицу времени через цилиндрическую поверхность длиной в одну единицу и радиусом r_x , составляет:

$$Q = 2\pi r_x w_x. \quad (1-25)$$

Поступая здесь, как для точечного стока, получим:

$$\frac{w_x}{w_x'} = \frac{r_x'}{r_x}. \quad (1-26)$$

Количество жидкости, определяемое по средней скорости во входном отверстии трубы круглого сечения, составляет:

$$Q = \frac{\pi D_1^2}{4} w_1. \quad (1-27)$$

Сравнивая (1-22) и (1-27), находим:

$$\frac{w_x}{w_1} = \frac{0,0625}{\left(\frac{r_x}{D_1}\right)^2}. \quad (1-28)$$

Для щелевидного отверстия при пренебрежении частью поверхности, соответствующей малой оси щели, получим аналогичным образом:

$$\frac{w_x}{w_1} \approx \frac{0,08 \left(1 + \frac{b_1}{a_1}\right)}{\frac{r_x}{D_2}}, \quad (1-29)$$

где $D_2 = 4 \frac{F_1}{u} = \frac{2a_1 b_1}{a_1 + b_1}$ — гидравлический диаметр сечения отверстия, м;

a_1 — большая ось отверстия, м;

b_1 — малая ось отверстия, м.

Опыт показывает, что загущение скоростей у трубы с острыми кромками происходит более интенсивно, чем у трубы, заделанной заподлицо в стенку. Объясняется это тем, что в последнем случае жидкость подтекает из полусферы, поверхность которой составляет $2\pi r_x^2$.

Скорость в этом случае получается:

$$w_x' = \frac{Q}{2\pi r_x^2},$$

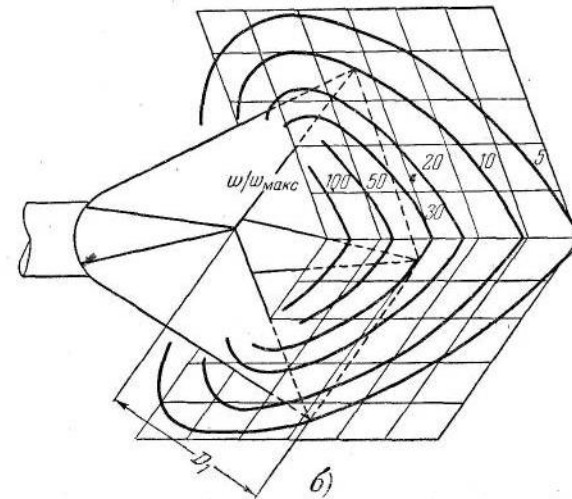
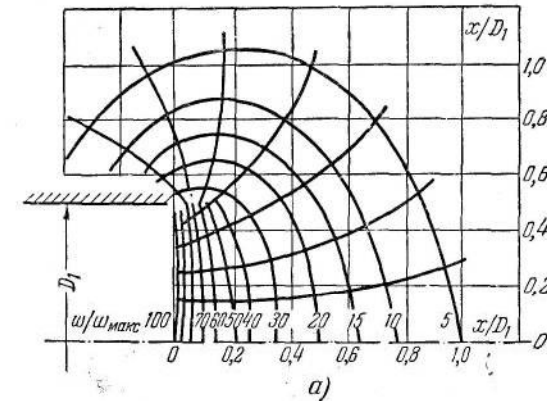
в то время как при острой кромке входа:

$$w_x = \frac{Q}{4\pi r_x^2}.$$

Следовательно,

$$\frac{w_x'}{w_x} = 2.$$

То же самое можно применить и к прямоугольным (щелевидным) отверстиям. Если щелевидное отверстие ограничено



Фиг. 1-26. Спектр всасывания для насадков.
а — круглого сечения; б — квадратного сечения.

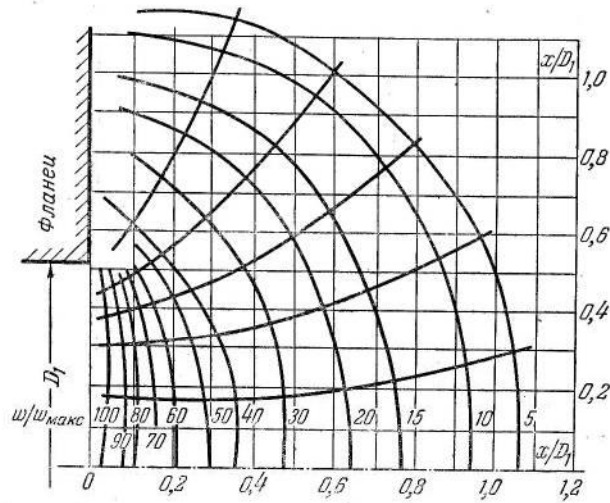
двумя плоскостями, установленными под углом φ друг к другу (фиг. 1-25,б), то из баланса расхода жидкости на единицу длины щели

$$Q = b_1 w_1 = \varphi r_x w_x$$

следует:

$$\frac{w_x}{w_1} = \frac{b_1}{\varphi r_x} \quad (1-30)$$

При изменении угла от $\varphi = 2\pi$ до $\varphi = \frac{\pi}{2}$ (фиг. 1-25,а и б) скорости увеличиваются в 4 раза. Этим можно воспользоваться для повышения аспирирующего эффекта входного отверстия.

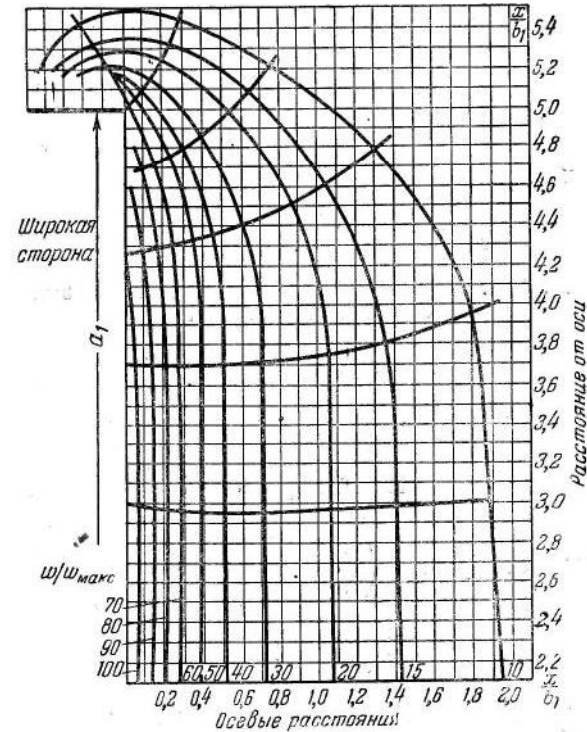
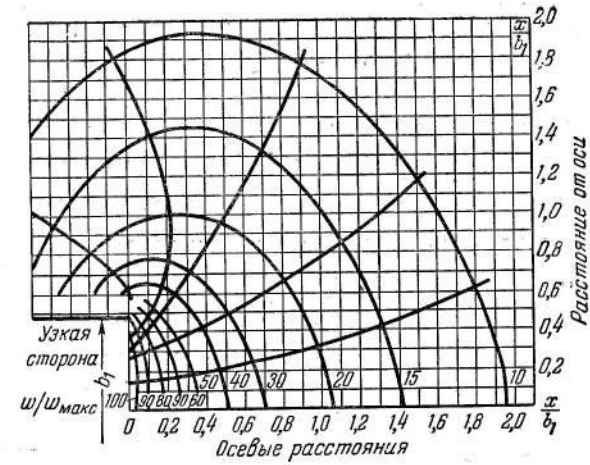


Фиг. 1-27. Спектр всасывания для входа в трубу круглого сечения, заделанную в стенку.

Скорости всасывания в зоне входных отверстий в действительности значительно отличаются от тех значений, которые для них получаются на основании зависимостей (1-28) и (1-29). При этом точность этих выражений уменьшается с приближением отношения $\frac{r_x}{D_1}$ и $\frac{r_x}{D_2}$ к нулю, когда они теряют свой смысл. Практически этими зависимостями можно пользоваться до значений

$$\frac{r_x}{D_1} = \frac{r_x}{D_2} \approx 0,5.$$

Полученные М. Ф. Бромлеем экспериментальным путем спектры всасывания приведены на фиг. 1-26—1-29. Спектры всасывания представляют собой ряд кривых, из которых каж-

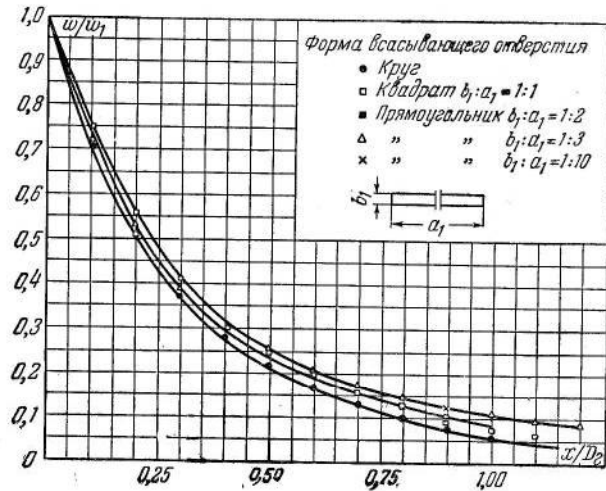


Фиг. 1-28. Спектр всасывания для входа в щелевидное отверстие с отношением сторон 1:10.

дая является геометрическим местом точек одинаковых скоростей (изотахи). Линии, перпендикулярные к изотаксам, указывают направление движения потока (линии тока).

Числа, которые приданы изотаксам, указывают величину скорости в долях скорости w_{\max} в центре входного отверстия трубы. Расстояния от отверстия при этом для круглого сечения выражены в долях диаметра, а для прямоугольных — в долях меньшей стороны сечения.

Выраженные в таких относительных величинах спектры всасывания для геометрически подобных насадков одинаковы.



Фиг. 1-29. Обобщенный график изменения осевых скоростей всасывания.

Скорость в центре всасывающих отверстий круглого и квадратного сечений составляет примерно 0,95 от средней скорости:

$$\frac{w_{\max}}{w_1} \approx 0,95;$$

в щелевидных отверстиях ($\frac{a_1}{b_1} \geq 10$)

$$\frac{w_{\max}}{w_1} \approx 1.$$

Зная эти отношения, легко определить на основании фиг. 1-26—1-28 скорость в данной точке по заданному расходу и размерам всасывающего отверстия.

Степень затухания скоростей у всасывающих отверстий различных форм сечения с острыми кромками видна на фиг. 1-29.

Здесь даны кривые изменения безразмерных величин осевых скоростей в зависимости от относительного расстояния $\frac{x}{D_2}$.

Как видно, при таком построении кривых они для различных форм сечения имеют один и тот же закон изменения.

1-7. Выбор и построение коллекторов

Коллекторы служат не только для создания плавного входа потока в трубу (канал), обеспечивающего равномерное распределение скоростей и давлений по сечению, но часто также в качестве измерителей расхода. Оба назначения коллектора предъявляют жесткие требования к его профилированию.

Надо отметить, что само поджатие сечения в плавном коллекторе обеспечивает выравнивание скоростей по сечению даже при наличии неравномерности до входа. Вместе с тем при резкой кривизне профиля коллектора может появиться определенная неравномерность за счет этой кривизны.

Вывод закона течения по кривой траектории. Для уяснения влияния кривизны профиля коллектора на распределение скоростей рассмотрим установившееся движение идеальной жидкости в искривленной струйке. Выделим элементарный столбик жидкости с поперечным сечением столбика δF (фиг. 1-30.) Так как жидкость движется по искривленной траектории, то на ее частицы действуют центробежные силы. Последние, действуя на выделенный элементарный столбик жидкости, уравновешиваются разностью давлений на обоих концах этого столбика.

Элементарная центробежная сила и давление на элемент жидкости соответственно составляют:

$$\rho \delta F \delta r \frac{w^2}{r} \quad (1-31)$$

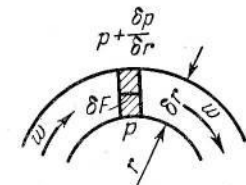
и

$$\delta F \delta r \frac{dp}{dr}. \quad (1-32)$$

Для равновесия необходимо равенство (1-31) и (1-32), из которого находим:

$$\frac{dp}{dr} = \frac{\rho w^2}{r}. \quad (1-33)$$

Так как в случае идеальной жидкости полное давление по всему сечению должно быть постоянным, то, очевидно, изменение статического давления может происходить за счет



Фиг. 1-30. Течение жидкости по кривой траектории.

скоростного, поэтому dp можно найти, дифференцируя уравнение Бернулли:

$$p + \frac{\rho w^2}{2} = \text{const},$$

из которого находим:

$$dp = -\rho w dw.$$

Вставляя значение dp в уравнение (1-33), получим после простого преобразования:

$$\frac{w}{r} + \frac{dw}{dr} = 0. \quad (1-34)$$

После интегрирования этого дифференциального уравнения получаем:

$$r w = \text{const}. \quad (1-35)$$

Уравнение (1-35) показывает, что при криволинейном движении скорость падает в направлении от центра кривизны, а так как по условию полное давление постоянно по сечению, то давление соответственно возрастает в том же направлении.

Поверхность коллектора, в частности поверхность его конечной части, направлена выпуклостью внутрь (к оси). Следовательно, здесь по направлению к оси трубы скорости должны падать, а давление — возрастать. Степень неравномерности потока, как следует из уравнения (1-35), зависит от радиуса кривизны профиля коллектора. Если выходной участок последнего имеет большую кривизну, то градиент давления по сечению получается большим и уничтожается не сразу по выходе потока из коллектора, а на значительном расстоянии от него. Из этого следует, что для получения совершенно равномерного поля скоростей и давлений на минимальном расстоянии от коллектора последний должен иметь малую кривизну, особенно на конечном участке.

Различные профили коллекторов. Можно подобрать большое количество различных форм кривых для построения коллекторов, удовлетворяющих указанному условию. В частности, удачным в этом отношении является коллектор, очерченный по лемнискате (фиг. 1-31), имеющей следующее уравнение, выраженное в полярных координатах:

$$r^2 = a_a^2 \cos 2\alpha. \quad (1-36)$$

Для построения коллектора берется часть кривой, расположенная в одном из квадрантов.

При построении шаблона коллектора задаются

$$a_a = (0,6 \div 0,8) D_1$$

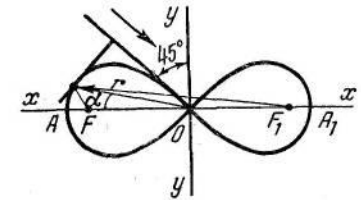
и строят кривую по уравнению (1-36) в пределах α от 0 до 45° ,

Если провести касательную к построенной части кривой так, чтобы она была перпендикулярна биссектрисе угла между осями координат, то часть кривой от нуля до точки касания, служащая шаблоном для коллектора, будет иметь длину $(0,7 \div 0,9) D_1$. Диаметр входного сечения будет при этом составлять $(1,5 \div 2) D_1$.

Благодаря очень плавному переходу от участка, выполненного по лемнискате, к цилиндрическому участку трубы коллектор, построенный по этой кривой при тщательном выполнении его на практике (гладкая внутренняя поверхность, отсутствие уступов на стыке с трубой и т. д.), обеспечивает совершенно равномерный профиль скоростей и давлений непосредственно за ним и дает значение коэффициента расхода, близкое к единице $(0,98 \div 0,99)$. Такой коэффициент расхода получается при измерении давления по штуцеру, расположенному на расстоянии около $0,25 D_1$ от выходного сечения коллектора. Следует отметить, что практически лемниската может быть заменена кривой, построенной из сопряженных отрезков дуг соответствующих окружностей. В частности, так называемые нормальные сопла строятся из двух отрезков дуг окружностей радиусами $r_1 = 0,5 D_1$ и $r_2 = 1,4 D_1$.

Для большинства практических задач можно ограничиться коллекторами, очерченными по дуге одной окружности. При этом, если коллектор выполнен тщательно, вполне равномерное поле скоростей вблизи него и высокий коэффициент расхода получаются даже при радиусе закругления $r = (0,15 \div 0,2) D_1$.

Для промышленных установок вполне приемлемы, как уже было указано выше, конические коллекторы с относительной длиной $\frac{l}{D_1} = 0,2 \div 0,3$ и $\varphi = 40 \div 80^\circ$.



Фиг. 1-31. Лемниската.

Используемую и рекомендуемую литературу к гл. 1 — см. общий список литературы в конце книги под № 2, 13, 19, 25, 28, 30, 36, 59, 75.

ГЛАВА ВТОРАЯ
**ДВИЖЕНИЕ ПРИ ВНЕЗАПНОМ ИЗМЕНЕНИИ
СЕЧЕНИЯ ТРУБЫ (КАНАЛА)**

2-1. Вывод обобщенной формулы удара

Движение потока по трубам и каналам часто сопровождается внезапным изменением поперечного сечения. В этом случае в месте перехода из узкой части трубы в более широкую образуется струя, отделенная от остальной жидкости поверхностью раздела, которая быстро распадается и свертывается в мощные вихри, для рассасывания которых требуется сравнительно длинный участок трубы [порядка $(8 \div 12) D_2$, где D_2 — диаметр широкой части трубы — фиг. 2-1]. Вместе с рассасыванием вихрей происходит перемешивание первоначальной струи с окружающей жидкостью, так что в дальнейшем движение происходит приблизительно равномерно со средней скоростью w_2 , меньшей скорости w_1 . Скорости w_2 соответствует давление p_2 , большее, чем давление p_1 . Однако разность давлений $p_2 - p_1$ не соответствует разности $p'_2 - p_1 = \frac{\rho}{2} (w_1^2 - w_2^2)$, получаемой из уравнения Бернулли для идеальной жидкости: истинная разность $p_2 - p_1$ меньше разности $p'_2 - p_1$, так как внезапное расширение сопровождается невосполнимыми потерями давления.

При движении реальной жидкости по трубам и каналам распределение скоростей по сечению почти никогда не бывает равномерным. Кинетическая энергия потока с неравномерным распределением скоростей больше энергии потока, определяемой по средней скорости. Поэтому в случае внезапного расширения потеря энергии потока с неравномерным распределением скоростей получается большей, чем при равномерном распределении скоростей.

Указанные потери могут быть вычислены для любого распределения скоростей при помощи теоремы о количестве движения. Для этого нужно провести контрольную поверх-

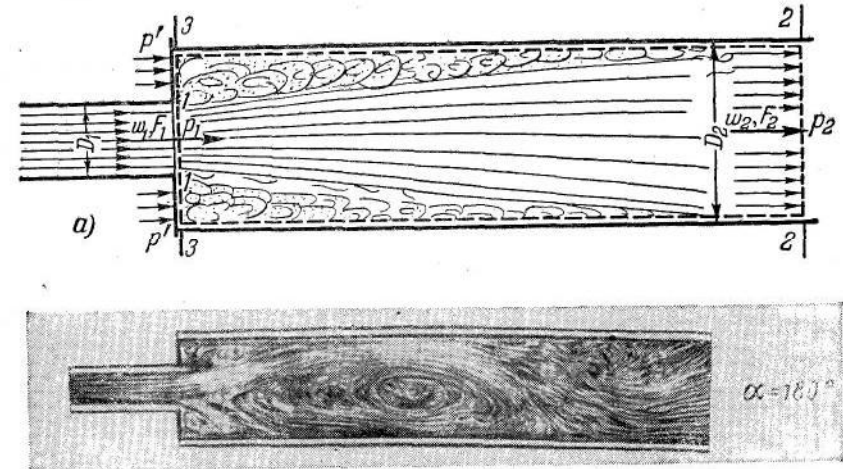
ность, ограничивающую всю область, в которой происходит полное перемешивание потока так, как показано на фиг. 2-1, а (пунктир). Очевидно, полная сила, вызывающая изменение количества движения в направлении потока, равна

$$\int_{F_1} p dF + \int_{F_2 - F_1} p dF - \int_{F_2} p dF.$$

Эта сила должна равняться изменению количества движения секундной массы в направлении ее движения, т. е.

$$\int_{F_1} p dF + \int_{F_2 - F_1} p dF - \int_{F_2} p dF = \int_{F_2} \rho w^2 dF - \int_{F_1} \rho w^2 dF. \quad (2-1)$$

Опыт показывает (фиг. 2-2), что давление p' в кольцевом сечении 1-3 мало отличается от давления p_1 в узком сечении



б) **Фиг. 2-1.** Внезапное расширение потока.
а — схематическая картина; б — фотография потока в лотке.

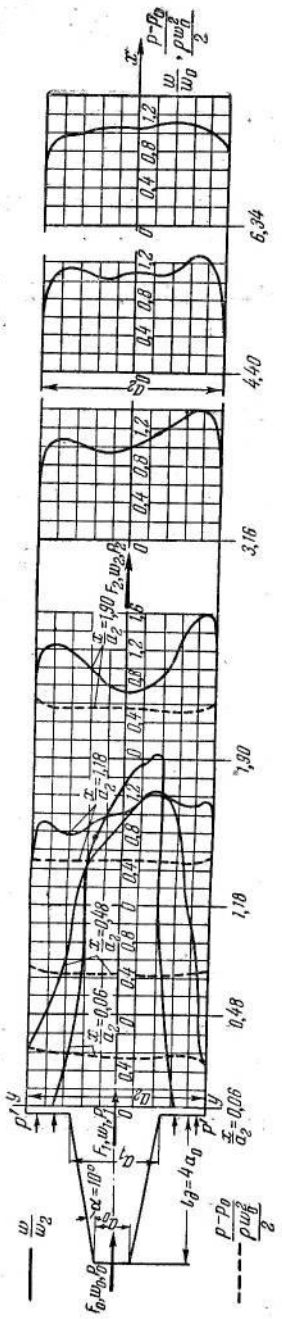
1-1 трубы и, последнее, как и p_2 в сечении 2-2, даже в потоке с неравномерным распределением скоростей почти постоянно по сечению.

Принимая давление p везде постоянным по сечению и $p' = p_1$, получим вместо (2-1):

$$(p_1 - p_2) F_2 = \int_{F_2} \rho w^2 dF - \int_{F_1} \rho w^2 dF.$$

Введем обозначения:

$$M_1 = \frac{1}{F_1} \int_{F_1} \left(\frac{w}{w_1} \right)^2 dF$$



Фиг. 2-2. Распределение безразмерных скоростей $\frac{w}{w_2}$ и безразмерных величин статического давления $\frac{p-p_0}{\rho w_0^2}$ в прямой трубе с внезапным расширением за диффузором при $n = \frac{a_2}{a_1} = 5$; $\pi_1 = \frac{a_2}{a_0} = 2$.

и

$$M_2 = \frac{1}{F_2} \int_{F_2} \left(\frac{w}{w_2}\right)^2 dF; \quad (2-2)$$

эти величины будем называть коэффициентами количества движения.

После несложных преобразований находим:

$$p_2 - p_1 = \rho M_1 w_1^2 \frac{F_1}{F_2} - \rho M_2 w_2^2. \quad (2-3)$$

В общем случае для потока не только с неравномерным распределением скоростей, но также закрученного или скошенного уравнение секундной энергии для участка, в котором происходит внезапное расширение, можно написать так:

$$\int_{F_1} \left(p + \frac{\rho}{2} c^2\right) w dF - \int_{F_2} \left(p + \frac{\rho}{2} c^2\right) w dF - \Delta E = 0,$$

где ΔE — потерянная энергия; c — произвольно направленная результирующая скорость.

Приняв, как и выше, постоянство давления по сечению, получим:

$$\begin{aligned} p_1 \int_{F_1} w dF - p_2 \int_{F_2} w dF + \\ + \frac{\rho}{2} \int_{F_1} c^2 w dF - \\ - \frac{\rho}{2} \int_{F_2} c^2 w dF - \Delta E = 0. \end{aligned} \quad (2-4)$$

Введем обозначения:

$$N_1 = \frac{1}{F_1} \int_{F_1} c^2 \frac{w}{w_1^3} dF \quad \text{и} \quad N_2 = \frac{1}{F_2} \int_{F_2} c^2 \frac{w}{w_2^3} dF.$$

В дальнейшем будем рассматривать несколько более простой случай, когда поток не закручен и результирующая скорость совпадает с осевой, т. е. когда $c = w$; в этом случае получаем:

$$N_1 = \frac{1}{F_1} \int_{F_1} \left(\frac{w}{w_1}\right)^3 dF \quad \text{и} \quad N_2 = \frac{1}{F_2} \int_{F_2} \left(\frac{w}{w_2}\right)^3 dF. \quad (2-2')$$

Эти величины, как и в введении, будем называть коэффициентами кинетической энергии.

По уравнению неразрывности имеем:

$$\int_{F_1} w dF = \int_{F_2} w dF = w_1 F_1 = w_2 F_2 = Q, \quad (2-5)$$

где Q — секундный расход.

Учитывая равенство (2-5) и принятые обозначения, получим после ряда простых преобразований вместо (2-4):

$$p_2 - p_1 = \frac{\rho}{2} N_1 w_1^2 - \frac{\rho}{2} N_2 w_2^2 - \frac{\Delta E}{Q}. \quad (2-6)$$

Здесь $\frac{\Delta E}{Q} = \Delta H_{y\partial}$ — удельная энергия, теряемая при внезапном расширении (потери на удар)¹.

Вычитая из уравнения (2-3) уравнение (2-6) и введя обозначение $n = \frac{F_2}{F_1}$, получим в окончательном виде следующее общее выражение для потерь при внезапном расширении потока с неравномерным распределением скоростей:

$$\Delta H_{y\partial} = \frac{\rho w_1^2}{2} \left(\frac{2M_2 - N_2}{n^2} + N_1 - \frac{2M_1}{n} \right). \quad (2-7)$$

Легко видеть, что в случае $M_1 = M_2 = N_1 = N_2 = 1$, т. е. при равномерном распределении скоростей,

$$\Delta H_{y\partial} = \frac{\rho}{2} (w_1 - w_2)^2. \quad (2-7')$$

¹ Термин потери на удар возник вследствие того, что в общей механике формулой $\Delta H_{y\partial} = \frac{\rho}{2} (w_1 - w_2)^2$ выражается потеря кинетической энергии при неупругом ударе твердых тел. В действительности при смешении двух потоков жидкости не происходит никакого удара. Общая черта этих явлений состоит только в том, что в обоих случаях происходит потеря скорости.

Если отнести рассматриваемые потери к скоростному давлению, взятому по средней скорости в меньшем сечении, то получим коэффициент сопротивления внезапному расширению (коэффициент сопротивления удара):

$$\zeta_1 = \frac{\Delta F_{уд}}{\rho w_1^2} = \frac{2M_2 - N_2}{n^2} + N_1 - \frac{2M_1}{n}. \quad (2-8)$$

Если известен закон распределения скоростей по сечению, то коэффициенты M_1 , M_2 , N_1 и N_2 могут быть определены аналитически. Если же этот закон неизвестен, коэффициенты могут быть определены графически по измеренному распределению скоростей.

Характер распределения скоростей в трубе до внезапного расширения может быть весьма разнообразным; после расширения, если прямой выходной участок имеет длину, не меньшую $(6-10)D_2$, профиль скоростей, как показывают опыты, приближается к профилю для вполне развившегося турбулентного движения, при котором $M_2 \approx N_2 \approx 1$. Следовательно, для практических расчетов вместо формулы (2-8) можно пользоваться более простой формулой¹:

$$\zeta_1 = \frac{1}{n^2} + N_1 - \frac{2M_1}{n}. \quad (2-9)$$

Для случая равномерного распределения скоростей, при котором $M_1 = N_1 = 1$, приходим к обычной формуле сопротивления для внезапного расширения:

$$\zeta_1 = \left(1 - \frac{1}{n}\right)^2 = \left(1 - \frac{F_1}{F_2}\right)^2. \quad (2-10)$$

Величина сопротивления, получаемая при помощи формулы (2-9) для неравномерного профиля скоростей, всегда больше величины сопротивления, определяемой по формуле (2-10), за исключением случая $M_1 = N_1 = 1$, когда обе формулы совпадают (доказательство этого положения приведено в работе автора [Л. 33]).

¹ Следует отметить, что вопрос о влиянии неравномерности распределения скоростей на сопротивление удара впервые наиболее четко был поставлен И. Г. Есьманом (1913 г.). Однако при этом он обратил внимание главным образом на неравномерность в широком сечении канала (которая, как было только что показано, практически не имеет никакого значения), приняв в своих выводах скорости в узком сечении равными средней скорости и отсюда коэффициент количества движения — равным единице. Вместе с этим коэффициент кинетических энергий был введен в формулу сопротивления. Таким образом, в конечном виде формула Есьмана в наших обозначениях выглядит так:

$$\zeta_1 = \frac{N_2}{n^2} + N_1 - \frac{2M_2}{n}.$$

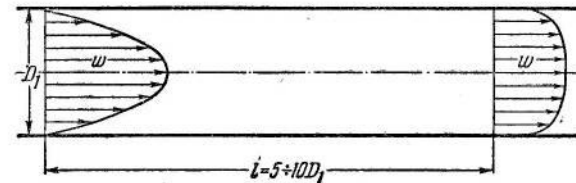
Эта формула при значительной неравномерности скоростей в сечении 1-1 дает большое преувеличение сопротивления, так как при наличии коэффициента N_1 отсутствует коэффициент M_1 (ср. с нашей формулой).

В случае, когда $n=1$, т. е. при отсутствии внезапного расширения поперечного сечения, формула (2-9) дает:

$$\zeta_1 = 1 + N_1 - 2M_1. \quad (2-11)$$

Так как при неравномерном профиле скоростей всегда $N_1 > 1$ и $M_1 > 1$, то очевидно, что величина ζ_1 , получаемая из последнего выражения, всегда больше единицы. Это означает, что потери на удар возникают не только при внезапном расширении трубы, но и в прямой трубе ($n=1$, фиг. 2-3) при переходе неравномерного профиля скоростей в более равномерный (потери на деформацию потока).

Отметим, что дополнительные потери, возникающие при внезапном расширении вследствие неравномерности поля скоростей, должны учитываться только в том случае, если они не входили в расчет при определении потерь в тех фасонных частях, которые вызвали эту неравномерность.



Фиг. 2-3. Деформация профиля скоростей в прямой трубе постоянного поперечного сечения.

В большинстве случаев получаемые на практике неравномерные профили скоростей в потоке до его внезапного расширения могут быть представлены сравнительно простыми аналитическими функциями, что дает возможность вычислить значения коэффициентов энергии и количества движения, а следовательно, и коэффициента сопротивления удара.

Ниже рассмотрим ряд частных случаев, для которых такие функции подобраны.

2-2. Приложения обобщенной формулы удара

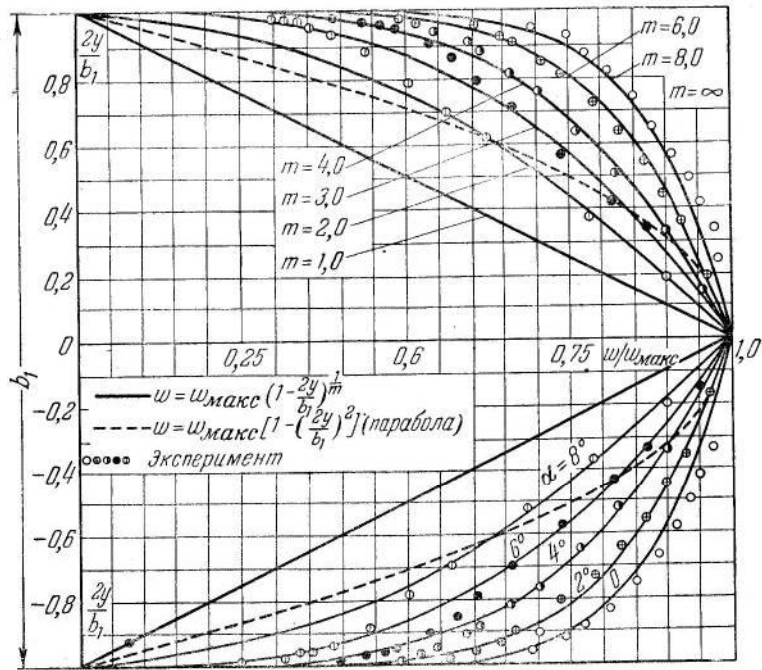
Степенной закон распределения скоростей. В большом числе случаев распределение скоростей может быть хорошо описано с помощью степенного закона. В общем виде этот закон может быть представлен так:

$$\frac{w}{w_{\max}} = \left(1 - \frac{y}{r}\right)^m, \quad (2-12)$$

где w_{\max} — максимальная скорость по сечению (на оси трубы);
 r — радиус сечения трубы (в случае плоской трубы вместо r берется $\frac{b_1}{2}$);

y — расстояние данной точки от оси трубы;
 m — число.

Такое распределение скоростей, например, возникает для вполне развившегося турбулентного течения в прямой трубе (фиг. 2-4). Здесь показатель степени $\frac{1}{m}$ может меняться в пределах от $\frac{1}{7}$ до $\frac{1}{10}$ в зависимости от числа Re . При этом величина m возрастает с увеличением Re .



Фиг. 2-4. Степенной закон распределения скоростей по сечению трубы и сравнение его с профилем скоростей в плоских диффузорах с углами расширения $\alpha = 0 \div 8^\circ$.

Степенной функцией вида (2-12) может быть представлено также распределение скоростей в длинных диффузорах (при вполне развившемся профиле скоростей) с углами расширения $\alpha < 10^\circ$ (фиг. 2-4 по опытам Никурадзе).

Коэффициенты сопротивления для часто встречающихся случаев движения потока в круглых и плоских трубах найдутся из следующего.

Средняя скорость по сечению трубы круглого сечения составляет:

$$w_1 = \frac{1}{F_1} \int_{F_1} w dF = 2 \int_0^r w \frac{y}{r} d\left(\frac{y}{r}\right).$$

Учитывая (2-12), получим после интегрирования последнего выражения:

для максимальной скорости

$$\frac{w_{\max}}{w_1} = \frac{(2m+1)(m+1)}{2m^2}, \quad (2-13)$$

для скорости в данной точке сечения —

$$\frac{w}{w_1} = \frac{(2m+1)(m+1)}{2m^2} \left(1 - \frac{y}{r}\right)^{\frac{1}{m}}.$$

Отсюда легко найти значения M_1 , N_1 и ζ_1 :

$$M_1 = \frac{1}{F_1} \int_{F_1} \left(\frac{w}{w_1}\right)^2 dF = \frac{(2m+1)^2(m+1)}{4m^2(m+2)}; \quad (2-14)$$

$$N_1 = \frac{1}{F_1} \int_{F_1} \left(\frac{w}{w_1}\right)^3 dF = \frac{(2m+1)^3(m+1)^3}{4m^3(m+3)(2m+3)}; \quad (2-15)$$

$$\zeta_1 = \frac{1}{n^2} + \frac{(2m+1)^3(m+1)^3}{4m^3(m+3)(2m+3)} - \frac{2}{n} \frac{(2m+1)^2(m+1)}{4m^2(m+2)}. \quad (2-16)$$

Для плоской трубы аналогичным образом находим:

$$\frac{w_{\max}}{w_1} = \frac{m+1}{m}; \quad (2-17)$$

$$M_1 = \frac{(m+1)^2}{m(m+2)}; \quad (2-18)$$

$$N_1 = \frac{(m+1)^3}{m^2(m+3)}; \quad (2-19)$$

$$\zeta_1 = \frac{1}{n^2} + \frac{(m+1)^3}{m^2(m+3)} - \frac{2}{n} \frac{(m+1)^2}{m(m+2)}. \quad (2-20)$$

Параболический закон распределения скоростей. Параболический профиль скоростей по зависимости

$$\frac{w}{w_{\max}} = 1 - \left(\frac{y}{r}\right)^2 \quad (2-21)$$

отвечает, как известно, установившемуся ламинарному течению (фиг. 2-4 — пунктир). Профили скоростей, близкие к этому закону, могут отвечать ряду других случаев.

Принимая во внимание (2-2), (2-2') и (2-21), а также имея в виду, что в случае трубы круглого сечения при данном законе распределения скоростей максимальная скорость w_{\max} равна $2w_1$, легко показать, что коэффициент количества движения M_1 равен 1,33, а коэффициент кинетической энергии $N_1 = 2$.

Отсюда коэффициент сопротивления

$$\zeta_1 = \frac{1}{n^2} + 2 - \frac{2,66}{n}. \quad (2-22)$$

В случае плоской трубы $w_{\max} = \frac{3}{2} w_1$, откуда находим:

$$M_1 = 1,2 \text{ и } N_1 = 1,55;$$

следовательно,

$$\zeta_1 = \frac{1}{n^2} + 1,55 - \frac{2,4}{n}. \quad (2-23)$$

Деформация свободной струи в смесительной камере эжектора. Свободная струя, как известно, часто используется для эжектирования жидкости из окружающего пространства. С этой целью на определенном расстоянии от начального сечения струи в зависимости от потребного количества эжектируемой жидкости устанавливается улавливающая труба (смесительная камера). Здесь струя деформируется, пока не получается полного выравнивания скоростей по сечению (фиг. 2-5). Профиль скоростей достаточно развитой свободной струи, особенно основного ее участка, отличается, как увидим в гл. 9, большой неравномерностью. Поэтому выравнивание этого профиля в улавливающей трубе сопровождается значительными потерями.

Так как закон распределения скоростей, а также запас энергии и количество движения в любом сечении свободной струи (следовательно, и на входе в улавливающую трубу) могут быть легко определены по данным теории струи Г. Н. Абрамовича (см. гл. 9), то представляется всегда возможным, пользуясь формулой (2-11), определить указанные потери в улавливающей трубе или, что то же, в смесительной камере эжектора. Здесь рассмотрим случай входа в трубу свободной струи из основного участка.

Запас энергии в каком-либо сечении этого участка для круглой струи определяется по формуле Г. Н. Абрамовича:

$$e = \frac{1}{F_0} \int_{F_1} \left(\frac{w}{w_0} \right)^3 dF = \frac{0,59}{\frac{as}{R_0} + 0,29}. \quad (2-24)$$

Здесь

$$e = \frac{E}{E_0} = \frac{E}{m_0 w_0^2} \quad \text{— относительный запас энергии в данном сечении (в долях живой силы потока в начальном сечении свободной струи);}$$

a — постоянная, определяемая из опыта (коэффициент турбулентности), зависящая от структуры потока в начальном сечении и для круглой струи лежащая в пределах $0,07 \div 0,08$;

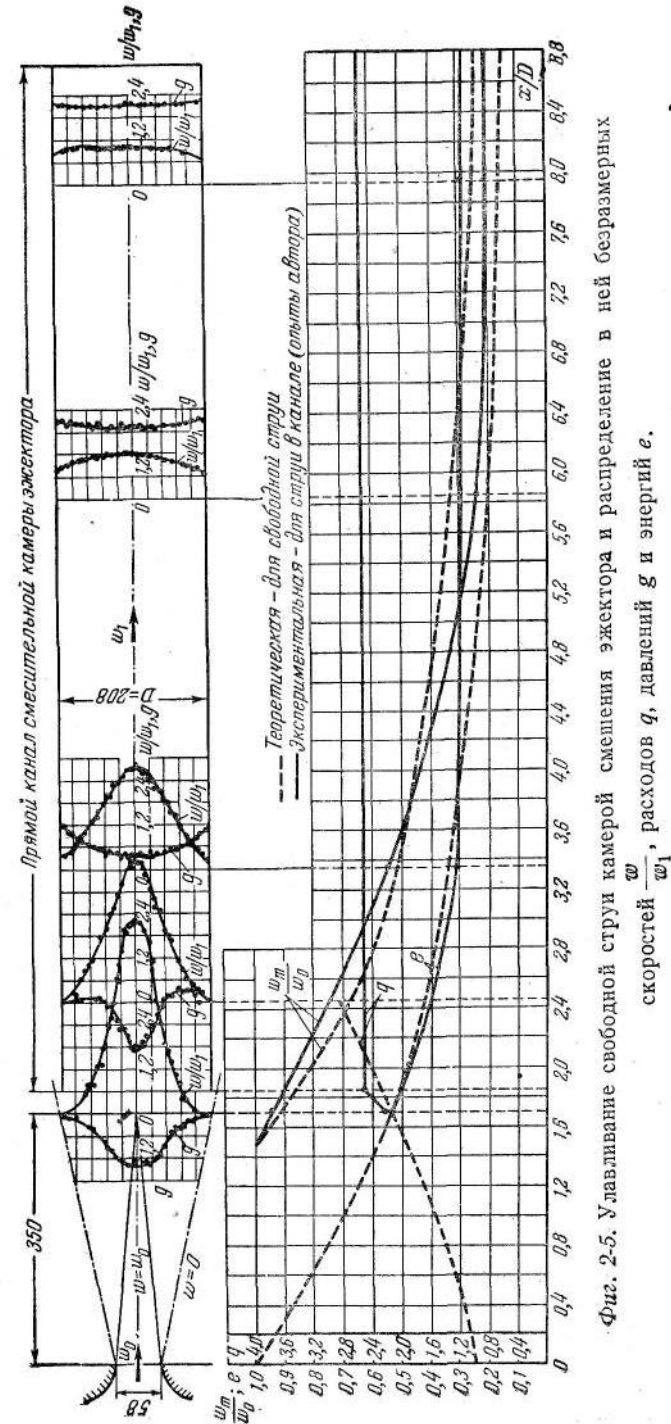
s — расстояние данного сечения от начального;

F_1 — площадь данного сечения трубы;

F_0, R_0 — площадь и радиус начального сечения струи;

w_0 — скорость струи в ее начальном сечении;

m_0 — начальная масса струи.



Фиг. 2-5. Улавливание свободной струи камерой смешения эжектора и распределение в ней безразмерных скоростей $\frac{w}{w_1}$, расходов q , давлений p и энергий e .

Средняя скорость в рассматриваемом сечении струи может быть выражена через начальную скорость:

$$w_1 = \frac{qw_0 F_0}{F_1}, \quad (2-25)$$

где $q = \frac{Q_1}{Q_0}$ — отношение расхода через данное сечение струи к начальному расходу.

Отсюда принятый нами коэффициент кинетической энергии определится так:

$$N_1 = \frac{1}{F_1} \int_{F_1} \left(\frac{w}{w_1} \right)^2 dF = \frac{1}{q^3} \left(\frac{F_1}{F_0} \right)^2 e. \quad (2-26)$$

Аналогичная же связь, очевидно, будет и для потерянной энергии, т. е.

$$\zeta_1 = \frac{\Delta E}{m_1 w_1^2} = \frac{1}{q^3} \left(\frac{F_1}{F_0} \right)^2 \Delta e_0, \quad (2-27)$$

где Δe_0 — относительная энергия, потерянная в прямом участке (на деформацию поля скоростей), в долях живой силы в начальном сечении свободной струи.

Из теории свободной струи известно, что количество движения вдоль струи неизменно, т. е.

$$M_0 = \frac{1}{F_0} \int_{F_0} \left(\frac{w}{w_0} \right)^2 dF = 1;$$

отсюда, учитывая зависимость (2-25), коэффициент количества движения напишется так:

$$M_1 = \frac{1}{F_1} \int_{F_1} \left(\frac{w}{w_1} \right)^2 dF = \frac{1}{q^2} \frac{F_1}{F_0}. \quad (2-28)$$

Зная M_1 и N_1 , можно, таким образом, определить коэффициент ζ_1 по формуле (2-11). В случае наличия непосредственно после входа в трубу внезапного расширения коэффициент ζ_1 определяется по формуле (2-9).

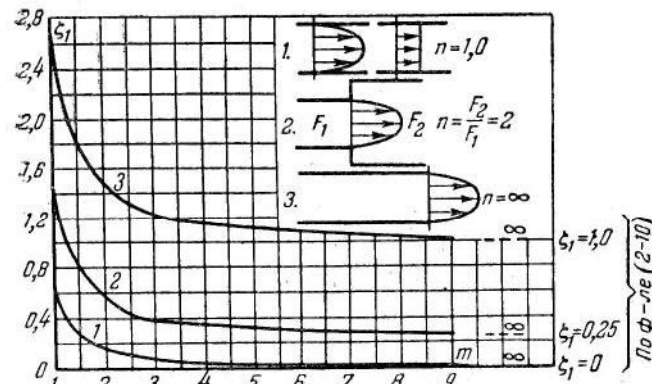
В силу того что профили безразмерных скоростей для всех сечений основного участка свободной струи подобны, величины M_1 и N_1 должны оставаться для любых сечений этого участка одинаковыми. Следовательно, и рассматриваемый коэффициент сопротивления удара, отнесенный к средней скорости в данном сечении свободной струи, должен оставаться для основного участка постоянным. Расчет по формулам (2-26), (2-28) и (2-11) дает следующие значения указанных коэффициентов (табл. 2-1):

ТАБЛИЦА 2-1

Круглая струя	$M_1=2,45$	$N_1=7,75$	$\zeta_1=3,8$
Плоская струя	$M_1=1,68$	$N_1=3,28$	$\zeta_1=0,85$

2-3. Сопоставление значений коэффициентов сопротивления удара для равномерного и неравномерного распределения скоростей

Насколько значительно возрастают потери на удар в потоке с неравномерным распределением скоростей по сравнению с потерями с равномерным полем, наглядно видно из рассмотрения фиг. 2-6 и табл. 2-2. Здесь приводятся три значения n — степени расширения канала: 1, 2 и ∞ и для различных случаев с различными законами распределения скоростей даны



Фиг. 2-6. Сравнение значений коэффициентов сопротивления удара ζ_1 , подсчитанных по формулам (2-9) и (2-10), при степенном законе распределения

скоростей $\left[\frac{w}{w_{\max}} = \left(1 - \frac{r}{r} \right)^{\frac{1}{m}} \right]$.




коэффициенты сопротивления удара, подсчитанные по обобщенной формуле (2-9), учитывающей неравномерность поля, и по формуле (2-10), не учитывающей этого обстоятельства. Из рассмотрения фиг. 2-6 видно, например, что даже в прямом канале круглого сечения ($n=1$) в случае распределения скоростей по закону степенной функции с показателем степени $\frac{1}{m}=1$ ($m=1$) коэффициент сопротивления ζ_1 достигает значения 0,7, в то время как при равномерном распределении скоростей ($m=\infty$) эти потери отсутствуют. В случае $n=2$ коэффициент сопротивления при $m=1$ достигает значения $\zeta_1=1,45$, а при

равномерном поле $\zeta_1 = 0,25$. При $n = \infty$ имеем соответственно: $\zeta_1 = 2,7$ и $\zeta_1 = 1,0$. Таким образом, в случае рассматриваемого закона распределения скоростей при неравномерном поле потери при $n = 2$ получаются почти в 6 раз больше, а при $n = \infty$ — соответственно в 2,7 раза больше, чем в случае потока с равномерным профилем скоростей.

Аналогичные результаты получаются и при других законах распределения скоростей. Таким образом, мы видим, что пренебрегать влиянием неравномерности поля скоростей на потери удара нельзя, если только они не были учтены указанным выше путем (стр. 65). Применение обычной формулы (2-10) (так называемой формулы Борда—Карно) для определения потерь в таком потоке может привести к большим ошибкам. Для такого потока следует применять обобщенную формулу удара (2-9).

ТАБЛИЦА 2-2

Значения коэффициента сопротивления удара при различных законах распределения скоростей и различной степени расширения канала

Условия движения Профиль скоростей	Деформация потока в прямой трубе ($n=1$) 	Внезапное расширение ($n=2$) 	Выход потока из трубы в атмосферу ($n=\infty$) 
Равномерный профиль скоростей	0	0,25	1,00
Параболический профиль скоростей {	Круглая труба	0,34	0,92
	Плоская труба	0,15	0,60
Тригонометрическая функция {	Симметричный профиль (в плоской трубе)	0,13	0,50
	Несимметричный профиль (в плоском диффузоре с отрывным углом расширения)	0,94	2,05
Круглая свободная струя (основной участок)	4,00	5,55	7,75

Использованную и рекомендуемую литературу к гл. 2 — см. общий список литературы в конце книги под № 27, 32, 33, 34.

ГЛАВА ТРЕТЬЯ

ДВИЖЕНИЕ ПРИ ПЛАВНОМ ИЗМЕНЕНИИ СЕЧЕНИЯ ТРУБ И КАНАЛОВ

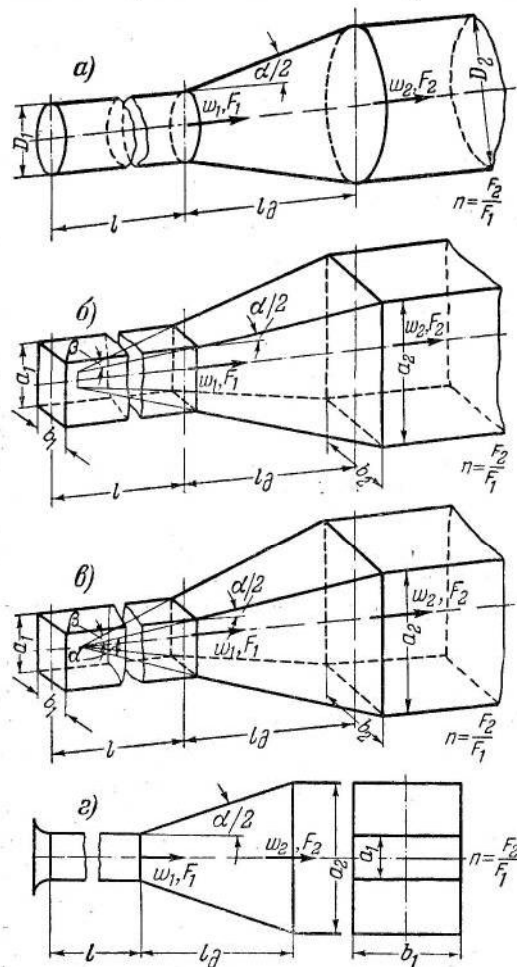
3-1. Структура потока в диффузоре

Причина отрыва и картина потока. В предыдущей главе было показано, что потери давления при внезапном расширении сечения даже при равномерном поле скоростей очень велики и тем значительнее, чем больше степень расширения потока. Потери давления могут быть существенно уменьшены, если переход от узкого сечения трубы к широкому осуществить постепенно, с помощью диффузора (расширяющейся трубы, канала — фиг. 3-1). Последний устанавливается, например, там, где желательно получить в области дозвуковых скоростей преобразование кинетической энергии в потенциальную с минимальными потерями.

Известно, что даже незначительное расширение сечения приводит к заметному изменению условий движения. В этом случае, как показали опыты Е. М. Минского, происходит значительное возрастание интенсивности турбулентности. Турбулентный же режим течения наступает при числах $Re = \frac{w_1 D_1}{\nu}$, существенно меньших, чем для трубы постоянного сечения. Значительно меняется при этом и профиль скоростей (фиг. 2-4), который становится тем более вытянутым в направлении движения, чем больше угол расширения α или степень расширения $n = \frac{F_2}{F_1}$ (фиг. 3-1). До определенного значения угла расширения ($\alpha \approx 8^\circ$, где α — центральный угол расширения) профиль скоростей, вытягиваясь, остается все же симметричным относительно оси диффузора. С дальнейшим увеличением этого угла вследствие появления отрыва потока от стенок указанная симметрия нарушается (фиг. 3-2 и 3-3).

Причины отрыва потока в расширяющейся трубе (канале), т. е. при замедленном движении (при движении с положительным градиентом давления), были подробно рассмотрены во

введении. В пограничном слое, как было показано, скорость частиц жидкости быстро падает от величины скорости основного потока до нуля у стенок. При расширении канала происходит согласно уравнению Бернулли увеличение статического давления за счет скоростного. Это повышение давления получается одинаковым по всему сечению диффузора, включая



Фиг. 3-1. Диффузоры различных форм. а — круглого сечения (усеченный конус); б — прямоугольного сечения (усеченная пирамида); в — прямоугольного сечения (клинообразный); г — плоский.

и область, примыкающую к стенке. Вследствие же того, что по длине диффузора скорость все время продолжает понижаться, наступает момент, когда запас кинетической энергии частиц жидкости вблизи стенок становится настолько незначительным, что его оказывается недостаточно для преодоления того положительного градиента давления, который образуется вдоль диффузора. Под действием этого градиента давления струя отрывается от стенок (фиг. 3-3).

При углах расширения диффузора α в пределах $10 \div 50^\circ$ отрыв потока обычно происходит только от одной из стенок. При этом он начинается от той стенки, у которой случайно скорость имеет меньшую величину, но как только этот отрыв образовался, дальнейшее повышение давления прекращается или по крайней мере сильно ослабляется. По этой

причине при указанных углах α дополнительного отрыва на противоположной стенке образоваться не может. Это и приводит к несимметричности профиля скоростей. Вместе с несимметричностью во многих случаях существует неустойчивость отрыва, выражающаяся в том, что последний перебрасывается

(как правило, неправильными периодами) с одной стороны на другую, причем это перебрасывание сопровождается большими колебаниями всего потока. Частота перебрасывания места отрыва зависит от качества изготовления диффузора. Чем тщательнее он выполнен (главным образом в смысле симметричности противоположных стенок), тем труднее оторвавшемуся потоку удержаться только на одной из сторон диффузора, а следовательно, тем чаще происходит перебрасывание струи с одной стороны на другую. Помимо колебаний потока, вызываемых указанными причинами, в диффузорах с отрывными углами, начиная с малых, наблюдаются постоянные колебания (пульсации) скоростей, происходящие через сравнительно правильные интервалы времени и связанные с периодическим вихреобразованием при срыве потока.

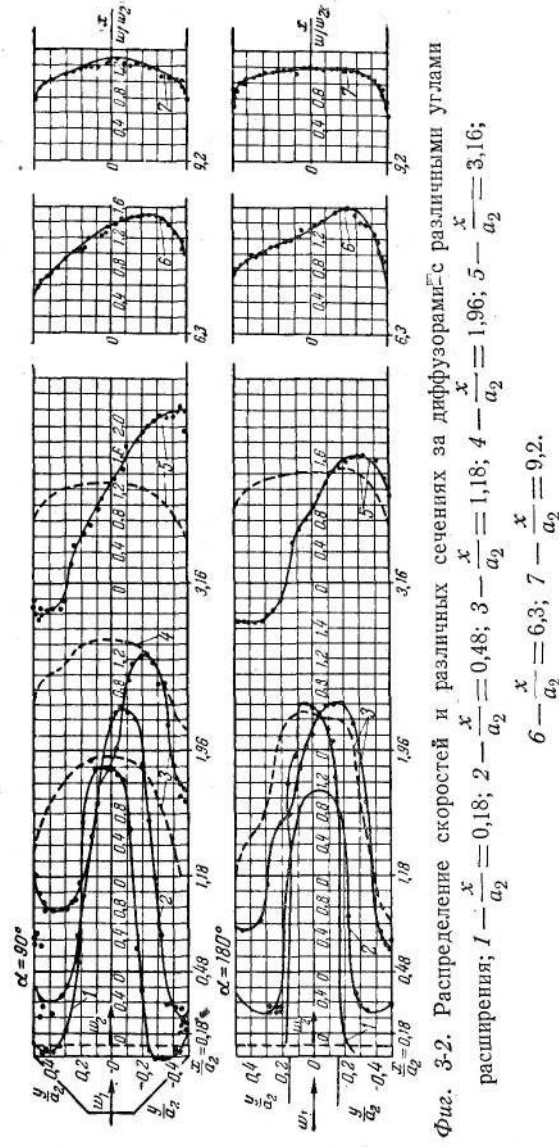
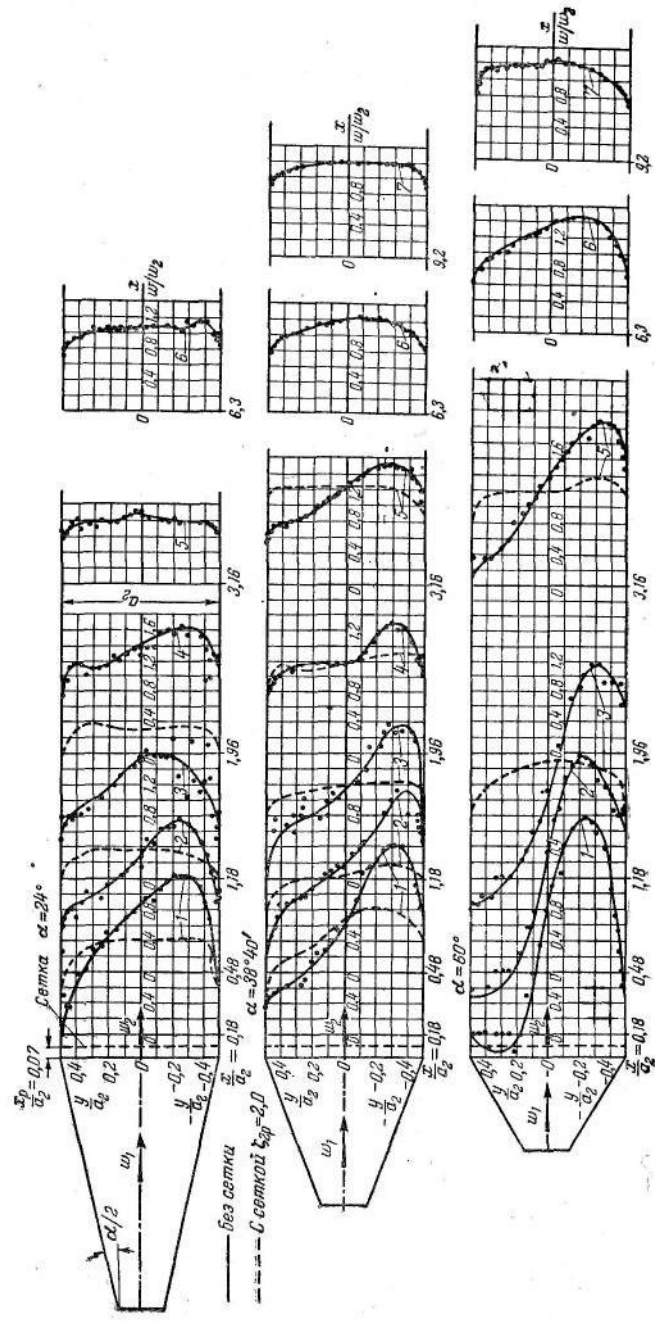
В диффузорах с углами расширения, большими $50 \div 60^\circ$, поток уже не в состоянии следовать даже по одной из стенок, силы инерции заставляют его оторваться одновременно от всей поверхности диффузора (фиг. 3-3). Это приводит к тому, что вначале поток получается даже несколько более симметричным, чем при меньших углах расширения, хотя в целом в силу большего распространения области срыва распределение скоростей становится еще менее равномерным по сечению (фиг. 3-2). Возрастание интенсивности отрыва влечет за собой одновременно и увеличение его устойчивости, что в конечном итоге приводит к уменьшению колебания потока во времени.

Интересно отметить, что в плоских диффузорах¹ неравномерность распределения скоростей, а также отрыв происходят не только в плоскости расширения диффузора, но и в перпендикулярной к ней плоскости, т. е. от стенок, параллельных оси.

Отрыв потока может возникнуть при замедленном движении также в том случае, если поток ограничен твердой стенкой только с одной стороны. Примером такого движения может служить вход потока в патрубок, установленный на поверхности какого-либо тела, перемещаемого в неограниченном пространстве (атмосфере) (фиг. 3-4).

В диффузоре, как и в трубе постоянного поперечного сечения, существует начальный (разгонный) участок, на протяжении которого начальный прямоугольный профиль скоростей переходит в профиль вытянутой формы. Этот переход происходит постепенно, так что на определенной длине поток в диффузоре состоит из ядра постоянных скоростей и пограничного слоя (фиг. 3-5). Чем больше угол расширения диффузора, тем короче начальный участок. Так, например, если в диффузоре круглого сечения при $\alpha = 6^\circ$ длина начального участка состав-

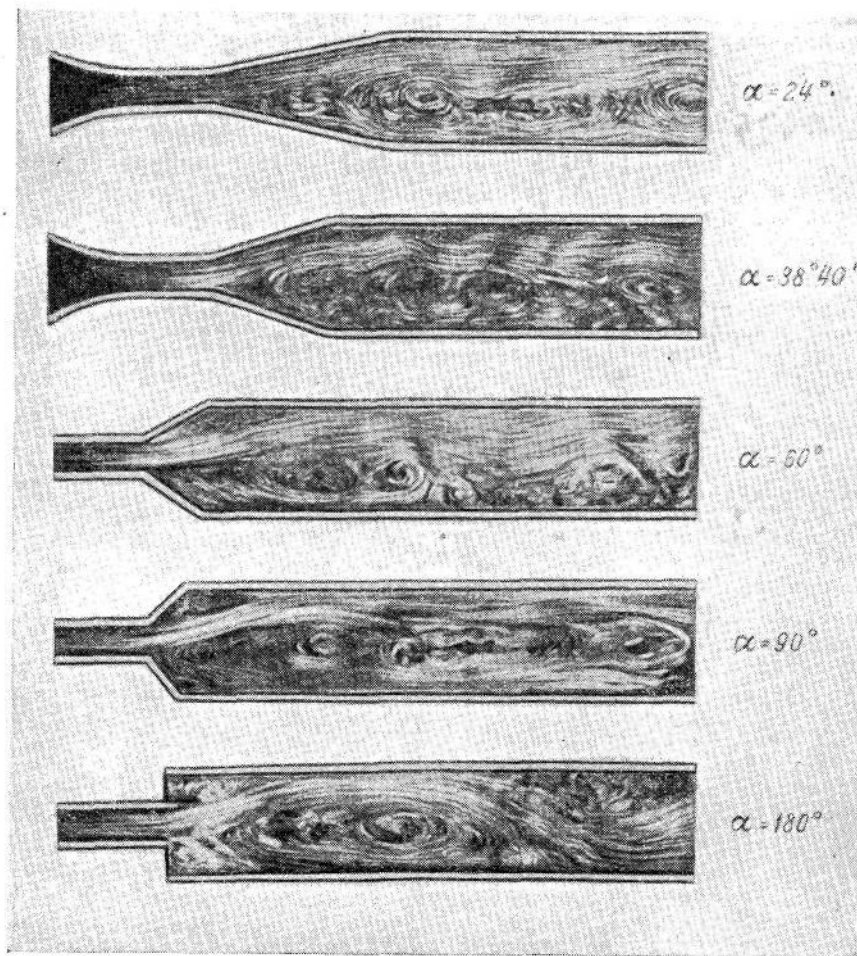
¹ Диффузор называется плоским в том случае, когда расширение происходит только в одной плоскости, в то время как в перпендикулярной ей плоскости стенки остаются параллельными между собой.



Фиг. 3-2. Распределение скоростей и различных сечений за диффузорами с различными углами расширения; $1 - \frac{x}{a_2} = 0,18$; $2 - \frac{x}{a_2} = 0,48$; $3 - \frac{x}{a_2} = 1,18$; $4 - \frac{x}{a_2} = 1,96$; $5 - \frac{x}{a_2} = 3,16$;

$6 - \frac{x}{a_2} = 6,3$; $7 - \frac{x}{a_2} = 9,2$.

ляет $(15 \div 18) D_1$ (где D_1 — диаметр узкого сечения диффузора), то при $\alpha = 10^\circ$ длина рассматриваемого участка составляет примерно только половину этого. При этом, несмотря на наличие еще ядра постоянных скоростей, в этом участке диффузора уже появляется отрыв потока, приводящий к несимметричному



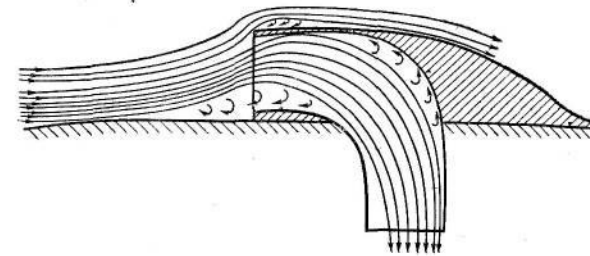
Фиг. 3-3. Картина потока в диффузорах с различными углами расширения при $n = 3,3$.

распределению скоростей и к отклонению сильно размытого ядра от оси.

Как было отмечено во введении, место точки отрыва потока от стенок диффузора перемещается с изменением режима течения (числа Re). Чем меньше число Re , тем раньше (ближе к начальному сечению) начинается отрыв. Однако влияние Re

сказывается не только в перемещении точки отрыва, но и в изменении толщины зоны отрыва, а в случае отсутствия еще последнего — просто в изменении толщины пограничного слоя. Зона отрыва и толщина пограничного слоя с уменьшением Re возрастают, а вместе с этим увеличивается вытянутость профиля скоростей.

На положение места отрыва и вообще на состояние пограничного слоя, как оторвавшегося, так и еще не оторвавшегося, сильное влияние оказывает состояние пограничного слоя потока перед его входом в диффузор. Это состояние определяется



Фиг. 3-4. Схематическая картина потока при входе во всасывающий патрубок, помещенный на поверхности.

различными факторами: длиной и шероховатостью стенок входного участка, формой и удаленностью расположенных впереди диффузора фасонных частей, состоянием стыка элементов трубы (канала) на входе в диффузор и т. д.

Если рассматривать одинаковые режимы течения и одинаковые условия входа в диффузор, то из всего изложенного выше следует, что начало отрыва потока в диффузоре зависит в основном от двух параметров: толщины пограничного слоя δ и величины градиента давления $\frac{dp}{dx}$.

Иногда для характеристики потока в диффузорах вводят следующий параметр:

$$\Gamma = \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx} \frac{\delta^{5/4}}{v^{1/4} w_{\max}^{7/4}}, \quad (3-1)$$

где ρ — массовая плотность;

v — кинематический коэффициент вязкости;

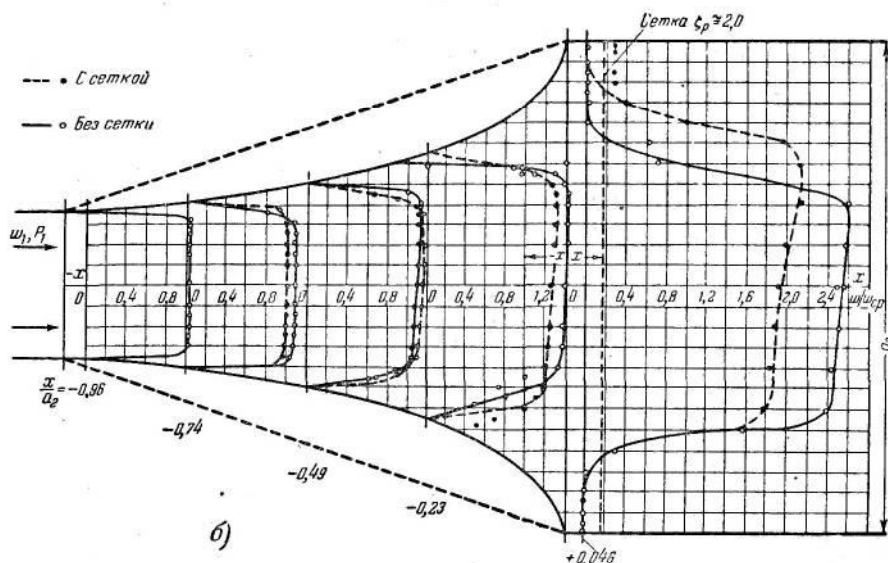
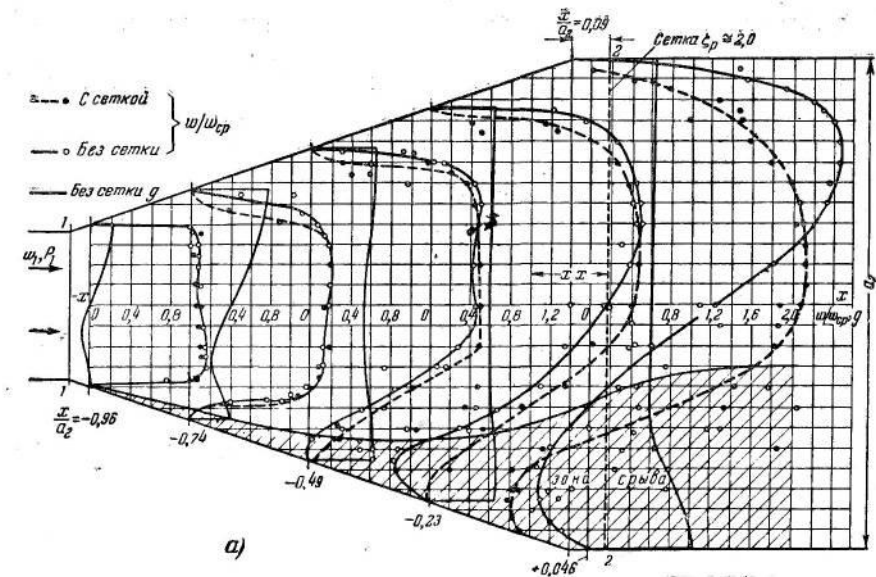
w_{\max} — максимальная скорость по сечению диффузора.

Указанный параметр (ф о р м у л а) получается из более общего выражения

$$\Gamma' = \frac{dp}{dx} \frac{\delta}{\tau_0},$$

представляющего собой отношение перепада давления, происходящего на участок длиной в один радиус¹ сечения, к вели-

¹ Поскольку рассматривается вполне развитый профиль скоростей в диффузоре, величина δ совпадает с радиусом сечения.



Фиг. 3-5. Распределение скоростей и давлений в начальных участках диффузоров.

a — прямой диффузор $\alpha = 36^\circ 40'$; b — криволинейный диффузор $\frac{dp}{dx} = \text{const}$

(w_{cp} — средняя скорость в данном сечении; $g = \frac{p - p_1}{\rho w_1^2}$, где p_1 — давление в сечении 1-1 (p — давление в данной точке)).

чине касательного напряжения на стенке τ_0 , если принять в частном случае движение в пограничном слое турбулентным, а касательные напряжения — в соответствии с законом степени $1/7$.

Параметр Γ' характеризует профиль касательного напряжения в пограничном слое. Следовательно, в некоторой степени эта величина определяет и характер профиля скоростей.

Экспериментальные исследования плоских диффузоров показали, что поле скоростей за начальным участком диффузора имеет один и тот же профиль, если только параметр Γ (или Γ') имеет одно и то же значение. В частности, начало отрыва на основе этих исследований соответствует значению $\Gamma \approx 0,08$.

Величины δ и $\frac{dp}{dx}$,

определяющие состояние потока в диффузоре, в свою очередь зависят от его длины и степени расширения. При этом градиент давления, убывающий в прямолинейном диффузоре с его длиной, тем значительнее, чем больше при данном отношении



Фиг. 3-6. Области отрыва потока в плоском диффузоре.

нии $\frac{F}{F_1}$ (где F — переменная площадь сечения диффузора, F_1 — площадь узкого сечения его) и данном расходе угол расширения α .

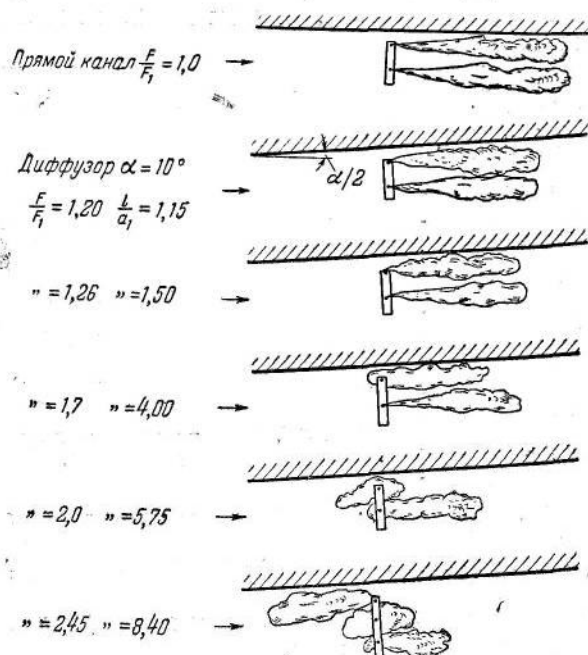
Толщина пограничного слоя возрастает с увеличением как угла α , так и длины диффузора.

Таким образом, с увеличением угла расширения местоположение точки отрыва должно перемещаться вверх по потоку. С уменьшением же этого угла будут убывать и градиент давления, и быстрота нарастания пограничного слоя, так что начало отрыва будет отодвигаться вниз по потоку и тем дальше от входа, чем меньше угол расширения. Однако ввиду продолжающегося нарастания пограничного слоя с длиной диффузора надо думать, что отрыв может наступить на определенном расстоянии от входного отверстия даже при не очень больших углах расширения, если только параметр Γ достигает своей критической величины.

Зависимость начала отрыва в плоском диффузоре от его угла расширения изучалась экспериментально Пользиным теневым методом. На основании этих наблюдений установлена для числа $Re = 4 \cdot 10^4$ зависимость места отрыва от угла расширения. Указанная зависимость изображена на фиг. 3-6, где по оси

ординат отложено отношение площади F того сечения, в котором начинается отрыв, к площади входного отверстия диффузора F_1 , а по оси абсцисс — центральный угол расширения α .

Кривая 1 на этой фигуре ограничивает справа область таких значений $\frac{F}{F_1}$ и α , при которых устойчивая зона обратных токов (зона отрыва) достигала в этом диффузоре толщины не менее 15 мм (при ширине входного отверстия 100 мм).



Фиг. 3-7. Схематическое изображение течения при отрыве потока в плоском диффузоре.

Кривая 2 ограничивает значения $\frac{F}{F_1}$ и α , при которых устойчивая зона отрыва имела толщину 5 мм.

Кривая 3 указывает, при каких значениях рассматриваемых параметров устойчивая зона отрыва образуется только непосредственно вблизи стенки ($y=0$).

Область между кривыми 2 и 4 дает те значения $\frac{F}{F_1}$ и α , при которых происходит только развитие отрыва, характеризующееся тем, что зона его толщиной 5 мм имеет только периодический характер.

На фиг. 3-7 и в табл. 3-1 даны результаты отдельных наблюдений, произведенных теньевым методом за потоком в плоском диффузоре с углом расширения $\alpha = 10^\circ$ при $Re = 4 \cdot 10^4$.

ТАБЛИЦА 3-1

Сечения диффузора, в которых производились наблюдения		Результаты наблюдений в плоском диффузоре с углом расширения $\alpha = 10^\circ$ и $Re = 4 \cdot 10^4$ на расстоянии $y = 5$ мм от стенки
Отношение площади данного сечения к площади входного отверстия диффузора $\frac{F}{F_1}$	Относительное расстояние данного сечения от входного отверстия диффузора $\frac{l}{a_1}$	
1	0	Вход в диффузор. Параллельный поток. Возмущения отсутствуют
1,2	1,15	Параллельный поток. Небольшое отклонение. Тени первой проволоки направлены к стенке
1,26	1,5	Неспокойный поток. Сильные колебания вблизи стенки. Начало неустойчивого отрыва потока
1,456	2,6	Сильные периодические колебания. Отход видимых вихрей в направлении потока
1,7	4,0	Неправильно следующие друг за другом отрывы вихрей на расстоянии $y = 15$ мм
2,0	5,75	Начало длительного непрерывного отрыва вихрей на расстоянии $y = 15$ мм
2,14	6,5	Первая тень на расстоянии $y = 5$ мм начинает переходить в обратный поток, вторая и третья показывают непрерывное завихрение
2,45	8,4	Завихрение первой тени настолько сильно, что уже вблизи проволоки образуется обратный поток. Вторая тень дает непрерывное завихрение

На основе этих наблюдений установлено, что уже вскоре после входа в диффузор структура потока начинает резко меняться по сравнению со структурой его в трубе постоянного поперечного сечения. Так, для угла расширения $\alpha = 10^\circ$ уже при отношении $\frac{F}{F_1} = 1,26$ на стенке возникают сильные колебания, а через определенные промежутки времени начинают отрываться небольшие вихри, продолжающие двигаться вместе с незавихренным потоком. С возрастанием отношения $\frac{F}{F_1}$, т. е. с увеличением расстояния от входного отверстия, отрыв вихрей учащается до тех пор, пока при $\frac{F}{F_1} = 2$ он не становится непре-

рывным. Эта точка обычно и принимается всеми исследователями за точку отрыва. Одновременно с указанным отрывом наблюдалось возникновение обратного течения, которое вначале имело неустойчивый характер, но с дальнейшим возрастанием $\frac{F}{F_1}$ становилось устойчивым.

Картина потока в выходном участке, примыкающем к диффузору. Если за диффузором установить прямой участок постоянного поперечного сечения, то можно заметить, что поток сразу при входе в этот участок не растекается по всему сечению. Более того, начавшееся в диффузоре вихреобразование продолжается на значительном расстоянии за ним (фиг. 3-2 и 3-3).

Из рассмотрения фиг. 3-2 можно видеть, что зона срыва, например при $\alpha = 24^\circ$, заканчивается на расстоянии x от выходного сечения диффузора, равном $(1,5 \div 2,0) a_2$ (где a_2 — сторона выходного сечения плоского диффузора в плоскости расширения его), а при $\alpha = 90^\circ$ — на расстоянии $x \approx 4a_2$. Что же касается полного выравнивания скоростей по сечению (получение профиля скоростей, близкого к профилю при вполне развившейся турбулентности), то оно требует для всех углов расширения, начиная по крайней мере с $\alpha = 6^\circ$, и степени расширения, начиная примерно с $n = 3$, почти одинакового расстояния: $x = (8 \div 10) a_2$.

То обстоятельство, что длина выходного участка, необходимая для выравнивания скоростей за диффузором с большими углами расширения или с большой степенью расширения, получается примерно такой же, как и для малых углов и степеней расширения, объясняется тем, что вследствие первоначального нарушения потока при больших α и n происходит более интенсивное турбулентное перемешивание потока, т. е. более интенсивный обмен количеством движения между быстро и медленно движущимися частицами жидкости (газа), что в свою очередь ускоряет процесс выравнивания скоростей. Наоборот, при меньшем первоначальном нарушении потока турбулентность его меньше, а следовательно, процесс выравнивания скоростей затягивается. В итоге длина выравнивающего участка для больших и малых углов и степеней расширения получается почти одинаковой.

Несмотря на значительную неравномерность распределения скоростей в диффузоре и в участке за ним, статическое давление в тех же местах, как видно на фиг. 2-2 и 3-5, остается практически равномерным по всему сечению.

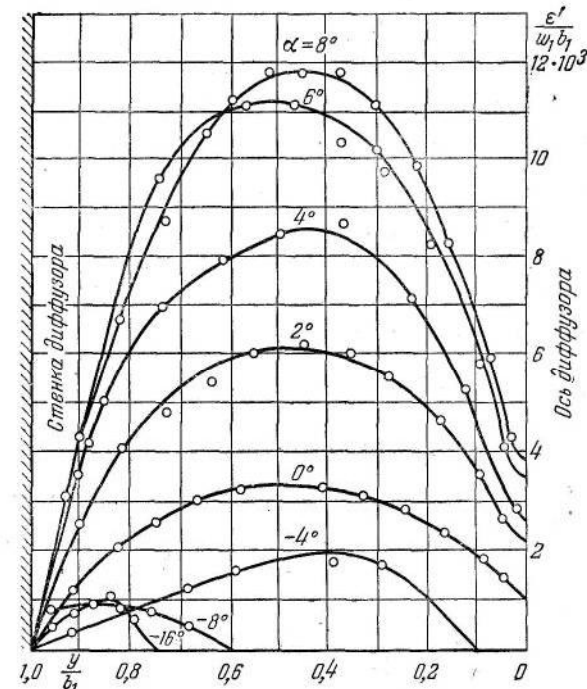
3-2. Сопротивление диффузоров

Сущность сопротивления. В расширяющейся трубе (канале) вследствие увеличения турбулентности возрастают касательные напряжения τ , что выражается в увеличении так назы-

ваемого коэффициента турбулентного обмена количеством движения ϵ' , входящего в выражение касательного напряжения:

$$\frac{\tau'}{\rho} = \epsilon' \frac{dw}{dy}.$$

Это подтверждено опытами Никурадзе. На фиг. 3-8 видно, как значительно возрастает относительная величина $\frac{\epsilon'}{w_1 b_1}$ (где b_1 — ширина входного сечения диффузора) с увеличением угла расширения диффузора¹.



Фиг. 3-8. Распределение коэффициента турбулентного обмена количества движения по ширине плоского диффузора.

Увеличение турбулентного обмена между частицами жидкости приводит к увеличению невосполнимых потерь давления.

Дополнительным источником повышения невосполнимых потерь давления в диффузорах с доотрывными углами расширения являются те колебания потока вблизи стенок и отдель-

¹ Подробные исследования турбулентности потока в диффузорах с углами расширения $\alpha = 1$ и 2° проведены Е. М. Минским.

ные срывы вихрей, которые предшествуют началу отрыва всего пограничного слоя.

Наконец, основным источником потерь после отрыва потока в диффузоре являются обратные токи и образование вихрей на поверхности раздела. Энергия этих вихрей является также потерянной для потока, так как она рассеивается при их затухании, превращаясь в тепло.

Таким образом, в диффузоре, помимо обычных потерь на трение, возникают дополнительные потери из-за расширения поперечного сечения канала.

В некоторых случаях удобно условно выделить из общих потерь в диффузоре потери на трение. Тогда общие потери могут быть представлены в виде суммы:

$$\Delta H_{\partial} = \Delta H_{тр} + \Delta H_{расш}$$

где $\Delta H_{тр}$ — потери на трение;

$\Delta H_{расш}$ — потери на расширение.

Основные формулы сопротивления. В идеальном диффузоре увеличение статического давления по уравнению Бернулли равнялось бы разности скоростных давлений во входном и выходном отверстиях, т. е.

$$(p_2 - p_1)_{ид} = \frac{\rho}{2} (w_1^2 - w_2^2). \quad (3-2)$$

В действительности прирост статического давления меньше теоретического на величину потерь в диффузоре, т. е.

$$(p_2 - p_1)_{эф} = (p_2 - p_1)_{ид} - \Delta H_{\partial} = \frac{\rho}{2} (w_1^2 - w_2^2) - \Delta H_{\partial}, \quad (3-3)$$

где p — статическое давление;

w — средняя скорость.

Индексы 1 и 2 указывают, что величины относятся соответственно к узкому (1-1) и широкому (2-2) сечениям диффузора; индекс *ид* указывает, что разность давлений относится к случаю идеальной жидкости, а индекс *эф* — к реальной жидкости.

Коэффициент сопротивления диффузора, представляющий собой отношение потерянного давления к скоростному давлению в узком сечении, может быть найден из выражения (3-3):

$$\zeta_{1\partial} = \frac{\Delta H_{\partial}}{\frac{\rho w_1^2}{2}} = 1 - \left(\frac{w_2}{w_1}\right)^2 - \frac{(p_2 - p_1)_{эф}}{\frac{\rho w_1^2}{2}}, \quad (3-4)$$

Коэффициент полезного действия диффузора, представляющий собой отношение действительного прироста давления к идеальному, равен

$$\eta_{\partial} = \frac{(p_2 - p_1)_{эф}}{(p_2 - p_1)_{ид}} = \frac{(p_2 - p_1)_{эф}}{\frac{\rho}{2}(w_1^2 - w_2^2)}. \quad (3-5)$$

Поскольку диффузор служит для уменьшения потерь при переходе от узкого сечения трубы к широкому, постольку потери на расширение удобно выражать в долях теоретических потерь при внезапном расширении, т. е. в долях потерь на удар:

$$\varphi_{расш} = \frac{\Delta H_{расш}}{\Delta H_{уд}} = \frac{\Delta H_{расш}}{\frac{\rho}{2}(w_1 - w_2)^2}, \quad (3-6)$$

где $\Delta H_{уд}$ — потери на удар.

Так как указанное отношение потерь возрастает с увеличением угла расширения диффузора, приближаясь к единице (при $\alpha = 180^\circ$), это отношение можно назвать коэффициентом полноты удара.

Оперирование коэффициентом $\varphi_{расш}$ удобно тем, что он мало зависит от степени расширения $n = \frac{F_2}{F_1}$, хотя сами потери в диффузоре сильно зависят от этой величины.

По аналогии с формулой (3-6) выразим также и общие потери и потери на трение в диффузоре в долях теоретических потерь на удар, т. е. введем коэффициенты:

$$\varphi_{\partial} = \frac{\Delta H_{\partial}}{\frac{\rho}{2}(w_1 - w_2)^2} \quad (3-7)$$

и

$$\varphi_{тр} = \frac{\Delta H_{тр}}{\frac{\rho}{2}(w_1 - w_2)^2}. \quad (3-8)$$

Если сопоставить уравнения (3-4) и (3-5), применив при этом уравнение неразрывности, и ввести обозначение $n = \frac{F_2}{F_1}$, можно получить следующую связь между коэффициентом сопротивления и к. п. д. диффузора:

$$\zeta_{1\partial} = (1 - \eta_{\partial}) \left(1 - \frac{1}{n^2}\right); \quad (3-9)$$

на основании (3-4) и (3-7) получаем:

$$\zeta_{1\partial} = \varphi_{\partial} \left(1 - \frac{1}{n}\right)^2; \quad (3-7)$$

Так как общие потери в диффузоре состоят из потерь на трение и потерь на расширение, то коэффициент общих потерь можно также рассматривать как сумму:

$$\zeta_{1\partial} = \zeta_{1mp} + \zeta_{1расш} \quad (3-11)$$

или

$$\zeta_{1\partial} = \zeta_{1mp} + \varphi_{расш} \left(1 - \frac{1}{n}\right)^2 \quad (3-12)$$

и соответственно

$$\varphi_{\partial} = \varphi_{mp} + \varphi_{расш} \quad (3-13)$$

Здесь $\zeta_{1расш}$ — коэффициент потерь на расширение (коэффициент сопротивления расширения);

ζ_{1mp} — коэффициент потерь на трение (коэффициент сопротивления трения во всем диффузоре).

Подробное рассмотрение вопроса (см. [Л. 32]) показывает, что в случае диффузора круглого сечения (фиг. 3-1,а), а также прямоугольного с расширением в двух плоскостях (фиг. 3-1,б и 3-1,в) при одинаковых углах расширения в этих плоскостях получаются следующие значения:

$$\zeta_{1mp} = \frac{\lambda}{8 \sin \frac{\alpha}{2}} \frac{n^2 - 1}{n^2} \quad (3-14)$$

и соответственно

$$\varphi_{mp} = \frac{\lambda}{8 \sin \frac{\alpha}{2}} \frac{n + 1}{n - 1}. \quad (3-15)$$

В случае плоского диффузора (при расширении в одной плоскости, $\beta = 0$ — фиг. 3-1,в и 3-1,г) то же рассмотрение дает:

$$\zeta_{1mp} = \frac{\lambda}{4} \left[\frac{a_1}{b_1} \frac{1}{\operatorname{tg} \frac{\alpha}{2}} \frac{n-1}{n} + \frac{1}{2 \sin \frac{\alpha}{2}} \frac{n^2 - 1}{n^2} \right]. \quad (3-16)$$

В случае $\alpha \neq \beta$ и пирамидального диффузора (фиг. 3-1,б)

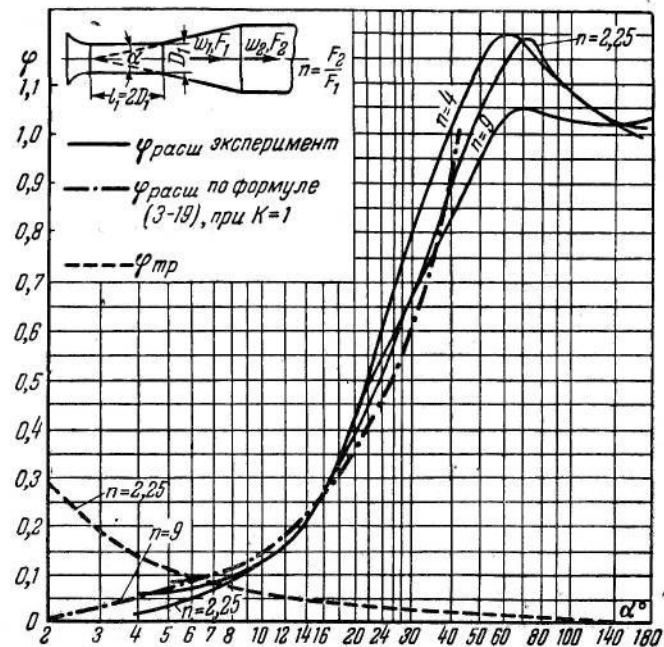
$$\zeta_{1mp} = \frac{\lambda}{16} \left[\frac{1}{\sin \frac{\alpha}{2}} + \frac{1}{\sin \frac{\beta}{2}} \right] \frac{n^2 - 1}{n^2}. \quad (3-17)$$

Здесь λ — коэффициент сопротивления трения единицы длины диффузора, определяемый в зависимости от числа Re и степени шероховатости стенок по соответствующим кривым (гл. 10); остальные обозначения даны на фиг. 3-1.

Потери на расширение определяются по имеющимся экспериментальным материалам.

Следует отметить, что, несмотря на наличие сравнительно большого количества различных экспериментальных исследований диффузоров, в настоящее время нет достаточно достоверных данных для их расчета. Объясняется это тем, что сопротивление диффузора зависит от большого ряда различных

факторов. К основным из них следует отнести: геометрические параметры диффузора (угол расширения α , степень расширения $n = \frac{F_2}{F_1}$, форма поперечного сечения); режим течения (числа Re и $M = \frac{w}{a}$); условия втекания потока (относительная длина прямого участка l_1 , форма профиля скоростей, форма и отдален-



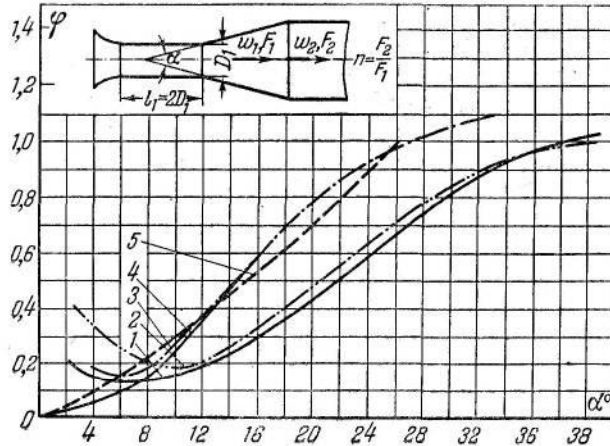
Фиг. 3-9. Зависимость коэффициента полноты удара $\varphi_{расш}$ от угла расширения α диффузора круглого сечения.

ность фасонной части и др.); состояние поверхности диффузора (относительная шероховатость $\bar{\Delta}$, наличие уступов и т. д.). Влияние большей части перечисленных факторов до сих пор не исследовано. Имеющиеся же данные получены при вполне определенных и ограниченных условиях, и поэтому распространение их на другие случаи может часто привести к большим неточностям в расчетах.

Приводимые здесь данные (фиг. 3-9 и 3-10 и соответствующие формулы для определения сопротивления диффузоров) получены при числе $Re \approx 2 \cdot 10^5$, при условии плавного входа потока в диффузор¹ и при технически гладкой поверхности.

¹ Диффузор помещался за плавным коллектором с прямым участком l_1 длиной $2D_1$; опыты проведены Гибсоном.

Влияние числа Re на сопротивление диффузора. Из сказанного выше об изменении местоположения точки отрыва и толщины вихревой зоны с изменением числа Re следует, что в диффузоре должно при этом произойти изменение не только коэффициента сопротивления трения (которое протекает в соответствии с обычным законом сопротивления трения), но и коэффициента сопротивления расширения. При этом указанное изменение должно происходить так, что при уменьшении числа Re коэффициент сопротивления расширения должен увеличиваться и, наоборот, по мере увеличения числа Re этот коэф-



Фиг. 3-10. Зависимость коэффициентов φ_d и $\varphi_{раси}$ от угла расширения α диффузоров с различными формами поперечного сечения.
 1 — диффузор круглого сечения (φ_d); 2 — диффузор с расширением в одной плоскости (переход с квадрата на прямоугольник (φ_d)); 3 — диффузор квадратного сечения (φ_d); 4 — диффузор квадратного сечения ($\varphi_{раси}$); 5 — диффузор квадратного сечения по формуле (3-20) при $k = 1$.

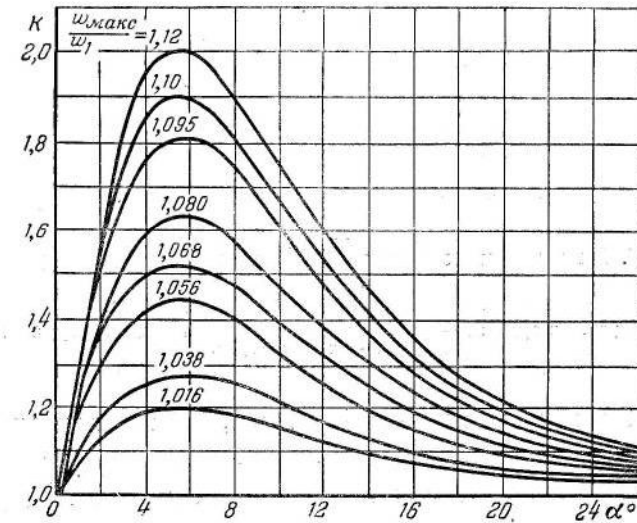
фициент должен падать. Как показывают отдельные опыты, такая зависимость коэффициента сопротивления диффузора от числа Re существует в действительности, причем основное изменение коэффициента сопротивления расширения — и сравнительно резкое — происходит в пределах $Re = \frac{w_1 D_1}{\nu} \leq 3 \cdot 10^5 \div 5 \cdot 10^5$. После этого коэффициент сопротивления расширения остается практически постоянным и независимым от числа Re .

Так как изменение коэффициента сопротивления расширения с изменением числа Re обуславливается изменением положения точки отрыва и толщины вихревой зоны, то естественно,

что влияние этого числа на сопротивление диффузора будет в определенных пределах α тем значительнее, чем больше этот угол. С дальнейшим увеличением α , начиная с некоторого его значения, влияние числа Re будет ослабляться, пока совершенно не исчезнет. Таким предельным углом α будет тот угол, при котором точка отрыва находится вблизи входа и при котором, следовательно, дальнейшее перемещение точки отрыва вверх по потоку уже невозможно.

Несмотря на все изложенное, отсутствие систематических исследований не дает возможности в настоящее время учитывать в расчетах влияние числа Re на сопротивление расширения. Влияние этого числа может быть учтено пока только при определении сопротивления трения.

Влияние условий входа на сопротивление диффузора. Влияние условий входа на сопротивление диффузора может быть в некоторых случаях учтено. На фиг. 3-11 приведены

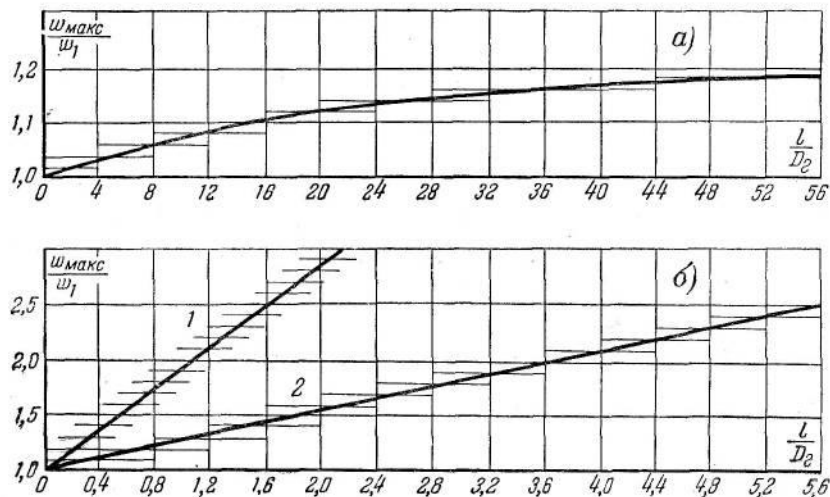


Фиг. 3-11. Поправочный коэффициент k , учитывающий влияние неравномерности поля скоростей перед диффузором в зависимости от угла α и отношения

$$\text{скоростей } \frac{w_{\max}}{w_1}.$$

соответствующие поправочные коэффициенты k в зависимости от угла расширения диффузора. Эти коэффициенты учитывают влияние неравномерности поля скоростей, получаемой в результате его вытягивания в начальном участке трубы постоянного поперечного сечения или в начальном участке свободной струи (фиг. 3-12). Как видно, численные значения коэффициента k имеются только для таких неравномерностей поля

скоростей, при которых отношение максимальной скорости w_{\max} к средней по сечению скорости w_1 лежит в пределах $1 \div 1,12$. Таким образом, если диффузор помещен за прямыми участками длиной до $(20 \div 30)D_1$ или за свободной струей длиной до $0,5 D_1$, или за любым другим элементом трубы (канала), при котором на входе в диффузор создается профиль



Фиг. 3-12. Зависимость величины $\frac{w_{\max}}{w_1}$, взятой перед диффузором, от относительной длины входного участка.

а — начальный участок трубы; б — начальный участок свободной струи; 1 — круглая струя; 2 — плоская струя.

скоростей с отношением $\frac{w_{\max}}{w_1} = 1 \div 1,12$, то влияние этого профиля может быть учтено коэффициентом k . Последний вводится в выражение для коэффициента полноты удара в качестве множителя:

$$(\varphi_{расш}) \frac{w_{\max}}{w_1} > 1 = k (\varphi_{расш}) \frac{w_{\max}}{w_1} = 1 \quad (3-18)$$

Из рассмотрения кривых на фиг. 3-11 видно, что даже сравнительно небольшая неравномерность поля скоростей на входе в диффузор значительно повышает его сопротивление. При этом наибольшее влияние эта неравномерность оказывает на сопротивление диффузоров с углами расширения, близкими к оптимальным (см. ниже).

При углах расширения, больших $25 \div 30^\circ$, условия входа уже почти не влияют на сопротивление. Здесь имеется полная аналогия с влиянием числа Re : при таких углах рас-

ширения начало места отрыва уже подходит близко ко входному отверстию, и дальнейшее перемещение его вверх по потоку невозможно.

Влияние угла расширения диффузора на его сопротивление. Рассматривая на фиг. 3-9 кривую зависимости коэффициента полноты удара от угла расширения круглого диффузора, можно видеть, что вначале этот коэффициент монотонно возрастает от нуля (при $\alpha = 0$) до максимального значения $\varphi_{расш} = 1,1 \div 1,2$ (при $\alpha = 60 \div 70^\circ$). Дальше эта величина начинает опять падать, пока при $\alpha = 180^\circ$ не достигнет значения $\varphi_{расш} = 1 \div 1,05$.

Таким образом, коэффициент полноты удара для диффузоров круглого сечения становится равным единице уже при углах расширения, значительно меньших 180° , а именно, при $\alpha = 40 \div 50^\circ$. Из этого можно сделать вывод, что прямолинейный диффузор нерационально выполнять с углом расширения, большим 40° . В этом случае, если из условия ограниченности габаритов требуется установить очень короткий диффузор, т. е. с углом расширения, большим 40° , целесообразнее переходить сразу на внезапное расширение¹.

В пределах $\alpha = 0 \div 25^\circ$ величину $\varphi_{расш}$ можно принять практически не зависящей от степени расширения $n = \frac{F_2}{F_1}$.

В этих же пределах коэффициент полноты удара для диффузоров круглого сечения может быть выражен формулой:

$$\varphi_{расш} \approx 3,2k \left(\operatorname{tg} \frac{\alpha}{2} \right)^{1,25} = 3,2k \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2} \sqrt[4]{\operatorname{tg} \frac{\alpha}{2}} \quad (3-19)$$

Для грубой оценки потерь в диффузорах квадратного сечения можно рекомендовать зависимость

$$\varphi_{расш} \approx 6,2k \left(\operatorname{tg} \frac{\alpha}{2} \right)^{1,25} = 6,2k \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2} \sqrt[4]{\operatorname{tg} \frac{\alpha}{2}} \quad (3-20)$$

При этом, как видно на фиг. 3-10, последняя формула может быть тоже принята только до значения $\alpha = 25^\circ$.

Зависимости (3-15) и (3-19) показывают, что при постоянных значениях n и k потери на трение с увеличением угла расширения уменьшаются, а потери на расширение — увеличиваются.

¹ Этот вывод относится к такому случаю, когда не преследуется цель получить за диффузором равномерную раздачу жидкости по сечению. В случае же если такая цель имеется в виду и при этом предполагается такую раздачу осуществить с помощью направляющих лопаток, разделительных стенок или принудительно — путем установки соответствующего сопротивления за диффузором (см. ниже), то любой диффузор, даже с очень большим углом расширения, более желателен, чем внезапное расширение.

Следовательно, сумма этих потерь при определенном значении α должна иметь минимум, т. е.

$$\varphi_{\partial \alpha = \alpha_{opt}} = (\varphi_{тр} + \varphi_{расш})_{\alpha = \alpha_{opt}} =$$

$$= \left[\frac{\lambda}{8 \sin \frac{\alpha}{2}} \frac{n+1}{n-1} + 3,2k \left(\operatorname{tg} \frac{\alpha}{2} \right)^{1,25} \right]_{\alpha = \alpha_{opt}} = \varphi_{\partial \min}.$$

Приравнявая нулю производную по α последнего выражения, получим α_{opt} — оптимальное значение угла расширения:

$$\alpha_{opt} = 0,43 \left(\frac{\lambda}{k} \frac{n+1}{n-1} \right)^{4/9}. \quad (3-21)$$

При $\lambda = 0,015$, $n = 2,25$ и $k = 1$ имеем: $\alpha = 6^\circ$.

Это хорошо согласуется с экспериментом (фиг. 3-10).

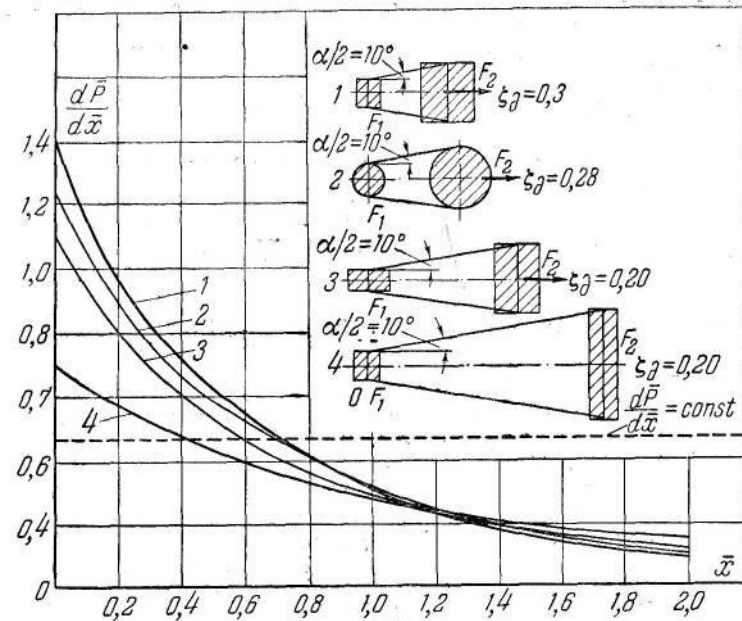
Практически, как можно видеть на последней фигуре, значения φ_{∂} при углах расширения, несколько больших оптимального, мало отличаются от $\varphi_{\partial \min}$. Но большему углу соответствует меньшая длина диффузора, а так как для нормальных значений n (порядка 2 ÷ 4) даже при $\alpha = 8^\circ$ отрыва еще нет и, следовательно, при минимуме потерь обеспечиваются сравнительно равномерное поле скоростей и малые пульсации потока, то за оптимальный угол можно принять $\alpha = 6 \div 8^\circ$.

Влияние формы поперечного сечения диффузора на его сопротивление. Легко показать, что при одинаковых углах расширения и одинаковых площадях входных и выходных отверстий длина диффузора круглого сечения получается больше, чем длина диффузора квадратного или прямоугольного сечения с расширением в двух плоскостях. Это значит, что величина градиента давления на одинаковых расстояниях x от входа должна в некруглом диффузоре получиться больше, чем в круглом (фиг. 3-13)*. Кроме того, в некруглом диффузоре наличие углов в поперечных сечениях должно привести и к более быстрому нарастанию пограничного слоя. Все это является причиной более раннего и интенсивного отрыва потока, а следовательно, и больших потерь. Последнее подтверждается экспериментом (фиг. 3-10 и 3-13).

В плоском диффузоре (расширение в одной плоскости) величина градиента давления при прочих равных условиях (одинаковые углы раствора и соответственно одинаковые площади конечных сечений) получается меньшей, чем в круглом диффузоре, так как длина его в первом случае значительно больше, чем во втором (фиг. 3-13). С этой точки зрения потери в плоском диффузоре должны быть меньшими, чем

* Как видно на этой фигуре, сказанное справедливо именно для начального участка, где градиенты давления наиболее значительны.

в круглом. Однако влияние указанного фактора здесь несколько снижается из-за более быстрого нарастания пограничного слоя. В итоге потери в плоских диффузорах получаются близкими к потерям в диффузорах круглого сечения (фиг. 3-10).



Фиг. 3-13. Расчетные значения градиентов давления и экспериментальные величины коэффициентов сопротивления диффузоров с различными формами поперечного сечения с одинаковыми площадями F_1 и соответственно F_2 при

одинаковых углах расширения α ; здесь $\bar{p} = \frac{p}{\rho w_1^2}$, а $\bar{x} = \frac{x}{\sqrt{F_1}}$.

Для практических расчетов потери на расширение в плоских диффузорах можно принять такими же, как для круглых диффузоров, и величину $\varphi_{расш}$ определять по формуле (3-19).

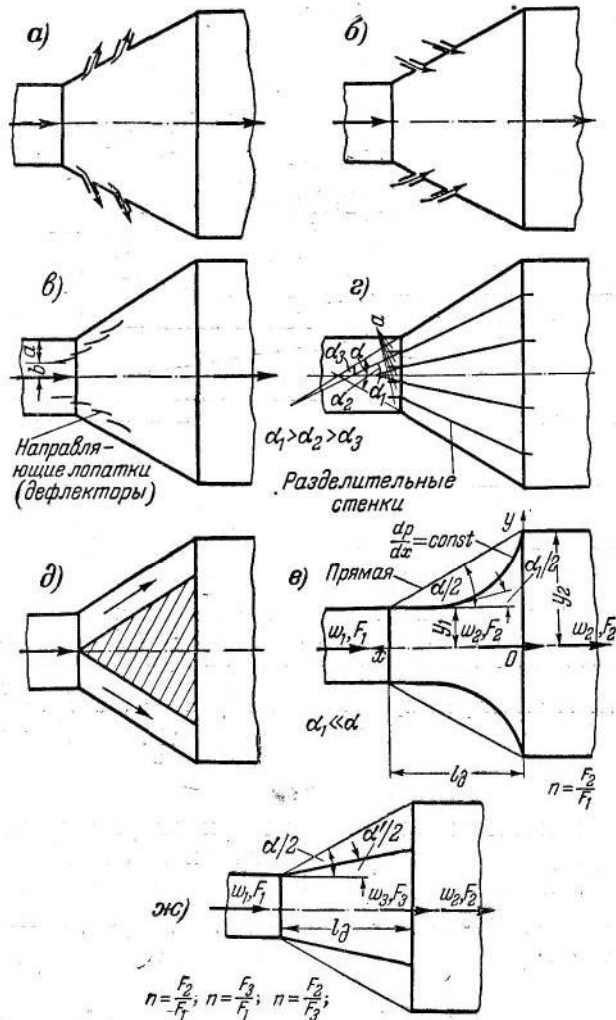
Потери на трение в плоских диффузорах определяются по формуле (3-16)*.

3-3. Улучшение работы коротких диффузоров

Действие различных способов улучшения работы диффузоров. На практике не всегда можно применять длинные диффузоры с малыми углами расширения. Ограниченность габаритов, стремление к упрощению конструкции и т. п. делают необходимым переход к коротким диффузорам с большими углами расширения. Последнее, как видно из вышеизложенного,

Связано с увеличением потерь и неравномерности распределения скоростей по сечению.

Как видно на фиг. 3-3 и 3-5 (для $\alpha = 38^\circ 40'$), при углах расширения α , больших $20 \div 25^\circ$, отрыв потока начинается близко от входного отверстия. Вихреобразование из-за отрыва



Фиг. 3-14. Различные способы улучшения работы диффузора.

потока в таких диффузорах настолько значительно, что ширина вихревой зоны в выходном сечении диффузора, даже с углом расширения $\alpha = 24^\circ$, составляет при длине l_d , равной $1,6a_2$, почти половину ширины этого сечения. Что же касается

диффузора с углом расширения $\alpha = 60^\circ$, то здесь фактически никакого расширения струи не происходит: ширина активной струи в выходном сечении не превышает ширины потока на входе.

Существует ряд способов затягивания начала отрыва и вместе с этим уменьшения потерь в диффузоре и улучшения распределения скоростей. Основные из них следующие:

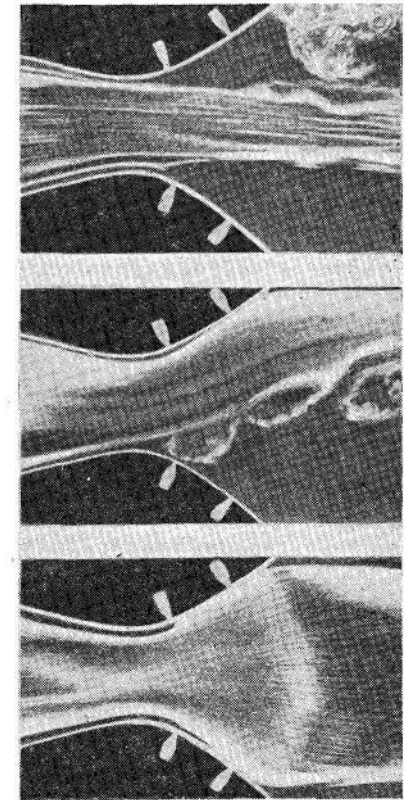
- 1) отсасывание пограничного слоя (фиг. 3-14,а);
- 2) сдув пограничного слоя (фиг. 3-14,б);
- 3) установка направляющих лопаток (дефлекторов) (фиг. 3-14,в);
- 4) установка разделительных стенок (фиг. 3-14,г);
- 5) закручивание потока и устройство кольцевого диффузора (фиг. 3-14,д);
- 6) применение криволинейных стенок (фиг. 3-14,е);
- 7) устройство ступенчатости диффузора (фиг. 3-14,ж).

а) Действие отсасывания и сдува пограничного слоя. Отсасывание пограничного слоя приводит к тому, что оторвавшиеся частицы его вновь прилипают к поверхности (фиг. 3-15), течение становится более плавным и отрыв отодвигается дальше по потоку, что и приводит к уменьшению сопротивления диффузора.

Как показали отдельные экспериментальные исследования, при больших углах расширения ($\alpha = 25 \div 60^\circ$) этим способом можно снизить потери в диффузоре на $30 \div 50\%$.

Сдувание пограничного слоя заключается в том, что в диффузор вдоль его стенок в направлении потока вдувается дополнительная масса жидкости, что приводит к увеличению скорости частиц вблизи стенок. В результате и в этом случае местоположение точки отрыва перемещается вперед по потоку.

б) Действие направляющих лопаток и разделительных стенок. Действие направляющих лопаток заключается главным образом в том, что они отклоняют часть потока с большими скоростями из средней области диффузора к его стенкам.



Фиг. 3-15. Картина потока в диффузоре при отсасывании пограничного слоя.

в зону отрыва. Этим последняя уменьшается или полностью устраняется. В итоге улучшается распределение скоростей и снижаются потери. Последние при углах расширения $\alpha = 90^\circ \div 180^\circ$ могут быть уменьшены почти в 2 раза.

Разделительные стенки делят диффузор с большим углом расширения на ряд диффузоров с меньшими углами. Этим достигаются как уменьшение сопротивления, так и более равномерное распределение скоростей по сечению. Эффективность разделительных стенок тем значительнее, чем больше общий угол расширения диффузора. Наоборот, при сравнительно малых углах расширения разделительные стенки могут повысить сопротивление диффузора, так как увеличивается общая поверхность трения.

в) Действие закручивания потока. Закручивание потока вызывает радиальное ускорение частиц жидкости в диффузоре. Благодаря этому ускорению радиальные слагающие скоростей частиц пограничного слоя, имеющие в месте отрыва обратный знак (т. е. направление от стенки к оси потока), уменьшаются, что и приводит к оттягиванию точки отрыва, а следовательно, и к уменьшению потерь в диффузоре.

Слишком значительное закручивание потока может привести, однако, к обратному результату — увеличению сопротивления диффузора, так как кинетическая энергия вращения, являющаяся для основного потока потерянной¹, может оказаться больше выигрыша, получаемого эффектом закручивания.

Для уменьшения также и кинетической энергии вращения можно применять два соосных конуса, из которых внешний образован стенками обычного конического диффузора (фиг. 3-14, д). Диаметр и площадь кольцеобразного сечения увеличиваются быстрее вдоль оси диффузора такого типа, а вращательная составляющая скорость, имеющая наибольшую величину около внутреннего конуса, быстро уменьшается вместе с увеличением внутреннего и наружного диаметров кольцеобразного сечения. Таким образом, в диффузоре такого типа как кинетическая энергия вращения, так и поступательная энергия быстрее трансформируются в потенциальную, в связи с чем давление растет быстрее. Кроме того, используется и указанный выше эффект закручивания потока.

г) Действие криволинейных стенок. В диффузоре с криволинейными образующими градиент давления $\frac{dp}{dx}$ изменяется вдоль потока неравномерно, притом так, что вначале он имеет большее значение, а в конце — меньшее (фиг. 3-13). Это приводит к раннему и интенсивному отрыву потока от стенок даже в диффузорах со сравнительно небольшими углами расширения.

Если создать такие условия, при которых градиент давления будет меняться вдоль потока более плавно, то при тех же

или более благоприятных законах изменения δ и τ_0 место отрыва от стенок диффузора передвинется вниз по потоку.

Такому условию будет удовлетворять, очевидно, диффузор, в котором возрастание площадей сечения будет происходить вначале медленнее, чем в конце. Образующие этого диффузора уже будут не прямыми линиями, а кривыми (фиг. 3-14, е). Поскольку градиент давления в таком диффузоре будет иметь в начальном участке меньшее значение и отрыв начнется позже, то и потери в нем получатся меньшими, чем в обычном диффузоре с прямолинейными стенками.

д) Действие ступенчатости диффузора. В ступенчатом диффузоре, в котором после плавного изменения площади поперечного сечения создается внезапное расширение (фиг. 3-14, ж), потери должны быть также значительно меньше, чем в обычном диффузоре, имеющем те же длину и степень полного расширения. Действительно, в участке ступенчатого диффузора с плавным изменением поперечного сечения потери малы благодаря сравнительно малому углу расширения. На участке же с внезапным расширением возникающие потери на удар малы благодаря тому, что они происходят уже при сравнительно малых скоростях. Таким образом, общие потери должны оказаться незначительными.

Из всех рассмотренных здесь способов улучшения работы коротких диффузоров первые пять не всегда практически легко осуществить. Кроме того, эти способы еще не настолько хорошо изучены, чтобы можно было дать конкретные указания по их правильному устройству. Что же касается последних двух способов улучшения работы коротких диффузоров, то они достаточно просты и, кроме того, по ним проведены определенные экспериментальные исследования. Основные результаты этих исследований приводятся ниже.

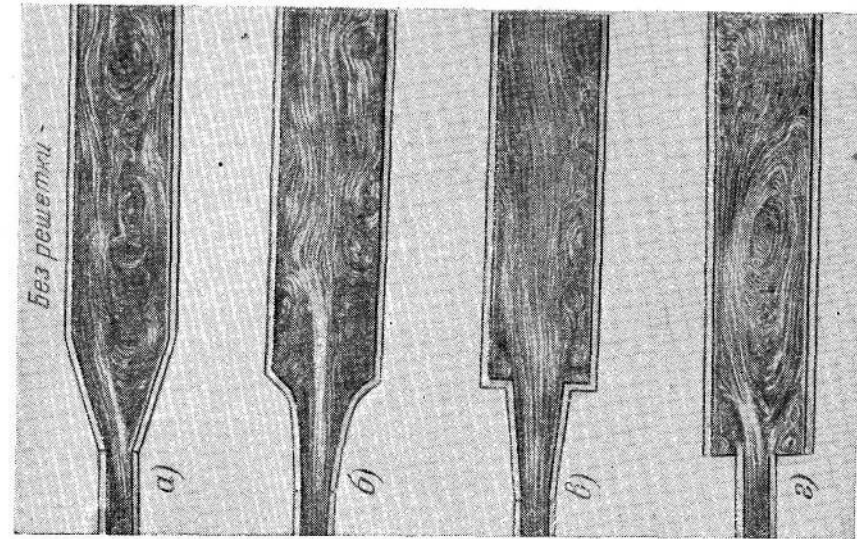
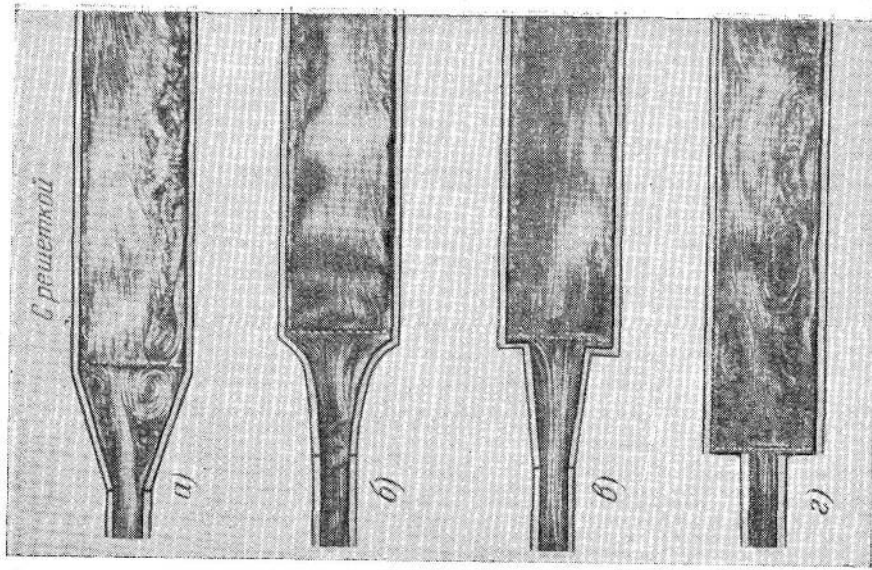
Криволинейные диффузоры. Из ряда испытанных криволинейных диффузоров наиболее удачным оказался диффузор, в котором при потенциальном течении соблюдается постоянство градиента давления $\left(\frac{dp}{dx} = \text{const}\right)$ вдоль потока¹.

Уравнение кривой, по которой строится образующая такого диффузора, имеет вид:

$$\frac{F}{F_2} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left[\left(\frac{F_2}{F_1}\right)^2 - 1\right] \frac{x}{l_0}}} \quad (3-22)$$

¹ Отметим, что при реальной жидкости на самом деле не обеспечивается постоянство градиента давления по всей длине диффузора, а только в начальной ее части.

¹ Здесь речь идет, конечно, о диффузорах, работающих на выхлоп.



Фиг. 3-16. Картина потока и коэффициенты сопротивления различных типов диффузоров с плоской решеткой и без решетки.
a — прямолинейный диффузор: $\alpha = 38^\circ 40'$; $n = 3,3$; $\frac{l_0}{a_2} = 1$;
 $\zeta_{l_0} = 0,32$;
б — криволинейный диффузор: $\frac{dx}{dp} = \text{const}$;
 $n = 3,3$; $\frac{l_0}{a_2} = 1$;
 $\zeta_{кр} = 0,24$;
в — ступенчатый диффузор: $n = 3,3$;
 $\frac{l_0}{a_2} = 1$; $\zeta_{1ст} = 0,16$;
г — внезапное расширение: $n = 3,3$

При этом для диффузора круглого сечения можно написать:

$$y = \frac{y_2}{\sqrt[4]{1 + \left[\left(\frac{y_2}{y_1}\right)^4 - 1\right] \frac{x}{l_0}}}, \quad (3-23)$$

а для плоского диффузора:

$$y = \frac{y_2}{\sqrt{1 + \left[\left(\frac{y_2}{y_1}\right)^2 - 1\right] \frac{x}{l_0}}}. \quad (3-24)$$

Обозначения приведены на фиг. 3-14, *e*.

Насколько значительно улучшение потока в таком диффузоре по сравнению с прямолинейным диффузором, видно на фиг. 3-5, 3-16 и 3-17. На всех этих фигурах сравниваются различные типы плоских диффузоров, имеющих одинаковые длину ($\frac{l_0}{a_2} = 1$) и степень расширения ($n = 3,3$), соответствующие центральному углу расширения прямолинейного диффузора $\alpha = 38^\circ 40'$. Как видно, в то время как в прямолинейном диффузоре отрыв потока начинается почти у самого входа, в криволинейном диффузоре он наступает значительно дальше от входа, а ширина вихревой зоны становится заметно меньше как в самом диффузоре, так и в примыкающем к нему прямом участке трубы.

Односторонний отрыв потока в прямолинейном диффузоре создает весьма несимметричное поле скоростей; при этом поток отличается большой неустойчивостью: величина и направление скоростей резко меняются во времени, вплоть до того, что струя иногда полностью перескакивает с одной стороны на другую.

В криволинейном диффузоре поле скоростей получается симметричным с большей шириной ядра постоянных скоростей в конечных сечениях, а поток в целом отличается большей устойчивостью.

На фиг. 3-18, *a* и *б*, на которых дана зависимость коэффициента φ_0 соответственно от относительной длины диффузора $\frac{l_0}{a_2}$ (при $n = 3,3$) и от степени расширения n (при $\frac{l_0}{a_2} = 1$), видно, что в пределах углов расширения $\alpha = 25^\circ \div 90^\circ$ уменьшение потерь давления в криволинейном диффузоре по сравнению с прямолинейным доходит до 40%. При этом чем больше угол расширения в указанных пределах, тем больше снижение потерь. С уменьшением угла расширения снижение потерь в криволинейных диффузорах уменьшается.

Распределение скоростей по средней линии y

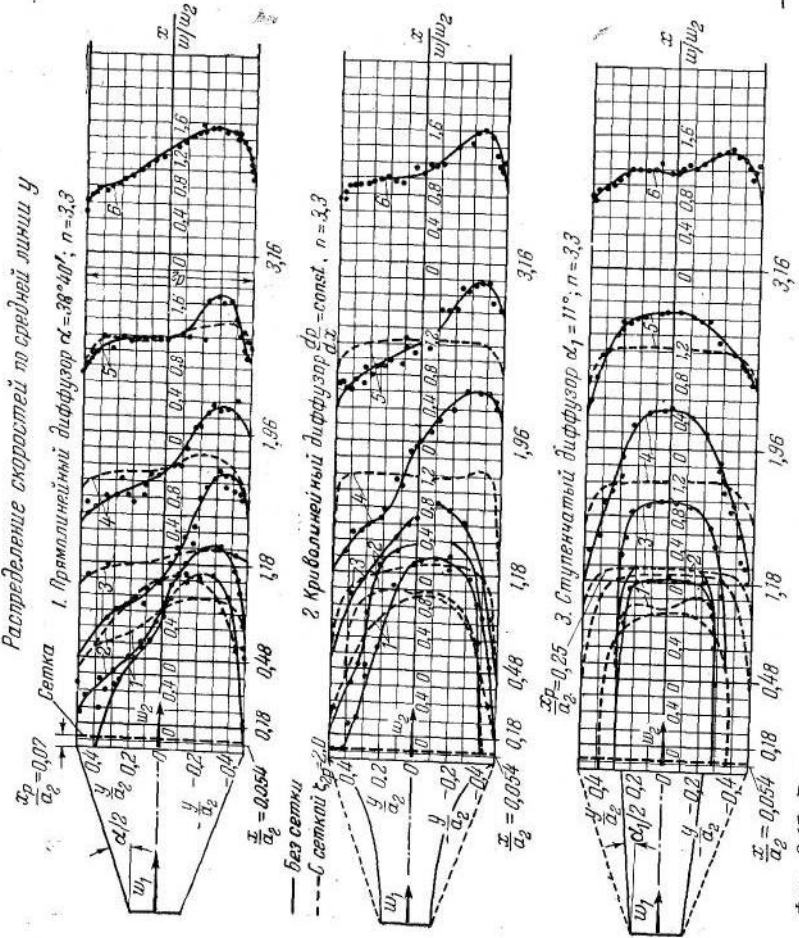
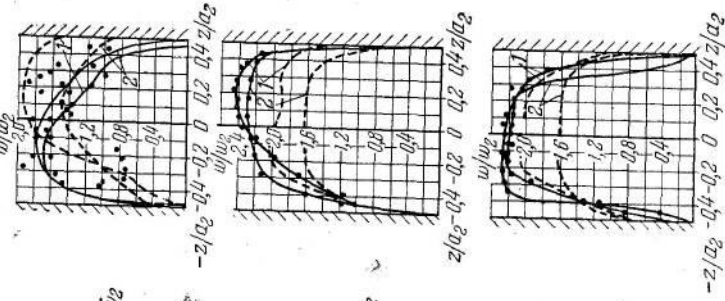


Fig. 3-17. Распределение скоростей в различных сечениях участка за диффузорами различных типов.

1 — $\frac{x}{a_2} = 0,054; 2 — a_2 = 0,18; 3 — \frac{x}{a_2} = 0,48; 4 — \frac{x}{a_2} = 1,18; 5 — \frac{x}{a_2} = 1,96; 6 — \frac{x}{a_2} = 3,16.$

Распределение скоростей по средней линии z



Как уже известно из изложенного (фиг. 3-9), при углах расширения, меньших примерно 7° , потери на трение начинают преобладать над потерями на расширение. При этом чем меньше угол расширения в этих пределах, тем значительнее становятся

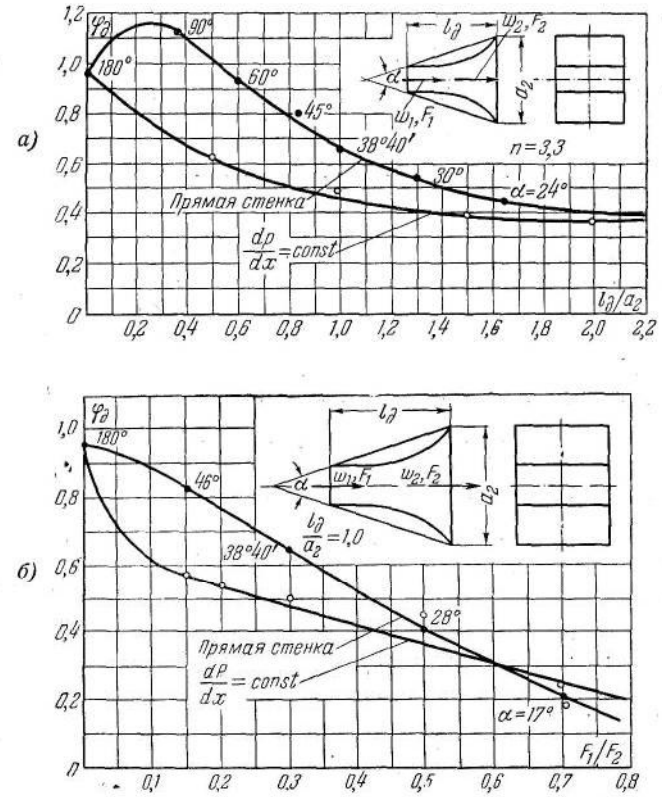


Fig. 3-18. Зависимости коэффициента φ_d плоских прямолинейных и криволинейных диффузоров (типа $\frac{dp}{dx} = \text{const}$);
 a — от относительной длины $\frac{l_\delta}{a_2}$;
 b — от отношения площадей $n = \frac{F_1}{F_2}$.

потери на трение. В криволинейном диффузоре типа $\frac{dp}{dx} = \text{const}$ угол отклонения касательных к кривой профиля стенок в начальном участке значительно меньше среднего угла расширения всего диффузора (т. е. угла расширения эквивалентного прямолинейного диффузора — фиг. 3-14,е), поэтому потери на трение

в этом диффузоре должны быть больше, чем в прямолинейном. Так как при малых углах расширения эти потери становятся преобладающими, то в этом случае в криволинейном диффузоре общие потери могут стать больше, чем в прямолинейном. Таким образом, криволинейный диффузор типа $\frac{dp}{dx} = \text{const}$ можно рекомендовать взамен прямолинейного только при углах расширения α , больших $15 \div 20^\circ$.

СТУПЕНЧАТЫЕ ДИФFUЗОРЫ

а) Сопоставление ступенчатого диффузора с другими типами диффузоров. Ступенчатый диффузор очень прост по форме (фиг. 3-14, ж) и одновременно дает, как уже указывалось выше, существенное уменьшение потерь. Последнее полностью подтверждается опытами, проведенными с одним из таких диффузоров.

Сравнение данных, полученных для трех типов плоских диффузоров — прямолинейного, криволинейного ($\frac{dp}{dx} = \text{const}$) и ступенчатого, — взятых с одинаковой длиной ($\frac{l_0}{a_2} = 1$) и одинаковой степенью расширения ($n = 3,3$), было приведено на фиг. 3-16. Если для обычного (прямолинейного) диффузора коэффициент сопротивления ζ_{10} получился равным 0,32, то для ступенчатого диффузора этот коэффициент оказался в 2 раза меньшим, т. е. $\zeta_{1cm} = 0,16$.

Для криволинейного диффузора этот коэффициент равен $\zeta_{1кр} = 0,24$, т. е. в 1,5 раза больше, чем для ступенчатого.

В ступенчатом диффузоре (в плавной его части) срыв потока вследствие сравнительно малого угла расширения начинается только в конце, вблизи сечения с внезапным расширением. В итоге вихревая зона на выходе из этого диффузора получается существенно уже, а поток в примыкающем прямом участке — менее нарушенным (меньше интенсивность вихреобразования и более симметрично распределение скоростей, чем в первых двух типах диффузоров; фиг. 3-16 и 3-17).

Помещение за диффузором какого-нибудь сопротивления, рассредоточенного по сечению (в виде сетки, решетки и т. п.), приводит, как видно на фиг. 3-5 и 3-17 и как это еще будет показано ниже (гл. 6), во всех трех типах диффузоров к улучшению распределения скоростей. Однако в прямых участках, примыкающих к криволинейному и ступенчатому диффузорам, выравнивание скоростей наступает значительно раньше, чем в том же участке за прямолинейным диффузором. Так, при величине коэффициента сопротивления сетки (решетки) $\zeta_{2p} = 2$ полное выравнивание скоростей в первых двух типах диффузоров наступает практически уже на расстоянии x , равном $(0,4 \div 0,5)a_2$,

в то время как для прямолинейного диффузора такая же степень выравнивания получается на расстоянии только около двух калибров ($\frac{x}{a_2} = 2$). Кроме того, в двух улучшенных типах диффузоров поток в этом случае получается вполне устойчивым, тогда как в прямолинейном диффузоре, даже при наличии сетки с коэффициентом $\zeta_{2p} = 2$, имеются большие колебания скорости.

Как увидим ниже, помещение сетки за диффузором приводит к увеличению его суммарного сопротивления почти только на величину $\zeta_{1p} = \frac{\zeta_{2p}}{n^2}$. Если взять величину ζ_{2p} равной 2, то при $n = 3,3$ будем иметь $\zeta_{1p} = 0,183$. Тогда коэффициент суммарного сопротивления ступенчатого диффузора получится:

$$\zeta_{1общ} = \zeta_{1cm} + \zeta_{1p} = 0,16 + 0,183 = 0,343,$$

что, как видно, мало отличается от величины коэффициента сопротивления прямолинейного диффузора, взятого без сетки.

Таким образом, ступенчатый диффузор выгоден не только в обычных случаях, но и тогда, когда требуется получить за ним равномерное поле скоростей. Потери в этом случае, несмотря на наличие сетки, почти не превышают потерь, возникающих в прямолинейном диффузоре без сетки, не дающем при этом равномерного поля скоростей.

Как видно на фиг. 3-17, помещение сетки в конце ступенчатого диффузора дает поле скоростей в сечении $\frac{x}{a_2} = 0,5$ во всяком случае не менее равномерное, чем даже в криволинейном диффузоре. Сопротивление же первого типа диффузора, как было показано, в 1,5 раза меньше сопротивления второго. Если при этом принять во внимание также и большую простоту изготовления ступенчатого диффузора, то придется отдать ему предпочтение почти во всех случаях перед другими типами диффузоров¹.

В тех случаях, когда с полем скоростей и с пульсациями потока можно не считаться, а наиболее важным является уменьшение габаритов установки, ступенчатый диффузор может быть установлен и взамен обычного, но более длинного диффузора с наимыгоднейшим углом расширения $\alpha = 6 \div 8^\circ$.

¹ На той же фигуре видно, что в непосредственной близости от сетки ($\frac{x}{a_2} = 0,18$) наилучшее распределение скоростей получается при установке криволинейного диффузора, так что в том случае, когда основной целью является достижение максимальной равномерности поля скоростей именно на самой сетке или очень близко от нее, предпочтение следует отдавать криволинейному диффузору.

Разница в сопротивлении получается для них сравнительно небольшой.

б) Расчет сопротивления ступенчатого диффузора. Коэффициент общего сопротивления ступенчатого диффузора круглого сечения, а также прямоугольного с расширением в двух плоскостях может быть подсчитан приближенно по следующей расчетной формуле:

$$(\zeta_{1cm})_{расч} = \left(\frac{\lambda}{8 \sin^2 \frac{\alpha}{2}} \frac{n_1 + 1}{n_1 - 1} + A_1 \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2} \sqrt{\operatorname{tg} \frac{\alpha}{2}} \right) \left(1 - \frac{1}{n_1} \right)^2 + \left(1 - \frac{1}{n_2} \right)^2 \frac{1}{n_1^2}, \quad (3-25)$$

где для диффузора круглого сечения $A_1 = 3,2$, а для квадратного или прямоугольного сечения с расширением в двух плоскостях $A_1 = 6,2$.

Здесь

$n_1 = \frac{F_3}{F_1} = \left(1 + \frac{2l_0}{D_1} \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2} \right)^2$ — степень расширения плавной части диффузора;

$n_2 = \frac{F_2}{F_3}$ — отношение площади самой широкой части трубы (канала) к площади выходного сечения плавной части;

$n = \frac{F_2}{F_1}$ — степень общего расширения ступенчатого диффузора (фиг. 3-14, ж).

Для плоского диффузора:

$$(\zeta_{1cm})_{расч} = \left[\frac{\lambda}{4} \frac{1}{\operatorname{tg} \frac{\alpha}{2}} \left(\frac{a_1}{b_1} \frac{n_1}{n_1 - 1} + \frac{1}{2} \frac{n_1 + 1}{n_1 - 1} \right) + 3,2 \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2} \sqrt{\operatorname{tg} \frac{\alpha}{2}} \right] \left(1 - \frac{1}{n_1} \right)^2 + \left(1 - \frac{1}{n_2} \right)^2 \frac{1}{n_1^2}. \quad (3-26)$$

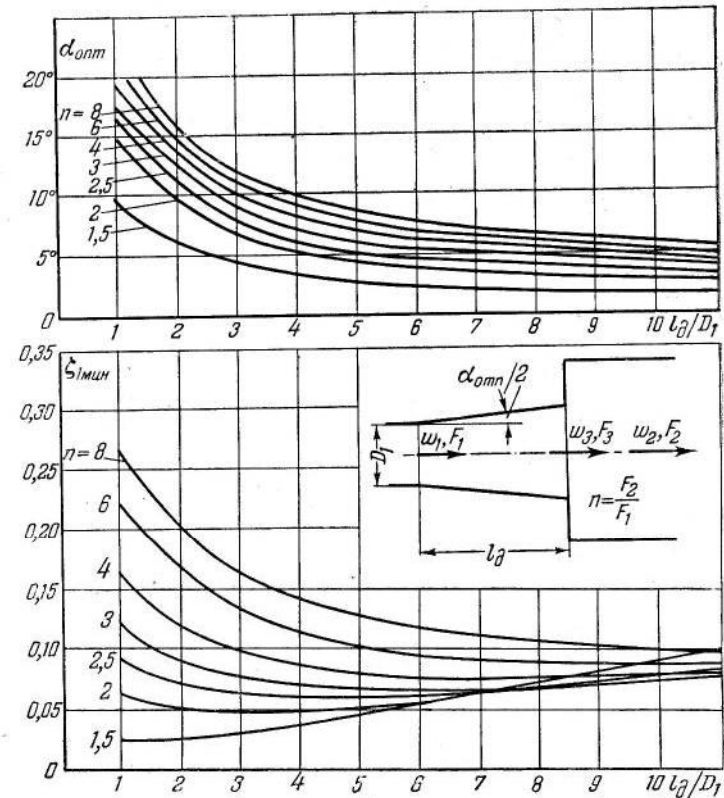
Первый член правой части выражений (3-25) и (3-26), начиная от $\alpha = 6 \div 8^\circ$, возрастает, как мы знаем, с увеличением угла расширения, а второй член, как видно по формулам, убывает с ростом этого угла. Таким образом, указанные выра-

* При выводе этой формулы на основе (3-16) и (3-19) принято: $\sin \frac{\alpha}{2} \approx \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2}$,

поскольку в ступенчатом диффузоре $\frac{\alpha}{2}$ всегда сравнительно мало.

жения в целом должны при некотором оптимальном значении $\alpha_{опт} > 6 \div 8^\circ$ иметь минимум.

Значения этих оптимальных углов расширения и соответствующие им минимальные значения коэффициентов общего сопротивления $\zeta_{1 мин}$ для круглых и плоских диффузоров с раз-

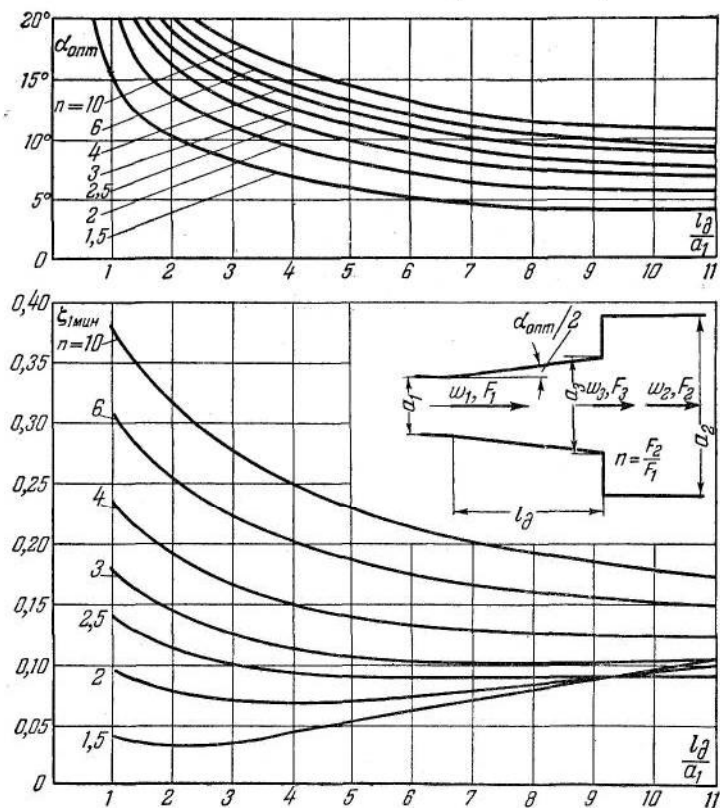


Фиг. 3-19. Зависимость коэффициента минимального сопротивления $\zeta_{1 мин}$ и оптимального угла расширения $\alpha_{опт}$ от относительной длины $\frac{l_0}{D_1}$ ступенчатого диффузора круглого сечения.

личными отношениями площадей n приведены на фиг. 3-19 и 3-20 в зависимости от относительных длин $\frac{l_0}{D_1}$ и соответственно $\frac{l_0}{a_1}$.

Из рассмотрения последних кривых видно, что для каждой степени расширения n существует одна оптимальная длина $\frac{l_0}{D_1}$ (и соответственно $\frac{l_0}{a_1}$), при которой $\zeta_{1 мин}$ имеет наименьшее

значение. Таким образом, каждому значению n соответствует только один оптимальный ступенчатый диффузор с минимальными потерями. Практически при выборе оптимального диффузора целесообразно руководствоваться не наименьшим значением $\zeta_{1 \text{ мин}}$, а несколько большим. Тогда вследствие относительной пологости кривых $\zeta_{1 \text{ мин}} = f\left(\frac{l_{\partial}}{D_1}\right)$ или $\frac{l_{\partial}}{a_1}$ можно будет



Фиг. 3-20. Зависимость коэффициента минимального сопротивления $\zeta_{1 \text{ мин}}$ и оптимального угла расширения $\alpha_{\text{опт}}$ от относительной длины $\frac{l_{\partial}}{a_1}$ плоского ступенчатого диффузора.

значительно сократить длину диффузора. Так, например, при $n=3$ наименьшему значению $\zeta_{1 \text{ мин}}$ соответствует относительная длина $\frac{l_{\partial}}{D_1} \approx 7$. Если же величину коэффициента сопротивления взять только на 10% больше минимального значения $\zeta_{1 \text{ мин}}$, то относительная длина диффузора уменьшится до $\frac{l_{\partial}}{D_1} \approx 4$.

Вследствие того что распределение скоростей на выходе из плавной части диффузора в широкую (при внезапном расширении) всегда бывает неравномерным, истинные потери на удар получаются больше расчетных.

Увеличение этой разницы в потерях для оптимального ступенчатого диффузора должно, естественно, возрастать с увеличением степени расширения n , а для любого ступенчатого диффузора — соответственно и угла расширения α . Следовательно, в расчетную формулу необходимо ввести соответствующую поправку:

$$(\zeta_{1 \text{ см}})_{\text{ист}} = (1 + \sigma) (\zeta_{1 \text{ см}})_{\text{расч}} \quad (3-27)$$

Отсутствие подробных исследований не дает возможности точно установить величину поправки σ . Из общих соображений можно только указать примерные пределы изменения этой величины. В случае выбора оптимального ступенчатого диффузора величина σ может меняться примерно в пределах от 0 до 0,5 в зависимости от n : чем больше степень расширения, тем больше величина поправки в этих пределах.

В общем случае (любой диффузор) пределы изменения величины поправки σ могут быть расширены примерно до 1. При этом чем больше n и α , тем больше значение σ в тех же пределах.

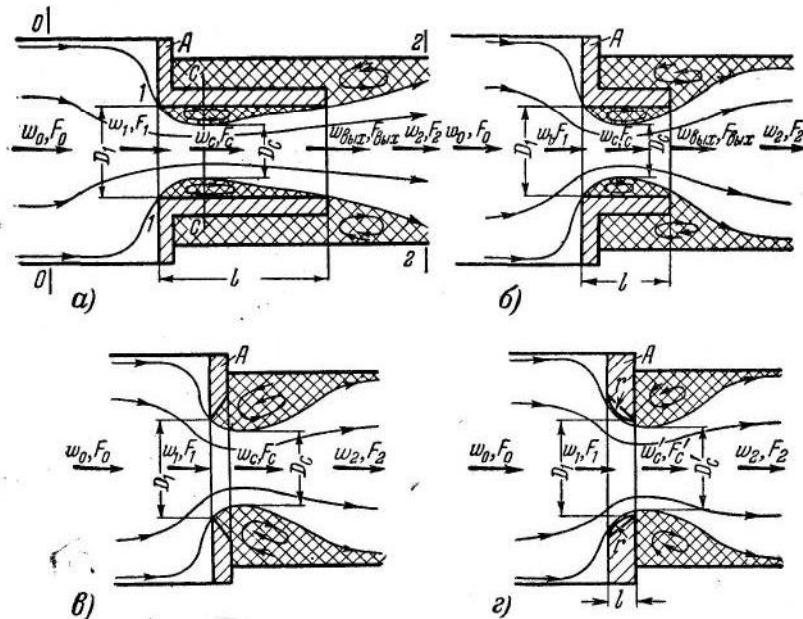
Использованную и рекомендуемую литературу к гл. 3 — см. общий список литературы в конце книги под № 2, 32, 33, 34, 53, 82.

ГЛАВА ЧЕТВЕРТАЯ

ДВИЖЕНИЕ ПОТОКА ЧЕРЕЗ ОТВЕРСТИЯ

4-1. Вывод общей формулы сопротивления

Рассмотрим наиболее общий случай движения жидкости через отверстие в стенке, когда оно происходит из одного объема произвольных размеров в другой объем (фиг. 4-1). Вте-



Фиг. 4-1. Общий случай перетекания потока через отверстие в стенке из одного объема в другой.

а — утолщенная стенка: $l > 0$; $F_{вых} = F_1$ (совершенный вход); б — утолщенная стенка: $l > 0$; $F_{вых} < F_1$ (несовершенный вход); в — острые края отверстия: $l = 0$; $F_{вых} = F_c$ (несовершенный вход); г — срезанные края отверстия: $l > 0$; $F_{вых} = F'_c > F_c$ (несовершенный вход) и закругленные края отверстия: $l = r$; $F_{вых} = F'_c > F_c$ (несовершенный вход).

канье в отверстие сопровождается искривлением траекторий частиц жидкости, вследствие чего в струе появляются центробежные силы, обуславливающие уменьшение ее первоначальной площади поперечного сечения F_1 до площади F_c сечения $c-c$. На некотором небольшом расстоянии от отверстия траектории движущихся частиц выпрямляются, так что в дальнейшем струя ведет себя, как при обычном внезапном расширении.

Поджатие струи до минимального сечения $c-c$ происходит почти без потерь давления. Основные потери возникают при внезапном расширении струи от указанного узкого сечения $c-c$ до сечения 2-2 трубы за отверстием. Рассматривая случай равномерного распределения скоростей, можно эти потери определять по обычной формуле удара (2-7)*:

$$\Delta H = \frac{\rho}{2} (w_c - w_2)^2,$$

где w_c — средняя скорость в узком сечении струи ($c-c$);
 w_2 — средняя скорость в канале за отверстием (2-2).

Применяя уравнение неразрывности, получим:

$$\begin{aligned} \Delta H &= \left(1 - \frac{F_c}{F_2}\right)^2 \frac{\rho w_c^2}{2} = \left(\frac{F_1}{F_c} - \frac{F_1}{F_2}\right)^2 \frac{\rho w_1^2}{2} = \\ &= \left(\frac{1}{\epsilon} - \frac{F_1}{F_2}\right)^2 \frac{\rho w_1^2}{2} \end{aligned}$$

и соответственно коэффициент сопротивления:

$$\zeta_1 = \frac{\Delta H}{\frac{\rho w_1^2}{2}} = \left(\frac{1}{\epsilon} - \frac{F_1}{F_2}\right)^2. \quad (4-1)$$

Здесь $\epsilon = \frac{F_c}{F_1}$ — коэффициент заполнения сечения¹ при истечении из отверстия;

F_c — площадь узкого сечения струи;

F_1 — площадь сечения отверстия;

F_2 — площадь поперечного сечения канала за отверстием.

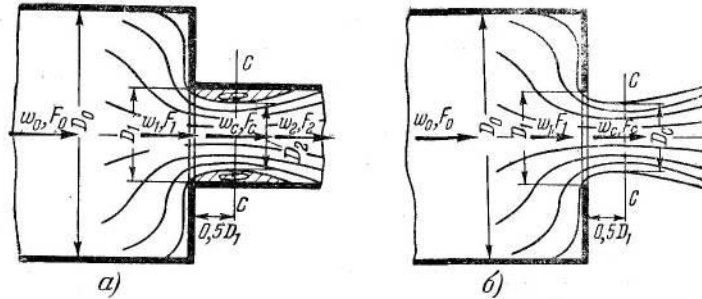
Величина коэффициента заполнения сечения ϵ определяется в основном условиями входа потока в отверстие и в меньшей степени — условиями выхода из него.

Условия входа потока в трубу, заделанную заподлицо в стенку (фиг. 4-2, а) и в отверстие, через которое перетекает поток (фиг. 4-2, б), идентичны. Отличаются лишь условия выхода.

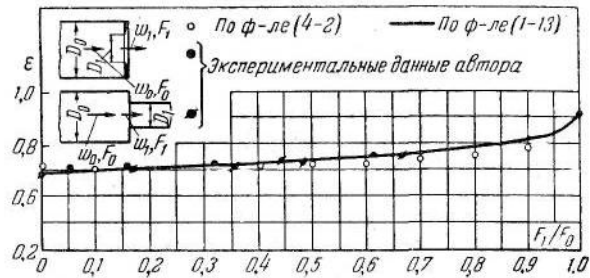
* Индекс уд при ΔH для простоты здесь опускаем.

¹ См. введение, стр. 25.

Значения коэффициентов заполнения сечения для этих двух случаев—входа в трубу, заделанную заподлицо в стенку (фиг. 4-2, а), и истечения через отверстие в свободное пространство (фиг. 4-2, б)— в зависимости от отношения площадей F_1/F_0 (где F_0 — площадь сечения трубы до отверстия) получены экспериментально (фиг. 4-3). Мы видим, что для случая входа потока в трубу коэффициент заполнения полу-



Фиг. 4-2. Внезапное сужение потока.
а—при входе потока в трубу, заделанную заподлицо в стенку; б—при истечении потока из отверстия.



Фиг. 4-3. Зависимость коэффициента заполнения сечения ϵ от отношения площадей $\frac{F_1}{F_0}$.

чается несколько меньшим, чем для случая истечения из отверстия в свободное пространство. Такое расхождение в значениях ϵ может быть объяснено тем, что эта величина не определялась непосредственно измерением узкого сечения струи, а вычислялась по формуле (1-8), в которую входило экспериментальное значение коэффициента сопротивления. Последнее же учитывает потери, конечно, более полно, чем это получается путем применения формулы удара к узкому сечению струи. Так как при этом можно предположить, что добавочные, не учтенные формулой удара потери при входе потока в трубу (неучтенные потери в участке до узкого сечения с-с и неполностью учтенные потери трения в выходном участке) более значительны, чем при простом истечении из отверстия в тонкой стенке, то естественно, что величина ϵ ,

подсчитанная по формуле (1-8), могла получиться для входа несколько меньшей, чем для отверстия.

На фиг. 4-3 сплошной линией нанесена также кривая, построенная на основе формулы (1-13), для случая входа в трубу, заделанную заподлицо в стенку. Как видно, эта кривая располагается между указанными экспериментальными точками, которые отклоняются от нее самое большее на 3,5%. Этот результат показывает, что для практических расчетов формулой (1-13) можно пользоваться как в случае входа с внезапным сужением, так и в случае истечения из отверстия в тонкой стенке.

Для последнего случая при плоскопараллельном движении потока выражение для коэффициента заполнения сечения было получено еще Н. Е. Жуковским методом теоретической гидродинамики (метод образующих и направляющих сетей).

Окончательный вид формулы Жуковского такой:

$$\epsilon = \frac{\pi}{\pi + 4 \frac{\mu}{\text{tg } \mu}}, \quad (4-2)$$

где μ находится из зависимости

$$\frac{b_1}{a_1} = \text{tg } \mu \left(1 + 4 \frac{\mu}{\text{tg } \mu} \right), \quad (4-3)$$

где a_1 — полуширина канала перед отверстием;
 b_1 — полуширина отверстия (щели).

Значения ϵ , вычисленные по последней формуле, приведены в табл. 4-1, а также на фиг. 4-3. Мы видим, что результаты расчета по формуле (1-13) хорошо совпадают с результатами расчета по формуле Жуковского.

Так как формула (1-13), а в более общем случае, т. е. при любой форме кромок отверстия, обобщенная формула (1-11):

$$\epsilon = \frac{1}{1 + \sqrt{\eta \left(1 - \frac{F_1}{F_0} \right)}}^* \quad *$$

выражает непосредственно зависимость ϵ от $\frac{F_1}{F_0}$, то она и будет использована для наших дальнейших выводов.

Подставив последнее значение ϵ в выражение (4-1), получим:

$$\zeta_1 = \left[1 + \sqrt{\eta \left(1 - \frac{F_1}{F_0} \right)} - \frac{F_1}{F_2} \right]^2$$

или, после возведения в квадрат:

$$\zeta_1 = \eta \left(1 - \frac{F_1}{F_0} \right) + \left(1 - \frac{F_1}{F_2} \right)^2 + 2 \sqrt{\eta} \sqrt{1 - \frac{F_1}{F_0}} \left(1 - \frac{F_1}{F_2} \right). \quad (4-4)$$

* См. примечание на стр. 33 (гл. 1).

ТАБЛИЦА 4-1

ϵ	$\frac{F_1}{F_0}$	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5
		По формуле (4-2)	0,611	0,615	0,620	0,625	0,630
По формуле (1-13)	0,585	0,600	0,610	0,628	0,647	0,667	

ϵ	$\frac{F_1}{F_0}$	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
		По формуле (4-2)	0,660	0,690	0,725	0,780
По формуле (1-13)	0,690	0,720	0,760	0,817	1,0	

Как вход в отверстие, так и выход из него могут быть совершенными и несовершенными.

В том случае, когда глубина l отверстия столь значительна, что поток после входа в это отверстие успевает полностью растекаться по всему сечению (фиг. 4-1,а), будем называть вход и соответственно выход совершенными. В этом случае площадь сечения струи $F_{вых}$ на выходе равна площади сечения отверстия F_1 .

Вход и соответственно выход будем называть несовершенными, когда глубина l отверстия настолько мала, что поток до выхода из него не успевает полностью растекаться по сечению, так что $F_{вых} < F_1$ (фиг. 4-1,б, в и 2).

Следует отметить, что понятие о совершенном и несовершенном входе не совпадает с аналогичным понятием, употребляемым часто в гидравлике по отношению к сжатию струи при истечении из отверстия. Поскольку теперь формулой (1-11) установлена более общая связь между степенью сжатия струи (коэффициентом заполнения сечения) и любыми условиями входа в отверстие, то нет больше необходимости выделять один только частный случай влияния условия входа, а именно влияние близости отверстия к боковым стенкам сосуда до выхода, употребляя термин „совершенное“ или „несовершенное“ сжатие, тем более что это влияние учитывается именно зависимостью ϵ от отношения площадей $\frac{F_1}{F_0}$.

В предельном случае, когда $l=0$, очевидно, $F_{вых} = F_c$ (фиг. 4-1,в).

Таким образом, в общем случае существует неравенство

$$F_c < F_{вых} < F_1.$$

В случае совершенных входа и выхода полные потери при протекании через отверстие складываются из потерь на вход

(ζ_{1ex}), на выход (удар ζ_{1yd}) и на трение во всем прямом участке (ζ_{1mp}).

Коэффициент сопротивления входа определяется на основании формулы (1-10) так:

$$\zeta_{1ex} = \eta \left(1 - \frac{F_1}{F_0} \right). \quad (4-5)$$

Коэффициент сопротивления удара определяется на основании формулы (2-10):

$$\zeta_{1yd} = \left(1 - \frac{F_1}{F_2} \right)^2. \quad (4-6)$$

Коэффициент сопротивления трения определяется на основании формулы (0-16):

$$\zeta_{1mp} = \lambda \frac{l}{D_1}. \quad (0-16')$$

В случае несовершенных входа и выхода не могут быть полностью реализованы потери, связанные со входом потока в отверстие, так как слишком мал участок для вихреобразования при отрыве потока на входе и, кроме того, увеличиваются потери на удар, поскольку $F_{вых} < F_1$. Если же в этом случае в выражение для полных потерь подставить значения ζ_{1ex} и ζ_{1yd} соответственно по соотношениям (4-5) и (4-6), то потребуется прибавить дополнительный член, учитывающий разницу между величинами ζ_{1ex} для совершенного и несовершенного входов и разницу между величинами ζ_{1yd} для совершенного и несовершенного выходов. Этот дополнительный член, очевидно, зависит от условий входа (формы входной кромки, степени поджатия при входе и др.), условий протекания в самом отверстии и условий выхода (глубина отверстия, состояние его стенок, степень расширения на выходе).

Обращаясь к соотношению (4-4), мы видим, что правая его часть состоит из трех членов, из которых первый представляет собой не что иное, как коэффициент сопротивления совершенного входа, второй член — коэффициент сопротивления совершенного выхода (удара). Третий член включает в себя множитель η , учитывающий влияние формы входной кромки и отношения площадей $\frac{F_1}{F_0}$ и $\frac{F_1}{F_2}$, характеризующие поджатие потока на входе и расширение его на выходе. Однако в этом члене нет величины, учитывающей влияние условий протекания в самом отверстии.

Для того чтобы полностью учесть дополнительные потери за счет несовершенных входа и выхода в отверстиях любой формы, необходимо ввести в третий член дополнительный экспериментально определяемый коэффициент. Кроме того, для

случая отверстия большой глубины следует добавить четвертый член, учитывающий еще и потери на трение $\zeta_{imp} = \lambda \frac{l}{D_1}$. Таким образом, в самом общем виде будем иметь вместо (4-4) следующее общее выражение для коэффициента сопротивления отверстия:

$$\zeta_1 = \eta \left(1 - \frac{F_1}{F_0}\right) + \left(1 - \frac{F_1}{F_2}\right)^2 + 2\kappa \sqrt{\eta} \sqrt{1 - \frac{F_1}{F_0}} \left(1 - \frac{F_1}{F_2}\right) + \lambda \frac{l}{D_1}, \quad (4-7)$$

где κ — дополнительный экспериментально определяемый коэффициент, учитывающий влияние условий протекания в самом отверстии, бóльший нуля.

Обозначив
$$\tau = 2\kappa \sqrt{\eta}, \quad (4-8)$$

получим следующую общую формулу сопротивления при протекании через отверстие:

$$\zeta_1 = \eta \left(1 - \frac{F_1}{F_0}\right) + \left(1 - \frac{F_1}{F_2}\right)^2 + \tau \sqrt{1 - \frac{F_1}{F_0}} \left(1 - \frac{F_1}{F_2}\right) + \lambda \frac{l}{D_1}, \quad (4-9)$$

где τ — коэффициент, учитывающий влияние формы отверстия в целом (как формы входных кромок, так и условий протекания в самом отверстии).

Формулой можно пользоваться при турбулентном движении, начиная примерно с $Re = 10^4$ и более.

4-2. Приложение общей формулы к различным формам отверстия

Рассмотрим следующие четыре формы отверстий:

- 1) глубокое отверстие ($\frac{l}{D_1} > 0$) с острой кромкой на входе (фиг. 4-1, а и б);
- 2) отверстие с острыми краями ($\frac{l}{D_1} = 0$, фиг. 4-1, в);
- 3) срезанные по потоку края отверстия ($\frac{l}{D_1} > 0$, фиг. 4-1, г);
- 4) отверстие с закругленными краями ($l=r$, фиг. 4-1, д).

Глубокое отверстие ($\frac{l}{D_1} > 0$) с острой кромкой на входе.

Как уже было показано, в этом случае условия входа потока в отверстие близки к условиям входа в трубу, заделанную заподлицо в стенку при совершенно острой кромке. Коэффициент смягчения входа η для такого случая входа потока равен, как мы знаем, 0,5 (гл. 1). Величина τ зависит от отно-

сительной глубины $\frac{l}{D_1}$ и может быть определена только экспериментально. Полученная для этого случая зависимость $\tau = f\left(\frac{l}{D_1}\right)$ дана на фиг. 1-22*.

Эта кривая имеет три характерных участка: первый участок — в пределах $0 \leq \frac{l}{D_1} \leq 0,4$, в котором значение τ незначительно падает с увеличением $\frac{l}{D_1}$, второй участок — в пределах $0,4 \leq \frac{l}{D_1} \leq 1$, в котором происходит резкое падение величины τ ; на третьем участке, начиная с $\frac{l}{D_1} > 1$, падение τ постепенно затухает.

Причина падения величины τ с увеличением $\frac{l}{D_1}$ вполне ясна: она связана при $\frac{l}{D_1} > 0,4$ с тем, что по мере увеличения глубины отверстия достигается все большее и большее растекание струи, поджатой в сечении *с-с*, последнее же находится на расстоянии $(0,4 \div 0,5) D_1$ от входа. Этим уменьшаются потери кинетической энергии струи на выходе.

При $\frac{l}{D_1} < 0,4$ падение τ с ростом относительной глубины $\frac{l}{D_1}$ отверстия вызывается тем, что ограничение струи твердыми стенками создает, вероятно, подсосывающий эффект, уменьшающий с самого начала степень сжатия струи, в результате чего опять-таки уменьшаются потери кинетической энергии на выходе.

Вставляя, таким образом, значение $\eta = 0,5$ в выражение (4-9), получим:

$$\zeta_1 = 0,5 \left(1 - \frac{F_1}{F_0}\right) + \left(1 - \frac{F_1}{F_2}\right)^2 + \tau \sqrt{1 - \frac{F_1}{F_0}} \left(1 - \frac{F_1}{F_2}\right) + \lambda \frac{l}{D_1}. \quad (4-10)$$

При этом значение τ берется по кривой на фиг. 1-22.

Отверстие с совершенно острыми краями ($\frac{l}{D_1} = 0$). В этом случае имеем также $\eta = 0,5$. Кроме того, ввиду равенства $\frac{l}{D_1}$ нулю, множитель κ может быть принят равным единице [формула (4-4)], откуда на основании выражения (4-8) получаем:

$$\tau = 2\sqrt{\eta} = 1,41.$$

* На этой фигуре величина D взята без индекса 1 в соответствии с обозначениями, принятыми в гл. 1.

Тогда в общем случае перетекания потока из одного объема в другой через отверстие с острыми краями получим:

$$\zeta_1 = 0,5 \left(1 - \frac{F_1}{F_0}\right) + \left(1 - \frac{F_1}{F_2}\right)^2 + 1,41 \sqrt{1 - \frac{F_1}{F_0}} \left(1 - \frac{F_1}{F_2}\right), \quad (4-11)$$

или

$$\zeta_1 = \left(0,707 \sqrt{1 - \frac{F_1}{F_0}} + 1 - \frac{F_1}{F_2}\right)^2. \quad (4-12)$$

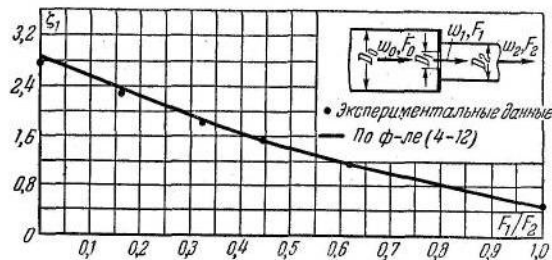
Сопоставление расчетной кривой, полученной по последней формуле, с экспериментальными данными для случая $\frac{F_1}{F_0} = 0,0625$ дано на фиг. 4-4. Как видно, совпадение вполне удовлетворительное.

Отверстие со срезанными краями. Коэффициент смягчения входа η , как показано в гл. 1, определяется в этом случае как коэффициент сопротивления ζ_1 входа со срезанной входной кромкой (конический коллектор) при наличии торцевой стенки на входе (фиг. 1-12 и 1-13).

Величина τ определяется по кривой $\tau = f\left(\frac{l}{D_1}\right)$ на фиг. 1-23.

Указанные значения η и τ вставляем в выражение (4-9), в котором член $\lambda \frac{l}{D_1}$ принимается равным нулю.

Отверстие с закругленными краями. Коэффициент смягчения входа η в этом случае определяется как коэффициент сопро-



Фиг. 4-4. Сопоставление теоретических данных с экспериментальными по коэффициентам сопротивления перетеканию из одного объема в другой.

$$\frac{F_1}{F_0} = 0,0625.$$

тивления ζ_1 входа в коллектор при наличии торцевой стенки на входе (фиг. 1-11).

При закругленных краях отверстия множитель κ можно принять равным единице, так как при малом радиусе закругления мала и глубина отверстия (что близко к случаю $\frac{l}{D_1} = 0$),

а при большом радиусе закругления дополнительные потери вообще малы. Таким образом, в данном случае, как и в случае острых краев отверстия, имеем:

$$\tau = 2 \sqrt{\eta}.$$

Следовательно, при закругленных краях отверстия приходим опять к выражению (4-4).

Общий случай перетекания потока через отверстие распадается на ряд частных случаев.

4-3. Приложение полученных формул сопротивления к различным частным случаям перетекания через отверстия

Диафрагма (решетка). Для диафрагмы имеем: $F_0 = F_2$ (фиг. 4-5), откуда на основании (4-9):

$$\zeta_1 = \eta \left(1 - \frac{F_1}{F_2}\right) + \left(1 - \frac{F_1}{F_2}\right)^2 + \tau \sqrt{1 - \frac{F_1}{F_2}} \left(1 - \frac{F_1}{F_2}\right) + \lambda \frac{l}{D_1}.$$

В данном случае удобно потери относить к скоростному давлению по средней скорости ω_2 в трубе; тогда после соответствующих преобразований получаем:

$$\zeta_2 = \left(\eta + \tau \sqrt{1 - \frac{F_1}{F_2}}\right) \left(\frac{F_2}{F_1}\right)^2 \left(1 - \frac{F_1}{F_2}\right) + \left(\frac{F_2}{F_1} - 1\right)^2 + \lambda \frac{l}{D_1} \left(\frac{F_2}{F_1}\right)^2. \quad (4-13)$$

Обозначив

$$k = \left(\eta + \tau \sqrt{1 - \frac{F_1}{F_2}}\right) \left(\frac{F_2}{F_1}\right)^2, \quad (4-14)$$

получим:

$$\zeta_2 = k \left(1 - \frac{F_1}{F_2}\right) + \left(\frac{F_2}{F_1} - 1\right)^2 + \lambda \frac{l}{D_1} \left(\frac{F_2}{F_1}\right)^2. \quad (4-15)$$

При глубоком отверстии ($\frac{l}{D_1} > 0$) на основании изложенного выше имеем:

$$\zeta_2 = \left(0,5 + \tau \sqrt{1 - \frac{F_1}{F_2}}\right) \left(\frac{F_2}{F_1}\right)^2 \left(1 - \frac{F_1}{F_2}\right) + \left(\frac{F_2}{F_1} - 1\right)^2 + \lambda \frac{l}{D_1} \left(\frac{F_2}{F_1}\right)^2, \quad (4-16)$$

где τ определяется по кривой на фиг. 1-22.

При острых краях отверстия ($\frac{l}{D_1} = 0$) получаем окончательно:

$$\zeta_2 = \left(1 + 0,707 \sqrt{1 - \frac{F_1}{F_2} - \frac{F_1}{F_2}}\right) \left(\frac{F_2}{F_1}\right)^2, \quad (4-17)$$

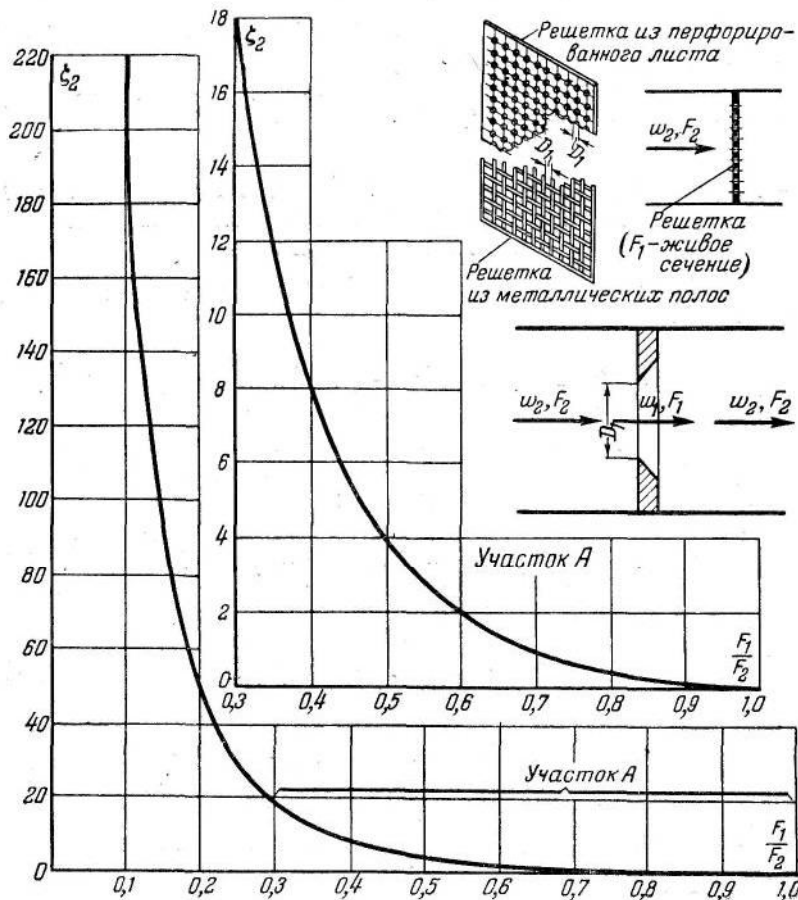
или

$$\zeta_2 = \left(1 + \frac{0,707}{\sqrt{1 - \frac{F_1}{F_2}}}\right)^2 \left(\frac{F_2}{F_1} - 1\right)^2, \quad (4-17')$$

При закругленных краях отверстий приходим к выражению

$$\zeta_2 = \left[1 + \sqrt{\eta \left(1 - \frac{F_1}{F_2} \right) - \frac{F_1}{F_2}} \right]^2 \left(\frac{F_2}{F_1} \right)^2, \quad (4-18)$$

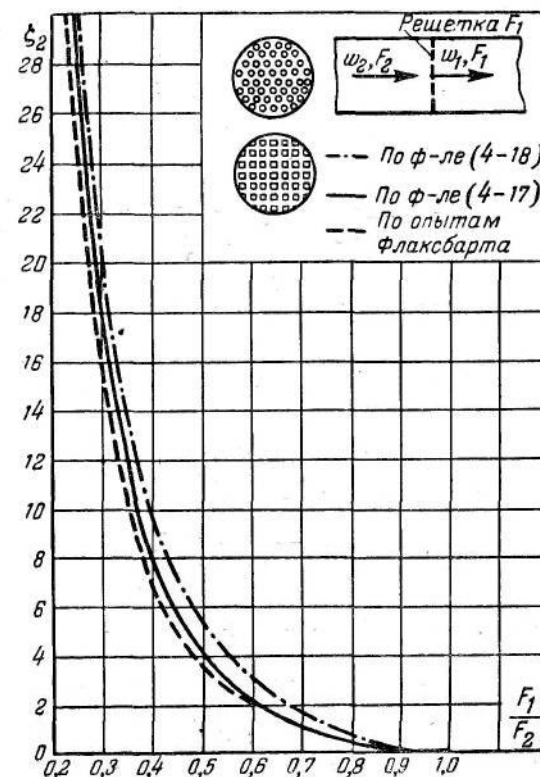
где η определяется по кривой на фиг. 1-11.



Фиг. 4-5. Зависимость коэффициента сопротивления ζ_2 диафрагмы или плоской решетки в трубе от отношения $\frac{F_1}{F_2}$ [по формуле (4-17)].

Формулами (4-13), (4-16), (4-17) или (4-17') и (4-18) можно пользоваться также для случая плоской решетки, выполненной в виде перфорированного листа или металлических полосок (фиг. 4-5 и 4-6). На последней фигуре дано сопоставление расчетной кривой, построенной по формуле (4-17), с кривой, полученной по экспериментальным данным для решеток из металлических полосок. Как видно, совпадение получается очень близким.

Следует отметить, что наблюдающееся небольшое расхождение расчетной кривой [по формуле (4-17)] с экспериментом является следствием неучета влияния числа Re . В данном случае оно должно сказаться заметно, так как эксперименты проводились при $Re = 250 \div 2100$.



Фиг. 4-6. Сопоставление расчетных данных с экспериментальными по коэффициентам сопротивления плоских решеток.

На той же фигуре видно, что кривая, построенная по формуле

$$\zeta_2 = \left(\frac{F_0}{\epsilon_1 F_1} - 1 \right)^2, \quad (4-18)$$

в которой ϵ_1 берется постоянным и равным 0,61, дает значительное расхождение с экспериментом.

Зависимость ζ_2 от относительного живого сечения $\frac{F_1}{F_2}$ диафрагмы при $Re \geq 10^4$ приведена на указанной выше фиг. 4-5.

При срезанных краях отверстий приходим, как нетрудно видеть, к выражению (4-15), в котором опускается член $\lambda \frac{l}{D_1} \left(\frac{F_2}{F_1}\right)^2$. При этом значения η и τ , входящих в формулу (4-14) для определения величины k , берутся по кривым соответственно на фиг. 1-12, 1-13 и 1-23.

Вход с внезапным расширением (вход через шайбу или решетку, помещенную на обресе трубы — фиг. 1-19). В этом случае имеем $F_0 = \infty$, а $\frac{F_1}{F_0} = 0$, поэтому зависимость (4-9) при отнесении потерь к скоростному давлению по средней скорости w_2 принимает вид:

$$\zeta_2 = \left[\eta + \tau \left(1 - \frac{F_1}{F_2}\right) + \left(1 - \frac{F_1}{F_2}\right)^2 + \lambda \frac{l}{D_1} \right] \left(\frac{F_2}{F_1}\right)^2. \quad (4-20)$$

При глубоком отверстии $\left(\frac{l}{D_1} > 0\right)$ имеем:

$$\zeta_2 = \left[0,5 + \tau \left(1 - \frac{F_1}{F_2}\right) + \left(1 - \frac{F_1}{F_2}\right)^2 + \lambda \frac{l}{D_1} \right] \left(\frac{F_2}{F_1}\right)^2, \quad (4-21)$$

где τ берется по кривой на фиг. 1-22.

При отверстии с острыми краями получаем:

$$\zeta_2 = \left(1,707 - \frac{F_1}{F_2}\right)^2 \left(\frac{F_2}{F_1}\right)^2. \quad (4-22)$$

Зависимость ζ_2 от $\frac{F_1}{F_2}$ дана на фиг. 1-19*.

При отверстии со срезанными краями приходим к выражению (4-20), в котором опущен член $\lambda \frac{l}{D_1}$. Величины η и τ берутся при этом по кривым соответственно на фиг. 1-12, 1-13 и 1-23.

При отверстии с закругленными краями получаем:

$$\zeta_2 = \left(1 + \sqrt{\eta - \frac{F_1}{F_2}}\right)^2 \left(\frac{F_2}{F_1}\right)^2, \quad (4-23)$$

где η определяется по кривой на фиг. 1-11.

Истечение из отверстия в неограниченное пространство (выход через шайбу или решетку на конце трубы — фиг. 4-7). В этом случае имеем: $F_2 = \infty$, а $\frac{F_1}{F_2} = 0$; следовательно, выражение (4-9) дает:

$$\zeta_1 = \eta \left(1 - \frac{F_1}{F_0}\right) + \tau \sqrt{1 - \frac{F_1}{F_0}} + \lambda \frac{l}{D_1} + 1 \quad (4-24)$$

* При пользовании этой фигурой здесь следует применять индексацию этой главы.

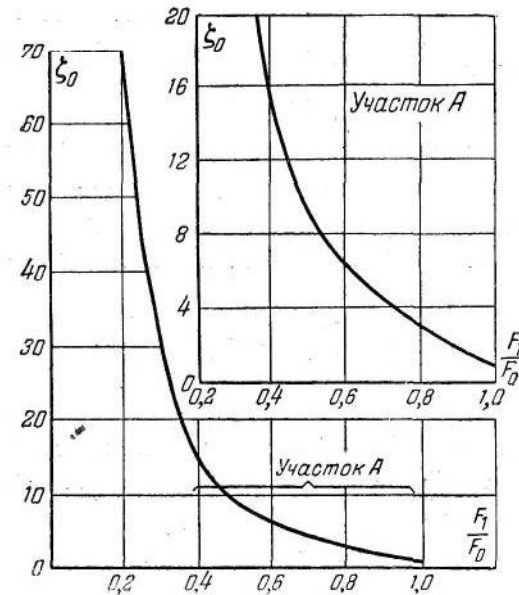
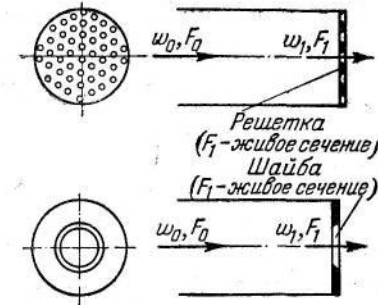
или, относя потери к скоростному давлению по скорости w_0 :

$$\zeta_0 = \left[\eta \left(1 - \frac{F_1}{F_0}\right) + \tau \sqrt{1 - \frac{F_1}{F_0}} + 1 + \lambda \frac{l}{D_1} \right] \left(\frac{F_0}{F_1}\right)^2. \quad (4-25)$$

При глубоком отверстии $\left(\frac{l}{D_1} > 0\right)$ имеем:

$$\zeta_0 = \left[0,5 \left(1 - \frac{F_1}{F_0}\right) + \tau \sqrt{1 - \frac{F_1}{F_0}} + 1 + \lambda \frac{l}{D_1} \right] \left(\frac{F_0}{F_1}\right)^2, \quad (4-26)$$

где τ берется, как указано выше, для этого типа отверстия.



Фиг. 4-7. Зависимость коэффициента сопротивления ζ_0 истечению из отверстия в неограниченное пространство от отношения площадей

$\frac{F_1}{F_0}$ [по формуле (4-27)].

При отверстиях с острыми краями ($\frac{l}{D_1} = 0$):

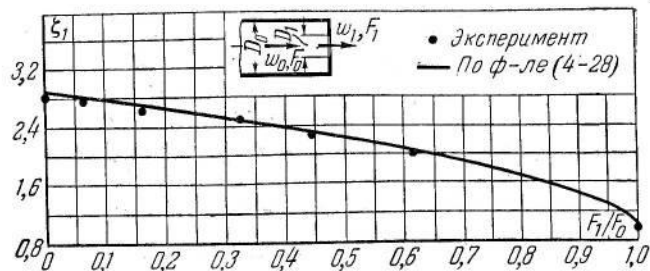
$$\zeta_0 = \left(1 + 0,707 \sqrt{\left(1 - \frac{F_1}{F_0}\right)^2 \left(\frac{F_0}{F_1}\right)^2}\right)^2 \quad (4-27)$$

Зависимость ζ_0 от $\frac{F_1}{F_0}$ дана на фиг. 4-7.

Сопоставление расчетной кривой, полученной по формуле

$$\zeta_1 = \left(1 + 0,707 \sqrt{1 - \frac{F_1}{F_0}}\right)^2, \quad (4-28)$$

с данными наших опытов приведено на фиг. 4-8.



Фиг. 4-8. Сопоставление теоретических данных с экспериментальными по коэффициентам сопротивления истечению из отверстия в неограниченное пространство.

При отверстиях со срезанными краями приходим к выражению (4-25), в котором опущен член $\lambda \frac{l}{D_1}$. Значения η и τ берутся здесь, как указано выше, для данной формы отверстия.

При отверстиях с закругленными краями получаем:

$$\zeta_0 = \left(1 + \sqrt{\eta \left(1 - \frac{F_1}{F_0}\right)^2 \left(\frac{F_0}{F_1}\right)^2}\right)^2, \quad (4-29)$$

где η определяется, как указано выше.

Проем в стенке (фиг. 4-9). Для проема в стенке имеем: $F_0 = F_2 = \infty$, а $\frac{F_1}{F_0} = \frac{F_1}{F_2} = 0$, откуда на основании (4-9) получаем:

$$\zeta_1 = \eta + \tau + 1 + \lambda \frac{l}{D_1}, \quad (4-30)$$

При глубоком отверстии ($\frac{l}{D_1} > 0$):

$$\zeta_1 = 1,5 + \tau + \lambda \frac{l}{D_1}, \quad (4-31)$$

При отверстиях с острыми краями:

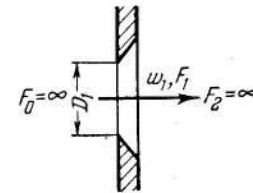
$$\zeta_1 = 2,9. \quad (4-32)$$

По экспериментальным данным в этом случае:

$$\zeta_1 = 2,8.$$

При отверстиях со срезанными краями коэффициент сопротивления ζ_1 вычисляется по формуле (4-30), в которой опускается член $\lambda \frac{l}{D_1}$. При этом величины

η и τ определяются так, как было указано выше.



Фиг. 4-9. Проем в стенке.

При отверстиях с закругленными краями получаем:

$$\zeta_1 = (1 + \sqrt{\eta})^2, \quad (4-33)$$

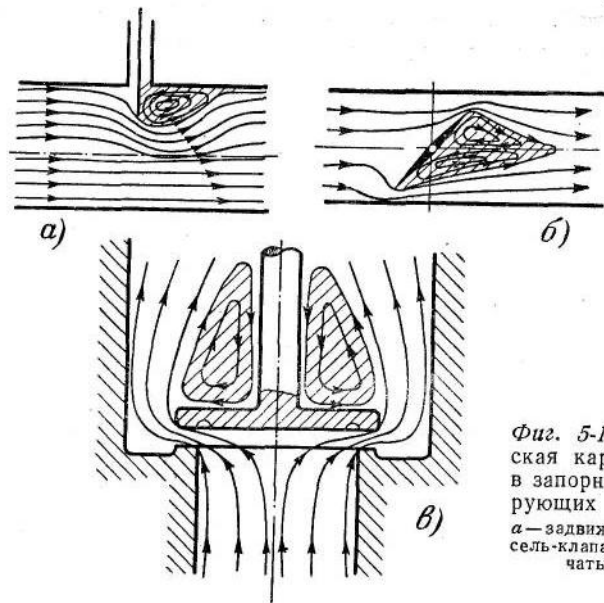
где η определяется по кривой на фиг. 1-11.

Использованную и рекомендуемую литературу к гл. IV — см. общий список литературы в конце книги под №: 7, 25, 30, 36, 44, 59.

ГЛАВА ПЯТАЯ
ДВИЖЕНИЕ ПОТОКА В ДРОССЕЛЬНЫХ УСТРОЙСТВАХ
И ЛАБИРИНТАХ

5-1. Дроссельные устройства и другие сложные
фасонные части

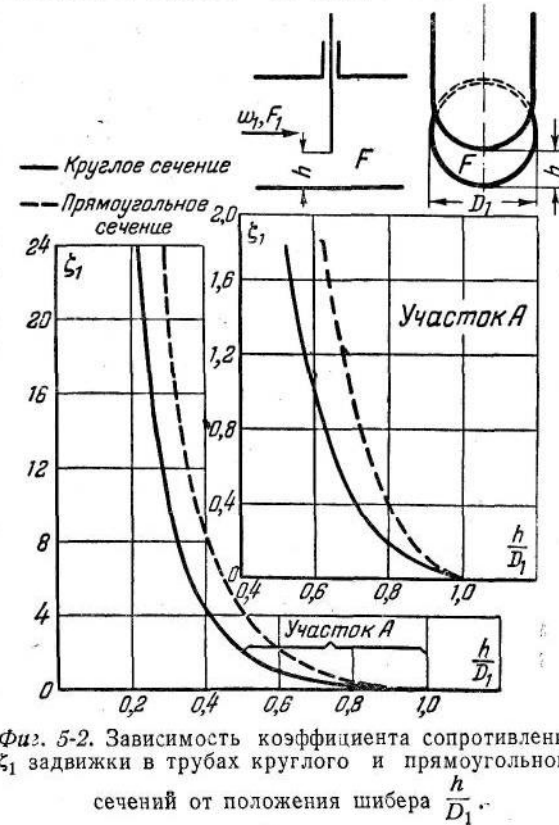
Задвижки, вентили, клапаны. В дроссельных, запорных и регулирующих устройствах (задвижки, клапаны, краны, вентили и т. п.) поток жидкости испытывает внезапные расширения



Фиг. 5-1. Схематическая картина потока в запорных и регулирующих устройствах. а — задвижка; б — дроссель-клапан; в — тарельчатый клапан.

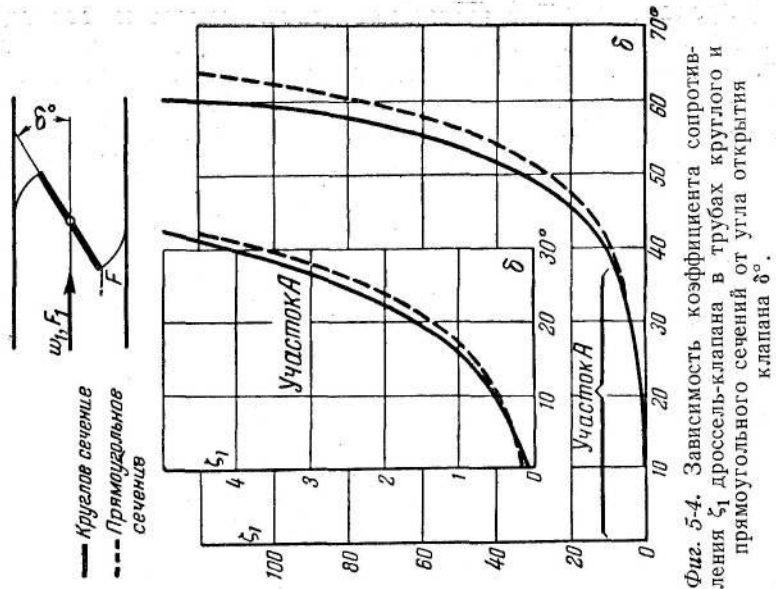
и сужения, резкие изменения направления и т. д. Все это связано с местными повышениями или понижениями скоростей, со значительными срывами потока и вихреобразованиями (фиг. 5-1). Поэтому движение потока в указанных устройствах связано с большими потерями.

Природа явлений в задвижках почти полностью совпадает с тем, что происходит при движении потока через диафрагмы (фиг. 5-1), поэтому коэффициент сопротивления задвижек может быть определен по тем же формулам, что и для диафрагм (гл. 4). Значения коэффициентов сопротивления задвижек в трубах круглого и прямоугольного сечений даны на фиг. 5-2 и 5-3, дроссель-клапанов и кранов — на фиг. 5-4 и 5-5.

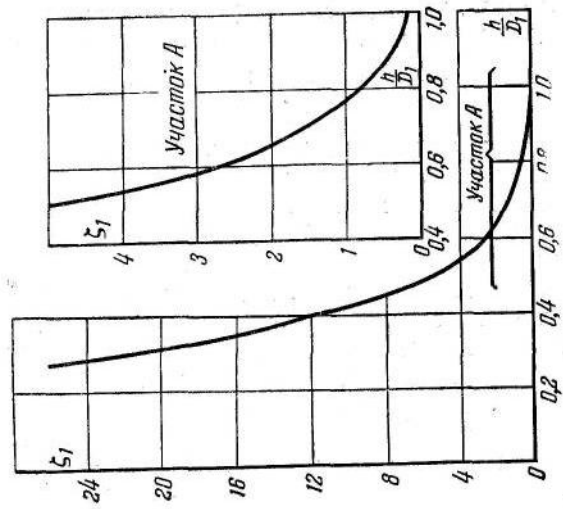
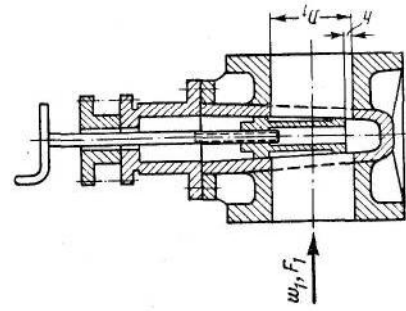


Фиг. 5-2. Зависимость коэффициента сопротивления ζ_1 задвижки в трубах круглого и прямоугольного сечений от положения шибера $\frac{h}{D_1}$.

Вентили встречаются различных типов. Для обычных проходных вентиляей, ось клапана которых перпендикулярна оси трубы, гидравлическое сопротивление возрастает с уменьшением отношения строительной длины вентиля к его диаметру. Происходит это вследствие резкого изменения направления потока при относительном укорочении вентиля с увеличением диаметра; кроме того, отливка корпуса относительно тем более шероховата, чем меньше размер. В соответствии с этим для вентиляей больших размеров коэффициент сопротивления растет с увеличением диаметра, тогда как для малых размеров ζ_1 растет с уменьшением диаметра. Значительно меньшее сопротивление имеют вентили системы „Реформ“, „Рей“ и „Косва“.



Фиг. 5-4. Зависимость коэффициента сопротивления ζ_1 дроссель-клапана в трубах круглого и прямоугольного сечений от угла открытия клапана δ° .

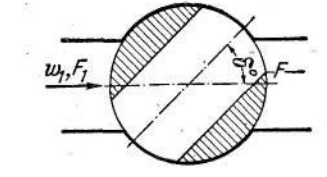
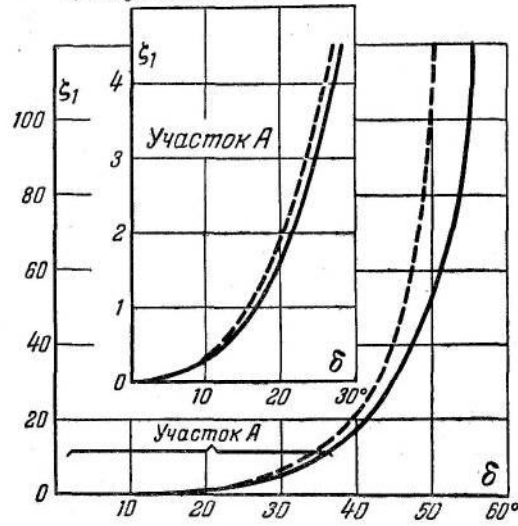


Фиг. 5-3. Зависимость коэффициента сопротивления ζ_1 параллельной задвижки в круглой трубе от степени открытия D_1 .

Наиболее совершенную конструкцию запорного устройства с точки зрения величины гидравлического сопротивления имеет прямоотчный вентиль (фиг. 5-6). Наибольший интерес представляет прямоотчный вентиль отечественной конструкции. В своей последней конструкции он имеет криволинейную ось проходного патрубка, сохраняющего по всей своей длине круглое поперечное сечение неизменного диаметра.

Экспериментальные исследования Г. А. Мурина показали, что коэффициент сопротивления рассматриваемого типа вен-

— Круглое сечение
 --- Прямоугольное сечение



Фиг. 5-5. Зависимость коэффициента сопротивления ζ_1 пробочного крана в трубах круглого и прямоугольного сечений от угла открытия δ° .

телей существенно зависит от числа Re . Характер этой зависимости представлен кривой $\bar{\epsilon} = f(Re)$, нанесенной на фиг. 5-7. Здесь $\bar{\epsilon}$ представляет собой отношение коэффициента сопротивления ζ_{Re} , взятого при данном значении Re , к величине коэффициента сопротивления ζ_1 при $Re > 3 \cdot 10^5$, когда влиянием этого числа можно практически пренебречь, т. е.

$$\bar{\epsilon} = \frac{\zeta_{Re}}{\zeta_1}$$

Следовательно, коэффициент сопротивления вентиля при $Re < 3 \cdot 10^5$ должен определяться по формуле

$$\zeta_{Re} = \bar{\epsilon} \zeta_1 \tag{5-1}$$

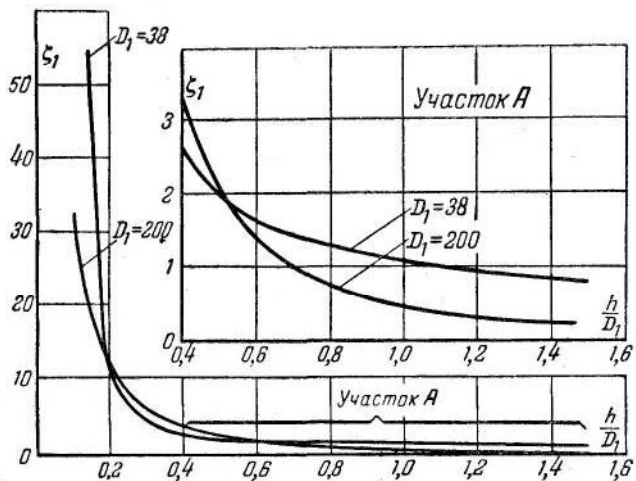
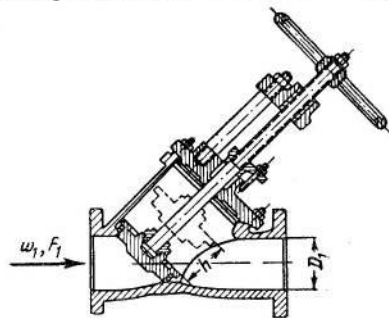
Из рассмотрения кривой на фиг. 5-7 видно, что в области малых значений Re по мере его возрастания происходит заметное уменьшение ζ_1 , которое достигает минимум а при $Re \approx 5 \cdot 10^4$.

Дальнейшее увеличение Re вызывает замедленный рост коэффициента ζ_1 , который, вероятно, при Re , близком к $1 \cdot 10^6$, достигает постоянного значения, характеризующего область квадратичного закона сопротивления.

Для практических расчетов чисел Re в рабочей области, лежащей обычно в пределах от $1 \cdot 10^4$ и выше, можно принимать следующие средние значения ζ_1 :

$$D_1 = 38 \text{ мм} \quad \zeta_1 = 0,86;$$

$$D_1 = 200 \text{ мм} \quad \zeta_1 = 0,36.$$



Фиг. 5-6. Зависимость коэффициента сопротивления ζ_1 прямооточного вентиля отечественной конструкции от степени открытия клапана $\frac{h}{D_1}$;
 $Re = (3 \div 3,5) \cdot 10^5$.

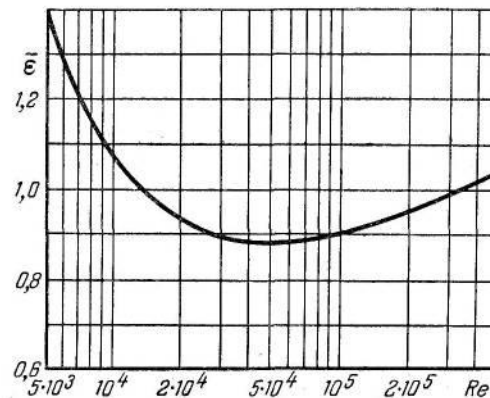
Зависимость ζ_1 от степени подъема клапана $\frac{h}{D_1}$ (где h — величина подъема, отсчитываемая от нижнего положения, соответствующего полному закрытию проходного сечения, а D_1 — диаметр проходного сечения вентиля) дана на фиг. 5-6 для $D_1 = 38$ и 200 мм при $Re = 3 \cdot 10^5 \div 3,5 \cdot 10^5$.

На основании этих данных можно рекомендовать следующие формулы расчета:

$$D_1 = 38 \text{ мм.} \quad \zeta_1 = 1,28 + \frac{0,084}{\left(\frac{h}{D_1}\right)^2}; \quad (5-2)$$

$$D_1 = 200 \text{ мм:} \quad \zeta_1 = \frac{0,51}{\left(\frac{h}{D_1}\right)^2}. \quad (5-3)$$

Для предельного значения h (полное открытие) в диапазоне $D_1 = 25 \div 250$ мм: $\zeta_1 = \frac{5,2}{D_1^{0,5}}$. (5-4)



Фиг. 5-7. Зависимость поправочного коэффициента $\bar{\zeta}$ от числа Re для прямооточного вентиля.

На фиг. 5-8 изображены некоторые типы подъемных клапанов (тарельчатый без нижнего направления — фиг. 5-8,а, тарельчатый с нижним направлением — фиг. 5-8,б и конусный с конусообразной опорной поверхностью — фиг. 5-8,в). В случае тарельчатого клапана без нижнего направления коэффициент сопротивления может быть определен по известной в гидравлике формуле:

$$\zeta_1 = 0,55 + 4 \left(\frac{b_m}{D_1} - 0,1 \right) + \frac{0,155}{\left(\frac{h}{D_1} \right)^2}, \quad (5-5)$$

действительной в пределах

$$0,1 < \frac{h}{D_1} < 0,25 \quad \text{и} \quad 0,1 < \frac{b_m}{D_1} < 0,25,$$

где h — высота открытия клапана;
 b_m — ширина закраинки тарелки.

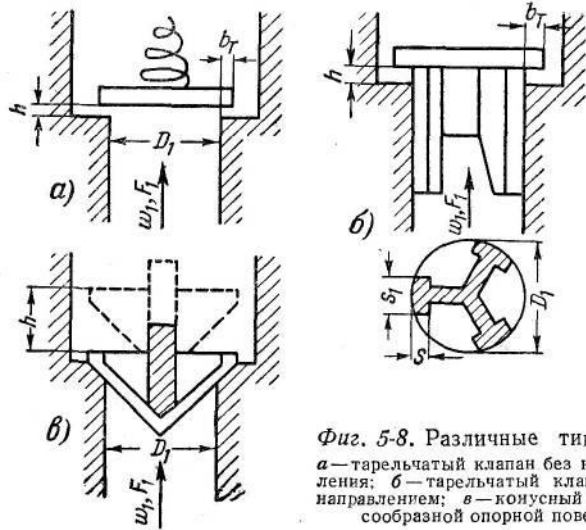
В случае тарельчатого клапана с нижним направлением коэффициент сопротивления определяется по формуле:

$$\zeta_1 = (0,8 \div 1,6) \left[0,55 + 4 \left(\frac{b_m}{D_1} - 0,1 \right) \right] + \frac{1,73}{\left(\frac{h}{D_1} \right)^2 \left(\pi - \frac{is_1}{D_1} \right)^2}, \quad (5-6)$$

действительной в пределах

$$0,125 < \frac{h}{D_1} < 0,25 \quad \text{и} \quad 0,1 < \frac{b_m}{D_1} < 0,25,$$

где s_1 — ширина лапки направляющей (фиг. 5-8,б);
 i — число направляющих ребер.



Фиг. 5-8. Различные типы клапанов. а — тарельчатый клапан без нижнего направления; б — тарельчатый клапан с нижним направлением; в — конусный клапан с конусообразной опорной поверхностью.

В случае конусного клапана имеем:

$$\zeta_1 = 0,6 + \frac{0,15}{\left(\frac{h}{D_1}\right)^2} \quad (5-7)$$

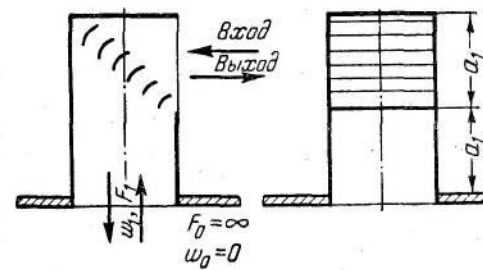
Эта формула действительна в пределах $0,125 < \frac{h}{D_1} < 0,4^*$.

Сложные фасонные части. Часто встречаются такие фасонные части труб и каналов, в которых на очень близком расстоянии друг от друга расположен ряд резких поворотов, внезапных расширений или сужений, обходов и т. п., а также вход и выход в неограниченное пространство (фиг. 5-9÷5-12).

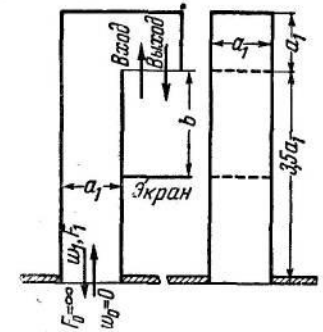
Количественная оценка сопротивления таких сложных фасонных частей не всегда представляется возможной даже с практически допустимой точностью. Очень трудно учесть влияние отрыва, происходящего, например, в предыдущем повороте, на состояние потока в последующем повороте. Вследствие того, что при суммировании отдельных сопротивлений каждого простого элемента данной сложной фасонной части не учитывается взаимное влияние этих элементов, а также

* Более подробно о регулирующих устройствах см. [Л. 54] и Г. А. Мурин, Гидравлические характеристики регулирующих органов трубопроводов.

вследствие трудности учета неравномерности распределения скоростей в выходном сечении допускаются ошибки в оценке как внутренних потерь, так и потерь скоростного давления



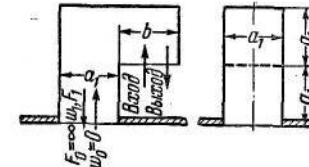
Фиг. 5-9. Перетекание потока из одного неограниченного объема в другой через боковой вход (выход).



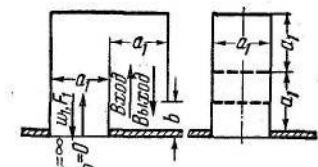
Фиг. 5-10. Перетекание потока из одного неограниченного объема в другой через удлиненное колено 180° с экраном.

на выходе. В итоге общий коэффициент сопротивления данной фасонной части определяется неверно. Как правило, общее сопротивление недооценивается.

Сопротивление сложных фасонных частей рассматриваемого вида может быть существенно уменьшено как путем установки



Фиг. 5-11. Перетекание потока из одного неограниченного объема в другой через короткое колено 180°.



Фиг. 5-12. Перетекание потока из одного неограниченного объема в другой через колено с трехкратным поворотом на 90°.

на поворотах направляющих лопаток (фиг. 5-9)*, так и простым расширением отдельных поперечных сечений. Указанные мероприятия не требуют (или почти не требуют) увеличения габаритов.

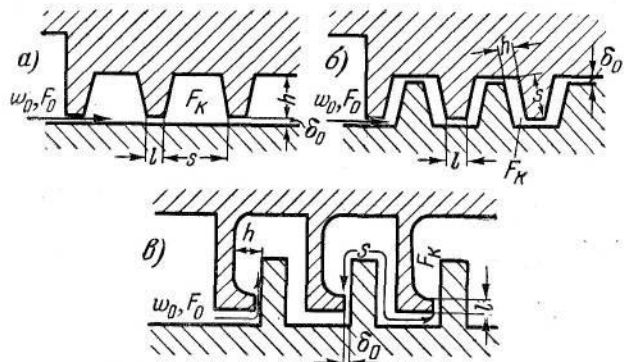
Коэффициент сопротивления поворотов заметно снижается также при закруглении углов поворота. Для препятствий неправильных форм, помещенных в поток, полезно устройство соответствующих обтекателей.

5-2. Лабиринтные уплотнения

Картина потока в лабиринтах. Здесь рассматриваются две группы лабиринтных уплотнений. К первой из них относятся уплотнения односторонние с расположением промежуточных

* Более подробно о направляющих лопатках в коленах см. гл. 7.

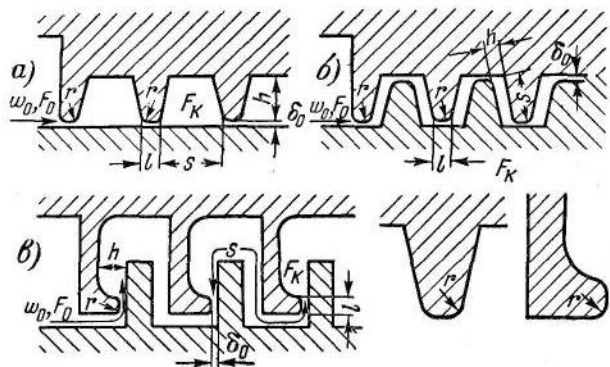
ножей на одном уровне, так что движение потока происходит в них прямолинейно (фиг. 5-13,а, 5-14,а и 5-15,а). Ко второй группе относятся лабиринты, у которых наличие выступов или



Фиг. 5-13. Лабиринты с продолговатым зазором с острыми кромками входа. а—одностороннее расположение ножей; б—двустороннее расположение ножей (выступы первого типа); в—двустороннее расположение ножей (выступы второго типа).

ступенчатое расположение ножей препятствует прямолинейному движению потока жидкости между ножами (фиг. 5-13,б; 5-13,в; 5-14,б; 5-14,в; 5-15,б и 5-15,в).

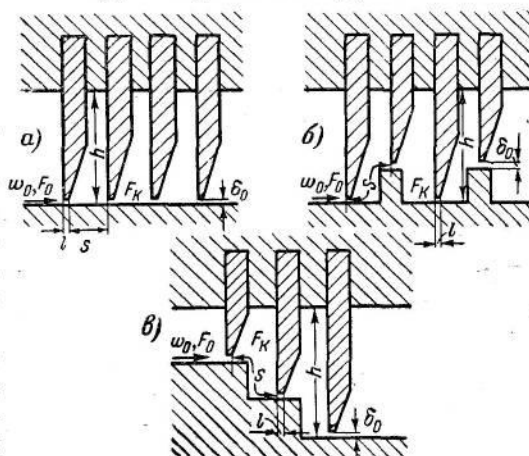
В лабиринтном уплотнении первой группы картина движения жидкости такова. При входе в первый зазор поток под-



Фиг. 5-14. Лабиринты с продолговатым зазором с закругленными кромками входа. а—одностороннее расположение ножей; б—двустороннее расположение ножей (выступы первого типа); в—двустороннее расположение ножей (выступы второго типа).

жимается, как это происходит при входе потока в прямую трубу, заделанную заподлицо в стенку, или при движении потока через отверстие в тонкой стенке. Входя в камеру лабиринта, струя расширяется, и благодаря турбулентному пере-

мешиванию масса движущейся жидкости увеличивается за счет окружающей жидкости. В том случае, когда относительные поперечные размеры камеры (по отношению к зазору) достаточно велики, в конце камеры из струи выделяется ядро постоянной массы¹, которое поджимаясь, втекает во второй зазор. Присоединенные же массы жидкости, отделяясь в конце камеры от ядра потока и совершая циркуляционное движение в пространстве камеры, вновь подмешиваются к струе (фиг. 5-16,а).



Фиг. 5-15. Лабиринты гребенчатой формы. а—одностороннее расположение ножей; б—лабиринт с выступами; в—ступенчатое расположение ножей.

Так как ядро постоянной массы перед входом во второй зазор обладает большой кинетической энергией, то степень поджатия потока на входе здесь уже получается меньшей, чем при входе в первый зазор.

Общие потери давления в ячейке лабиринта складываются из потерь на трение в зазоре (при продолговатом зазоре) и потерь энергии в ядре постоянной массы. Последние в свою очередь складываются из двух частей: разности запасов энергии ядра постоянной массы в начале и в конце ячейки и потерь на входе в следующий зазор.

Если размеры камеры относительно малы, а именно так, что

$$\frac{h_k}{\delta_0} < \frac{\delta_{2p}}{\delta_0},$$

то струя, выходящая из зазора в камеру, заполняет все сечение. В этом случае потери энергии складываются из: 1) потерь на трение в зазоре; 2) потерь на удар при внезапном расширении; 3) потерь на входе в следующий зазор.

По данным Г. Н. Абрамовича (гл. 9) имеем:

$$\frac{\delta_{2p}}{\delta_0} = 2,4 \frac{as}{\delta_0} + 1. \quad (5-8)$$

Здесь приняты следующие обозначения:

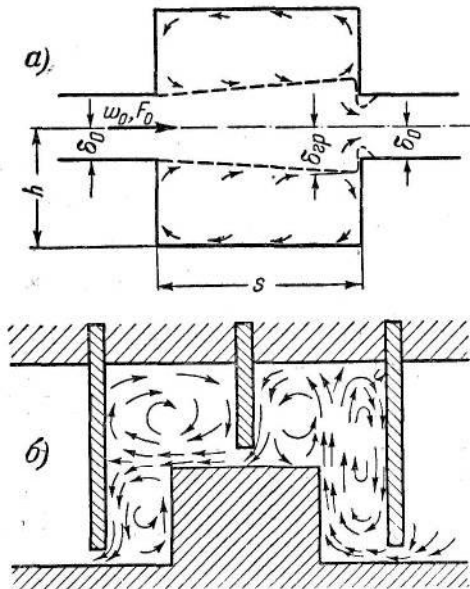
h_k — высота камеры;

δ_0 — ширина зазора (или для случая двойного углубления лабиринта — полуширина зазора, фиг. 5-16);

¹ См. о свободной струе в гл. 9.

- δ_{zp} — ширина свободной струи в конце камеры (или соответственно полуширина струи, фиг. 5-16);
 a — постоянная, зависящая от структуры потока и принимаемая в расчетах для лабиринтов равной 0,1;
 s — длина струи (длина камеры одной ячейки лабиринта).

Картина потока в лабиринте второй группы при больших (по отношению к зазору) размерах камеры между ножами изображена на фиг. 5-16, б. Струя после поджатия в зазоре направляется к выступу лабиринта. Здесь она отклоняется на 90° и течет прямо до верхней стенки камеры. Далее, огибая камеру, струя течет вдоль второго канала, направляясь ко второму зазору. В камере лабиринта неподвижные массы жидкости из окружающего пространства увлекаются струей, вследствие чего возникает движение этих масс, и при этом образуются вихревые области. Наличие выступов между ножами лабиринта удлиняет путь свободной струи, что еще более способствует полному ее затуханию.



Фиг. 5-16. Схематическая картина потока в ячейках лабиринтов.
 a — лабиринт с прямолинейным протеканием жидкости; b — лабиринт со ступенчатым расположением ножей.

Очевидно, лабиринты с непрямолинейным движением жидкости должны быть более эффективны, так как длина струи в них и соответственно сопротивление получают значительно большими, чем в лабиринтах с прямолинейным перетеканием потока.

Так как площади поперечных сечений в местах поворота потока в лабиринтах второй группы принимаются сравнительно большими, то потери в камере и здесь можно считать как потери в струе, принимая ее длину равной длине s пути жидкости от одного зазора до другого.

Используя известные формулы для определения потерь энергии свободной струи (по Г. Н. Абрамовичу) и выведенные выше соотношения (1-10) — (1-13), мы получили следующие формулы для определения сопротивления лабиринтных уплотнений¹:

¹ Вывод см. И. Е. Идельчик, К расчету сопротивления лабиринтных уплотнений.

1) Лабиринты с продолговатым зазором:

а) при
$$\frac{h_k}{\delta_0} > \frac{\delta_{zp}}{\delta_0}$$

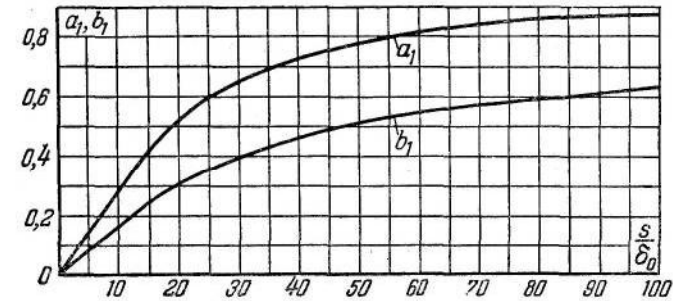
$$\sum \zeta_0 = 1 + \eta + n(a_1 + \eta b_1 + \zeta_{отр}), \quad (5-9)$$

где n — число ячеек лабиринта,
 a_1 и b_1 определяются по фиг. 5-17 в зависимости от относительной длины ячейки лабиринта $\frac{s}{\delta_0}$;

$$\zeta_{отр} = \lambda \frac{s}{\delta_0} \text{ — коэффициент сопротивления трения зазора [формула (0-16)];}$$

η — коэффициент смятения входа, учитывающий влияние формы входной кромки зазора.

При изготовлении лабиринтов очень трудно получить идеально острую кромку входа в зазор (фиг. 5-14), а так как последний имеет всегда очень малую ширину ($\delta_0 = 0,2 \div 0,5$ мм), то отно-



Фиг. 5-17. Зависимость коэффициентов a_1 и b_1 от $\frac{s}{\delta_0}$ для лабиринтов с продолговатым зазором.

сительное закругление входной кромки может получиться весьма значительным. С увеличением относительного закругления сопротивление уменьшается.

Величина η может быть определена как значение ζ_1 для соответствующих форм входа, приведенных на фиг. 1-11 ÷ 1-13;

б) при
$$\frac{h_k}{\delta_0} < \frac{\delta_{zp}}{\delta_0}$$

$$\sum \zeta_0 = 1 + \eta + n(\zeta_{отр} + \zeta_{свх} + \zeta_{отр}), \quad (5-10)$$

где $\zeta_{отр} = \left(1 - \frac{F_0}{F_k}\right)^2$ [формула (2-10)],

$$\zeta_{свх} = \eta \left(1 - \frac{F_0}{F_k}\right) \text{ [формула (1-10)].}$$

2) Лабиринты гребенчатой формы:

а) при $\frac{h_k}{\delta_0} > \frac{\delta_{zp}}{\delta_0}$

$$\sum \zeta_0 = nc_1 + d_1, \quad (5-11)$$

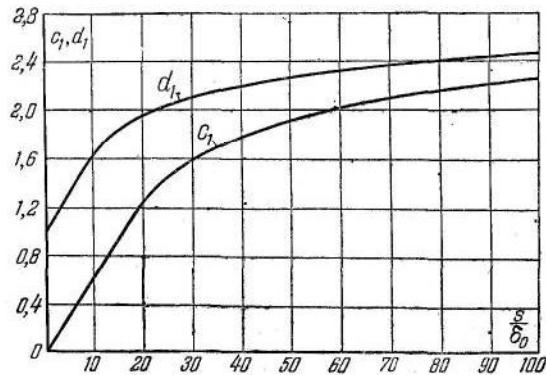
где c_1 и d_1 определяются по фиг. 5-18 в зависимости от $\frac{s}{\delta_0}$;

б) при $\frac{h_k}{\delta_0} < \frac{\delta_{zp}}{\delta_0}$

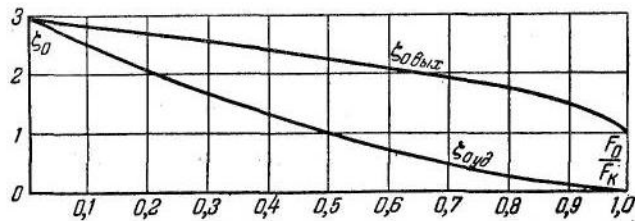
$$\sum \zeta_0 = n\zeta_{0уд} + \zeta_{0вых}, \quad (5-12)$$

где

$$\zeta_{0уд} = \left(1 + \frac{0,707}{\sqrt{1 - \frac{F_0}{F_k}}}\right)^2 \left(1 - \frac{F_0}{F_k}\right)^2 \quad (5-13)$$



Фиг. 5-18. Зависимость коэффициентов c_1 и d_1 от $\frac{s}{\delta_0}$ для лабиринтов с острыми ножами.



Фиг. 5-19. Зависимость коэффициентов $\zeta_{0уд}$ и $\zeta_{0вых}$ от $\frac{F_0}{F_k}$ для лабиринтов с острыми ножами.

или по фиг. 5-19;

$$\zeta_{0вых} = \left(1 + 0,707 \sqrt{1 - \frac{F_0}{F_k}}\right)^2 \quad (5-14)$$

или по фиг. 5-19.

Отметим, что здесь лабиринтные уплотнения рассматриваются только с точки зрения возникающих в них потерь давления. Соответствующие формулы расхода через лабиринтные уплотнения приводятся в специальной литературе (см. список литературы).

Использованную и рекомендуемую литературу к гл. V—см. общий список литературы в конце книги под №: 1, 2, 15, 30, 36, 54, 79, 80.

ГЛАВА ШЕСТАЯ
СОПРОТИВЛЕНИЕ, РАССРЕДОТОЧЕННОЕ
ПО СЕЧЕНИЮ

6-1. Величина сопротивления

Сопротивление, рассредоточенное по сечению трубы (канала), возникает в тех случаях, когда поперек всего потока устанавливаются такие препятствия движению жидкости, как, например: сетки, решетки, кольцевые и хордовые насадки, пластины или трубы газоочистных, теплообменных и других аппаратов, фильтрующие элементы в виде тканей или различных сыпучих материалов, циклонные элементы батарейных циклонов, осадительные электроды электрофильтров и т. д.

Сопротивление плоских решеток и сеток. а) **Формулы сопротивления.** Плоская решетка, выполненная в виде перфорированного листа (металла или другого материала), а также в виде тонких полосок (фиг. 4-5) и установленная поперек потока в трубе (канале), представляет собой не что иное, как систему диафрагм. Поэтому для расчета таких решеток полностью пригодны все формулы, полученные выше (гл. 4) для диафрагм с различными формами отверстий.

Природа потерь в сетках, помещенных поперек потока в трубе (канале) (фиг. 6-1), также в основном такая же, как и при перетекании через диафрагму. Поток, подходя к сетке, поджимается в ее отверстиях и с повышенной скоростью выходит в участок трубы за ней. Таким образом, появляются потери, связанные как со входом в отверстия, так и с ударом при внезапном расширении струи на выходе из отверстий сеток в трубу.

Коэффициент сопротивления сетки может быть определен поэтому по формуле (4-15), в которой опущен член $\lambda \frac{l}{D_1} \left(\frac{F_2}{F_1}\right)^2$:

$$\zeta_2 = \frac{\Delta H}{\rho \omega_2^2} = k \left(1 - \frac{F_1}{F_2}\right) + \left(\frac{F_2}{F_1} + 1\right)^2 \quad (6-1)$$

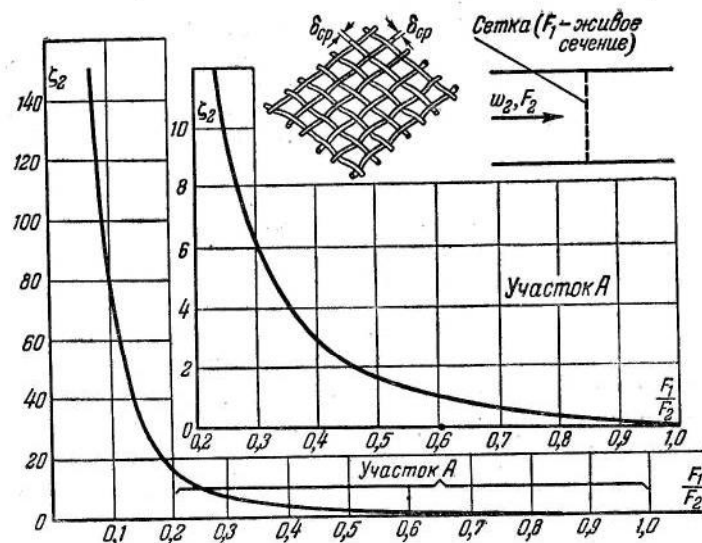
В случае проволочной сетки отверстия ее имеют закругленные края, для которых, как было показано (гл. 4), величину k можно принять равной единице, откуда

$$\tau \approx 2\sqrt{\eta}$$

и на основании (4-14):

$$k = \left(\eta + 2\sqrt{\eta} \sqrt{1 - \frac{F_1}{F_2}}\right) \left(\frac{F_2}{F_1}\right)^2 \quad (6-2)$$

Сетки, помещенные поперек потока внутри трубы, исследовались экспериментально В. И. Ханжонковым. На основании



Фиг. 6-1. Зависимость коэффициента сопротивления ζ_2 проволочной сетки от живого сечения $\frac{F_1}{F_2}$.

этих исследований установлено, что коэффициент k для новых проволочных сеток равен единице, так что для таких сеток:

$$\zeta_2 = \left(1 - \frac{F_1}{F_2}\right) + \left(\frac{F_2}{F_1} + 1\right)^2 \quad (6-3)$$

Для сеток с обычным в практике состоянием поверхности (но не ржавых и не запыленных) рекомендуется величину k брать большей — порядка 1,3.

Зависимость ζ_2 от относительного живого сечения $\frac{F_1}{F_2}$ при числе $Re = \frac{\omega_1 \delta_{ср}}{\nu} > 500$ дана на фиг. 6-1.

Здесь $\delta_{cp} = \frac{\delta_1 n_1 + \delta_2 n_2}{n_1 + n_2}$;

где δ_{cp} — средняя толщина проволок;
 δ_1 и δ_2 — толщины поперечных и продольных проволок;
 n_1 и n_2 — соответственно число проволок на длине сетки l .

Относительное живое сечение испытанных сеток составляет:

$$\frac{F_1}{F_2} = \frac{l^2 - n_1 \delta_1 l - n_2 \delta_2 l + n_1 \delta_1 n_2 \delta_2}{l^2}$$

Для шелковых сеток величина k получена В. И. Ханжонковым равной 2,1, так что для них

$$\zeta_2 = 2,1 \left(1 - \frac{F_1}{F_2} \right) + \left(\frac{F_2}{F_1} - 1 \right)^2 \quad (6-4)$$

Зная величину k для случая расположения сеток внутри трубы, можно на основании выражения (6-2) определить значение коэффициента смягчения входа η . Тем самым можно вычислить значения ζ_2 сетки не только для случая установки ее внутри трубы постоянного поперечного сечения, но и для других, рассмотренных в гл. 4 случаев.

Приняв, в частности, для проволочной сетки величину $k=1,3$, получим на основании (6-2):

$$\eta + 2\sqrt{\eta} \sqrt{1 - \frac{F_1}{F_2}} = 1,3 \left(\frac{F_1}{F_2} \right)^2 \quad (6-5)$$

После соответствующих преобразований и решения квадратного уравнения находим:

$$\eta = 2 \left(1 - \frac{F_1}{F_2} \right) + 1,3 \left(\frac{F_1}{F_2} \right)^2 \pm 2 \sqrt{\left[\left(1 - \frac{F_1}{F_2} \right) + 1,3 \left(\frac{F_1}{F_2} \right)^2 \right] \left(1 - \frac{F_1}{F_2} \right)} \quad (6-6)$$

По своему физическому смыслу третий член правой части выражения (4-7), как и остальные члены этой зависимости, является величиной существенно положительной (дополнительное сопротивление), а так как каждая из величин $1 - \frac{F_1}{F_0}$,

$1 - \frac{F_1}{F_2}$ и x также положительна, то $\sqrt{\eta}$ должен иметь только положительный знак. При этом условии перед радикалом выражения (6-6) должен быть взят только отрицательный знак, т. е.

$$\eta = 2 \left(1 - \frac{F_1}{F_2} \right) + 1,3 \left(\frac{F_1}{F_2} \right)^2 - 2 \sqrt{\left[\left(1 - \frac{F_1}{F_2} \right) + 1,3 \left(\frac{F_1}{F_2} \right)^2 \right] \left(1 - \frac{F_1}{F_2} \right)} \quad (6-7)$$

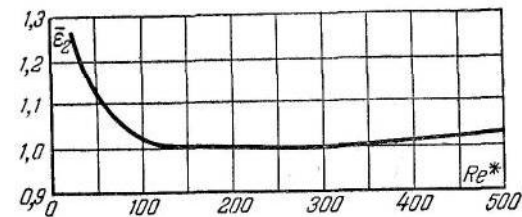
Действительно, пусть $\frac{F_1}{F_2} = 0$; тогда по (6-6) будем иметь следующие два корня: $\eta_1 = 0$ и $\eta_2 = 4$.

Из уравнения (6-5) получим в случае $\frac{F_1}{F_2} = 0$: $\eta + 2\sqrt{\eta} = 0$.

Так как $\sqrt{\eta}$ — существенно положительная величина, то очевидно, что последнему уравнению удовлетворяет корень $\eta_1 = 0$, который может получиться только при отрицательном знаке перед радикалом зависимости (6-6).

Величина $\zeta_2 = \zeta_1 \left(\frac{F_2}{F_1} \right)^2$ для различных случаев перетекания потока через проволочную сетку (общий случай перетекания через сетку из одного объема в другой, перетекание через сетку в прямой трубе, т. е. через диафрагму вход в трубу через сетку, выход из трубы через сетку и перетекание через сетку в проеме в стенке) определяется соответственно по формулам (4-9), (4-13) [или непосредственно по формуле (6-3)], (4-20), (4-24) и (4-30). При этом значение η во всех случаях вычисляется по формуле (6-7).

б) Влияние числа Re . Влияние числа $Re^* = \frac{w_1 \delta_{cp}}{\nu}$ при перетекании потока через проволочную сетку аналогично его влиянию при обтекании цилиндра. Так как значение Re^* для проволочных сеток практически никогда не превосходит 1000÷5000, то



Фиг. 6-2. Зависимость поправочного коэффициента $\bar{\epsilon}_2$ от числа Re^* для шелковых сеток.

увеличение коэффициента сопротивления сетки с уменьшением Re^* следует отнести только за счет влияния вязких сил трения.

На фиг. 1-24 и 6-2 даны величины $\bar{\epsilon}_1$ и $\bar{\epsilon}_2 = \frac{\zeta_{2Re^*}}{\zeta_2}$, учитывающие влияние числа Re^* на сопротивление проволочных и шелковых сеток.

Здесь

ζ_{2Re^*} — коэффициент сопротивления сетки, при котором число Re^* влияет на это сопротивление ($Re^* < 500$ и $Re^* < 200$ соответственно);

¹ Индекс 2 здесь соответствует индексу 1 в гл. 1.

ζ_2 — коэффициент сопротивления сетки при режиме автономности, наступающем при $Re^* > 500$ и $Re > 200$ соответственно.

Таким образом, коэффициент сопротивления сетки до режима автономности определяется так:

$$\zeta_{2Re^*} = \bar{\epsilon}_1 \zeta_2 \quad \text{и} \quad \zeta_{2Re} = \bar{\epsilon}_2 \zeta_2. \quad (6-8)$$

Эта формула может быть применена практически и при определении коэффициентов сопротивления сеток в общем случае движения потока через них из одного объема в другой, при помещении сетки на входе или выходе из трубы, в проемах и т. д.

в) Сопротивление последовательно установленных сеток. Установка двух сеток вплотную друг к другу не должна приводить к увеличению сопротивления, так как при точном совмещении проволок обеих сеток это означало бы только увеличение размера проволок по потоку. Практически, однако, проволоки обеих сеток частично перекрывают друг друга, вследствие чего живое сечение несколько уменьшается, а следовательно, сопротивление увеличивается, но редко вдвое. При установке двух сеток на некотором расстоянии друг от друга (около 15 диаметров проволок) сопротивление сеток уже удваивается. Поэтому в практических расчетах коэффициент суммарного сопротивления ζ_{2n} последовательно установленных сеток можно определять как сумму коэффициентов сопротивления отдельных сеток, т. е.

$$\zeta_{2n} = \sum_1^n \zeta_2, \quad (6-9)$$

где n — число рядов сеток.

Пористые материалы (ткани, сыпучие материалы и т. д.). Природа сопротивления пористых материалов определяется условиями протекания через систему близко расположенных чрезвычайно узких каналов или отверстий. Течение через такие материалы может быть ламинарным или турбулизированным, так что в общем виде сопротивление пористых материалов должно быть выражено двучленной формулой:

$$\Delta H = k_1 w_1 + k_2 w_1^2$$

или в форме, данной Г. А. Адамовым¹:

$$\Delta H = \left(\frac{c_1}{Re} + c_2 \right) \frac{\rho w_1^2 h}{2 D_1}, \quad (6-10)$$

¹ Формула такого же вида дана Е. М. Минским для расчета фильтрации в пористых средах.

где c_1 и c_2 — безразмерные коэффициенты, зависящие от характеристики материала (размера и формы отверстий и заполнителей, состояния поверхности, запыленности и т. д.);

w_1 — средняя скорость по фронту;

D_1 — диаметр полного сечения по фронту;

h — толщина слоя материала;

$$Re = \frac{w_1 D_1 \rho}{\mu} = \frac{w_1 D_1}{\nu}; \quad k_1 = \frac{c_1 \mu h}{2 D_1^2}; \quad k_2 = \frac{c_2 h}{2 D_1}.$$

В этой формуле первый член выражает влияние вязких сил, преобладающих при ламинарном движении, а второй член — влияние сил инерции, которые начинают сказываться при турбулентном движении, а также при ламинарном — в случае течения по извилистым каналам.

При малых значениях числа Re , когда доминируют вязкие силы, пропорциональные первой степени скорости, главную роль играет первый член. При достаточно больших Re , когда преобладающими являются инерционные силы, которые пропорциональны второй степени скорости, первенствующее значение получает второй член.

В предельных случаях двучленная формула (6-10) практически переходит в одночленную, линейную или квадратичную.

Часто сопротивление пористых материалов выражается одночленной степенной формулой вида:

$$\Delta H = A W_1^m, \quad (6-11)$$

где A и m — постоянные.

Эта формула может быть получена из двучленной (6-10) только приближенно, для ограниченного диапазона скоростей.

Двучленная формула более правильно отражает физическую сущность явления; она точнее одночленной и удобнее для практических расчетов.

Постоянные, входящие в формулы (6-10) и (6-11), находятся опытным путем.

Для ряда материалов (фильтрующие ткани и сыпучие тела) значения постоянных A и m формулы (6-11) установлены Е. В. Рекком (для тканей) и Л. К. Рамзиным (для сыпучих тел).

Подробные данные по сопротивлению керамических и металлических колец, как нагруженных беспорядочно, так и уложенных правильными рядами, а также кускового материала получены Н. М. Жаворонковым.

Стержневые решетки. Под стержневыми решетками подразумеваются такие решетки, которые выполнены из удобообтекаемых, прямоугольных или круглых стержней (труб) (фиг. 6-3).

В таких решетках сопротивление складывается из потерь на вход, потерь на трение и потерь на внезапное расширение (удар) при выходе из стесненного сечения между стержнями в трубу. Коэффициент сопротивления указанных типов решеток может быть представлен в виде зависимости от их коэффициента живого сечения $\frac{2\delta_0}{b}$ (справочник Хютте, Госмашиздат, 1934, стр. 479):

$$\zeta_1 = \frac{\Delta H}{\frac{\rho \omega_1^2}{2}} = \beta \left(\frac{b}{2\delta_0} - 1 \right)^{4/3} = \beta k_1, \quad (6-12)$$

ТАБЛИЦА 6-1

№ стержня	1	2	3	4	5	6	7
β	2,42	1,83	1,67	1,04	0,92	0,76	1,79

где $\frac{2\delta_0}{b}$ — коэффициент живого сечения решетки;

δ_0 — полуширина просвета между соседними стержнями решетки;

b — расстояние между осями соседних стержней решетки;

$k_1 = \left(\frac{b}{2\delta_0} - 1 \right)^{4/3}$ — коэффициент, зависящий от живого сечения;

он приведен на фиг. 6-3;

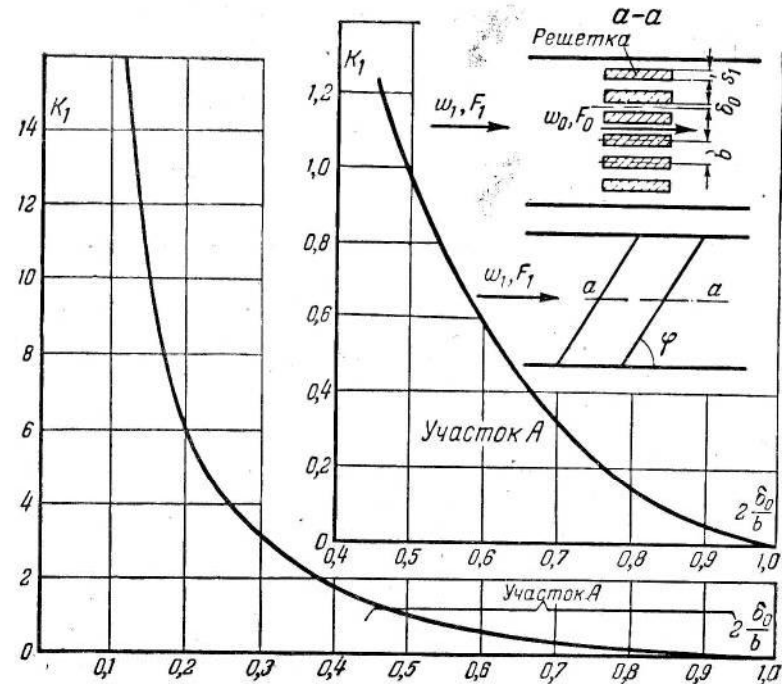
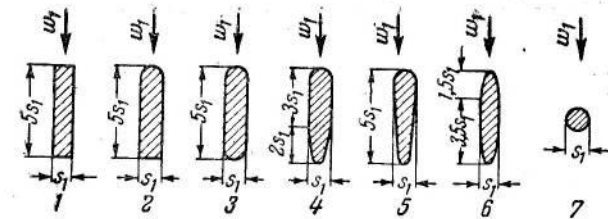
β — опытный коэффициент, зависящий только от формы решетки; он приведен в табл. 6-1.

Как показали опыты, коэффициент β мало зависит от относительной ширины стержня $\frac{S_1}{b}$, где S_1 — ширина стержня.

Для стержней, наклоненных под углом φ к потоку, коэффициент сопротивления определяется так:

$$\zeta_1 = \beta \left(\frac{b}{2\delta_0} - 1 \right)^{4/3} \sin \varphi. \quad (6-13)$$

Пучок труб. При протекании жидкости (газа) через коридорный пучок труб (фиг. 6-4,а) картина потока такова. Из пространства между трубами первого ряда выходят струйки и, расширяясь, распространяются в межрядном пространстве. Здесь к основному ядру потока подмешиваются присоединенные массы из теневых областей. Притекая ко второму ряду труб, струйки разделяются. При этом основное ядро проходит во второй ряд трубы, а присоединенная масса образует замк-

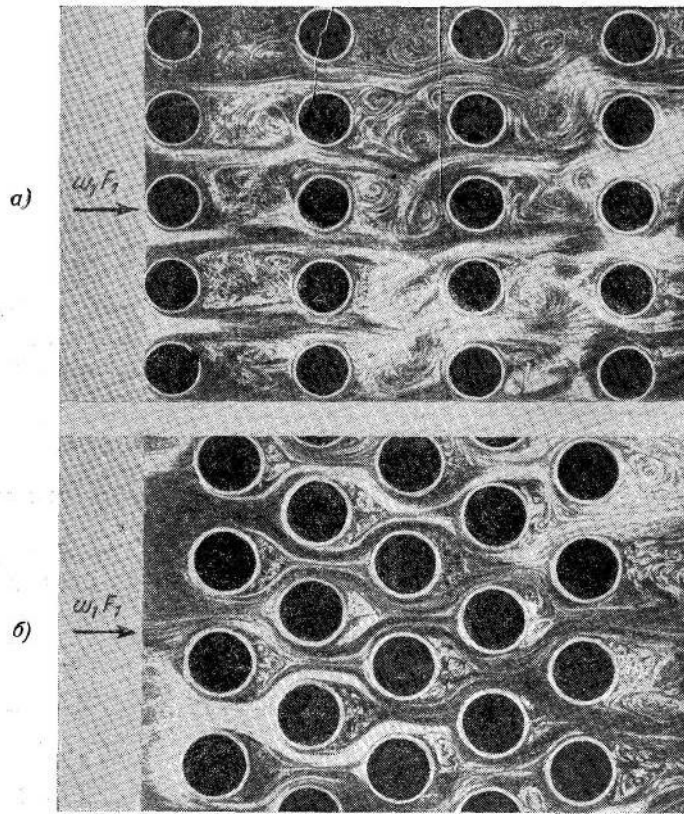
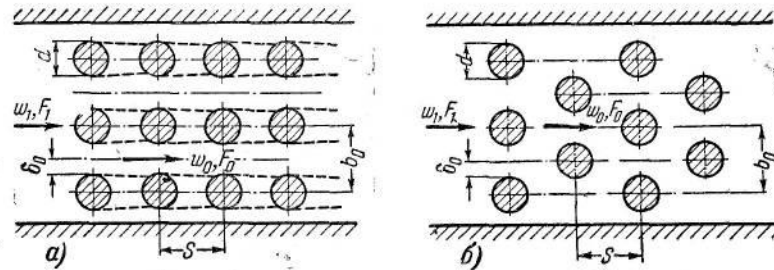


Фиг. 6-3. Зависимость коэффициента k_1 от $\frac{2\delta_0}{b}$ для стержневых решеток.

нутую циркуляцию жидкости в теневых областях. Картина течения в последующих межрядных пространствах аналогична описанному¹.

¹ В действительности поток после обтекания первого поперечного ряда труб турбулизирован и тем самым несколько меняет условия обтекания последующих рядов. Эта турбулизация, с одной стороны, должна привести к повышению коэффициента турбулентности (структуры) потока (см. ниже), а с другой — к соответствующему перемещению точки отрыва на поверхности труб, а следовательно, к соответствующему уменьшению их лобового сопротивления. Однако этими вторичными факторами можно практически пренебречь, во-первых, потому что оба они несколько компенсируют друг друга, а, во-вторых, вследствие того, что в дальнейшем (через три, четыре ряда) поток приходит в состояние установившейся турбулентности. Поэтому в среднем можно принять постоянное значение коэффициента турбулентности для всех рядов труб.

Коэффициент сопротивления межрядного пространства равен относительной потере энергии ядра и постоянной массе плоской струи на длине межрядного пространства и определяется по двум формулам, приведенным в теории струн Г. Н. Арба-



Фиг. 6-4. Фотография и схематическая картина потока в пучке труб.
а — коридорный пучок труб; б — шахматный пучок труб.

мовича соответственно для начального ($\frac{s}{\delta_0} < 10 \div 12$) и основного ($\frac{s}{\delta_0} > 10 \div 12$) участков свободной струи:

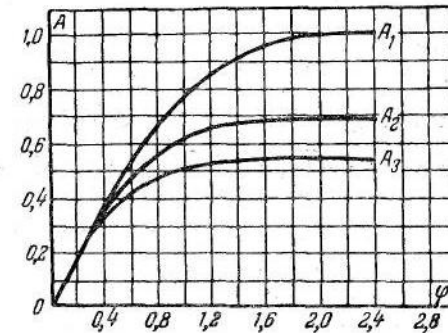
1) Начальный участок:

$$\zeta_{0стр} = \frac{\Delta H}{\rho w_0^2} = 0,275 \frac{as}{\delta_0} = a'_1 = f_1 \left(\frac{s}{\delta_0} \right).$$

2) Основной участок:

$$\zeta_{0стр} = 1 - \frac{1,73A_3}{\sqrt{\frac{as}{\delta_0} + 0,41}} = a''_1 = f_2 \left(\frac{s}{\delta_0} \right),$$

где a — опытная постоянная, зависящая от структуры потока; практически она может быть принята равной 0,1;
 s — продольное расстояние между осями соседних рядов;
 δ_0 — полуширина поперечного просвета между трубами;
 w_0 — средняя скорость в просвете между трубами (фиг. 6-4);
 $A_3 = f(\varphi)$ определяется из фиг. 6-5.



Фиг. 6-5. Вспомогательные функции $A = f(\varphi)$.

Зависимость величин a'_1 и a''_1 от $\frac{s}{\delta_0}$ при $a = 0,1$ дана выше для лабиринтов на фиг. 5-17 в виде одной кривой $a_1 = f\left(\frac{s}{\delta_0}\right)$.

Суммарное сопротивление всего коридорного пучка равно сумме сопротивлений n межрядных участков, сложенной с потерями на удар при выходе из последнего ряда труб:

$$\zeta_{0кор} = n\zeta_{0стр} + \zeta_{0уд}$$

или, относя потери к скоростному давлению, взятому по средней скорости w_1 перед фронтом пучка труб:

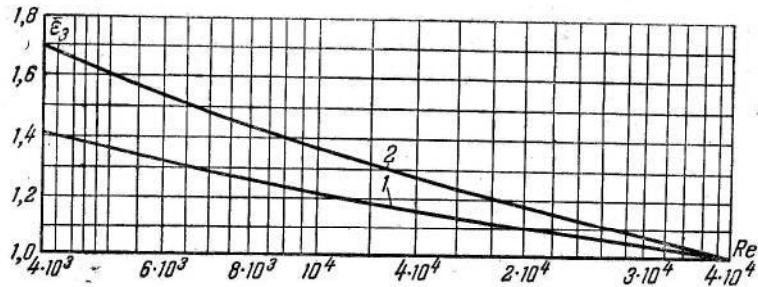
$$\zeta_{1\text{кор}} = \frac{\Delta H}{\frac{\rho w_1^2}{2}} = m\zeta_{1\text{стр}} + \zeta_{1\text{уд}}, \quad (6-14)$$

где

$$\zeta_{1\text{стр}} = \zeta_{\text{стр}} \left(\frac{b}{2\delta_0}\right)^2; \quad \zeta_{1\text{уд}} = \left(\frac{b}{2\delta_0} - 1\right)^2;$$

b — поперечное расстояние между осями соседних рядов труб.

В случае расположения пучка труб в шахматном порядке (фиг. 6-4, б) протекание потока получается более упорядоченным: вследствие поджатия струек последующим рядом труб вихревая зона, образованная за предыдущим рядом, умень-



Фиг. 6-6. Зависимость поправочного коэффициента $\bar{\varepsilon}_3$ от числа Re для пучка труб.

1 — коридорный пучок труб; 2 — шахматный пучок труб.

шается по сравнению с ее величиной при коридорном расположении труб. Это приводит к некоторому уменьшению сопротивления пучка. На основе обработки экспериментальных данных по шахматному пучку труб получена следующая формула для приближенного определения коэффициента сопротивления такого пучка:

$$\zeta_{1\text{шахм}} \approx (0,8 \div 0,9)\zeta_{1\text{кор}}, \quad (6-15)$$

где $\zeta_{1\text{кор}}$ — коэффициент сопротивления коридорного пучка труб, определяемый по формуле (6-14).

На основе тех же экспериментальных данных получен также поправочный коэффициент, учитывающий влияние числа $Re_{\text{ст}}$ на сопротивление каждого из указанных типов пучка труб:

$$\zeta_{1Re} = \bar{\varepsilon}_3 \zeta_1, \quad (6-16)$$

где

ζ_1 — коэффициент сопротивления данного типа пучка труб при $Re_{\text{ст}} = \frac{w_0 d}{\nu} \geq 5 \cdot 10^4$, при котором явление становится автомодельным (здесь в число $Re_{\text{ст}}$ входит кинематический коэффициент вязкости ν , подсчитанный по температуре стенок труб);
 $\bar{\varepsilon}_3$ — поправочный коэффициент, учитывающий влияние числа $Re_{\text{ст}}$ и приводимый на фиг. 6-6;

w_0 — скорость в просветах между трубами;

d — диаметр трубы данного пучка.

Более точный учет сопротивления шахматного пучка труб может быть произведен по формуле, предложенной В. М. Антупьевым и Л. С. Казаченко:

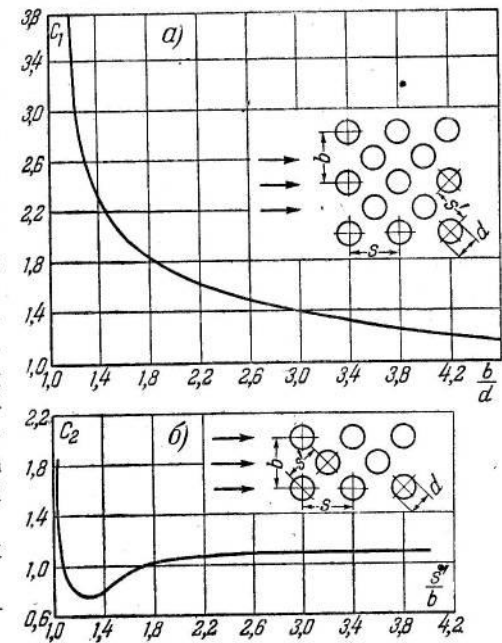
$$\zeta_{1\text{шахм}} = 2(m+1)C_1 C_2 Re_{\text{ст}}^{-0,27} \left(\frac{b}{2\delta_0}\right)^2, \quad (6-17)$$

где $C_1 = f_1\left(\frac{b}{d}\right)$ — коэффициент, зависящий от поперечного расстояния между осями соседних рядов труб и определяемый по кривой на фиг. 6-7, а;

$C_2 = f_2\left(\frac{s'}{d}\right)$ — коэффициент, зависящий от продольного расстояния между осями соседних рядов труб и определяемый по кривой на фиг. 6-7, б;

m — количество рядов труб по глубине потока.

Калориферы. Сопротивление почти всех типов калориферов (фиг. 6-8, а, б и в), кроме гладкотрубчатых (фиг. 6-8, з), состоит из таких же элементов, как и стержневые решетки, т. е. оно складывается из потерь на вход, потерь на трение и потерь на удар при выходе из стесненного сечения между трубами и пластинками калорифера.

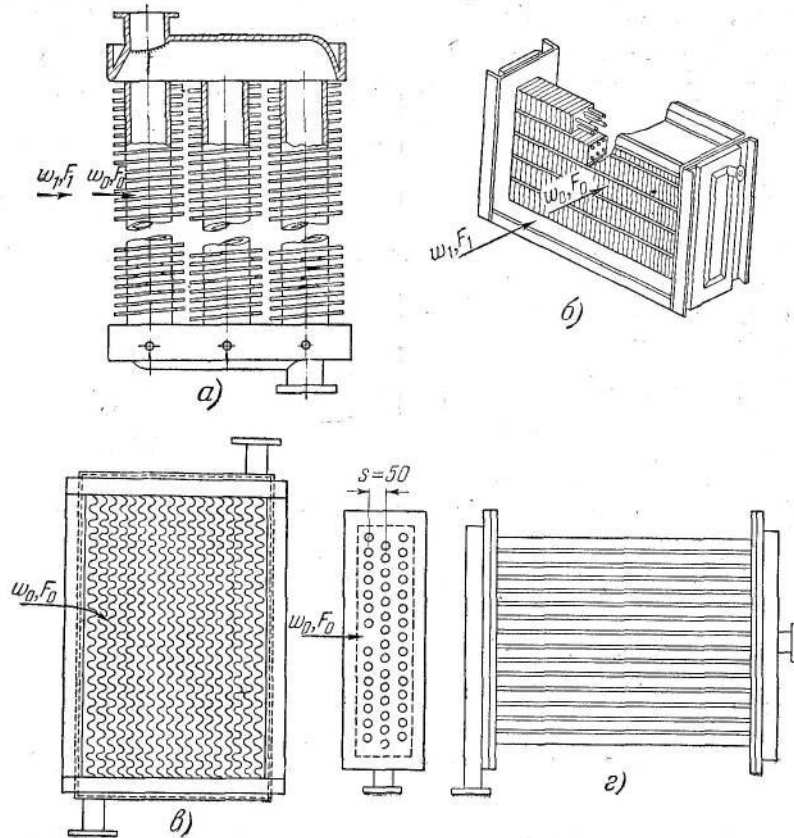


Фиг. 6-7. Зависимость коэффициентов C_1 и C_2 от отношения шагов к наружному диаметру труб шахматного пучка.

$$a - C_1 = f\left(\frac{b}{d}\right); \quad б - C_2 = f\left(\frac{s'}{d}\right).$$

Сопротивление гладкотрубчатого калорифера аналогично сопротивлению пучка труб и может быть определено по тем же формулам, что и для пучка труб [формулы (6-14) — (6-17)].

Основным параметром, которым пользуются при подборе калориферов, является весовая скорость в его живом сечении —



Фиг. 6-8. Различные типы калориферов.

а — спирально-ребристый калорифер; б — трубчато-пластинчатый калорифер; в — лепестковый калорифер; г — гладко-трубчатый калорифер.

$w_0 \gamma$ кг/м²сек (где γ кг/м³ — удельный вес проходящего через калорифер воздуха при средней температуре). По этой причине имеющиеся в литературе данные по сопротивлению калориферов даются в виде зависимости потери давления от указанного параметра:

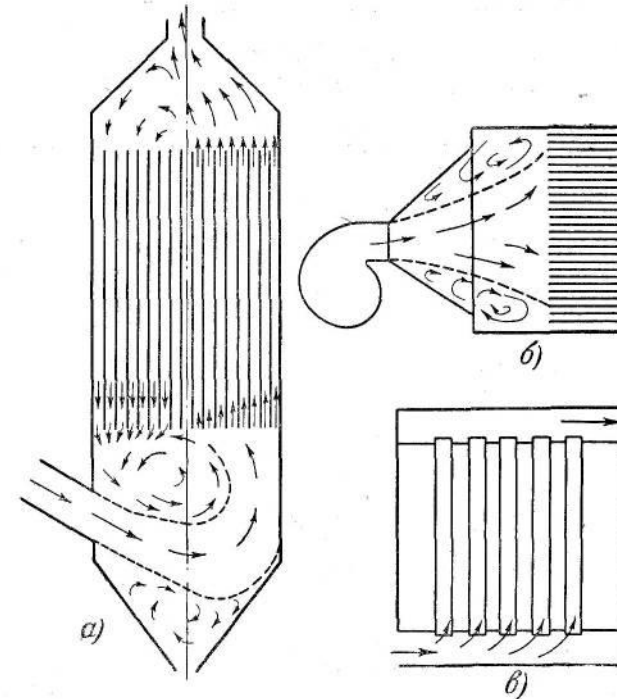
$$\Delta H = A(w_0 \gamma)^m, \quad (6-18)$$

где A и m — постоянные числа, зависящие от типа калорифера¹.

¹ Более подробно см. специальную литературу.

6-2. Выравнивающее действие сопротивления при регулярной неравномерности

Часто поток жидкости (газа) характеризуется значительной неравномерностью распределения скоростей по сечению, и возникает необходимость устранить эту неравномерность на минимально коротком участке. Естественное выравнивание скоростей, которое происходит в силу вязкости жидкости и турбулентного перемешивания, требует (гл. 3) слишком больших расстояний.

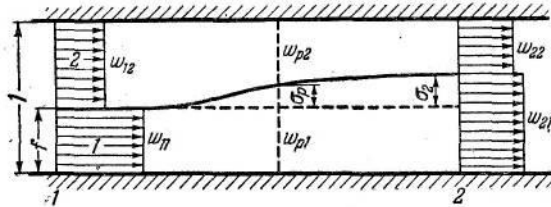


Фиг. 6-9. Схема притекания жидкости (газа) к различным аппаратам.

а — схема электрофильтра; б — схема калорифера; в — схема трубчатого рекуператора.

Одним из эффективных способов выравнивания поля скоростей является создание в потоке сопротивления, рассредоточенного по сечению трубы. Такое сопротивление, как уже указывалось, создается сеткой или решеткой. Часто такое сопротивление вызывается самими рабочими элементами аппарата, для которых требуется обеспечение равномерной обдувки или подачи жидкости (газа) (фиг. 6-9). Такими элементами являются, например, различные насадки (кольцевые, хордовые), трубы и пластины воздухо- и газоочистных, теплообменных и других аппаратов, циклонные элементы бата-

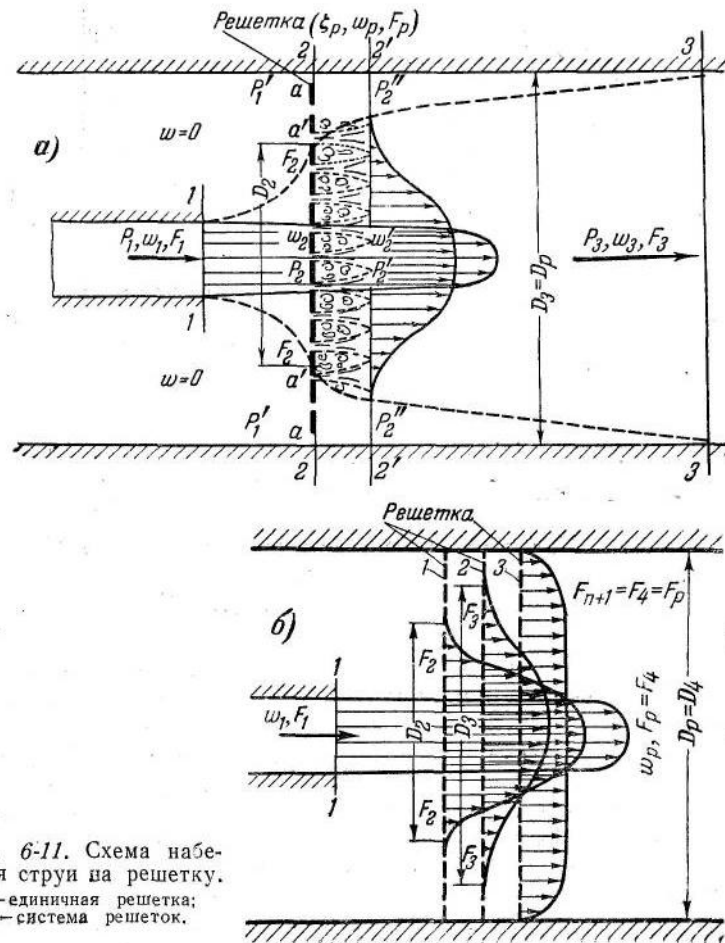
рейных циклонов, объекты сушки в сушилах, объекты термической обработки в печах, матерчатые и бумажные фильтры, сыпучие материалы в различных установках и т. п.



Фиг. 6-10. Схематическая картина растекания потока перед и за решеткой (сеткой).

Для большей простоты в дальнейшем термин „сопротивление, расщепленное по сечению“ будет заменен термином „решетка“, под которым подразумеваются и другие рабочие элементы

аппаратов, вызывающие сопротивление, расщепленное по сечению.



Фиг. 6-11. Схема набегающей струи на решетку.
а — единичная решетка;
б — система решеток.

Можно различать три вида неравномерности:

1) малая неравномерность потока, при которой по всему поперечному сечению имеются положительные осевые скорости, а поперечные слагающие скорости малы по сравнению с осевыми (фиг. 6-10); этот вид неравномерности будем называть регулярным;

2) неравномерность, при которой струя занимает только часть всего поперечного сечения трубы (канала), в то время как в остальной части сечения скорости равны нулю (набегающие узкой струи на решетку в широком канале при внезапном расширении, фиг. 6-11);

3) промежуточный вид неравномерности, при котором нет резких границ между основной струей и остальной частью поперечного сечения канала, но в то же время разница в скоростях потока по сечению очень велика, так что вблизи стенок имеются не только нулевые скорости, но и обратные токи (например, в диффузоре, фиг. 3-5).

Рассмотрим случай выравнивания потока при регулярной неравномерности.

Связь между степенью неравномерности и коэффициентом сопротивления решетки. Теоретическое исследование вопроса о выравнивающем действии решетки, помещенной в поток с регулярной неравномерностью, произведено Г. И. Тагановым. Им рассматривается следующая задача. В цилиндрической трубе движется поток жидкости, состоящий из двух трубок тока с различными скоростями (фиг. 6-10). Требуется определить величину скоростей в этих двух трубках тока на удалении за решеткой при следующих допущениях:

1) отсутствуют касательные напряжения между струйками и между струйками и стенками;

2) статическое давление постоянно по сечениям трубы, расположенным далеко впереди и далеко позади решетки;

3) начальная неравномерность потока невелика, так что поперечные скорости малы по сравнению с осевыми, поэтому осевая скорость считается постоянной по сечению каждой трубки тока;

4) коэффициент сопротивления решетки $\zeta_p = \frac{\Delta H}{\frac{\rho w_p^2}{2}}$ постоянен

по сечению трубы и размеры ячейки решетки весьма малы по сравнению с сечением самой малой трубки тока.

Для решения этой задачи составляются уравнения Бернулли для каждой из двух трубок тока и общее уравнение количества движения. Уравнения Бернулли после некоторого преобразования принимают вид:

$$p_1 - p_2 = \frac{\rho}{2} (w_{22}^2 - w_{12}^2 + \zeta_p w_{p2}^2) \quad (6-19)$$

и

$$p_1 - p_2 = \frac{\rho}{2} (\omega_{21}^2 - \omega_{11}^2 + \zeta_p \omega_{p1}^2). \quad (6-20)$$

После совместного решения этих уравнений получается:

$$\omega_{11}^2 - \omega_{12}^2 = \omega_{21}^2 - \omega_{22}^2 + \zeta_p (\omega_{p1}^2 - \omega_{p2}^2). \quad (6-21)$$

Уравнение количества движения при $F=1$ имеет такой вид:

$$(p_1 - p_2) - X = \rho \omega_{21} (f + \sigma_2) (\omega_{21} - \omega_{11}) + \rho \omega_{22} (1 - f - \sigma_2) (\omega_{22} - \omega_{12}), \quad (6-22)$$

где сила X , действующая на жидкость, определяется из выражения

$$X = (f + \sigma_p) \zeta_p \frac{\rho \omega_{p1}^2}{2} + (1 - f - \sigma_p) \zeta_p \frac{\rho \omega_{p2}^2}{2}. \quad (6-23)$$

Все обозначения приведены на фиг. 6-10.

Скорость в каждом сечении может быть представлена в виде суммы начальной скорости w_{12} (трубки тока 2) и соответствующей добавочной скорости u :

Трубка тока 1	Трубка тока 2
$w_{11} = w_{12} + u_{11}$	$w_{12} = w_{12}$
$w_{p1} = w_{12} + u_{p1}$	$w_{p2} = w_{12} + u_{p2}$
$w_{21} = w_{12} + u_{21}$	$w_{22} = w_{12} + u_{22}$

Рассматриваются два предельных случая: $f \ll 1$ и $f=0,5$ и доказывается, что отклонениями u_{p2} и u_{22} можно вследствие их малости пренебречь. Из уравнений (6-19) и (6-21) при учете условий неразрывности для соответствующих сечений получаются два уравнения, в которых опущены индексы у скорости w и второй индекс у скорости u :

$$p_1 - p_2 = \zeta_p \frac{\rho w^2}{2}; \quad (6-24)$$

$$(2w + u_1 + u_2) (u_1 - u_2) = \zeta_p (2w + u_p) u_p. \quad (6-25)$$

Уравнения (6-22) и (6-23) совместно с уравнением (6-24) и соответствующими уравнениями неразрывности дают в окончательном виде:

$$2(u_1 - u_2) (w + u_p) = \zeta_p (2w + u_p) u_p. \quad (6-26)$$

Решая совместно (6-25) и (6-26), получаем:

$$u_p = \frac{u_1 + u_2}{2}. \quad (6-27)$$

После подстановки этого результата в (6-25) и отбрасывания квадрата добавочных скоростей получается следующее окончательное выражение для отношения конечной неравномерности к начальной:

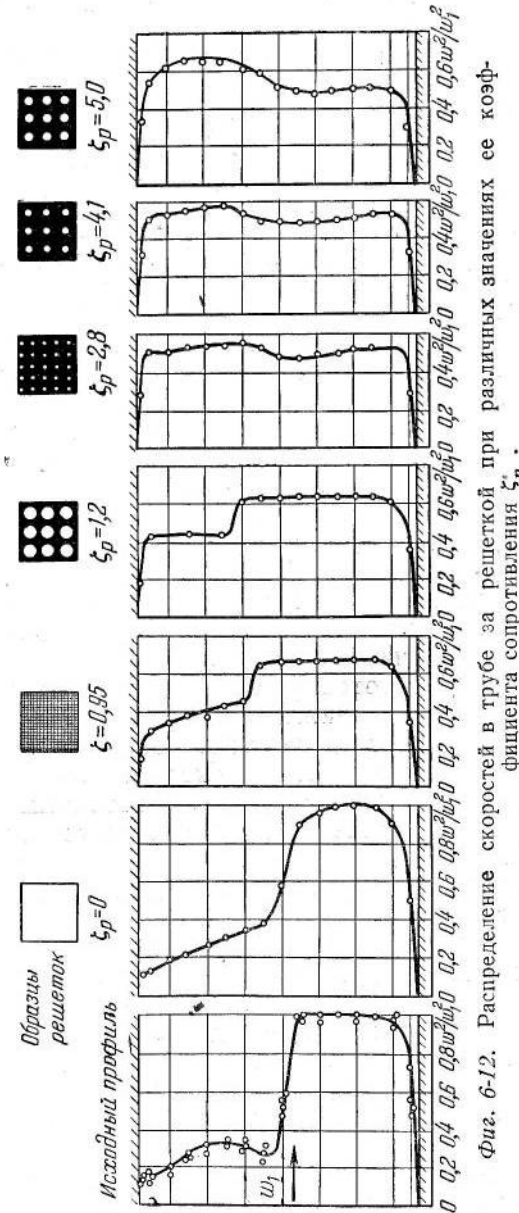
$$\frac{u_2}{u_1} = \frac{2 - \zeta_p}{2 + \zeta_p}, \quad (6-28)$$

где u_1 — можно рассматривать как отклонение от средней скорости в сечении далеко до решетки (сечение 1-1);

u_2 — то же далеко за решеткой (сечение 2-2);

ζ_p — коэффициент сопротивления решетки, отнесенный к средней по всему ее фронту скорости.

Как видно, неравномерность потока уменьшается с ростом ζ_p . При $\zeta_p = 2$ неравномерность исчезает, а затем, вновь возникнув, начинает возрастать по абсолютной величине, но получает обратный знак, так что создается „перевернутое“ поле скоростей (фиг. 6-12).



Фиг. 6-12. Распределение скоростей в трубе за решеткой при различных значениях ее коэффициента сопротивления ζ_p .

Величину ζ_p , при которой отношение $\frac{u_2}{u_1}$ равно нулю, назовем „критическим“.

Зависимость (6-27) показывает, что величина скорости непрерывно меняется от сечения 1-1, расположенного далеко перед решеткой, до сечения 2-2 — далеко позади решетки. Следовательно, действие решетки простирается как назад, так и вперед по потоку.

Как показывают соответствующие расчеты Г. И. Таганова, влияние решетки, сказывающееся в нарушении постоянства статического давления по сечению, простирается назад по потоку на расстояние около $2D_1$ (где D_1 — диаметр трубы).

Механизм выравнивающего действия решетки. Для того чтобы уяснить механизм явления при взаимодействии между решеткой и потоком, представим, что решетка помещена в свободном потоке (не ограниченном стенками трубы). Очевидно, струя, набегающая на решетку, будет ею тормозиться (замедляться) и в соответствии с этим (по уравнению Бернулли) в ней неизбежно будет повышаться давление, так что появится поперечный градиент давления, под действием которого струя начнет растекаться по решетке.

Допустим теперь, что скорости в струе, набегающей на решетку, неравномерны, причем эта неравномерность имеет регулярный характер, изображенный на фиг. 6-10, при котором поток состоит из двух струек тока: с большей (1) и меньшей (2) скоростями. Общий характер явления от этого, очевидно, не изменится: попрежнему струя будет растекаться по решетке; при этом повышение давления в струйке с большей скоростью будет более значительным, чем в струйке с меньшей скоростью (по уравнению Бернулли).

Если теперь рассматриваемый поток с решеткой заключить в трубу, то в силу неразрывности движения (постоянства расхода) замедление (расширение) струйки тока, обладающей большей скоростью, приведет неизбежно к ускорению (сужению) струйки тока с меньшей скоростью, и соответственно повышение давления в первой струйке будет сопровождаться уменьшением давления во второй струйке. Таким образом, издесь появится поперечный градиент давления, под действием которого поток перед решеткой будет перетекать из области с большими скоростями в область с меньшими скоростями, что повлечет за собой выравнивание скоростей в поперечном сечении трубы.

В силу того что потери энергии в струйках тока, пересекающих решетку, пропорциональны квадрату скорости, невосполнимые потери давления в ускоренной струйке получаются больше, чем в замедленной. Вследствие этого происходит выравнивание по сечению за решеткой и полной энергии потока.

С увеличением коэффициента сопротивления решетки возрастает степень расширения струйки с большей скоростью за счет струйки с меньшей скоростью. Но это одновременно означает уменьшение скорости перетекания через решетку в зоне струйки 1, а следовательно, и относительное уменьше-

ние потерь давления в ней и, наоборот, увеличение скорости перетекания через решетку в зоне струйки 2 и соответствующее относительное увеличение потерь в ее зоне. Таким образом, если непосредственно за решеткой при некоторых значениях ζ_p , меньших какого-то критического его значения, разность давлений в зонах струек 1 и 2 отрицательна, то при критическом значении ζ_p эта разность становится равной нулю, а при значениях ζ_p , больших критического, она принимает положительное значение. Следствием всего этого и является то, что при докритических значениях ζ_p поток за решеткой полностью не выравнивается, так что скорость в зоне струйки 1 все еще остается больше скорости в зоне струйки 2; при критическом значении ζ_p (равном теоретически 2) в сечении за решеткой достигается равномерное распределение скоростей, а при ζ_p , большем критического, образуется „перевернутое“ поле скоростей, при котором скорость в зоне струйки 2 становится уже больше скорости в зоне струйки 1 (фиг. 6-12).

При растекании потока перед решеткой линии тока искривляются. Если в качестве сопротивления взята именно плоская решетка, у которой отсутствуют направляющие стенки, в отличие, например, от сотового радиатора, у которого такие стенки имеются, то полученное линиями тока поперечное направление (скос) сохраняется и после прохода через решетку. Этот скос также способствует дальнейшему расширению ускоренной струи 1 и сужению замедленной струи 2, а следовательно, и дальнейшему перераспределению скоростей за решеткой. После исчезновения скоса и поперечного градиента давления выравнивание скоростей по величине происходит только за счет турбулентного перемешивания и вязкости жидкости (газа).

6-3. Связь между степенью растекания узкой струи, набегающей на решетку, и ее коэффициентом сопротивления

Наряду с выравниванием поля скоростей в сечениях далеко за решеткой при регулярной неравномерности на практике очень часто требуется получить равномерное растекание потока по сечению канала непосредственно вблизи или на самой решетке и не только при регулярной неравномерности, но и при различных других видах неравномерности потока. Особый интерес представляет случай набегающей узкой струи на решетку в широкой части канала. В этом случае требуется установить:

а) какая связь существует между степенью растекания струи по решетке и ее коэффициентом сопротивления;

б) какая величина этого коэффициента необходима и достаточна для получения полного растекания набегающей струи по всему фронту решетки;

в) насколько изменяется общее сопротивление участка с внезапным расширением при наличии в его широкой части решетки как при условии, что сопротивление последней не превосходит величины, необходимой для обеспечения полного растекания струи по всему ее фронту, так и при условии, что сопротивление решетки больше указанной величины;

г) как можно наиболее эффективно использовать решетки для принудительного выравнивания потока.

Связь между степенью растекания струи по решетке и ее коэффициентом сопротивления при малых значениях ζ_{2p} . Для простоты будем рассматривать случай симметричного набега струи на решетку, когда ось струи совпадает с осью канала, по сечению которого требуется получить растекание потока (фиг. 6-11,а). Полученные для этого случая результаты можно будет с достаточной точностью распространить и на случай несимметричного набега струи (фиг. 6-9).

Введем следующие обозначения:

F_1, ω_1, p_1 — соответственно площадь сечения 1-1 струи перед решеткой до растекания, средняя скорость струи и среднее значение статического давления в том же сечении;

p_1' — статическое давление вне струи перед решеткой;

F_2, ω_2, p_2 — соответственно площадь растекания струи по решетке, средняя скорость и среднее статическое давление непосредственно перед решеткой;

ω_2', p_2' — соответственно средняя скорость и среднее статическое давление в непосредственной близости за решеткой;

p_2'' — статическое давление вне струи за решеткой;

F_3, ω_3, p_3 — соответственно площадь сечения 3-3 струи далеко за решеткой, средняя скорость и среднее статическое давление в том же сечении.

ζ_{2p} — коэффициент сопротивления решетки, отнесенный к средней по ее фронту скорости.

Если рассматривать два сечения струи, находящихся в непосредственной близости от решетки впереди и позади нее, то средние скорости ω_2 и ω_2' в этих двух сечениях могут быть приняты практически одинаковыми.

Что касается давлений p_2 и p_2' в этих сечениях, то первое больше второго, очевидно, на величину потерь давления при прохождении потока через решетку:

$$p_2 - p_2' = \Delta H \quad (6-29)$$

При этом давление p_2 больше давления p_1 , так как согласно уравнению Бернулли оно возрастает вместе с уменьшением скорости при растекании струи.

Рассматриваемая здесь задача отличается от задачи, рассмотренной Г. И. Тагановым и приведенной выше тем, что там искалась связь между степенью неравномерности потока далеко за решеткой и ее коэффициентом сопротивления, в то время как здесь ищется связь между степенью растекания струи по фронту самой решетки и тем же коэффициентом сопротивления.

Эта задача отличается от рассмотренной выше и условиями течения. В то время как там имелась в виду неравномерность, при которой по всему сечению канала существуют положительные скорости потока, здесь рассматривается такая неравномерность, при которой струя занимает только часть сечения канала. Однако последнее условие как раз и позволяет сделать дополнительное допущение, дающее возможность решить эту задачу.

Допущение заключается в следующем. Поскольку и пока площадь растекания F_2 струи по решетке меньше площади сечения F_3 всего канала, иными словами, поскольку и пока в кольцевом сечении $a-a'$, образованном границей струи на решетке и стенками канала, скорость равна нулю (отсутствует перетекание потока), постольку, очевидно, давления вне струи перед решеткой и за ней одинаковы:

$$p_1' = p_2'' \quad (6-30)$$

В противном случае разность давлений неизбежно вызвала бы перетекание потока из области с большим давлением в область с меньшим давлением, что противоречит условиям задачи.

С другой стороны, известно, что давление в прямолинейно направленной свободной струе равно (или почти равно) давлению в окружающем ее пространстве.

Следовательно, можно с достаточным приближением принять¹:

$$p_1' = p_1 \quad (6-31)$$

и

$$p_2'' = p_3 \quad (6-32)$$

Таким образом, пока нет полного растекания струи по всей решетке, давление в пространстве вне ее как до решетки, так и за ней и давление в конечном сечении 3-3 струи можно считать одинаковыми:

$$p_1 = p_1' = p_2'' = p_3 \quad (6-33)$$

¹ На самом деле, поскольку при движении от сечения 1-1 до сечения 3-3 происходит непрерывное расширение струи, давление в направлении движения несколько возрастает, что приводит, как об этом ниже скажем более подробно, к возвратному движению присоединенных масс жидкости вне струи. Однако это повышение давления относительно невелико, и в данном случае им можно пренебречь.

Если теперь пренебречь радиальностью потока при растекании его по решетке, а также потерями в свободной струе от сечения 1-1* до решетки и от решетки до сечения 3-3, то можно для указанных двух сечений написать (аналогично тому, как это сделано Г. И. Тагановым для первой задачи) уравнение количества движения и уравнение Бернулли в таком виде:

$$p_1 F_1 + p_1' (F_3 - F_1) - p_3 F_3 - X = \rho w_2 F_2 (w_3 - w_1) \quad (6-34)$$

(уравнение количества движения),

где

$$X = \Delta H F_2 = \zeta_{2p} \frac{\rho w_2^2}{2} F_2 \quad (6-35)$$

— сила, действующая на решетку в направлении оси потока, и

$$p_1 + \frac{\rho w_1^2}{2} = p_3 + \frac{\rho w_3^2}{2} + \zeta_{2p} \frac{\rho w_2^2}{2}. \quad (6-36)$$

Отметим, что несмотря на то, что масса жидкости (газа) на участке от сечения 1-1 до решетки и от решетки до сечения 3-3, вообще говоря, возрастает по законам свободной струи, секундный расход через указанные сечения можно принять одинаковыми, так как присоединенная часть жидкости будет в конечном итоге отсекаться от основной струи, создавая, таким образом, циркуляционное (пассивное) движение в областях между границей струи и стенками канала как до решетки, так и за ней; эта область может быть и общей для сечений до и за решеткой. Указанное обстоятельство и позволяет при принятых выше допущениях написать уравнение Бернулли в виде (6-36).

Учитывая условие (6-33) и равенство (6-35), получим вместо (6-34):

$$\zeta_{2p} \frac{\rho w_2^2}{2} = \rho w_2 (w_1 - w_3). \quad (6-37)$$

Аналогично вместо (6-36):

$$\zeta_{2p} \frac{\rho w_2^2}{2} = \frac{\rho}{2} (w_1^2 - w_3^2). \quad (6-38)$$

* Расстояние от сечения 1-1 до решетки предполагается таким, при котором, с одной стороны, отсутствует экранирующее действие решетки на условия выхода из подводного канала (практически это расстояние равно $(0,8 \div 1,0) D_1$, где D_1 — диаметр выходного сечения этого канала), с другой стороны, указанное расстояние настолько мало, что как потерями, так и деформацией поля скоростей на этом участке свободной струи можно пренебречь. Это расстояние может быть практически взято равным $(2 \div 3) D_1$.

Сопоставляя эти два последних равенства, получим после простых преобразований:

$$w_2 = \frac{w_1 + w_3}{2} \quad (6-39)$$

или

$$w_3 = 2w_2 - w_1. \quad (6-40)$$

Подставляя это значение w_3 в одно из уравнений (6-37) и (6-38) и преобразуя, получим:

$$\zeta_{2p} = 4 \left(\frac{w_1}{w_2} - 1 \right) \quad (6-41)$$

или, применяя уравнение неразрывности,

$$\zeta_{2p} = 4 \left(\frac{F_2}{F_1} - 1 \right). \quad (6-42)$$

Отсюда связь между степенью растекания по решетке и ее коэффициентом сопротивления такова:

$$\frac{F_2}{F_1} = \frac{\zeta_{2p}}{4} + 1 = 1 + 0,25 \zeta_{2p}. \quad (6-43)$$

Следует указать, что поскольку допущено существование условия (6-33), постольку рассматриваемая здесь задача сводится, по существу, к обычной задаче о набегании безграничного потока на конечную решетку. Последняя задача была уже до этого рассмотрена в работах по гидродинамике, при этом полученный там результат, естественно, совпадает с полученным здесь [равенство (6-41)].

Обращаясь к выражению (6-39), можно видеть, что минимальное значение w_2 получается при $w_3 = 0$, и оно равно $\frac{w_1}{2}$. Последнему условию, как видно из (6-41), соответствует

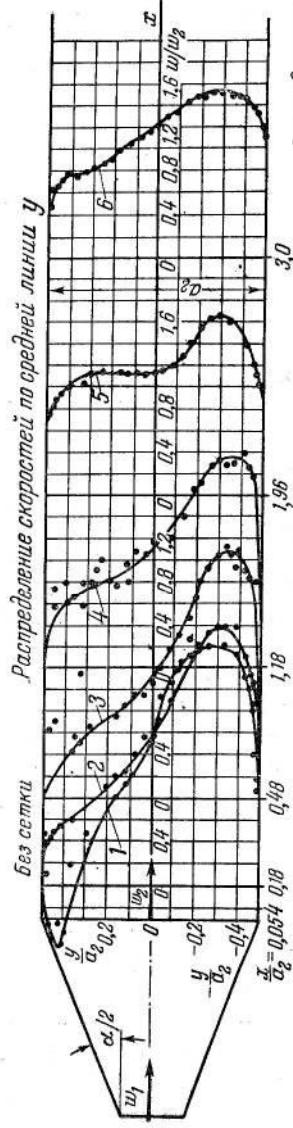
$$\zeta_{2p} = 4.$$

Таким образом, согласно изложенной теории, уже при $\zeta_{2p} = 4$ струя за решеткой при отсутствии стенок канала должна расширяться до бесконечности (поскольку $w_3 = 0$).

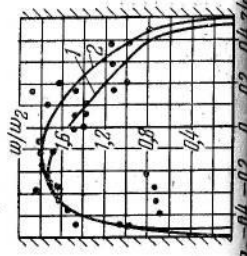
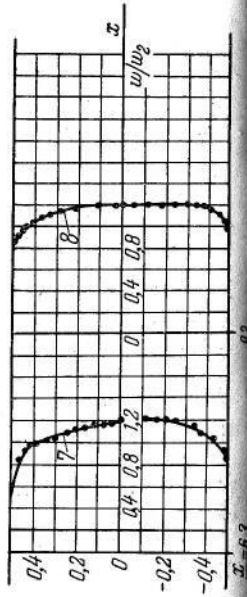
При этом, как можно видеть из формулы (6-43), максимальное значение площади растекания струи на самой решетке получается равным только $2F_1$.

Полученный результат совершенно расходится с известным опытным фактом, согласно которому расширение потока на самой решетке или непосредственно за ней происходит значительно более медленно, но непрерывно, по мере увеличения коэффициента сопротивления решетки ζ_{2p} (фиг. 6-13).

Распределение скоростей по средней линии y



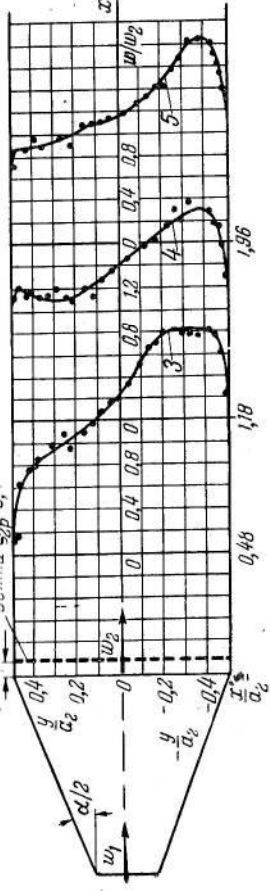
Распределение скоростей по средней линии z



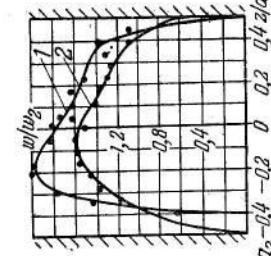
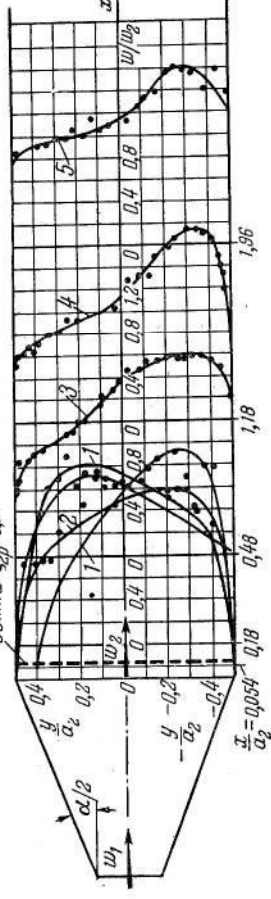
62

-2/a_2 -0,4 -0,2 0 0,2 0,4/a_2

Сетка $\xi_{sp}=0,4$

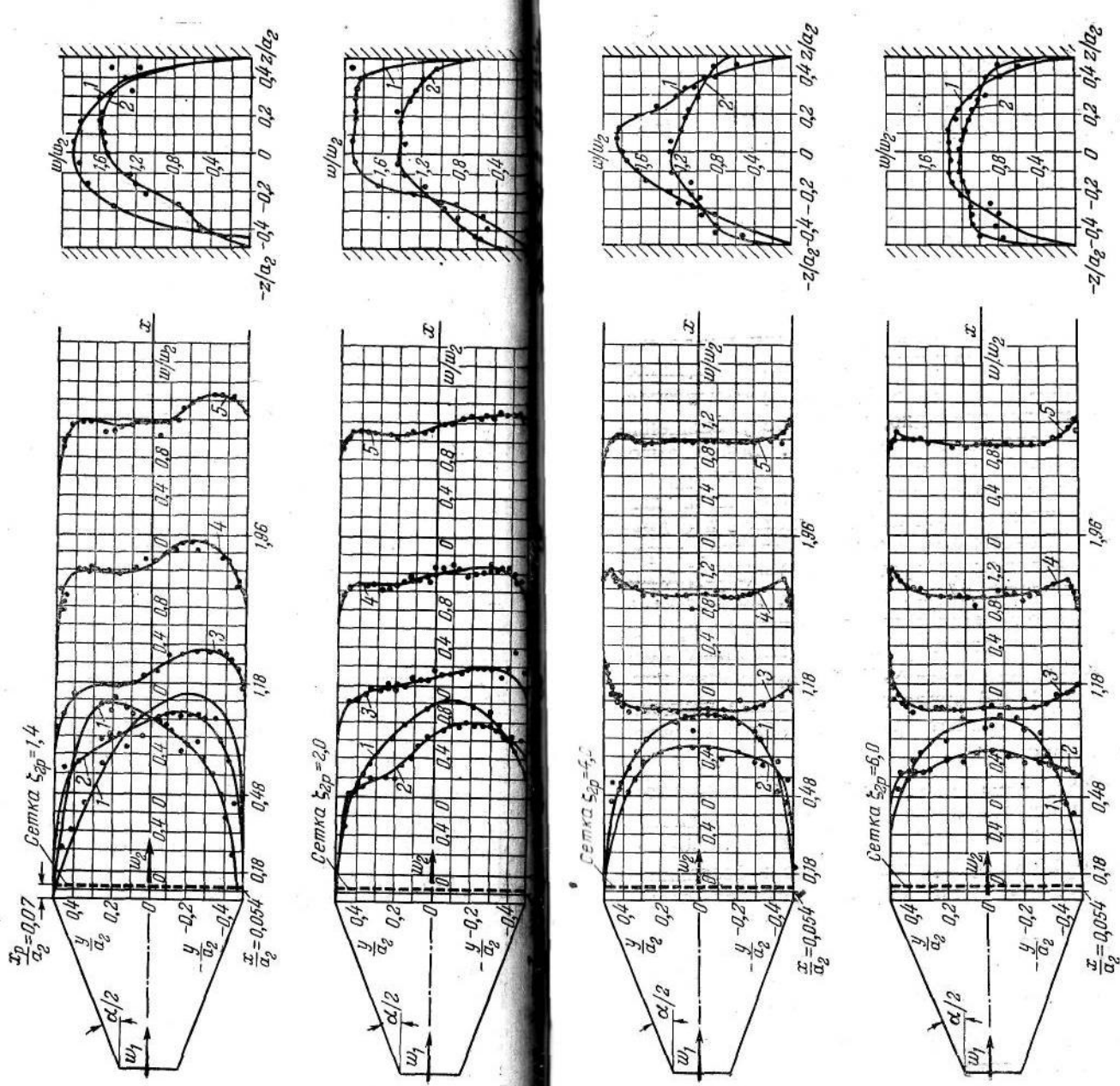


Сетка $\xi_{sp}=0,9$



-2/a_2 -0,4 -0,2 0 0,2 0,4/a_2

Фиг. 6-13.



Фиг. 6-13. Распределение скоростей в различных сечениях участка за диффузором ($\alpha = 38^\circ 40'$ и $\pi = 3,3$) при различных коэффициентах сопротивления сетки ξ_{gr} .

$1 - \frac{x}{a_2} = 0,054; 2 - \frac{x}{a_2} = 0,18; 3 - \frac{x}{a_2} = 0,48; 4 - \frac{x}{a_2} = 1,18; 5 - \frac{x}{a_2} = 1,96; 6 - \frac{x}{a_2} = 3,16; 7 - \frac{x}{a_2} = 9,2.$

Чтобы показать, что это так, отнесем потери при прохождении через решетку не к скоростному давлению по средней скорости w_2 , а к скоростному давлению $\frac{\rho w_1^2}{2}$ в сечении 1-1 струи до ее растекания перед решеткой. Тогда получим:

$$\zeta_{1p} = \frac{\Delta H}{\frac{\rho w_1^2}{2}} = \zeta_{2p} \left(\frac{w_2}{w_1} \right)^2 = \zeta_{2p} \left(\frac{F_1}{F_2} \right)^2 = 4 \frac{F_1}{F_2} \left(1 - \frac{F_1}{F_2} \right) \quad (6-44)$$

или, учитывая (6-43):

$$\zeta_{1p} = \frac{\zeta_{2p}}{(1 + 0,25\zeta_{2p})^2} \quad (6-45)$$

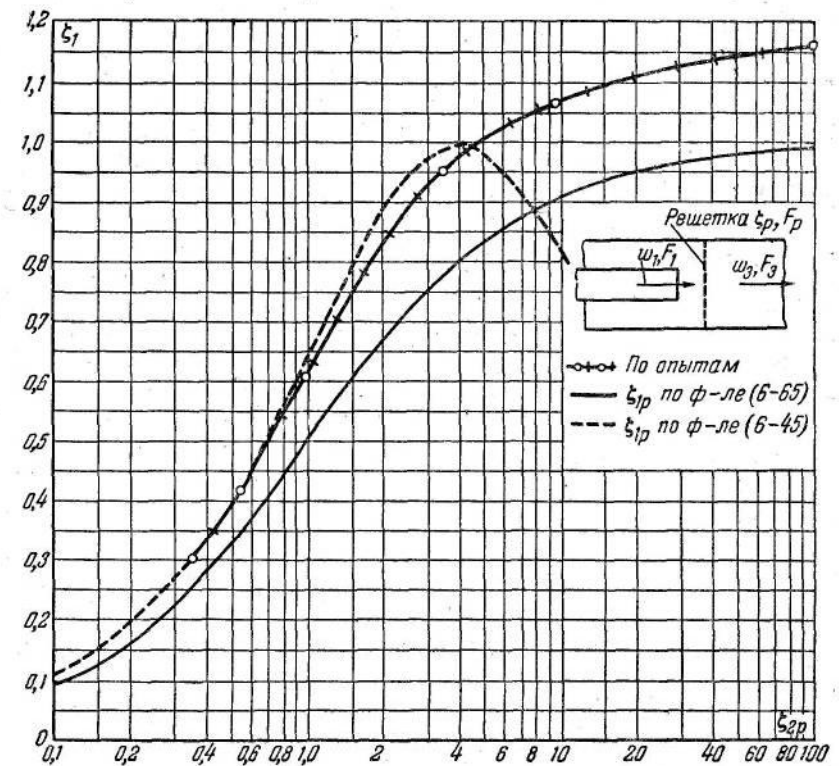
Легко видеть, что соотношение (6-44) и соответственно (6-45) имеют смысл только до значения $F_2 = 2F_1$ или, что то же, до $\zeta_{2p} = 4$, при которых ζ_{1p} получается равным единице. С дальнейшим увеличением ζ_{2p} значение ζ_{1p} уменьшается, стремясь к нулю. Совершенно очевидно, что такое уменьшение ζ_{1p} в действительности происходить не может. Более того, сопоставление на фиг. 6-14 кривых зависимости ζ_{1p} от ζ_{2p} , полученных, с одной стороны, непосредственно из опыта для случая набегания безграничного потока на решетку, а с другой, по выражению (6-45), показывает, что это последнее выражение, а следовательно, и все предыдущие [(6-41)–(6-43)] дают согласие с опытом только в пределах, примерно, до $\zeta_{2p} = 1,5$. При больших значениях этого коэффициента опытная кривая продолжает асимптотически стремиться к определенному пределу, который достигается при $\zeta_{2p} = \infty$, в то время как расчетная кривая по формуле (6-45) отклоняется вначале немного вверх, а затем (при $\zeta_{2p} > 4$) начинает резко загигаться вниз, стремясь к нулю при $\zeta_{2p} \rightarrow \infty$.

Значение $\zeta_{2p} = \infty$ может получиться только при нулевом значении живого сечения решетки, т. е. при сплошном диске. Из опытов известно, что значение ζ_{1p} (коэффициент лобового сопротивления) круглого диска при установке его в безграничном потоке равно 1,16. К этому пределу и стремится опытная кривая $\zeta_{1p} = f(\zeta_{2p})$ на фиг. 6-14.

Указанное расхождение расчетной кривой с опытной может быть объяснено пренебрежением при составлении приведенных выше уравнений особыми условиями растекания струи по решетке.

При этом растекании, как мы знаем, траектории частиц жидкости искривляются, вследствие чего возникают центробежные силы, направленные от центра кривизны к оси струи. Этим самым перед решеткой создается неравномерное распределение как давлений, так и скоростей. Следовательно, сила,

возникающая на решетке, не может при этом определяться просто по средним значениям скорости и давления на решетке, как это делалось выше, а должна вычисляться по истинным значениям этих величин, т. е. как интеграл от элементарных сил, действующих на элементарные площадки. Пока коэффициент сопротивления решетки незначителен и искривление



Фиг. 6-14. Зависимость коэффициента сопротивления ζ_{1p} от ζ_{2p} по опытам и по расчету.

траекторий частиц при растекании невелико, неравномерностью распределения скоростей и давлений перед решеткой возможно пренебречь. С увеличением же коэффициента сопротивления решетки кривизна траекторий возрастает, а неравномерность все больше и больше усиливается, так что пренебрежение последней приводит к указанному расхождению расчета с опытом.

Закон распределения скоростей и давлений при растекании струи по решетке нам неизвестен, поэтому мы не в состоянии определить точно силу, действующую на решетку, и при ζ_{2p} , больших 1,5–4 невозможно с помощью уравнения количества движения решить рассматриваемую задачу до конца.

На практике наибольший интерес представляют, однако, большие значения ζ_{2p} в условиях набегания узкой струи на

решетку в широком канале. Поскольку же при больших значениях ζ_{2p} уравнение количества движения не приводит к конечному решению, мы должны заменить его какими-нибудь другими соотношениями, другими условиями.

Прежде чем перейти к отысканию таких условий, остановимся несколько подробнее на физической стороне явления при растекании струи по решетке.

Картина потока при растекании по решетке. Указанное выше неравномерное распределение давлений при растекании струи по решетке приводит к тому, что между сечениями перед и за решеткой устанавливается также переменный по сечению перепад давления. В соответствии с этим устанавливается и переменный расход через отверстия решетки, так что при одинаковом их диаметре скорость перетекания в том месте, где перепад выше, получается большей, а там, где перепад ниже, — меньшей. Тем самым в сечении непосредственно за решеткой образуется переменный профиль скоростей резко вытянутой формы с максимумом на оси струи. При этом падение скорости до нуля на границе происходит сравнительно плавно (фиг. 6-11,а). Такая картина потока подтверждается и отдельными опытами (фиг. 6-24).

Созданию этой новой неравномерности в пределах площади растекания струи по решетке способствует и то обстоятельство, что при искривлении линий тока вход в периферийные отверстия происходит под большим углом, чем в центральные. Следовательно, периферийные отверстия создают большее сопротивление перетеканию потока.

Совершенно очевидно, что указанные обстоятельства (повышенные скорости перетекания через центральные отверстия и вход под углом в периферийные отверстия) должны неизбежно привести к некоторому повышению сопротивления решетки в целом по сравнению с величиной ее сопротивления в условиях канала с равномерным потоком. Причем это повышение сопротивления получается как при набегании на решетку узкой струи, так и безграничного потока.

При значениях ζ_{2p} , больших определенного предела (во всяком случае больших полученного для регулярной неравномерности критического числа 2), радиальные слагающие скоростей при растекании по решетке становятся настолько значительными, что поток за решеткой энергично направляется к стенкам канала. В силу этого профиль скоростей на некотором удалении от решетки получает уже несколько волнообразную форму с повышенными скоростями не только в центральной части сечения, но и в областях вблизи стенок канала.

В сечениях, еще более удаленных от решетки, профиль скоростей деформируется еще значительнее, создавая уже „перевернутую“ неравномерность, при которой наибольшая величина скорости получается вблизи стенок, а наименьшая —

в центральной части сечения, т. е. как раз противоположное тому, что имелось перед решеткой.

Описанная картина деформации поля скоростей как с изменением величины коэффициента сопротивления решетки ζ_{2p} , так с удалением от нее вдоль потока, наглядно представлена на фиг. 6-13. На этой фигуре приведены полученные нами экспериментально поля безразмерных скоростей за диффузором с большим углом расширения ($\alpha = 38^\circ 40'$) при установке за ним решеток (сеток) с различными значениями ζ_{2p} .

Из всего изложенного видно, что характер поведения потока уже за решеткой при набегании на нее узкой струи мало отличается от характера деформации потока при регулярной неравномерности. И тут и там излишне большое значение ζ_{2p} решетки приводит к „перевернутому“ полю скоростей. Разница может быть только в численном значении критического числа ζ_{2p} . Насколько можно судить по фиг. 6-13 при нерегулярной неравномерности, в частности в условиях диффузора, это значение ζ_{2p} ближе к 3.

Перетекание потока за решеткой из центральной области к периферии в рассматриваемом здесь случае набегания узкой струи на решетку может даже привести при больших отношениях $\frac{F_3}{F_1}$ и больших значениях ζ_{2p} , к созданию местных перепадов давления, которые в свою очередь могут вызвать местные возвратные движения.

Таким образом, в случае набегания узкой струи на решетку в широком канале течение за решеткой получается особенно сложным. Вместе с тем основная цель — понижение начальной скорости струи и более равномерная раздача всей массы жидкости (газа) по всему сечению канала с помощью решетки — достигается.

Практически наибольший интерес представляют не сечения, далеко отстоящие от решетки, а находящиеся в непосредственной близости от нее. Поэтому о степени раздачи струи будем судить по величине площади растекания ее на самой решетке или по площади сечения струи недалеко за решеткой. Это сечение (пусть это будет 2'-2' — фиг. 6-11,а) будем брать там, где практически уже достигается полный размыв факелов жидкости, образуемых при прохождении ее через отверстия решетки (т. е. на расстоянии около $5b$, где b — расстояние между отверстиями решетки).

Связь между степенью растекания узкой струи, набегающей на решетку, и ее коэффициентом сопротивления при больших значениях ζ_{2p} . После достижения определенной степени растекания струи по решетке разница в средних значениях давления в сечениях 2'-2' и 3-3 уже никак не может быть относительно большой величиной (давление падает пропорционально квадрату скорости), и чем больше степень растекания или, что то же, чем больше ζ_{2p} , тем меньше эта разница.

В связи с этим при больших значениях ζ_{2p} (больших 4) можно с достаточной точностью принять:

$$p'_2 = p_3. \quad (6-46)$$

В первом приближении можно величину p'_2 принять также постоянной по сечению $2'-2'$ внутри струи.

Равенство (6-46) вместе с равенством (6-33) дает:

$$p_1 = p'_1 = p'_2 = p''_2 = p_3. \quad (6-47)$$

Последнее условие заменяет в данном случае необходимость применения уравнения количества движения, и оно позволяет выразить зависимость площади растекания по решетке от ее коэффициента сопротивления на основе лишь одного уравнения Бернулли, составленного для сечений $1-1^*$ и $2'-2'$.

Так как в действительности в различных случаях поля скоростей в начальном сечении струи могут иметь различные формы, т. е. могут быть не обязательно равномерными, мы напишем указанное уравнение в более общем виде — с учетом неравномерности распределения скоростей в обоих случаях

$$p_1 + N_1 \frac{\rho w_1^2}{2} = p'_2 + N_2 \frac{\rho w_2'^2}{2} + \zeta_2 \frac{\rho w_2^2}{2} = p'_2 + N_2 \frac{\rho w_2^2}{2} + \zeta_2 \frac{\rho w_2^2}{2}; \quad (6-48)$$

здесь $N_1 = \frac{1}{F_1} \int \left(\frac{w}{w_1}\right)^3 dF$, $N_2 = \frac{1}{F_2} \int \left(\frac{w}{w_2}\right)^3 dF$ — коэффициенты кинетической энергии соответственно в сечениях $1-1$ и $2'-2'$ **,

а

$$\zeta_2 = \zeta_{2p} + \zeta_{2стр}, \quad (6-49)$$

где $\zeta_{2p} = \frac{\Delta H}{\frac{\rho w_2^2}{2}}$ — коэффициент сопротивления самой решетки,

отнесенный к скорости $w_2 = w_2'$;

$$\zeta_{2стр} = \frac{\Delta H}{\frac{\rho w_2^2}{2}}$$

— коэффициент сопротивления участка свободной струи от сечения $1-1$ до решетки, тоже отнесенный к скорости $w_2 = w_2'$, т. е.

$$\zeta_{2стр} = (N_1 - N_a) \left(\frac{w_1}{w_2}\right)^2 = (N_1 - N_a) \left(\frac{F_2}{F_1}\right)^2, \quad (6-50)$$

* В данном случае берется только одно ограничивающее условие: расстояние h от сечения $1-1$ до решетки должно быть лишь таким, при котором отсутствует экранирующее действие решетки, т. е. порядка $(0,8 \div 1,0) D_1$.

** Для установления численных величин N_1 можно руководствоваться соображениями, изложенными в гл. 2. Что же касается величины N_2 , то

при этом

$$N_a = \frac{1}{F_1} \int_{F_a} \left(\frac{w}{w_1}\right)^3 dF$$

— относительная энергия ядра постоянной массы струи в сечении перед решеткой до растекания (в долях кинетической энергии в сечении $1-1$); при равномерном поле скоростей в начальном сечении, когда $N_1 = 1$, величина N_a находится по соответствующим формулам свободной струи; индекс „а“ указывает на то, что соответствующие величины относятся к ядру постоянной массы струи.

Учитывая условие (6-47), получим вместо (6-48):

$$N_1 \frac{\rho w_1^2}{2} = N_2 \frac{\rho w_2^2}{2} + \zeta_2 \frac{\rho w_2^2}{2}.$$

Применяя уравнение неразрывности для сечений $1-1$ и $2'-2'$:

$$\int_{F_1} w dF = \int_{F_2} w dF = w_1 F_1 = w_2 F_2,$$

получим:

$$N_1 = \left(\frac{F_1}{F_2}\right)^2 (N_2 + \zeta_2)$$

или

$$\frac{F_2}{F_1} = \sqrt{\frac{N_2 + \zeta_2}{N_1}}, \quad (6-51)$$

а принимая во внимание (6-49) и (6-50), получим после простых преобразований:

$$\frac{F_2}{F_1} = \sqrt{\frac{N_2 + \zeta_{2п}}{N_a}}. \quad (6-52)$$

Это и есть искомая связь между степенью растекания струи по решетке и ее коэффициентом сопротивления.

Как видим, полученный теперь результат принципиально отличается от полученного выше [формула (6-43)]: там отношение площадей $\frac{F_2}{F_1}$ имеет предел, равный двум; здесь согласно выражению (6-52) оно растет беспредельно вместе с увеличением $\zeta_{2п}$.

В частном случае, когда решетка установлена близко к сечению $1-1$ (практически на расстоянии $2 \div 3$ начальных диа-

в настоящее время нет данных для ее вычисления. Однако, поскольку она всегда близка к единице, а следовательно, мала по сравнению с обычным значением $\zeta_{2п}$, ее можно принять практически равной единице, а в некоторых случаях (например, при $\zeta_{2п} > 10$) — даже нулю.

метров струи), имеем $N_a \approx N_1$, следовательно, вместо (6-51) получим:

$$\frac{F_2}{F_1} = \sqrt{\frac{N_2 + \zeta_{2p}}{N_1}}. \quad (6-53)$$

При равномерном поле скоростей в сечении $I-I$ имеем $N_1=1$, и тогда:

$$\frac{F_2}{F_1} = \sqrt{N_2 + \zeta_{2p}}, \quad (6-54)$$

а пренебрегая неравномерностью распределения скоростей в сечении $2-2$:

$$\frac{F_2}{F_1} = \sqrt{1 + \zeta_{2p}}. \quad (6-55)$$

При $\zeta_{2p} \gg 1$ можно принять также

$$\frac{F_2}{F_1} \approx \sqrt{\zeta_{2p}}, \quad (6-56)$$

т. е. площадь растекания потока по решетке приблизительно пропорциональна корню квадратному из коэффициента сопротивления решетки. Если уравнение (6-52) решить относительно коэффициента сопротивления решетки, то получим:

$$\zeta_{2p} = N_a \left(\frac{F_2}{F_1}\right)^2 - N_2. \quad (6-57)$$

Введение тех же упрощающих условий приводит к следующим видоизменениям этой формулы:

при $N_a = N_1$:

$$\zeta_{2p} = N_1 \left(\frac{F_2}{F_1}\right)^2 - N_2, \quad (6-58)$$

при $N_a = N_1 = 1$:

$$\zeta_{2p} = \left(\frac{F_2}{F_1}\right)^2 - N_2, \quad (6-59)$$

при $N_a = N_1 = N_2 = 1$:

$$\zeta_{2p} = \left(\frac{F_2}{F_1}\right)^2 - 1. \quad (6-60)$$

Относя потери в решетке к скоростному давлению в сечении $I-I$ струи, получим на основании (6-57):

$$\zeta_{1p} = \frac{\Delta H}{\rho w_1^2} = \zeta_{2p} \left(\frac{F_1}{F_2}\right)^2 = N_a - N_2 \left(\frac{F_1}{F_2}\right)^2 \quad (6-61)$$

и соответственно:

$$\zeta_{1p} = N_1 - N_2 \left(\frac{F_1}{F_2}\right)^2, \quad (6-62)$$

$$\zeta_{1p} = 1 - N_1 \left(\frac{F_1}{F_2}\right)^2 \quad (6-63)$$

и

$$\zeta_{1p} = 1 - \left(\frac{F_1}{F_2}\right)^2. \quad (6-64)$$

На основании (6-55) последнее выражение можно написать так:

$$\zeta_{1p} = 1 - \frac{1}{1 + \zeta_{2p}}. \quad (6-65)$$

Эта зависимость нанесена на фиг. 6-14. Мы видим, что расчетная кривая, проходя несколько ниже (на 15—20%) опытной кривой зависимости $\zeta_{1p} = f(\zeta_{2p})$, полученной для случая безграничного потока, качественно хорошо с ней совпадает. Тем самым выведенная здесь закономерность изменения ζ_{1p} с ζ_{2p} , а следовательно, и закономерность изменения $\frac{F_2}{F_1}$ с ζ_{2p} , хорошо подтверждается экспериментом.

Полученное же количественное расхождение в значениях ζ_{1p} является, на наш взгляд, физически вполне обоснованным. Действительно, в случае набегания безграничного потока на сплошной диск конечных размеров величина сопротивления, как было указано, больше величины скоростного напора набегающего потока до растекания. Объясняется это тем, что диск в этих условиях обтекается потоком сбоку, а следовательно, за ним образуются вихри, повышающие его сопротивление. В случае же набегания на диск узкой струи бокового обтекания нет: поток после растекания по диску следует и дальше радиально.

Следовательно, здесь отсутствуют и дополнительные потери из-за вихреобразования при боковом обтекании. Такая же картина получается в определенной степени и в случае не сплошного диска, т. е. в случае решетки.

Нами же рассматривается как раз случай набегания узкой струи на решетку, упирающуюся торцами в боковые стенки канала. Следовательно, здесь тем более не может быть бокового обтекания и в соответствии с этим не может быть указанных дополнительных потерь. Но эти дополнительные потери в случае сплошного диска как раз и составляют 16%. Отсюда правомерность указанного расхождения между полученной нами расчетной кривой и опытной для случая безграничного потока.

Некоторое несоответствие между расчетными данными для ζ_{1p} и их действительными значениями может быть только в силу введения тех упрощающих условий, о которых говорилось выше (равенство p_2 и p_3 и постоянство p_2 по сечению). Однако из сказанного видно, что это несоответствие не может быть

значительным и относится только к малым значениям ζ_{2p} , представляющим наименьший практический интерес.

Геометрической характеристикой решетки является коэффициент ее живого сечения $\frac{F_0^*}{F_p}$. Связь между величиной ζ_{2p} и $\frac{F_0}{F_p}$ для плоской решетки устанавливается приведенными в гл. 4 формулами, а для проволочной сетки — формулой (6-3).

В случае установки вместо этих решеток другого вида сопротивления, рассредоточенного по сечению канала, величина этого сопротивления определяется по соответствующим данным, большинство которых приведено в настоящей книге.

Так как формулы (6-51) — (6-60) учитывают всю площадь растекания струи по решетке (в сечении 2'-2'), в пределах которой, как уже было сказано, имеется своя неравномерность распределения скоростей и такая, что вблизи границ падение скорости происходит сравнительно плавно, то для того чтобы с помощью этих формул учесть наиболее эффективную часть растекания струи, предлагаем внести в них поправочный коэффициент. Мы его введем в виде общего множителя в выражение (6-57). Впредь, до уточнения специальными экспериментальными исследованиями, примем величину этого множителя порядка 1,5. Тогда получим:

$$(\zeta_{2p})_{эф} = 1,5 [N_a \left(\frac{F_2}{F_1}\right)^2 - N_2]. \quad (6-66)$$

Решая относительно $\frac{F_2}{F_1}$:

$$\left(\frac{F_2}{F_1}\right)_{эф} = \sqrt{\frac{N_2 + 0,67\zeta_{2p}}{N_a}} \quad (6-67)$$

или при $N_a = 1$ и $N_2 \approx 0$:

$$\left(\frac{F_2}{F_1}\right)_{эф} = 0,82 \sqrt{\zeta_{2p}} = 0,82 \frac{F_2}{F_1},$$

т. е. введением коэффициента 1,5 мы принимаем эффективную площадь растекания примерно на 20% меньше теоретической. Имеющиеся отдельные экспериментальные данные показывают, что этот результат близок к действительности.

Поскольку увеличение площади растекания струи по решетке с увеличением ее коэффициента сопротивления происходит непрерывно, постольку, очевидно, существует такое значение ζ_{2p} , при котором достигается полное растекание струи

* Здесь F_0 — площадь живого сечения решетки (суммарная площадь отверстий), а F_p — полная площадь фронта решетки.

по всему фронту решетки в данном канале, т. е. при котором величина F_2 становится равной F или, что то же, F_p (фиг. 6-11, а).

Будем называть и это значение коэффициента сопротивления критическим ($\zeta_{2крит}$).

Реально возможны два случая:

1) Когда $\zeta_{2p} \leq \zeta_{2крит}$, и тогда $\frac{F_2}{F_1}$ меньше или становится равным $\frac{F_p}{F_1}$:

$$\frac{F_2}{F_1} \leq \frac{F_p}{F_1}. \quad (6-68)$$

2) Когда $\zeta_{2p} > \zeta_{2крит}$; тогда естественно $\frac{F_2}{F_1}$ всегда равно $\frac{F_p}{F_1}$. Этот случай обозначим так:

$$\left(\frac{F_2}{F_1}\right)_{\zeta_{2p} > \zeta_{крит}} = \frac{F_p}{F_1} \quad (6-69)$$

Из сказанного следует, что расчетное критическое значение коэффициента сопротивления на основании (6-57) определяется так:

$$\zeta_{2крит} = N_a \left(\frac{F_p}{F_1}\right)^2 - N_2, \quad (6-70)$$

а с введенной поправкой:

$$(\zeta_{2крит})_{эф} = 1,5 [N_a \left(\frac{F_p}{F_1}\right)^2 - N_2]; \quad (6-70')$$

при $N_a = N_2 = 1$:

$$\zeta_{2крит} = \left(\frac{F_p}{F_1}\right)^2 - 1 \quad (6-71)$$

и

$$(\zeta_{2крит})_{эф} = 1,5 \left[\left(\frac{F_p}{F_1}\right)^2 - 1 \right]. \quad (6-71')$$

При отнесении к скорости в сечении 1-1 имеем соответственно следующие расчетные значения:

$$\zeta_{1крит} = N_a - N_2 \left(\frac{F_1}{F_p}\right)^2 \quad (6-72)$$

и

$$\zeta_{1крит} = 1 - \left(\frac{F_1}{F_p}\right)^2. \quad (6-73)$$

Эти формулы и дают ответ на поставленный выше вопрос о величине коэффициента сопротивления, необходимой и достаточной для получения полного растекания набегающей струи по всему фронту решетки.

6-4. Сопротивление участка с внезапным расширением при наличии решетки

Общее сопротивление всего участка с внезапным расширением от сечения 1-1 до сечения 3-3 при наличии по пути решетки (фиг. 6-11), очевидно, равно сумме сопротивления участка свободной струи до решетки, сопротивления самой решетки и сопротивления свободной части струи за решеткой. Последнюю часть сопротивления можно практически вычислять как сопротивление удара, возникающего при расширении потока от сечения 2'-2' до сечения 3-3.

Таким образом, имеем:

$$\zeta_{1\text{общ}} = \frac{\Delta H}{\frac{\rho w_1^2}{2}} = \zeta_{1\text{стр}} + \zeta_{1p} + \zeta'_{1y\partial}, \quad (6-74)$$

где на основании (6-50)

$$\zeta_{1\text{стр}} = \zeta_{2\text{стр}} \left(\frac{F_1}{F_2}\right)^2 = N_1 - N_a, \quad (6-75)$$

по (6-61):

$$\zeta_{1p} = N_a - N_2 \left(\frac{F_1}{F_2}\right)^2;$$

на основании обобщенной формулы удара (2-9):

$$\zeta'_{1y\partial} = \left[\left(\frac{F_2}{F_3}\right)^2 + N_2 - 2M_2 \frac{F_2}{F_3} \right] \left(\frac{F_1}{F_2}\right)^2, \quad (6-76)$$

где

$$M_2 = \frac{1}{F_2} \int \left(\frac{w}{w_2}\right)^2 dF$$

— коэффициент количества движения для сечения 2-2.

Учитывая при этом, что

$$\frac{F_2}{F_3} = \frac{F_2 F_1}{F_1 F_3} = \frac{F_2 F_1}{F_1 F_p},$$

а

$$\frac{F_2}{F_1} = \sqrt{\frac{N_2 + \zeta_{2p}}{N_a}},$$

получим после простых преобразований:

$$\zeta_{1\text{общ}} = N_1 + \left(\frac{F_1}{F_p}\right)^2 - 2M_2 \frac{F_1}{F_p} \sqrt{\frac{N_a}{N_2 + \zeta_{2p}}}. \quad (6-77)$$

При этом следует помнить, что коэффициент сопротивления решетки, входящий в последнюю формулу, берется в пределах:

$$0 < \zeta_{2p} \leq \zeta_{2\text{крит}}, \quad (6-78)$$

где $\zeta_{2\text{крит}}$ определяется по формулам (6-70) или (6-71).

При отсутствии решетки в выходном участке потери в нем определялись бы на основании обобщенной формулы удара (2-9) так:

$$\zeta_{1y\partial} = N_1 + \left(\frac{F_1}{F_3}\right)^2 - 2M_1 \frac{F_1}{F_3} = N_1 + \left(\frac{F_1}{F_p}\right)^2 - 2M_1 \frac{F_1}{F_p}, \quad (6-79)$$

где $M_1 = \frac{1}{F_1} \int \left(\frac{w}{w_1}\right)^2 dF$ — коэффициент количества движения для сечения 1-1.

В частном случае, когда

$$N_a = N_1 = N_2 = M_1 = M_2 = 1,$$

выражения (6-61), (6-76), (6-77) и (6-79) с учетом (6-55) принимают вид:

$$\zeta_{1p} = 1 - \frac{1}{1 + \zeta_{2p}}, \quad (6-65)$$

$$\zeta'_{1y\partial} = \left(1 - \frac{F_1}{F_p} \sqrt{1 + \zeta_{2p}}\right)^2 \frac{1}{1 + \zeta_{2p}}, \quad (6-80)$$

$$\begin{aligned} \zeta_{1\text{общ}} &= \left(1 - \frac{1}{1 + \zeta_{2p}}\right) + \left(1 - \frac{F_1}{F_p} \sqrt{1 + \zeta_{2p}}\right)^2 \frac{1}{1 + \zeta_{2p}} = \\ &= 1 + \left(\frac{F_1}{F_p}\right)^2 - 2\frac{F_1}{F_p} \sqrt{\frac{1}{1 + \zeta_{2p}}}. \end{aligned} \quad (6-81)$$

и

$$\zeta_{1y\partial} = \left(1 - \frac{F_1}{F_p}\right)^2 = 1 + \left(\frac{F_1}{F_p}\right)^2 - 2\frac{F_1}{F_p}. \quad (6-82)$$

Выражения (6-77) и (6-81) дают возможность установить весьма важное обстоятельство: величина сопротивления участка с внезапным расширением при наличии решетки и при условии $\zeta_{2p} \leq \zeta_{2\text{крит}}$ никогда не может быть больше, а всегда меньше или равна удельной кинетической энергии в сечении 1-1. Это означает, что в общем случае:

$$\zeta_{1\text{общ}} \leq N_1 \quad (6-83)$$

или в частном случае:

$$\zeta_{1\text{общ}} \leq 1. \quad (6-84)$$

Действительно, поскольку всегда

$$\frac{F_1}{F_p} \leq \frac{F_1}{F_2}, \text{ а } M_2 \geq 1,$$

* Это выражение можно получить и непосредственно из формулы (6-77), полагая в ней $\zeta_{2p} = 0$, а также $N_a = N_2 = N_1$ и $M_2 = M_1$, поскольку в рассматриваемом случае сечение 2-2 совпадает с сечением 1-1.

Предположение о равенстве $N_a = N_1$ равносильно предположению о пренебрежимо малом расстоянии h между сечением 1-1 и решеткой [например, порядка $h = (1 \div 3) D_1$].

то подавно

$$\left(\frac{F_1}{F_p}\right)^2 \leq 2M_2 \frac{F_1}{F_p} \frac{F_1}{F_2} = 2M_2 \frac{F_1}{F_p} \sqrt{\frac{N_a}{N_2 + \zeta_{2p}}},$$

следовательно,

$$\left(\frac{F_1}{F_p}\right)^2 - 2M_2 \frac{F_1}{F_p} \sqrt{\frac{N_a}{N_2 + \zeta_{2p}}} \leq 0.$$

Отсюда вытекает условие (6-83) и соответственно условие (6-84).

В то же время из сопоставления формул (6-77) и (6-79) видно, что общее сопротивление участка с внезапным расширением при наличии решетки всегда больше или равно сопротивлению того же участка без решетки, т. е.

$$\zeta_{\text{общ}} \geq \zeta_{\text{уд}}. \quad (6-85)$$

Действительно, так как

$$\sqrt{\frac{N_a}{N_2 + \zeta_{2p}}} = \frac{F_1}{F_2} \leq 1,$$

то, если положить, что M_2 не превышает M_1 или превышает его незначительно (что вполне правдоподобно), можно видеть, что третий член (вычитаемое) правой части выражения (6-77) имеет всегда величину, меньшую или равную величине третьего члена (вычитаемого) правой части выражения (6-79), что и приводит к условию (6-85).

Значения величин $\zeta_{\text{общ}}$, ζ_{1p} и $\zeta'_{\text{уд}}$, взятые для частного случая, когда

$$N_a = N_1 = M_2 = 1,$$

построены на фиг. 6-15 в зависимости от коэффициента сопротивления решетки ζ_{2p} при различных отношениях $\frac{F_1}{F_p}$.

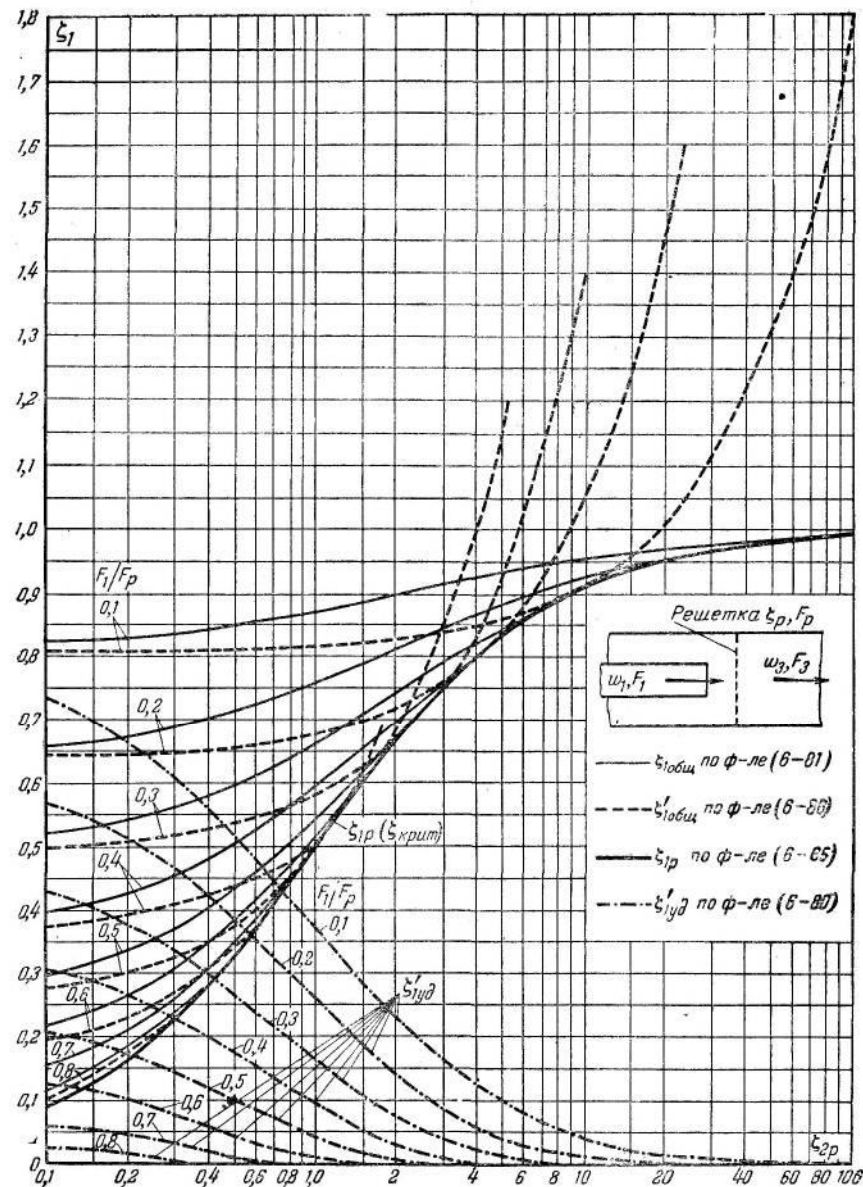
Так как величина

$$\zeta_{1p} = 1 - \frac{1}{1 + \zeta_{2p}}$$

является частным случаем величины $\zeta_{\text{общ}}$, когда потери на удар при переходе от сечения 2-2 к сечению 3-3 отсутствуют ($\zeta'_{\text{уд}} = 0$), а это бывает тогда, когда $\zeta_{2p} = \zeta_{2\text{крит}}$, то отсюда следует, что кривая ζ_{1p} на фиг. 6-15 ограничивает справа все значения $\zeta_{\text{общ}}$, взятые для различных отношений $\frac{F_1}{F_p}$ при $\zeta_{2p} = \zeta_{2\text{крит}}$.

Зависимость величины $\zeta_{\text{общ}}$ при

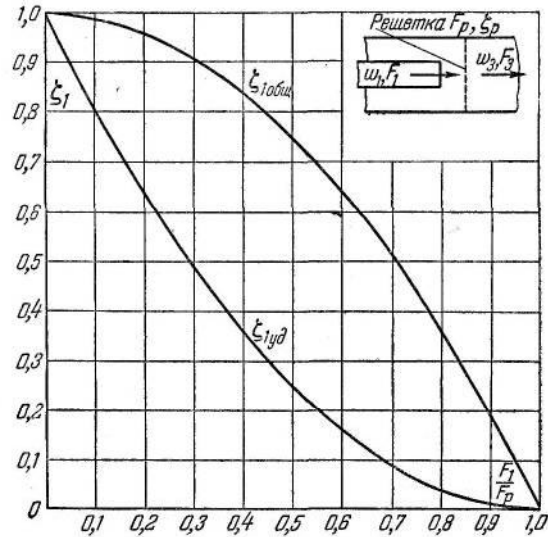
$$\zeta_{2p} = \zeta_{2\text{крит}}$$



Фиг. 6-15. Зависимость коэффициентов общего сопротивления $\zeta_{\text{общ}}$ и $\zeta'_{\text{общ}}$ участка с внезапным расширением при наличии решетки и коэффициентов ζ_{1p} и $\zeta'_{\text{уд}}$ от коэффициента сопротивления решетки ζ_{2p} при различных отношениях $\frac{F_1}{F_p}$.

от $\frac{F_1}{F_p}$, которая должна в этом случае вычисляться по формуле (6-73) (берется частный случай, когда $N_a = N_1 = N_2 = M_2 = 1$), построена отдельно на фиг. 6-16.

Для сопоставления там же построена и зависимость величины $\zeta_{1уд}$ от того же отношения $\frac{F_1}{F_p}$ [по формуле (6-82)]. На указанной фигуре наглядно видно поведение обеих величин — $\zeta_{1общ}$ и $\zeta_{1уд}$: при $\frac{F_1}{F_p} = 0$ они получают свое максимальное значение,



Фиг. 6-16. Зависимость коэффициента сопротивления $\zeta_{1общ}$ участка с внезапным расширением при наличии решетки и $\zeta_{1уд}$ без решетки от

отношения площадей $\frac{F_1}{F_p}$ при $\zeta_{2p} = \zeta_{2крит}$.

Здесь $\zeta_{1общ}$ — по формуле (6-73); $\zeta_{уд}$ — по формуле (6-82).

чение, равное единице; при $\frac{F_1}{F_p} = 1$ они становятся равными нулю, так как нет никакого расширения, а следовательно, предполагается и отсутствие решетки ($\zeta_{2p} = 0$); для промежуточных значений $\frac{F_1}{F_p}$ расхождение между указанными величинами (в сторону возрастания $\zeta_{1общ}$ по сравнению с $\zeta_{1уд}$) относительно увеличивается по мере увеличения $\frac{F_1}{F_p}$ от нуля до единицы. При этом обе эти величины всегда остаются меньшими или равными (при $\frac{F_1}{F_p} = 0$) единице.

До разработки предлагаемого метода расчета растекания струи по решетке общее сопротивление участка с внезапным расширением при наличии решетки вычислялось как простая сумма коэффициентов сопротивления удара $\zeta_{1уд}$ и сопротивления изолированной решетки (установленной в равномерном потоке) $\zeta_{1р} = \zeta_{2р} \left(\frac{F_1}{F_p}\right)^2$, т. е.

$$\zeta'_{1общ} = \zeta_{1уд} + \zeta_{1р} = f(\zeta_{2р}). \quad (6-86)$$

Сопоставление кривых $\zeta'_{1общ} = f(\zeta_{2р})$, подсчитанных по формуле (6-86) (пунктир), и $\zeta_{1общ} = f(\zeta_{2р})$ — по формуле (6-81) (тонкие сплошные линии) дано на приведенной выше фиг. 6-15. Мы видим, что вначале, при малых значениях $\zeta_{2р}$, пунктирные кривые идут ниже, но сравнительно близко к тонким сплошным кривым. С дальнейшим увеличением $\zeta_{2р}$ пунктирные кривые, пересекая тонкие сплошные, резко направляются вверх и дают, таким образом, значения $\zeta'_{1общ}$, значительно превышающие величины $\zeta_{1общ}$, подсчитанные по формуле (6-81).

Если рассматривать случай полного растекания струи по решетке, когда $\zeta_{2р} = \zeta_{2крит}$, то для него всегда $\zeta_{1общ} = \text{const}$, независимо от того, на каком расстоянии h от подводящего канала (но всегда при h , большем $0,8D_1$) установлена решетка. Действительно, при $\zeta_{2р} = \zeta_{2крит}$ всегда $\zeta_{1уд} = 0$, но это значит, что вместо (6-74) получим:

$$\zeta_{1общ} = \zeta_{1стр} + \zeta_{1р} = \zeta_{1стр} + \zeta_{1крит} \quad (6-87)$$

или с учетом (6-72) и (6-75):

$$\zeta_{1общ} = N_1 - N_2 \left(\frac{F_1}{F_p}\right)^2 = \text{const}. \quad (6-88)$$

Что касается критического значения коэффициента сопротивления самой решетки, то на основании последних двух выражений получаем:

$$\zeta_{1крит} = N_1 - N_2 \left(\frac{F_1}{F_p}\right)^2 - \zeta_{1стр}, \quad (6-89)$$

откуда легко видеть, что величина $\zeta_{1крит}$ переменна: она уменьшается по мере увеличения относительного расстояния $\frac{h}{D_1}$ от сечения 1-1 до решетки. Действительно, величина $\zeta_{1стр} = N_1 - N_a$, как известно из теории свободной струи (см. гл. 9), по мере увеличения $\frac{h}{D_1}$ (сопровождающегося фактически соответствующим увеличением отношения $\frac{F_1}{F_p}$, т. е. увеличением пло-

щади сечения струи перед ее растеканием по решетке), возрастает вместе с падением N_a , приближаясь к величине N_1 . Следовательно, величина $\zeta_{1крит}$ при этом, как видно из (6-89), приближается к нулю.

Отсюда легко понять, почему при больших ζ_{2p} (но не больших $\zeta_{1крит}$) величина $\zeta'_{1общ}$ получается больше $\zeta_{1общ}$: вычисление $\zeta'_{1общ}$ как простой суммы двух величин [по формуле (6-86)] предполагает, что потери на удар реализуются полностью до растекания струи по решетке, а затем происходят добавочные потери при прохождении через решетку. На самом деле так не бывает: для полной реализации потерь на удар требуется участок длиной, по крайней мере, в $(8 \div 10) D_p$, где D_p — диаметр широкой части канала.

В том случае, когда решетка помещается вблизи сечения 1-1, потери на удар почти совсем не реализуются и все потери происходят только при прохождении через решетку. Следовательно, первый член правой части выражения (6-86) оказывается здесь излишним.

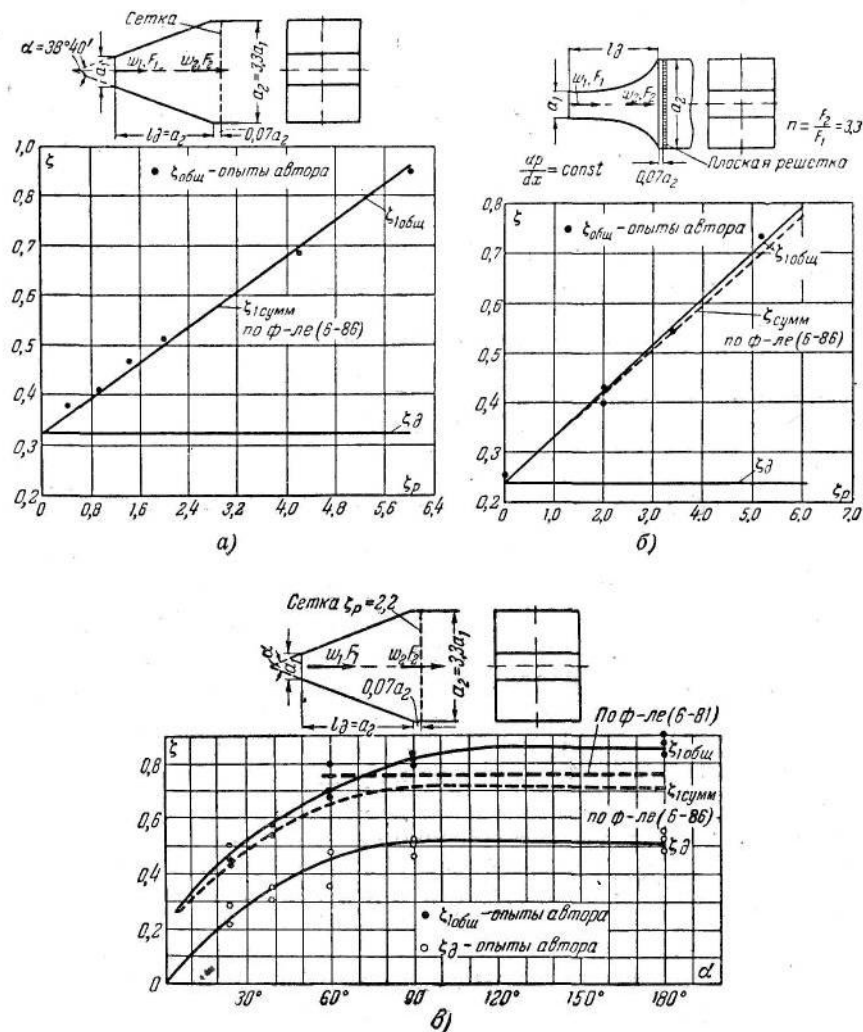
В случае, когда решетка помещается далеко за сечением 1-1 [далее $(8 \div 10) D_p$], потери на удар реализуются полностью. Но при этом, как мы видим, сопротивление решетки, необходимое для получения полного растекания, падает. Несмотря на это в формуле (6-86) значение ζ_{1p} берется таким же, как и для малого значения $\frac{h}{D_1}$. Естественно, что и в этом случае формула (6-86) дает преувеличенное значение общего сопротивления.

При сравнительно малых значениях $\zeta_{2p} (\ll \zeta_{2крит})$, как мы видели, величина $\zeta'_{1общ}$, вычисленная по формуле (6-86), имеет всегда значение, все же меньшее, чем $\zeta_{1общ}$, подсчитанное по формулам (6-77) и (6-81). Объясняется это тем, что при малых ζ_{2p} значение второго члена правой части формулы (6-86), т. е. ζ_{1p} , пренебрежимо мало по сравнению с первым членом ($\zeta_{1уд}$), так что общее сопротивление определяется в основном именно величиной $\zeta_{1уд}$. Но общее сопротивление участка с внезапным расширением при наличии решетки, т. е. $\zeta_{1общ}$, всегда больше сопротивления удара без решетки, т. е. величины $\zeta_{1уд}$, поэтому при малых ζ_{2p} получается:

$$\zeta'_{1общ} < \zeta_{1общ}$$

Из всего изложенного ясно, что формула (6-86) является очень приближенной. Новые же формулы физически более обоснованы и дают лучшее совпадение с экспериментом. Последнее видно по фиг. 6-17, в, на которой приведены экспериментально полученные значения $\zeta_{1общ}$ для диффузоров с различными

углами расширения вплоть до $\alpha = 180^\circ$ (внезапное расширение) при наличии за ними сетки с коэффициентом сопротивления $\zeta_{2p} = 2,2$. Значения $\zeta_{1общ}$, подсчитанные по формуле (6-81) (крупный пунктир), ближе подходят к опытным значениям этого



Фиг. 6-17. Сопоставление расчетных значений коэффициентов общего сопротивления с их экспериментальными значениями.

а — прямолинейный диффузор с углом расширения $\alpha = 38^\circ 40'$; б — криволинейный диффузор; в — прямолинейный диффузор при различных углах расширения.

коэффициента (сплошная кривая с черными точками), полученным для диффузоров с углами расширения $\alpha = 80 \div 180^\circ$, при которых поток также целиком отрывается от стенок и идет узкой струей. Кривая, построенная по формуле (6-86) (мелкий

пунктир — ($\zeta_{1\text{сумм}} = \zeta'_{1\text{общ}}$), идет ниже кривой по формуле (6-31), так как указанное значение ζ_{2p} здесь было значительно меньше критического.

В случае $\left(\frac{F_2}{F_1}\right) \zeta_p > \zeta_{\text{крит}} = \frac{F_p}{F_1}$, т. е. после достижения полного растекания струи по всему фронту решетки, сопротивление участка с внезапным расширением при наличии решетки определяется в основном только величиной сопротивления решетки, так как в этом случае существует только такое равенство:

$$\zeta_{1\text{общ}} = \zeta_{2p} \left(\frac{F_1}{F_p}\right)^2 + \zeta_{1\text{стр}} \quad (6-90)$$

Из последнего видно, что если коэффициент сопротивления решетки такой, при котором полное растекание струи по ней уже достигнуто, то общее сопротивление участка с внезапным расширением при наличии решетки может быть сколь угодно большим, т. е. сколь угодно превышать удельную энергию струи на выходе из сечения 1-1.

6-5. Способы повышения равномерности распределения скоростей при набегании струи на решетку

Выше уже было показано, что единичная решетка при соответствующем подборе коэффициента сопротивления ζ_{2p} , обеспечивая полное растекание струи по всему ее фронту, не может в пределах этой площади растекания обеспечить совершенно равномерное распределение скоростей.

Более равномерное поле скоростей, а также более эффективное растекание струи можно получить при создании решетки с переменным по фронту сопротивлением, уменьшающимся к периферии. Такое переменное сопротивление может быть достигнуто, например, путем увеличения с приближением к периферии числа отверстий на единицу площади или при равномерном распределении отверстий — увеличением их диаметра в том же направлении.

В случае, если речь идет о полном растекании потока по всему сечению широкой части канала с внезапным расширением (до площади F_3 , фиг. 6-11), то более равномерное распределение скоростей может быть достигнуто созданием кольцевой щели между решеткой и стенками канала.

Равномерность распределения скоростей в непосредственной близости от решетки при полном растекании по всему ее фронту может быть повышена, естественно, и простым увеличением коэффициента сопротивления ζ_{2p} против его теоретического значения по вышеприведенным формулам [формулы (6-70)–(6-71)].

Однако этот путь не всегда желателен, так как он обладает рядом существенных недостатков: повышает общее сопротивление, требует более значительного уменьшения коэффициента живого сечения решетки, а следовательно, ведет к созданию больших теневых областей за ней, дает значительное искажение скоростей в сечениях за решеткой из-за „переворачивания“ профиля скоростей и т. д.

Наиболее эффективным средством получения равномерного распределения скоростей по всей площади растекания струи является применение вместо единичной решетки нескольких решеток (системы решеток), установленных последовательно, на некотором относительно небольшом—порядка $(0,05 \div 0,1)D_p$ —отдалении друг от друга (фиг. 6-11, б).

В этом случае растекание струи осуществляется постепенно—от одной решетки к другой, а следовательно, каждая решетка требует величину коэффициента сопротивления ζ_{2p} , меньшую, чем единичная решетка при условии растекания струи по всему ее фронту. Кроме того, поскольку степень растекания струи по фронту каждой из решеток данной системы получается меньшей, чем по фронту единичной решетки, описанный выше эффект искажения профиля скоростей при растекании по решетке тоже получается меньшим, что и обеспечивает в результате более равномерное распределение скоростей по сечению за последней решеткой данной системы (фиг. 6-11, б).

Совершенно очевидно, что при указанных условиях и нагрузке на каждую из решеток тоже получаются меньшими, чем в случае единичной решетки.

Расчет площади растекания по каждой из решеток данной системы может быть произведен по тем же формулам, что и для единичной решетки, при этом для каждой последующей решетки (k -той по счету) следует в качестве начальной площади струи брать то значение F_{k-1} , которое получается путем расчета по вышеприведенным формулам [(6-52)—(6-56)] для предыдущей решетки.

Если остановиться на выборе n решеток с одинаковыми для всех коэффициентами сопротивления ($\zeta_{kp} = \text{idem}^*$) и при этом принять с определенной точностью, что и коэффициенты кинетических энергий N_k перед и за каждой из этих решеток одинаковы и близки к единице, т. е., что

$$N_a = N_2 = N_3 = \dots = N_k = \dots = N_n = 1,$$

* Здесь индекс k указывает, что коэффициент сопротивления представляет собой отношение потерянного давления к скоростному давлению по средней скорости w_k , соответствующей площади растекания F_k на k -той решетке.

то на основании (6-55), очевидно, получим:

$$\begin{aligned} \frac{F_2}{F_1} &= \sqrt{1 + \zeta_{kp}}, \\ \frac{F_3}{F_2} &= \sqrt{1 + \zeta_{kp}}, \\ &\dots \dots \dots \\ \frac{F_k}{F_{k-1}} &= \sqrt{1 + \zeta_{kp}}, \\ &\dots \dots \dots \\ \frac{F_{n+1}}{F_n} &= \sqrt{1 + \zeta_{kp}}^*, \end{aligned}$$

где k — порядковый номер решетки;
 n — общее число решеток.

Следовательно,

$$\frac{F_2}{F_1} = \frac{F_3}{F_2} = \dots = \frac{F_{k+1}}{F_k} = \dots = \frac{F_{n+1}}{F_n} = \sqrt{1 + \zeta_{kp}} = c. \quad (6-91)$$

Если перейти к отношению площади растекания по каждой из решеток к начальной площади F_1 , то получим соответственно:

$$\begin{aligned} \frac{F_2}{F_1} &= c; \frac{F_3}{F_1} = \frac{F_3}{F_2} \frac{F_2}{F_1} = c^2; \frac{F_4}{F_1} = \frac{F_4}{F_3} \frac{F_3}{F_2} \frac{F_2}{F_1} = c^3; \dots; \\ \frac{F_{k+1}}{F_1} &= \frac{F_{k+1}}{F_k} \frac{F_k}{F_1} = c^k; \dots; \frac{F_{n+1}}{F_1} = \frac{F_{n+1}}{F_n} \frac{F_n}{F_1} = c^n, \end{aligned} \quad (6-92)$$

т. е. отношение конечной площади растекания струи к начальной будет:

$$\frac{F_{n+1}}{F_1} = \frac{F_p}{F_1} = (\sqrt{1 + \zeta_{kp}})^n = c^n. \quad (6-93)$$

Отсюда

$$c = \left(\frac{F_p}{F_1} \right)^{\frac{1}{n}}. \quad (6-94)$$

Решая уравнение (6-93) относительно ζ_{kp} , получим:

$$\zeta_{kp} = \left(\frac{F_p}{F_1} \right)^{\frac{2}{n}} - 1. \quad (6-95)$$

* В наших обозначениях индекс при F имеет на один номер больше, чем число решеток.

Эта формула и дает значение коэффициента сопротивления каждой из n решеток (k -той по счету) при указанных выше условиях ($\zeta_{kp} = \text{idem}$ и $N_k = 1$).

Можно показать, что в более общем случае ($N_a \neq N_k \neq 1$), получим:

$$\zeta_{kp} = N_a \left[\left(\frac{F_p}{F_1} \right)^{\frac{2}{n}} - 1 \right]. \quad (6-95')$$

Коэффициент сопротивления

$$\zeta_{kp} = \frac{\Delta H_{kp}}{\frac{\rho w_k^2}{2}},$$

имея одинаковое численное значение для каждой из n решеток, дает для них различные значения величины сопротивления ΔH_{kp} , так как скорость набегающего потока на каждую из решеток различна: вследствие непрерывного растекания потока она уменьшается по направлению движения от одной решетки к другой. Поэтому для получения суммарного сопротивления всех решеток нельзя просто суммировать величины ζ_{kp} , а сначала следует их пересчитать на одну скорость, например на скорость в начальном сечении F_1 .

Действительно, суммарное сопротивление всех решеток, очевидно, составит¹:

$$\begin{aligned} \Sigma \Delta H_{kp} &= \zeta_{2p} \frac{\rho w_2^2}{2} + \zeta_{3p} \frac{\rho w_3^2}{2} + \dots + \zeta_{kp} \frac{\rho w_k^2}{2} + \\ &+ \dots + \zeta_{(n+1)p} \frac{\rho w_{n+1}^2}{2} = \zeta_{kp} \frac{\rho}{2} (w_2^2 + w_3^2 + \dots + w_k^2 + \dots + w_{n+1}^2) \end{aligned}$$

или, учитывая уравнение неразрывности:

$$\Sigma \Delta H_{kp} = \zeta_{kp} \frac{\rho w_1^2}{2} \left[\left(\frac{F_1}{F_2} \right)^2 + \left(\frac{F_1}{F_3} \right)^2 + \dots + \left(\frac{F_1}{F_k} \right)^2 + \dots + \left(\frac{F_1}{F_{n+1}} \right)^2 \right].$$

Относя эти потери к скоростному давлению в сечении F_1 , получим:

$$\Sigma \zeta_{1p} = \zeta_{kp} \left[\left(\frac{F_1}{F_2} \right)^2 + \left(\frac{F_1}{F_3} \right)^2 + \dots + \left(\frac{F_1}{F_k} \right)^2 + \dots + \left(\frac{F_1}{F_{n+1}} \right)^2 \right]$$

или на основании (6-92):

$$\begin{aligned} \Sigma \zeta_{1p} &= \zeta_{kp} \left[\frac{1}{c^2} + \frac{1}{c^4} + \frac{1}{c^6} + \dots + \frac{1}{c^{2k}} + \dots + \frac{1}{c^{2n}} \right] = \\ &= \frac{\zeta_{kp}}{c^2} \left[1 + \frac{1}{c^2} + \frac{1}{c^4} + \frac{1}{c^6} + \dots + \frac{1}{c^{2(k-1)}} + \dots + \frac{1}{c^{2(n-1)}} \right]. \end{aligned}$$

¹ См. примечание на стр. 188

Обозначив $\frac{1}{c^2} = x$, находим (геометрическая прогрессия):

$$\Sigma \zeta_{1p} = \frac{\zeta_{kp}}{c^2} [1 + x + x^2 + x^3 + \dots + x^{k-1} + \dots + x^{n-1}] =$$

$$= \frac{\zeta_{kp}}{c^2} \frac{1 - x^n}{1 - x}$$

или:

$$\Sigma \zeta_{1p} = \frac{\zeta_k}{c^2} \frac{1 - c^{-2n}}{1 - c^{-2}} = \zeta_{kp} \frac{1 - c^{-2n}}{c^2 - 1}.$$

Вставляя значения c и ζ_{kp} соответственно по (6-94) и (6-95), получаем окончательно:

$$\Sigma \zeta_{1p} = 1 - \left(\frac{F_1}{F_p} \right)^2. \quad (6-96)$$

Как видим, при условии, что все n решеток рассчитаны на получение площади растекания струи по последней решетке, равной площади ее фронта ($F_{n+1} = F_p$), но при обязательном условии, что при этом $\zeta_{(n+1)p}$ не превосходит $\zeta_{(n+1)kpum}$, общее сопротивление всех решеток получается равным сопротивлению одной только решетки, но также рассчитанной на полное растекание струи по ее фронту [ср. (6-96) и (6-73)].

Отсюда, как и непосредственно из (6-95), следует, что чем больше число выбранных решеток, тем меньше сопротивление каждой из них. Одновременно обеспечивается, как было сказано, более эффективное выравнивание скоростей в пределах той же площади растекания.

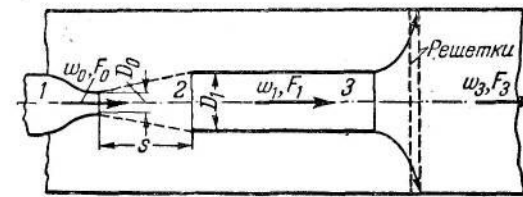
Практически, например, даже при $\frac{F_p}{F_1} = 10 \div 15$, как показывают отдельные опыты, достаточно двух решеток вместо одной для того, чтобы получить вполне хорошее распределение скоростей в сечении канала непосредственно за второй решеткой.

6-6. Связь между расходом жидкости и коэффициентом сопротивления решетки в эжекторе

Решетка¹ может быть иногда помещена за выходным сечением смесительной камеры эжектора. Найдем связь между расходом жидкости (газа) через эжектор и коэффициентом сопротивления выходного участка эжектора при наличии решетки. Рассмотрим для этого простейший эжектор, состоящий из основного сопла 1, из которого вытекает эжектирующая струя 2, и смесительной камеры 3 (фиг. 6-18). Эжектирование происходит за счет турбулентного перемешивания свободной струи с окружающей жидкостью. Общий расход через смеси-

¹ Под решеткой понимается любое сопротивление, в том числе и сопротивление трения в очень длинной трубе.

тельную камеру при данной относительной длине ее зависит от длины участка свободной струи или, что то же, от запаса энергии E струи на входе в смесительную камеру, от отношения площадей $\frac{F_1}{F_0}$ (где F_1 — площадь сечения смесительной



Фиг. 6-18. Схема простейшего эжектора.

камеры, F_0 — начальная площадь сечения свободной струи или, что то же, выходного сечения сопла 1) и суммы потерь энергии

$$\Delta E = \zeta_1 \frac{\rho w_1^2}{2} Q_1$$

в смесительной камере и в выходном участке (потери на удар при внезапном расширении и на преодоление сопротивления решетки).

Очевидно, запас энергии струи на входе в смесительную камеру равен энергии, теряемой на всем указанном участке от входа в эту камеру до выхода в атмосферу, т. е.

$$E = \Delta E = \zeta_1 \frac{\rho w_1^2}{2} Q_1,$$

где ζ_1 — коэффициент сопротивления всего выходного участка, включая и смесительную камеру;

Q_1 — объемный расход жидкости через камеру смешения;

w_1 — средняя скорость потока в смесительной камере.

Если потери отнести к кинетической энергии на выходе из сопла, получим:

$$e = \frac{E}{E_0} = \zeta_1 \frac{\frac{\rho w_1^2}{2} Q_1}{\frac{\rho w_0^2}{2} Q_0} = \zeta_1 \left(\frac{w_1}{w_0} \right)^2 \frac{Q_1}{Q_0} = \zeta_1 \left(\frac{w_1}{w_0} \right)^2 q,$$

где Q_0 — секундный объемный расход жидкости через начальное сечение струи;

w_0 — средняя начальная скорость струи (на выходе из сопла);

$q = \frac{Q_1}{Q_0}$ — коэффициент расхода для свободной струи.

По уравнению расхода (2-25)

$$\omega_1 = q \frac{\omega_0 F_0}{F_1},$$

откуда

$$q = \sqrt[3]{\frac{e}{\zeta_1 \left(\frac{F_0}{F_1}\right)^2}} \quad (6-97)$$

Следует отметить, что расход через смесительную камеру при отсутствии в тракте за ней какого-либо добавочного сопротивления всегда будет больше расхода, получаемого для свободной струи без смесительной камеры на том же относительном расстоянии $\frac{s}{D_0}$ (фиг. 6-18). Объясняется это диффузорным эффектом камеры, проявляющемся в том, что даже при неполном перемешивании потока в ней она дает на выходе более равномерное поле скоростей, а следовательно, меньшую величину кинетической энергии, чем то поле, которое соответствует свободной струе на указанном расстоянии $\frac{s}{D_0}$. Это должно привести к уменьшению энергии, теряемой в смесительной камере и на выходе из нее. Но это означает, что свободная струя, обладающая большим запасом энергии, способна при наличии смесительной камеры увлечь дополнительное количество жидкости, — такое, которое уравнивает энергию в струе до входа в эту камеру и энергию на выходе из нее.

Расход через смесительную камеру еще больше увеличивается в том случае, когда поток из нее выходит в ограниченное пространство. Это увеличение расхода происходит даже при наличии в выходном участке решетки, если только при этом коэффициент сопротивления $\zeta_{2p} \leq \zeta_{2крит}$, так как в этом случае, как мы видели, сопротивление участка всегда остается меньше потерь скоростного давления на выходе из камеры (исключая очень малые отношения $\frac{F_1}{F_p}$, при которых $\zeta_{1общ}$ приближается к величине N_1),

Уменьшение расхода происходит только при $\zeta_{2p} > \zeta_{2крит}$, так как в этом случае ζ_{2p} может расти беспредельно.

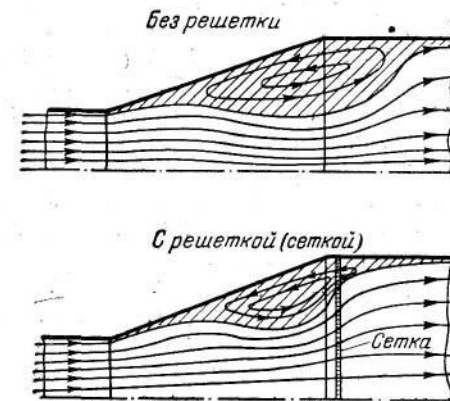
6-7: Промежуточный вид неравномерности, возникающей за диффузором

Влияние решетки (сетки) на поток в самом диффузоре. Третий вид неравномерности распределения скоростей возникает главным образом в диффузорах с большими углами расширения. Так как вопрос о выравнивании скоростей в таких

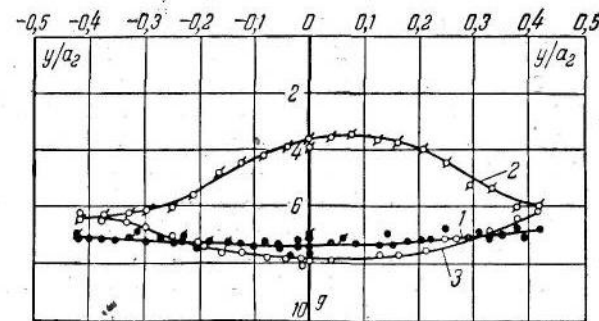
диффузорах представляет большой практический интерес, нами были проведены специальные исследования выравнивающего действия сеток и решеток, помещенных за такими диффузорами.

В основном здесь явление растекания потока по решетке (сетке) аналогично описанному выше. Поток с резко вытянутым профилем скоростей (фиг. 3-5), набегая на сетку и встречая равномерно распределенное по сечению сопротивление, начинает растекаться по ней, переходя из области больших скоростей в центральной части сечения в область меньших скоростей на периферии. Так как при этом уменьшается вихревая зона у стенок диффузора (фиг. 6-19), указанное растекание потока приводит к выравниванию скоростей как впереди сетки, так и за ней (фиг. 3-5, 3-16 и 3-17), уменьшает потери в самом диффузоре и повышает общую устойчивость потока.

Растекание потока сопровождается, естественно, и здесь искривлением линий тока (фиг. 3-16 и 6-19), которое связано,



Фиг. 6-19. Схематическая картина потока в диффузоре без решетки и с решеткой (сеткой).



Фиг. 6-20. Распределение безразмерных величин статических давлений $g = \frac{p_a - p}{\rho \omega_2^2 / 2}$ по средней линии сечения криволинейного диффузора.

1 — без сетки на расстоянии $x = 0,04a_2$; 2 — с сеткой $\zeta_{2p} = 1,8$ на расстоянии $x = 0,04a_2$ перед ней; 3 — с сеткой $\zeta_{2p}'' = 1,8$ на расстоянии $x = 0,15a_2$ за ней (см. фиг. 3-5). (p_a — давление атмосферы, p — давление в данной точке), ω_2 — средняя скорость за сеткой).

как мы знаем, с появлением центробежных сил. Последние же повышают давление по направлению от центра кривизны к оси диффузора и, наоборот, понижают давление у стенок. Действительно, на фиг. 6-20 видно, что если без сетки статическое давление почти постоянно по сечению, то при наличии сетки оно становится неравномерным по сечению, причем на оси давление больше, чем у стенки диффузора.

Кроме того, как видно на той же фигуре, при наличии сетки повышается давление в выходном сечении диффузора. Это повышение давления связано главным образом с тем, что вместе с выравниванием поля скоростей по сечению уменьшается кинетическая энергия потока, часть которой уже к этому сечению успевает перейти в потенциальную, что вызывает повышение давления. При отсутствии сетки такая трансформация энергии произошла бы далеко за диффузором. Отчасти указанное повышение давления связано с уменьшением потерь в самой диффузорной части.

Влияние решетки (сетки) на выравнивание скоростей в участке за диффузором. Полное представление о картине потока в участке трубы, примыкающем к прямолинейному диффузору ($\alpha = 38^\circ 40'$) без сетки, и о выравнивающем действии сетки, помещенной за этим диффузором, можно получить на основании изучения распределения скоростей в указанном участке трубы (фиг. 6-13). Как видно, с увеличением коэффициента сопротивления сетки до $\zeta_{2p} \approx 2$ поле скоростей в сечениях за сеткой резко улучшается. Практически можно считать, что основное выравнивание скоростей в рассматриваемых сечениях заканчивается уже при $\zeta_{2p} \approx 2$. Дальнейшее увеличение коэффициента сопротивления сетки приводит к указанному выше эффекту перемены знака отклонения скоростей от ее среднего значения. Последнее выражается в том, что выпуклая форма профиля скоростей до сетки переходит в вогнутую форму за ней, причем там, где до сетки происходит резкое падение скоростей (вблизи стенок), за сеткой скорости резко возрастают. Сечение, в котором начинает появляться изменение знака отклонения скоростей, тем ближе к сетке, чем больше коэффициент ее сопротивления. Так как при $\zeta_{2p} = 2$ некоторая неравномерность (выпуклость) профиля скоростей в сечениях, близких к сетке, еще сохраняется, а при $\zeta_{2p} = 4$ уже имеется ясно выраженная вогнутость (перевернутое поле скоростей), можно полагать, что наиболее равномерное поле скоростей в рассматриваемых сечениях устанавливается при значениях ζ_{2p} , близких к трем.

Таким образом, результаты экспериментальных исследований указывают, что и в случае помещения сетки за диффузором существует критическое значение коэффициента сопротивления этой сетки, при котором знак отклонения скоростей за ней меняется на обратный. В данном случае, однако, вследствие очень большой неравномерности распределения скоростей и на-

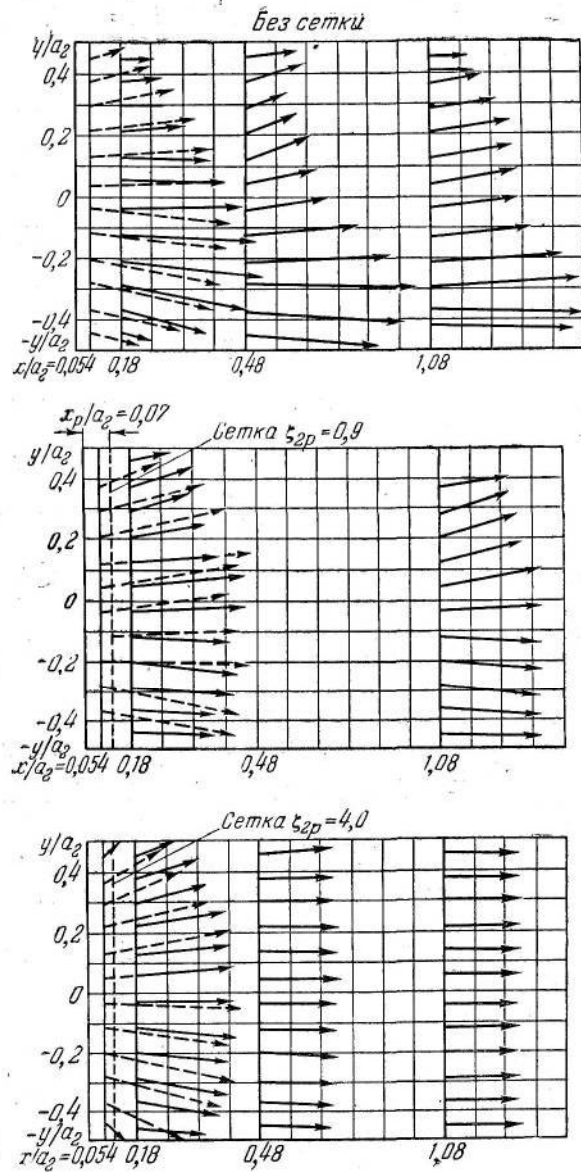
личия срывов потока величина этого критического значения получается несколько большей ее теоретического значения, найденного для регулярной неравномерности потока в трубе постоянного сечения.

Выравнивание скоростей по величине сопровождается выравниванием скоростей по направлению. Последнее происходит тем ближе к сетке, чем больше ее коэффициент сопротивления. Сказанное подтверждается экспериментальными данными, приведенными на фиг. 6-21, где показаны векторы результирующих скоростей в сечениях до сетки и за ней для прямолинейного диффузора ($\alpha = 38^\circ 40'$). Как видно, вместе с улучшением распределения скоростей по величине сетка действительно ускоряет процесс выравнивания скосов потока.

Из рассмотрения кривых распределения скоростей на фиг. 6-13 можно также заметить, что в сечениях, взятых непосредственно до сетки и за ней, полного выравнивания скоростей даже при больших значениях коэффициента сопротивления сетки ($\zeta_{2p} = 6$) не происходит: поле скоростей сохраняет здесь значительную выпуклость.

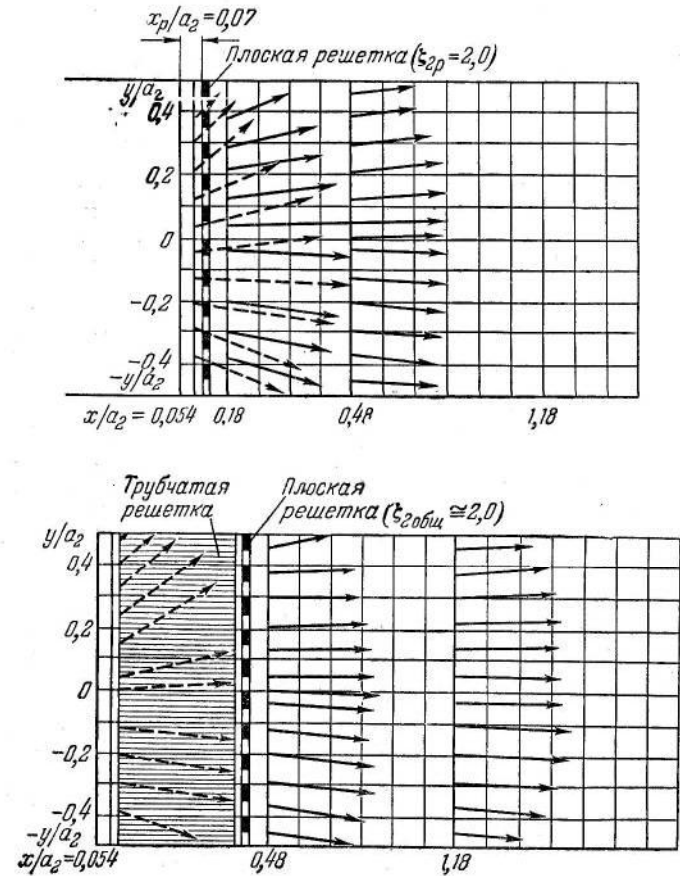
Таким образом, если для получения равномерного поля скоростей на некотором расстоянии за сеткой требуется величина коэффициента сопротивления всего лишь порядка $\zeta_{2p} = 2 \div 3$, то для достижения растекания потока по всему сечению на самой сетке этой величины далеко не достаточно. Для этой цели требуется тем большее значение ζ_{2p} , чем значительнее неравномерность. Такая связь между степенью неравномерности потока и величиной ζ_{2p} , обеспечивающей полное растекание потока по всему сечению сетки, была дана выше для узкой струи, набегающей на решетку (сетку). С некоторым приближением можно приведенные выше соотношения применять и к случаю течения в диффузорах.

Выравнивающее действие трубчатой решетки. Если сопротивление в потоке с неравномерным полем скоростей создается трубчатой решеткой (например, радиатором, трубами осадительных электродов электрофильтров и т. п.), длинные трубки которой способствуют выравниванию скоростей по направлению, то эффект выравнивания скоростей по величине должен получиться несколько меньшим, чем в случае плоской решетки. Меньшее выравнивающее действие трубчатой решетки может быть объяснено не только устранением скоса потока, который способствует выравниванию скоростей по величине за элементом сопротивления, но и тем, что степень растекания потока впереди такой решетки уменьшается. Последнее обстоятельство вызывается тем, что при растекании потока вход отдельной струйки в трубку решетки осуществляется под углом, тем большим, чем дальше трубка отстоит от центра сечения. Так как входные участки этих трубок имеют острые кромки, то вход потока в них сопровождается большими дополнительными потерями на поворот, которые тем значительнее, чем больше



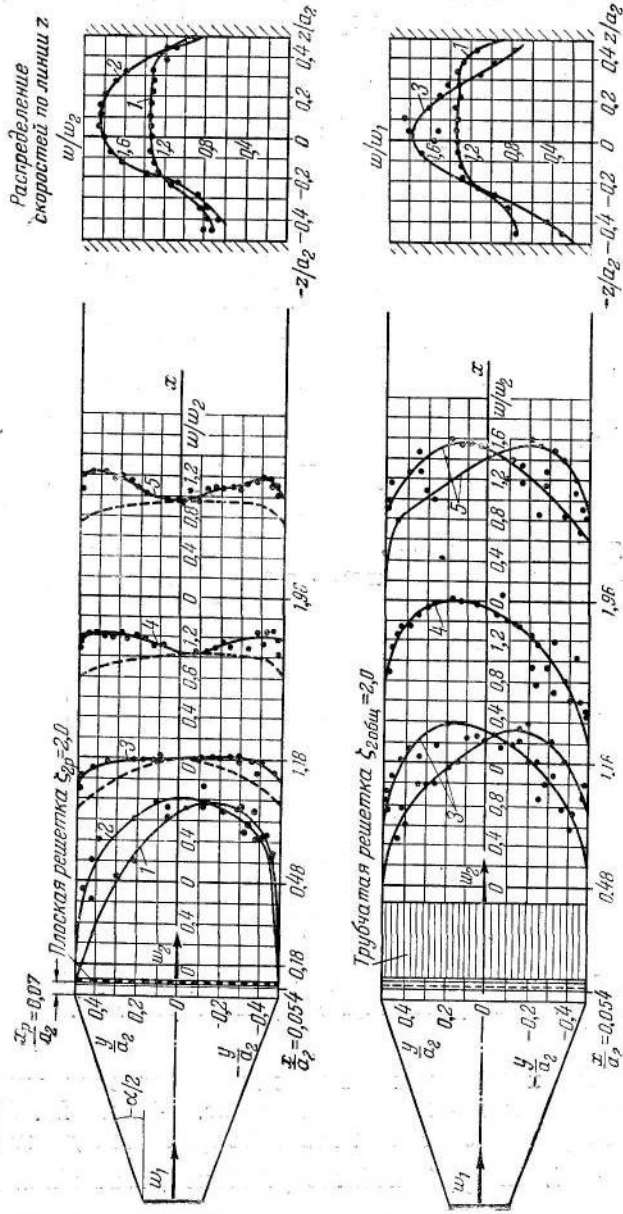
Фиг. 6-21. Скос потока в плоскости расширения диффузора ($\alpha = 38^\circ 40'$) при различной величине сопротивления сетки.

угол набегания. В случае плоской решетки эти дополнительные потери значительно меньше. Возрастание сопротивления трубок решетки к ее периферии и является второй причиной уменьшения растекания потока перед этой решеткой.



Фиг. 6-22. Скос потока в плоскости расширения диффузора ($\alpha = 38^\circ 40'$) с плоской решеткой и с трубчатой решеткой.

Справедливость сказанного хорошо подтверждается экспериментальными данными, приведенными на фиг. 6-22 и 6-23. Как видно, за плоской решеткой скос потока сохраняется даже на расстоянии $\frac{x}{a_2} = 0,4$. За трубчатой же решеткой, в комбинации с плоской решеткой, этого скоса почти нет. Вместе с тем видно, что при том же значении ζ_{2p} распределение скоростей по величине за плоской решеткой оказывается значительно более равномерным, чем за трубчатой решеткой.



Фиг. 6-23. Распределение скоростей в различных сечениях участка за диффузором ($\alpha = 38^\circ 40'$) с плоской решеткой и с трубчатой решеткой.

$$1 - \frac{x}{a_2} = 0,054; 2 - \frac{x}{a_2} = 0,18; 3 - \frac{x}{a_2} = 0,48; 4 - \frac{x}{a_2} = 1,18; 5 - \frac{x}{a_2} = 1,96.$$

Из изложенного следует, что эффект перемены знака отклонения скоростей за трубчатой решеткой если не устраняется полностью, то во всяком случае значительно ослабляется. Это значит, что увеличение коэффициента сопротивления трубчатой решетки в значительно широких пределах ζ_{2p} должно вести к увеличению степени выравнивания поля скоростей не только на самой решетке, но и за ней.

Выравнивание скоростей в диффузорах с различными углами расширения. Как видно на приведенной выше фиг. 3-2, рассредоточенное по сечению сопротивление, помещенное за диффузором, ведет к выравниванию скоростей при любых углах расширения. Однако степень выравнивания при одном и том же коэффициенте сопротивления ζ_{2p} уменьшается с увеличением угла расширения диффузора. Так, если при $\alpha = 24^\circ$ и $\zeta_{2p} = 2$ заметное выравнивание скоростей достигается уже на расстоянии $\frac{x}{a_2} = 0,18$, а при $\alpha = 38^\circ 40'$ и том же ζ_{2p} — на расстоянии $\frac{x}{a_2} = 0,5$, то при $\alpha = 60^\circ - 180^\circ$ и том же ζ_{2p} примерно такое же поле скоростей получается только на расстоянии $\frac{x}{a_2} = 2 - 3$. Сравнивая вместе с тем этот результат с результатом, полученным для диффузоров без сетки, для которых выравнивание скоростей наступает только на расстоянии $\frac{x}{a_2} = 8 - 10$, видно, что выравнивающий эффект сетки весьма значителен и для диффузоров с большими углами расширения.

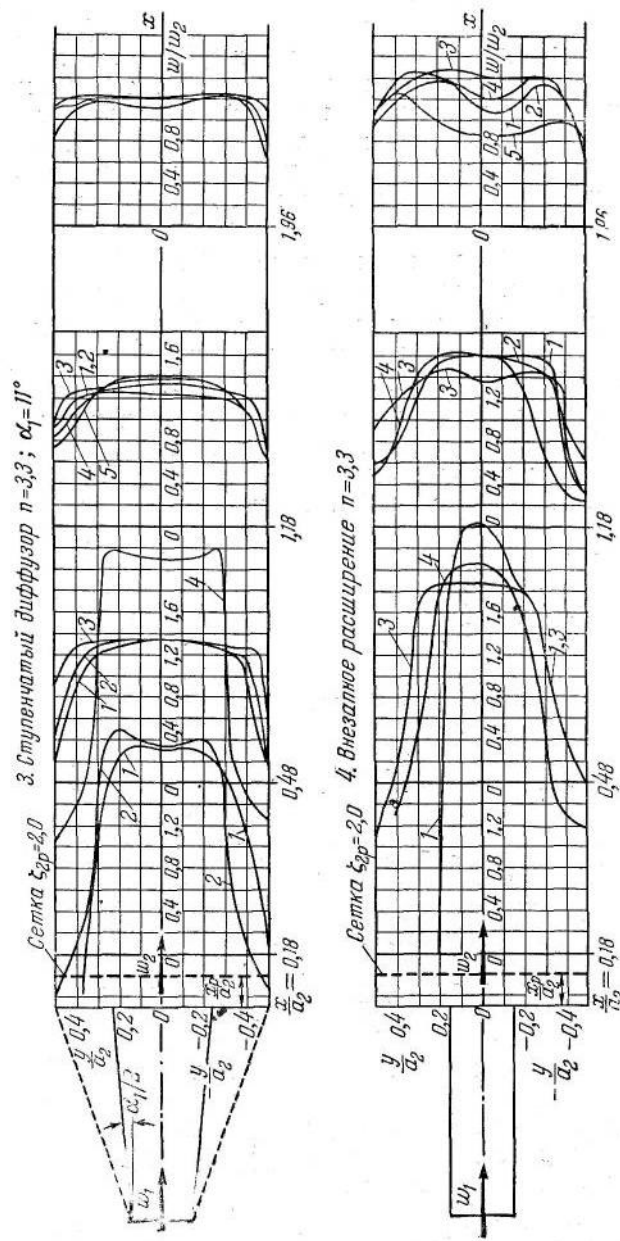
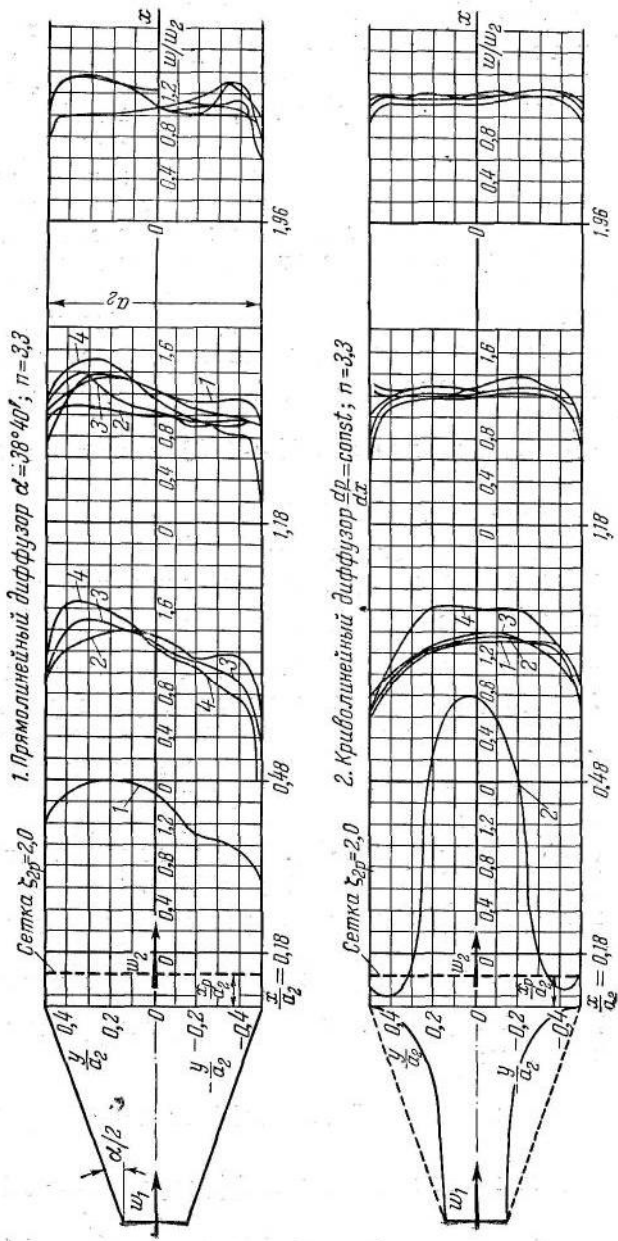
Выравнивание скоростей в диффузорах с различными формами образующих. Влияние сетки на выравнивание скоростей за диффузорами с различными образующими: прямолинейными, криволинейными и ступенчатыми было показано выше (фиг. 3-5, 3-16 и 3-17). Здесь отметим, что для каждого из перечисленных типов диффузоров, а также для случая внезапного расширения существует свое оптимальное расстояние $\frac{x_p}{a_2}$ сетки от диффузора, при котором в сечении $\frac{x}{a_2} = 0,5$ прямого участка трубы получается наилучшее распределение скоростей, а именно:

$$\text{для прямолинейного диффузора } \frac{x_p}{a_2} = 0,07 - 0,125,$$

$$\text{для криволинейного диффузора } \frac{x_p}{a_2} = 0,07 - 0,25,$$

$$\text{для ступенчатого диффузора } \frac{x_p}{a_2} = 0,25,$$

$$\text{для внезапного расширения } \frac{x_p}{a_2} = 0,125 - 0,25.$$



Фиг. 6-24. Распределение скоростей в сечениях участка за различными типами диффузоров при расположении сетки на различных относительных расстояниях $\frac{x_p}{a_2}$.

1 — $\frac{x_p}{a_2} = 0,07$; 2 — $\frac{x_p}{a_2} = 0,125$; 3 — $\frac{x_p}{a_2} = 0,25$; 4 — $\frac{x_p}{a_2} = 0,4$; 5 — $\frac{x_p}{a_2} = 1,0$.

При этом поле скоростей в указанном сечении ступенчатого диффузора получается более равномерным, чем даже в криволинейном диффузоре (фиг. 6-24).

Общее сопротивление диффузора и решетки (сетки). Как было сказано, помещение сетки за диффузором ведет к заметному уменьшению потерь в нем. Вместе с тем расположение сетки в потоке с неравномерным распределением скоростей, в котором действительная кинетическая энергия больше кинетической энергии, взятой по средней скорости, должно привести к возрастанию величины сопротивления решетки (сетки).

Однако все это в определенных пределах. Выше (стр. 186) мы видели, что по мере приближения ζ_{2p} к $\zeta_{2 крит}$, т. е. по мере приближения к полному растеканию струи по всему сечению решетки суммарное сопротивление приближается к одному только сопротивлению изолированной решетки (сетки).

Результаты проведенных нами многочисленных исследований показали (фиг. 6-17), что при неравномерности поля скоростей, которая получается в прямолинейных диффузорах с углами расширения примерно до 60° и $n \leq 3,5$, в ступенчатых диффузорах с оптимальными углами расширения ($\alpha = 10 \div 15^\circ$) и $n \leq 3,5$ и особенно в криволинейных диффузорах общие потери $\Delta H_{общ}$ близки к сумме потерь, подсчитанных для изолированного диффузора (ΔH_d) и изолированной решетки (ΔH_p), т. е.

$$\Delta H_{общ} \approx \Delta H_d + \Delta H_p$$

или

$$\zeta_{1 общ} \approx \zeta_{1d} + \zeta'_{1p} = \zeta_{1 сумм}, \quad (6-93)$$

где $\zeta_{1 общ}$, ζ_{1d} , ζ'_{1p} и $\zeta_{1 сумм} = \zeta'_{1 общ}$ — соответственно коэффициент общего сопротивления диффузора и решетки (сетки), полученный экспериментально, коэффициент сопротивления изолированного диффузора, коэффициент сопротивления изолированной решетки (сетки), коэффициент общего сопротивления, подсчитанный как сумма коэффициентов сопротивления изолированного диффузора и изолированной решетки (сетки).

При более значительной неравномерности поля скоростей, возникающей в диффузорах с углами расширения α , превышающими 60° и при $n > 4 \div 5$ общие потери получают несколько больше суммы потерь в изолированном диффузоре и в изолированной решетке (сетке) (фиг. 6-17, в).

В этом случае, если $\zeta_{2p} \leq \zeta_{2 крит}$, общий коэффициент сопротивления, как уже было указано, должен определяться формулой (6-77) или (6-81), при этом за сечение F_1 можно принять узкое сечение диффузора.

6-8. Оптимальный канал для подвода воздуха к объектам обдувки и камерам наддува

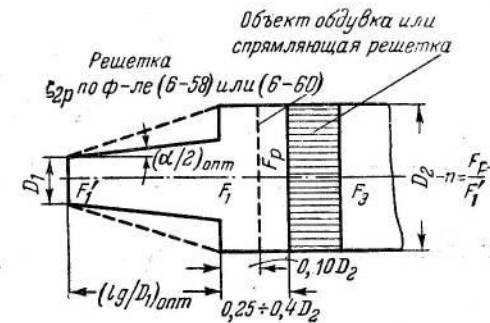
Из изложенного в этой главе и гл. 3 видно, что подвод газа (или жидкости) к объекту обдувки или в камеру наддува, предназначенной для испытания трубопроводов, вентиляторов и др., выгодно осуществить по схеме, показанной на фиг. 6-25. На этой фигуре видно, что переходный участок представляет собой ступенчатый диффузор с оптимальными углом расширения и длиной (фиг. 3-19 и 3-20). В широкой части (собственно камера)

на оптимальном расстоянии x_p от диффузорной части, равно примерно $0,2 \div 0,3 D_2$, помещается ряд решеток¹ с коэффициентами сопротивления ζ_{2p} , подобранными вышеуказанным методом [формула (6-95)]. Если за решетками устанавливается объект обдувки, то частично и его сопротивление может быть принято во внимание. Расстояние между отдельными решетками и между последней решеткой и объектом обдувки берется равным примерно $0,1 D_2$.

Если проектируется камера наддува, то вместо объекта обдувки устанавливается спрямляющая решетка с глубиной ячеек $(6 \div 7) d$ (где d — диаметр ячейки). За решеткой следует участок с постоянным поперечным сечением, являющийся рабочей частью. Длина этого участка выбирается из эксплуатационных условий.

Использованную и рекомендуемую литературу к гл. VI — см. общий список литературы в конце книги под №: 1, 5, 6, 11, 12, 24, 30, 32, 34, 52, 62, 63, 65, 66, 68, 69, 74, 76, 78.

¹ Вместо проволочных сеток лучше брать плоские решетки в виде перфорированных металлических листов. Такие решетки позволяют получать сколь угодно большие значения ζ_{2p} , которые мало меняются от загрязнения, в то время как значения ζ_{2p} сеток ограничены и вследствие загрязнения сильно меняются.



Фиг. 6-25. Схема расположения объекта обдувки за диффузором. Схема камеры наддува.

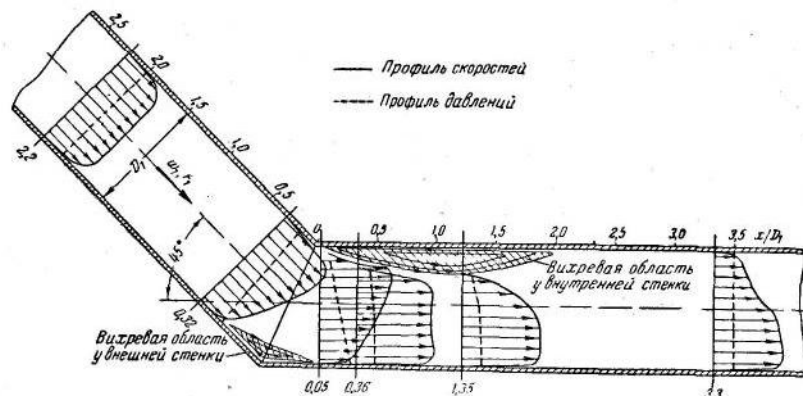
ГЛАВА СЕДЬМАЯ

ИЗМЕНЕНИЕ НАПРАВЛЕНИЯ ПОТОКА

7-1. Сущность сопротивления изогнутых каналов

Изменение направления скорости возникает в изогнутых каналах (коленах, отводах¹, обходах и др.).

Как мы знаем, искривление линий тока (поворот потока) сопровождается появлением центробежных сил, приводящих к тому, что по направлению от центра кривизны давление

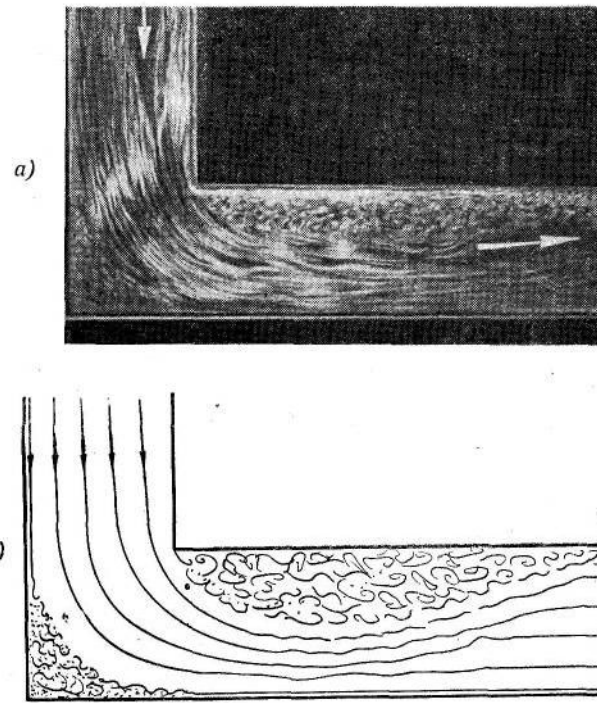


Фиг. 7-1. Изменение профилей скоростей и давлений в колене и в прямой трубе за ним.

увеличивается, а скорость соответственно падает и, наоборот, по направлению к центру кривизны скорость возрастает, а давление падает. Поэтому в коленах и отводах при переходе жидкости из прямолинейного участка в изогнутый скорость вблизи внутренней стенки повышается (фиг. 7-1), а давление

¹ Под коленами мы подразумеваем изогнутые каналы, радиусы закругления которых для внутренней и внешней стенок одинаковы, а под отводами — такие, в которых закругления обеих стенок представляют собой дуги concentрических окружностей.

соответственно уменьшается. Так как такое явление возникает при сужении потока в коллекторе или конфузоре, то оно получило название конфузорного эффекта. Вблизи внешней стенки колена происходит обратное явление: скорость падает, а давление растет, т. е. возникает диффузорный эффект. Переход жидкости из изогнутой части в прямолинейный участок (после поворота потока) сопровождается противополож-



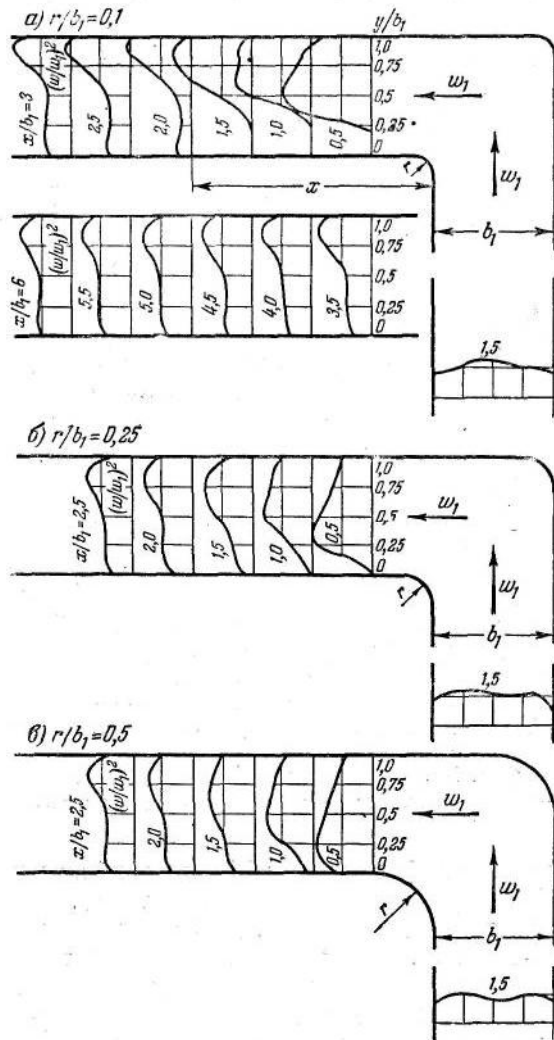
Фиг. 7-2. Картина потока в колене 90°. а — фотография потока; б — схематическая картина потока.

ными явлениями: диффузорным эффектом вблизи внутренней стенки и конфузорным вблизи внешней стенки. Диффузорные явления приводят к соответствующему отрыву потока от обеих стенок (фиг. 7-1 и 7-2). При этом отрыв от внутренней стенки усиливается стремлением потока по инерции двигаться прямолинейно — в данном случае — по направлению к внешней стенке.

Вихревая зона, возникающая вследствие отрыва потока от внешней стенки, незначительна: она заполняет только внешний угол поворота, не стесняя заметно сечения основного потока. Наоборот, отрыв от внутренней стенки приводит к интенсивному вихреобразованию, зона которого распространяется далеко за изгибом канала (при повороте на 90° — на относитель-

ной длине $\frac{l}{b_1} \left(\frac{x}{b_1} \right)$ порядка 3-4—фиг. 7-3), значительно поджимая при этом сечение основного потока.

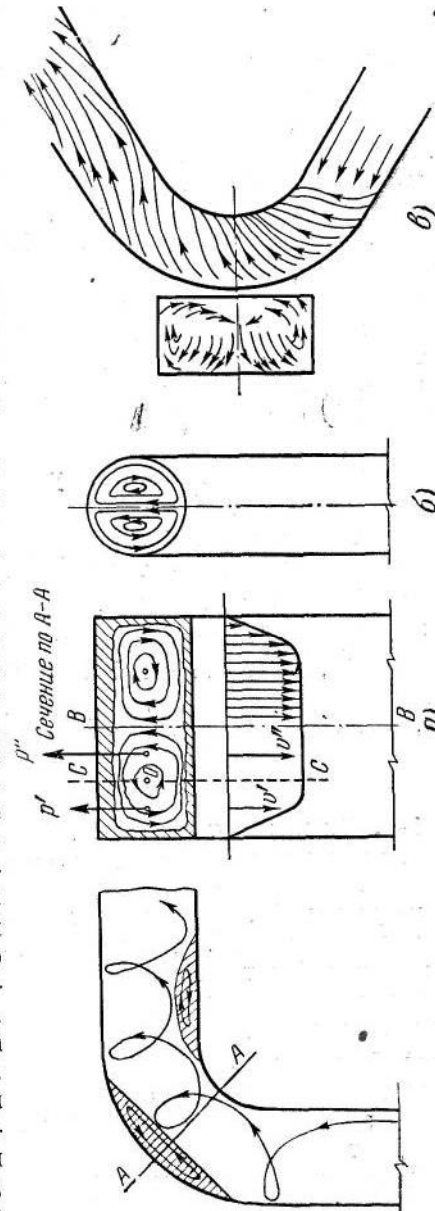
Помимо вихревых областей у внутренней и внешней стенок, в изогнутом канале возникает еще так называемый парный вихрь. Появление этого вихря обуславливается наличием



Фиг. 7-3. Распределение безразмерных величин скоростных давлений $\left(\frac{w}{w_1} \right)^2$ в различных сечениях за изгибом колен квадратного сечения при различных радиусах закругления $\frac{r}{b_1}$.

пограничного слоя и соответственно—ядра потока с максимальными скоростями. Это ядро, стремясь в изогнутом канале двигаться по инерции в направлении к внешней стенке, т. е. к стенке, расположенной дальше от центра кривизны канала, в силу неразрывности движения заставляет более медленные слои жидкости в пограничном слое двигаться вблизи обеих боковых стенок в сторону внутренней стенки поворота, т. е. к стенке, расположенной ближе к центру кривизны канала, в результате чего в поперечном сечении канала возникают два вихря (фиг. 7-4).

Появление парного вихря может быть пояснено и следующим образом. Рассечем колено плоскостью симметрии, параллельной плоскости изгиба, на две части (фиг. 7-4, а) и будем рассматривать одну из половин поперечного сечения (например, левую). В силу того, что инерционные (центробежные) силы, развиваемые при повороте, пропорциональны квадрату скорости, а последняя в ядре потока (v'') больше, чем у боковых стенок (v'), то та сила p'' , которая появляется справа от точки O , будет больше, чем сила p' слева от этой точки. Под влиянием разности этих сил возникает момент центробежных сил относительно точки O , приводящий поток во вращение в указанном выше направлении. Такая же картина возникает и в правой половине сечения. Отсюда и парный вихрь.



Фиг. 7-4. Образование парного вихря в отводе. а — отвод прямоугольного сечения; б — отвод круглого сечения; в — абсолютные линии тока в отводе.

Следует полагать, что парный вихрь появляется главным образом при наличии более или менее развитого пограничного слоя, т. е. при помещении изогнутого канала за входным участком определенной длины. В случае установки этого канала непосредственно или вблизи плавного входа (коллектора) парный вихрь может еще и не возникнуть или возникает в слабой степени.

Вторичные токи, создаваемые парным вихрем, налагаются на главный поток, параллельный оси канала, и в результате придают линиям тока винтообразную форму (фиг. 7-4), которая распространяется на прямой участок за изгибом и исчезает весьма медленно на большой длине. Практически закручивание потока заканчивается на длине 10÷15 калибров.

Таким образом, структура потока и сопротивление изогнутых каналов определяются тремя явлениями: образованием вихревой области у внутренней стенки поворота, образованием такой же области у внешней стенки и возникновением парного вихря в поперечном сечении канала. Основную роль при этом играет вихреобразование у внутренней стенки. Оно в основном определяет сопротивление изогнутого канала и деформацию скоростного поля во всем прямом участке за изгибом.

Величина коэффициента сопротивления изогнутых каналов и картина потока в них изменяются как под влиянием факторов, определяющих степень турбулентности потока (числа Re , относительной шероховатости Δ , условий входа и др.), так и формы канала (угла поворота δ , относительного радиуса закругления $\frac{r}{b_1}$, относительной вытянутости поперечного сечения $\frac{h}{b_1}$, соотношения площадей входа и выхода $\frac{F_2}{F_1}$ и др.).

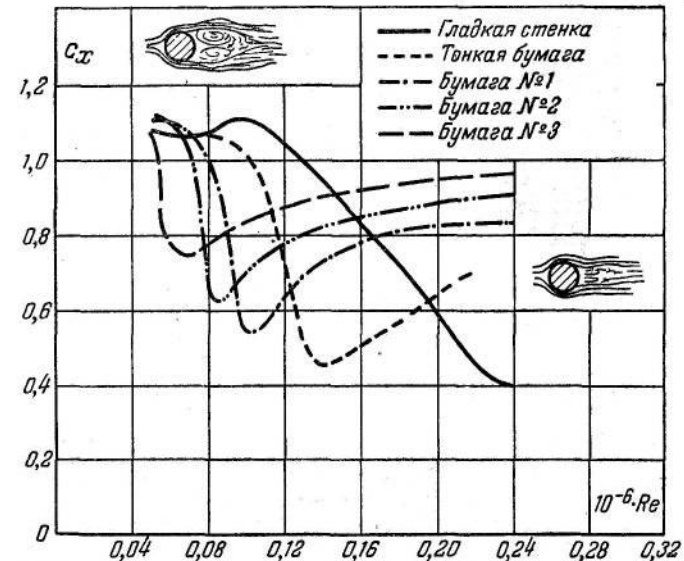
7-2. Влияние числа Re и относительной шероховатости на условия движения в отводах

Влияние числа Re . Анализ многочисленных экспериментальных данных показывает, что между явлением в плавно изогнутых каналах (внутреннее течение) и явлением при обтекании цилиндра в свободном потоке (внешнее обтекание) существует полная аналогия.

Известный характер зависимости коэффициента лобового сопротивления c_x цилиндра от числа Re виден на фиг. 7-5. Наибольшее значение c_x имеет при малых значениях Re . При каком-то критическом значении этого числа коэффициент лобового сопротивления начинает резко падать, пока при некотором другом значении Re он не достигает минимума, величина которого с дальнейшим увеличением этого числа в случае гладкой поверхности практически уже мало меняется. Указанный ход кривой $c_x=f(Re)$ объясняется, как известно, состоянием

потока в оторвавшемся пограничном слое и местоположением точки отрыва.

Такой же характер кривых зависимости коэффициента сопротивления ζ от числа Re получается и для плавных отводов. При сравнительно малых числах Re в отводе, помещенном близко от плавного входа, пограничный слой ламинарен, следовательно, и отрыв ламинарный. Критическое число Re , при котором начинается падение ζ отвода, характеризуется тем, что в оторвавшемся ламинарном слое появляется точка перехода

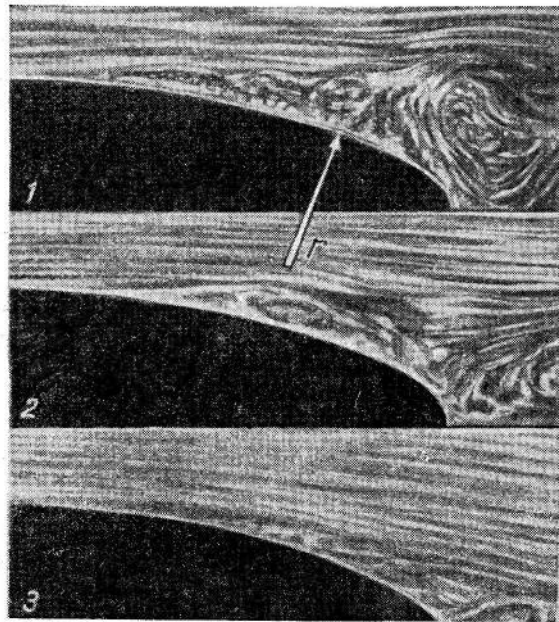


Фиг. 7-5. Зависимость коэффициента лобового сопротивления c_x цилиндра от числа Re при различной степени шероховатости поверхности.

от ламинарного к турбулентному течению. Турбулизация же оторвавшегoся пограничного слоя, характеризующаяся усилением обмена количеством движения между отдельными частицами жидкости, приводит к расширению струи в этом слое за счет сужения внутренней вихревой зоны (фиг. 7-6). По мере увеличения числа Re точка перехода перемещается все больше и больше назад (вверх по потоку), а оторвавшийся пограничный слой все больше и больше расширяется, пока не прилипнет обратно к внутренней стенке отвода (та же фигура).

Центробежные силы на повороте не дают, однако, прилипшему слою удержаться на всем закруглении отвода, и в каком-то месте поток опять отрывается от стенки, но это уже является отрывом турбулентного слоя на более удаленном расстоянии от начала внутреннего закругления (та же фигура).

В первый момент между точкой ламинарного отрыва и точкой прилипания образуется замкнутая вихревая зона, которая с дальнейшим увеличением Re окончательно рассасывается. Полное рассасывание указанной зоны происходит тогда, когда точка перехода совпадает с точкой ламинарного отрыва. Этот момент соответствует завершению переходного режима



Фиг. 7-6. Картина потока при обтекании криволинейной поверхности при различных режимах течения (различные Re).

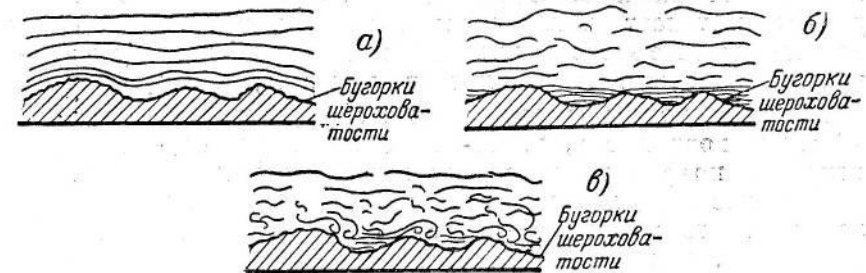
1 — отрыв ламинарного пограничного слоя; $Re = \frac{\omega r}{\nu} = 2 \cdot 10^4$ (r — радиус криволинейной поверхности); 2 — обратное прилегание пограничного слоя к стенке, после того как он сделался турбулентным при $Re = 5 \cdot 10^4$; 3 — то же самое при $Re = 6 \cdot 10^4$.

течения, после которого коэффициент сопротивления перестает падать и принимает почти постоянное значение. Указанный момент соответствует $Re = 0,2 \cdot 10^6 \div 0,25 \cdot 10^6$.

Отрыв ламинарного слоя, происходящий в наиболее близкой к началу закругления отвода точке, дает, естественно, наиболее обширную (как по ширине, так и по длине) вихревую зону у внутренней стенки (фиг. 7-6). По мере приближения точки перехода к точке ламинарного отрыва эта вихревая зона суживается. Наименьшие размеры зона завихрения принимает при турбулентном отрыве, происходящем в точке, более удаленной (по потоку) от начала закругления.

Влияние шероховатости внутренней стенки отвода. На фиг. 7-5 приведены также значения c_x шара при создании на всей поверхности его шероховатости различной степени. Как видно, при малых значениях Re коэффициент лобового сопротивления шара с различной шероховатостью мало отличается от c_x шара с гладкой поверхностью. С увеличением числа Re коэффициент лобового сопротивления начинает резко падать, при некотором значении этого числа он достигает определенного минимума, а затем опять начинает возрастать до некоторой постоянной величины.

Значение критического числа Re и чисел Re , при которых, с одной стороны, достигается минимум сопротивления, а с дру-



Фиг. 7-7. Схематическая картина обтекания шероховатой поверхности внутренней стенки отвода при различных режимах течения (различные Re).

а — ламинарное обтекание бугорков шероховатости ($Re < Re_{кр}$); б — переходной режим ($Re_{кр} < Re < Re_{уст}$); в — турбулентное обтекание бугорков шероховатости ($Re > Re_{уст}$).

гой, — наступает новое возрастание c_x , зависит от величины относительной шероховатости $\bar{\Delta} = \frac{\Delta}{b_1}$. Чем больше $\bar{\Delta}$, тем меньше

критические числа Re и тем больше величина минимума c_x и величина c_x , достигаемая при больших Re на режимах автомодельности.

Для отводов получается такой же характер кривых $\zeta = f(Re, \bar{\Delta})$; он может быть объяснен следующим образом. Пока число Re мало, толщина ламинарного пограничного слоя столь велика, что слой почти полностью покрывает бугорки шероховатости (фиг. 7-7, а), и последние не оказывают почти никакого влияния на состояние потока. Вследствие этого оторвавшийся пограничный слой остается ламинарным, а коэффициент сопротивления отвода с шероховатыми стенками — равным или почти равным ζ отвода с гладкими стенками. С увеличением числа Re толщина пограничного слоя уменьшается, бугорки шероховатости начинают частично выступать за его пределы (фиг. 7-7, б) и турбулизировать поток. Таким образом, по сравнению со случа-

ем гладкой стенки ускоряется возможность появления точки перехода, а затем и турбулентного отрыва, т. е. уменьшается значение критического числа Re , при котором коэффициент сопротивления начинает падать. С дальнейшим увеличением Re толщина пограничного слоя настолько уменьшается, а бугорки шероховатости настолько значительно выступают за пределы слоя, что на них начинают образовываться местные срывы (фиг. 7-7,8). Эти срывы способствуют перемещению вверх по потоку точки турбулентного отрыва от внутренней стенки. Такое перемещение точки отрыва приводит, естественно, к расширению области завихрения и к возрастанию коэффициента сопротивления отвода. Чем больше величина Δ , тем раньше и интенсивнее сказывается ее влияние. Следовательно, с одной стороны, тем раньше наступает минимум сопротивления, а с другой — тем больше значение этого минимума и значение величины ζ при больших Re . Вместе с этим следует полагать, что увеличение Δ не может повышать сопротивление срыва до бесконечности. Имеется, повидимому, какое-то предельное значение ζ , больше которого коэффициент сопротивления стать не может¹.

Наличие предельного значения ζ объясняется главным образом тем, что точка отрыва не может уходить далеко вверх по потоку, так как появление отрыва связано только с поворотом потока в отводе. Тут же следует отметить, что максимальная величина ζ , получаемая при больших Re , когда отрыв турбулентный, будет, вероятно, всегда оставаться меньше значения ζ при докритических величинах Re , так как даже при совпадении точек ламинарного и турбулентного отрывов вихревая зона при турбулентном отрыве вследствие большего расширения струи в оторвавшемся слое останется всегда меньше, чем при ламинарном отрыве. Этим, между прочим, можно объяснить и то обстоятельство, что в коленах с острыми кромками поворота или в других подобных случаях, когда точка отрыва является фиксированной, коэффициент сопротивления в определенных пределах Re может тоже несколько меняться с изменением этого числа (фиг. 7-8).

Изложенное показывает, что на сопротивление отвода должна влиять в основном шероховатость, созданная только на внутренней стенке. Шероховатость остальных стенок может играть лишь второстепенную роль и влиять постольку, поскольку она

¹ Имеется в виду, конечно, такая шероховатость, которая соизмерима с толщиной пограничного слоя, или, во всяком случае, такие значения Δ , при которых лобовое сопротивление выступов шероховатости пренебрежимо мало по сравнению с сопротивлением вследствие отрыва на закруглении отвода.

При очень больших выступах, таких, например, какие создаются ремонтными шахтными выработками, общее сопротивление отвода будет расти вместе с увеличением как значения Δ (поперечный калибр), так и значения l (продольный калибр, т. е. относительное продольное расстояние между ремонтными).

повышает сопротивление трения и усиливает быть может появление парного вихря.

Итак, для уменьшения сопротивления плавно изогнутых каналов является весьма важным как создание внутренней стенки максимально гладкой, так и устранение возможности образования на внутренней поверхности впереди поворота даже незначительных выступов и вообще неровностей. В то же время общая турбулизация всего потока может оказаться в некоторых случаях полезной, поскольку она приводит к уменьшению критического числа Re , т. е. обеспечивает уменьшение коэффициента сопротивления при меньших Re и получение более раннего режима автомодельности, чем при совершенно гладких коленах и отводах.

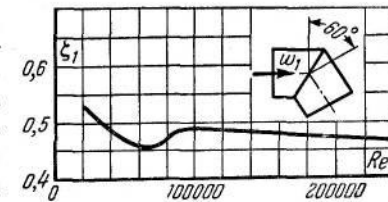
Учет влияния шероховатости и числа Re на сопротивление других изогнутых каналов. Несмотря на ясность качественной картины потока в отводах точная зависимость коэффициента сопротивления последних от числа Re и шероховатости, ввиду отсутствия надежных количественных данных, в настоящее время не может быть установлена.

Поскольку рекомендуемая Г. Н. Абрамовичем формула учета влияния шероховатости дает во многих случаях удовлетворительный результат, то можно для плавных изогнутых каналов (отводов) ею пользоваться и в дальнейшем. Формула эта имеет вид:

$$\zeta_{1ш} = \zeta_1 \frac{\lambda_{ш}}{\lambda}, \quad (7-1)$$

- где $\zeta_{1ш}$ — искомая величина коэффициента сопротивления отвода с заданной шероховатостью стенок;
 ζ_1 — известная величина коэффициента сопротивления того же отвода с шероховатостью, имевшейся при его испытании;
 $\lambda_{ш}$ — коэффициент сопротивления трения единицы длины прямой трубы с такой же шероховатостью и при том же числе Re , что и для рассчитываемого отвода;
 λ — коэффициент сопротивления трения прямой трубы при тех же шероховатости и числе Re , что и для известного отвода.

Некоторые авторы рекомендуют для учета влияния шероховатости на сопротивление колен и отводов формулы иного вида. Однако, поскольку эти формулы относятся тоже к ограниченному числу типов изогнутых каналов, мы их здесь не приводим.



Фиг. 7-8. Зависимость коэффициента сопротивления ζ_1 колена с острым углом поворота от числа Re .

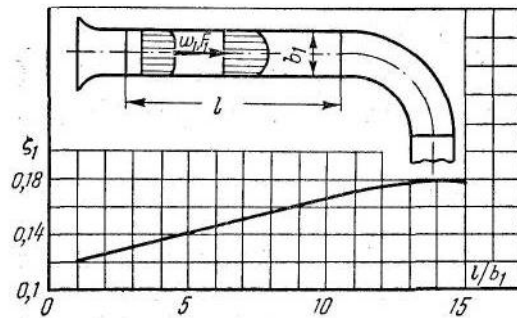
В очень большом числе случаев режим автомодельности для изогнутых каналов наступает при $Re \approx 0,2 \cdot 10^6$. Следовательно, влиянием этого числа при $Re > 0,2 \cdot 10^6$ можно в расчетах пренебречь. При меньших значениях Re его учет можно производить только приближенно по формуле, аналогичной (7-1):

$$\zeta_{1 Re} = \zeta_1 \frac{\lambda_{Re}}{\lambda}, \quad (7-2)$$

где ζ_{Re} — искомая величина коэффициента сопротивления изогнутого канала при $Re < 0,2 \cdot 10^6$; λ_{Re} и λ — коэффициенты сопротивления трения, аналогичные вышеуказанным.

7-3. Влияние основных геометрических параметров колен и отводов на условия движения в них

Влияние относительной длины входного участка. На фиг. 7-9 приведена зависимость коэффициента сопротивления ζ_1 плавного отвода от относительной длины $\frac{l_{ax}}{b_1}$ входного участка. Как видно, величина этого коэффициента растет до определенных пределов вместе с увеличением $\frac{l_{ax}}{b_1}$. Возрастание ζ_1 отвода



Фиг. 7-9. Зависимость коэффициента сопротивления ζ_1 отвода от относительной длины начального (входного) участка $\frac{l_{ax}}{b_1}$.

прекращается тогда, когда длина входного участка становится равной длине начального участка, т. е. участка, в котором происходит развитие и установление профиля скоростей. Таким образом, как только устанавливается развитый профиль скоростей, влияние дальнейшего увеличения длины входного участка исчезает. Возрастание величины коэффициента сопротивления изогнутого канала с развитием профиля скоростей, т. е. с утолщением пограничного слоя, вызывается, очевидно, как влиянием последнего на усиление отрыва потока от стенок, так и на образование и развитие вторичных токов (парного вихря).

В настоящее время нет достаточных данных для количественного учета влияния длины входного участка на сопротивление любых колен и отводов. Эти данные должны быть получены последующими экспериментальными исследованиями.

Влияние угла поворота колен. Чем больше угол поворота колена, тем интенсивнее вторичные токи в нем, а главным образом — вихреобразование у внутренней и внешней стенок. Насколько значительно увеличение толщины вихревой области у внутренней стенки колена с увеличением угла поворота δ видно на фиг. 7-10. Максимальная ширина вихревой области измерена на снимках, полученных фотографированием подкрашенного потока. При $\delta = 90^\circ$ максимальная ширина s вихря на расстоянии $(0,8 \div 1,2) b_1$ от плоскости изгиба составляет примерно 50% ширины канала b_1 . Следовательно, минимальное живое сечение потока F_c или соответствующая ширина b_c при этом повороте имеет такую же величину, т. е. коэффициент заполнения сечения составляет:

$$\epsilon = \frac{F_c}{F_1} = \frac{b_1 - s}{b_1} = \frac{b_c}{b_1} \approx 0,5.$$

Такой же результат дает и теоретическая формула Н. Е. Жуковского, полученная им указанным в гл. 4 методом. Эта формула для случая поворота плоско-параллельного потока на 90° имеет вид:

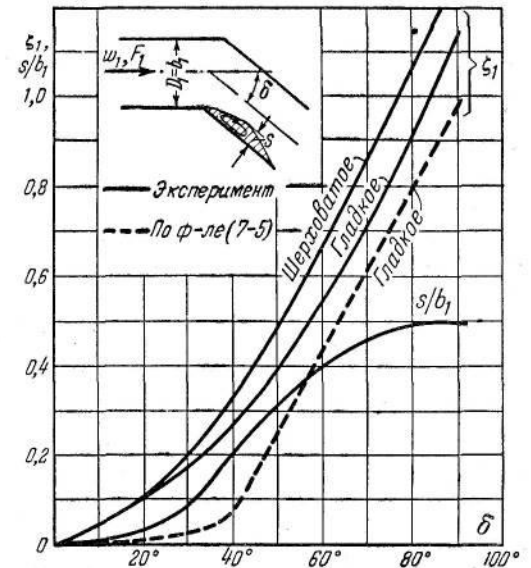
$$\epsilon = \frac{\pi}{\pi + \frac{1}{\sin \nu} \ln \frac{1 + \sin \nu}{1 - \sin \nu}}, \quad (7-3)$$

где величина ν находится из зависимости:

$$\frac{b_2}{b_1} = \operatorname{tg} \frac{\nu}{2} \left(1 + \frac{1}{\pi \sin \nu} \ln \frac{1 + \sin \nu}{1 - \sin \nu} \right); \quad (7-4)$$

здесь b_1 и b_2 — ширина колена соответственно до и за поворотом.

Зная величину коэффициента заполнения сечения ϵ , можно с определенной степенью приближения определить и коэффи-



Фиг. 7-10. Зависимость относительной ширины $\frac{s}{b_1}$ вихревой зоны и коэффициента сопротивления ζ_1 колен от угла поворота δ° .

коэффициент сопротивления колена. Действительно, поскольку основное сопротивление обуславливается вихреобразованием у внутренней стенки, то, пренебрегая потерями, связанными с образованием вихревой области у внешней стенки и возникновением парного вихря, а также потерями на вихреобразование в начальном участке внутренней срывной области до узкого сечения F_c потока за поворотом, можно свести потери в колене к потерям на удар при внезапном расширении потока от этого узкого сечения до полного сечения колена $F_2 = F_1$.

Если потери на удар отнести к скоростному давлению по средней скорости w_1 в сечении канала F_1 , то формула удара в данном случае будет иметь вид:

$$\zeta_1 = \frac{1}{\varepsilon^2} (1 - \varepsilon)^2. \quad (7-5)$$

На фиг. 7-10 приведены три кривые зависимости коэффициента сопротивления колена ζ_1 от угла поворота δ . Первые две кривые (сплошные) изображают результаты эксперимента с гладкими и шероховатыми коленами, а третья (пунктирная) результаты расчета по формуле (7-5). Значения ε в этой формуле определялись при этом по кривой $\frac{s}{b_1} = f(\delta)$ так:

$$\varepsilon = \frac{b_1 - s}{b_1}.$$

Как видно, расчет достаточно близко совпадает с экспериментом только при больших значениях δ . Чем меньше значение этого угла, тем больше расхождение. Последнее объясняется в основном пренебрежением указанными выше вторичными факторами, роль которых в общем сопротивлении колена, очевидно, тем больше возрастает, чем меньше угол поворота.

Влияние скругления кромок колена. Скругление кромок колена (особенно внутренней кромки) значительно смягчает условия срыва потока и, следовательно, снижает сопротивление и улучшает распределение скоростей.

Результаты экспериментальных исследований по определению распределения скоростей в различных сечениях за изгибом колена квадратного сечения с различными значениями $\frac{r}{b_1}$ были приведены уже выше на фиг. 7-3. Зависимость же коэффициента сопротивления колена ζ_1 от $\frac{r}{b_1}$ при $Re \approx 0,4 \cdot 10^6$, $\bar{\Delta} \approx 0,0003$ и $\frac{l_{вх}}{b_1} \approx 2,5$ дана на фиг. 7-11.*

* Данные, приведенные на фиг. 7-3 и 7-11, заимствованы из работы К. К. Баулина и автора, но в отличие от данных, приведенных в этой работе, здесь, как и в дальнейшем, величина ζ_1 означает коэффициент местного сопротивления колена, полученный после вычета из общих потерь на трение

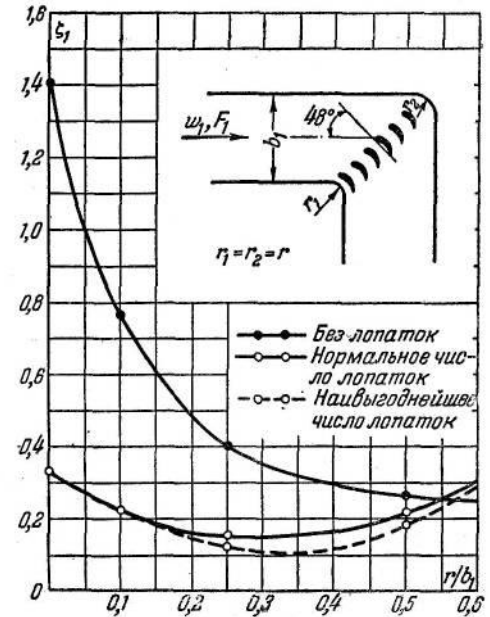
Как видно на фиг. 7-3, по мере увеличения относительного радиуса закругления $\frac{r}{b_1}$ происходит все большее упорядочение потока за поворотом. Если при $\frac{r}{b_1} = 0$ вихревая область зани-

мает в начале выходного участка почти половину сечения и распространяется на относительную длину $\frac{l}{b_1}$ порядка 3-4, так что поле скоростей получается исключительно неравномерным, то, например, при $\frac{r}{b_1} = 0,5$ поле скоростей уже настолько выравнивается, что в большинстве практических случаев применение направляющих лопаток становится почти излишним. На это указывает также сравнительно малая величина коэффициента сопротивления ($\zeta_1 = 0,26$).

Если радиус кривизны внешней кромки колена оставить равным нулю ($r_2 = 0$), а увеличивать радиус кривизны только внутренней кромки [r_1 — переменный (фиг. 7-12 — опыты Нипперта)], то минимальные потери в колене с поворотом на 90° будут получены при $\frac{r_1}{b_1} = 1,2 \div 1,5$. С дальнейшим увеличением $\frac{r_1}{b_1}$ потери начинают заметно возрастать. Объясняется это тем, что при сильном скруглении внутренней кромки в месте изгиба получается увеличение площади поперечного сечения потока и

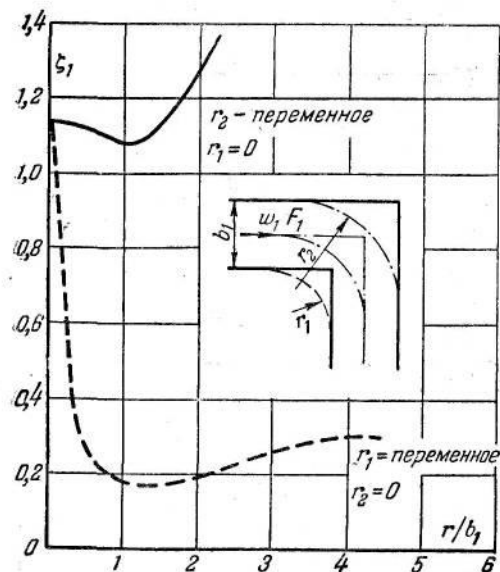
не только в прямых участках до и после поворота, но и в самом колене. Произведенные расчеты показали, что во всех случаях, приведенных в указанной работе, для получения коэффициента местного сопротивления из величины ζ_k следует вычесть величину $\zeta_{mp} \approx 0,05$. Это относится как к коленам без направляющих лопаток, так и к коленам с направляющими лопатками.

Надо также отметить, что величина ζ_1 колена с $\frac{r}{b_1} = 0$ в этих испытаниях получена больше, чем в более поздних наших исследованиях. Объясняется это, повидимому, более грубым выполнением колена в первых опытах.



Фиг. 7-11. Зависимость коэффициента сопротивления ζ_1 колена квадратного сечения от относительного радиуса закругления.

соответственно падение скорости. Последнее приводит к усилению диффузорного эффекта в месте перехода от прямолинейной части к изгибу колена, а следовательно, к возрастанию



Фиг. 7-12. Зависимость коэффициента сопротивления ζ_1 колена от относительного радиуса закругления r/b_1 внутренней и внешней стенок.

вихревой области у внешней стенки (ср. фиг. 7-13, а и 7-13, б).

Скругление внешней стенки при сохранении внутренней кромки острой ($r_1=0$) не приводит к заметному понижению сопротивления колена. Значительное увеличение относительного радиуса закругления внешней стенки вызывает даже повышение этого сопротивления (фиг. 7-12), что указывает на нерациональность скругления одной только внешней стенки (при острой внутренней кромке), так как при этом поджимается площадь поперечного сечения в месте изгиба колена и увеличивается диффузорный эффект при переходе от

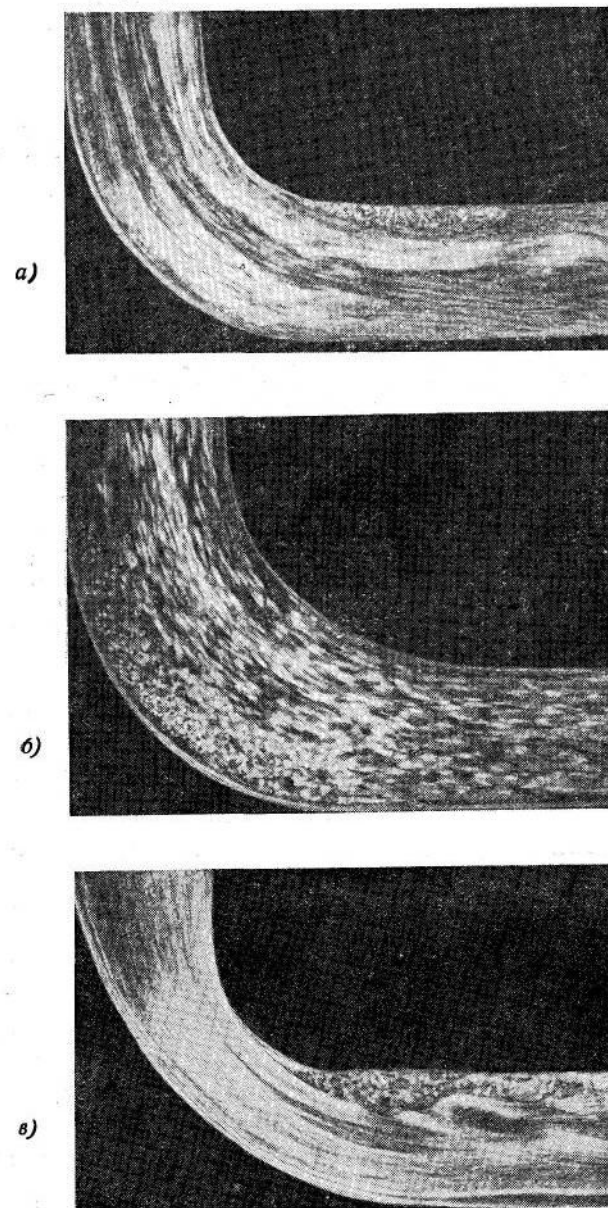
изогнутой части колена к прямолинейному участку за ним; последнее приводит к усилению отрыва от внутренней стенки (сравни фиг. 7-13, а и 7-13, в).

Минимум сопротивления дает колено, у которого $\frac{r_2}{b_1} = \frac{r_1}{b_1} + 0,6$ (колено оптимальной формы) и близкое к минимуму — отвод, при котором

$$\frac{r_2}{b_1} = \frac{r_1}{b_1} + 1.$$

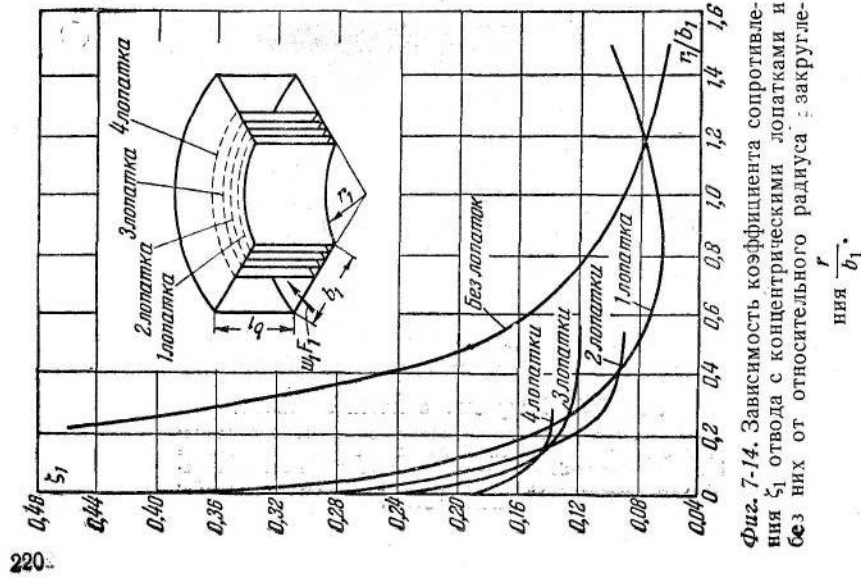
Зависимость коэффициента сопротивления отвода (при $Re = 0,1 \cdot 10^6$, $\bar{\Delta} \approx 0,0001$ и $\frac{l_{ax}}{b_1} \approx 1$) от относительного радиуса внутреннего закругления по данным В. И. Ханжонкова и В. Н. Талиева приведена на фиг. 7-14.

Аналогичные зависимости по данным различных исследователей приведены на фиг. 7-15. Как видно, разброс кривых весьма значителен. В свете изложенного становится ясной возможность такого расхождения даже при правильной мето-

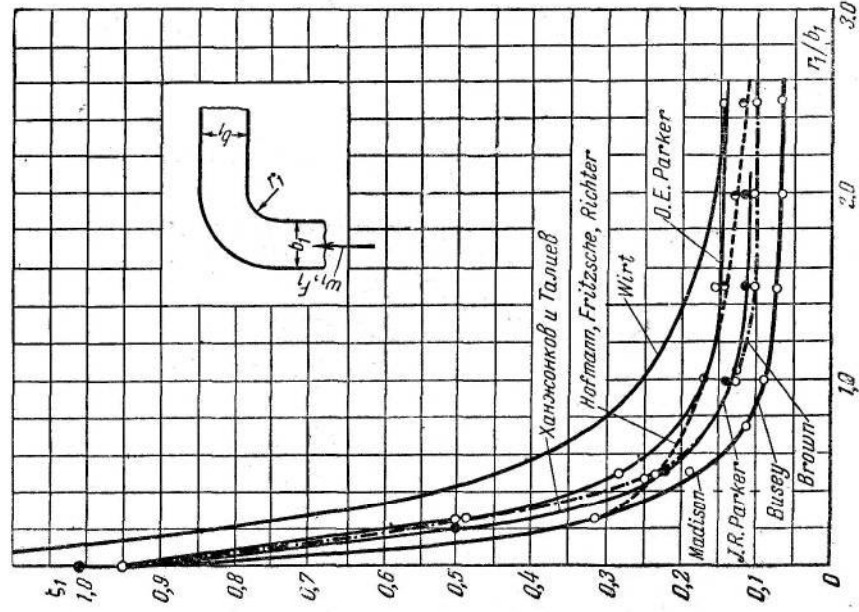


Фиг. 7-13 Вихревые области в отводе.

а — нормальный отвод; б — отвод с излишне большим радиусом внутреннего закругления (расширенное сечение криволинейной части); в — отвод с излишне большим радиусом внешнего закругления (зажатое сечение криволинейной части).



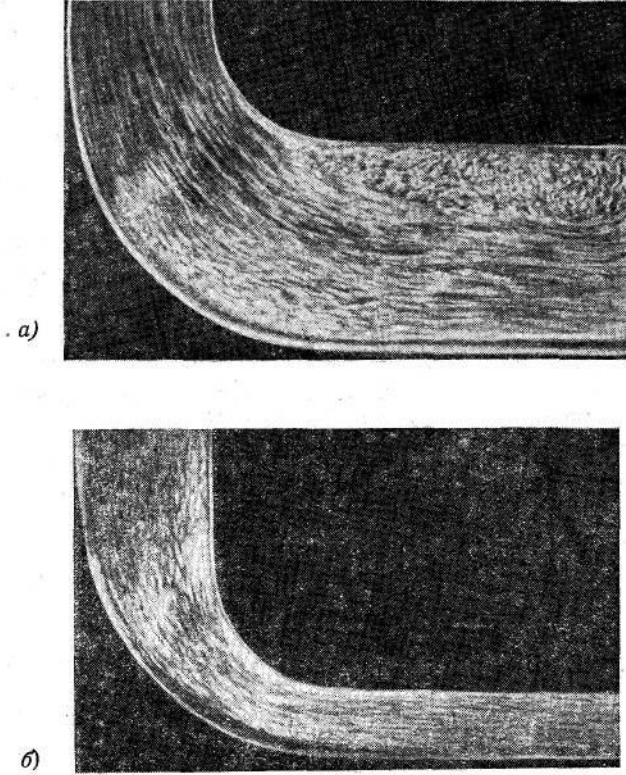
Фиг. 7-14. Зависимость коэффициента сопротивления ξ_1 отвода с концентрическими лопатками и без них от относительного радиуса r : закругления r/b_1 .



Фиг. 7-15. Зависимость коэффициента сопротивления ξ_1 отвода от относительного радиуса закругления r/b_1 по данным различных авторов.

дике экспериментов! различные испытания велись как при различных числах Re , так и в особенности при различной относительной шероховатости¹, а это должно привести к различным результатам.

Влияние соотношения площадей поперечных сечений входа и выхода из колена. Изменение соотношения площадей поперечных сечений колена F_2/F_1 (где F_1 —площадь входного сечения, F_2 —площадь выходного сечения) приводит к существенному изменению его сопротивления.

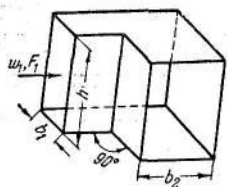


Фиг. 7-16. Вихревые области в отводе.
а — отвод с расширенным выходным сечением; б — отвод с суженным выходным сечением.

Естественно, что чем больше отношение F_2/F_1 , тем значительнее диффузорный эффект и соответственно интенсивнее вихреобразование (фиг. 7-16, а). Наоборот, уменьшение этого от-

¹ Значения этих двух параметров, при которых велись опыты, к сожалению, трудно установить.

ношения приводит к снижению диффузорного эффекта и вместе с ним к ослаблению вихреобразования (фиг. 7-16,б). Однако поскольку при одном и том же расходе изменение указанного соотношения площадей дает в случае расширения выходного сечения колена уменьшение скоростей, а в случае поджатия его—повышение скоростей, то соответствующее изменение сопротивления происходит в разных случаях по-разному. В частности, в прямых коленах ($\delta=90^\circ$, фиг. 7-17) эффект от уменьшения скорости на выходе при их расширении, выражающийся в уменьшении потерь, оказывается сильнее, чем эффект от увеличения вихревой зоны, приводящий к возрастанию потерь, так что

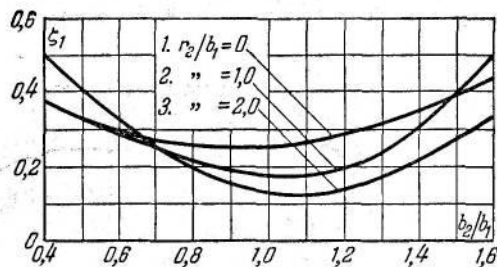
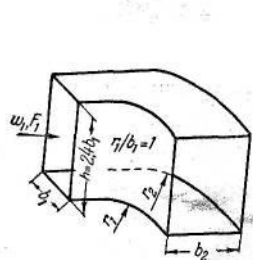


Фиг. 7-17. Колено прямоугольного сечения.

общее сопротивление колена при расширении его в определенных пределах уменьшается.

В пределе, когда $\frac{F_2}{F_1} = \infty$ (или близко к этому), величина

ζ_1 должна, очевидно, принять значение единицы, так как этот случай означает выход потока из прямого участка в большой



Фиг. 7-18. Зависимость коэффициента сопротивления ζ_1 отвода от отношения сторон $\frac{b_2}{b_1}$ при постоянном отношении $\frac{r_1}{b_1} = 1$ и при различных отношениях $\frac{r_2}{b_1}$.

объем, при котором теряется все скоростное давление. Из этого следует, что должно существовать оптимальное значение $\frac{F_2}{F_1}$, при котором ζ_1 имеет минимум.

В случае плавных колена и особенно отводов оптимальное значение $\frac{F_2}{F_1} = \frac{b_2}{b_1}$ близко к единице, так что наиболее выгодным

является отвод с постоянным поперечным сечением. Лишь в отдельных случаях в небольших пределах является выгодным расширение или даже некоторое сужение плавных колена (фиг. 7,18)*.

Влияние формы поперечного сечения колена. Сопротивление изогнутого канала с увеличением степени вытянутости его поперечного сечения, т. е. отношения высоты сечения к

ширине $\frac{h}{b_1}$ (фиг. 7-17), должно уменьшаться. Действительно, в этом случае масса, приходящаяся на единицу высоты канала, при одном и том же общем расходе уменьшается, следовательно, уменьшаются и силы инерции, приводящие к отрыву потока от внутренней стенки. Кроме того, в этом случае возрастает направляющее действие внешней стенки, которое тем больше приближается к внутренней стенке, чем больше $\frac{h}{b_1}$. Наобо-

рот, с уменьшением отношения $\frac{h}{b_1}$ силы инерции при одном и том же общем расходе увеличиваются, а внешняя стенка относительно отдаляется от внутренней стенки, так что вихреобразование в этом случае усиливается. Помимо этого, в последнем случае возрастает удельное значение пограничного слоя у боковых стенок, в связи с чем, с одной стороны, повышается скорость в ядре потока, а с другой,—увеличивается интенсивность парного вихря.

Влияние относительной длины выходного участка. При выходе потока из изогнутого канала в большой объем полное сопротивление его (включающее трение и потери скоростного давления на выходе) существенно зависит от относительной длины l/b_1 выходного участка. Зависимость коэффициента полного сопротивления ζ_{1n} от $\frac{l}{b_1}$ для отводов с различными радиусами закругления, а также для прямого колена, по данным В. И. Ханжонкова и В. Н. Талиева приведена на фиг. 7-19**. Как видно, коэффициент ζ_{1n} плавных отводов имеет свое наибольшее значение при отсутствии выходного участка ($\frac{l}{b_1} = 0$). С увеличением $\frac{l}{b_1}$ этот коэффициент начинает вначале резко падать, пока не достигнет определенного

* Отметим, что колена, для которых результаты испытаний приведены на фиг. 7-18, исследовались при отсутствии за ними достаточно длинных выходных участков. Поэтому эти результаты следует рассматривать лишь как грубое приближение.

** При построении графиков на этой фигуре коэффициент сопротивления трения λ принимался равным 0,015. Условия, при которых получены значения ζ_{1n} этих отводов,—те же, что и для описанных выше колена со скругленными кромками.

минимума, а затем опять несколько возрастает. Характер кривых для отвода с нулевым радиусом внутреннего закругления и для прямого колена отличается от описанного тем, что здесь максимальное значение ζ_{1n} получается не при $\frac{l}{b_1} = 0$, а при наличии короткого выходного участка длиной около одного калибра.

Указанный закон сопротивления определяется состоянием поля скоростей в сечении выхода и потерями на трение в прямом участке. Как мы знаем, поток после поворота, отрываясь от внутренней стенки, поджимается к внешней стенке, повышая этим скорость течения в этом месте. В случае плавных отводов наиболее поджатое сечение потока и, следовательно, наибольшие скорости получают в криволинейном участке отвода, до выхода в прямой участок канала, поэтому при отсутствии выходного участка теряемая кинетическая энергия обладает наибольшей величиной, и соответственно коэффициент полного сопротивления имеет максимальное значение. При неплавном повороте (крутоизогнутый отвод, прямое колено) наиболее поджатое сечение потока находится за изогнутой частью, в прямом участке на расстоянии $\frac{l}{b_1} = 1,0$ (фиг. 7-19), которому и соответствует в этом случае максимальное значение ζ_{1n} .

При большой длине выходного участка поле скоростей успевает выравняться, что влечет за собой уменьшение величины кинетической энергии на выходе, которая приближается к ее значению, взятому по средней скорости по сечению. Падение же кинетической энергии на выходе приводит к уменьшению коэффициента полного сопротивления. Однако вместе с увеличением длины выходного участка возрастают потери на трение в нем. Этим обуславливается наличие минимума функции $\zeta_{1n} = f\left(\frac{l}{b_1}\right)$. Так как неравномерность поля скоростей убывает с увеличением радиуса закругления изогнутого канала, то длина выравняющего участка, естественно, тем меньше, чем больше этот радиус. В соответствии с этим и минимум ζ_{1n} достигается на тем меньшем относительном расстоянии l/b_1 , чем больше $\frac{r}{b_1}$.

Наименьшая относительная длина выходного участка, дающая величину коэффициента полного сопротивления, близкую к минимуму (превышение до 10%), выделена пунктирной линией, нанесенной на фиг. 7-19.

7-4. Расчет сопротивления отводов в сети

Так как при равномерном поле скоростей отношение кинетических энергий на входе и выходе из отвода (колена) постоянного поперечного сечения равно отношению скоростных давлений в этих сечениях, которое в свою очередь равно единице, то, очевидно, вычитая из минимального значения ζ_{1n} ($\zeta_{1n \text{ мин}}$) единицу и величину $\zeta_{1 \text{ тр}}$ (где $\zeta_{1 \text{ тр}} = \lambda \frac{l_1}{b_1} = 0,015 \frac{l_1}{b_1}$, а l_1 — длина рассматриваемого участка изогнутого канала, взятая по оси):

$$\zeta_1 = \zeta_{1n \text{ мин}} - 1 - \zeta_{1 \text{ тр}}$$

получим значение коэффициента местного сопротивления данного отвода или колена.

Коэффициент местного сопротивления любого отвода может быть определен в зависимости от относительного радиуса закругления $\frac{R}{b_1}$ (где R — средний радиус, взятый для средней линии канала), угла поворота δ и относительной вытянутости $\frac{h}{b_1}$ по формуле, предложенной Г. Н. Абрамовичем:

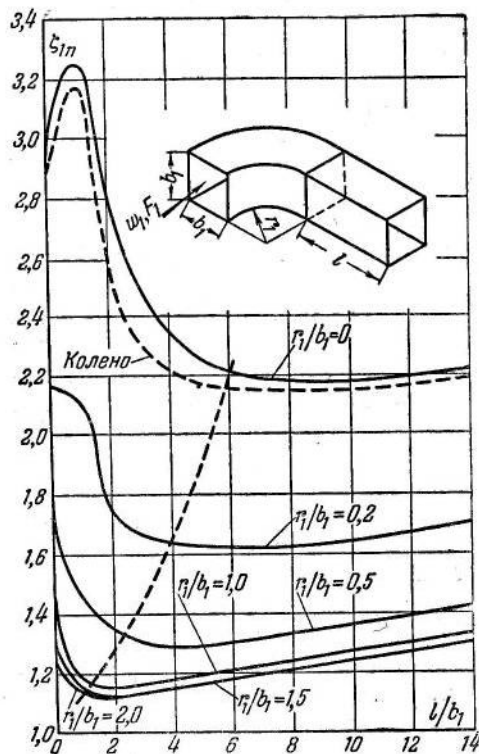
$$\zeta_1 = 0,73 A_1 B_1 C_1, \quad (7-6)$$

где $A_1 = f_1(\delta)$ — множитель, зависящий только от угла поворота потока в отводе;

$B_1 = f_2\left(\frac{R}{b_1}\right)$ — множитель, зависящий только от относительного радиуса закругления отвода;

$C_1 = f_3\left(\frac{h}{b_1}\right)$ — множитель, зависящий только от степени вытянутости поперечного сечения канала.

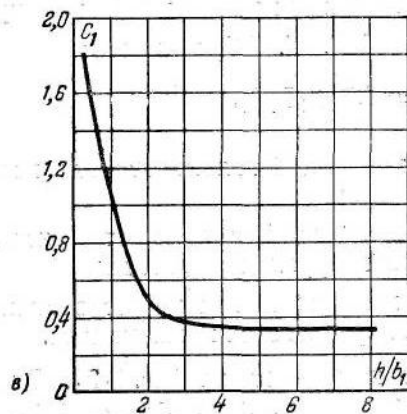
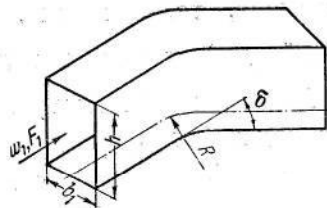
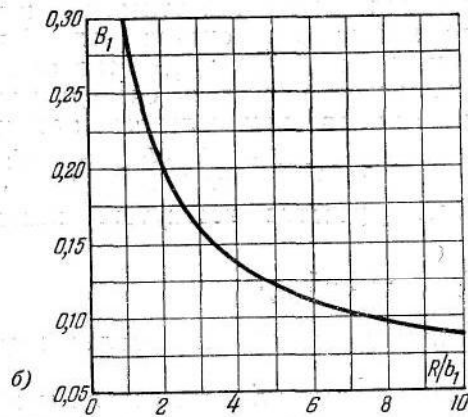
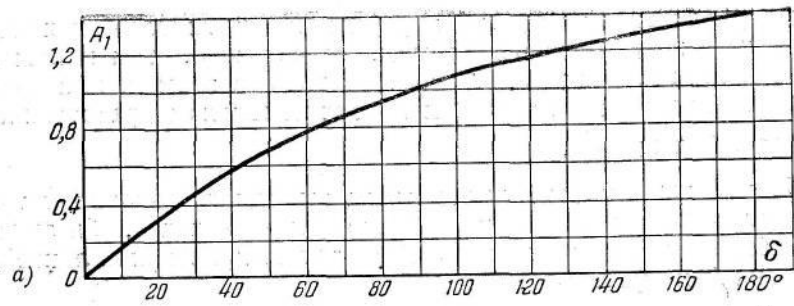
Соответствующие кривые приведены на фиг. 7-20. Эти данные получены для отводов, помещенных за длинным входным участком ($l_{вх} = l_{нач}$) при $Re > 0,2 \cdot 10^6$ и $\bar{\Delta} \approx 0$.



Фиг. 7-19. Зависимость коэффициента полного сопротивления ζ_{1n} отводов от относительной длины выходного участка

$$\frac{l}{b_1} \text{ при различных } \frac{r}{b_1}.$$

при различных $\frac{r}{b_1}$.

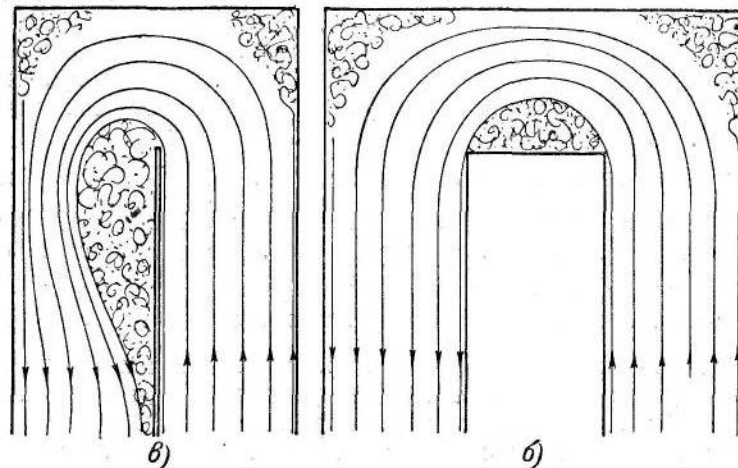
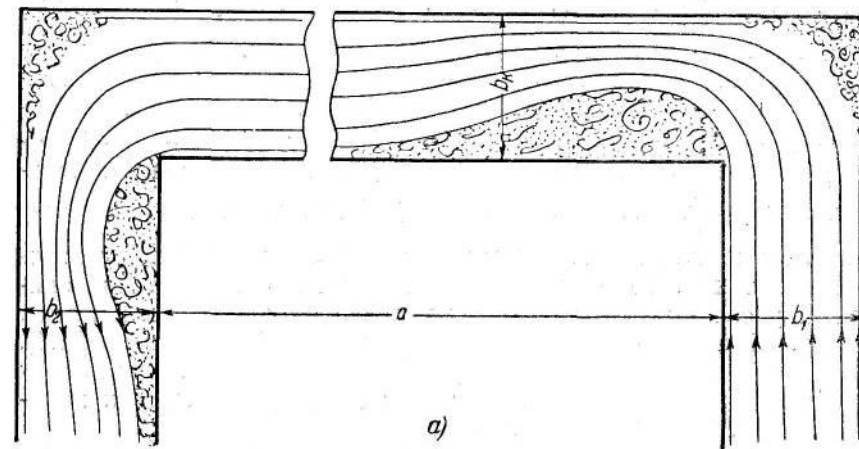


Фиг. 7-20. К расчету сопротивления отводов.

a — зависимость коэффициента A_1 от угла поворота δ° отвода;
 b — зависимость коэффициента B_1 от относительного значения среднего радиуса $\frac{R}{b_1}$ отвода; v — зависимость коэффициента C_1 от относительной вытянутости $\frac{h}{b_1}$ отвода.

7-5. Взаимное влияние колен (составные колена)

Влияние расстояния между двумя последовательно установленными коленами с поворотом потока, на 90° (П-образные колена). Сопротивление составных колен (фиг. 7-21) сильно зависит от относительного расстояния $\frac{a}{b_1}$ между следующими друг за другом коленами. Наибольшее значение коэффициент сопротивления ζ_1 имеет при $\frac{a}{b_1} = 0$ (фиг. 7-21, в). Увеличение $\frac{a}{b_1}$ ведет вначале к резкому уменьшению ζ_1 , которое при определенном значении $\frac{a}{b_1}$ достигает минимума, а затем опять



Фиг. 7-21. Схематическая картина потока в П-образных коленах.

возрастает (плавно), стремясь к величине, равной сумме коэффициентов сопротивления двух изолированных колен с поворотом потока в каждом из них на 90° . Такой характер изменения сопротивления свойственен колену как без расширения, так и с расширением выходного сечения и находит себе следующее объяснение.

Завершение рассасывания вихревой зоны, возникающей у внутренней стенки колена за его изгибом и являющейся основным источником потерь, происходит, как мы знаем, в случае поворота потока под прямым углом не ближе, чем на относительном расстоянии $\frac{a}{b_1} = 3 \div 4$. Следовательно, если одно колено с поворотом на 90° помещается за вторым таким коленом на относительном расстоянии $\frac{a}{b_1}$, не меньшем указанного, то влияния первого поворота на второй нет (фиг. 7-21, а) и коэффициент сопротивления ζ_1 П-образного колена получается равным сумме коэффициентов сопротивления двух изолированных колен с поворотом потока в каждом из них на 90° .

Если же второе колено помещается за первым на относительном расстоянии $\frac{a}{b_1}$, меньшем указанного, так что его недостаточно для полного рассасывания вихревой зоны у внутренней стенки, то вследствие неизбежного возрастания скорости у острого угла поворота эта зона замыкается в этом месте, образуя для струи плавное закругление (фиг. 7-21, б). Последнее приводит к уменьшению интенсивности отрыва потока при втором повороте потока на 90° , а следовательно, к понижению потерь во втором колене.

Очевидно, наилучшее закругление вследствие замыкания вихревой зоны получается тогда, когда второй поворот происходит близко к тому сечению, где вихревая зона за первым поворотом имеет максимальную ширину. Последняя находится, как мы знаем, на расстоянии $(0,8 \div 1,2) b_1$. Следовательно, в этом случае коэффициент сопротивления имеет наименьшее значение.

С уменьшением относительного расстояния $\frac{a}{b_1}$ до нуля центробежные силы, появляющиеся при повороте потока вокруг внутренней стенки, увеличиваются. Это приводит к более интенсивному отрыву потока от ее кромки (фиг. 7-21, в), а следовательно, к повышению потерь, так что при $\frac{a}{b_1} = 0$ коэффициент сопротивления П-образного колена становится значительно больше суммы коэффициентов сопротивления двух изолированных колен с поворотом потока в каждом из них на 90° .

Явление, аналогичное рассмотренному, возникает не только при постоянном поперечном сечении колена, но и при наличии сужения или расширения его сечений.

Оптимальное значение относительного расстояния $\frac{a}{b_1}$ в случае постоянного поперечного сечения колена $\left(\frac{b_k}{b_1} = \frac{b_2}{b_1} = 1\right)$ равно $0,8 \div 1,4$, что соответствует как раз сечению с максимальной шириной вихревой зоны. При этом значении $\frac{a}{b_1}$ П-образное колено имеет коэффициент $\zeta_1 \approx 1,20$ вместо $\zeta_1 \approx 3,5 \div 4,0$ для $\frac{a}{b_1} = 0$ и $\zeta_1 = 2,3$ для $\frac{a}{b_1} > 4$. Таким образом, П-образное колено с оптимальным расстоянием $\frac{a}{b_1}$ имеет сопротивление, в два раза меньшее суммы сопротивлений двух изолированных колен с поворотом потока на 90° .

Влияние степени расширения сечения промежуточного канала.

Увеличение ширины промежуточного канала в определенных пределах ведет также к уменьшению сопротивления. При $\frac{b_k}{b_1}$, существенно большем единицы, величина ζ_1 достигает минимума, после которого начинает плавно возрастать, стремясь в пределе, очевидно, к единице, так как при $\frac{b_k}{b_1} = \infty$ скоростное давление по скорости w_1 полностью теряется.

Уменьшение сопротивления П-образного колена с увеличением $\frac{b_k}{b_1}$ в определенных пределах объясняется тем, что эффект от уменьшения в этом случае средней скорости потока в промежуточном сечении оказывается сильнее воздействия увеличения вихревой зоны, происходящего из-за резкого возрастания площади поперечного сечения за поворотом (увеличение диффузорного эффекта).

Влияние расширения выходного сечения П-образного колена. Эффект расширения выходного сечения П-образного колена может быть разным для разных значений $\frac{b_k}{b_1}$ и $\frac{a}{b_1}$. В одних случаях расширение в определенных пределах выходного сечения дает снижение коэффициента сопротивления, в других — не меняет его вовсе. Наибольший эффект от расширения выходного сечения получается при малых отношениях $\frac{a}{b_1}$.

При значениях $0,5 < \frac{a}{b_1} < 2$ расширение выходного сечения практически не приводит к снижению сопротивления. Можно полагать, что при очень больших отношениях $\frac{a}{b_1}$ (значительно больших 2) расширение в определенных пределах выходного сечения П-образного колена также будет эффективным.

Такая зависимость влияния расширения выходного сечения на сопротивление колена от отношения $\frac{a}{b_1}$ объясняется следующим образом. При малых отношениях $\frac{a}{b_1}$ основные потери возникают после поворота потока на 180° , и расширение выходного сечения означает уменьшение средней скорости в области наибольшего вихреобразования, следовательно, оно же означает и снижение потерь. При больших отношениях $\frac{a}{b_1}$ удельный вес потерь за вторым поворотом потока на 90° по сравнению с потерями за первым поворотом заметно уменьшается. Следовательно, уменьшается и эффективность расширения выходного сечения. Только при очень больших значениях $\frac{a}{b_1}$, когда каждый поворот на 90° можно рассматривать как происходящий в изолированном колене, расширение в определенных пределах выходного сечения должно опять привести к заметному снижению сопротивления.

Практически расширение выходного сечения П-образного колена в пределах до $1,2 \div 1,3$ всегда допустимо.

Скругление внутренних кромок колена всегда приводит, как мы знаем, к значительному снижению сопротивления. Для П-образного колена с отношениями $\frac{b_k}{b_1} = \frac{b_2}{b_1} = 1$ оптимальный радиус внутреннего закругления $\frac{r_1}{b_1}$ получается равным около 0,5. В этом случае величина ζ_1 оказывается равной $\approx 0,25$ вместо 1,20 при острой кромке поворота.

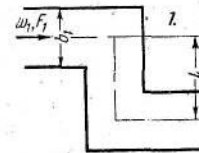
Как и в случае острых кромок поворота, в коленах с плавным поворотом выгодно в определенных пределах расширять сечения как промежуточного канала, так и выходного.

Z-образные колена. В Z-образном колене (фиг. 7-22) увеличение относительного расстояния $\frac{l}{b_1}$ приводит вначале к резкому возрастанию коэффициента сопротивления до $\zeta_1 \approx 4$ (при $\frac{l}{b_1} = 1,6 \div 2,0$); с дальнейшим же увеличением $\frac{l}{b_1}$ коэффициент ζ_1 начинает опять падать, стремясь к сумме коэффициентов сопротивления двух изолированных колен с поворотом потока на 90° .

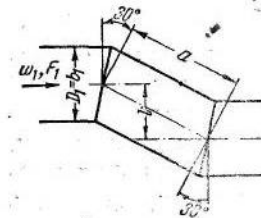
Характер такого изменения сопротивления становится понятным, если принять во внимание то, что максимальное поджатие струи за поворотом в колене 90° возникает, как было указано выше, на расстоянии $(0,8 \div 1,2) b_1$ от изгиба. Это соответствует $\frac{l}{b_1} = 1,3 \div 1,7$. Таким образом, если второй поворот на 90° поме-

щается на указанном расстоянии от первого, то поворот потока в нем происходит при условии максимального поджатия его живого сечения и, следовательно, должен сопровождаться максимальными потерями.

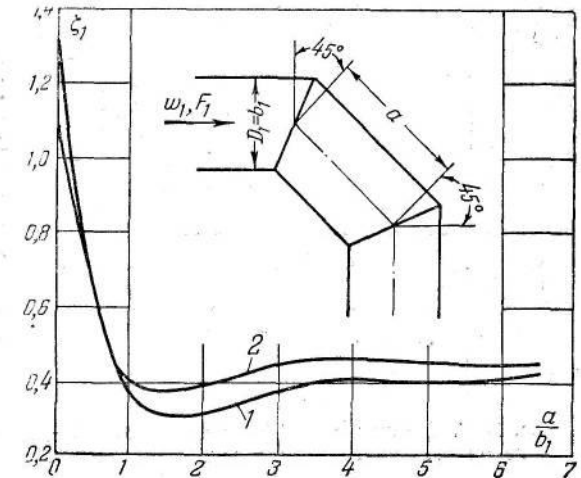
Уменьшение $\frac{l}{b_1}$ ведет к превращению конфигурации Z-образного колена в прямой канал, так что при $\frac{l}{b_1} = 0$ местное сопротивление его должно равняться нулю.



Фиг. 7-22. Z-образное колено.

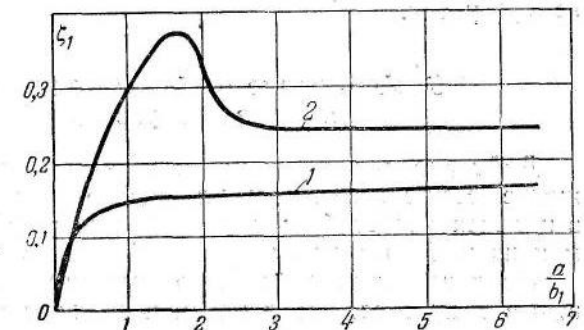


Фиг. 7-24. Зависимость коэффициента сопротивления ζ_1 колена, составленного из двух колен по 30° , от относительного расстояния $\frac{a}{D_1}$; $Re = 230\,000$.



Фиг. 7-23. Зависимость коэффициента сопротивления ζ_1 колена, составленного из двух колен по 45° , от относительного расстояния $\frac{a}{D_1}$; $Re = 230\,000$.

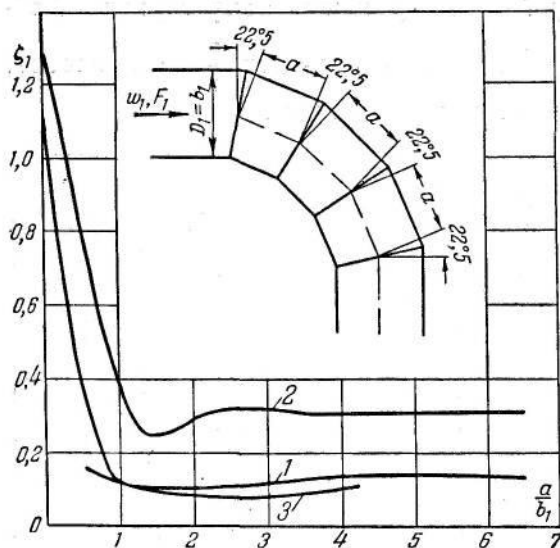
1 — гладкое колено; 2 — шероховатое колено.



1 — гладкое колено; 2 — шероховатое колено.

При большом значении l/b_1 получаем два изолированных колена, для которых $\zeta_1 = 2\zeta_{90^\circ}$.

Составные колена с другими углами поворота. Явление, аналогичное описанному для составных колен с поворотом потока под прямым углом, наблюдается и при повороте его под меньшими углами. Только в последнем случае это явление соответственно смягчается:



Фиг. 7-25. Сравнение коэффициентов сопротивления звеньев отвода с нормальным отводом.

1 — гладкое колено; 2 — шероховатое колено; 3 — гладкий нормальный отвод.

различных случаев различно. Как видно на фиг. 7-25, коэффициент сопротивления четырехзвеньевого колена близок к сопротивлению обычного отвода, поэтому применение составного колена из большого числа звеньев с этой точки зрения не требуется.

7-6. Улучшение работы колен с помощью направляющих лопаток

Действие различных типов направляющих лопаток. Снижение сопротивления и улучшение распределения скоростей в коленах может быть достигнуто не только скруглением кромок на повороте, но и установкой в них направляющих лопаток.

Последнему способу часто отдают предпочтение перед первым в силу того, что лопатки позволяют, во-первых, сократить

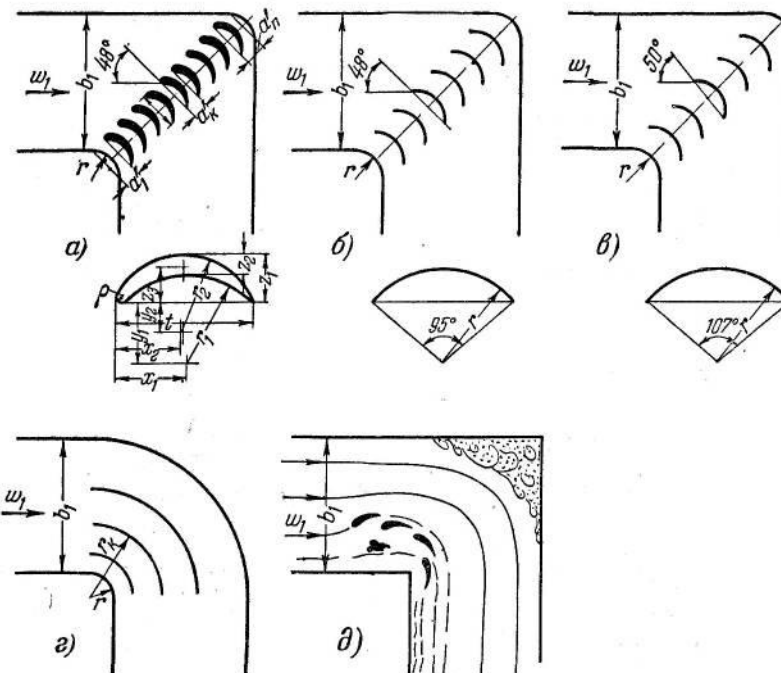
¹ Данные, приведенные на этих фигурах, получены Шубартом при помещении колен за длинным входным участком ($l_{вх} > l_{нач}$), при $\Delta \approx 0$ и при указанных на фигурах значениях Re .

габариты установки, во-вторых, регулировать распределение скоростей по сечению канала.

Применяются различного рода направляющие лопатки:

- 1) профилированные (фиг. 7-26, а и б);
- 2) тонкие, изогнутые по поверхности цилиндра (фиг. 7-26, в и 7-26, г);
- 3) тонкие концентрические (фиг. 7-26, з) и др.

Установка лопаток может производиться по-разному (фиг. 7-26). В коленах обычно устанавливают лопатки одинаковой формы и размеров и при этом чаще всего их располагают по линии изгиба канала. В этом случае они составляют решетку. Про-

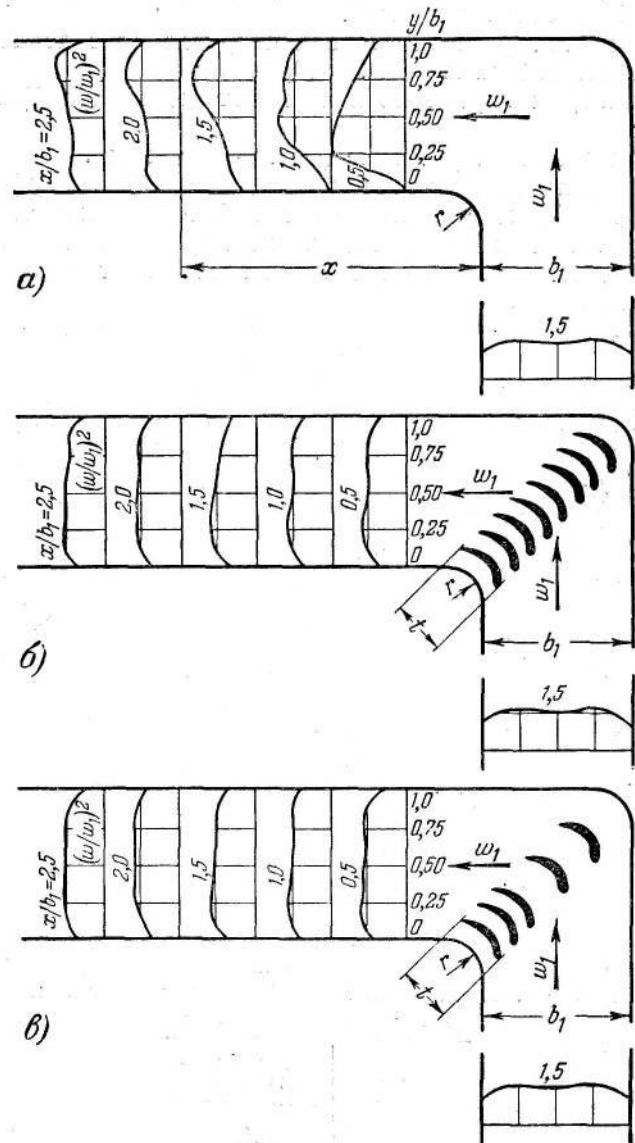


Фиг. 7-26. Схема колен с направляющими лопатками.

а — профилированные лопатки

Обозначения	Относительные размеры
t	t
x_1	$0,519 t$
x_2	$0,489 t$
r_1	$0,663 t$
r_2	$0,553 t$
y_1	$0,463 t$
y_2	$0,215 t$
z_1	$0,139 t$
z_2	$0,238 t$
z_3	$0,268 t$
p	$0,033 t$

б — тонкие лопатки, изогнутые по поверхности цилиндра (по дуге 95°); в — тонкие лопатки, изогнуты по поверхности цилиндра (по дуге 107°); з — тонкие концентрические лопатки; д — разрезная лопатка.



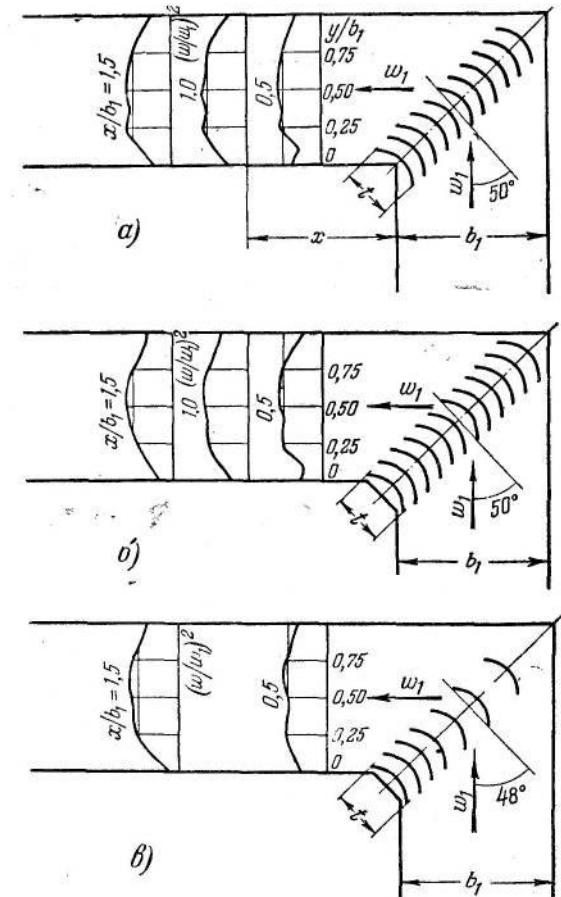
Фиг. 7-27. Распределение безразмерных скоростных давлений $\left(\frac{w}{w_1}\right)^2$ в различных сечениях за изгибом колена квадратного сечения $\left(\frac{r}{b_1} = 0,25\right)$ при наличии профилированных направляющих лопаток и без них.

а — без лопаток; б — нормальное число лопаток; в — сокращенное число лопаток.

филированные лопатки можно также располагать так, как показано на фиг. 7-26, д. Эта система лопаток составляет как бы разрезное крыло.

В отводах обычно устанавливают concentricкие лопатки.

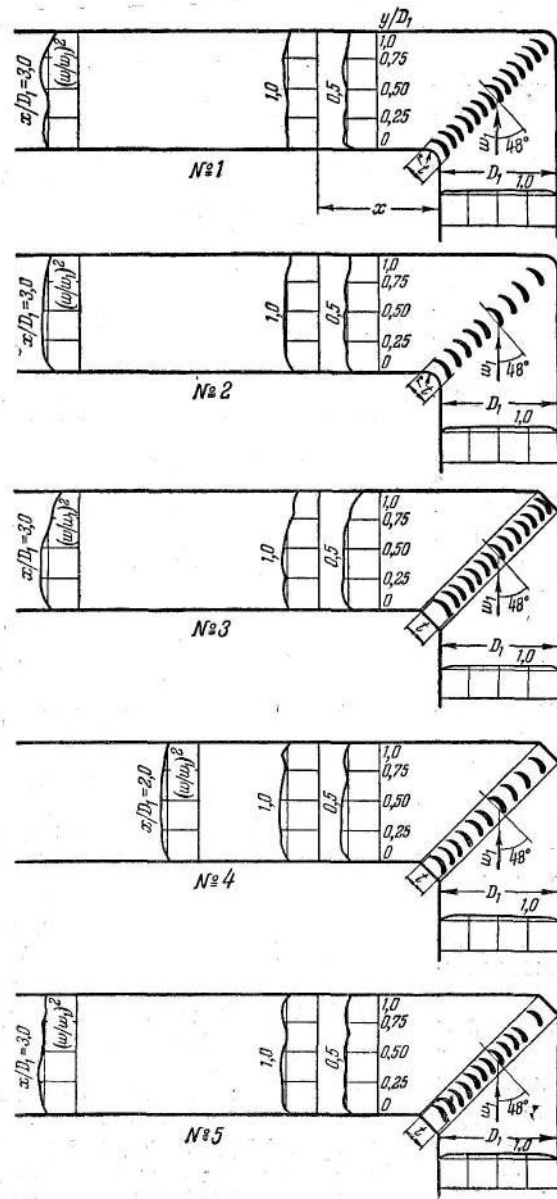
Действие лопаток аналогично крылу: вследствие возникающей на них аэродинамической силы они создают скос потока к внутренней стенке. В случае обычного расположения лопаток (в виде решетки или concentricки) к этому прибавляется еще эффект расчленения колена или отвода на ряд более узких отводов с большей степенью вытянутости и с большим относительным радиусом закругления. При правильном выборе формы, размеров, числа и угла установки лопаток, а также расстояния между ними, указанное отклонение потока и расчленение колена ведут к тому, что полностью устраняется возможность отрыва потока от стенок и связанное с ним вихреобразование, а также уменьшается интенсивность вторичных токов. Результатом всего этого является значительное уменьшение сопротивления колена (отвода) и равномерное распределение скоростей за поворотом, что хорошо подтверждается многочисленными экспериментальными исследованиями, в частности данными К. К. Баулина и автора, приведенными на



Фиг. 7-28. Распределение безразмерных скоростных давлений $\left(\frac{w}{w_1}\right)^2$ в различных сечениях за изгибом колена квадратного сечения с упрощенными лопатками.

а — острый угол поворота, нормальное число лопаток, $\zeta_1 = 0,53$; б — срезаемый угол поворота, $t = 0,38 b_1$, нормальное число лопаток; $\zeta_1 = 0,34$; в — срезаемый угол поворота, $t = 0,38 b_1$; сокращенное число лопаток, $\zeta_1 = 0,32$.

сопротивления колена (отвода) и равномерное распределение скоростей за поворотом, что хорошо подтверждается многочисленными экспериментальными исследованиями, в частности данными К. К. Баулина и автора, приведенными на



Фиг. 7-29. Распределение безразмерных скоростных давлений $\left(\frac{w}{w_1}\right)^2$ в различных сечениях за изгибом колена круглого сечения с профилированными направляющими лопатками.

фиг. 7-11 и 7-27÷7-29, и данными В. И. Ханжонкова и В. Н. Та-
лиева на фиг. 7-14.

Метод подбора и установки решетки профилированных лопаток в прямоугольном колене. Так как основным фактором уменьшения потерь и выравнивания поля скоростей является уничтожение вихревой области у внутренней стенки колена, то наибольший эффект производят те лопатки, которые ближе расположены к внутреннему закруглению. Отсюда вытекает, как следствие, возможность в случае решетки сократить количество лопаток за счет удаления некоторого их числа из тех, которые установлены ближе к внешней стенке колена.

Опыты показали, что нормальное число профилированных лопаток, определяемое по формуле

$$n_{\text{норм}} = 2,13 \left(\frac{r}{b}\right)^{-1} - 1, \quad (7-7)$$

может быть сокращено без заметного изменения поля скоростей и величины сопротивления (фиг. 7-11 и 7-27) до их наимыгоднейшего числа, определяемого так:

$$n_{\text{наив}} \approx 1,4 \left(\frac{r}{b}\right)^{-1}. \quad (7-8)$$

В менее ответственных установках, где равномерность распределения скоростей не является основным требованием и где необходимо возможно большее упрощение конструкции, число лопаток может быть сокращено до

$$n_{\text{мин}} \approx 0,9 \left(\frac{r}{b}\right)^{-1}. \quad (7-9)$$

Хорда t лопаток берется при этом как хорда дуги окружности в 90° , т. е. дуги внутреннего закругления колена и, следовательно,

$$t = r\sqrt{2},$$

или, выражая через отношение $\frac{r}{b}$:

$$t = b \left(\frac{r}{b}\right) \sqrt{2}. \quad (7-10)$$

Формулы (7-7) ÷ (7-9) верны именно при этом соотношении между размерами хорды лопаток и радиусом закругления колена.

Так как соотношение (7-10) не всегда выдерживается, то число лопаток лучше выражать через хорду t лопаток. На основании (7-10) можно написать:

$$\frac{r}{b} = \frac{t}{b\sqrt{2}}. \quad (7-11)$$

Вставив последнее выражение в формулы (7-7) ÷ (7-9), получим соответственно:

$$n_{норм} = 3 \frac{b}{t} - 1, \quad (7-7')$$

$$n_{наив} \approx 2 \frac{b}{t} \quad (7-8')$$

и

$$n_{мин} \approx 1,3 \frac{b}{t}. \quad (7-9')$$

В случае применения наивыгоднейшего числа лопаток удачным оказалось такое их расположение, при котором расстояние между лопатками выбирается по арифметической прогрессии:

$$a_i = a_1 + (i-1)d, \quad (7-12)$$

где a_1 — расстояние от хорды дуги внутреннего закругления колена до хорды первой лопатки (фиг. 7-26);

a_i — расстояние между $(i-1)$ -той и i -той лопатками;

i — порядковый номер лопатки;

d — разность прогрессии.

Опыты показали, что оптимальной является прогрессия, у которой

$$\frac{a_{n+1}}{a_1} = 2, \quad (7-13)$$

где a_{n+1} — расстояние между последней лопаткой и внешней стенкой колена.

В этом случае разность прогрессии

$$d = \frac{a_{n+1} - a_1}{n} = \frac{a_1}{n}, \quad (7-14)$$

где n — число лопаток.

Расстояние a_1 вычисляется так: сумма всех межлопаточных расстояний

$$S = \frac{a_1 + a_{n+1}}{2} (n+1),$$

а так как $a_{n+1} = 2a_1$ [по условию (7-13)], то отсюда

$$S = \frac{3a_1}{2} (n+1)$$

и

$$a_1 = \frac{2}{3} \frac{S}{n+1} = 0,67 \frac{S}{n+1}. \quad (7-15)$$

Вставляя это значение a_1 и значение d по (7-14) в выражение (7-12), получим:

$$a_i = 0,67 \frac{S}{n+1} \left(1 + \frac{i-1}{n}\right), \quad (7-16)$$

или учитывая, что $S = b \sqrt{2}$:

$$a_i = 0,94 \frac{b}{n+1} \left(1 + \frac{i-1}{n}\right). \quad (7-17)$$

В случае минимального числа лопаток [по формуле (7-9)] их расположение может быть произведено по тому же закону, что и для наивыгоднейшего числа, только в этом случае следует принять:

$$a_{n+1} = 3a_1, \quad (7-12)$$

что дает:

$$a_1 = 0,5 \frac{S}{n+1} \quad (7-18)$$

и

$$a_i = \frac{S}{n+1} \left(0,5 + \frac{i-1}{n}\right) \quad (7-19)$$

или

$$a_i = 0,71 \frac{b}{n+1} \left(0,5 + \frac{i-1}{n}\right). \quad (7-20)$$

В случае нормального числа [по формуле (7-7)] лопатки располагаются на одинаковом расстоянии друг от друга.

Наивыгоднейшим углом установки лопаток в случае равномерного распределения скоростей набегающего на них потока и колена с постоянным поперечным сечением можно принять $\alpha = 48^\circ$.

Для колена с расширением выходного сечения ($b_2 > b_1$) на основе тех же экспериментов можно рекомендовать число лопаток определять соответственно так:

$$n_{норм} = 2,13 \frac{S}{t} - 1, \quad (7-7'')$$

$$n_{наив} \approx 1,4 \frac{S}{t}, \quad (7-8'')$$

$$n_{мин} \approx 0,9 \frac{S}{t}, \quad (7-9'')$$

где

$$S = \sqrt{b_1^2 + b_2^2}.$$

В этом случае имеем для наивыгоднейшего числа лопаток ($\frac{a_{n+1}}{a_1} = 2$):

$$a_i = 0,67 \frac{\sqrt{b_1^2 + b_2^2}}{n+1} \left(1 + \frac{i-1}{n}\right), \quad (7-21)$$

для минимального числа лопаток ($\frac{a_{n+1}}{a_1} = 3$):

$$a_i = \frac{\sqrt{b_1^2 + b_2^2}}{n+1} \left(0,5 + \frac{i-1}{n}\right). \quad (7-22)$$

Подбор и установка упрощенных лопаток в прямоугольном колене. На фиг. 7-28 приведены поля скоростных давлений в различных сечениях квадратного колена с острыми и срезанными внутренними углами поворота при наличии в них тонких лопаток (упрощенных — по дуге 95°). Распределение скоростей за поворотом получается вполне удовлетворительным и в этом случае. Величины коэффициентов сопротивления рассматриваемых вариантов колен с тонкими лопатками, как видно на тех же фигурах, также сравнительно невелики.

Сокращение числа упрощенных лопаток, их расположение и установка производятся по тем же правилам, что и для профилированных лопаток.

Подбор и установка лопаток в колене круглого сечения. На фиг. 7-29 приведены результаты измерения распределения скоростей в коленах круглого сечения с помещенными в них

профилированными направляющими лопатками, а в табл. 7-1 — коэффициенты сопротивления этих колен. Как видно, в таких коленах наиболее равномерное распределение скоростей и наименьшее сопротивление получаются именно при удалении некоторого числа лопаток, ближе стоящих к внешней стенке или при сокращении их до

$$n_{\text{нав}} \approx 2 \frac{b}{t}$$

с расположением по арифметической прогрессии, при котором $\frac{a_{n+1}}{a_1} = 2$. Поэтому для круглых колен такое сокращение лопаток с аэродинамической точки зрения является весьма желательным.

Установка концентрических лопаток в отводе. Установка концентрических лопаток в отводах производится тоже по определенным правилам. Экспериментальными исследованиями В. И. Ханжонкова и В. Н. Талиева установлено, что для каждого значения относительного радиуса закругления $\frac{r}{b_1}$ отвода существует свое оптимальное количество лопаток. Чем больше $\frac{r}{b_1}$, тем меньше их число. Эта связь видна из табл. 7-2, а также на фиг. 7-14, где наряду с кривой $\zeta_1 = f\left(\frac{r}{b_1}\right)$ для отвода без лопаток даны аналогичные кривые для отводов с различным количеством лопаток.

ТАБЛИЦА 7-1

Вариант	Форма кромок поворота	Число лопаток	Расположение лопаток	Угол установки лопаток α	ζ_1
0	Плавные $\frac{r}{b_1} = 0,18$	0	—	—	1,13
1	Плавные $\frac{r}{b_1} = 0,18$	Полное—по формуле (7-7'): $n=14$	Равномерное	48°	0,23
2	Плавные $\frac{r}{b_1} = 0,18$	Сокращенное—по формуле (7-8'): $n=10$	По арифметической прогрессии при $\frac{a_{n+1}}{a_1} = 2$	48°	0,15
3	Срезанные углы	Полное—по формуле (7-7'): $n=14$	Равномерное	48°	0,30
4	Срезанные углы	Сокращенное—по формуле (7-8'): $n=10$	По арифметической прогрессии при $\frac{a_{n+1}}{a_1} = 2$	48°	0,23
5	Срезанные углы	Сокращенное до $n=12$	Равномерное с вынутыми первой и третьей лопатками от внешней стенки	48°	0,21

ТАБЛИЦА 7-2

$\frac{r}{b_1}$	0,1-0,2	0,2-0,4	0,4-1,0	1,0
Количество лопаток	3-4	2	1	0

Оптимальное расположение лопаток в отводе определяется по формуле, предложенной В. И. Ханжонковым и В. Н. Талиевым:

$$r_i = 1,26 r_{i-1} + 0,07 b_1, \quad (7-23)$$

где r — радиус закругления лопатки, мм;

i — порядковый номер лопатки;

b_1 — сторона поперечного сечения отвода, мм.

Для определения места положения первой лопатки величина r_{i-1} берется равной радиусу закругления внутренней стенки отвода.

Коэффициент сопротивления отвода с оптимальным числом оптимально установленных лопаток может быть приближенно определен по формуле тех же авторов:

$$\zeta_{\alpha} = \left(0,46 \frac{r}{b_1} + 0,19 \right) \zeta_{\sigma, \alpha} \quad (7-24)$$

где $\zeta_{\sigma, \alpha}$ — коэффициент сопротивления отвода без лопаток, определяемый по соответствующей кривой на фиг. 7-14.

Использованную и рекомендуемую литературу к гл. VII — см. общий список литературы в конце книги под №: 2, 16, 25, 29, 35, 77.

ГЛАВА ВОСЬМАЯ

СЛИЯНИЕ И РАЗДЕЛЕНИЕ ПОТОКОВ

8-1. Слияние потоков (вытяжные тройники)

Часто встречаются сложные разветвленные сети труб и каналов с соединительными участками, в которых происходит слияние отдельных потоков или разделение одного потока на несколько. Такие участки труб, как известно, носят название тройников. Конфигурация последних бывает разнообразной (фиг. 8-1). Природа же явлений почти одинакова во всех типах тройников, но различна для разных направлений потока.

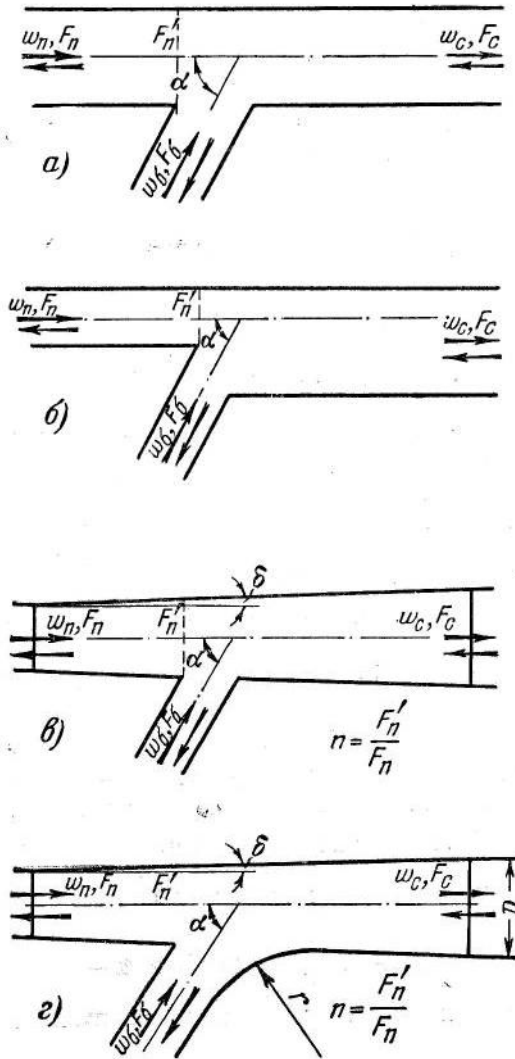
Геометрически каждый тройник характеризуется углом ответвления α и отношением площадей $\frac{F_b}{F_c}$ и $\frac{F_n}{F_c}$, где F_b — площадь поперечного сечения бокового ответвления, F_n — то же для прохода и F_c — то же для сборного рукава (фиг. 8-1).

Коэффициент сопротивления тройника помимо геометрических параметров зависит и от отношения расходов $\frac{Q_b}{Q_c}$ и $\frac{Q_n}{Q_c}$ или отношения скоростей $\frac{w_b}{w_c}$ и $\frac{w_n}{w_c}$, где Q и w — соответственно расход и средняя скорость в соответствующих участках тройника¹.

Картина потока при слиянии в тройнике. В случае простого слияния двух одинаково направленных потоков с различными скоростями (фиг. 8-2) происходит обычное турбулентное смешение потоков, сопровождаемое, как известно, определен-

¹ Вопрос о влиянии числа Re и шероховатости здесь оставляем открытым, поскольку явление в тройнике очень сложно и по этому вопросу нет достаточных данных.

ными потерями энергии. В процессе этого смешения происходит обмен количеством движения между частицами жидкости, обладающими различными скоростями. Этот обмен импульсами в дальнейшем ведет к выравниванию поля скоростей в общем потоке. При этом струя с большими скоростями теряет часть своей кинетической энергии, передавая ее струе с меньшими скоростями.

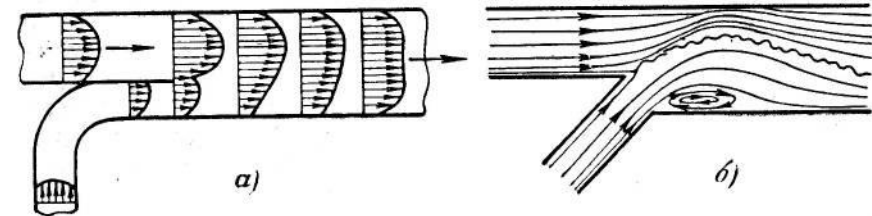


Фиг. 8-1. Различные типы тройников.
 $a - F_6 + F_n > F_c; F_n' = F_n; F_n = F_c; b - F_6 + F_n = F_c; F_n' = F_n; a - F_6 + F_n = F_c; F_n' > F_n; z - F_6 + F_n = F_c; F_n' > F_n; \frac{r}{D} = 1,5.$

Запас энергии струи с меньшими скоростями при смешении увеличивается. Следовательно, разность полных давлений и соответственно коэффициент сопротивления отвода с меньшей скоростью потока могут получиться отрицательными. Создание двух ответвлений в тройнике, как правило осуществляется более сложно, чем это показано на фиг. 8-2, а именно так, что одно из ответвлений присоединяется к сбор-

ному рукаву сбоку (боковое ответвление) под некоторым углом (фиг. 8-2, б). В этом случае к указанным выше потерям в тройнике прибавляются потери на поворот. Эти потери, как уже указывалось в предыдущей главе, возникают главным образом из-за отрыва потока от внутренней стенки, который ведет к поджатию струи в месте поворота и к последующему его расширению. Поджатие струи и затем расширение ее происходит уже в месте слияния обоих потоков и, следовательно, сказываются на потери не только в боковом ответвлении, но и в прямом проходе.

В том случае, когда ответвления осуществляются не по цилиндрической форме, а по конической, добавляются еще потери на расширение потока (потери в диффузоре).



Фиг. 8-2. Схематическая картина при слиянии двух потоков.
 $a -$ одинаково направленные потоки; $b -$ слияние потоков под углом.

Таким образом, в общем случае основные потери в вытяжном тройнике складываются из:

- 1) потерь на турбулентное смешение двух потоков с различными скоростями;
- 2) потерь на поворот потока при выходе его из бокового ответвления в сборный рукав;
- 3) потерь на расширение в диффузорной части, если ответвления сделаны с расширением сечений (фиг. 8-1, в и з).

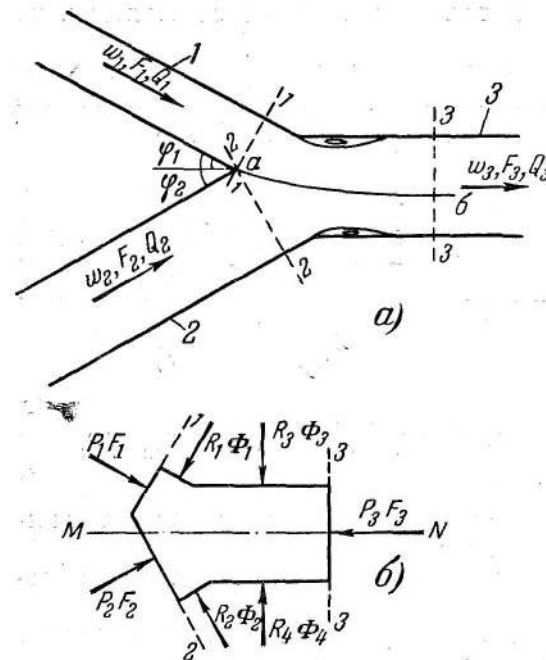
Расчет сопротивления вытяжных тройников. Совершенно очевидно, что перечисленные потери характеризуют только сущность явления в тройнике, но не могут дать при простом суммировании их истинного значения сопротивления тройника, поскольку причины, вызывающие эти потери, действуют совместно и, стало быть, влияют друг на друга.

К тройнику, как к любому участку трубы (канала), могут быть приложены закон количества движения и уравнение Бернулли, и, следовательно, при правильном выборе контрольной плоскости и учете всех сил сопротивление его может быть определено с некоторой точностью расчетным путем.

Теоретический путь решения рассматриваемой задачи использован рядом авторов (П. Н. Каменевым, С. Р. Левиным и др.). При этом для упрощения задачи вводились те или иные допущения. В соответствии с этим теоретические расчеты

дают большее или меньшее расхождение с опытом, но в силу сложности явления ни один из существующих методов расчета не дает полного совпадения с экспериментом. Каждый из них требует введения определенных коррективов, получаемых из опыта.

Мы приведем здесь метод расчета, разработанный В. Н. Талиевым как для случая слияния потоков в тройнике, так и для случая разделения потока в них.



Фиг. 8-3. Схема тройника в общем случае слияния двух потоков (к объяснению выводов В. Н. Талиева).

a — течение жидкости в тройнике на всасывании; *b* — равнодействующее сил давления на контуре жидкости в тройнике на всасывании.

сборному рукаву под различными углами (фиг. 8-3, *a*). Выберем контрольную плоскость, ограниченную тремя сечениями (1-1, 2-2, 3-3) и стенками тройника так, чтобы указанные сечения находились практически далеко от места слияния струй, и напишем по направлению оси сборного рукава уравнение количества движения:

$$\rho Q_3 w_3 - \rho Q_1 w_1 \cos \varphi_1 - \rho Q_2 w_2 \cos \varphi_2 = p_1 F_1 \cos \varphi_1 + p_2 F_2 \cos \varphi_2 - R_1 \Phi_1 \sin \varphi_1 - R_2 \Phi_2 \sin \varphi_2 - p_3 F_3; \quad (8-1)$$

здесь R_1 и R_2 — средние реактивные давления по соответствующим стенкам (фиг. 8-3, *b*);

Φ_1 и Φ_2 — соответствующие площади поверхностей этих стенок,

Наряду с правильным изображением схемы явления в тройнике В. Н. Талиевым составлено уравнение количества движения с наиболее полным учетом всех сил, действующих в выбранной контрольной плоскости. Вместе с этим и в полученные формулы указанного автора входят некоторые коэффициенты, численные значения которых им не определены и которые могут быть установлены только экспериментально.

Рассмотрим вкратце выводы этих формул для случая слияния потоков (вытяжных тройников). Пусть имеем тройник, у которого ответвления отходят к

Среднее реактивное давление определяется, как среднее по всей рассматриваемой площади статическое давление:

$$R = \frac{1}{\Phi} \int_{\Phi} p d\Phi.$$

Для граничной струйки при отсутствии трения можно написать уравнение Бернулли так:

$$p_1 + \frac{\rho w_1^2}{2} = p + \frac{\rho w^2}{2},$$

откуда

$$p = p_1 + \left[1 - \left(\frac{w}{w_1} \right)^2 \right] \frac{\rho w_1^2}{2}$$

и

$$R_1 = p_1 + \frac{\rho w_1^2}{2} \frac{1}{\Phi} \int_{\Phi} \left[1 - \left(\frac{w}{w_1} \right)^2 \right] d\Phi = p_1 + k_1 \frac{\rho w_1^2}{2}. \quad (8-2)$$

Аналогично

$$R_2 = p_2 + k_2 \frac{\rho w_2^2}{2}. \quad (8-2'')$$

Далее В. Н. Талиев допускает, что статические давления сливающихся потоков равны между собой:

$$p_1 = p_2; \quad (8-3)$$

тогда, учитывая, что

$$Q_3 = F_3 w_3,$$

а по фиг. 8-3, *b*

$$F_1 \cos \varphi_1 + F_2 \cos \varphi_2 - \Phi_1 \sin \varphi_1 - \Phi_2 \sin \varphi_2 = F_3,$$

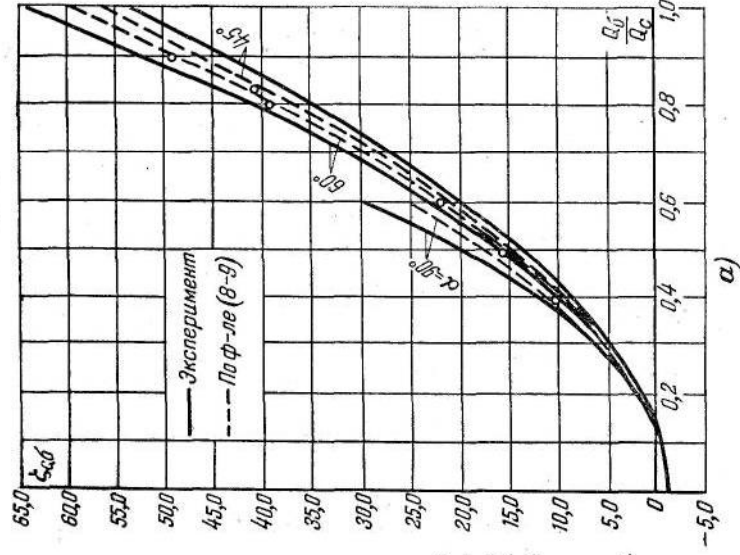
получим после простых преобразований вместо (8-1) следующее выражение:

$$p_1 - p_3 = \frac{\rho w_3^2}{2} \left[2 - 2 \frac{Q_1}{Q_3} \frac{w_1}{w_3} \cos \varphi_1 - 2 \frac{Q_2}{Q_3} \frac{w_2}{w_3} \cos \varphi_2 \right] + \frac{\rho}{2} (k_1 \Phi_1 w_1^2 \sin \varphi_1 + k_2 \Phi_2 w_2^2 \sin \varphi_2). \quad (8-4)$$

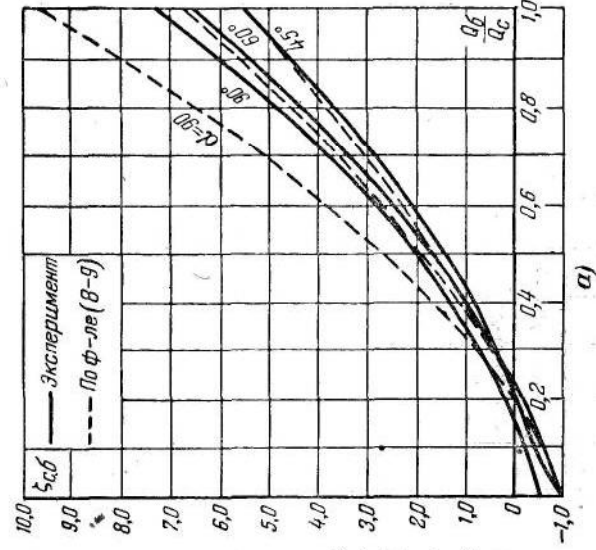
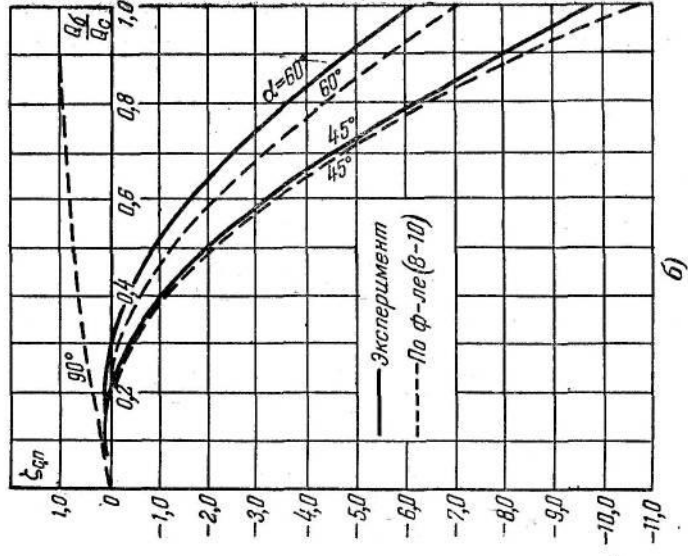
Уравнение Бернулли для ответвления 1 напишется так:

$$p_1 + \frac{\rho w_1^2}{2} = p_3 + \frac{\rho w_3^2}{2} + \Delta H_1,$$

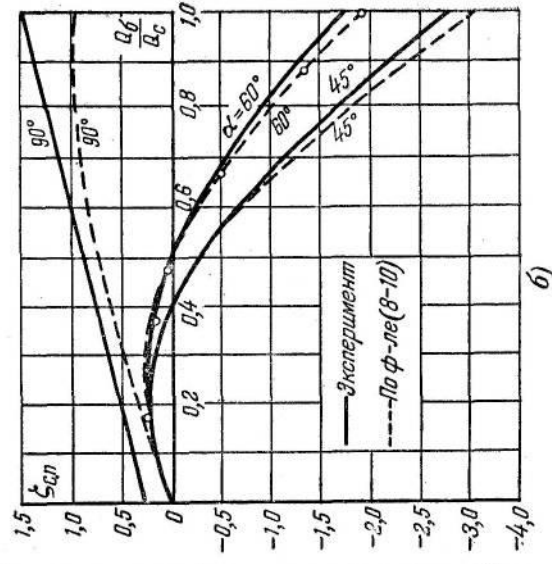
где ΔH_1 — потери давления в ответвлении 1

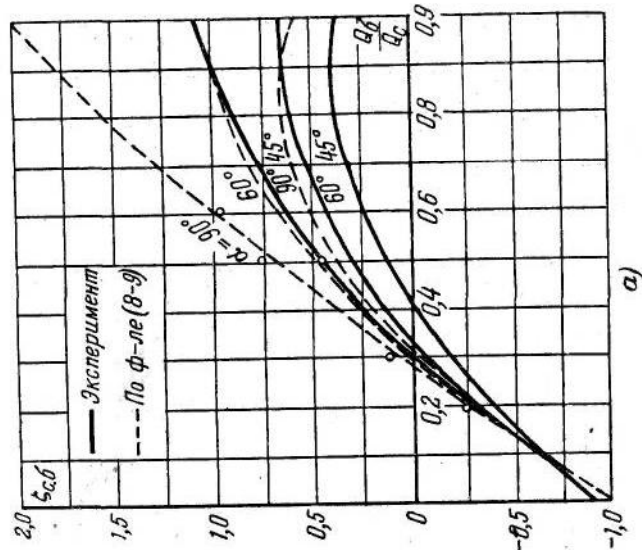


Фиг. 8-4. Сопоставление расчета с экспериментальными данными по коэффициентам сопротивления вытяжных тройников при $F_6/F_c = 0,122$, $F_6^n/F_c = 1$ и при различных углах отведения α .
 α — боковое отведение;
 δ — проход.

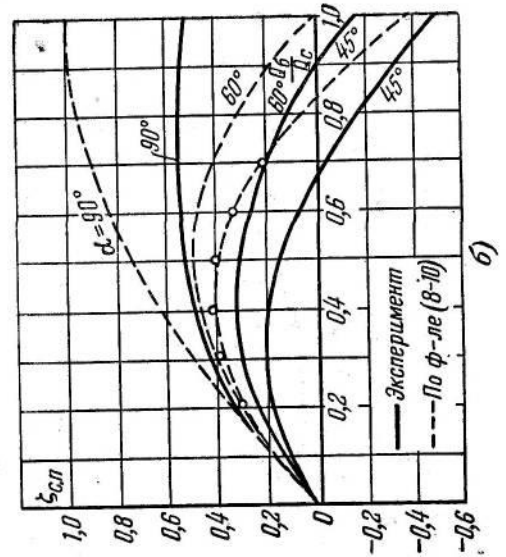


Фиг. 8-5. Сопоставление расчета с экспериментальными данными по коэффициентам сопротивления вытяжных тройников при $F_6/F_c = 0,34$, $F_6^n/F_c = 1$ и при различных углах отведения α .
 α — боковое отведение;
 δ — проход.





Фиг. 8-6. Сопоставление расчета с экспериментальными данными по коэффициентам сопротивления выходящих тройников при $F_c^- = 1$, $F_c^+ = 1$ и при различных углах отклонения α .
 а — боковое ответвление;
 б — проход.



или

$$\Delta H_1 = p_1 - p_3 + \frac{\rho w_3^2}{2} \left[\left(\frac{w_1}{w_3} \right)^2 - 1 \right]. \quad (8-5)$$

Вставляя значение $p_1 - p_3$ по выражению (8-4) в последнее равенство, получим после дополнительных преобразований:

$$\Delta H_1 = \frac{\rho w_3^2}{2} \left[1 + \left(\frac{w_1}{w_3} \right)^2 - 2 \frac{Q_2}{Q_3} \frac{w_2}{w_3} \cos \varphi_1 - 2 \frac{Q_2}{Q_3} \frac{w_2}{w_3} \cos \varphi_2 \right] + \frac{\rho}{2} (k_1 \Phi_1 w_1^2 \sin \varphi_1 + k_2 \Phi_2 w_2^2 \sin \varphi_2).$$

Значения коэффициентов давления k_1 и k_2 , входящих в последнее выражение, автором данного расчета не выявлены, поэтому им предлагается отбросить неизвестные слагаемые, а на оставшиеся ввести один поправочный коэффициент τ в виде общего множителя:

$$\Delta H_1 = \tau \frac{\rho w_3^2}{2} \left[1 + \left(\frac{w_1}{w_3} \right)^2 - 2 \frac{Q_1}{Q_3} \frac{w_1}{w_3} \cos \varphi_1 - 2 \frac{Q_2}{Q_3} \frac{w_2}{w_3} \cos \varphi_2 \right].$$

Для тройника с двумя ответвлениями имеем:

$$\frac{w_1}{w_3} = \frac{Q_1}{Q_3} \frac{F_3}{F_1} \quad \text{и} \quad \frac{w_2}{w_3} = \frac{Q_2}{Q_3} \frac{F_3}{F_2} = \left(1 - \frac{Q_1}{Q_3} \right) \frac{F_3}{F_2}. \quad (8-6)$$

Отсюда коэффициент сопротивления первого ответвления тройника, определяемый как отношение потерянному давлению к скоростному давлению в сборном рукаве (по скорости w_3):

$$\zeta_{3-1} = \tau \left[1 + \left(\frac{Q_1}{Q_3} \frac{F_3}{F_1} \right)^2 - 2 \left(\frac{Q_1}{Q_3} \right)^2 \frac{F_3}{F_1} \cos \varphi_1 - 2 \left(1 - \frac{Q_1}{Q_3} \right)^2 \frac{F_3}{F_2} \cos \varphi_2 \right]. \quad (8-7)$$

Проделав аналогичные операции для ответвления 2, получим то же выражение, только вместо индекса 1 будет индекс 2 и наоборот.

Коэффициенты сопротивления обоих ответвлений отличаются друг от друга только следующей величиной:

$$\zeta_{3-1} - \zeta_{3-2} = \tau \left[\left(\frac{Q_1}{Q_3} \frac{F_3}{F_1} \right)^2 - \left(1 - \frac{Q_1}{Q_3} \right)^2 \left(\frac{F_3}{F_2} \right)^2 \right]. \quad (8-8)$$

В случае тройников с прямым проходом, т. е. при $\varphi_2 = 0$, переходим к принятым выше индексам b , n и c . Тогда, учитывая, что $\varphi_2 = 0$ и принимая $\varphi_1 = \varphi$, получим вместо (8-7) следующую формулу для определения коэффициента сопротивления бокового ответвления:

$$\zeta_{сб} = \tau \left[1 + \left(\frac{Q_6}{Q_c} \frac{F_c}{F_6} \right)^2 - 2 \left(\frac{Q_6}{Q_c} \right)^2 \frac{F_c}{F_6} \cos \varphi - 2 \left(1 - \frac{Q_6}{Q_c} \right)^2 \frac{F_c}{F_n} \right]. \quad (8-9)$$

Коэффициент сопротивления прямого прохода с учетом (8-8) вычисляется из зависимости:

$$\zeta_{c,n} = \zeta_{c,b} + \tau \left[\left(1 - \frac{Q_b}{Q_c} \right)^2 \left(\frac{F_c}{F_n} \right)^2 - \left(\frac{Q_b F_c}{Q_c F_b} \right)^2 \right] \quad (8-10)$$

Сопротивление отклонения тройника часто выражают в долях скоростного давления по средней скорости в самом отклонении. Взятые таким образом величины выражаются через приведенные только что коэффициенты сопротивления так:

$$\zeta_b = \zeta_{c,b} \left(\frac{w_c}{w_b} \right)^2 = \zeta_{c,b} \left(\frac{Q_c F_b}{Q_b F_c} \right)^2 \quad (8-11)$$

и

$$\zeta_n = \zeta_{n,c} \left(\frac{w_c}{w_n} \right)^2 = \zeta_{n,c} \left(\frac{\frac{F_n}{F_c}}{1 - \frac{Q_b}{Q_c}} \right)^2 \quad (8-12)$$

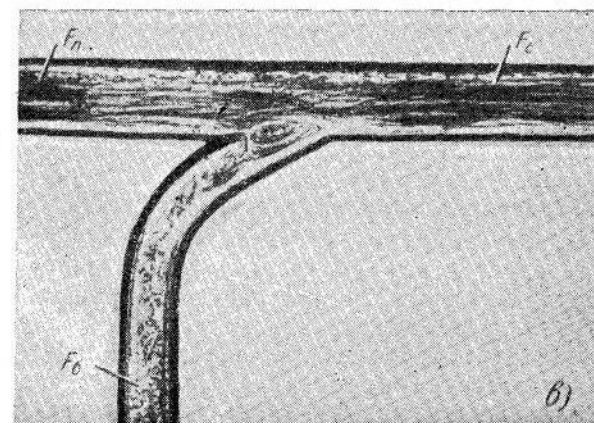
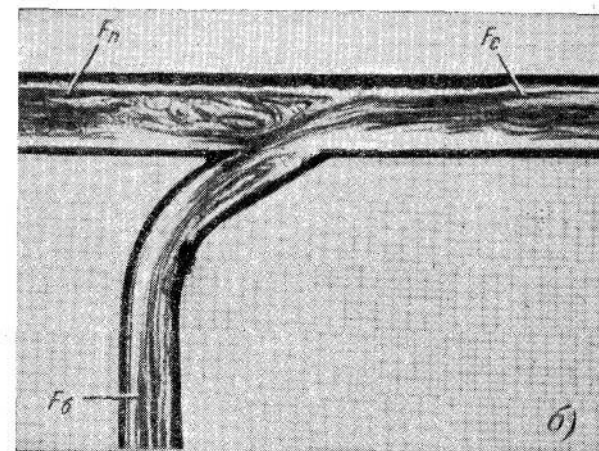
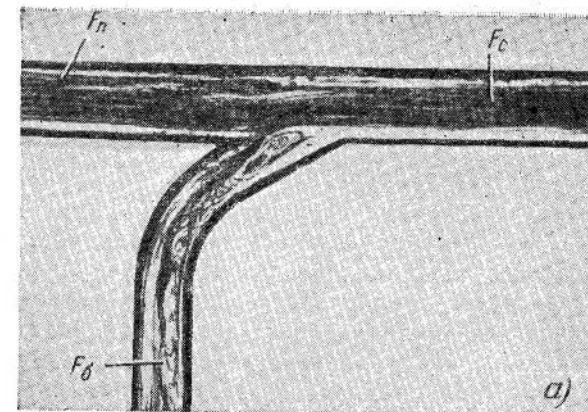
Сопоставление расчетных коэффициентов сопротивления тройников [по формулам (8-9) и (8-10)] с экспериментальными данными показывает, что в случае принятия поправочного коэффициента τ равным единице совпадение расчета с опытом в большинстве случаев получается удовлетворительным, при этом расчет почти всегда дает некоторый запас (фиг. 8-4÷8-6, опыты Тома).

Для отклонения тройников конической формы (фиг. 8-1, в) к величинам коэффициентов сопротивления, получаемым по формулам (8-9) и (8-10), следует прибавить величину коэффициента сопротивления диффузорной части, определяемую по соответствующим формулам, приведенным в гл. 3.

8-2. Разделение потока (приточные тройники)

Картина потока при разделении потока в тройнике. При разделении потока в приточном тройнике наблюдается следующая картина (А. С. Прузнер).

В случае, когда расход через боковое ответвление меньше расхода через прямой проход ($Q_b < Q_n$), за поворотом при входе потока в боковое ответвление образуется вихревая зона значительно большая, чем при обычном повороте. Этому способствует диффузорный эффект вследствие резкого увеличения площади сечения в месте разветвления тройника по сравнению с площадью сечения сборного рукава. Наличие большого градиента давления вызывает частичный отрыв потока также и от противоположной прямой стенки, относящейся к прямому проходу (фиг. 8-7, а). Оба отрыва вызывают мест-

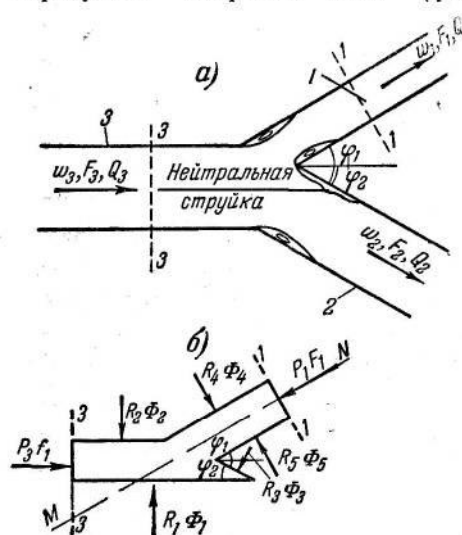


Фиг. 8-7. Фотография потока в приточном тройнике (на нагнетании).

ное поджатие струй как в боковом, так и в прямом ответвлениях. За поджатием следует расширение потока.

В случае, когда расход через боковое ответвление значительно больше, чем через прямой проход ($Q_6 \gg Q_n$), поток еще более интенсивно отрывается от внешней стенки прямого прохода. При этом за поворотом поток отрывается от стенки бокового ответвления (фиг. 8-7,б).

В случае, когда расход через боковое ответвление равен нулю ($Q_6 = 0$), во входном отверстии бокового ответвления образуется вихревая зона (фиг. 8-7,в), которая вызывает местное поджатие струи, идущей в прямой проход, с последующим ее расширением.



Фиг. 8-8. Схема тройника в общем случае разделения потока (к объяснению выводов В. Н. Талиева).

а — течение жидкости в тройнике на нагнетании; б — равнодействующие сил давления на контуре жидкости в тройнике на нагнетании.

в этом ответвлении может происходить частичное восстановление энергии. Это объясняется тем, что при разделении потока в боковое ответвление отходит часть медленно текущего слоя, прилегающего к стенке, и энергия единицы объема жидкости, перемещаемой в прямом проходе, оказывается большей, чем в боковом ответвлении, так что суммарное сопротивление тройника получается обязательно положительной величиной.

Расчет сопротивления приточных тройников. Ниже приводим вкратце выводы формул сопротивления В. Н. Талиева для случая разделения потока (приточные тройники).

Пусть у тройника ответвления отходят от сборного рукава под различными углами φ_1 и φ_2 . Поток жидкости, двигаясь прямолинейно по сборному рукаву, достигает внутренних стенок ответвлений и делится на два потока (фиг. 8-8,а). Поло-

жение нейтральной струйки, от которой поток отходит в оба ответвления, определится площадями поперечных сечений потоков:

$$f_1 = \frac{Q_1}{w_3} \text{ и } f_2 = \frac{Q_2}{w_3}$$

параллельных в сборном рукаве. При этом, очевидно, всегда справедливо равенство:

$$f_1 + f_2 = \frac{Q_1 + Q_2}{w_3} = \frac{Q_3}{w_3} = F_3$$

Для определения сопротивления какого-либо ответвления достаточно рассмотреть только один из двух потоков жидкости, например верхний. Вырежем в данном потоке контрольную плоскость, ограниченную сечениями 1-1 и 3-3, далеко отстоящими от места разделения потока, и стенками тройника между ними (фиг. 8-8,б). Уравнение количества движения по направлению оси ответвления напишется, очевидно, так:

$$\rho Q_1 w_1 - \rho Q_3 w_3 \cos \varphi_1 = p_3 f_1 \cos \varphi_1 + R_1 \Phi_1 \sin \varphi_1 - R_2 \Phi_2 \sin \varphi_1 - R_3 \Phi_3 \sin (\varphi_1 + \varphi_2) - p_1 F_1 \quad (8-13)$$

Подставляя сюда

$$R_1 = p_3 + k_1 \frac{\rho w_3^2}{2}; \quad R_2 = p_3 + k_2 \frac{\rho w_3^2}{2}; \quad R_3 = p_3 + k_3 \frac{\rho w_3^2}{2}; \quad Q_1 = F_1 w_1$$

и

$$f_1 \cos \varphi_1 + \Phi_1 \sin \varphi_1 - \Phi_2 \sin \varphi_1 - \Phi_3 \sin (\varphi_1 + \varphi_2) = F_1,$$

получим после соответствующих преобразований и сокращений:

$$p_3 - p_1 = \frac{\rho w_3^2}{2} \left[2 \left(\frac{w_1}{w_3} \right)^2 - 2 \frac{w_1}{w_3} \cos \varphi_1 - \left(k_1 \frac{\Phi_1}{F_1} - k_2 \frac{\Phi_2}{F_1} \right) \sin \varphi_1 + k_3 \frac{\Phi_3}{F_1} \sin (\varphi_1 + \varphi_2) \right].$$

Решая это уравнение совместно с полученной из уравнения Бернулли для рассматриваемого ответвления зависимостью

$$\Delta H_1 = p_3 - p_1 + \frac{\rho w_3^2}{2} \left[1 - \left(\frac{w_1}{w_3} \right)^2 \right],$$

получим:

$$\Delta H_1 = \frac{\rho w_3^2}{2} \left[1 + \left(\frac{w_1}{w_3} \right)^2 - 2 \frac{w_1}{w_3} \cos \varphi_1 - \left(k_1 \frac{\Phi_1}{F_1} + k_2 \frac{\Phi_2}{F_1} \right) \sin \varphi_1 + k_3 \frac{\Phi_3}{F_1} \sin (\varphi_1 + \varphi_2) \right].$$

Отбрасывая, как и выше, неизвестные слагаемые, содержащие k_1 , k_2 и k_3 , за счет введения одного поправочного коэффициента на оставшиеся члены — в виде общего множителя τ , находим:

$$\Delta H_1 = \tau \frac{\rho w_3^2}{2} \left[1 + \left(\frac{w_1}{w_3} \right)^2 - 2 \frac{w_1}{w_3} \cos \varphi_1 \right].$$

Коэффициент сопротивления первого ответвления, обозначаемого индексом 1; очевидно, принимает такой вид:

$$\zeta_{3,1} = \tau \left[1 + \left(\frac{w_1}{w_3} \right)^2 - 2 \frac{w_1}{w_3} \cos \varphi_1 \right]$$

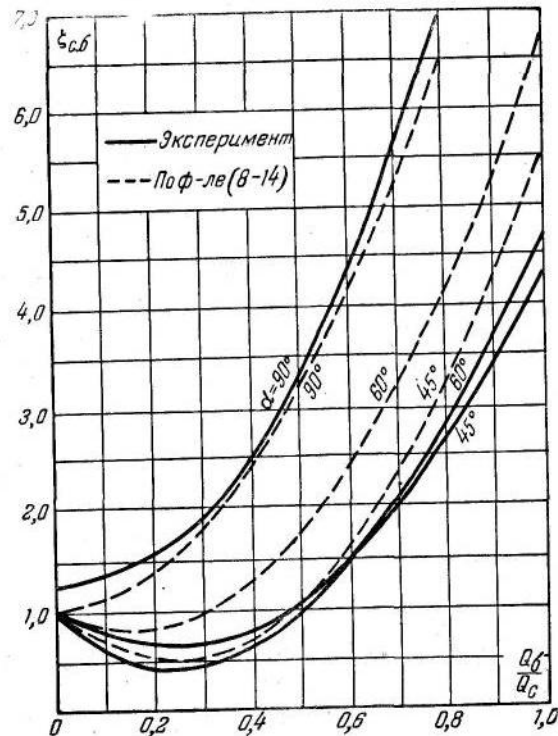
или

$$\zeta_{2,1} = \tau \left[1 + \left(\frac{Q_1 F_3}{Q_3 F_1} \right)^2 - 2 \frac{Q_1 F_3}{Q_3 F_1} \cos \varphi_1 \right].$$

Коэффициент сопротивления второго ответвления имеет аналогичное выражение, только вместо индекса 1 надо поставить индекс 2.

В случае тройников с прямым проходом переходим к принятым выше индексам:

$$\zeta_{c,b} = \tau \left[1 + \left(\frac{Q_b F_c}{Q_c F_b} \right)^2 - 2 \frac{Q_b F_c}{Q_c F_b} \cos \varphi \right]. \quad (8-14)$$

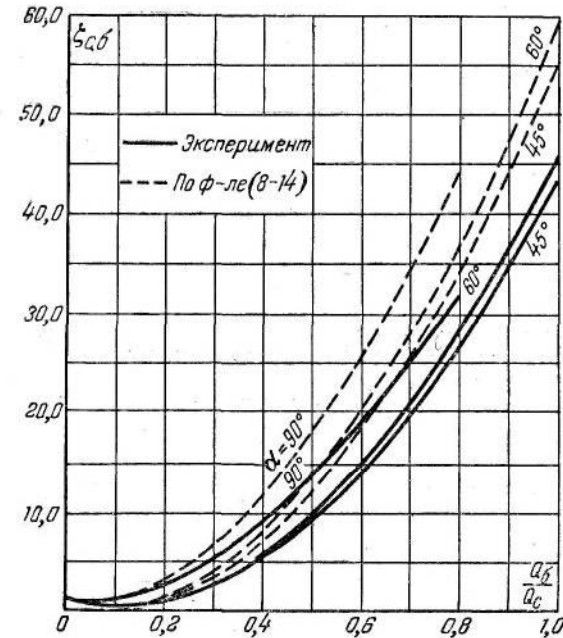


Фиг. 8-9. Сопоставление расчета с экспериментальными данными по коэффициентам сопротивления бокового ответвления приточного тройника при $\frac{F_b}{F_c} = 0,122$, $\frac{F_n}{F_c} = 1$ и при различных углах ответвления α .

Коэффициент сопротивления прямого прохода получится, если в последней формуле примем $\varphi = 0$; заменяя индекс b на индекс n , находим:

$$\zeta_{c,n} = \tau \left[1 + \left(\frac{Q_n F_c}{Q_c F_n} \right)^2 - 2 \frac{Q_n F_c}{Q_c F_n} \right] = \tau \left(1 - \frac{w_n}{w_c} \right)^2. \quad (8-15)$$

Как видно, в этом случае получаем обычную формулу удара при внезапном переходе от скорости w_c к скорости w_n ,



Фиг. 8-10. Сопоставление расчета с экспериментальными данными по коэффициентам сопротивления бокового ответвления приточного тройника при $\frac{F_b}{F_c} = 0,34$, $\frac{F_n}{F_c} = 1$ и при различных углах ответвления α .

и τ представляет собой коэффициент полноты удара (аналогичный величине $\varphi_{раси}$ для диффузоров — см. гл. 3).

Насколько близко совпадают расчетные кривые с экспериментальными в случае $\tau = 1$, видно на фиг. 8-9 ÷ 8-12 (опыты Тома).

Переход от $\zeta_{c,b}$ и $\zeta_{c,n}$ соответственно к ζ_b и ζ_n производится по тем же формулам, что и для вытяжных тройников [формулы (8-11) и (8-12)].

В случае конической формы ответвлений к приведенным значениям ζ прибавляются ζ диффузорной части.

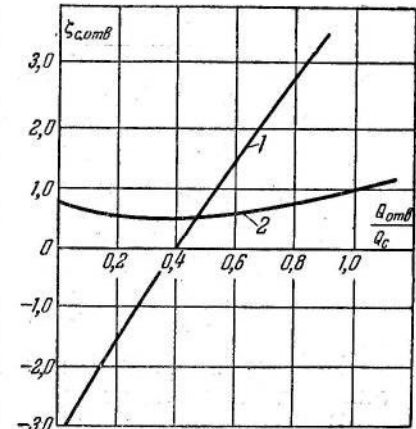
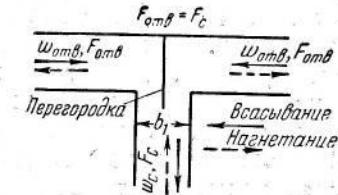
8-3. Симметричные тройники

При слиянии или разделении потока в симметричном тройнике (фиг. 8-13) природа явления примерно такая же, как и в обычных тройниках. В частности, в случае установки разделительной стенки (перегородки) при слиянии потоков (всасывание) проявляется эжекционный эффект, при котором струя с меньшими скоростями эжектируется струей с большими скоростями. Вследствие этого величина $\zeta_{отв}$ зависит от отношения расходов и может принять, как и выше, отрицательные значения (фиг. 8-13). При отсутствии разделительной стенки эжекционный эффект уже не может проявиться, так как встречные струи в ответвлениях в этом случае всегда оказывают друг другу сопротивление. При этом в случае одинаковых скоростей их поворот на 90° происходит симметрично так, как будто имелась бы между ними разделительная стенка, и коэффициент сопротивления ответвления тройника оказывается почти одинаковым как при наличии перегородки, так и без нее.

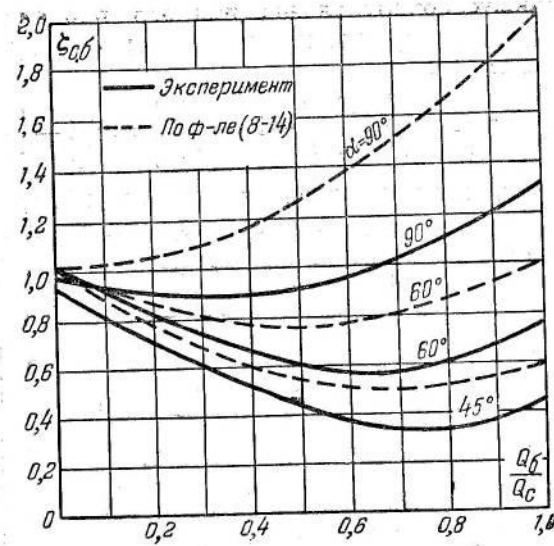
При разных скоростях более слабая струя отжимается более сильной, и поворот уже не может происходить симметрично.

Коэффициенты сопротивления обоих ответвлений в случае отсутствия разделительной стенки оказываются всегда почти одинаковыми и зависят от отношения расходов $\frac{Q_{отв}}{Q_c}$ в значитель-

но меньшей степени, чем при наличии такой стенки (здесь $Q_{отв}$ — расход через одно ответвление). При работе тройника на нагнетание (разделение потока) явление в нем должно совпасть с явлением при обычном повороте, так что сопротивление каждого ответвления как при наличии перегородки, так и без нее, очевидно, возможно определять по данным для колен с различной степенью расширения $\frac{b_2}{b_1}$. При этом в случае наличия перегородки в качестве стороны входного сечения колена

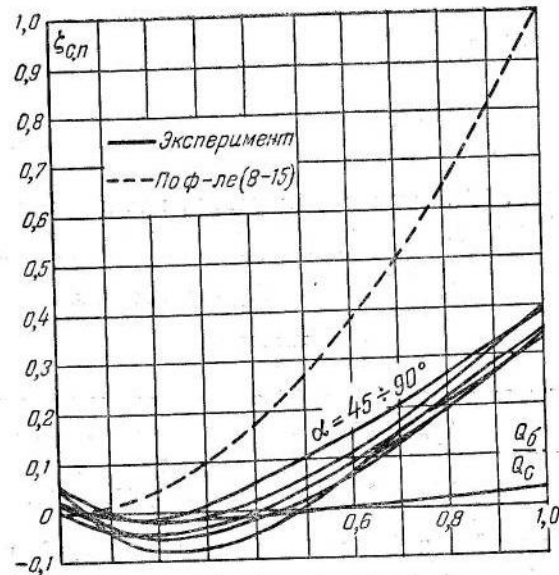


Фиг. 8-13. Зависимость коэффициента сопротивления $\zeta_{отв}$ симметричного тройника на всасывании от отношения расходов $\frac{Q_{отв}}{Q_c}$.
1 — с перегородкой; 2 — без перегородки.



Фиг. 8-11. Сопоставление расчета с экспериментальными данными по коэффициентам сопротивления бокового ответвления приточного тройника при

$$\frac{F_b}{F_c} = 1, \quad \frac{F_n}{F_c} = 1 \text{ и при различных углах ответвления } \alpha.$$

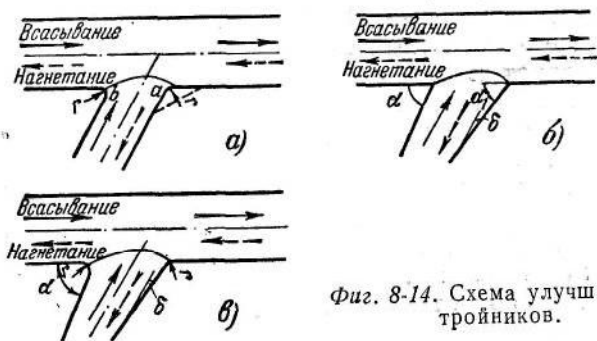


Фиг. 8-12. Сопоставление расчета с экспериментальными данными по коэффициентам сопротивления прохода приточного тройника при $\frac{F_n}{F_c} = 1$.

должна приниматься полуширина сборного рукава. В случае отсутствия перегородки для b_1 может быть принято отношение $\frac{Q_{отв}}{hw_c}$, где h — высота канала.

8-4. Улучшение работы тройников

Мероприятия по улучшению работы тройников могут быть примерно такие же, как для случая поворота потока. В частности, сопротивление тройника может быть существенно снижено, если место стыка бокового ответвления со сборным рукавом скруглить. При этом для вытяжных тройников следует скруглять угол a , вокруг которого происходит поворот потока (фиг. 8-14,а). Для приточных тройников скругление следует делать также и на разделяющей кромке b (та же фигура). Скругление последней делает поток более устойчивым и уменьшает возможность отрыва потока около этой кромки.



Фиг. 8-14. Схема улучшенных тройников.

Вместо скругления кромки ее можно срезать по прямой линии (пунктир на той же фиг. 8-14,а).

Весьма эффективным с точки зрения снижения сопротивления как вытяжных, так и приточных тройников оказывается устройство постепенного расширения (диффузора) в боковом ответвлении (фиг. 8-14,б). Такое устройство ведет к заметному снижению потерь по двум причинам: 1) вследствие уменьшения скорости потока, которое получается благодаря увеличению площади поперечного сечения как раз в месте поворота (при заданной площади выходного сечения бокового ответвления) и 2) вследствие уменьшения действительного угла поворота при одном и том же угле разветвления тройника ($\alpha_1 < \alpha$).

Совмещение обоих мероприятий (скругление или срез кромки и расширение бокового ответвления — фиг. 8-14,в) дает увеличенный эффект.

Использованную и рекомендуемую литературу к гл. VIII — см. общий список литературы в конце книги под №: 37, 38, 39, 46, 47, 51, 56, 57, 61, 67.
260

ГЛАВА ДЕВЯТАЯ

ВЫХОД ПОТОКА ИЗ ТРУБЫ (КАНАЛА)

9-1. Диффузоры со свободным выходом потока

Выход потока из трубы (канала) в неограниченное пространство является частным случаем внезапного расширения, при котором $n = \infty$. В этом случае формула (2-9) дает:

$$\zeta_1 = N_1, \quad (9-1)$$

т. е. вся кинетическая энергия, которой поток обладает на выходе, теряется для данной сети.

Коэффициент N_1 , как мы знаем, всегда больше единицы и только при совершенно равномерном поле скоростей он равен единице.

В гл. 2 рассмотрены различные законы распределения скоростей, для которых подсчитаны значения N_1 . По этим значениям N_1 и следует определять коэффициент сопротивления выхода.

Для уменьшения сопротивления выхода выгодно выходной участок делать расширяющимся — в виде диффузора.

Расчет сопротивления диффузора со свободным выходом. В случае установки диффузора в конце трубы (канала) при условии выхода потока в свободное пространство сопротивление выходного участка (полное сопротивление диффузора) складывается из сопротивления самого диффузора и сопротивления выхода из него:

$$\Delta H_n = \Delta H_d + \Delta H_{вых}$$

или

$$\zeta_{1n} = \frac{\Delta H_n}{\rho w_1^2} = \zeta_{1d} + \zeta'_{1вых}, \quad (9-2)$$

где w_1 — средняя скорость во входном сечении диффузора;

$\zeta_{1d} = \zeta_{1тр} + \zeta_{1расш}$ — общий коэффициент сопротивления диффузора (см. гл. 3);

$\zeta'_{1\text{вых}} = \frac{1}{F_1} \int_{F_{\text{вых}}} (w_1)^3 dF$ — коэффициент сопротивления выхода, представляющий собой в данном случае отношение кинетической энергии потока в выходном сечении диффузора к кинетической энергии, взятой по средней скорости w_1 , во входном сечении диффузора.

Очевидно, что получение истинного значения полного сопротивления диффузора путем простого суммирования указанных потерь даже при известном поле скоростей на выходе невозможно, так как значение $\zeta_{1\partial}$ диффузора без выходного участка отличается от $\zeta_{1\partial}$ с выходным участком. Последнее объясняется тем, что вихреобразование, вызванное отрывом потока от стенок диффузора, не заканчивается в нем самом, а продолжается в выходном участке за ним. Истинное значение коэффициента полного сопротивления может быть установлено только экспериментально. Однако в некоторых пределах углов расширения α и относительной длины $\frac{l_{\partial}}{D_1}$ диффузора формула (9-2) может быть применена с достаточной точностью.

Поскольку распределение скоростей на выходе из диффузора не всегда известно, примем его равномерным по сечению, заменив величину $\zeta'_{1\text{вых}}$ коэффициентом:

$$\zeta_{1\text{вых}} = \left(\frac{w_{\text{вых}}}{w_1}\right)^2 = \left(\frac{F_1}{F_{\text{вых}}}\right)^2 = \frac{1}{n^2},$$

и введем поправочный коэффициент, больший единицы, т. е. вместо формулы (9-2) применим следующее выражение:

$$(\zeta_{1n})_{\text{ист}} = (1 + \sigma) \left(\zeta_{1\partial} + \frac{1}{n^2}\right) = (1 + \sigma) (\zeta_{1n})_{\text{расч}}, \quad (9-3)$$

где $1 + \sigma$ — поправка, учитывающая влияние неравномерности распределения скоростей на выходе и указанное различие в значениях $\zeta_{1\partial}$ диффузора с выходным участком и без него, а

$$(\zeta_{1n})_{\text{расч}} = \zeta_{1\partial} + \frac{1}{n^2}. \quad (9-3')$$

Для диффузоров круглого сечения значения $(\zeta_{1n})_{\text{расч}}$ приведены на фиг. 9-1. Помимо расчетных кривых на этой фигуре нанесены и две экспериментальные кривые. Как видно, при $\frac{l_{\partial}}{D_1} = 2,5$ расчет дает близкое совпадение с экспериментом, в то время как при $\frac{l_{\partial}}{D_1} = 1,0$ расчетные данные сильно расходятся с экспериментальными. Последнее объясняется главным образом неравномерностью поля скоростей на выходе. Чем больше угол расширения и меньше отношение площадей n , т. е. чем больше удельный вес потерь на выходе по сравнению с потерями в самом диффузоре, тем значительно сказывается влия-

ние неравномерности скоростей. Меньшему значению $\frac{l_{\partial}}{D_1}$ соответствует больший удельный вес потерь на выходе, поэтому расхождение расчетных данных с опытом в этом случае значительнее.

Величину поправки σ для диффузоров с углами расширения, близкими к оптимальным (фиг. 9-1), следует брать в пределах примерно от 0 до 0,5 — в зависимости от относительной длины $\frac{l_{\partial}}{D_1}$. Чем меньше

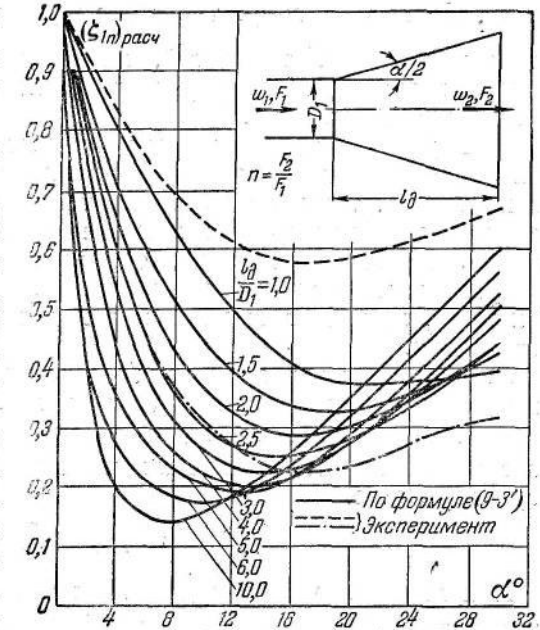
эта относительная длина, тем больше величина поправки.

Следует отметить, что значения $(\zeta_{1n})_{\text{расч}}$, приведенные на фиг. 9-1, соответствуют тем же числам Re , при которых получены значения $\zeta_{1\partial}$ обычных диффузоров. Естественно, что другим Re будут соответствовать и другие значения $(\zeta_{1n})_{\text{расч}}$. Однако в настоящее время нет достаточных экспериментальных данных, по которым можно было бы учесть влияние Re .

Оптимальный диффузор со свободным выходом. Для диффузоров со свободным выходом, как и для ступенчатых диффузоров, существуют оптимальные углы расширения,

при которых общая величина потерь имеет минимум (фиг. 9-1). Для практического применения следует выбирать диффузоры только с оптимальными углами. При этом и здесь для сокращения длины диффузора целесообразно идти на некоторое увеличение потерь. Фиг. 9-1 показывает, что при установке на выходе из сети диффузора круглого (а также квадратного) сечения относительную длину $\frac{l_{\partial}}{D_1}$ можно всегда брать порядка 2,5 ÷ 3,0.

Для плоских диффузоров эта длина получается примерно в два раза больше: $\frac{l_{\partial}}{a_1} = 5 \div 6$ (где a_1 — сторона входного сече-



Фиг. 9-1. Зависимость расчетного значения коэффициента полного сопротивления $(\zeta_{1n})_{\text{расч}}$ диффузора круглого сечения со свободным выходом потока из сети от угла расширения α при различных относительных длинах $\frac{l_{\partial}}{D_1}$.

ния диффузора в плоскости расширения). Угол расширения α диффузора как круглого, так и плоского должен быть взят при этом порядка $14 \div 18^\circ$.

Ступенчатый диффузор со свободным выходом. Потери в диффузоре со свободным выходом возможно несколько уменьшить, если за ним поместить небольшой цилиндрический участок ($\frac{l_0}{D_2} = 1 \div 2$, где D_2 — диаметр выходного сечения диффузора). Благодаря тому, что в этом участке происходит заметное выравнивание скоростей, кинетическая энергия струи на выходе в свободное пространство уменьшается и вместе с этим уменьшаются и потери.

При устройстве на выходе небольшого цилиндрического участка становится выгодным оформить и этот диффузор в виде ступенчатого, так как он позволяет при той же длине несколько уменьшить общие потери или, не изменяя заметно величину потерь, несколько сократить общую длину.

Оптимальный угол и длина диффузора могут быть определены так, как было описано выше для ступенчатых диффузоров в сети.

Коэффициент полного сопротивления диффузора со свободным выходом должен определяться как сумма коэффициентов сопротивления ступенчатого диффузора $(\zeta_{1cm})_{уст}$ и коэффициента потерь скоростного давления на выходе в свободное пространство, т. е.

$$(\zeta_{1n})_{cm} = (\zeta_{1cm})_{уст} + \zeta_{вых} = (\zeta_{1cm})_{уст} + \frac{1}{n^2}. \quad (9-4)$$

При этом $(\zeta_{1cm})_{уст}$ определяется по формуле (3-27), в которую входят значения ζ_{1cm} , взятые по формулам (3-25) и (3-26) или по графикам на фиг. 3-19 и 3-20.

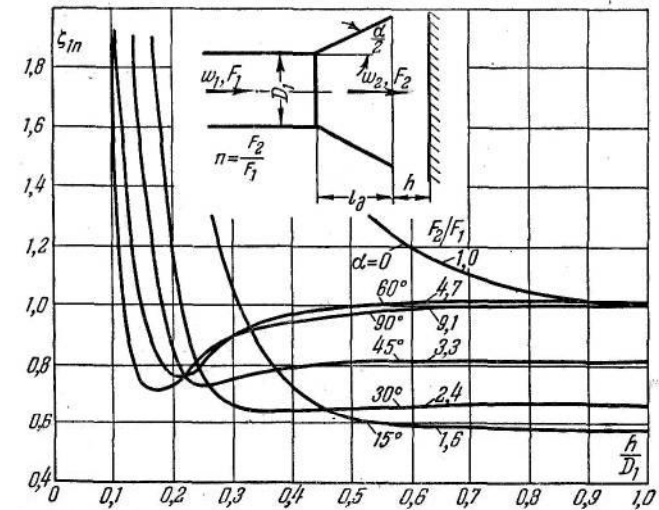
9-2. Выход потока на экран

Влияние экрана на сопротивление выхода. При выходе потока на экран последний оказывает различное влияние на сопротивление выхода. В случае истечения из диффузоров с большими углами расширения (большими 30°) имеется такое оптимальное расстояние h экрана от диффузора, при котором коэффициент полного сопротивления в присутствии этого экрана становится значительно меньше, чем без него (опыты В. И. Ханжонкова, фиг. 9-2 и фиг. 9-4). Так, при $\alpha = 60^\circ$ установка экрана на оптимальном расстоянии $\frac{h}{D_1} = 0,16$ приводит к уменьшению коэффициента сопротивления диффузора на 30% (от $\zeta_{1n} \approx 1$ до $\zeta_{1n} \approx 0,7$).

С уменьшением угла расширения благоприятное влияние экрана снижается, и уже при $\alpha = 30^\circ$ оно почти полностью

исчезает. При еще меньших углах экран приводит только к увеличению сопротивления. Последнее видно не только на фиг. 9-2, но и на фиг. 9-3, на которой приведены значения $\eta_1 = 1 - \zeta_{1n}^*$ в зависимости от относительного расстояния $\frac{h}{D_1}$ для диффузоров круглого сечения.

Чем больше угол расширения (фиг. 9-2) прямолинейного диффузора, тем на более близком расстоянии следует устанавливать экран, чтобы получить минимальное значение коэффициента полного сопротивления. Зависимость оптимального



Фиг. 9-2. Зависимость коэффициента полного сопротивления диффузора круглого сечения от относительного расстояния $\frac{h}{D_1}$ до экрана при различных углах расширения α .

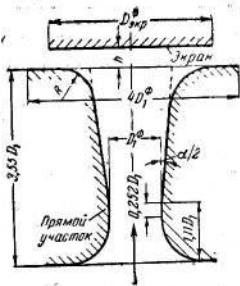
значения относительного расстояния $(\frac{h}{D_1})_{opt}$ от угла расширения прямолинейного диффузора изображена наглядно на фиг. 9-4.

Из рассмотрения фиг. 9-3 видно, что влияние экрана можно сделать благоприятным также и для диффузоров с малыми углами расширения, если закруглить их выходные кромки так, как показано на этой фигуре ($\frac{R}{D_1} > 0$).

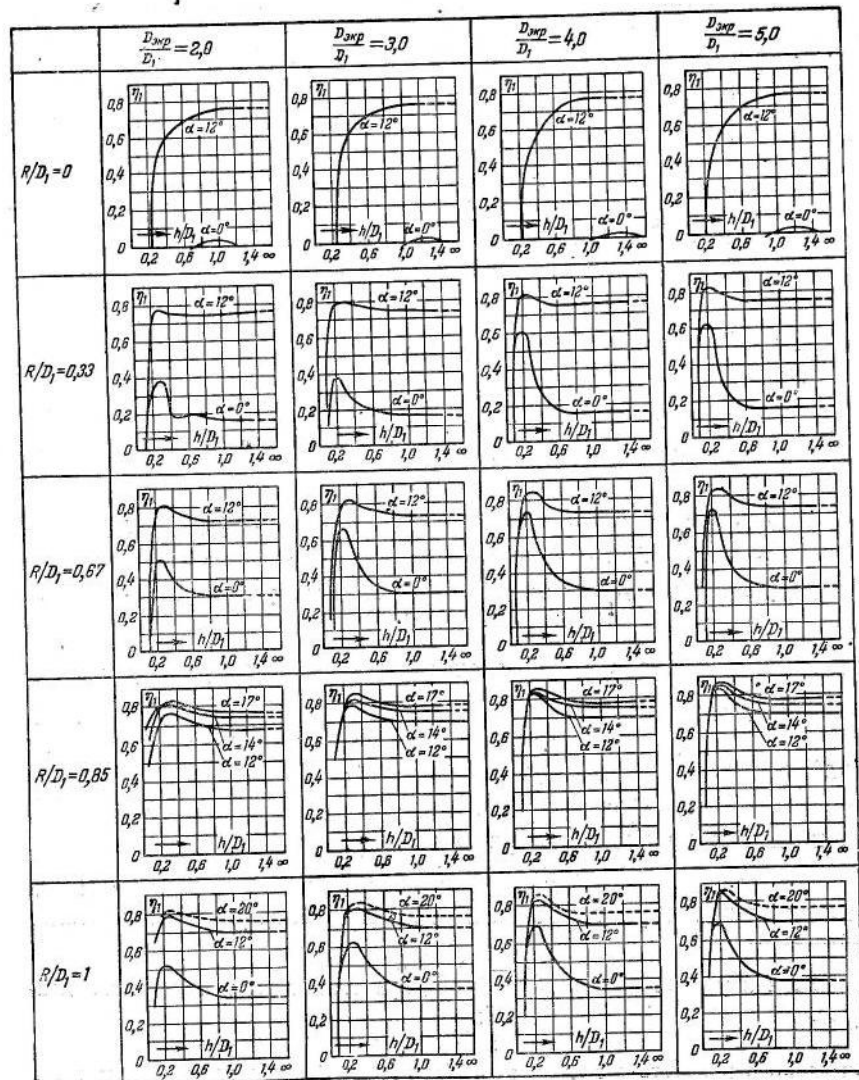
Действие экрана. Благодаря создаваемому подпоры экран заставляет поток растекаться по сечению, что приводит к умень-

* Величину $\eta = 1 - \zeta_{1n} = \frac{(\rho_2 - \rho_1)_{эф}}{\frac{\rho \omega_1^2}{2}}$, представляющую отношение дей-

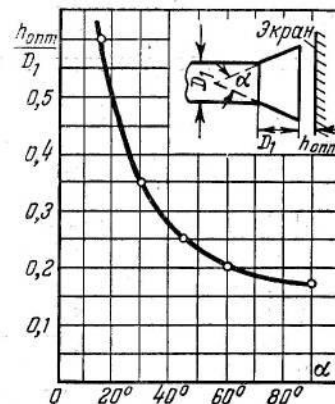
ствительного прироста давления в диффузоре к скоростному давлению в его узком сечении, называют часто к. п. д. диффузора (значение η — по Гофману).



Фиг. 9-3. Значения коэффициентов η_1 для диффузоров круглого сечения с закругленными кромками при выходе потока на экран.

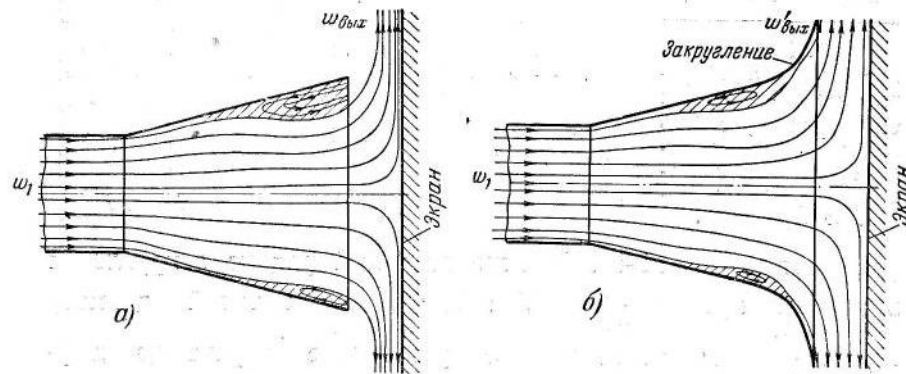


шению области срыва и, следовательно, к более эффективному расширению струи. В итоге уменьшаются как потери внутри самого диффузора, так и потери кинетической энергии на выходе. Одновременно с этим экран заставляет поток до выхода из сети повернуться на 90° . При отсутствии плавного закругления на выходной кромке диффузора этот поворот сопровождается значительным поджатием струи (фиг. 9-5), т. е. повышением ее кинетической энергии, которая теряется для данной сети. Поэтому при установке экрана за диффузором с небольшой степенью расши-



Фиг. 9-4. Зависимость оптимального значения относительного расстояния $\left(\frac{h}{D_1}\right)_{\text{opt}}$ экрана до выходного отверстия от угла расширения α .

рения n , когда средняя скорость потока в месте поворота значительна, выигрыш, получаемый из-за растекания и более полного расширения струи в диффузоре, может оказаться меньше тех-



Фиг. 9-5. Схематическая картина потока в диффузоре с выходом потока на экран. а — без закругления выходной кромки диффузора; б — с закругленной выходной кромкой диффузора.

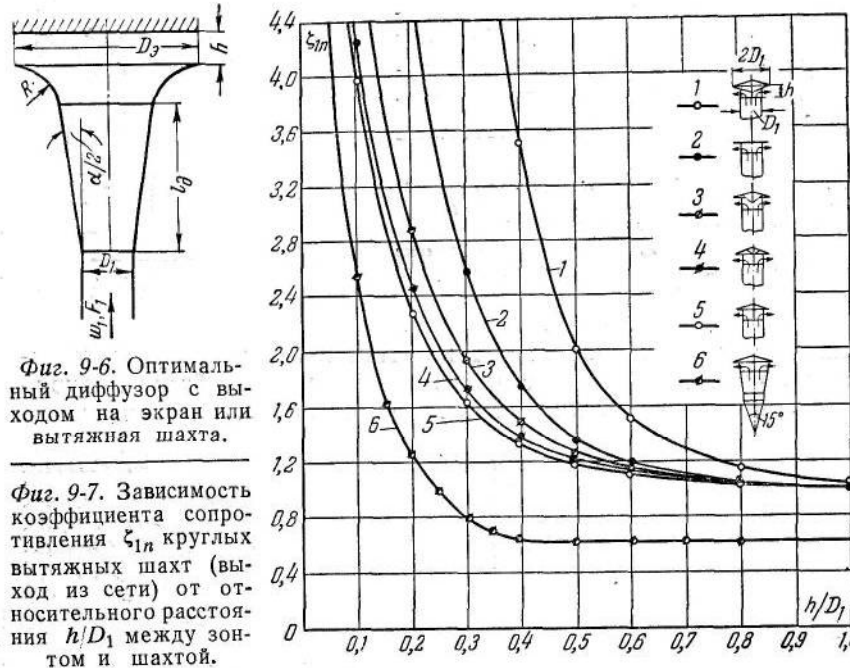
дополнительных потерь, которые появляются вследствие поджатия струи на выходе. При большой степени расширения n (большой угол α) удельный вес потерь, вызываемых поворотом потока, становится сравнительно небольшим, и влияние экрана оказывается благоприятным.

Устройство плавного закругления на выходной кромке диффузора уменьшает, во-первых, поджатие струи (фиг. 9-5), во-

вторых приводит к образованию кольцевого диффузора, в котором происходит дополнительное расширение струи (уменьшение выходной скорости). По этой причине установка экрана за диффузором с закругленными краями дает значительный выигрыш во всех случаях как при большой, так и при малой степени расширения диффузора (фиг. 9-3).

Оптимальный диффузор с выходом на экран (фиг. 9-6).

Параметры его таковы: относительная длина $\frac{l_0}{D_1} \approx 2,5$; угол



Фиг. 9-6. Оптимальный диффузор с выходом на экран или вытяжная шахта.

Фиг. 9-7. Зависимость коэффициента сопротивления ζ_m круглых вытяжных шахт (выход из сети) от относительного расстояния h/D_1 между зонтом и шахтой.

расширения $\alpha = 14 \div 16^\circ$; относительный радиус закругления выходной кромки $\frac{R}{D_1} = 0,6 \div 0,7$; относительный диаметр экрана $\frac{D_2}{D_1} = 3$; относительное расстояние экрана до диффузора $\frac{h}{D_1} = 0,24 \div 0,26$. Для такого диффузора можно принять $\zeta_{1n} = 0,25 \div 0,35$ в зависимости от тщательности его изготовления.

Очевидно, такой диффузор может быть рекомендован также в качестве выходного участка вытяжной шахты. Обладая исключительно малым коэффициентом сопротивления, он может оказаться выгоднее вытяжной шахты даже с коническим выходным участком. Последний при расстоянии $\frac{h}{D} = 0,4$ имеет по опытам В. И. Ханжонкова (фиг. 9-7) значение $\zeta_{1n} = 0,64$.

Структура свободной струи. При выходе потока из трубы (канала) в неограниченное пространство необходимо выяснить, как ведет себя струя в дальнейшем, как она формируется, как далеко она распространяется, как быстро затухает. Теория и опыт дают исчерпывающие ответы на эти вопросы. Благодаря усилиям различных исследователей структура свободной струи в настоящее время изучена почти во всех деталях.

Подробная теоретическая разработка данного вопроса принадлежит Г. Н. Абрамовичу.

Струю называют свободной, если она не ограничена твердыми стенками, при этом она считается затопленной, если распространяется в среде тех же физических свойств, что и сама струя.

Свободная струя может быть ламинарной и турбулентной. Здесь рассматривается последняя. При турбулентном движении, как мы знаем, наряду с осевым движением существует и поперечное движение частиц. Последние при своем поперечном движении попадают за пределы струи, переносят в граничащие со струей массы неподвижной среды свое количество движения и увлекают их, придавая им определенную скорость. На место ушедших из струи частиц в нее попадают частицы из окружающей среды, которые подтормаживают граничные слои. Следствием этого обмена импульсами между струей и неподвижной средой является возрастание массы струи и убывание скорости у ее границ.

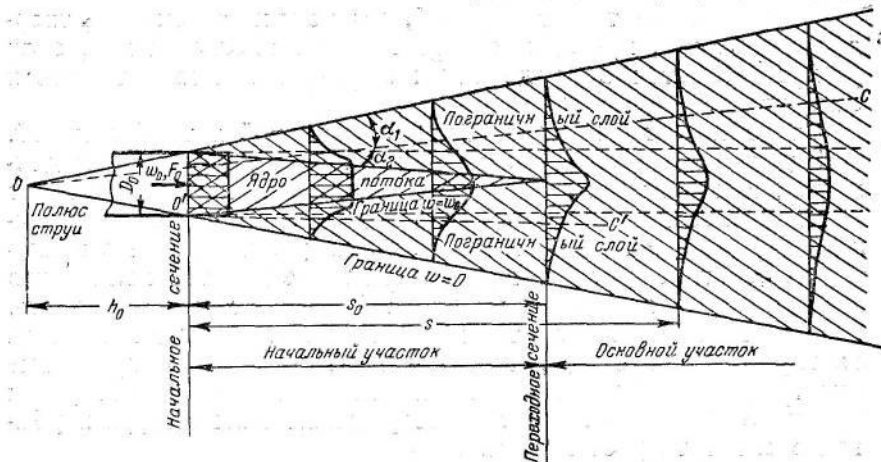
Подторможенные частицы струи вместе с увлеченными частицами окружающей среды образуют турбулентный пограничный слой, толщина которого по мере удаления от выходного отверстия непрерывно возрастает. Соприкасаясь с внешней стороны с неподвижной средой ($w = 0$), а с внутренней — с ядром постоянных скоростей ($w = \text{const} = w_0$, где w_0 — начальная скорость струи), пограничный слой приобретает переменный профиль скоростей (фиг. 9-8).

Ядро постоянных скоростей по мере удаления от выходного отверстия и утолщения пограничного слоя суживается, пока полностью не исчезает. После этого пограничный слой уже заполняет все сечение струи, включая и ось потока. Таким образом, дальнейшее размывание струи сопровождается не только возрастанием ее ширины, но и падением скорости на оси. Границы струи как внешняя, так и ядра постоянных скоростей прямолинейны (фиг. 9-8).

Сечение струи, в котором завершается размыв ядра постоянных скоростей и на оси которой обе половинки пограничного слоя сливаются, называется переходным. Участок, расположенный между выходным отверстием подводящей трубы и переходным сечением, и в котором скорость на оси остается неизменной и равной начальной скорости, называется начальным.

Участок, следующий за переходным сечением, и в котором скорость на оси постепенно уменьшается и затухает, называется основным. Точка пересечения внешних границ струи называется полюсом струи.

Опыт и теория указывают на полное подобие скоростных полей во всех сечениях пограничного слоя свободной струи. Это подобие заключается в том, что в сходственных точках любых двух сечений пограничного слоя [т. е. в точках, лежащих на одном луче (фиг. 9-8), проведенном от кромки выходного отверстия—для начального участка— $o's'$ и из полюса—



Фиг. 9-8. Схема свободной струи.

ос — для основного участка] безразмерные величины скоростей одинаковы. Это свойство свободной струи делает при ее изучении всегда удобным пользоваться именно безразмерными величинами. Принято скорости выражать в долях начальной скорости истечения, а изменение скоростей в каком-либо сечении—в долях осевой скорости в этом сечении. То же самое относится к массе (расходу) и к запасу энергии струи в данном сечении, которые также выражаются в долях соответствующих значений в начальном сечении. Линейные размеры (расстояние от выходного отверстия подводящей трубы, ширина струи и т. д.) удобно выражать в долях диаметра D_0 (или радиуса R_0) выходного отверстия—для круглой струи или в долях короткой стороны $2\delta_0$ (или полуширины δ_0)—для прямоугольной струи.

Опытом также установлено, что статическое давление в свободной струе при совершенно равномерном поле скоростей в выходном отверстии и при отсутствии искривления линий тока постоянно и почти точно равно статическому давлению в окружающей среде. Но это означает равенство нулю им-

пульса внешних сил, а следовательно, неизменность количества движения секундной массы жидкости вдоль всей струи:

$$m_0 w_0 = \int_m w dm = m w'_{cp} = \text{const.}$$

Последнее равенство показывает, что во сколько раз умень-

шается средняя скорость w'_{cp} (здесь $w'_{cp} = \frac{\int_m w dm}{m}$ — средняя по расходу или средняя квадратичная скорость), во столько же раз увеличивается масса жидкости (газа). Так как вдоль свободной струи средняя скорость непрерывно падает, то отсюда имеем непрерывное возрастание ее массы. Поскольку живая сила пропорциональна квадрату скорости и первой степени массы, эта величина также непрерывно падает вдоль струи. Таким образом, для свободной струи существует следующий ряд условий:

$$\int_m w dm = m_0 w_0$$

или

$$M_0 = \frac{\int_m w dm}{m_0 w_0} = \frac{\int_F \rho w^2 dF}{\rho F_0 w_0} = \frac{1}{F_0} \int_F \left(\frac{w}{w_0}\right)^2 dF = 1, \quad (9-5)$$

$$w'_{cp} < w_0 \text{ или } \frac{w'_{cp}}{w_0} < 1, \quad (9-6)$$

$$w_{cp} < w_0 \text{ или } \frac{w_{cp}}{w_0} < 1, \quad (9-7)$$

где $w_{cp} = \frac{Q}{F}$ — средняя арифметическая скорость.

На оси в начальном участке:

$$w_m = w_0 \text{ или } \frac{w_m}{w_0} = 1, \quad (9-8)$$

на оси в основном участке:

$$w_m < w_0 \text{ или } \frac{w_m}{w_0} < 1, \quad (9-9)$$

$$m > m_0 \text{ или } q = \frac{m}{m_0} = \frac{\rho F w}{\rho F_0 w_0} = \frac{Q}{Q_0} > 1, \quad (9-10)$$

$$\int_m \frac{w^2}{2} dm < \frac{m_0 w_0^2}{2} \text{ или } e = \frac{1}{F_0} \int_F \left(\frac{w}{w_0}\right)^3 dF < 1, \quad (9-11)$$

кроме того, поскольку струя расширяется, имеем:

$$\frac{F_{zp}}{F_0} > 1, \quad (9-12)$$

где F_{zp} — площадь сечения струи (до ее внешних границ) на данном расстоянии s от выходного отверстия подводящей трубы,

и поскольку ядро постоянных скоростей суживается:

$$\frac{F_a}{F_0} < 1, \quad (9-13)$$

где F_a — площадь ядра постоянной скорости в заданном сечении струи.

Все эти величины могут быть подсчитаны по формулам, выведенным в теории струи Г. Н. Абрамовича. При этом следует отметить, что в формулы входит только один экспериментальный коэффициент a , носящий название коэффициента турбулентности, или коэффициента структуры, и зависящий от структуры потока в начальном сечении. Последняя обуславливается главным образом формой подводящего участка трубы, формой самого отверстия, из которого вытекает струя, или другими условиями выхода из подводящей трубы.

Основные формулы расчета и построение свободной струи круглого сечения. Построение очертаний круглой струи производится следующим образом.

После нанесения кромки выходного сечения трубы (сопла) находят полюс струи o , лежащий на оси внутри трубы на относительном расстоянии от выходного сечения (фиг. 9-8):

$$\frac{h_0}{R_0} = \frac{0,29}{a}. \quad (9-14)$$

Из полюса через кромки трубы проводят лучи внешней границы струи. При этом тангенс угла одностороннего расширения внешней границы составляет:

$$\operatorname{tg} \alpha = 3,4 a. \quad (9-15)$$

Отыскивают конец начального участка (местоположение переходного сечения), который находится на относительном расстоянии от кромки трубы:

$$\frac{s_0}{R_0} = \frac{0,67}{a}. \quad (9-16)$$

Соединяют центр переходного сечения с кромкой трубы. Это дает границу ядра постоянных скоростей ($w = w_0$). Тан-

генс угла одностороннего сужения ядра постоянных скоростей определяется по выражению:

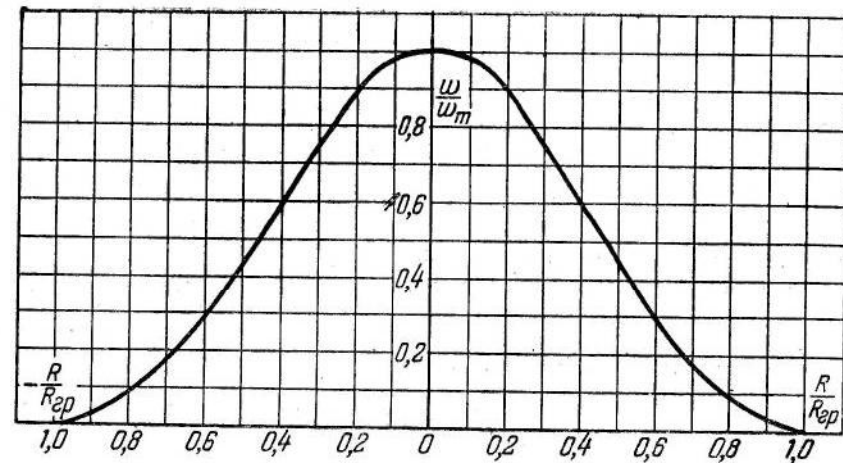
$$\operatorname{tg} \alpha_1 = 1,5 a. \quad (9-17)$$

Относительный диаметр струи на заданном расстоянии от выходной кромки составляет:

$$\frac{D_{zp}}{D_0} = \frac{R_{zp}}{R_0} = 3,4 \frac{as}{R_0} + 1 \quad (9-18)$$

и соответственно относительная площадь:

$$\frac{F_{zp}}{F_0} = \left(3,4 \frac{as}{R_0} + 1 \right)^2. \quad (9-18')$$



Фиг. 9-9. Профиль безразмерных скоростей в основном участке круглой свободной струи.

Скорость на оси струи в начальном участке, как было сказано, равна начальной скорости w_0 , а следовательно:

$$\frac{w_m}{w_0} = 1. \quad (9-19)$$

В основном участке имеем:

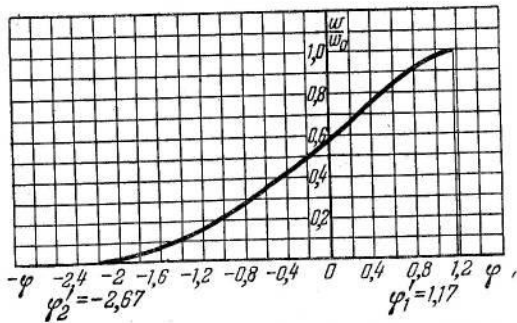
$$\frac{w_m}{w_0} = \frac{0,96}{\frac{as}{R_0} + 0,29}. \quad (9-19')$$

Для построения профиля скоростей в основном участке свободной струи на заданном расстоянии s от выходной кромки трубы можно воспользоваться графиком на фиг. 9-9 или табл. 9-1.

На фигуре и в таблице даны безразмерные скорости $\frac{w}{w_m}$ в зависимости от безразмерных координат $\frac{R}{R_{2p}}$.

ТАБЛИЦА 9-1

$\frac{R}{R_{2p}}$	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
$\frac{w}{w_m}$	1,0	0,907	0,758	0,596	0,443	0,300	0,186	0,0983	0,0438	0



Фиг. 9-10. Профиль безразмерных скоростей в начальном участке круглой свободной струи.

Для построения профиля скоростей в начальном участке свободной струи на заданном расстоянии z от выходной кромки трубы можно воспользоваться графиком фиг. 9-10 или табл. 9-2. Здесь даны безразмерные скорости $\frac{w}{w_0}$ в зависимости от безразмерных координат φ' для пограничного слоя струи.

Для построения следует учитывать связь:

$$\frac{R}{R_0} = 1 - 1,28 \frac{as}{R_0} \varphi'. \quad (9-20)$$

ТАБЛИЦА 9-2

φ'	1,17	1,1	1,0	0,9	0,8	0,7	0,6	0,5	0,4	0,3
$\frac{w}{w_0}$	1	0,990	0,971	0,945	0,914	0,879	0,838	0,795	0,751	0,710
φ'	0,2	0,1	0	-0,1	-0,2	-0,3	-0,4	-0,5	-0,6	-0,7
$\frac{w}{w_0}$	0,668	0,625	0,582	0,540	0,500	0,464	0,428	0,389	0,350	0,316
φ'	-0,8	-0,9	-1,0	-1,1	-1,2	-1,3	-1,4	-1,5	-1,6	-1,7
$\frac{w}{w_0}$	0,280	0,250	0,218	0,188	0,161	0,140	0,120	0,100	0,081	0,065
φ'	-1,8	-1,9	-2,0	-2,2	-2,2	-2,3	-2,4	-2,5	-2,6	-2,67
$\frac{w}{w_0}$	0,051	0,041	0,032	0,025	0,019	0,012	0,010	0,005	0,001	0

При этом для внутренней границы пограничного слоя получаем зависимость:

$$\frac{R_x}{R_0} = 1 - 1,5 \frac{as}{R_0}, \quad (9-21)$$

а для внешней границы пограничного слоя — формулу (9-18).

Безразмерная средняя арифметическая скорость в основном участке составляет:

$$\frac{w_{cp}}{w_m} = 0,2 = \text{const}, \quad (9-22)$$

а безразмерная средняя квадратичная скорость:

$$\frac{w'_{cp}}{w_m} = 0,48 = \text{const}. \quad (9-23)$$

В начальном участке имеем соответственно:

$$\frac{w_{cp}}{w_m} = \frac{1 + 0,76 \frac{as}{R_0} + 1,32 \left(\frac{as}{R_0}\right)^2}{1 + 6,8 \frac{as}{R_0} + 11,56 \left(\frac{as}{R_0}\right)^2} \quad (9-24)$$

и

$$\frac{w'_{cp}}{w_0} = \frac{1}{1 + 0,76 \frac{as}{R_0} + 1,32 \left(\frac{as}{R_0}\right)^2}, \quad (9-25)$$

Безразмерный расход через заданное сечение основного участка струи составляет:

$$q = 2,18 \left(\frac{as}{R_0} + 0,29 \right), \quad (9-26)$$

то же для начального участка:

$$q = 1 + 0,76 \frac{as}{R_0} + 1,32 \left(\frac{as}{R_0}\right)^2. \quad (9-27)$$

Безразмерный запас кинетической энергии в данном сечении основного участка струи:

$$e = \frac{0,59}{\frac{as}{R_0} + 0,29}, \quad (9-28)$$

а для начального участка:

$$e = 1 - 1,03 \frac{as}{R_0} + 0,68 \left(\frac{as}{R_0}\right)^2. \quad (9-29)$$

Безразмерный радиус ядра первоначальной (постоянной) массы основного участка струи определяется по формуле:

$$\frac{R_a}{R_0} = \left(\frac{as}{R_0} + 0,29 \right) \varphi_a. \quad (9-30)$$

Для определения φ_a следует сначала вычислить по заданному значению $\frac{as}{R_0}$ величину

$$B_1 = \frac{0,52}{\frac{as}{R_0} + 0,29}, \quad (9-31)$$

а затем по графику $B_1 = f(\varphi_a)$ фиг. 9-11 отыскать соответствующее значение φ_a .

Для начального участка имеем:

$$\frac{R_a}{R_0} = 1 + 0,32 \frac{as}{R_0}. \quad (9-32)$$

Безразмерный запас кинетической энергии ядра постоянной массы основного участка струи определяется по формуле:

$$e_a = \frac{1,78B_3}{\frac{as}{R_0} + 0,29}. \quad (9-33)$$

При этом для определения B_3 сначала вычисляется по заданному значению $\frac{as}{R_0}$ величина B_1 [формула (9-31)], по последней на фиг. 9-11 отыскивается φ_a , а затем по значению φ_a на той же фигуре отыскивается величина B_3 .

Для начального участка имеем:

$$e_a = 1 - 1,14 \frac{as}{R_0} + 0,61 \left(\frac{as}{R_0} \right)^2. \quad (9-34)$$

Коэффициент сопротивления свободной струи на участке от начального сечения до заданного составляет:

$$\zeta'_{стр} = e_0 - e, \quad (9-35)$$

аналогично для ядра постоянной массы имеем:

$$\zeta_{стр} = e_0 - e_a. \quad (9-36)$$

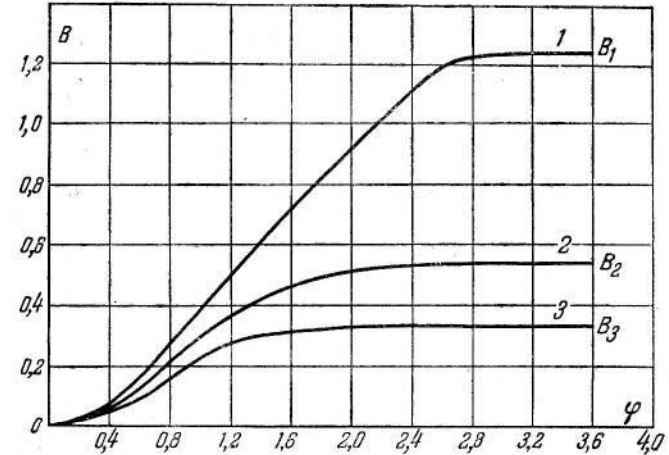
Численные значения коэффициента турбулентности струи a определяются экспериментальным путем. Для этого может быть применено по крайней мере два способа: 1) измерение скоростей на оси струи в начальном сечении и в основном участке и 2) измерение профиля скоростей в одном из сечений струи — в начальном или в основном участке. При первом

способе, получив значения скоростей w_m на оси струи для различных расстояний s от входного сечения, подставляют их поочередно в формулу (9-19') или в видоизмененную формулу:

$$a = \left(0,96 \frac{w_0}{w_m} - 0,29 \right) \frac{R_0}{s} \quad (9-37)$$

и вычисляют среднее значение a .

При втором способе, построив измеренный профиль скоростей, определяют по кривой радиус R_{zp} внешней границы струи, на которой скорость равна или близка к нулю (например, со-



Фиг. 9-11. Вспомогательная функция для расчета свободной струи круглого сечения.

$$1 - B_1 = \int_0^{\varphi_a} \left(\frac{w}{w_m} \right) \varphi d\varphi; \quad 2 - B_2 = \int_0^{\varphi_a} \left(\frac{w}{w_m} \right)^2 \varphi d\varphi; \quad 3 - B_3 = \int_0^{\varphi_a} \left(\frac{w}{w_m} \right)^3 \varphi d\varphi.$$

ставляет 1% от начальной скорости), а также определяют в случае измерения профиля скоростей в начальном участке радиус R_a границы ядра постоянных скоростей, на которой скорость начинает отклоняться от начальной, например на 1%. Вставляя соответствующие величины в формулы (9-18) и (9-21) или в видоизмененные формулы:

$$a = 0,29 \left(\frac{R_{zp}}{R_0} - 1 \right) \frac{R_0}{s} \quad (9-38)$$

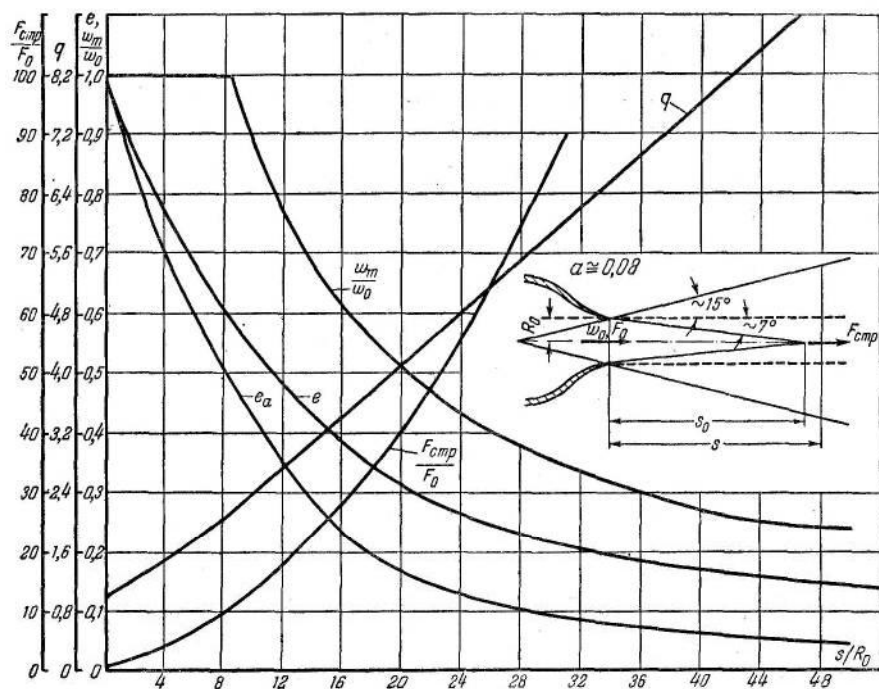
и

$$a = 0,67 \left(1 - \frac{R_a}{R_0} \right) \frac{R_0}{s}, \quad (9-39)$$

получают для одного профиля два значения коэффициента турбулентности струи. Окончательно принимают среднее арифметическое между этими двумя значениями a . Само собой

разумеется, что чем больше значений w_m снято на оси струи или чем больше получено профилей скоростей, тем точнее результат экспериментального определения рассматриваемого коэффициента.

При обычных условиях (когда нет специальных завихрителей) коэффициент турбулентности круглой струи можно принять



Фиг. 9-12. Зависимость безразмерных величин осевых скоростей $\frac{w_m}{w_0}$, расходов q , энергий e и e_a и площадей поперечного сечения $\frac{F_{cmp}}{F_0}$ от относительного расстояния $\frac{s}{R_0}$ для круглой струи. α

равным 0,08. При этом значении a получаем следующие численные значения соответствующих величин:

$$\frac{h_0}{R_0} \approx 3,6; \quad \frac{s_0}{R_0} \approx 8,4; \quad a \approx 15^\circ \text{ и } \alpha_1 \approx 7^\circ.$$

Параметры $\frac{w_m}{w_0}$, q , e , e_a и $\frac{F_{cmp}}{F_0} = \frac{F_{cmp}}{F_0}$, подсчитанные при $a = 0,8$, построены в зависимости от относительной длины $\frac{s}{R_0}$ на фиг. 9-12,

Основные формулы расчета и построение плоско-параллельной свободной струи. Геометрическая схема плоской струи такая же, как и круглой. Разница имеется только в значениях отдельных величин.

Относительное расстояние полюса плоской струи:

$$\frac{h_0}{\delta_0} = \frac{0,41}{a}. \quad (9-40)$$

Тангенс угла одностороннего расширения струи

$$\operatorname{tg} \alpha = 2,4a. \quad (9-41)$$

Относительная длина начального участка

$$\frac{s_0}{\delta_0} = \frac{1,03}{a}. \quad (9-42)$$

Тангенс угла одностороннего сужения ядра постоянных скоростей:

$$\operatorname{tg} \alpha_1 = 0,96a. \quad (9-43)$$

Полная ширина плоской струи

$$\frac{\delta_{zp}}{\delta_0} = 2,4 \frac{as}{\delta_0} + 1. \quad (9-44)$$

Скорость на оси струи в основном участке

$$\frac{w_m}{w_0} = \sqrt{\frac{1,2}{\frac{as}{\delta_0} + 0,41}}. \quad (9-45)$$

Для построения профиля скоростей в основном участке плоской струи можно воспользоваться безразмерным профилем скоростей на фиг. 9-13.

Для построения профиля скоростей в начальном участке плоской струи можно воспользоваться безразмерным профилем скоростей на фиг. 9-14 с учетом следующей связи:

$$\frac{\delta}{\delta_0} = 1 - 1,25 \frac{as}{\delta_0} \psi', \quad (9-46)$$

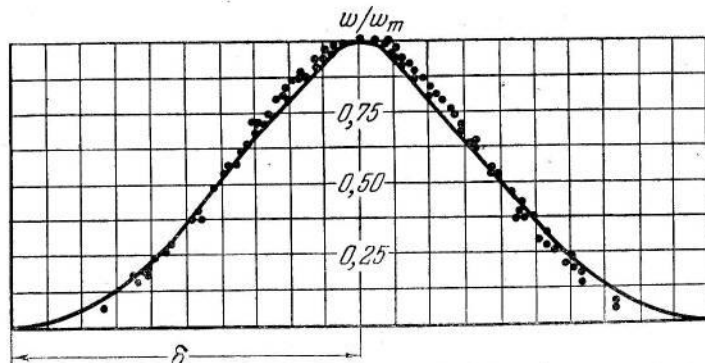
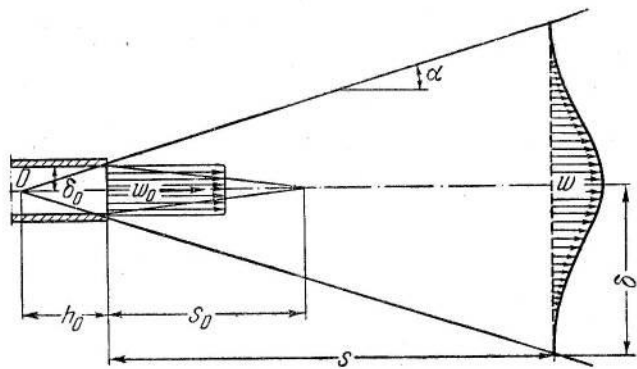
при этом для внутренней границы пограничного слоя получаем зависимость:

$$\frac{\delta_a}{\delta_0} = 1 - 0,96 \frac{as}{\delta_0}, \quad (9-47)$$

а для внешней — формулу (9-44).

Безразмерная средняя арифметическая скорость в основном участке:

$$\frac{w_{cp}}{w_m} = 0,47, \quad (9-48)$$



Фиг. 9-13. Профиль безразмерных скоростей в основном участке плоской свободной струи.

а средняя квадратичная скорость:

$$\frac{w'_{cp}}{w_m} = 0,7. \quad (9-49)$$

В начальном участке имеем соответственно:

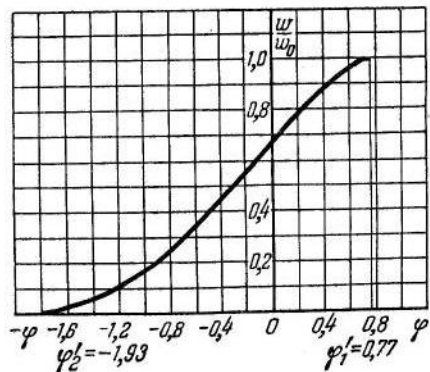
$$\frac{w_{cp}}{w_m} = \frac{1 + 0,43 \frac{as}{\delta_0}}{1 + 0,24 \frac{as}{\delta_0}} \quad (9-50)$$

и

$$\frac{w'_{cp}}{w_m} = \frac{1}{1 + 0,43 \frac{as}{\delta_0}}. \quad (9-51)$$

Безразмерный расход через заданное сечение основного участка струи

$$q = 1,2 \sqrt{\frac{cs}{\delta_0} + 0,41}, \quad (9-52)$$



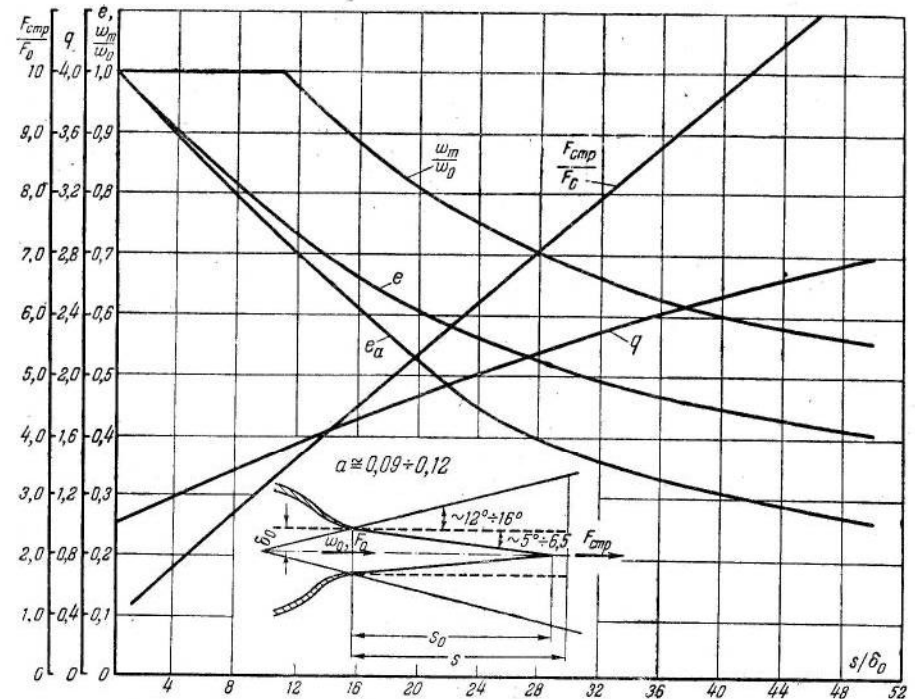
Фиг. 9-14. Профиль безразмерных скоростей в начальном участке плоской свободной струи.

а начального участка

$$q = 1 + 0,43 \frac{as}{\delta_0}. \quad (9-53)$$

Безразмерный запас энергии в данном сечении основного участка

$$e = \frac{0,94}{\sqrt{\frac{as}{\delta_0} + 0,41}} \quad (9-54)$$



Фиг. 9-15. Зависимость безразмерных величин осевых скоростей $\frac{w_m}{w_0}$, расходов q , энергий e и e_a и площадей поперечного сечения $\frac{F_{cmp}}{F_0}$ от относительного расстояния $\frac{s}{\delta_0}$ для плоской струи.

и в начальном участке

$$e = 1 - 0,21 \frac{as}{\delta_0}. \quad (9-55)$$

Безразмерная полуширина ядра постоянной массы основного участка

$$\frac{\delta_a}{\delta_0} = \left(\frac{as}{\delta_0} + 0,41 \right) \varphi_a \quad (9-56)$$

Для определения φ_a вычисляется сначала по заданному значению $\frac{as}{\delta_0}$ величина

$$A_1 = \frac{0,833}{\sqrt{\frac{as}{\delta_0} + 0,41}}, \quad (9-57)$$

а затем по графику $A_1 = f(\varphi_a)$ на фиг. 6-5 отыскивают соответствующую величину φ_a .

Для начального участка имеем:

$$\frac{\delta_a}{\delta_0} = 1 + 0,275 \frac{as}{\delta_0}. \quad (9-58)$$

Безразмерный запас кинетической энергии ядра постоянной массы основного участка:

$$e_a = \frac{1,73A_3}{\sqrt{\frac{as}{\delta_0} + 0,41}}, \quad (9-59)$$

где $A_3 = f(\varphi_a)$ отыскивается по той же фиг. 6-5.

Для начального участка

$$e_a = 1 - 0,275 \frac{as}{\delta_0}. \quad (9-60)$$

Величина коэффициента турбулентности a плоской струи может быть принята порядка $0,09 \div 0,12$. В этом случае получаем:

$$\frac{h_0}{\delta_0} = 4,5 \div 3,5; \quad \frac{s_0}{\delta_0} = 11,5 \div 8,5; \quad \alpha = 12 \div 16^\circ; \quad \alpha_1 = 5 \div 6,5^\circ.$$

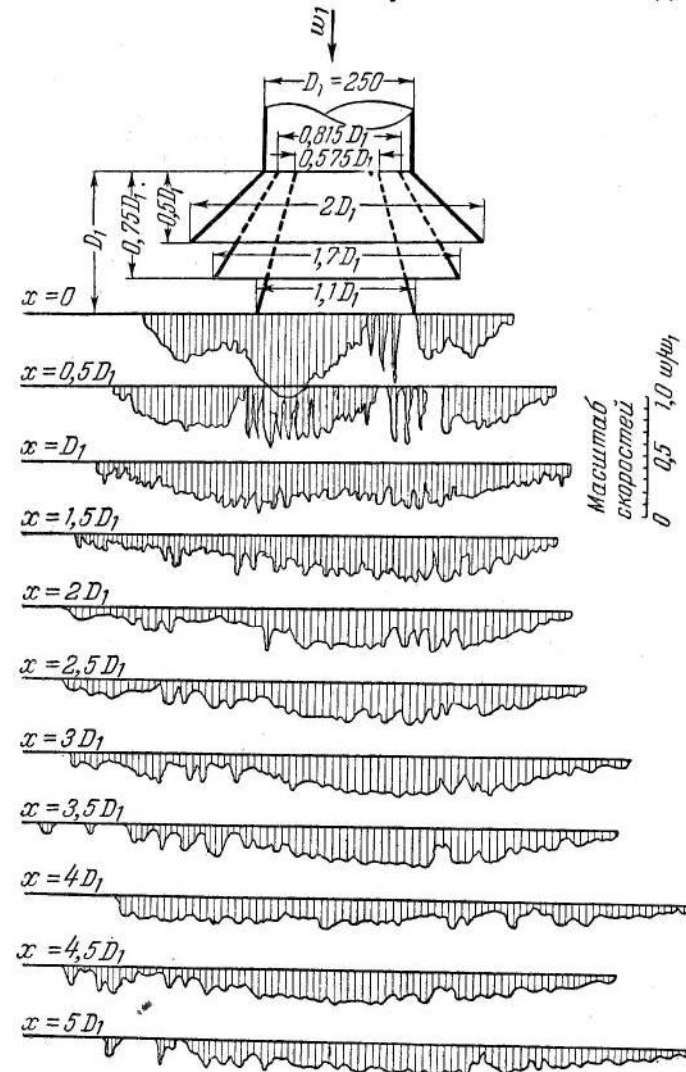
Величины $\frac{\omega_m}{\omega_0}$, q , e , e_a и $\frac{F_{zp}}{F_0} = \frac{F_{cmp}}{F_0}$, подсчитанные при $\alpha = 0,09$, построены в зависимости от $\frac{s}{\delta_0}$ на фиг. 9-15.

9-4. Приточные насадки

Подвод воздуха в помещение с целью вентиляции осуществляется специальными патрубками, называемыми приточными насадками.¹ Последние служат для создания более интенсивного затухания свободной струи. Форма и типы приточных насадок бывают самыми различными и зависят от целевого назначения их. Какова бы ни была форма этих насадок, потери в них в основном всегда сводятся к потере кинетической энергии на выходе при той или иной степени расширения или сужения выходной струи. Рассмотрим аэродинамические характеристики некоторых типов приточных насадок по данным В. В. Батурина и И. А. Шепелева.

¹ Указанные насадки могут иметь также широкое применение для раздачи газа, подводимого, например, к фильтрующим элементам газоочистных, теплообменных и других аппаратов.

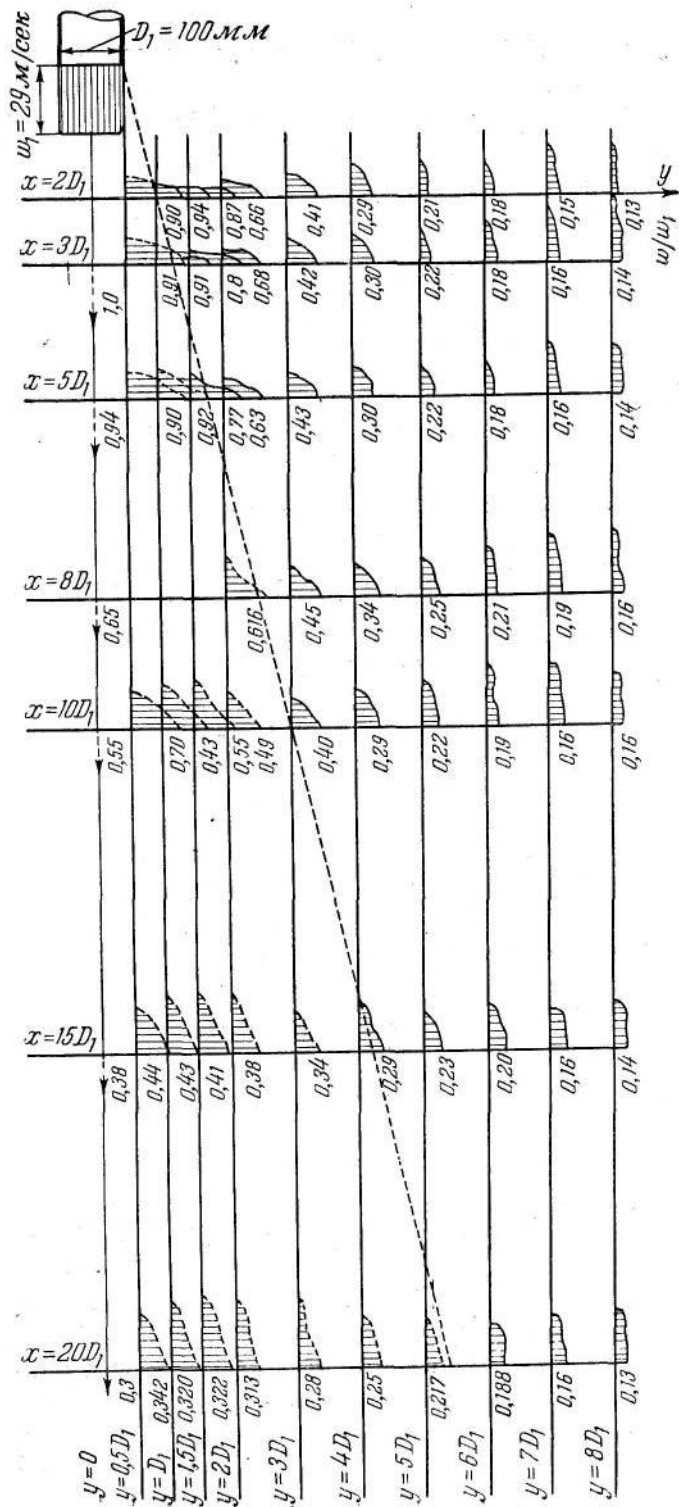
Насадка с тремя диффузорами. Насколько быстро происходит затухание скоростей при выпуске воздуха через такую насадку, видно на фиг. 9-16. На расстоянии от выходного от-



Фиг. 9-16. Распределение безразмерных скоростей в струе на различных относительных расстояниях от насадки с тремя диффузорами.

верстия насадки, равном $5D_1$, скорость, как видно, не превышает $0,2$ скорости ω_1 в трубе.

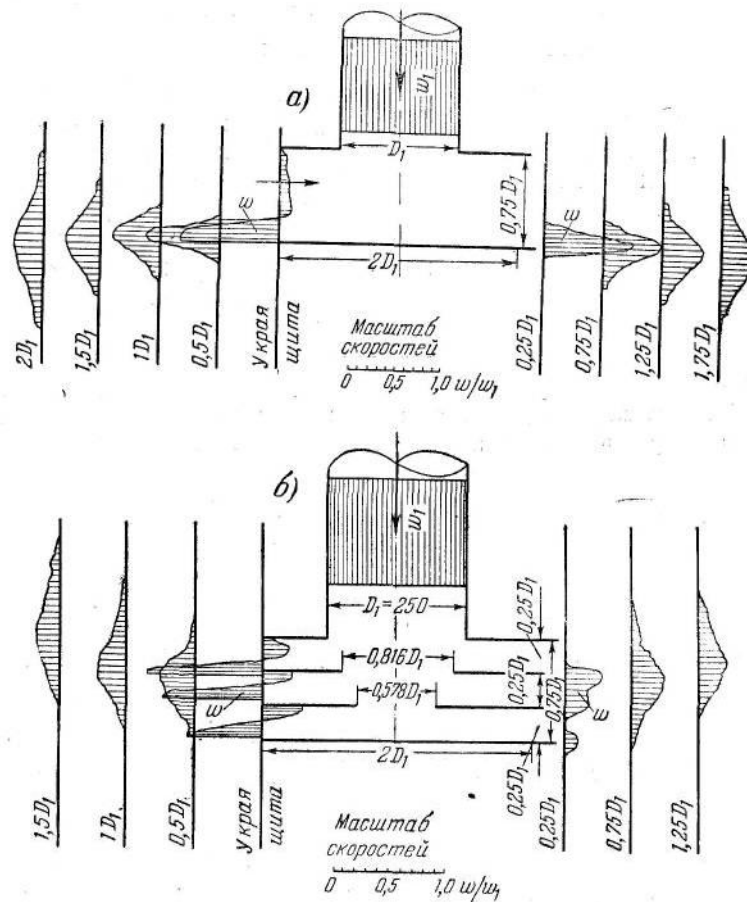
Следует отметить, что поток в рассматриваемом типе приточной насадки отличается большими пульсациями скоростей (как это имеет место в обычных диффузорах), так что приве-



Фиг. 9-17. Распределение безразмерных скоростей в струе, набегающей на плоскую стенку.

денные на фиг. 9-16 поля скоростей дают представление о некотором осредненном значении скорости в данной точке.

Коэффициент сопротивления насадки равен $\zeta_{1n} = \frac{\Delta H}{\frac{w_1^2}{2}} = 1$.



Фиг. 9-18. Распределение безразмерных скоростей в струе за приточной насадкой.

а — с одним щитком; б — с тремя щитками.

Насадка с одним щитком. Течение при выходе из такой насадки является частным случаем набегающей свободной струи на плоскую стенку, расположенную нормально к оси струи. Последняя, встречая плоскую стенку, растекается по ней радиально во все стороны. Вследствие этого затухание скоростей происходит весьма интенсивно.

Опыт показывает, что в растекающейся по плоскости струе профили безразмерных скоростей $\frac{w_y}{w_1}$ на одинаковых расстояниях от оси струи за границей конуса расширения остаются практически одинаковыми (фиг. 9-17).

Коэффициент сопротивления ζ_{1n} насадки со щитком может быть определен как для вытяжных шахт в зависимости от относительного расстояния $\frac{h}{D_1}$ по данным, приведенным на фиг. 9-7.

Насадка с несколькими щитками. Такая насадка дает возможность рассеять струю еще более значительно, чем при одном щитке. Последнее видно из сравнения соответствующих графиков на фиг. 9-18, на которой даны распределения скоростей для соответствующих насадок.

Коэффициент сопротивления ζ_{1n} рассматриваемой насадки равен около 1,5. Более подробные данные по приточным насадкам даны в специальной литературе.

Использованную и рекомендуемую литературу к гл. IX — см. общий список литературы в конце книги под №: 1, 13, 14, 32, 33, 34, 66, 75, 76, 78.

ГЛАВА ДЕСЯТАЯ

ДВИЖЕНИЕ ПО ПРЯМЫМ ТРУБАМ И КАНАЛАМ

10-1. Законы распределения скоростей и сопротивления гладких труб

Как уже было отмечено во введении, почти во всех практически важных случаях движение турбулентное, поэтому сопротивление движению, в том числе и сопротивление трения, пропорционально или приблизительно пропорционально квадрату скорости. Полная сила трения R_{mp} , действующая на площади S поверхности, равна, таким образом,

$$R_{mp} = f \frac{\rho w_1^2}{2} S \quad (10-1)$$

или среднее касательное напряжение на поверхности

$$\tau_0 = \frac{R_{mp}}{S} = f \frac{\rho w_1^2}{2}, \quad (10-2)$$

где f — безразмерный коэффициент трения, определяемый экспериментально;

w_1 — средняя скорость в данном сечении, м/сек;

ρ — массовая плотность жидкости (газа), кг сек²/м⁴.

При равномерном движении жидкости среднее значение τ_0 — величина постоянная. Следовательно, если через u_1 обозначить смоченный периметр, а через l_1 — длину рассматриваемого участка трубы (канала), то суммарная сила сопротивления трения составит:

$$R_{mp} = \tau_0 u_1 l_1. \quad (10-3)$$

Так как в равномерном движении ускорения отсутствуют, то устанавливаемая в сечениях 1-1—2-2 (фиг. 10-1) рассматри-

ваемого участка разность сил давлений $\Delta H_{mp} = p_1 - p_2$ должна уравновешиваться касательными силами трения, т. е.

$$(p_1 - p_2)F_1 = \Delta H_{mp}F_1 = \tau_0 u_1 l_1, \quad (10-4)$$

откуда

$$\Delta H_{mp} = \tau_0 \frac{u_1}{F_1} l_1.$$

Учитывая (10-2), получим:

$$\Delta H_{mp} = f \frac{u_1 l_1}{F_1} \frac{\rho \omega_1^2}{2} = 4f \frac{\rho \omega_1^2}{2} \frac{l_1}{D_2} = \lambda \frac{\rho \omega_1^2}{2} \frac{l_1}{D_2}, \quad \text{кг/м}^2, \quad (10-5)$$

где $\lambda = 4f$ — коэффициент сопротивления трения единицы длины трубы (канала);

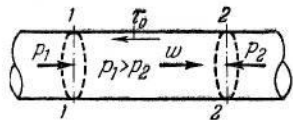
$$D_2 = \frac{4F_1}{u_1} — \text{гидравлический диаметр сечения, м.}$$

Формула (10-5) ввиду ее простоты широко применяется, даже если сопротивление и не следует квадратичному закону. В этом случае величина λ сама является функцией скорости, или, вернее, числа Re . В частности, при ламинарном движении имеем:

$$\lambda = \frac{64}{Re}. \quad (10-6)$$

Последняя формула легко получается из законов движения для ламинарного режима течения.

В силу исключительной сложности турбулентного течения количественные соотношения, пригодные для практических расчетов при этом режиме на современном уровне знаний



Фиг. 10-1. Разность сил давлений, уравновешиваемая силами касательного напряжения.

могут быть установлены лишь на основе эксперимента с помощью некоторого количества экспериментальных постоянных. Но получение и этих соотношений стало возможным только в последнее время, после того как от грубо эмпирического рассмотрения вопроса исследователи перешли к изучению и проникновению в самую сущность турбулентного течения.

Можно с уверенностью сказать, что наиболее значительные заслуги в последнем вопросе принадлежат советским ученым: А. А. Фридману, по-новому поставившему вопрос об изучении турбулентности и получившему новую систему уравнений, определяющих моменты статистической связи между пульсациями в различных точках пространства, академику А. Н. Колмогорову, А. М. Обухова и др., развившим методы статистического исследования турбулентности и давшим новые методы

исследования частотного спектра турбулентности, Л. Г. Лойцяцкому, М. Д. Миллиончикову и др., много сделавшим в области изотропной и однородной турбулентности.

Значителен вклад в дело разрешения проблем турбулентности, внесенный теоретическими и экспериментальными работами члена-корреспондента АН СССР М. А. Великанова и его сотрудников. В частности, широко известны работы М. А. Великанова в области динамики русловых потоков, замечательные экспериментальные исследования структуры турбулентных потоков Е. М. Минского, Б. А. Фидмана и др.

Большая работа проделана В. М. Маккавеевым и его сотрудниками по разработке вопросов турбулентного перемешивания, К. К. Федяевским — по изучению влияния шероховатости на сопротивление, Г. А. Гуржиенко — по изучению течения в трубах и т. д.

Несмотря, однако, на имеющиеся достижения в области изучения турбулентного движения, до сих пор нет еще строгой теории турбулентного перемешивания, а следовательно, как уже было указано, нет и чисто теоретических формул сопротивления. В настоящее время имеется лишь ряд физических моделей явления перемешивания, на основе которых получены полуэмпирические формулы сопротивления трения.

Одна из таких моделей явления предполагает, что перемешивание происходит вследствие перемещения некоторых конечных масс жидкости по траекториям, наклоненным к направлению основного движения. При этом перемещении и происходит обмен количеством движения между отдельными массами жидкости.

Для вывода законов распределения скоростей и сопротивления труб в теории турбулентного движения введено понятие о длине пути перемешивания по аналогии с длиной пути свободного пробега молекул в кинетической теории газов. Для турбулентного движения указанная длина представляет собой путь, который должна пройти частица жидкости относительно остальной жидкости, чтобы в результате смешения с окружающим турбулентным потоком потерять свою индивидуальность. Иными словами, путь смешения l есть проекция на поперечную ось y пути массы, переносимой под действием импульса из одного слоя осредненного потока в другой до полного смешения с частицами последнего слоя.

В результате приложения теоремы импульсов к указанному переносу элементарной массы жидкости с использованием понятия о длине пути перемешивания авторы рассматриваемой модели явления пришли к следующему выражению для касательного напряжения:

$$\tau = \rho l^2 \left(\frac{dw}{dy} \right)^2. \quad (10-7)$$

По аналогии с законом Ньютона последнее выражение можно представить в таком виде:

$$\tau = \mu' \frac{dw}{dy}, \quad (10-8)$$

где

$$\mu' = \rho l^2 \frac{dw}{dy}, \quad (10-9)$$

но в отличие от значения μ для ламинарного движения величина μ' в последнем выражении не является постоянной: она резко меняется по сечению трубы (фиг. 3-8).

Как уже было указано во введении, полное касательное напряжение как ламинарное, так и турбулентное можно написать так:

$$\tau = \mu \frac{dw}{dy} + \mu' \frac{dw}{dy} = (\mu + \mu') \frac{dw}{dy}. \quad (10-10)$$

При этом только вблизи стенки трубы слагаемое μ сравнимо по величине с μ' ; на самой стенке $\mu' = 0$, и напряжение трения выражается законом Ньютона.

При удалении от стенки величина μ' быстро возрастает, доходя примерно на половине радиуса до тех больших значений, о которых шла речь во введении, затем опять падает до некоторого минимума на оси. По этой причине почти по всему потоку, исключая область, непосредственно прилегающую к стенке трубы, можно пренебречь вязкими напряжениями по сравнению с турбулентными. Это, однако, не означает, что можно вообще пренебрегать вязкостью жидкости в турбулентном потоке, поскольку молекулярная вязкость оказывает значительное влияние на все внутренние процессы, — такие, как затухание и зарождение возмущений и др.

Принимая, что внутреннее касательное напряжение τ находится с внешним касательным напряжением τ_0 (у стенки) в постоянном отношении:

$$\frac{\tau}{\tau_0} = \frac{r}{r_1} = 1 - \frac{y}{r_1}, \quad (10-11)$$

где r — расстояние от центра сечения трубы, можно прийти на основании уравнения (10-7) к следующему равенству:

$$\rho l^2 \left(\frac{dw}{dy} \right)^2 = \tau_0 \left(1 - \frac{y}{r_1} \right) \quad (10-12)$$

или

$$l \frac{dw}{dy} = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}} \sqrt{1 - \frac{y}{r_1}}. \quad (10-13)$$

Из выражения (10-2) и равенства $f = \frac{\lambda}{4}$ получим:

$$w_* = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}} = w_1 \sqrt{\frac{\lambda}{8}}. \quad (10-14)$$

Последняя величина имеет размерность скорости и носит название динамической скорости.

Пользуясь выражением (10-14), перепишем уравнение (10-13) так:

$$\frac{l \frac{dw}{dy}}{w_*} = \sqrt{1 - \frac{y}{r_1}} = f\left(\frac{y}{r_1}\right). \quad (10-15)$$

Последнее уравнение — безразмерное и, как видно, оно пока-

зывает, что величина $\frac{l \frac{dw}{dy}}{w_*}$ зависит от относительного расстояния $\frac{y}{r_1}$ от стенки трубы. Это означает, что если обеспечить в трубе одинаковое τ_0 или одинаковую динамическую скорость w_* , то форма турбулентного движения будет одна и та же независимо от диаметра трубы, шероховатости стенок и т. д.

Если кривая распределения скоростей и величина потери давления в трубе определены экспериментально, то нетрудно, с одной стороны, установить графически или аналитически значение градиента скорости в разных точках сечения, а с другой — вычислить величину τ_0 и соответственно величину w_* . Следовательно, на основании (10-15) можно найти зависимость относительного значения $\frac{l}{r_1}$ от относительного расстояния $\frac{y}{r_1}$.

Такая зависимость получена Никурадзе экспериментально и нанесена на фиг. 10-2 для гладких труб при различных числах Re . Здесь же для сравнения приведены теоретические кривые, полученные по формулам различных авторов.

Рассмотренная выше модель явления при турбулентном движении приводит к логарифмическому закону распределения скоростей:

$$\frac{w}{w_*} = A_1 \lg \frac{w_* y}{\nu} + B_1. \quad (10-16)$$

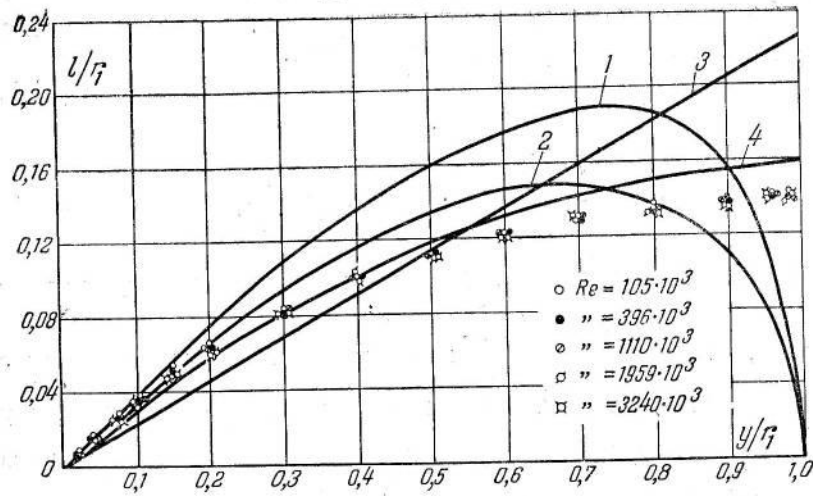
Закон сопротивления для гладких труб при этом получается в таком виде:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = A_2 \lg (Re \sqrt{\lambda}) + B_2, \quad (10-17)$$

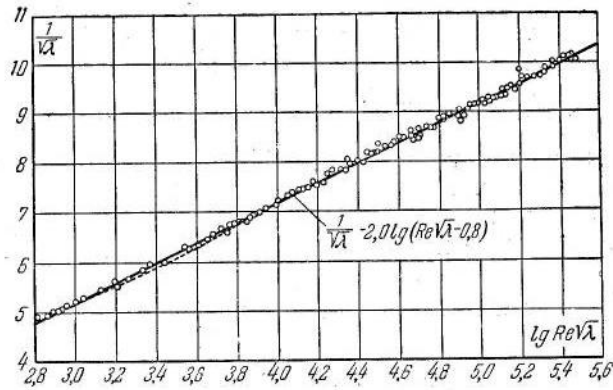
где A_1 , A_2 , B_1 , B_2 — постоянные, определяемые из эксперимента.

На основании опытов Никурадзе (фиг. 10-3 и 10-4) получено:

$$A_1 = 5,75, \quad A_2 = 2, \quad B_1 = 5,50, \quad B_2 = 0,8.$$



Фиг. 10-2. Зависимость относительной длины l/r_1 пути перемешивания от относительного расстояния от стенки для гладких труб. Кривые: 1—Кармана; 2—Прандтля; 3—Тейлора-Конакова; 4—Альтшуля; кружочки—опыты Никурадзе.



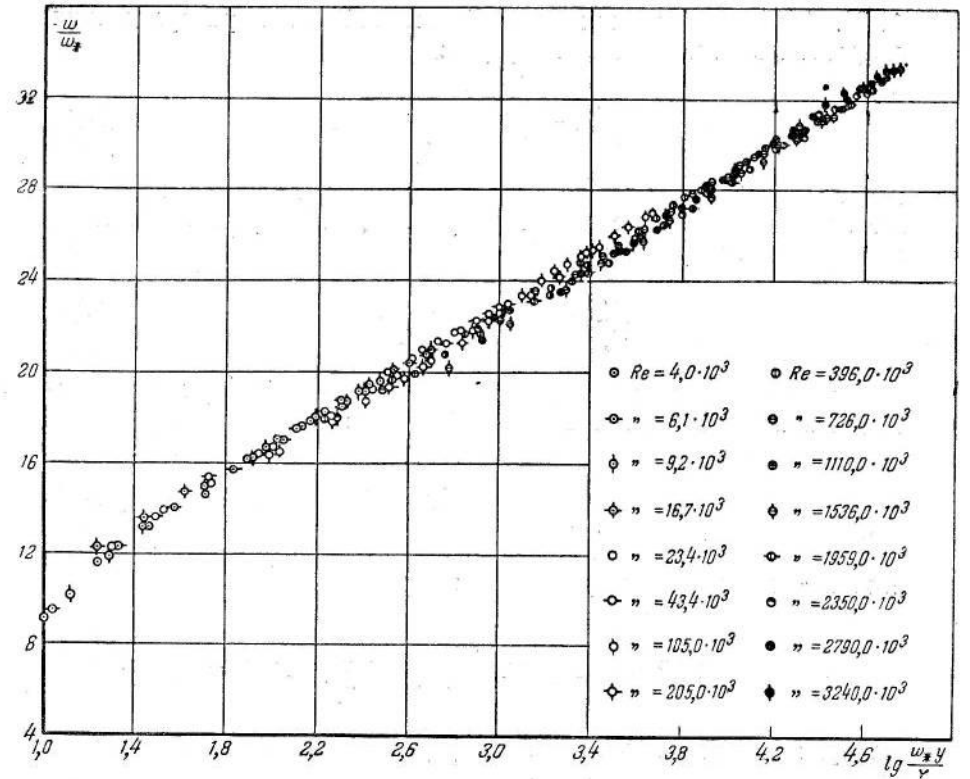
Фиг. 10-3. Величины коэффициента сопротивления для гладких труб в координатах $\frac{1}{\sqrt{\lambda}}$ и $\lg(Re\sqrt{\lambda})$.

Таким образом, для переменной по сечению скорости получается:

$$\frac{w}{w_*} = 5,75 \lg \frac{w_* y}{\nu} + 5,50, \quad (10-18)$$

для максимальной скорости (на оси трубы):

$$\frac{w_{\max}}{w_*} = 5,75 \lg \frac{w_* r_1}{\nu} + 5,50 \quad (10-19)$$



Фиг. 10-4. Распределение скоростей в координатах $\varphi = \frac{w}{w_*}$ и $\eta = \lg \frac{w_* y}{\nu}$ по сечению гладких труб (по опытам Никурадзе с искаженными значениями скоростей вблизи стенки).

и для средней по сечению трубы скорости:

$$\frac{w_1}{w_*} = 5,75 \lg \frac{w_* r_1}{\nu} + 1,75. \quad (10-20)$$

Для сопротивления трения в гладких трубах получается следующая окончательная формула:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2 \lg(Re\sqrt{\lambda}) - 0,8, \quad (10-21)$$

которая дает близкое совпадение с опытом, начиная с $Re \approx 6 \cdot 10^4$ (фиг. 10-3).

Н. Е. Жуковский высказал гипотезу о том что толщина пограничной области турбулентного потока обратно пропорциональна скорости потока. Основываясь на этой гипотезе,

А. Д. Альтшуль получил логарифмический закон распределения скоростей в несколько иной форме:

$$\frac{w}{w_*} = A_3 \lg Re \frac{y}{r_1} + B_3, \quad (10-22)$$

или с введением численных коэффициентов, получаемых по тем же опытам Никурадзе (после устранения некоторых искажений, введенных Никурадзе):

$$\frac{w}{w_*} = 5,33 \lg Re \frac{y}{r_1} - 2. \quad (10-23)$$

Закон сопротивления трения в гладких трубах при этом получен в виде явной зависимости λ от Re :

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = A'_3 \lg Re + B'_3 \quad (10-24)$$

или с численным коэффициентом:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 1,82 \lg \frac{Re}{100} + 2 = \frac{1}{(1,82 \lg Re - 1,64)^2}, \quad (10-25)$$

которая полностью совпадает с формулой Г. К. Филоненко:

$$\lambda = \frac{0,303}{(\lg Re - 0,9)^2} \approx \frac{1}{(1,82 \lg Re - 1,64)^2}$$

и близка к формуле П. К. Коцакова:

$$\lambda = \frac{1}{(1,8 \lg Re - 1,5)^2}$$

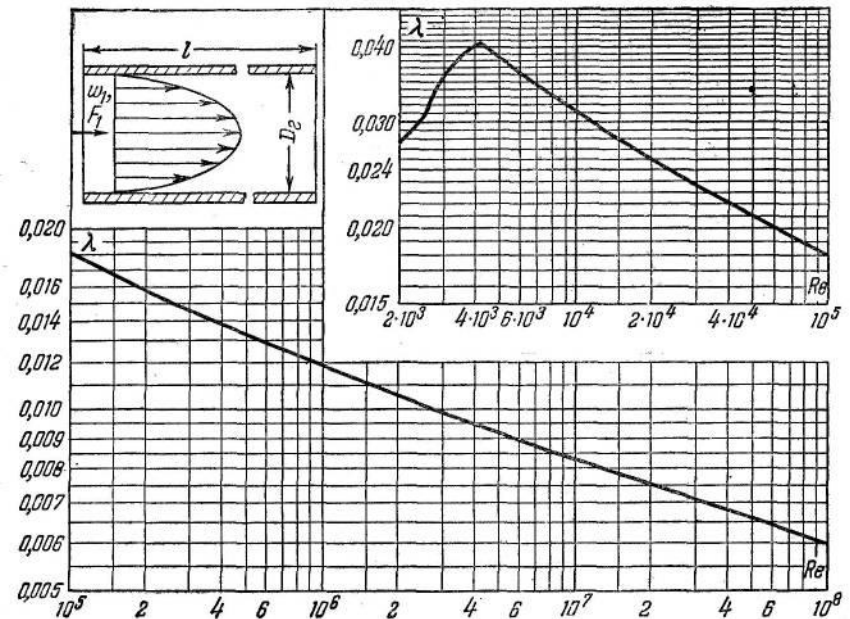
Она дает хорошее совпадение с опытами, начиная от $Re \approx 4000$.

В пределах $3000 < Re < 100000$ действительна, как известно, и формула Блазиуса

$$\lambda = \frac{0,3164}{Re^{0,25}} \quad (10-26)$$

Зависимость λ от Re для гладких труб приведена на фиг. 10-5.

Все рассмотренные до сих пор формулы распределения скоростей имеют обобщенный характер, т. е. величины $\frac{w}{w_*}$, бу-



Фиг. 10-5. Зависимость коэффициента сопротивления λ от числа Re для гладких труб.

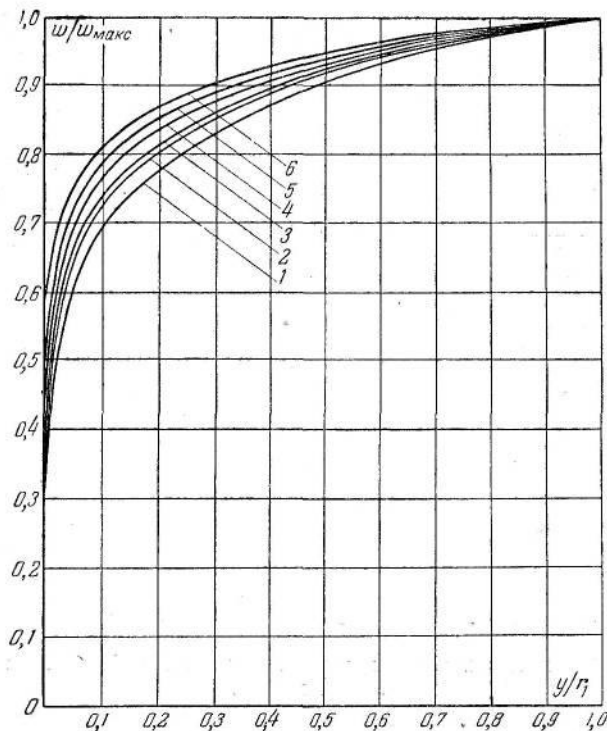
дучи отложены в функции $\frac{w_* y}{r_1}$, дают кривую, общую для всех чисел Re (фиг. 10-4).

Если же построить зависимость $\frac{w}{w_{\max}}$ от $\frac{y}{r_1}$, то можно будет заметить, что эти кривые разные для разных чисел Re ; при этом, чем больше число Re , тем полнее профиль скоростей. Действительно, чем больше число Re , тем значительнее степень турбулентности потока, степень его перемешивания, а следовательно, интенсивнее обмен количеством движения между отдельными слоями жидкости. Последнее же и обуславливает усиление выравнивания скоростей с ростом Re .

В пределе при бесконечно большом числе Re следует ожидать совершенно одинаковых скоростей по всему сечению трубы.

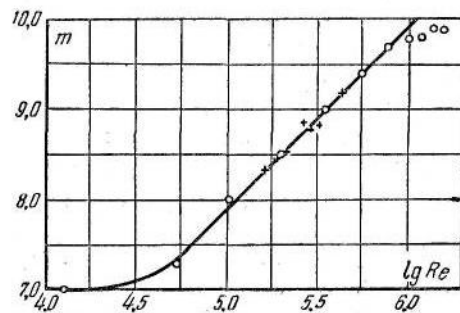
Высказанные соображения хорошо подтверждаются опытными кривыми на фиг. 10-6.

Изменение профиля скоростей с числом Re одновременно означает и изменение с этим числом отношения средней скорости к максимальной w_1/w_{\max} . При этом указанное отношение скоростей должно с увеличением Re приближаться к единице.



Фиг. 10-6. Распределение скоростей по сечению для гладких труб в координатах $\frac{w}{w_{\max}}$ и $\frac{y}{r_1}$ при различных Re .

1— $Re=4 \cdot 10^3$; 2— $Re=23 \cdot 10^3$; 3— $Re=105 \cdot 10^3$; 4— $Re=1110 \cdot 10^3$;
5— $Re=2350 \cdot 10^3$; 6— $Re=3240 \cdot 10^3$.



Фиг. 10-7. Зависимость знаменателя m в показателе степени для степенного закона распределения скоростей от числа Re .

До вывода логарифмического закона распределения скоростей для характеристики профиля часто пользовались степенными законами типа

$$\frac{w}{w_{\max}} = \left(\frac{y}{r_1}\right)^{\frac{1}{m}}, \quad (10-27)$$

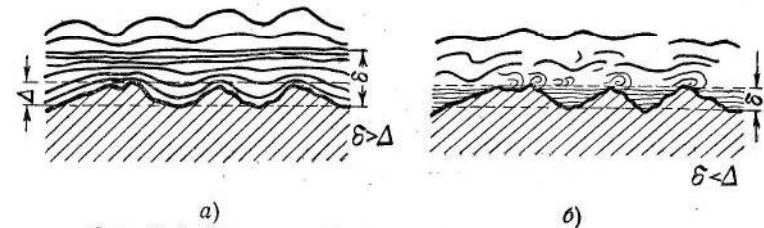
где m — число, зависящее от Re . Эта зависимость представлена на фиг. 10-7.

Степенной закон несколько более приближенный, чем логарифмический, но в то же время и более простой для вычислений; его можно применять для определения расхода; даваемая им точность при этом достаточна.

10-2. Законы распределения скоростей и сопротивления шероховатых труб

На практике трубы и каналы могут быть как гладкими, так и шероховатыми. При этом шероховатость может быть равномерной и неравномерной. Оба вида шероховатости различаются по форме бугорков, их размерам, промежуткам между ними и т. д.

Большинство технических труб характеризуется неравномерной шероховатостью. Однако наиболее систематическое



Фиг. 10-8. Картина обтекания бугорков шероховатости.

исследование относится к трубам с равномерной шероховатостью.

Средняя высота Δ бугорков шероховатости, выраженная в абсолютных единицах длины, называется абсолютной геометрической шероховатостью. Отношение средней высоты бугорков к диаметру трубы, т. е. $\bar{\Delta} = \frac{\Delta}{D_r}$, называется относительной шероховатостью. Ввиду того, что геометрические характеристики шероховатости не могут в достаточной степени определять сопротивление трубы, введено понятие о гидравлической шероховатости, которая определяется путем измерения сопротивления¹.

¹ Величина Δ получается обратным пересчетом по формуле для λ при режиме квадратичного закона сопротивления (см. ниже).

В шероховатых трубах дополнительным по сравнению с гладкими трубами источником турбулентности являются бугорки шероховатости, точнее — образующие на них срывы. В силу этого, несмотря на то, что в гладких трубах с возрастанием числа Re величина коэффициента сопротивления должна уменьшаться, в шероховатых трубах, при увеличении этого числа, обнаруживается увеличение коэффициента сопротивления λ при неизменной геометрической шероховатости. Объясняется это влиянием ламинарного подслоя. В том случае, когда толщина ламинарного подслоя больше величины бугорков ($\delta_a > \Delta$ — фиг. 10-8, а), последние целиком погружаются в этот подслой. При малых скоростях, характерных для ламинарного подслоя, поток плавно обтекает неровности, и они не оказывают никакого влияния на характер потока. В этом случае величина λ падает.

С увеличением числа Re толщина ламинарного подслоя уменьшается, и при достижении известного значения Re она может стать меньше высоты бугорков ($\delta_a < \Delta$ — фиг. 10-8, б). В этом случае на бугорках будут образовываться срывы и вихреобразования, а следовательно, они будут увеличивать сопротивление.

Таким образом, трубы можно считать гидравлически (или технически) гладкими, пока высота бугорков меньше толщины ламинарного подслоя. Как увидим ниже, на основе закона сопротивления для шероховатых труб и закона сопротивления для гладких труб установлено, что трубы с равномерной шероховатостью могут считаться гидравлически гладкими, если

$$\bar{\Delta}_{пред} = \frac{\Delta}{D_r} = 17,85 Re^{-0,875}, \quad (10-28)$$

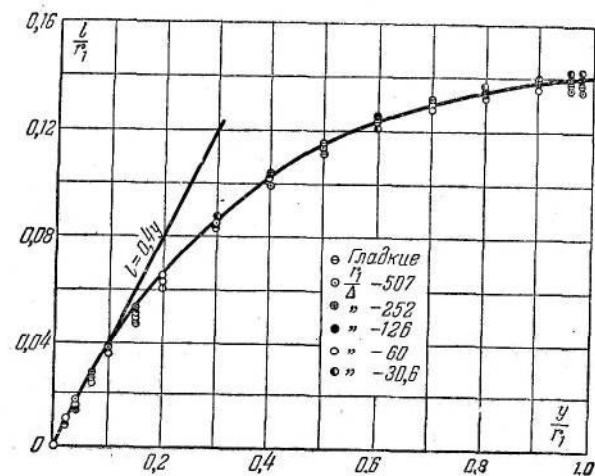
а с неравномерной шероховатостью

$$\bar{\Delta}_{пред} = 5 Re^{-0,875}. \quad (10-29)$$

На фиг. 10-2 были приведены кривые относительного значения $\frac{l}{r_1}$ в функции относительного расстояния $\frac{y}{r_1}$. Опытные точки, полученные для различных чисел Re , достаточно больших, легли на одну кривую. То же самое получается из наблюдений над шероховатыми трубами: распределение длины пути перемешивания в гладких и шероховатых трубах при больших Re представляется одной кривой (фиг. 10-9). Таким образом, относительная длина пути перемешивания при вполне развитой турбулентности не зависит от какого-либо частного фактора, вызывающего сопротивление, и не изменяется с расходом и размером трубы. Эта относительная длина зависит только от относительного расстояния $\frac{y}{r_1}$ от стенки.

Указанным обстоятельством обуславливается тот факт, что при постоянном расходе жидкости через трубу профиль скоростей получается тем более вытянутым, чем больше шероховатость трубы (фиг. 10-10, а). Действительно, большее сопротивление (при большей шероховатости) требует, как видно из выражения для касательного напряжения при турбулентном движении [формула (10-8)], наличия больших касательных напряжений, которые при постоянной длине пути перемешивания могут реализоваться только за счет повышения градиента скорости.

Если движение сохранить таким, при котором касательное напряжение τ_0 будет оставаться постоянным, что может быть

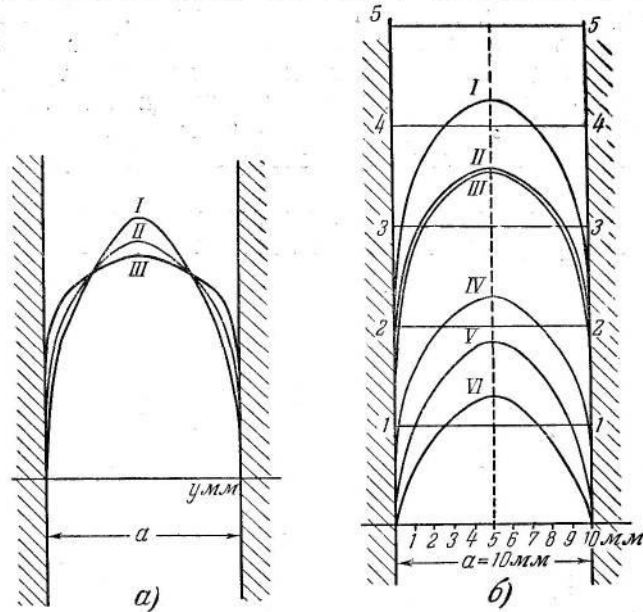


Фиг. 10-9. Зависимость относительной длины пути перемешивания $\frac{l}{r_1}$ от относительного расстояния от стенки для шероховатых труб.

достигнуто изменением расхода при изменении шероховатости стенок трубы, то центральные участки кривых распределения скоростей на значительной части сечения принимают одинаковые формы (фиг. 10-10, б). Влияние увеличенной или уменьшенной шероховатости остается исключительно в непосредственной близости от стенки. Сказанное означает, что во всех случаях независимо от степени шероховатости при одинаковых τ_0 разность $w_{макс} - w$, называемая недостатком скорости, будет оставаться всегда одной и той же. Постоянство же недостатка скорости при $\tau_0 = \text{const}$, приводит к уравнению вида:

$$\frac{w_{макс} - w}{w_*} = f\left(\frac{y}{r_1}\right). \quad (10-30)$$

Опыты Никурадзе, проведенные с шероховатыми трубами¹, дали полное подтверждение универсальности уравнения (10-30). Как видно на фиг. 10-11, все точки, принадлежащие различ-



Фиг. 10-10. Распределение скоростей по сечению трубы. а—при постоянном расходе и переменных шероховатостях: I—большая шероховатость, II—средняя шероховатость, III—гладкая поверхность; б—при постоянном касательном напряжении на стенке и при различных расходах: I—гладкая поверхность; II и III—волнистая поверхность; IV, V, VI—повышенная шероховатость.

ным шероховатостям, ложатся на одной кривой зависимости недостатка скорости $\frac{w_{\max} - w}{w_*}$ от относительного расстояния $\frac{y}{r_1}$ от стенки.

Это обстоятельство приводит к закону распределения скоростей в шероховатых трубах следующего вида:

$$\frac{w}{w_*} = \frac{w_{\Delta}}{w_*} + 5,75 \lg \frac{y}{\Delta} = B_4 + A \lg \frac{y}{\Delta}, \quad (10-31)$$

где Δ — средняя высота бугорков шероховатости, B_4 — экспериментальная постоянная, определяемая в зависимости от величины $\frac{w_* \Delta}{v}$ на фиг. 10-12 (опыты Никурадзе).

¹ Шероховатость получена искусственно, путем наклейки на стенки труб просеянного песка.

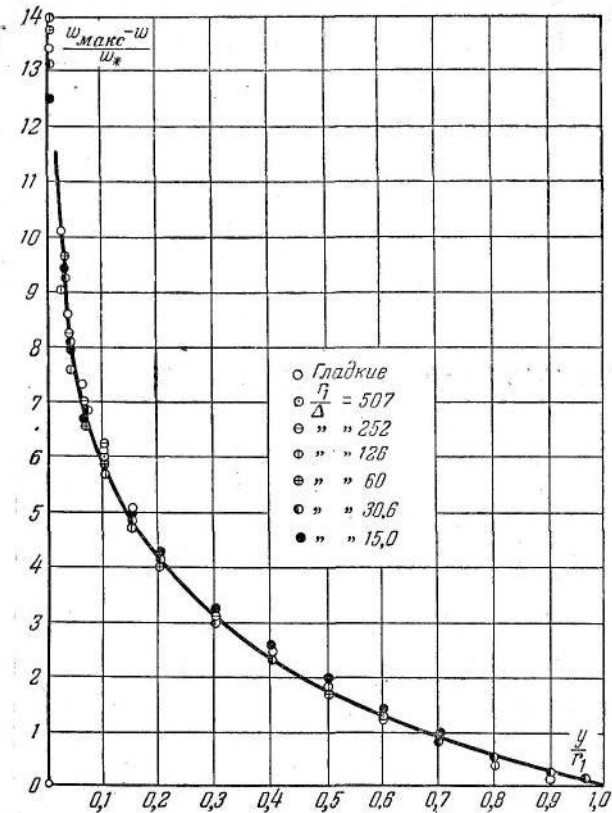
Для максимальной скорости получается:

$$\frac{w_{\max}}{w_*} = B_4 + A \lg \frac{r_1}{\Delta}, \quad (10-32)$$

а для средней скорости:

$$\frac{w_1}{w_*} = (B_4 - D) + A \lg \frac{r_1}{\Delta} = B'_4 + A \lg \frac{r_1}{\Delta}, \quad (10-33)$$

где $D \approx 3,75$ (по опытам).

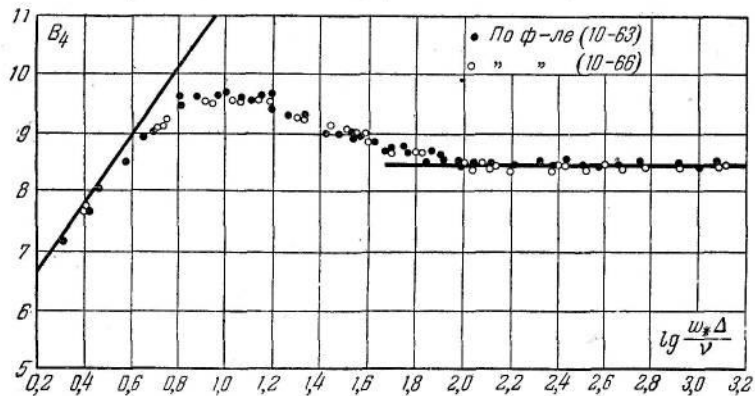


Фиг. 10-11. Распределение недостатка скорости в координатах $\frac{w_{\max} - w}{w_*}$ и $\frac{y}{r_1}$ для шероховатых труб.

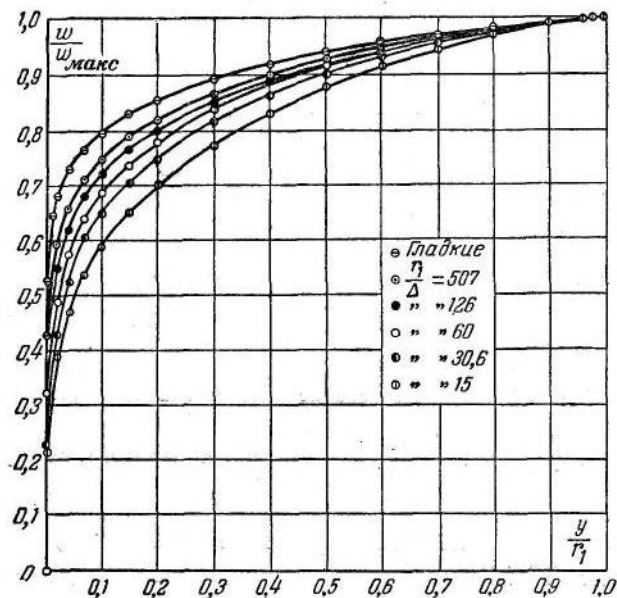
Подставив в последнее выражение вместо w_* ее значение по формуле (10-14), получим в окончательном виде следующую величину B_4 , выраженную через сопротивление:

$$B_4 = \sqrt{\frac{8}{\lambda}} + D - A \lg \frac{r_1}{\Delta}. \quad (10-34)$$

Если построить опытные данные фиг. 10-12 в виде обычной зависимости $\frac{w}{w_{\max}} = f\left(\frac{y}{r_1}\right)$ (фиг. 10-13), то получим для различной шероховатости различные распределение скоростей — в полном соответствии с изложенным на стр. 299.



Фиг. 10-12. Зависимость коэффициента B_4 от $\lg \frac{w_* \Delta}{v}$.



Фиг. 10-13. Распределение скоростей в координатах $\frac{w}{w_{\max}}$ и $\frac{y}{r_1}$ для шероховатых труб.

Из совершенно иных соображений, чем изложены до сих пор, В. Н. Гончаров (см. список литературы) вывел следующую формулу распределения скоростей, верную как для гладких труб, так и для труб с равномерно зернистой шероховатостью:

$$\frac{w}{w_1} = \frac{\lg\left(16,7 \frac{y}{\Delta} + 1\right)}{\lg 3,7 \frac{r_1}{\Delta}},$$

где Δ — средняя высота выступов со стандартной равномерно зернистой шероховатостью при крупности зерен $k=2\Delta$; при этом для гладкой стенки берется эквивалентная высота равномерно зернистой шероховатости Δ_r , определяемая приближенно из следующей зависимости:

$$\frac{r_1}{\Delta_r} = \left(\frac{Re + 550}{39}\right)^{0,922}.$$

Полученная опытами Никурадзе зависимость между коэффициентом сопротивления λ и числом Re для труб с равномерно зернистой шероховатостью при различных значениях Δ приведена на фиг. 10-14 в логарифмической анаморфозе. На этом графике отражена вся сложная механика движения жидкости в трубах. Мы можем здесь усмотреть три основных режима течения.

Первый режим, называемый ламинарным, относится к малым значениям чисел Re (до $Re=2000$ или $\lg Re=3,3$) и характеризуется тем, что шероховатость не оказывает никакого влияния на величину λ , так что все экспериментальные кривые совпадают с прямой для гладких труб при ламинарном режиме (10-6). При этом режиме коэффициент сопротивления зависит только от числа Re . Отсутствие влияния шероховатости объясняется, как было уже указано, тем, что при чисто ламинарном течении бугорки шероховатости целиком погружены в ламинарное подслое.

Второй режим, называемый переходным, охватывает три участка кривых сопротивления:

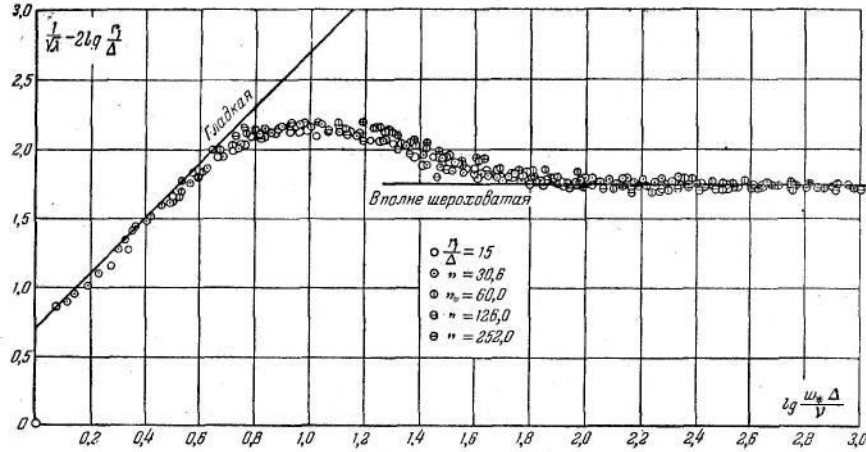
1. Участок, относящийся к переходной области между ламинарным и турбулентным течениями (примерно в пределах $Re=2000 \div 3000$ или $\lg Re=3,3 \div 3,6$). В этой области коэффициент сопротивления быстро растет с увеличением числа Re . Вместе с тем он продолжает оставаться одинаковым для разных значений относительной шероховатости.

2. Участок, в котором кривые для труб с различной шероховатостью совпадают с прямой,

$$\lambda = \frac{0,3164}{Re^{0,25}} \quad (10-26)$$

для гладких труб. Закон сопротивления по последней формуле справедлив в тем меньшем интервале, чем больше относительная шероховатость.

Чтобы охватить всю область исследованных чисел Re , величина $\frac{1}{\sqrt{\lambda}} - 2 \lg \frac{r_1}{\Delta}$ построена в зависимости от $\lg \frac{\omega_* \Delta}{\nu}$ (фиг. 10-15), учитывая, что последняя величина удобна с точки зрения размерности. Этот метод привел к такому же обобщенному графику, как и для распределения скоростей (фиг. 10-12). Мы видим, что все экспериментальные точки, принадлежащие различным относительным шероховатостям, укладываются на одной общей кривой.



Фиг. 10-15. Обобщенная функция шероховатости для труб с равнозернистой шероховатостью в координатах $\frac{1}{\sqrt{\lambda}} - 2 \lg \frac{r_1}{\Delta}$ и $\lg \frac{\omega_* \Delta}{\nu}$.

Область, где не обнаруживается никакого влияния шероховатости на сопротивление и где все трубы ведут себя как гладкие (второй участок второго режима), на этой диаграмме представлена формулой:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} - 2 \lg \frac{r_1}{\Delta} = 2 \lg \frac{\omega_* \Delta}{\nu} + 0,8. \quad (10-37)$$

Остальная часть переходного режима представлена отдельными отрезками прямой.

Третий режим на этой диаграмме, расположенный правее значения $\lg \frac{\omega_* \Delta}{\nu} = 1,83$, соответствует уравнению (10-36).

Для всего диапазона исследованных значений Re получается следующая общая формула сопротивления:

$$\lambda = \frac{1}{[a_1 + b_1 \lg(Re\sqrt{\lambda}) + c_1 \lg \Delta]^2}, \quad (10-38)$$

где коэффициенты a_1 , b_1 и c_1 принимают различные значения для различных участков кривой $\lambda = f(Re, \Delta)$, а именно:

при $3,6 \leq \bar{\Delta} Re \sqrt{\lambda} \leq 10$ $a_1 = -0,8$; $b_1 = +2,0$; $c_1 = 0$ (гладкие стенки), (10-39,а)

при $10 \leq \bar{\Delta} Re \sqrt{\lambda} \leq 20$ $a_1 = +0,068$; $b_1 = +1,3$; $c_1 = -0,87$, (10-39,б)

при $20 \leq \bar{\Delta} Re \sqrt{\lambda} \leq 40$ $a_1 = +1,533$; $b_1 = 0$; $c_1 = -2,0$, (10-39,в)

при $40 \leq \bar{\Delta} Re \sqrt{\lambda} \leq 191,2$ $a_1 = +2,471$; $b_1 = -0,588$; $c_1 = -2,588$, (10-39,г)

при $\bar{\Delta} Re \sqrt{\lambda} \geq 191,2$ $a_1 = +1,138$; $b_1 = 0$; $c_1 = -2,0$ (квадратичный закон). (10-39,д)

Эти пределы установлены на основании последнего графика и, исходя из равенства

$$\frac{\omega_* \Delta}{\nu} = \frac{\Delta}{D_1} \frac{D_1 \omega_1}{\nu} \sqrt{\frac{\lambda}{8}} = 0,353 \bar{\Delta} Re \sqrt{\lambda}.$$

Подставляя в выражение (10-39,а) значение λ по формуле (10-26), получим предельное значение $\Delta_{пред}$, при котором трубу можно считать гидравлически гладкой:

$$\bar{\Delta} Re \sqrt{\lambda} = \bar{\Delta} Re \sqrt{\frac{0,3164}{Re^{0,25}}} < 10,$$

отсюда

$$\bar{\Delta}_{пред} = 17,85 Re^{-0,875}$$

и, наоборот, предельное значение числа Re , при котором действительны уравнения сопротивления для гладких труб, выразится формулой:

$$Re'_{пред} = 26,9 \Delta^{-1,143}. \quad (10-40)$$

Аналогичным образом получим предельное значение Re , при котором начинает действовать квадратичный закон сопротивления. Для этого решим совместно неравенство (10-39,д) и уравнение (10-36):

$$\bar{\Delta} Re \sqrt{\lambda} = \bar{\Delta} Re \frac{1}{1,14 + 2 \lg \Delta} > 191,2,$$

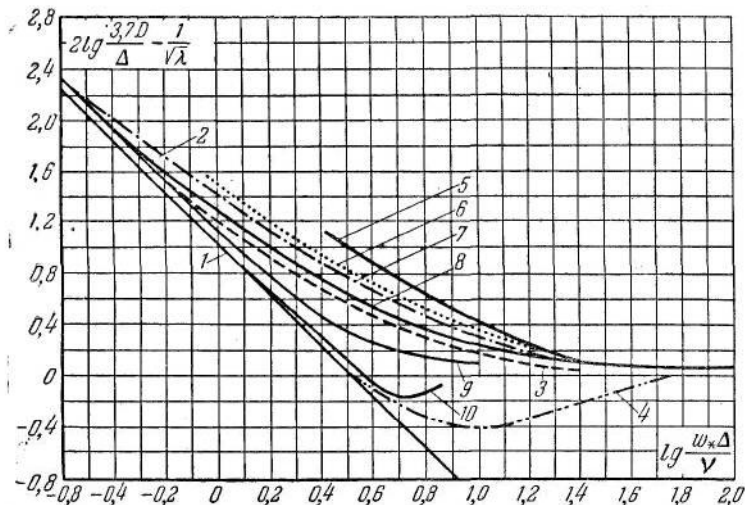
откуда

$$Re''_{пред} = \frac{217,6 - 382,4 \lg \Delta}{\Delta}. \quad (10-41)$$

Из тех же соображений, что и для распределения скоростей, В. Н. Гончаров нашел следующую формулу сопротивления, верную как для гладких труб, так и для труб с равномерно зернистой шероховатостью:

$$\lambda = \frac{1}{4 \left(\lg 3,7 \frac{r_1}{\Delta} \right)^2}.$$

До сих пор нами рассматривались трубы с равномерной (искусственной) шероховатостью. Для практики больший интерес представляет естественная шероховатость, наблюдаемая в



Фиг. 10-16. Обобщенная функция шероховатости для технических труб

в координатах $2 \lg \frac{3,7D_1}{\Delta} - \frac{1}{\sqrt{\lambda}}$ и $\lg \frac{w_* \Delta}{v}$.

$1 - \lambda = \frac{64}{Re}$; $2 - \frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2 \lg \left(\frac{2,51}{Re \sqrt{\lambda}} + \frac{\Delta}{3,7D_1} \right)$; $3 - \frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2 \lg \frac{\Delta}{3,7D_1}$; 4 — опыты

с трубами с равномерной шероховатостью; 5—8 — опыты с техническими трубами (неравномерная шероховатость); 9—10 — опыты Адамова и Идельчика с фанерными трубами (средняя неравномерная шероховатость).

реальных условиях для труб различных материалов (технические трубы). Такая шероховатость, как правило, бывает неравномерной.

В последнее время различными исследователями проведен ряд экспериментальных исследований по определению сопротивления технических труб.

Результаты опытов с такими трубами, будучи обработаны в функциональной зависимости от величины $\frac{w_* \Delta}{v}$ (фиг. 10-16), показывают, что кривая сопротивления для неравномерной шероховатости не имеет характерной для кривых при равномерно зернистой шероховатости впадины, а постепенно и плавно

понижается, достигая наинизшего положения при полной турбулентности.

Объясняется это именно тем, что в технических трубах бугорки шероховатости, имея различную высоту, начинают выступать за пределы ламинарного подслоя не одновременно, а постепенно, сначала — бугорки с наибольшей высотой, а затем бугорки все меньшей и меньшей высоты. Это и приводит, во-первых, к тому, что при неравномерной шероховатости влияние последней начинает сказываться при значительно меньших значениях Re , чем при равномерной шероховатости, во-вторых, к плавности изменения коэффициента сопротивления с изменением числа Re . Последнее означает, что коэффициент λ в переходной области получается выше, чем при квадратичном режиме.

Отсюда — нижнее предельное значение Re для технических труб меньше, чем для труб с равнозернистой шероховатостью.

На основе анализа различных экспериментальных данных Р. С. Флятау рекомендует для технических труб принять следующее предельное значение числа Re :

$$Re''_{пред} = 6,4 \Delta^{-1,143}. \quad (10-42)$$

Откуда соответственно:

$$\bar{\Delta}_{пред} \approx 5 Re^{-0,875}. \quad (10-43)$$

Для описания закона сопротивления при турбулентном течении в самое последнее время Г. А. Адамовым (см. список литературы) дано универсальное уравнение в общем виде. Из него он вывел уравнения двух видов:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -m_1 \lg \left[\left(\frac{C_1}{Re \sqrt{\lambda}} \right)^{A_2} + \left(\frac{2\bar{\Delta}}{C_2} \right)^{A'} \right] \quad (10-44)$$

и

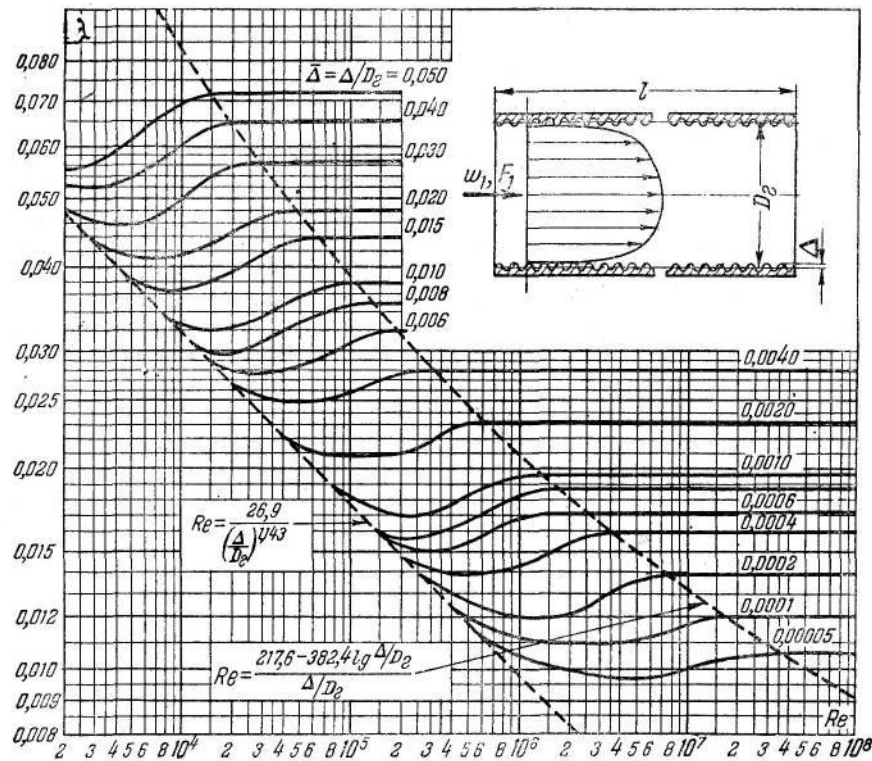
$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -m_1 \lg \left[\left(\frac{C'_1}{Re} \right)^{A_3} + \left(\frac{2\bar{\Delta}}{C'_2} \right)^{A'} \right], \quad (10-45)$$

где $A_2, A', C_1, C_2, A_3, C'_1$ — соответствующие постоянные формул для гладких [(10-17) и (10-24)] и для вполне шероховатых [(10-35)]

труб, причем $\lg C_1 = -\frac{B_2}{A_2}$,

$\lg C_2 = \frac{B'_4}{A'}$ и $\lg C'_1 = -\frac{B'_3}{A_3}$;

m_1 — новый параметр, характеризующий степень неравномерности



Фиг. 10-17. Зависимость коэффициента сопротивления λ от числа Re и $\bar{\Delta}$ для труб с равномерной шероховатостью.

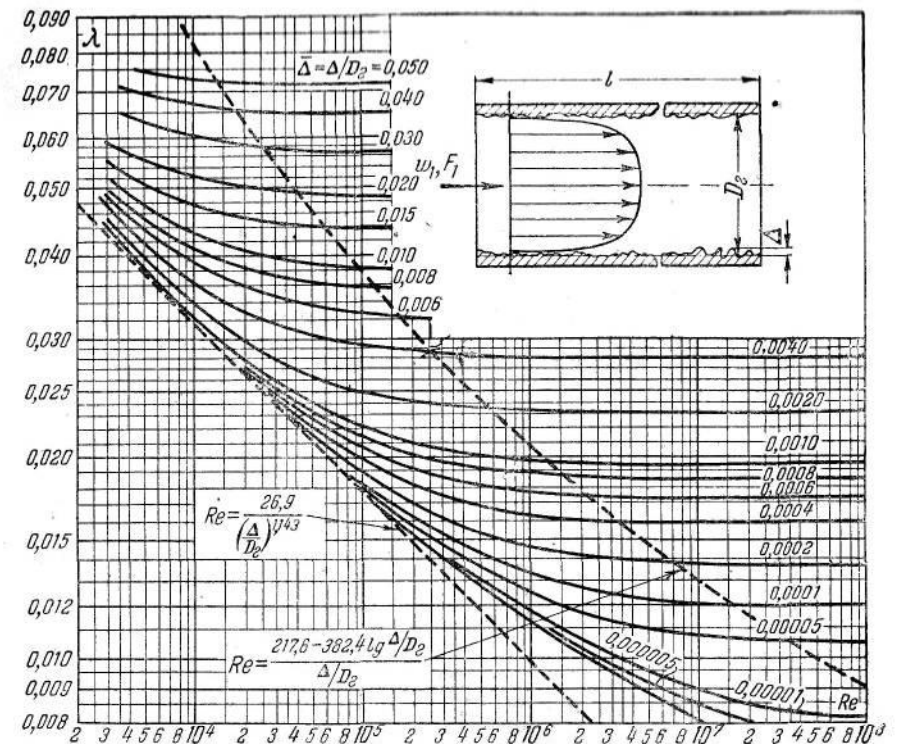
шероховатости и в общем случае являющийся функцией степени неравномерности и величины $\frac{w_* \Delta}{v}$ *

При постоянных (не изменяющихся с $\frac{w_* \Delta}{v}$) значениях m_1 уравнения (10-44) и (10-45) соответствуют плавному изменению коэффициента сопротивления с числом Re и охватывают все случаи типично неравномерной шероховатости¹, причем частные

* По Адамову степень неравномерности обуславливается соотношением между размерами различных бугорков и количеством и расположением бугорков каждого размера, в связи с чем ее следует определять только как гидравлически осредненную величину.

Следует отметить, что такое понятие степени неравномерности имеет большое значение, так как позволяет обобщить все типы шероховатости и получить универсальное уравнение для закона сопротивления.

¹ Под типично неравномерной шероховатостью Г. А. Адамовым понимается именно такая, которая вызывает монотонное изменение коэффициента сопротивления.



Фиг. 10-18. Зависимость коэффициента сопротивления λ от числа Re и $\bar{\Delta}$ для технических труб (неравномерная шероховатость).

постоянные значения m_1 отвечают различным степеням этой неравномерности.

Из уравнения (10-44) при $m_1=2$ получаем:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2 \lg \left(\frac{2,51}{Re \sqrt{\lambda}} + \frac{\bar{\Delta}}{3,7} \right). \quad (10-46)$$

Эта формула соответствует резко неравномерной шероховатости (фиг. 10-16).

При $m_1=1$ из (10-44) следует формула нового типа, соответствующая средненеравномерной шероховатости (которой обладают, например, фанерные трубы — фиг. 10-16):

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -\lg \left(\frac{6,31}{Re \lambda} + \frac{\bar{\Delta}^2}{13,73} \right). \quad (10-47)$$

Аналогично при различных постоянных значениях m_1 из уравнения (10-44) получаются формулы общего вида, которые дают результаты, практически совпадающие с результатами расчета по (10-46) и (10-47). При этом они удобнее последних,

ТАБЛИЦА 10-1
Шероховатость стенок металлических труб

№ по пор.	Характер поверхности	Δ , мм
1	Чистые цельнотянутые трубы из латуни, меди и свинца	0,0015÷0,01
2	Новые, тщательно уложенные бесшовные стальные трубы	0,04÷0,17
3	Стальные трубы после одного года эксплуатации на газопроводе	0,12
4	Стальные трубы, уложенные в обычных условиях	0,19
5	Цельнотянутые стальные трубы после нескольких лет эксплуатации	0,19
6	Асфальтированные стальные трубы	0,12÷0,21
7	Чисто оцинкованные стальные трубы	0,25
8	Новые чугунные трубы с залитыми и хорошо заглаженными стыками	0,31
9	Трубы из листовой стали и хорошо заглаженные цементные трубы	0,33
10	Обычные оцинкованные стальные трубы	0,39
11	Обычные новые чугунные трубы	0,25÷0,42
12	Менее аккуратно уложенные новые или очищенные чугунные трубы	0,45
13	Грубо оцинкованные стальные трубы	0,50
14	Старые заржавленные стальные трубы	0,60
15	Сильно заржавленные стальные трубы	0,67
16	Загрязненные металлические трубы	0,75÷0,90

ТАБЛИЦА 10-2
Шероховатость стенок труб, изготовленных из различных материалов (неметаллических)

№ по пор.	Характер поверхности	Δ , мм
1	Чистые трубы из стекла	0,0015÷0,01
2	Резиновый шланг	0,01÷0,03
3	Прорезиненный изнутри брезент хорошо натянутой трубы	0,02÷0,05
4	Очень шероховатый прорезиненный изнутри шланг	0,20÷0,30
5	Хороший кожаный шланг	0,15
6	Обычный прорезиненный льняной или пеньковый шланг	0,50÷0,80
7	Березовая фанера (продольная)	0,025÷0,05
8	Сосновая " "	0,10
9	Деревянные трубы	0,25÷1,25
10	Керамиковые дренажные трубы	0,45÷6,0
11	Покрытые глазурью канализационные трубы	0,25÷3,0
12	Поверхность из чистого цемента	0,25÷1,25
13	Кирпич, покрытый глазурью	0,45÷3,0
14	Штукатурка цементным раствором	0,45÷3,0
15	Кирпичная кладка на цементном растворе	0,80÷6,0
16	Бетонированные каналы	0,80÷9,0
17	Облицовка из тесаного камня	1,25÷6,0
18	Обычная бутовая кладка на цементе	6,0÷17,0
19	Деревянные лотки из строганых досок	0,25÷2,0
20	Деревянные лотки из нестроганых досок	0,45÷3,0
21	Деревянные лотки из досок с наколоченными планками	0,80÷4,0

Так как дают зависимость λ от Re и $\bar{\Delta}$ в явном виде. Так, при $m_1 = 2$:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2 \lg \left(\frac{5,62}{Re^{0,9}} + \frac{\bar{\Delta}}{3,7} \right). \quad (10-48)$$

При $m_1 = 1,8$:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -1,8 \lg \left(\frac{6,81}{Re} + \frac{\bar{\Delta}^{1,111}}{4,33} \right). \quad (10-49)$$

При $m_1 = 1$:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -\lg \left(\frac{31,6}{Re^{1,8}} + \frac{\bar{\Delta}^2}{13,73} \right). \quad (10-50)$$

Все эти формулы справедливы при всех режимах турбулентного течения, причем из них получаются в качестве частных случаев формулы для гладких и для вполне шероховатых труб.

А. Д. Альтшуль, применяя вышеизложенную гипотезу Н. Е. Жуковского, приходит и для переходного участка к более простой зависимости λ от Re :

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 1,8 \lg \frac{Re}{Re \frac{\Delta_1}{D_1} + 7}, \quad (10-51)$$

где $\Delta_1 = 4,48\Delta$, при этом Δ определяется как гидравлически осредненная величина шероховатости.

Последнюю формулу можно представить так:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -1,8 \lg \left(\frac{7}{Re} + \frac{\bar{\Delta}}{4,48} \right). \quad (10-52)$$

что, как видно, близко совпадает с формулой (10-49).

На фиг. 10-17÷10-18 приводятся кривые зависимости коэффициента сопротивления λ от чисел Re и $\bar{\Delta}$ для труб с равномерной шероховатостью и технических труб с неравномерной шероховатостью.

В табл. 10-1 и 10-2 приведены полученные различными исследователями значения Δ для труб из различных материалов.

Использованную и рекомендуемую литературу к гл. X — см. общий список литературы в конце книги под №: 3, 4, 7, 8, 9, 10, 17, 18, 20, 21, 22, 23, 26, 31, 40, 41, 42, 43, 45, 48, 49, 50, 53, 55, 58, 60, 64, 70, 71, 72, 73, 81, 82.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Н. Абрамович, Турбулентные свободные струи жидкостей и газов, Госэнергоиздат, 1948.
2. Г. Н. Абрамович, Аэродинамика местных сопротивлений, Труды ЦАГИ, 1935, вып. 211.
3. И. И. Агроскин, Г. Т. Дмитриев и Ф. И. Пикалов, Гидравлика, Госэнергоиздат, 1950.
4. Г. А. Адамов и И. Е. Идельчик, Экспериментальное исследование сопротивления фанерных труб круглого и квадратного сечений при вполне развитом турбулентном течении, М., 1948.
- 5, 6. Г. А. Адамов, Двухчленная формула сопротивления пористых сред, «Вопросы добычи, транспорта и переработки природных газов», Гостоптехиздат, 1951.
- 7, 8. А. Д. Альтшуль, О распределении скоростей при турбулентном движении в трубах, «Гидротехническое строительство», 1951, № 1.
- 9, 10. А. Д. Альтшуль, О законе турбулентного движения жидкости в гладких трубах, «ДАН СССР», 1950, т. XXV, № 5.
11. В. М. Антуфьев и Л. С. Казаченко, Теплопередача и сопротивление конвективных поверхностей нагрева, Госэнергоиздат, 1938.
12. В. М. Антуфьев и Г. С. Белецкий, Теплопередача и аэродинамическое сопротивление трубчатых поверхностей в поперечном потоке, Машиностроение, 1948.
13. В. В. Батурич, Промышленная вентиляция, Стройиздат, 1948.
14. В. В. Батурич и И. А. Шепелев, Аэродинамические характеристики приточных насадков, «Современные вопросы вентиляции», Стройиздат, 1941.
15. К. К. Баулин, Испытание лабиринтных уплотнений, Сборник статей по компрессорным машинам, ВИГМ, 1940, вып. 10.
16. К. К. Баулин и И. Е. Идельчик, Экспериментальное исследование течения воздуха в коленах, Техзаметки ЦАГИ, 1934, № 23.
17. Б. А. Бахметьев, Механика турбулентного потока, Госстройиздат, 1939.
18. Б. А. Бахметьев, О равномерном движении жидкости в каналах и трубах, Л., 1931.
19. М. Ф. Бромлей, Структура воздушного потока в зоне действия всасывающих отверстий, «Отопление и вентиляция», 1934, № 3.
20. М. А. Великанов, Динамика русловых потоков, Гидрометеозидат, 1949.
21. В. Н. Гончаров, Равномерный турбулентный поток, Госэнергоиздат, 1951.
22. Г. А. Гуржиенко, Влияние вязкой жидкости на законы турбулентного трения в прямой цилиндрической трубе с гладкими стенками, Труды ЦАГИ, 1936, № 303.
23. Г. А. Гуржиенко, Экспериментальное исследование установив-

шегося турбулентного потока в прямой цилиндрической трубе, Техзаметки ЦАГИ, 1938, № 280.

24. Н. М. Жаворонков, Гидравлические основы скрубберного процесса и теплопередача в скрубберах, «Советская наука», 1944.
25. Н. Е. Жуковский, Видоизменение метода Кирхгофа для определения движения жидкости в двух измерениях при постоянной скорости, данной на неизвестной линии тока, Соч., т. 2, Гостехиздат, 1949.
26. Н. Е. Жуковский, Теоретические основы воздухоплавания, Гостехиздат, 1925, стр. 201.
27. И. Г. Есьман, Местные сопротивления в закрытых каналах и трубах, СПб 1913.
28. И. Е. Идельчик, Исследование сопел аэродинамических труб, Техзаметки ЦАГИ, 1935, № 80.
29. И. Е. Идельчик, Направляющие лопатки в коленах аэродинамических труб, Техзаметки ЦАГИ, 1936, № 133.
30. И. Е. Идельчик, Гидравлическое сопротивление при входе потока в каналы и протекании через отверстия, «Промоаэродинамика», М., 1944.
31. И. Е. Идельчик, Определение коэффициента трения стальных труб газопровода Саратов—Москва, М., 1945.
32. И. Е. Идельчик, Аэродинамика потока и потери напора в диффузорах, «Промоаэродинамика», М., 1947.
33. И. Е. Идельчик, Потери на удар в потоке с неравномерным распределением скоростей, М., 1948.
34. И. Е. Идельчик, Выравнивающее действие сопротивления, помещенного за диффузором, М., 1948.
35. И. Е. Идельчик, К вопросу о влиянии числа Re и шероховатости на сопротивление изогнутых каналов, «Промоаэродинамика», М., 1953.
36. И. Е. Идельчик, Определение коэффициентов истечения через отверстия в гидротехнических сооружениях, «Гидротехническое строительство», 1953, № 5.
- 37, 38. П. Н. Каменев, Динамика потоков промышленной вентиляции, Госстройиздат, 1938.
39. А. С. Кожеников, Общие уравнения установившегося движения потока с переменным расходом и их решения, Госэнергоиздат, 1949.
40. А. Н. Колмогоров, Локальная структура турбулентности в несжимаемой вязкой жидкости при очень больших числах Рейнольдса, «ДАН СССР», 1941, т. XXX, № 4.
41. А. Н. Колмогоров, Статистическая теория колебаний с непрерывным спектром, АН СССР, 1947.
42. П. К. Конаков, Коэффициент сопротивления для гладких труб, «Известия Академии наук СССР, ОТН», 1946, № 7.
43. П. К. Конаков, Некоторые закономерности турбулентного движения жидкостей в трубах, «Известия Академии наук СССР, ОТН», 1949, № 10.
44. А. В. Крылов, Некоторые экспериментальные данные об истечении жидкости через острые диафрагмы, «Известия Академии наук СССР, ОТН», 1948, № 2.
45. Л. Д. Ландау и Е. Лифшиц, Механика сплошных сред, Гостехиздат, 1944.
46. С. Р. Левин, Сопротивление тройников вытяжных воздухопроводов, Новосибирск, 1939, «Отопление и вентиляция», 1940, № 10—11.
47. С. Р. Левин, Деление потоков в трубопроводах, «Труды Ленинградского текстильного института им. С. М. Кирова», 1948, № 2/3.
48. Л. Г. Лойцянский, Механика жидкости и газа, Гостехиздат, 1950.
49. В. М. Маккавеев, Теория процессов перемешивания при турбулентном движении свободных потоков и вопросы зимнего режима рек, «Записки Государственного гидрологического института», 1931, т. V.
50. М. Д. Миллионщиков, К теории однородной изотропной турбулентности, «Известия Академии наук СССР», серия геогр. и геофиз., 1941, № 4—5.
51. Д. Н. Милович, Теория деления и соединения потоков жидкостей, 1947.

52. Е. М. Минский, О турбулентной фильтрации в пористых средах, «ДАН СССР», т. XXVII, 1951, № 3.
53. Е. М. Минский, Турбулентность руслового потока, Гидрометиздат, 1952.
54. Г. А. Мурин, Гидравлическое сопротивление прямоточных вентилялей, «Отопление и вентиляция», 1941, № 3.
55. А. М. Обухов и А. И. Яглом, Микроструктура турбулентного потока, «Прикладная математика и механика», 1951, т. XV.
56. А. В. Панченко, Вентиляционные установки мельниц и элеваторов, Заготиздат, 1938.
57. Г. А. Петров, Движение жидкости с изменением расхода вдоль пути, Стройиздат, 1951.
58. Л. Прандтль, Гидроаэродинамика, Москва, ГИИЛ, 1949.
59. В. П. Преображенский, Теплотехнические измерения и приборы, Госэнергоиздат, 1953.
60. Проблемы турбулентности. Под редакцией М. А. Великанова и Н. Г. Швейковского, ОНТИ, 1936.
61. А. С. Прузнер, Сопротивление тройников при работе на нагнетание, «Современные вопросы вентиляции», Стройиздат, 1941.
62. Л. К. Рамзин, Газовое сопротивление сыпучих материалов, «Известия Теплотехнического института», вып. 7, 1926, № 7 (20).
63. Е. В. Рекк, Сравнительная оценка тканей, применяющихся для очистки воздуха от пыли в вентиляционных фильтрах, «Отопление и вентиляция», 1933, № 1 и 1934, № 4.
64. А. А. Саткевич, Теоретические основы гидроаэродинамики, ч. 1, Динамика жидких тел, ОНТИ, 1934.
65. Г. И. Таганов, Выравнивающее действие сеток в потоках жидкостей и газов, М., 1947.
66. В. Н. Талиев, Приточные воздухораспределители, Стройиздат, 1951.
67. В. Н. Талиев, Расчет местных сопротивлений тройников, Гос. издательство по строительству и архитектуре, 1952.
68. В. П. Тебенюков, Чугунные рекуператоры для нагнетательных печей, Стройиздат, 1948.
69. А. Л. Тричлер, Л. Д. Егоров, Металлические калориферы для нагрева воздуха, Стройиздат, 1940.
70. К. К. Федяевский, Расчет трения поверхностей с местной и общей шероховатостью, Труды ЦАГИ, 1936, вып. 250.
71. Б. А. Фидман, О влиянии шероховатости стенок на структуру турбулентного потока, «Известия АН СССР», серия геогр. и геофиз., 1948, т. XII, № 3.
72. Р. С. Флятау, Гидротехнические расчеты трубопроводов, Гостоптехиздат, 1949.
73. А. А. Фридман и Л. В. Келлер, Дифференциальные уравнения турбулентного движения, Proc. Intern. Congr. for Appl. Mech., Deef., 1924.
74. В. И. Ханжонков, Сопротивление сеток, «Промаэродинамика», М., 1944.
75. В. И. Ханжонков, Сопротивление приточных и вытяжных шахт, «Промаэродинамика», М., 1947.
76. В. И. Ханжонков, Улучшение эффективности диффузоров с большими углами раскрытия при помощи плоских экранов, «Промаэродинамика», М., 1947.
77. В. И. Ханжонков и В. Н. Талиев, Уменьшение сопротивления квадратных отводов направляющими лопатками, М., 1947.
78. И. А. Шепелев, Основы расчета воздушных завес, приточных струй и пористых фильтров, Стройиздат, 1950.
79. А. В. Шегляев, Паровые турбины, Госэнергоиздат, 1948.
80. А. М. Эрлих, Паропроводы, их арматура и прочие детали, ОНТИ, 1937.
81. Б. Н. Юрьев, Экспериментальная аэродинамика, часть 1, ОНТИ, 1936.
82. I. Nikuradze, Stromungsgeetze in rauhen Rohren, VDI, Forschungsheft, 361, 1933.

