

113 1939

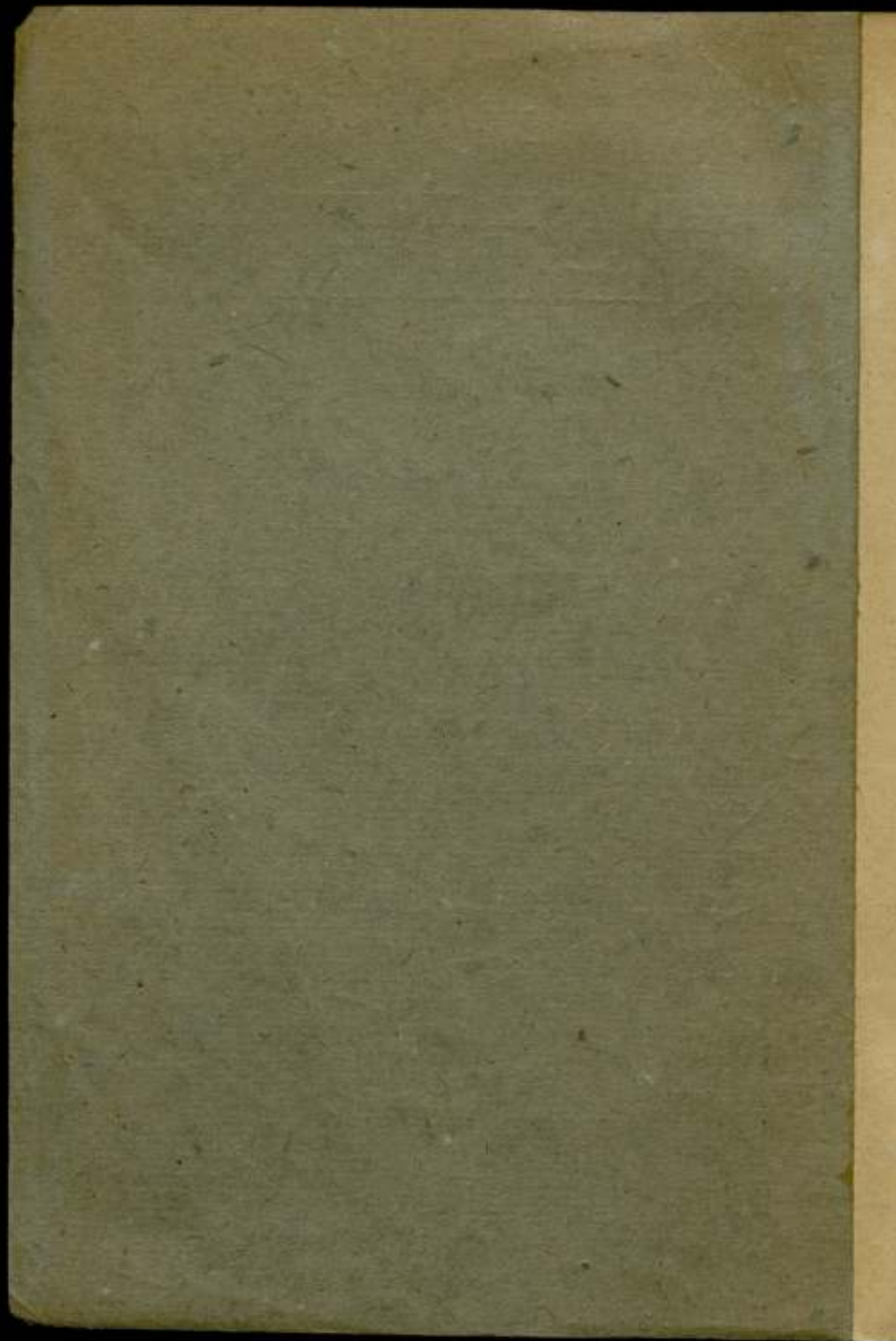
**МИКРОАНОМЕТРЫ  
АНЕМОМЕТРЫ**



ВЫПУСК

20 (36)

1939



ТРУДЫ ВСЕСОЮЗНОГО НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОГО  
ИНСТИТУТА МЕТРОЛОГИИ

Выпуск 20 (36)

## МИКРОАНОМЕТРЫ. АНЕМОМЕТРЫ

СБОРНИК СТАТЕЙ АЭРОГИДРОМЕТРИЧЕСКОЙ ЛАБОРАТОРИИ

*Под редакцией проф. А. Н. Доброхотова*

м 5727



ОГИЗ  
ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО ТЕХНИКО-ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ  
ЛИТЕРАТУРЫ

ЛЕНИНГРАД

1939

МОСКВА

# MICROMANOMETRES ET ANÉMOMÈTRES RECHERCHES DANS LE DOMAINE DE L'AÉROMÉTRIE

Rédacteur — Professeur *A. N. Dobrokhotov*

Настоящий сборник посвящен работам Аэро-гидрометрической лаборатории Всесоюзного научно-исследовательского института метрологии.

Работы посвящены исследованию микроманометров и анемометров. Кроме того, в сборнике помещена работа, относящаяся к вопросу измерения расходов жидкости, несущей взвешенные частицы.

Сборник рассчитан на лиц, работающих в области практической аэрометрии.

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящий сборник представляет собой сводку научных работ, выполненных сотрудниками Аэрогидрометрической лаборатории ВНИИМа за 1935—1938 г.

Исследования микроанемометров Прандтля и Чаттока, приборов, нашедших в последнее время самое широкое применение при измерении малых разностей давлений, явились материалом двух первых статей.

Две следующие работы посвящены исследованию термоэлектрического анемометра — прибора нового, в настоящее время нашедшего себе применение в промышленных условиях при измерении весьма малых скоростей воздушного потока. Ценными свойствами указанного анемометра являются постоянство его градуировочной кривой с течением времени, независимость его показаний от дополнительных проводов, а также незначительность температурных поправок.

Не только русская, но и мировая литература еще небогата исследованиями чашечных анемометров. Заключающиеся в посвященной чашечным анемометрам работе данные во многом помогут конструктору при их проектировании.

Наконец, последняя работа посвящена исследованию условий работы трубы Вентури, предназначенной для определения расходов жидкости, несущей взвешенные частицы. Известны те трудности, которые возникают в случае необходимости измерять и вести непрерывную запись расходов в указанном случае. Поэтому, хотя рассматриваемая работа включает лишь теоретический материал, однако она проливает некоторый свет в указанной еще мало исследованной области техники измерения расходов жидкости, несущей взвешенные частицы, и вследствие этого представляет интерес для специалистов, работающих в области измерения расходов.

## ОБРАЗЦОВЫЙ МИКРОМАНОМЕТР ТИПА ПРАНДТЛЯ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ РАЗНОСТЕЙ ДАВЛЕНИЯ ОТ 0 ДО 400 мм ВОД. СТОЛБА

Конструкция микроманометра типа Прандтля, осуществленная Аэрогидрометрической лабораторией ВНИИМа, приведена на рис. 1.

### 1. Погрешности измерения

Выводим расчетные формулы измерений давления и исследуем возможные погрешности измерения.

В схеме прибора, данной на рис. 2, начальные положения уровней жидкости в сосуде и трубке при равенности давлений, равной нулю, обозначены пунктиром. При включении прибора на измеряемую разность давлений ( $p_2 - p_1$ ) уровень в сосуде опустится, заняв положение  $AB$ , и в трубке поднимется до положения  $CD$ . Если вес единицы объема наполняющей прибор жидкости обозначим через  $\gamma$ , то всякая разность давлений ( $p_2 - p_1$ ) при обозначениях, указанных на рис. 2, определится по формуле:

$$p_2 - p_1 = \gamma(h + H) \quad (1)$$

или

$$p_2 - p_1 = \gamma h \left(1 + \frac{H}{h}\right). \quad (2)$$

В силу того, что уменьшение объема жидкости в сосуде равно приращению объема в трубке, имеем:

$$HF_1 = hF_2, \quad (3)$$

где  $F_1$  и  $F_2$  — площади поперечных сечений сосуда и трубки. Поэтому уравнение (2) можно переписать в виде

$$p_2 - p_1 = \gamma h \left(1 + \frac{F_2}{F_1}\right) \quad (4)$$

или

$$p_2 - p_1 = k\gamma h, \quad (5)$$

где  $k$  — коэффициент прибора

$$k = \left(1 + \frac{F_2}{F_1}\right). \quad (6)$$

Полученная формула строго верна при соблюдении следующих условий: а) оси сосуда, трубки и кромка шкалы с делениями строго вертикальны; б) диаметры сосуда и трубки строго постоянны. Несом-

блюдение одного из этих условий приводит к ошибкам. Часть этих ошибок может быть учтена градуировкой прибора, для другой части их возможно оценить лишь порядок возможных погрешностей.

Предположим, что для заданного прибора диаметры сосуда и трубки постоянны, ось сосуда составляет с вертикалью угол  $\alpha$ , для оси трубки тот же угол равен  $\beta$  и, наконец, шкала наклонена к вертикали под углом  $\theta$ . В этом случае формула (4) принимает следующий вид:

$$p_2 - p_1 = \gamma h \cos \theta \left( 1 + \frac{F_2 \cos \alpha}{F_1 \cos \beta} \right)$$

или

$$p_2 - p_1 = k_1 \gamma h,$$

где

$$k_1 = \cos \theta \left( 1 + \frac{F_2 \cos \alpha}{F_1 \cos \beta} \right). \quad (7)$$

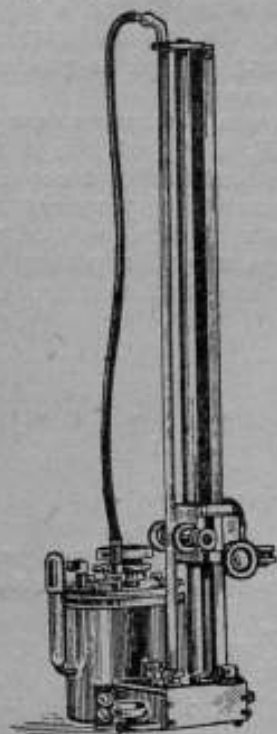


Рис. 1. Внешний вид прибора.

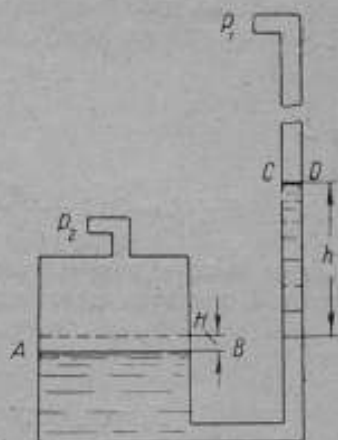


Рис. 2. Схема прибора.

Если предположить, что при уровне, приведенном в среднее положение, углы  $\theta$ ,  $\alpha$  и  $\beta$  — постоянные (благодаря тому, что сосуд, трубка и шкала жестко соединены друг с другом), то величина  $k_1$  также постоянна. Поэтому незнание величин упомянутых углов не приводит к ошибке, коль скоро путем градуировки определен коэффициент  $k_1$ . Сказанное справедливо в предположении, что уровень „идеально“ точен, т. е. при среднем его положении величины  $\theta$ ,  $\alpha$  и  $\beta$  одни и те же; в действительности это, конечно, не так. Обозначим угол, соответствующий ошибке приведения уровня в среднее положение, через  $\varepsilon$ . Тогда формула (7) примет вид:

$$k_1 + \Delta k_1 = \cos(\theta + \varepsilon) \left[ 1 + \frac{F_2 \cos(\alpha + \varepsilon)}{F_1 \cos(\beta + \varepsilon)} \right]. \quad (8)$$

Пренебрегая малыми высших порядков, находим, сравнивая фор-

мулы (7) и (8), что вследствие неточности уровня имеет место следующая относительная ошибка в величине коэффициента прибора

$$\delta_1 = \frac{\Delta k_1}{k_1} \cong \varepsilon \left[ \frac{F_2}{F_1} (\alpha + \beta) + \theta + \frac{\varepsilon}{2} \right]. \quad (9)$$

Непостоянство диаметров сосуда и трубки приводит, с одной стороны, в погрешности в значении коэффициента прибора  $k$ , а с другой меняет величину капиллярного поднятия в трубке, что непосредственно отражается на значении величины  $h$ . Оценку первой из упомянутых погрешностей проведем полагая:  $\theta = \alpha = \beta = \varepsilon = 0$ .

Прежде всего заметим, что непостоянство диаметров сосуда и трубки приводит к тому, что величины  $F_1$  и  $F_2$  следует полагать функциями объема наполняющей прибор жидкости (который определяет начальное положение мениска), а также измеряемой разности давлений, определяющей конечное положение мениска, т. е. величину  $h$ .

В случае непостоянства диаметров сосуда и трубки уравнение (3) справедливо лишь для бесконечно малых изменений величин  $H$  и  $h$ . Поэтому оно принимает следующий вид:

$$F_1 dH = F_2 dh, \quad (10)$$

откуда

$$H + h = h \left[ 1 + \frac{H}{h} \right] = h \left[ 1 + \frac{\int_0^h \frac{F_2}{F_1} dh}{h} \right]. \quad (11)$$

В соответствии с полученным уравнением формула для определения искомой разности давлений (2) должна быть написана в виде:

$$p_2 - p_1 = \gamma h \left[ 1 + \frac{\int_0^h \frac{F_2}{F_1} dh}{h} \right]. \quad (12)$$

Для вычисления интеграла, стоящего в правой части уравнения (11), необходимо знание величины  $\frac{F_2}{F_1}$  в функции от  $h$ .

Измерение диаметра сосуда, а равно вычисление допусков при его обработке, не представляет затруднений, чего нельзя сказать о стеклянной трубке. Определение формы внутренней части и диаметра трубки вдоль ее длины, хотя и возможно, но представляет кропотливое исследование.

Ценность такого исследования не велика в силу того, что его результаты справедливы лишь для заданной трубки. Конечно, при необходимости для эталонного микроманометра оно может быть проведено. Однако и в этом случае работа с исследованной трубкой будет осложнена тем, что начальный отсчет  $h_0$  должен при всех наблюдениях поддерживаться неизменным.

Более рациональным путем нам представляется предварительная теоретическая оценка возможных в рассматриваемом случае погрешностей. Эта оценка позволит дать допуски как для диаметра сосуда, так и для диаметра трубки.



Для теоретической оценки интеграла  $\int_0^H \frac{F_2}{F_1} dh$  необходимо задаться некоторым законом изменения диаметров сосуда и трубки. В качестве возможных предположений разберем два: а) предположение о том, что диаметры изменяются по линейному закону, б) диаметры изменяются по закону синуса. Первое предположение дает возможность учесть ошибки, являющиеся следствием конусной формы сосуда и трубки, второе — ошибки, являющиеся результатом местных колебаний диаметра. Итак положим, что

$$\left. \begin{aligned} \frac{F_1}{F_{10}} &= \frac{D_1^2}{D_{10}^2} = \frac{(D_h \pm 2H \operatorname{tg} \alpha_1)^2}{D_{10}^2} \approx 1 \pm 4 \frac{H}{D_{10}} \alpha_1 \\ \frac{F_2}{F_{20}} &\approx 1 \pm 4 \frac{h}{D_{20}} \alpha_2 \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

В полученных формулах величины  $D_{10}$  и  $D_{20}$  по существу обозначают начальные диаметры сосуда и трубки. Однако без ущерба для исследования можно считать величины  $D_{10}$  и  $D_{20}$  расчетными диаметрами, задаваемыми при проектировании прибора. Углы  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  представляют половины телесных углов конусов сосуда и трубки (рис. 3).

Подставляя значения величин  $F_1$  и  $F_2$  в уравнение (10), имеем:

$$F_{10} \left(1 \pm 4 \frac{H}{D_{10}} \alpha_1\right) dH = F_{20} \left(1 \pm 4 \frac{h}{D_{20}} \alpha_2\right) dh.$$

Интегрируем полученное уравнение, полагая, что при  $h=0$  величина  $H$  также равна нулю. Имеем:

$$F_{10} \left(1 + 2 \frac{H}{D_{10}} \alpha_1\right) H = F_{20} \left(1 + 2 \frac{h}{D_{20}} \alpha_2\right) h.$$

Второй член в скобках левой части уравнения весьма невелик по сравнению с единицей. Действительно,  $H$  очень мало по сравнению с  $D_{10}$  и кроме того  $\alpha_1$  мало, поэтому он — величина второго порядка малости.

Это обстоятельство позволяет утверждать, что практически конусность сосуда на коэффициент прибора не влияет. Так например, приняв для  $\alpha_1$  величину, равную  $3^\circ$  (очевидно, невозможный случай), получим, что величина упомянутого члена равна, примерно,  $2 \cdot 10^{-3}$  (для данных, совпадающих с размерами описываемого прибора). Поэтому, отбрасывая указанный член, получаем:

$$H = \frac{F_{20}}{F_{10}} \left(1 \pm 2 \frac{h}{D_{20}} \alpha_2\right).$$

Подставляя полученное значение  $H$  в уравнение (1), получаем

$$p_2 - p_1 = \gamma h \left[ 1 + \frac{F_{20}}{F_{10}} \left(1 \pm 2 \frac{h}{D_{20}} \alpha_2\right) \right]. \quad (14)$$

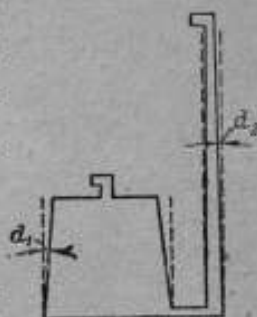


Рис. 3. Схема прибора с коническим сосудом и трубкой.

Сравнивая уравнения (4) и (14), видим, что ошибка, имеющая место вследствие конусности трубки, равна:

$$\delta_0 = 2 \frac{h}{D_{20}} \alpha_2 \frac{F_{20}}{F_{10}}. \quad (15)$$

Соответствующая поправка для коэффициента прибора найдется по формуле

$$k_0 \approx \left( k \pm 2 \frac{F_{20} h}{F_{10} D_{20}} \alpha_2 \right). \quad (16)$$

На рис. 4 приведен ряд графиков зависимости  $\delta_0$  от разности диаметров конусной трубки в верхней и нижней частях, из которых сле-

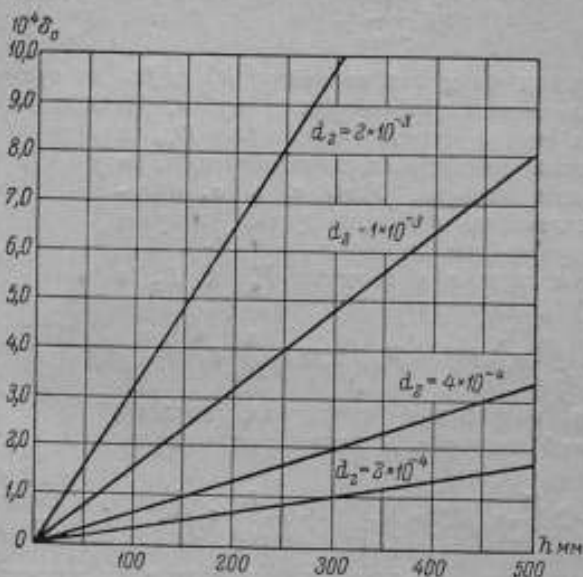


Рис. 4. Графики зависимости поправки  $\delta_0$  от величины  $h$ .

дует, что трубки даже с большой конусностью приводят к закономерно изменяющемуся коэффициенту, который очень легко учитывается при градуировке прибора. Точность определенного градуировкой коэффициента, как следует из рис. 4, можно считать равной  $0,01\%$ .

Рассмотрим местные изменения диаметров сосуда и трубки. Положим, что диаметры изменяются по закону

$$D_1 = D_{10} \left( 1 \pm \frac{a}{D_{10}} \sin \frac{2\pi}{L} H \right); \quad D_2 = D_{20} \left( 1 + \frac{b}{D_{20}} \sin \frac{2\pi}{l} h \right).$$

В этом случае уравнение (10) приводится к виду

$$D_{10}^2 \left( 1 + \frac{a}{D_{10}} \sin \frac{2\pi}{L} H \right)^2 dH = D_{20}^2 \left( 1 + \frac{b}{D_{20}} \sin \frac{2\pi}{l} h \right)^2 dh.$$

Интегрируя полученное уравнение и полагая, что  $H=0$  при  $h=0$ , имеем приближенно:

$$D_{20}^2 \left( H - \frac{\alpha L}{\pi D_{10}} \cos \frac{2\pi}{L} H + \frac{\alpha L}{\pi D_{10}} \right) = D_{20}^2 \left( h - \frac{bl}{\pi D_{20}} \cos \frac{2\pi}{l} h + \frac{bl}{\pi D_{20}} \right).$$

Отсюда

$$D_{10}^2 \left( H + \frac{\alpha L}{\pi D_{10}} 2 \sin \frac{2\pi}{L} H \right) = D_{20}^2 \left( h + \frac{bl}{\pi D_{20}} 2 \sin \frac{2\pi}{l} h \right).$$

Далее, имеем:

$$h + H = h \left( 1 + \frac{D_{20}^2}{D_{10}^2} + \frac{2D_{20}^2}{hD_{10}^2} \frac{bl}{\pi D_{20}} \sin \frac{2\pi}{l} h - \frac{2}{h} \frac{\alpha L}{\pi D_{10}} \sin \frac{2\pi}{L} H \right).$$

Легко видеть, что при  $l \rightarrow \infty$  и  $L \rightarrow \infty$ , формула переходит в ту, которая имеет место при постоянных диаметрах сосуда, так как 3-й и 4-й члены, стоящие в скобке и имеющие вид неопределенности типа  $(0 \cdot \infty)$ , в пределе обращаются в нуль.

Коэффициент прибора имеет вид:

$$k_2 = \left[ 1 + \frac{F_{20}}{F_{10}} + \frac{2}{h} \frac{F_{20}}{F_{10}} \frac{bl}{\pi D_{20}} \sin \frac{2\pi}{l} h - \frac{2}{h} \frac{\alpha L}{\pi D_{10}} \sin \frac{2\pi}{L} H \right]$$

или

$$k_2 = \left( k + \frac{2}{h} \frac{F_{20}}{F_{10}} \frac{bl}{\pi D_{20}} \sin \frac{2\pi}{l} h - \frac{2}{h} \frac{\alpha L}{\pi D_{10}} \sin \frac{2\pi}{L} H \right). \quad (17)$$

Легко видеть, что при пологих синусоидах, т. е. при больших значениях  $l$  и  $L$ , и заданном начальном положении мениска в довольно широких пределах (1—2 мм в смысле изменения  $h_0$ ) непостоянство коэффициента прибора  $k_2$  может быть учтено градуировкой. При синусоидах малого периода ( $l$  и  $L$  не велики), наоборот, следует, считая, что имеют место неучитываемые ошибки. Максимальная возможная ошибка, как следует из формулы (17), во всяком случае не превосходит величины

$$\delta_2 = \frac{2}{h} \left( \frac{F_{20}}{F_{10}} \frac{bl}{\pi D_{20}} + \frac{\alpha L}{\pi D_{10}} \right). \quad (18)$$

Перейдем к ошибке, являющейся следствием капиллярного эффекта. Эта ошибка является одной из существенных, могущих сильно понизить точность наблюдений помощью описываемого манометра. Как известно, высота капиллярного повышения уровня  $S$  определяется по формуле:

$$S = \frac{2\sigma}{r(\gamma_1 - \gamma_2)}, \quad (19)$$

где  $\sigma$  — поверхностное напряжение в единицах силы на единицу длины;  $r$  — радиус трубки;  $\gamma$  — вес единицы объема.

Эта формула для спирта может быть приведена к следующему виду:

$$S = \frac{11}{d}, \quad (20)$$

где  $d$  — диаметр трубки в миллиметрах и  $S$  — высота поднятия в миллиметрах.

Формулы (19) и (20), как показали современные последователи Sugden и Rayleigh, справедливы для диаметров трубок, не превосходящих, примерно, 2,5 мм. Для трубок диаметров, больших 2,5 мм, Sugden и Rayleigh дают следующую формулу:

$$S = \frac{A}{\rho k a}, \quad (21)$$

в которой  $S$  — попрежнему капиллярное поднятие, а  $A$  и  $k$  — некоторые характерные постоянные, зависящие от рода соприкасающихся жидкостей или жидкости и газа.

Для пользования формулой указанные исследователи дают график (рис. 5), устанавливающий зависимость между двумя безразмерными величинами  $\frac{S}{a}$  и  $\frac{r}{a}$ . Величина  $a$  при этом определяется по формуле:

$$a = \sqrt{\frac{\sigma}{\gamma_1 - \gamma_2}}. \quad (22)$$

Ввиду безразмерности  $\frac{S}{a}$  и  $\frac{r}{a}$  график пригоден для вычислений в любой системе единиц, равно как и для любых жидкостей, для которых известны  $\sigma$ ,  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$ .

В частности для спирта, которым заполняется рассматриваемый микроанометр, имеем:

$$a \approx 1,66 \text{ мм.}$$

Поэтому данные графика, изображенного на рис. 5, приводят к следующей величине капиллярного поднятия спирта при трубках диаметром, большего чем 2,5 мм:

$$S \approx \frac{6,8}{\rho a, \text{г/см}^3}.$$

Рис. 5. График зависимости величины  $\frac{S}{a}$  от  $\frac{r}{a}$ .

Из полученной формулы следует, что относительная ошибка в величине  $S$  в зависимости от допусков на величину диаметра стеклянной трубки может быть определена согласно уравнению

$$\delta_s = \frac{dS}{S} \frac{S}{k} \approx 0,29 \frac{S}{k} d (D_2). \quad (23)$$

Полагая  $D_{20} = 8 \text{ мм}$ , т. е. расчетной величине диаметра, для  $S$  имеем значение

$$S \approx 0,7 \text{ мм.}$$

Поэтому относительная ошибка вследствие капиллярного эффекта равна

$$\delta_a = \frac{0,3}{h} d (D_2), \quad (24)$$

где  $h$  — в миллиметрах.

На рис. 6 приведены кривые, изображающие зависимость между величинами  $h$  и  $\delta$  для различных значений величины  $d (D_2)$ .

Перейдем к оценке суммарной ожидаемой ошибки. Эта ошибка, как следует из изложенного выше, определяется следующими погрешностями, которые не могут быть исключены градуировкой прибора.

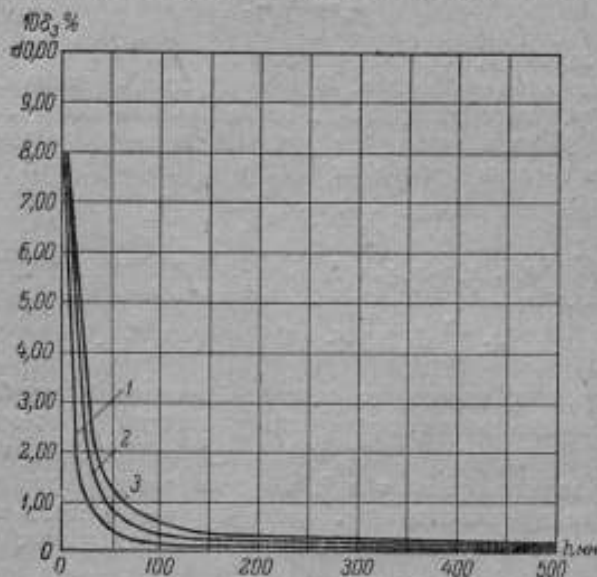


Рис. 6. Графики зависимости погрешности  $\delta_a$  от  $h$ .

1 — кривая для  $d (D_2) = 0,1$  мм  
 2 — " " " " = 0,2 " "  
 3 — " " " " = 0,3 " "

1. Погрешность, являющаяся следствием неточности приведения уровня в среднее положение. Согласно формуле (7), она равна

$$\delta_1 \approx \left[ \frac{F_{20}}{F_{10}} (\alpha + \beta) + \theta + \frac{\epsilon}{2} \right].$$

2. Погрешность, имеющая место вследствие непостоянства диаметров сосуда и трубки. В этом случае, как выяснилось выше, неучитываемую погрешность дают лишь местные «синусоидальные» колебания диаметра. Погрешность, определенная в соответствии с формулой (24), имеет максимальное значение, равное:

$$\delta_2 \approx \frac{2}{h} \left[ \frac{F_{20}}{F_{10}} \frac{b l}{\pi D_{20}} + \frac{\alpha L}{\pi D_{10}} \right].$$

3. Погрешность, вследствие капиллярного эффекта, равна

$$\delta_3 \approx \frac{0,2}{h} d (D_2).$$

4. Погрешность в величине плотности наполняющего прибор спирта при пользовании весами Вестфала равна

$$\delta_4 \approx 0,0125.$$

5. Погрешность отсчета по абсолютной величине равна 0,05 мм. Поэтому соответствующая относительная погрешность равна

$$\delta_5 = \frac{0,05}{h}.$$

Следует заметить, что на ошибку отсчета влияет неправильное нанесение штрихов на шкале. Это последнее обстоятельство легко может быть учтено как отдельным исследованием шкалы, так и градуировкой прибора и потому не приводит к неучитываемой погрешности. Таким образом суммарная ошибка прибора равна:

$$\delta \leq \delta_1 + \delta_2 + \delta_3 + \delta_4 + \delta_5$$

или

$$\delta \leq \left\{ \left[ \frac{F_{20}}{F_{10}} (\alpha + \beta) + \theta + \frac{\varepsilon}{2} \right] \varepsilon + \frac{2}{h} \left[ \frac{F_{20}}{F_{10}} \frac{bt}{\pi D_{20}} + \frac{aL}{\pi D_{10}} \right] + \frac{0,2}{h} d (D_2) + 0,0125\% + \frac{0,05}{h} \right\}. \quad (25)$$

Для получения численного значения возможной ошибки прием данные, соответствующие построенному заводом „Эталон“ прибору № 282.

Порядок величин углов  $\alpha$  и  $\beta$ , как показало исследование, во всяком случае не превосходит 30'. Углы  $\theta$  и  $\varepsilon$  — не больше 10'. Для прочих величин, входящих в уравнение (25), прием следующие данные:

$$\begin{aligned} D_{20} &= 8 \text{ мм}; D_{10} = 100 \text{ мм} \\ b &\approx 0,2 \text{ мм}; l \approx 10 \text{ мм} \\ a &\approx 0,1 \text{ мм}; L \approx 0,2 \text{ мм}. \end{aligned}$$

Заметим, что для  $a$  и  $b$  взяты из осторожности несколько преувеличенные значения. Численное значение максимальной возможной ошибки прибора находим по формуле (25):

$$\delta \leq 0,001\% + \frac{0,001}{h} + \frac{0,04}{h} + 0,0125\% + \frac{0,05}{h}$$

или

$$\delta \leq 0,0135\% + \frac{0,09}{h}.$$

Легко видеть, что основными ошибками, понижающими точность прибора, являются: ошибки вследствие капиллярности и ошибки отсчета. Путем к уменьшению первых является применение калиброванных трубок. Так, при допуске на диаметр трубки в 0,1 мм суммарная ошибка не превысит величины  $\left( 0,126\% + \frac{0,07}{h} \right)$ .

График ошибок прибора для различных допусков на диаметр трубки и различной точности отсчета приведен на рис. 7.

Уменьшение ошибки отсчета требует введения более сильной оптической системы и нониуса повышенной точности. Опыт показал, что возможно довести ошибки отсчета до 0,02 мм.

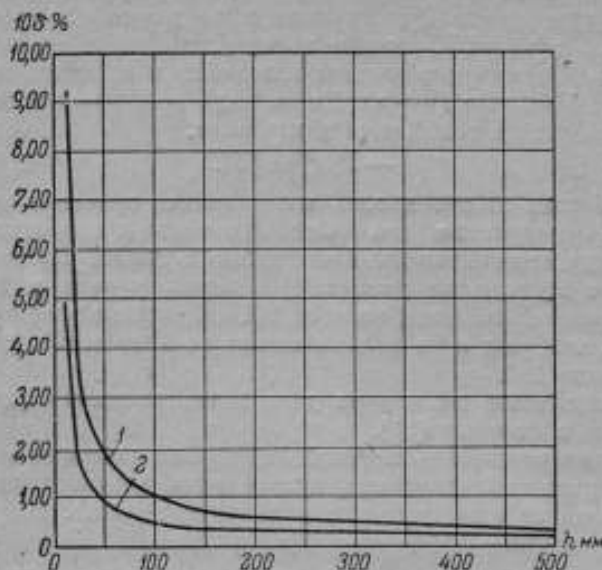


Рис. 7. График зависимости суммарной ошибки  $\delta$  от  $h$ .

$$1 - \text{ для } \delta = 0,0125\% + \frac{0,09}{h} 100\%$$

$$2 - \text{ " } \delta = 0,0125\% + \frac{0,04}{h} 100\%$$

## 2. Испытание прибора

Испытание микроанометра № 282 было проведено в Аэрогидрометрической лаборатории ВНИИМа. Испытание ставило своей целью:

- 1) оценку герметичности краев и соединений;
- 2) оценку углов, составляемых осью сосуда, трубки и кромкой шкалы с вертикалью;
- 3) испытание чувствительности уровня;
- 4) испытание точности отсчета;
- 5) испытание демпфирующих устройств;
- 6) установление абсолютной и относительной точностей показаний прибора;
- 7) оценку новой конструкции прибора сравнительно с германской.

Испытания по п. 1 дали удовлетворительный результат. Примененные в этом случае методы испытаний — общеизвестны и мы на них не останавливаемся.

Оценку углов  $\theta$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$ , и  $\varepsilon$ . Оценка углов  $\theta$  и  $\varepsilon$  была произведена помощью вертикального уровня, имеющего точность в 1'. Кон-





При включении крана на 2-й капилляр:

время опускания мениска от 500 мм до 0 мм, примерно, 160 сек

" " " " " " " " 1 " " 0 " " " 90 "

При включении крана на 3-й капилляр:

время опускания мениска от 500 мм до 0 мм, примерно, 300 сек

" " " " " " " " 1 " " 0 " " " 200 "

Найденные промежутки времени: 2 сек, 45 сек, 160 сек, 300 сек, при прохождении мениском всей шкалы и промежутки времени: 30 сек, 90 сек, 200 сек, при прохождении последнего миллиметра позволяют судить о возможных измерениях разностей давлений при колебаниях различной интенсивности.

**Установление абсолютной и относительной точностей прибора.**

Для установления абсолютной и относительной точностей прибора было произведено сравнение его показаний с показаниями прибора того же типа, но являющегося копией германской конструкции. Для оценки работы прибора на малых разностях давлений до 120 мм вод. ст. он был испытан помощью микроманометра типа „Аскания“. Результаты испытаний приведены в таблицах 1 и 2.

В таблице 1 даны результаты сравнения с прибором германского типа. Графы 1 и 2 дают величины  $(h - h_0)$  обоих приборов. Графа 3 дает величину относительного коэффициента испытываемого прибора, вычисленную по формуле:

$$k_0 = \frac{(h - h_0)_{\text{исп}} - (h - h_0)_{\text{№ 196}}}{(h - h_0)_{\text{№ 196}}}$$

Графа 4 дает отклонение относительного коэффициента отдельных наблюдений от среднего арифметического, вычисленного для всей серии. Последняя графа дает допустимую теоретическую ошибку, вычисленную по формуле (25).

Как видно из таблицы 1, действительная ошибка всюду почти в два раза меньше теоретической. Причину, очевидно, следует искать в том, что допуски для диаметра стеклянной трубки при подсчете величины  $\delta_2$  были приняты несколько преувеличенными.

Коэффициент для приведения показаний испытываемого прибора к показаниям микроманометра № 196, принятого в этом случае за образцовый<sup>1</sup>, равен:

$$k = 0,987_2 \pm 0,0002.$$

Неравенство этого коэффициента единице объясняется тем, что приборы были заполнены спиртом различной плотности.

В таблице 2 даны результаты сравнений испытываемого прибора с микроманометром „Аскания“.

Средняя ошибка в этом случае около 0,06% на диапазоне разности давлений от 0—120 мм вод. ст., т. е. в 3 раза больше, чем в предыдущем испытании. Это обстоятельство — не неожиданное, так

<sup>1</sup> У прибора № 196 точность отсчета превышала таковую у испытываемого микроманометра. № 196 был снабжен микроскопом и нониусом точностью в 0,02 мм.

Таблица 1

Значения $(h - h_0)$		$h_0$	$\delta(h_0)$ в %	$\delta_{теор}$ в %	
№ 196	испытываемый				
91,90	93,10	1,30	0,02	0,10	
91,70	92,95	1,30	0,02		
142,70	144,55	1,30	0,02		
142,20	144,05	1,30	0,02		
165,85	168,00	1,29	0,01		
165,45	167,60	1,30	0,02		
191,55	184,00	1,28	—		
191,35	183,85	1,28	—		
213,45	216,20	1,28	—		
213,30	216,00	1,27	0,01		
243,80	246,90	1,27	0,01		
243,40	246,55	1,29	0,01		
273,60	277,10	1,28	—		
273,30	276,85	1,28	—		
294,30	298,05	1,27	0,01	0,05	
294,00	297,75	1,27	0,01		
318,95	323,00	1,27	0,01		
318,50	322,55	1,27	0,01		
344,80	349,25	1,29	0,01		
344,45	348,85	1,28	—		
364,75	369,40	1,27	0,01		
364,20	368,85	1,27	0,01		
396,75	401,80	1,28	—		
396,40	401,45	1,28	—		
418,85	424,10	1,26	0,02	0,03	
418,50	423,75	1,26	0,02		
459,90	465,15	1,27	0,01		0,02
458,35	464,15	1,27	0,01		

Таблица 2

Значения $h - h_0$		$\frac{1}{h_0}$	$\delta\left(\frac{1}{h_0}\right)$ в %	$\delta_{теор}$ в %
испытываемый	испытываемый			
10,00	12,25	1,2250	0,05	0,50
20,00	24,45	1,2225	0,15	0,25
30,00	36,70	1,2233	0,17	0,17
40,00	49,00	1,2250	0,05	0,12
50,00	61,25	1,2250	0,05	0,10
60,00	73,50	1,2250	0,05	0,08
70,00	85,75	1,2250	0,05	0,07
80,00	97,95	1,2244	—	0,06
90,00	110,20	1,2244	—	0,06
100,00	122,45	1,2245	0,01	0,05
110,00	134,65	1,2241	0,02	0,05
120,00	146,90	1,2242	0,02	0,04

как суммарная абсолютная ошибка при сравнении упомянутых двух приборов не ниже 0,07 мм спирт. ст. (0,05 мм — точность отсчета испытываемого прибора, около 0,02 мм — точность отсчета по „Аскании“). Эта абсолютная погрешность дает теоретически допустимую ошибку, указанную в графе 5 таблицы 2. Отклонений данных графы действительной ошибки от теоретически допустимой нет.

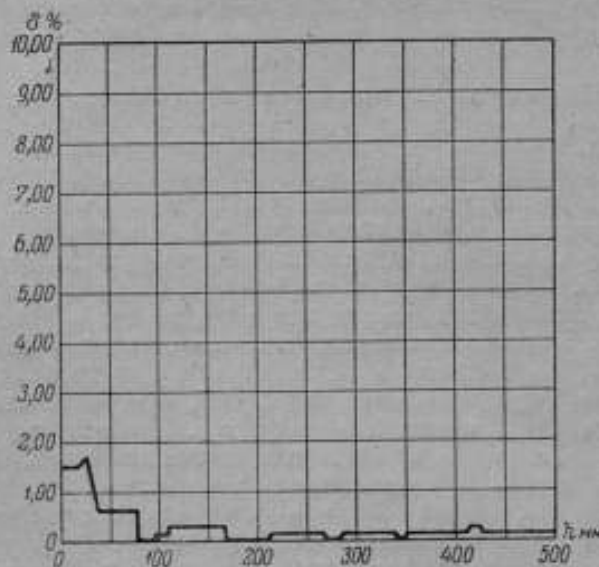


Рис. 8. График относительной ошибки  $\delta$ , полученный при испытании прибора.

Таким образом результаты обоих испытаний следует признать не только удовлетворительными, но даже превзошедшими теоретические предпосылки о точности прибора. График относительной ошибки прибора, соответствующий результатам испытаний, приведен на рис. 8.

### 3. Указания для пользования прибором

В заключение приведем ряд условий, соблюдение которых позволяет обеспечить ту высокую точность, которую можно и должно требовать при измерениях помощью микроманометра типа Праудтля.

#### Общие условия

1. Прибор должен быть снабжен градуировочным удостоверением, устанавливающим коэффициент прибора.
2. Уровень прибора должен быть запломбирован. В случае отсутствия или нарушения пломбы прибор должен быть сдан на градуировку во ВНИИМ или его филиалы.
3. Без крайней необходимости не следует вывинчивать стеклянную трубку прибора.

4. В случае необходимости смены стеклянной трубки (например, если ее повредили или разбили), после установки новой трубки прибор должен быть сдан во ВНИИМ или его филиалы для градуировки. (Это требование относится только к образцовым приборам).

*Примечание.* Несоблюдение указанных выше общих условий приводит к неучитываемым ошибкам, понижающим точность наблюдений (ошибка вследствие капиллярности в случае неисследованной трубки и ошибка уклона шкалы при неисследованном уровне).

### Подготовка прибора к наблюдениям

1. Перед наполнением прибора следует убедиться, что прибор чист. Для этого его наполняют с помощью резиновой трубки, падающей на край в корпусе, чистым ректификованным спиртом. Затем, втягивая ртом воздух через резиновую трубку, присоединенную к стеклянной трубке прибора, поднимают несколько раз мениск до высоты 400—450 мм. Если в спирте около места закрепления стеклянной трубки нет взвешенных частиц или мути, то прибор чист. Если бы оказалось, что прибор значительно загрязнен, то отвинчивают крышку и несколько раз интенсивно прогоняют спирт из трубки в резервуар (попеременно через все положения крана), вследствие чего взвешенные частицы и муть окажутся в резервуаре. После этого загрязненный спирт удаляют и резервуар протирают чистой тряпочкой. При сильном загрязнении операцию следует повторить с новой порцией спирта. Следует заметить, что если бы даже прибор оказался чистым, то все же первую пробную порцию спирта следует удалить.

2. После очистки прибора приступают к его заполнению. Необходимо как очистку, так и последующее заполнение прибора производить спиртом ректификатом обязательно одинаковой плотности.

3. Подкрашенный, а равно денатурированный спирт ни в коем случае не должны применяться.

4. Плотность спирта, идущего для заполнения, должна определяться с точностью до 4-го знака после запятой. Например, 0,8092 г/см<sup>3</sup>.

5. Наполнение должно вестись через край в корпусе прибора, уровень при этом должен стоять в среднем положении.

Коретка должна стоять около нуля. Кран, соединяющий резервуар с трубкой, при наполнении должен быть несколько раз повернут, чтобы все капилляры оказались заполненными жидкостью.

6. После наполнения прибора регулируется оптическая система для получения ясного изображения мениска, устанавливается начальный отсчет  $h_0$ , и прибор готов к наблюдениям.

### Наблюдения

1. Определяют температуру спирта до наблюдения и после наблюдения по термометру прибора. Если есть основание полагать, что температура во время наблюдений может резко меняться, то определение ее производят периодически и во время наблюдений.

2. В соответствии с найденной температурой определяют плотность спирта (вводят поправки на температуру).

3. Прибор соединяется с областями сравниваемых давлений резиновыми трубками. Резервуар — с полостью повышенных давлений, стеклянная трубка — с областью пониженных.

4. После дополнительной проверки начального отсчета уровня можно производить наблюдения.

5. Положение соединительного крана определяется в зависимости от интенсивности колебаний мениска.

6. Для одной и той же серии наблюдений или ряда одинаковых серий, во всяком случае, надо работать на одном и том же демпфере или при полном открытии крана.

7. Следует заметить, что если работа ведется на демпфере, то необходимо „ждать“ установления как начального отсчета  $h_0$ , так и отсчета  $h$  довольно продолжительный срок. (Для 1 капилляра около 30 сек, для второго капилляра около 1,5 мин, для третьего капилляра около 3,5 мин).

#### 4. Сравнительная оценка конструкций приборов германской и завода „Эталон“

Конструкции германского образца прибора, по типу которого были ранее изготовлены два прибора для Аэрогидрометрической лаборатории, не могла быть признана вполне удовлетворительной.

Наблюдение за изготовленным образцом приборов этого типа в мастерских ВНИИМ, а также исследование готовых микроанометров в Аэрогидрометрической лаборатории привели к заключению о необходимости конструктивных изменений.

Эти изменения диктовались требованиями упрощения технологического процесса, улучшением эксплуатационных качеств прибора и возможным уменьшением его веса. Кроме того, как это показали теоретические соображения, при некоторых принципиальных изменениях отдельных элементов прибора точность микроанометра могла быть повышена.

На основе вышесказанных соображений в Аэрогидрометрической лаборатории были продуманы конструктивные формы отдельных частей прибора и всего микроанометра в целом.

Для проектируемого прибора были разработаны рабочие чертежи и переданы заводу „Эталон“ в августе месяце 1935 г. Первый образец нового прибора был изготовлен на заводе и передан на испытание в Аэрогидрометрическую лабораторию в начале мая месяца 1936 г.

Сущность выполненных в приборе изменений освещена в нижеприводимом сравнительном описании устройств германского микроанометра и прибора завода „Эталон“.

Конструкция германского образца      вновь изготовленная конструкция

##### а. Корпус прибора

Латунный, литой с большим приливом для переключательного крана. Корпус тяжел. Требует обработки на токарном, строгальном и фрезерном станках.

Латунный, точеный из трубы. Обработка только на токарном станке. Корпус значительно легче, чем у германского образца.

## 6. Переключательный кран

Из фосфористой бронзы, конический, притертый по месту в приливе корпуса. Крепится латунным колпачком. Поворот крана требует значительных усилий. Требуемое положение крана оценивается по особому пружинному фиксатору, укрепленному на рукоятке крана. Технологический процесс изготовления крана, как то показал опыт зав. „Эталон“. — труден. Требуется значительная точность пригонки и плотность притирки, так как в противном случае спирт из корпуса просачивается наружу. Это просачивание облегчается тем, что кран осуществляет границу между спиртом и воздухом.

Из фосфористой бронзы, в форме диска с одним отверстием. Притирается к плоскости дна в середине прибора. Нажим диска к дну осуществляется пружиной, опирающейся на особый навинченный, концентрический с краном колпачок. Нажим пружины может быть отрегулирован и фиксирован.

Положение крана оценивается по положению риска, нанесенной на рукоятке крана (отметки демиферных соединений сделаны на крышке прибора). Рукоятка крана проходит через крышку прибора. Просачивание спирта не может происходить, так как переключение соединений происходит в однородной среде — спирте.

## в. Наконечники для присоединений прибора

Крепятся притиркой в конических местах особого бруска на крышке прибора. Дороги для производства. Требуют постоянных наблюдений за герметичностью соединений. Утяжеляют прибор вследствие необходимости высокого брусочка с коническими местами.

Укреплены на крышке прибора. Один выпуклый, другой навинчен из алюминия в крышку винт и может быть повернут в любое положение.

## г. Направляющая колодка

Собрана из четырех латунных планок, спаянных вдоль ребер. Сечение квадратное. Изготовление сложно.

Из латунной или стальной трубки точеная. На поверхности профрезерованы две плоскости для крепления шкалы и рейки. Технологический процесс упрощен.

## д. Каретка

Собрана из четырех отдельных латунных планок на винтах. К стенкам каретки прикреплены части для перемещения (фрикционный ролик) и ободки оптической системы.

Изготавливается из целого куска латуни или стали. Для регулирования плотности соприкосновения с колодкой каретка имеет щель — стягиваемую винтами. Все части крепятся к стенкам колодки. Технологический процесс упрощен.

## е. Приспособление для перемещения каретки вдоль колодки

Фрикционный ролик с малым конусом, укрепленный в задней стенке каретки. При вращении ролика с помощью рукоятки каретка перемещается вследствие сцепления ролика с брусочком на колодке.

Как показал опыт, ролик и брусочек быстро притираются, и фрикцион перестает работать.

Зубчатая шестерня с косым зубом укреплена на каретке. Шестерня в зацеплении с зубчатой рейкой колодки. Применение зубчатой передачи обеспечивает работу перемещающего механизма. Косой зуб избран для плавности хода. Конструкция исключает установленный недостаток фрикциона.

## ж. Уровень

Уровень центральный. Крепится на крышке корпуса прибора. Фактически уровень определяет положение плоскости крышки, но не колонки со шкалой. Так как крышка съемная и прикреплена через прокладку, то после отъема крышки и повторной установки ее на место показания уровня могут не соответствовать положению колонки, хотя бы это даже имело место до разборки. При требовании повышенной точности от прибора уровень германского образца неудовлетворителен.

Сделанного описания устройств основных деталей прибора достаточно для того, чтобы признать целесообразность осуществления новой конструкции.

Следует добавить к этому, что в германской конструкции прибора 104 детали, в то время как микроманометр завода „Эталон“ имеет 64 детали. Фотография чертежа прибора дана на рис. 9. Подробности в устройстве прибора можно видеть по указанной фотографии.

Результаты произведенного испытания вполне подтвердили справедливость принятых при конструировании и расчетах соображений.

*E. F. Dolinsky et A. S. Burnevsky*

## L'EXAMEN DU MICROMANOMÈTRE DU TYPE PRANDTL

### Résumé

Les auteurs analysent les erreurs des mesures faites à l'aide d'un micromanomètre du type Prandtl. Ils comparent les erreurs de la mesure qui sont théoriquement à attendre avec celles établies expérimentalement. Il s'en suit de cette comparaison que la précision de l'appareil surpasse quelque peu la précision attendue, conditionnée par les données de l'analyse théorique.

Outre cela on donne une évaluation comparative de deux constructions différentes dont l'une appartient au Laboratoire Aérodynamique de l'Institut de Métrologie de l'URSS.

Уровень круглый. Крепится на обойме к колонке со шкалой. При правильной установке уровня на колонке в процессе изготовления прибора такая конструкция уровня определяет положение колонки независимо от относительного положения остальных частей прибора.

Предлагаемая конструкция уровня гарантирует правильность его показаний при невозможных повторных разборках и сборках прибора. Применение такого уровня позволяет повысить точность прибора.

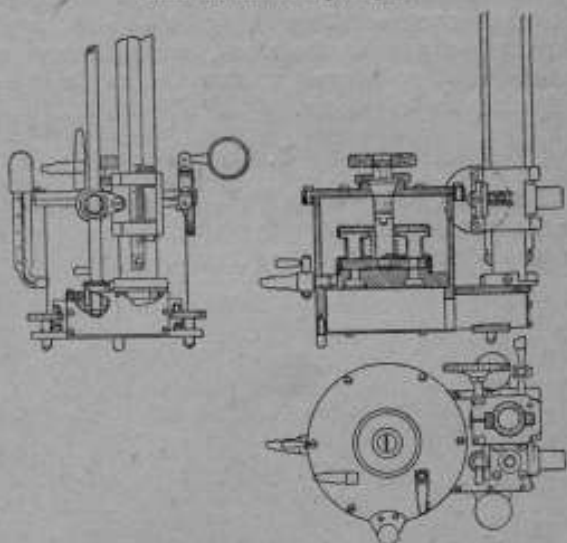


Рис. 9. Конструктивная схема прибора.

## МЕТОДЫ ИСПЫТАНИЙ МИКРОМАНОМЕТРА ТИПА NPL (ШАТТОСК)

### 1. Введение

Микроманометр типа NPL (Chattock) применяется на его родине (Англия) в качестве стандартного образцового прибора при испытании рабочих приборов, а также при измерении малых разностей давлений, когда требуется большая степень точности.

В СССР имеются образцовые экземпляры этого микроманометра, служащие для испытания микроманометров того же типа или других в пределах разностей давлений от 0 до 25 мм вод. столба. Часть микроманометров указанного типа, применяющихся на территории СССР, имеет отечественное происхождение и по качеству не уступает заграничным образцам.

### 2. Устройство прибора

Микроманометр типа NPL (Chattock) является дифференциальным микроманометром, основанным на законе сообщающихся сосудов. Особое устройство соединения между сосудами делает прибор

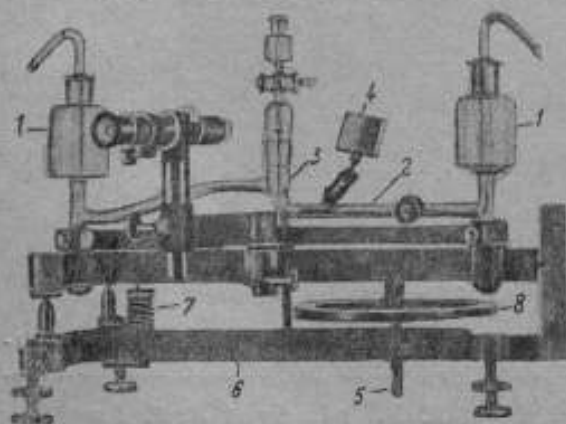


Рис. 1.

компенсационным, т. е. наблюдению сводится к поддержанию мениска, образованного поверхностью раздела двух жидкостей в нулевом положении, чем исключается необходимость учета ошибок, зависящих от капиллярных сил и вязкости жидкостей. Общий вид устройства прибора дан на рис. 1.

Стеклоцилиндрические сосуды 1 соединены между собой стеклянной трубкой 2 через особо сконструированную часть 3. Конструкция части 3 ясна из рисунка. Стеклянная часть укрепляется на верхней подвижной части станины прибора. Оба цилиндрические сосуда 1 заполняются дистиллированной водой до определенного уровня, отмеченного на них чертами (необходимость заполнения сосудов водой до старого определенного уровня вызывается обстоятельствами, о которых будет сказано ниже). Часть 3 заполняется жидкостью меньшего удельного веса, например, парафиновым или трансформаторным маслом. Заполнение верхней части сосуда 3 должно быть выполнено так, чтобы уровень масла был ниже конца трубки, идущей



от левого сосуда  $I$ , и на ее обресе между наполняющими жидкостями появился выпуклый мениск. Стекланные сосуды  $I$  имеют хорошо притертые стекланные колпачки с загнутыми отводными трубками, на которые надеваются резиновые трубки, соединяющие сосуды с полостью тех пространств, разность давлений в которых измеряется. Собранный таким образом верхняя часть прибора опирается на нижнюю станину  $6$  в трех точках и подтягивается к ней пружиной  $7$ . Одной из точек опоры является конец микрометрического винта, при вращении которого (гайка в нижней части прибора) происходит подъем или опускание всей верхней части прибора, совершающей при этом вращательное движение около оси, проходящей через две неподвижные точки опоры.

Наблюдение за мениском ведется при помощи микроскопа, укрепленного на верхней станине прибора. Зеркальце  $4$  на шарнирном креплении за среднюю часть прибора служит для лучшей освещенности мениска.

Микрометрический винт прибора имеет шаг нарезки, равный  $0,5$  мм. Диск  $8$ , с помощью которого производится вращение винта, разделен на 100 частей, так что поворот диска на одно деление соответствует подъему верхней части прибора в точке касания с концом винта на  $0,005$  мм.

Целые обороты винта указываются на вертикальной шкале, прикрепленной к нижней части станины прибора, помощью указателя, укрепленного на верхней подвижной части прибора.

При работе с прибором правый сосуд соединяется с повышенным давлением, а левый — с пониженным. Вследствие этого уровень жидкости в первом сосуде понижается, а во втором — повышается, мениск соответственно „опускается“. Тогда вращением микрометрического винта  $5$  правый сосуд поднимается до тех пор, пока мениск не займет первоначального положения, вследствие чего прибор, как было указано, является компенсационным.

Для подсчета измеряемой разности давлений необходимо пользоваться переводным коэффициентом прибора, который определяется указанными ниже способами.

### 3. Расчетная формула прибора

Обозначим через:

- $l_1$  — расстояние между центрами сосудов  $I$ , измеряемое по линии, проходящей через черточки, нанесенные на стенках сосудов;
- $l_2$  — расстояние между осью микрометрического винта и осью вращения верхней части прибора, проходящей через неподвижные точки опоры;
- $\varphi$  — угол поворота подвижной части станины вокруг вышеупомянутой оси;
- $h$  — высота подъема микрометрического винта;
- $n$  — число оборотов винта;
- $t$  — шаг винта;
- $p$  — измеряемая разность давлений в мм вод. ст.

Тогда, очевидно, измеряемая разность давлений  $p$  равна

$$p = l_1 \sin \varphi = l_1 \frac{h}{\sqrt{l_2^2 + h^2}};$$

заменяя по малости угла  $\varphi$   $\sin \varphi$  через  $\operatorname{tg} \varphi$ , имеем:

$$p \approx l_1 \operatorname{tg} \varphi \approx l_1 \frac{h}{l_2} \approx \left( l \cdot \frac{l_1}{l_2} \right) \cdot n \quad (1)$$

величину  $l \cdot \frac{l_1}{l_2}$  обозначим через  $k$  и назовем коэффициентом прибора.

Тогда, формулу (1) можно будет записать в виде:

$$p \approx k \cdot n.$$

Определение коэффициента прибора может быть произведено как помощью измерения линейных размеров:  $l_1$ ,  $l_2$  и  $l$ , так и путем непосредственного сравнения показаний испытуемого прибора с образцовым.

Коэффициент образцового прибора Аэрогидрометрической лаборатории был получен первым способом. Кроме того, его показания были сравнены с показаниями английского прибора, переводный коэффициент которого предварительно был получен путем измерения линейных размеров. После сравнения показаний обоих приборов, включенных параллельно на одну и ту же измеряемую разность давлений, и оценки возможных ошибок наблюдений была выяснена точность, которую можно ждать от указанных приборов<sup>1</sup>.

Значения вероятной ошибки невелики и позволили в свое время утверждать об удовлетворительности испытания рассматриваемого прибора путем измерения линейных размеров и последующего сравнения его указаний с образцовым.

В дальнейшем, когда в Лабораторию поступил для испытания ряд микроманометров типа NPL, обнаружилось весьма досадное обстоятельство. Коэффициент прибора, определенный по линейным размерам, не сходилась с коэффициентом, полученным на основании сравнений его показаний с образцовым. Это „расхождение“ относилось, главным образом, к измерению небольших разностей давлений, соответствующих повороту микрометрического винта, примерно, от 0 до 10 оборотов. Далее, как правило, коэффициенты оказывались равными в пределах, соответствующих ошибкам.

Это обстоятельство заставило Лабораторию предпринять критическое исследование существующих методов испытаний микроманометров типа NPL и, кроме того, более тщательное исследование формулы, определяющей величину измеряемой разности давлений, с попыткой учесть и другие факторы, влияющие на показания прибора, но непосредственно не входящие в упомянутую формулу.

Эта работа в значительной степени была облегчена в связи с осуществлением в Лаборатории Времени угломерной установки (кругового экзаменатора), изображенной на рис. 6 и позволяющей

<sup>1</sup> Е. Ф. Долянский. К вопросу об установлении эталона малых давлений. Техническая физика, т. 1, вып. 8, 1934.

определять углы наклонов подвижной части станины микроманометра с большой степенью точности, порядка  $10^{-5}$  градуса.

Работа была поставлена в сентябре месяце 1935 г. и закончена в I квартале 1936 г.

К этому времени появилось в печати английское исследование, посвященное тому же вопросу<sup>1</sup>.

Результаты этого исследования полностью совпадали с частью выводов, полученных Лабораторией. Другая часть вопросов англичанами не была затронута.

#### 4. Исследование расчетной формулы

Исследуем теоретически расчетную формулу

$$p \approx k \cdot n \quad \text{или} \quad p \approx \left( t \frac{l_1}{l_2} \right) \cdot n, \quad (1)$$

Это исследование позволит сделать выводы в отношении наиболее рационального метода испытания приборов указанного типа.

Расчетная формула (1) составлена, исходя из условий, что: 1) механическая часть прибора выполнена совершенно точно: шаг винта постоянен и равен 0,5 мм; поворот подвижной части станины происходит математически правильно; 2) свободные поверхности жидкостей в сосудах  $I$  находятся в одной горизонтальной плоскости; 3) сосуды  $I$  — цилиндрические.

Если одно из перечисленных условий нарушено, то пользование расчетной формулой может привести к значительным ошибкам в определении измеряемой разности давлений, если не ввести соответствующих поправок.

В расчетную формулу входят величины:  $l_1$ ,  $l_2$ ,  $t$  и  $n$ ; непосредственное измерение этих величин и дифференциальный учет ошибок, связанных с погрешностями их измерения, как показывает опыт, должного эффекта не дают. Поэтому пришли к необходимости общего учета ошибки, связанной с указанными величинами.

Следствием невыполнения первого условия будет ошибка, которую мы, для краткости, назовем механической. Для удобства рассмотрения расчленим механическую ошибку на две части, первая из которых является ошибкой в шаге винта и вторая — ошибкой неперпендикулярности оси винта и негоризонтальности начального положения опорной плоскости:

**I. Ошибка хода винта.** Формула, определяющая перемещение винта

$$h = t \cdot n \quad (2)$$

верна лишь при совершенно точном его изготовлении. В действительности можно лишь утверждать, что для заданного винта:

$$h = f(n).$$

Но так как отклонения в величине  $h$  от величины вычисляемых

<sup>1</sup> The accuracy attainable with the Chattock tilting manometer, Jour. of Sci. Instr. № 3—1936 г.

по формуле (2) невелики при вите хорошего качества изготовления, то следует положить:

$$h = t \cdot n + \Delta,$$

где  $\Delta$  — некоторая функция от  $n$

$$\Delta = \varphi(n),$$

которая может быть найдена лишь экспериментально.

В дальнейшем при вычислении ошибок будем полагать:

$$h = t \cdot n;$$

ошибку же вследствие наличия поправки  $\Delta$  учтем при суммировании ошибок.

2. Ошибка вследствие неперпендикулярности оси вивта и негоризонтальности начального положения опорной плоскости. Рассмотрим два случая: а) ось вивта вертикальна и плоскость, прохо-

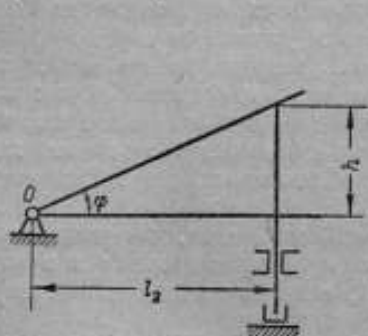


Рис. 2.

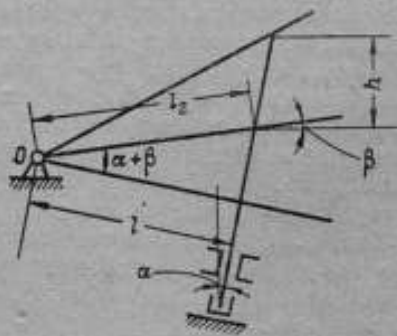


Рис. 3.

дящая через опорные точки подвижной части станины, при разности давлений, равной нулю, горизонтальна (рис. 2), б) ось вивта составляет с вертикалью угол  $\alpha$ , опорная плоскость в нулевом положении составляет с горизонтом угол  $\beta$  (рис. 3).

Для первого случая при повороте подвижной рамы угол  $\varphi$  находим по формуле:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{h}{l_2}.$$

Во втором случае имеем в соответствии с обозначениями на рис. 3.

$$\frac{h}{l_2} = \frac{\sin \varphi}{\cos (\alpha + \beta + \varphi)}$$

или

$$\frac{h}{l_2} = \frac{\sin \varphi}{\cos (\alpha + \beta) \cos \varphi - \sin (\alpha + \beta) \sin \varphi};$$

в виду малости второй член знаменателя отбрасываем, тогда получим:

$$\operatorname{tg} \varphi \approx \frac{h}{l_2} \cos (\alpha + \beta). \quad (3)$$

Таким образом ошибка, возникающая вследствие неравенства нулю углов  $\alpha$  и  $\beta$ , равна:

$$\delta = \frac{\Delta(\operatorname{tg} \varphi)}{\operatorname{tg} \varphi} = \frac{\frac{h}{l_1} [1 - \cos(\alpha + \beta)]}{\frac{h}{l_2}} = 2 \sin^2 \left( \frac{\alpha + \beta}{2} \right) \approx 2 \left( \frac{\alpha + \beta}{2} \right)^2.$$

Итак, будем полагать

$$\delta \approx \frac{(\alpha + \beta)^2}{2}.$$

Уравнение (3) может быть применено в вычислении показаний прибора только в том случае, если заранее известно определенное экспериментально соотношение между  $h$  и показаниями прибора.

На практике, в связи с осуществлением угломерной установки, о чем было сказано выше, найдено более удобным определять соотношение между  $\varphi$  и показаниями прибора непосредственно.

По исследованию английчан, последняя ошибка у отдельных приборов достигала до  $0,2\%$ .

Предположим, что все перечисленные выше условия вывода расчетной формулы выполняются, за исключением второго, т. е. что уровни свободных поверхностей жидкости не находятся в одной горизонтальной плоскости, и установим зависимость показаний прибора от начального положения уровней жидкости в сосудах.

Предположим, далее, что на рис. 4  $OB = l_1$ , что это расстояние остается постоянным при изменении угла наклона подвижной части прибора,  $\gamma$  — есть угол наклона к горизонту линии  $OA$ , соединяющей центры поверхностей жидкости в сосудах, когда прибор находится в нулевом положении, и что линия  $OB$  равна и параллельна линии свободных поверхностей, когда подвижная часть прибора отклонена на угол  $\varphi$  от первоначального положения. Относительное смещение одного из сосудов равняется  $AB$ , вертикальная составляющая которого, равная  $h$ , может быть выражена уравнением:

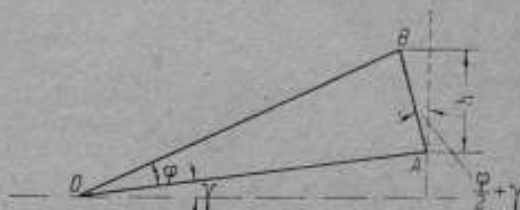


Рис. 4.

$$\begin{aligned} h &= AB \cos \left( \frac{\varphi}{2} + \gamma \right) = 2l_1 \sin \frac{\varphi}{2} \cos \left( \frac{\varphi}{2} + \gamma \right) = \\ &= l_1 [\sin(\varphi + \gamma) - \sin \gamma] \\ &= l_1 \left[ (\varphi + \gamma) - \frac{(\varphi + \gamma)^3}{3!} + \dots - \gamma + \frac{\gamma^3}{3!} + \dots \right] \quad (4) \\ &= l_1 \left[ \sin \varphi - \frac{3(\varphi^2 \gamma + \varphi \gamma^2)}{3!} \dots \right] \\ &= l_1 \left[ \sin \varphi - \frac{\varphi \gamma (\varphi + \gamma)}{2} \dots \right]. \end{aligned}$$

Второй член уравнения (4), стоящий в скобках, мал, поэтому приближенно оно может быть записано так

$$h = l_1 \sin \varphi \left[ 1 - \frac{\gamma(\varphi + \gamma)}{2} \right]$$

или

$$h = l_1 \sin \varphi (1 + B),$$

где  $B$  — небольшая ошибка, обыкновенно являющаяся функцией относительных уравнений свободных поверхностей прибора, находящегося в нулевом положении. Эта поправка должна быть принята во внимание в том случае если поверхность жидкости в сосудах прибора, находящегося в нулевом положении, не находится в одной и той же горизонтальной плоскости вследствие присутствия вспомогательной жидкости в центральном сосуде.

По исследованию англичан оказалось, что при  $\gamma = 1^\circ 30'$  и  $n = 16$  оборотам, величина ошибки достигала до  $B = -0,15\%$ .

Игнорировать эту ошибку в случаях, когда требуется измерить заданную разность давлений с наибольшей точностью, нельзя; так как это может привести к довольно значительной ошибке. Отсюда вытекает необходимость правильного заполнения жидкостью прибора при его зарядке и установке в нулевое положение.

Теперь представим себе, что все условия вывода расчетной формулы выполняются, за исключением третьего, т. е. что сосуды не цилиндрические,

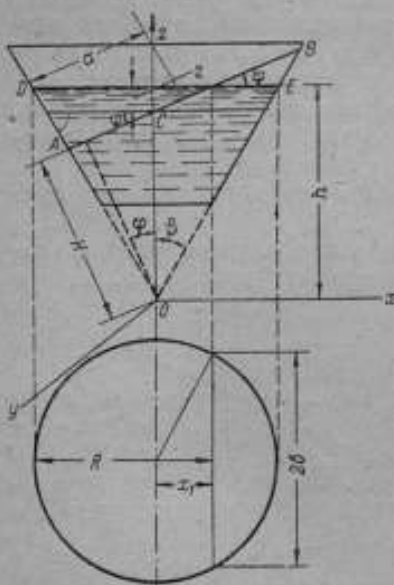


Рис. 5.

и установим влияние этого факта на показания прибора (рис. 5).

Предположим, что стеклянная часть прибора выполнена таким образом, что один из ее сосудов имеет цилиндрическую, а другой коническую форму и оси их параллельны между собой и перпендикулярны к линии, соединяющей центры свободных поверхностей жидкости в сосудах.

Установим зависимость между углом наклона  $\varphi$  подвижной части станины и смещением центра свободной поверхности жидкости в конусообразном сосуде. Если поставленные выше условия выполняются, то свободная поверхность жидкости в сосуде, когда сосуд находится в начальном положении, примет форму круга. Если наклонить сосуд на угол  $\varphi$ , то уровень жидкости сместится, и свободная поверхность жидкости превратится в форму эллипса. Объем, занимаемый жидкостью в начальном положении, будет равен объему

прямого кругового конуса, с высотой  $h$  и радиусом основания  $R$ , а объем, занимаемый жидкостью у наклонного конуса, будет равен объему эллиптического наклонного конуса с высотой  $H$  и осями основания  $a$  и  $b$ .

Следовательно мы можем написать такое равенство:

$$\frac{1}{3} \pi R^2 h = \frac{1}{3} \pi a b \cdot H. \quad (5)$$

Пересечем конус плоскостью так, чтобы отсекаемый ею объем эллиптического конуса  $OAB$  был бы равен объему кругового конуса  $ODE$ . Тогда, как видно из рис. 5,

$$H = (h - z) \cos \varphi.$$

Обозначим  $AC = a_1$ ,  $CB = a_2$ , тогда

$$\frac{a_1}{r} = \frac{\cos \beta}{\cos(\varphi - \beta)}; \quad \frac{a_2}{r} = \frac{\cos \beta}{\cos(\varphi + \beta)}.$$

Определим смещение  $x$  центра свободной поверхности жидкости по оси  $x$ , в связи с наклоном сосуда на угол  $\varphi$ .

Замечая, что

$$a_1 + a_2 = 2a = AB = r \cos \beta \left[ \frac{1}{\cos(\varphi - \beta)} + \frac{1}{\cos(\varphi + \beta)} \right]$$

$$x_1 = (a - a_1) \cos \varphi = \cos \varphi \left[ \frac{1}{2 \cos(\varphi - \beta)} + \frac{1}{2 \cos(\varphi + \beta)} - \frac{1}{\cos(\varphi - \beta)} \right] r \cos \beta.$$

Определим малую полуось  $b = \sqrt{r_1^2 - x_1^2}$ . Для этого найдем отношения:

$$1) \quad \frac{r_1}{R} = \frac{h - z + (a - a_1) \sin \varphi}{h},$$

откуда

$$r_1 = \frac{h - z + (a - a_1) \sin \varphi}{h} \cdot R.$$

$$2) \quad \frac{r}{R} = \frac{h - z}{h} \quad \text{или} \quad r = \frac{(h - z)}{h} \cdot R \approx R.$$

Найдя значения  $x_1$  и  $r_1$ , определим  $b$ :

$$b = \sqrt{r_1^2 - x_1^2} = \sqrt{\left[ R \cdot \frac{(h - z) + (a - a_1) \sin \varphi}{h} \right]^2 - (a - a_1)^2 \cos^2 \varphi}.$$

Подставляя найденные значения  $a$  и  $b$  в уравнение (5), получим:

$$\begin{aligned} R^2 h &= \frac{r \cos^2 \beta \cdot \cos \varphi}{\cos(\varphi - \beta) \cdot \cos(\varphi + \beta)} \times \\ &\times \sqrt{\left[ R \cdot \frac{(h - z) + (a - a_1) \sin \varphi}{h} \right]^2 - (a - a_1)^2 \cos^2 \varphi} \cdot (h - z) \\ R^2 &\approx \frac{r \cos^2 \beta \cdot \cos \varphi}{\cos(\varphi - \beta) \cdot \cos(\varphi + \beta)} \cdot \sqrt{\frac{R^2}{h^2} \cdot (h - z)} \\ h - z &\approx \frac{\cos(\varphi - \beta) \cos(\varphi + \beta)}{\cos^2 \beta \cos \varphi} \cdot h \\ z &\approx h - \frac{\cos(\varphi - \beta) \cdot \cos(\varphi + \beta)}{\cos^2 \beta \cos \varphi} \cdot h \approx h \left[ 1 - \frac{\cos(\varphi - \beta) \cos(\varphi + \beta)}{\cos^2 \beta \cos \varphi} \right]. \end{aligned}$$

Если оба сосуда не цилиндрические, то следует считать смещение уровня в два раза большим найденного.

Выше мы рассмотрели главные факторы, влияющие на показания прибора. Сгруппируем все составляющие суммарной ошибки.

Суммарная ошибка, как это следует из предыдущего, складывается из следующих погрешностей:

- 1) ошибки в ходе винта, определяемой экспериментально;
- 2) ошибки вследствие того, что ось винта и опорная плоскость образуют углы  $\alpha$  и  $\beta$ , соответственно с вертикалью и горизонтальной плоскостью, определяемой экспериментально;
- 3) ошибки наполнения;
- 4) ошибки вследствие нецилиндричности сосудов;
- 5) ошибки в измерении линейных размеров;
- 6) ошибки от замены синуса тангенсом.

Анализ условий вывода расчетной формулы и рассмотрение отдельных составляющих суммарной ошибки приводят к выводу, что испытание приборов типа NPL по способу измерения их деталей не может быть признано удовлетворительным, ибо этот способ не исключает ни одной из перечисленных ошибок. Более рациональным методом испытаний является, конечно, испытание приборов на узкомерной установке (круговом экзаменаторе), так как он исключает из перечисленных ошибок следующие: 1, 2, частью 5 и 6.

Итак, на основании произведенного анализа условий вывода расчетной формулы и получаемого из него переводного коэффициента прибора, видим, что на показания прибора оказывают влияние целый ряд факторов. Непринятие во внимание этих факторов может привести к довольно значительным систематическим ошибкам.

Первая погрешность в показаниях прибора является следствием неточности изготовления и сборки механической части микрометра; изготовление микрометрического винта и гайки к нему, изготовление опорных устройств, поддерживающих верхнюю подвижную часть станины прибора над нижней, характер крепления стеклянной части прибора к подвижной части станины, взаимодействие всех этих деталей при работе прибора.

Рассмотрение характера происхождения ошибок вследствие механических несовершенств говорит о неудовлетворительности испытания приборов типа NPL по способу измерения его деталей, ибо при этом можно учесть лишь ошибки измерения  $l_1$ ,  $l_2$  и отчасти шаг микрометрического винта, все же остальные ошибки остаются без рассмотрения.

Вторая ошибка происходит в силу присутствия вспомогательной жидкости в центральном сосуде, что может привести к тому, что свободные поверхности жидкости в сосудах не будут лежать в одной и той же горизонтальной плоскости, с одной стороны, и смещения центров сосудов при наклоне подвижной части, с другой.

Третья ошибка происходит вследствие нецилиндричности сосудов на рис. 1.

Последние две ошибки или необходимые поправки, ранее никак не учитывались и во внимание не принимались. Отсюда само собой напрашивается вывод, что наиболее рациональным методом испытаний



приборов указанного типа будет тот, который суммарно учтет все ошибки, с одной стороны, и будет наиболее прост по характеру выполнения, с другой.

Перейдем к рассмотрению возможных методов испытаний образцовых микроанометров типа NPL, позволяющих довести до минимума вероятную погрешность измерения заданной разности давлений. Кроме того разберем некоторые мероприятия, которые могут повысить точность измерений.

Наиболее значительной по величине погрешностью следует считать ошибку вследствие несовершенства микрометрического винта. В практике Лаборатории имели место случаи, когда по указанной причине колебания коэффициента прибора достигали 3%.

Таким образом рациональным методом испытания будет только тот, который позволяет с максимальной точностью установить зависимость между числом оборотов винта и углом поворота верхней рамы прибора, т. е. даст зависимость:

$$\varphi = \psi(n).$$

Таким методом является испытание прибора на круговом экзаменаторе, описанное ниже.

Это испытание, при котором  $\varphi$  определяют для  $n = 1, 2, \dots, 40$  оборотов, имеет лишь один недостаток — весьма значительную затрату времени как на сами наблюдения, так и на их обработку.

При испытании эталонного прибора вопрос о затрате времени является второстепенным, но при испытании образцовых и в особенности рабочих приборов большая затрата времени приводит к неблагоприятному экономическому эффекту.

Поэтому Лаборатория предприняла нижеописанное исследование возможности установления зависимости между  $\varphi$  и  $n$  путем исследования небольшого числа точек.

Испытание на круговом экзаменаторе весьма сильно снижает погрешность хода винта, но не влияет на величины прочих разобраных погрешностей. Путем к уменьшению этих последних является повышение качества деталей прибора.

Ошибку вследствие невертикальности оси винта и негоризонтальности опорной плоскости можно устранить введением уровня на нижней раме прибора и установленном ряде допусков для соответственных размеров подвижной рамы прибора.

Ошибка наполнения (поверхности жидкостей в сосудах — не в одной горизонтальной плоскости) легко устраняется при жестком скреплении стеклянной части с рамкой, путем нанесения черточек на стенках сосудов, определяющих уровень воды.

Наконец, ошибку вследствие нецилиндричности сосудов можно устранить строгими условиями приема этой последней.

### Экспериментальная часть

1. Последовательное испытание микроанометров типа NPL на круговом экзаменаторе. Станина испытуемого прибора жестко прикрепляется к могущей вращаться плоскости уклономерной установки (рис. 6). К подвижной части станины прикрепляется уровень, дающий

возможность оценивать горизонтальность опорной плоскости с точностью порядка  $10^{-5}$  градуса.

Затем станина прибора устанавливается в „нулевое“ положение, подразумевая, что при „нулевом“ положении:

- 1) указатель целых оборотов микрометрического винта показывает нуль;
- 2) указатель сотых долей оборота диска показывает также нуль;
- 3) уровень указывает горизонтальное положение подвижной части станины (последнее достигается регулировкой установочных винтов).

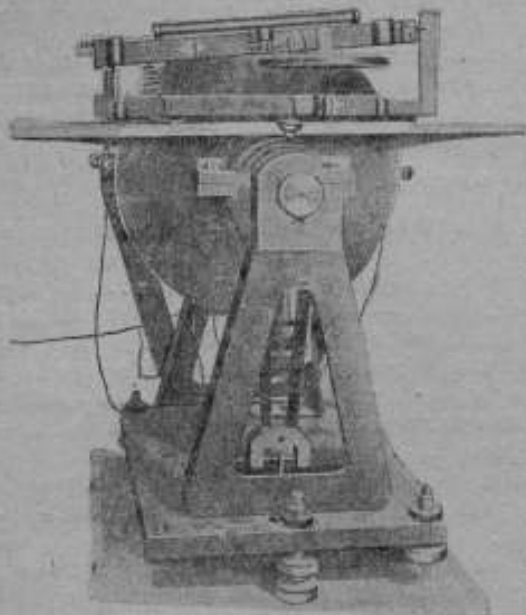


Рис. 6.

Показания лимба кругового экзаменатора при этом положении станины микрометра принимаются за начальный отсчет  $\theta_0$ .

После установки прибора в „начальное“ положение переходит к наблюдениям.

Вращением диска на один оборот отклоняют подвижную часть станины на некоторый угол  $\varphi_1$ . Для определения этого угла  $\varphi_1$ , необходимо повернуть вращающуюся опорную плоскость уклонометра на угол  $(-\varphi_1)$ , который и оценивается помощью лимба. Разность значений  $\theta_0$  и  $\theta_1$  дает величину угла поворота  $\varphi_1$  подвижной части станины, соответствующего одному обороту микрометрического винта.

Для уменьшения влияния неизбежных случайных погрешностей наблюдений повторяют описанную операцию второй раз, но в обратном порядке. Подобные наблюдения проводятся для 2, 3... 40 оборотов винта, определяя углы  $\varphi_2, \varphi_3, \dots, \varphi_{40}$ .

Знание углов  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \dots, \varphi_{40}$  дает возможность определить синусы этих углов и сравнить их значения со значениями величины  $\frac{l \cdot n}{l_2}$ , подсчитанными в предположении, что шаг винта постоянен и равен 0,5 мм и  $l_1$  задано. Далее легко составить соответствующую таблицу относительных погрешностей этой величины, а равным образом вычислить и значения переводного коэффициента прибора  $k$ , соответствующего любому числу оборотов винта, начиная от 1-го и кончая 40 оборотами, и сравнить их с коэффициентом прибора, вычисленным по формуле

$$k = \left( \frac{l \cdot l_1}{l_2} \right)$$

В таблице 1 приведены значения  $n$  — числа оборотов и соответствующих значений  $\varphi$  — угла наклона подвижной части станины,  $\sin \varphi$ ,  $k = \frac{l_1 \sin \varphi}{n}$  и  $k_0 = l \frac{n}{l_2}$ , а также величины  $\delta\%$ , где  $\delta$  — относительная погрешность  $k_0$ , равная  $\delta = \frac{k - k_0}{k} \cdot 100\%$ .

Кроме того таблица 1 дает возможность построить график коэффициентов  $k$ , а также выбрать средние значения  $k$  для равных интервалов.

Таблица 1

$n$	$\varphi$	$\sin \varphi$	$k = \frac{l_1 \sin \varphi}{n}$	$k_0 = \frac{l \cdot n}{l_2}$	$\delta \%$	Отклонения $k$ от среднего в интервалах: 0—10 об., 11—40 об.
1	0° 0'42,5"	0,001951	0,633 <sub>5</sub>	0,001966	0,77	
2	0°13'25,0"	0,003903	0,633 <sub>6</sub>	0,003932	0,74	0,24
3	0°20'9,2"	0,005862	0,634 <sub>5</sub>	0,005899	0,38	0,08
4	0°26'53,2"	0,007821	0,634 <sub>6</sub>	0,007865	0,56	0,02
5	0°33'36,7"	0,009777	0,634 <sub>6</sub>	0,009831	0,55	0,02
6	0°40'21,4"	0,011739	0,635 <sub>1</sub>	0,011797	0,50	0,05
7	0°47'6,4"	0,013702	0,635 <sub>6</sub>	0,013763	0,45	0,10
8	0°53'50,6"	0,015662	0,635 <sub>7</sub>	0,015729	0,43	0,09
9	1°00'36,7"	0,017630	0,636 <sub>1</sub>	0,017696	0,39	0,11
10	1° 7'22,1"	0,019595	0,636 <sub>2</sub>	0,019662	0,34	0,11
11	1°14'5,6"	0,021551	0,636 <sub>1</sub>	—	—	0,06
12	1°20'50,3"	0,023512	0,632 <sub>2</sub>	—	—	0,05
13	1°27'34,2"	0,025470	0,636 <sub>2</sub>	—	—	0,05
14	1°34'18,8"	0,027431	0,636 <sub>2</sub>	—	—	0,05
15	1°41'3,5"	0,029392	0,636 <sub>2</sub>	0,029493	0,34	0,05
16	1°47'49,2"	0,031358	0,636 <sub>4</sub>	—	—	0,02
17	1°54'33,8"	0,033319	0,636 <sub>4</sub>	—	—	0,02
18	2° 1'17,8"	0,035276	0,636 <sub>3</sub>	—	—	0,03
19	2° 8'2,0"	0,037235	0,636 <sub>3</sub>	—	—	0,03
20	2°14'47,4"	0,039199	0,636 <sub>4</sub>	0,039324	0,32	0,03
21	2°21'31,0"	0,041154	0,636 <sub>2</sub>	—	—	0,03
22	2°28'1,0"	0,045087	0,636 <sub>4</sub>	—	—	0,02
23	2°35'1,0"	0,045087	0,635 <sub>5</sub>	—	—	0,00
24	2°41'47,0"	0,047044	0,635 <sub>5</sub>	—	—	0,00
25	2°48'32,4"	0,049007	0,636 <sub>5</sub>	0,049154	0,30	0,00
26	2°55'18,5"	0,050973	0,636 <sub>5</sub>	—	—	0,02
27	3° 2'4,6"	0,052939	0,636 <sub>6</sub>	—	—	0,02
28	3° 8'49,6"	0,054900	0,636 <sub>6</sub>	—	—	0,02
29	3°15'33,8"	0,056856	0,636 <sub>3</sub>	—	—	0,02
30	3°22'18,8"	0,058816	0,636 <sub>6</sub>	0,058985	0,29	0,02
31	3°29'4,9"	0,060782	0,636 <sub>6</sub>	—	—	0,02
32	3°35'49,2"	0,062738	0,636 <sub>6</sub>	—	—	0,02
33	3°42'35,3"	0,064703	0,636 <sub>6</sub>	—	—	0,02
34	3°49'20,6"	0,066664	0,636 <sub>6</sub>	—	—	0,02
35	3°56'6,7"	0,068628	0,636 <sub>7</sub>	0,068816	0,27	0,02
36	4° 2'51,4"	0,070586	0,636 <sub>6</sub>	—	—	0,03
37	4° 9'37,1"	0,072547	0,636 <sub>6</sub>	—	—	0,02
38	4°16'22,4"	0,074507	0,636 <sub>3</sub>	—	—	0,02
39	4°23'9,2"	0,076473	0,636 <sub>7</sub>	—	—	0,03
40	4°29'56,8"	0,078444	0,636 <sub>5</sub>	0,078648	0,26	0,05

Из таблицы 1 следует:

1. Отклонения значений величины  $\frac{l \cdot n}{l_0}$  от соответствующих значений  $k$  довольно велики, в особенности в интервале от 0 до 10 оборотов, где они доходят до  $0,80\%$ ; несколько меньше эти отклонения (до  $0,35\%$ ) в интервале от 11 до 40 оборотов.

Эти данные сразу опровергают способ испытания прибора путем измерения его деталей, так как в этом случае учесть переменность коэффициента  $k$  невозможно.

2. Прибор не имеет одного, ясно выраженного, переводного коэффициента. Надо установить, по крайней мере, два значения его, первое значение в интервале от 0 до 10 оборотов и второе — в интервале от 11 до 40 оборотов микрометрического винта.

Среднее значение первого для испытанного прибора № 2 может быть принято равным  $0,635_0$ , а второго — равным  $0,636_0$ , причем отклонения отдельных значений от среднего в первом случае колеблется в пределах от  $0,24$  до  $0,02\%$ , тогда как эти отклонения от среднего во втором случае не превышают  $0,06\%$ .

Переводный коэффициент этого прибора, вычисленный по способу измерения деталей, равен  $0,638_0$ , т. е. отличается от первого среднего на  $0,53\%$  и от второго среднего — на  $0,30\%$ ; последние цифры также говорят против установления коэффициента прибора методом измерения его деталей.

3. Рассматриваемый способ испытания микроанометров устраняет весьма досадные затруднения, возникавшие при прежнем методе испытания, которые в основном сводились к тому, что вычисленный по размерам коэффициент значительно расходился с коэффициентом, полученным путем сравнения с образцовым прибором.

Сказанное в особенности относится к малым углам поворота (от 0 до 10 оборотов винта).

Внимательное рассмотрение таблицы 1 указывает, что главной причиной несоответствия величин  $k$  и  $k_0$  является несовершенство винта.

2. Сокращенное испытание микроанометров типа NPI. Сокращенное испытание микроанометра № 2 было проведено путем установления зависимости между  $\varphi$  и  $h$  для  $n = 10, 20, 30$  и  $40$  оборотам.

Таблица 2 дает значения углов  $\varphi$  в зависимости от числа оборотов  $n$  винта и значения вероятных погрешностей.

Таблица 2

Число оборотов винта $n$	Отсчеты по лимбу	$\varphi$	Вероятная погрешность в ( $''$ )
0	257°31485		
10	258°43620	1°12135	0,5
20	259°55934	2°24449	1
30	260°68489	3°37004	1,5
40	261°81251	4°49766	2

Из таблицы 2 видно наличие систематической погрешности в испытуемом приборе, монотонно изменяющейся с увеличением числа оборотов микрометрического винта.

Установим функциональную зависимость между числом оборотов винта  $n$  и углом поворота  $\varphi$  подвижной части станнины.

Будем искать эту зависимость в форме

$$\varphi = an + bn^2.$$

Так как величина угла  $\varphi$  определена для 10, 20, 30 и 40 оборотов винта, то легко составить четыре уравнения упомянутого вида с двумя неизвестными:

$$\begin{aligned} 10a + 100b &= 1^{\circ}12135 \\ 20a + 400b &= 2^{\circ}24449 \\ 30a + 900b &= 3^{\circ}37004 \\ 40a + 1600b &= 4^{\circ}49766. \end{aligned}$$

Решаем эту систему по способу наименьших квадратов и находим вероятные значения коэффициентов уравнения  $a$  и  $b$ . Найденные значения  $a$  и  $b$  удовлетворяют системе условных уравнений с погрешностями, величины которых малы по сравнению с погрешностями определения углов, входящих в таблицу 2.

Эти значения  $a$  и  $b$  для прибора № 2 равны:

$$a = 0^{\circ}112034; \quad b = 1,01 \cdot 10^{-6}.$$

Таким образом угол  $\varphi$  определяется по формуле:

$$\varphi = 0,112034n + 1,01 \cdot 10^{-6}n^2.$$

Коэффициент прибора  $k$  после подстановки значения  $\varphi$  согласно формуле:

$$p = l_1 \sin \varphi = k \cdot n$$

принимает вид:

$$k = \frac{l_1 \sin \varphi}{n} = \frac{l_1}{n} \cdot \sin (an + bn^2).$$

Численные значения  $k$  для прибора № 2 приведены в таблице 3.

Таблица 3

$n$	$\varphi$	$k$ вычисл. по 2-му способу	$k$ вычисл. по 1-му способу	$\delta$ %
1	0'43"	0,6344	0,6335	0,14
2	13'27"	0,6352	0,6336	0,26
3	20'10"	0,6353	0,6345	0,13
4	26'54"	0,6352	0,6349	0,05
5	33'28"	0,6353	0,6349	0,06
10	1°2'17"	0,6355	0,6362	-0,11
15	1°40'58"	0,6356	0,6362	-0,09
20	2°14'41"	0,6359	0,6364	-0,08
25	2°48'26"	0,6361	0,6365	-0,06
30	3°22'12"	0,6362	0,6366	-0,06
35	3°56'1"	0,6364	0,6367	-0,05
40	4°29'51"	0,6365	0,6368	-0,05

Таблица 3 дает значения угла  $\varphi$  и коэффициента прибора  $k$  как функцию числа оборотов винта, полученного по первому и второму способу для прибора № 2 и относительные погрешности их.

Как видно, максимальное расхождение обоих коэффициентов не превышает 0,26% (рис. 7).



Рис. 7.

Из сказанного вытекает, что предпочтение следует отдать способу последовательного испытания микроманометров. Однако, если требуемая точность не выходит за пределы значений последней колонки таблицы 3, то в равной мере можно пользоваться как упомянутым, так и сокращенным способами. В заключение подчеркнем, что определение коэффициента прибора только по одному измерению его деталей совершенно недостаточно, как это вытекает из всего вышесказанного.

*A. A. Chasovnikov et N. I. Băik*

## L'EXAMEN DU MICROMANOMÈTRE DU TYPE NPL (CHATTOCK)

### Résumé

On examine dans le présent article la question des méthodes de l'épreuve des micromanomètres du type NPL (Chattock). Cette question a surgi parce que la méthode actuelle de déterminer le coefficient du type donné des micromanomètres au moyen de la mesure de leurs détails donne une divergence considérable avec le coefficient calculé sur la base de la comparaison des lectures de l'appareil avec celles d'un appareil de référence du même type.

En résultat de l'étude théorique de la formule de calcul on a reconnu que la formule qui détermine le coefficient de l'appareil ne prend pas en considération tout une série de facteurs ayant une influence sur les indications de l'appareil, et qu'à cause de cela la méthode de l'épreuve des appareils du type NPL au moyen de la mesure de leurs détails doit être considérée comme étant insuffisante. On expose une autre méthode (en deux variants) de l'épreuve des micromanomètres, — la méthode de l'épreuve sur un appareil goniométrique (un examinateur circulaire) complète et abrégée; cette méthode est plus parfaite en comparaison avec la méthode sus-mentionnée. Néanmoins, elle ne tient pas compte de tous les facteurs qui déterminent les indications des appareils. C'est pourquoi les auteurs proposent des mesures qui pourraient améliorer le travail de l'appareil.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО АНЕМОМЕТРА

Обычный тепловой анемометр дает неустойчивую градуировочную кривую, колебания которой значительны и не поддаются никакому определенному закону. Хотя причины такого рода колебаний еще не выяснены, но можно думать, что неустойчивость его показаний относится к структурным изменениям строения нити, которая обычно нагревается до весьма высокой температуры. При этом возникают нежелательные для наблюдателя изменения ее сопротивления, особенно, если материал, из которого выполнена нить, например, платина, недостаточно чист. Следует подчеркнуть при этом то обстоятельство, что упомянутые колебания сопротивления неизбежно обнаруживаются наблюдателем и входят в результаты измерений, так как при измерениях обычно применяют чувствительные методы (например, мосты Витстона, Томсона и т. п.), служащие для обнаружения малых изменений сопротивления. В то же время изменения сопротивления, как желательные для наблюдателя, так и нежелательные, сравнимы между собой.

Автору настоящей статьи представлялись более совершенными для измерения средних скоростей те устройства, в которых наблюдатель обращается к измерению первоисточника всех явлений в тепловой анемометрии, именно, температуры нагретой нити. Наиболее подходящим для такого рода измерений является термоэлектрический способ. После предварительных вычислений, которые показали ряд интересных свойств теплового анемометра, снабженного термоэлектрическим устройством для измерения температуры нити накала, автор построил модель прибора, с которой были произведены ниже описываемые опыты. Одним из существенных удобств термоэлектрического анемометра является еще то обстоятельство, что в случае возможного разрыва нити накала гальванометр не разрушается, ибо мало вероятно, чтобы нить разорвалась точно в месте расположения спая термоэлемента. Поэтому при измерениях могут применяться самые совершенные и дорогие гальванометры без особых опасений их повреждения. В настоящей статье рассматривается вопрос только об измерении средних скоростей. Вопрос о регистрации колебаний помощью термоэлектрического анемометра нуждается еще в исследовании.

Как показывают приводимые ниже результаты исследования, тепловой анемометр, нить которого снабжена термоэлементом, является надежным прибором при измерении скоростей воздушных потоков. Как легко усмотреть на приводимом ниже материале, формула Кинга для охлаждения тонких проводок достаточно хорошо удовлетворяет наблюдаемым явлениям и, что особенно интересно отметить, указываемые теорией ограничения ее применимости, повидимому, не имеют особенно существенного значения при практических приложениях. Во всяком случае, при предвычислении начального отсчета, даже выходя за нижнюю границу применимости, мы получаем удовлетворительное согласие с опытом. Последнее обещает ряд интересных приложений в области измерения весьма малых скоростей. Но это, понятно, нуждается еще в специальном исследовании.

## 1. Теория и расчет термоэлектрического анемометра

В основание теории термоэлектрического анемометра положим известную формулу Кинга, которая относится к охлаждению тонких цилиндров в потоке газа или жидкости.

Если через  $\lambda$  обозначить теплопроводность газа, через  $\tau$  — температуру нагретой проволоки при скорости потока  $V=0$ , через  $T$  — то же, но при  $V$ , отличном от нуля, через  $c_v$ ,  $\rho$  — соответственно теплоемкость газа при постоянном объеме и его плотность и, наконец, через  $d$  — диаметр проволоки анемометра, то количество теплоты  $q$ , термоемкостью единицы длины проволоки в единицу времени, может быть написано следующим образом:

$$q = \lambda(T - \tau) + \sqrt{2\pi\lambda c_v \rho d} \sqrt{V}(T - \tau). \quad (1)$$

Применение формулы (1) ограничено<sup>1</sup> нижним значением произведения  $Vd=0,0187$ ; так что приводимые ниже результаты можно считать справедливыми при  $d=0,005$  см до  $V \approx 3$  см/сек но, вообще говоря, следует думать, что область применимости приводимых результатов простирается и до  $V=1-2$  см/сек.

Если  $A$  — тепловой эквивалент,  $i$  — сила тока в цепи анемометра,  $R$  — сопротивление единицы длины проволоочки и количество теплоты  $q$ , выделяемое в единицу времени при прохождении тока равно  $Ai^2R$ , то

$$Ai^2R = \lambda(T - \tau) + \sqrt{2\pi\lambda c_v \rho d} \sqrt{V}(T - \tau). \quad (2)$$

Возьмем в качестве материала для нити анемометра такой, температурный коэффициент которого близок к нулю. Тогда практически можно считать, что сопротивление нагреваемой проволоки остается постоянным.

При этом и сила тока в цепи нити накала не меняется. Отсюда вытекает очевидное равенство:

$$Ai^2R = \lambda(T' - \tau), \quad (3)$$

и, следовательно,

$$\lambda(T' - \tau) = \lambda(T - \tau) + \sqrt{2\pi\lambda c_v \rho d} \sqrt{V}(T - \tau), \quad (4)$$

откуда

$$T' - \tau = (T - \tau) \left[ 1 + \sqrt{\frac{2\pi c_v \rho d}{\lambda}} \sqrt{V} \right]. \quad (5)$$

Для простоты дальнейших вычислений обозначим

$$\left. \begin{aligned} W &= \frac{\lambda}{2\pi c_v \rho d} \\ V^* &= \frac{V}{W} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

и перепишем равенство (5) в форме:

$$T' - \tau = (T - \tau) (1 + \sqrt{V^*}). \quad (7)$$

Назовем  $V^*$  приведенной скоростью потока, а величину  $W$  — характеристикой анемометра.

<sup>1</sup> См., например, Оуэр. Измерения воздушных потоков. 1935, стр. 142.



Расположим горячие спаи термобатарей (или только один спай) на расклеванной проволочке анемометра, а холодные — на массивном (по сравнению с проволочкой) теле, погруженном в поток. При этих условиях температура холодных спаев будет оставаться постоянной и равной температуре  $\tau$  движущейся среды. Если теперь выключить последовательно в цепь термобатарей анемометра гальванометр, то, обозначая через  $\alpha$  удельную термоэлектродвижущую силу термобатарей и через  $r$  — сопротивление цепи гальванометра для силы тока  $i_g$ , протекающего через гальванометр, получим выражение:

$$i_g = \frac{\alpha(T' - \tau)}{r} = \frac{\alpha(T' - \tau)}{r} \cdot \frac{1}{1 + \sqrt{V^2}}. \quad (8)$$

Множитель  $\frac{\alpha(T' - \tau)}{r}$  есть не что иное, как сила тока в цепи гальванометра при скорости потока, равной нулю.

Поэтому

$$i_g = \frac{i_{g_0}}{1 + \sqrt{V^2}}, \quad (9)$$

где  $i_{g_0}$  — указанная сила тока при  $V=0$ .

Равным образом, если наблюдения производятся потенциометром и отмечается термоэлектродвижущая сила  $e$  термобатарей, то

$$e = \frac{e_0}{1 + \sqrt{V^2}}.$$

Вообще, если измерения осуществляются любым способом и отмечается некоторый параметр  $\xi$ , взятый за основной, то

$$\xi = \frac{\xi_0}{1 + \sqrt{V^2}}. \quad (10)$$

В некоторых случаях, однако, следует соблюдать осторожность, как, например, в тех случаях, когда для перехода от параметра  $\xi$  к  $i_g$  или  $e$  необходимо помножить первый на некоторый коэффициент, который сам меняется с изменением указанных величин. В этих случаях следует учесть и это обстоятельство.

Пусть  $\varepsilon$  есть чувствительность прибора, которая, вообще говоря, есть функции отсчета  $n$ . Тогда будем иметь

$$\xi = \frac{\xi_0}{\varepsilon(n)} \frac{\varepsilon_0}{1 + \sqrt{V^2}}. \quad (10a)$$

Если мы пользуемся, например, гальванометром, то, так как  $\varepsilon(n) < \varepsilon_0$ , в силу того, что  $n_0 > n$  (обычно чувствительность у гальванометров падает при увеличении отсчета), выгоднее измерять большие скорости с гальванометром, у которого чувствительность быстро возрастает с уменьшением отсчета  $n$ . Мы предположим  $\varepsilon = \text{const}$ , что хорошо выполняется у высококачественных зеркальных гальванометров при отклонениях, не превышающих  $5-10^\circ$  углового отклонения вращающейся системы, и окончательно перепишем равенство (10a), обозначая, попрежнему, отсчет по шкале гальванометра через  $n$ :

$$n = \frac{n_0}{1 + \sqrt{V^2}}. \quad (11)$$

Равенство (11) определяет собой теоретическую градуировочную кривую анемометра, гальванометр которого имеет чувствительность, не зависящую от отклонения его подвижной системы. Полагая  $V = W$ , найдем  $n = \frac{n_0}{2}$ . Следовательно характеристика анемометра  $W$  есть та скорость потока, при которой отсчет  $n$  равен половине первоначального  $n_0$  при скорости  $V = 0$ .

Если за параметр градуировки взять отношение

$$\psi = \frac{n}{n_0},$$

то (10) может быть переписано в виде

$$\psi = \frac{1}{1 + \sqrt{V V^*}}. \quad (12)$$

Написанное равенство может быть названо универсальным уравнением термоэлектрического анемометра с нитью постоянного сопротивления, ибо оно не зависит от констант прибора, а также от рода газа, скорость которого измеряется.

Для перехода к обычным скоростям, выраженным в  $m/sec$ , достаточно подставить значение  $V^*$  по формуле (6):

$$\psi = \frac{1}{1 + \sqrt{\frac{V}{W}}}. \quad (13)$$

На рис. 1 приведена универсальная кривая анемометра; по оси абсцисс отложена приведенная скорость  $V^*$ , а по оси ординат — наблюдаемое отношение  $\psi$ .

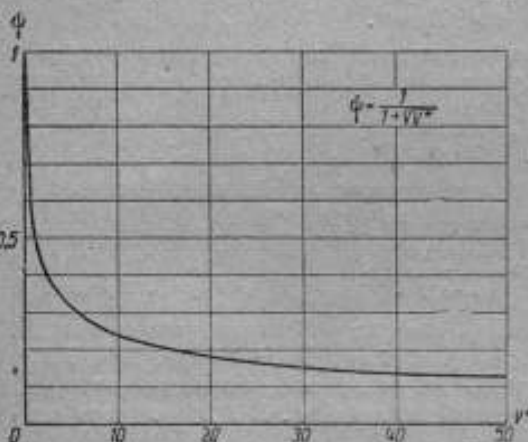


Рис. 1.

Мы видим, что по мере увеличения скорости чувствительность анемометра падает. Следует при этом подчеркнуть, что принимать за основной параметр градуировки величину  $\psi$  не совсем выгодно, ибо мы не в состоянии ничего изменить в универсальной кривой анемометра (12), так что ни изменение толщины нити, ни увеличение ее нагрева не может привести к увеличению чувствительности анемометра для больших скоростей.

Рассмотрим подробно равенство (11). Мы видим, что отсчет  $n$  при данной приведенной скорости  $V^*$  пропорционален начальному отсчету  $n_0$  при  $V = 0$ . Поэтому в тех случаях, когда желательно производить измерения больших скоростей, следует лишь несколько повысить силу тока  $i$  в цепи нити анемометра, причем включать гальванометр достаточно только при наличии движения воздуха, так как  $n_0$  может оказаться слишком большим.

Подчеркнем то обстоятельство, что наблюдать  $n_0$ , т. е. отсчет при  $V=0$ , в обычной обстановке чрезвычайно трудно, ибо легкие течения, всегда имеющие место в лаборатории, при значительной чувствительности анемометра к малым скоростям, едва ли дадут возможность в рабочей обстановке с достаточной степенью точности определить  $n_0$ . Исключение составят лишь те случаи, когда имеется возможность предварительно поставить анемометр в такие условия, при которых паразитные течения упразднены, и при этих условиях произвести измерение  $n_0$ .

Более интересным представляется тот случай, когда мы отказываемся от измерения  $n_0$  и включаем анемометр при некоторой скорости  $V_m^*$ , ниже которой мы не предполагаем производить измерений. Пусть при этом мы имеем отсчет  $n_m$ . Тогда, на основании равенства (11) мы получим:

$$N_0 = n_m(1 + \sqrt{V_m^*}). \quad (14)$$

$N_0$  назовем условным начальным отсчетом, ибо фактически мы его не наблюдаем.

Преобразуем выражение характеристики анемометра  $W$  определенной равенством (6).

Для удобства обозначим

$$k = \frac{\lambda}{2\pi c_p \rho}, \quad (15)$$

так что

$$W = \frac{k}{d}. \quad (16)$$

Величину  $k$  не трудно представить как функцию температуры и давления, если воспользоваться известным соотношением, связывающим теплопроводность  $\lambda$ , вязкость  $\eta$  и теплоемкость  $c_p$ <sup>1</sup>:

$$\lambda = 1,6027 \eta c_p. \quad (17)$$

Подставив в нее вязкость по формуле Sutherland'a, которая для воздуха может быть написана в форме Fischer'a<sup>2</sup>,

$$\eta = \frac{1,5 \cdot 10^{-5} \sqrt{T}}{1 + \frac{124}{T}} \quad (CGS), \quad (17a)$$

а также плотность воздуха:

$$\rho = 4,65 \cdot 10^{-4} \frac{p}{T}, \quad (CGS), \quad (17b)$$

где  $p$  должно быть выражено в мм рт. ст., то, после простых вычислений найдем:

$$k = 0,00823 \frac{\sqrt{T^3}}{\left(1 + \frac{124}{T}\right)^2} \quad (18)$$

<sup>1</sup> См. *O. E. Meyer. Die kinetische Theorie der Gase. 2 Aufl., Breslau, 1899.* стр. 285, а также стр. 126 математических приложений, § 57.

<sup>2</sup> См. *Landolt-Börnstein, 1923, т. I, стр. 178, т. 55, форм. V, а также стр. 180.* Постоянная  $c$  легко вычисляется по одному известному значению  $\eta$ . Выразив  $\eta$  в CGS, без труда найдем  $c = 1,51 \cdot 10^{-5}$ .

Значения  $k$ , вычисленные для различных температур и давлений по формуле (18), приведены в таблице 1.

Таблица 1

Значения  $k$  в  $\text{см}^2/\text{сек}$ .

$T$	$p$				
	720	740	760	780	800
263	$3,32 \cdot 10^{-2}$	$3,29 \cdot 10^{-2}$	$3,14 \cdot 10^{-2}$	$3,06 \cdot 10^{-2}$	$3,98 \cdot 10^{-2}$
273	3,54	3,45	3,36	3,27	3,19
283	3,79	3,69	3,59	3,50	3,41
293	4,02	3,91	3,81	3,71	3,62
303	4,28	4,16	4,06	3,95	3,85

Для вычисления характеристики анемометра  $W$  достаточно числа таблицы 1 разделить на диаметр проволочки. Если отложить значения таблицы на графике, то мы увидим, что в практически интересном для нас интервале величина  $k$  изменяется в зависимости от температуры почти линейно, так что для практических приложений вполне можно установить линейную интерполяционную зависимость.

Выражению (15) можно придать очень простую форму, в некоторых случаях еще более удобную для вычислений. Действительно, обозначая кинематическую вязкость

$$\nu = \frac{\eta}{\rho},$$

после подстановки (17) в (15) без труда найдем:

$$k = 0,255 \nu. \quad (19)$$

Приведенная скорость потока  $V^*$  получает при этом нижеследующую простую форму:

$$V^* = 3,92 \text{ Re} \approx 4 \text{ Re}, \quad (20)$$

где  $\text{Re}$  — число Рейнольдса ( $\text{Re} = \frac{Vd}{\nu}$ ), и формула (11) может быть переписана в виде:

$$n = \frac{n_0}{1 + 2 \sqrt{\text{Re}}}. \quad (20a)$$

Значения характеристик  $W$ , вычисленные для нормальных условий  $p_0 = 760 \text{ мм рт. ст.}$  и  $T_0 = 293^\circ$  для различных диаметров проволочки анемометра, приведены в таблице 2.

Таблица 2

Значения характеристики  $W = \frac{k}{d}$  в  $\text{см}/\text{сек}$  при нормальных условиях:  
 $p_0 = 760 \text{ мм рт. ст.}$ ,  $T_0 = 293^\circ$

$d, \text{см}$	0,1	0,05	0,01	0,005	0,001
$W \text{ см}/\text{сек}$	0,38	0,76	3,81	7,62	38,10

Из этой таблицы мы видим, что скорость, при которой отсчет гальванометра достигает половины начальной величины, быстро возрастает при уменьшении диаметра проволочки, так что измерения больших скоростей становятся особенно выгодными при более

тонких проволочках. Однако, как мы уже вкратце упоминали выше, возможно измерять любые области скоростей, выключая из рассмотрения области малых скоростей, так что принципиальных трудностей в этом отношении не возникает. Более подробно это будет изложено в § 3, посвященном наблюдению.

Таблица 3

Значения теоретической градуировочной кривой для случая:  $n_0 = 100$ ;  
 $d = 0,005$  см;  $k = 7,62$  см/сек.

$V$ м/сек	2	3	4	5	7	9	11	13	15
$V^*$	26,2	39,4	52,5	65,6	91,8	118,0	144,3	170,9	197,0
$1 + \sqrt{V^*}$	6,12	7,27	8,25	9,10	10,57	11,85	13,00	14,03	15,03
$n$	16,33	13,75	12,11	11,00	9,45	8,44	7,70	7,12	6,65

Таблица 3 дает значения теоретической градуировочной кривой для случая  $d = 0,005$  см, что, соответствует при нормальных условиях характеристике  $W = 7,62$  см/сек. Начальный отсчет принят равным  $n_0 = 100$ .

## 2. Поправки на температуру и давление

Мы, видели, что характеристика анемометра  $W$  зависит от температуры и давления. Поэтому надлежит приводить наблюдения к нормальным условиям, которые мы примем равными:  $T_0 = 293^\circ$ ;  $P_0 = 760$  мм. рт. ст.

Пусть  $\phi_{T, P}$  — значение  $\frac{n}{n_0}$  при температуре  $T$  и давлении  $P$  и  $\phi_{T_0, P_0}$  — то же, но при указанных нормальных условиях. Так как относительное изменение диаметра проволочки ничтожно по сравнению с относительным изменением остальных величин, то остается рассмотреть лишь влияние изменения  $k$ . Нужные нам выражения мы без труда составим пользуясь формулой (13).

Если  $\delta\phi$  есть изменение  $\phi$  при изменении температуры и давления, то

$$\phi + \delta\phi = \frac{1}{1 + \sqrt{\frac{V}{W}} \sqrt{\frac{1}{1 + \frac{\delta k}{k}}}}$$

Разлагая это выражение в ряд, ограничиваясь членами первого порядка малости, имеем в виду формулу (13) найдем:

$$\phi + \delta\phi = \frac{1}{1 + \sqrt{\frac{V}{W}}} \cdot \frac{1}{1 - (1 - \phi) \frac{1}{2} \frac{\delta k}{k}}$$

После вторичного разложения в ряд получим:

$$\phi + \delta\phi = \phi \left[ 1 + (1 - \phi) \frac{1}{2} \frac{\delta k}{k} \right],$$

откуда:

$$\partial\psi = \frac{1}{2}\psi \frac{\partial k}{k} - \frac{2}{1}\psi^2 \frac{\partial k}{k}.$$

Отбрасывая член с  $\psi^2$ , как имеющий менее существенное значение, окончательно найдем:

$$\frac{\partial\psi}{\psi} = \frac{1}{2} \frac{\partial k}{k}. \quad (21)$$

Поэтому

$$\psi_{T,p} = \psi_{T,p_0} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\partial k}{k_0}\right),$$

и, следовательно, отсчет  $\psi_{T,p_0}$  при нормальных условиях

$$\psi_{T,p_0} = \psi_{T,p} \left(1 - \frac{1}{2} \frac{\partial k}{k_0}\right). \quad (22)$$

Для вычислений по формуле (22) удобнее всего пользоваться данными таблицы 1, но можно составить и общее выражение, пользуясь формулой (18). После простых вычислений найдем:

$$\frac{\partial k}{k_0} = \frac{3}{2} \frac{T - T_0}{T_0} - \frac{p - p_0}{p_0} + \frac{124(T - T_0)}{T_0^2 \left(1 + \frac{124}{T_0}\right)}, \quad (23)$$

и формула (21) окончательно перепишется:

$$\psi_{T,p_0} = \psi_{T,p} \left[1 + \frac{p - p_0}{2p_0} - \frac{3(T - T_0)}{4T_0} - \frac{62(T - T_0)}{T_0^2 \left(1 + \frac{124}{T_0}\right)}\right]. \quad (24)$$

Обозначим для удобства:

$$\alpha = -\frac{1}{2} \frac{\partial k}{k_0}. \quad (25)$$

и перепишем формулу (21) так:

$$\psi_{T,p_0} = \psi_{T,p} + \alpha \psi_{T,p}. \quad (26)$$

Значения  $\alpha$ , вычисленные для возможных пределов изменения  $T$  и  $p$  в лабораторных условиях, приведены в таблице 4. Мы видим, что в некоторых случаях поправки имеют существенное значение и не могут быть отбрасываемы по произволу.

Таблица 4

Значения  $\alpha$  для приведения  $\psi_{T,p}$  к нормальным условиям:  $T = 293^\circ$ ,  $p = 760$  мм рт. ст.

T	p			
	720	740	760	780
283	0,003	0,016	0,029	0,041
293	-0,027	-0,013	0,000	0,013
303	-0,062	-0,046	-0,033	-0,018

Если ограничиться точностью измерений не свыше 2%, то, как легко усмотреть, при колебаниях температуры в пределах от  $t = 18^\circ$  до  $t = 25^\circ$  при одновременном колебании давления  $p = 740$  мм рт. ст. до  $p = 780$  мм рт. ст. с температурными поправками для величины  $\psi$  можно не считаться.

Во всех остальных случаях поправки достигают более значительной величины, так что пренебрегать ими не следует.

Найдем теперь поправки для отчета гальванометра  $n$ . Так как

$$n = \psi \cdot n_0,$$

то

$$\frac{\delta n}{n} = \frac{\delta \psi}{\psi} + \frac{\delta n_0}{n_0},$$

и, следовательно, на основании формулы (21):

$$\frac{\delta n}{n} = \frac{1}{2} \frac{\delta k}{k} + \frac{\delta n_0}{n_0}. \quad (27)$$

Легко установить равенство:

$$n_0 = \frac{\alpha A R}{r_{\text{вкл}}} i^2.$$

Поэтому, имея в виду, что  $\alpha$ ,  $A$ ,  $R$ ,  $r$ ,  $\varepsilon$  и  $i$  от температуры и давления не зависят, находим:

$$\frac{\delta n_0}{n_0} = -\frac{\delta \varepsilon}{\varepsilon}.$$

Отсюда, на основании равенства (17), имеем:

$$\frac{\delta n_0}{n_0} = -\frac{\delta \eta}{\eta} - \frac{\delta c_v}{c_v}.$$

Как известно, теплоемкость воздуха в м. калориях, отнесенная к весовому грамму, может быть представлена в форме<sup>1</sup>

$$c_v = 0,1614 (1 + 0,0002 T).$$

Отсюда нетрудно видеть, что членом  $\frac{\delta c_v}{c_v}$  можно пренебречь по сравнению с  $\frac{\delta \eta}{\eta}$ . Следовательно, с достаточной степенью точности:

$$\frac{\delta n_0}{n_0} = -\frac{\delta \eta}{\eta}.$$

Пользуясь далее формулой Sutherland'a, приведенной выше, найдем:

$$\frac{\delta \eta}{\eta} = \frac{1}{2} \frac{T - T_0}{T_0} + \frac{124(T - T_0)}{T_0^2 \left(1 + \frac{124}{T_0}\right)}. \quad (28)$$

Следовательно,

$$\frac{\delta n}{n} = \frac{1}{2} \frac{\delta k}{k} - \frac{1}{2} \frac{(T - T_0)}{T_0} - \frac{124(T - T_0)}{T_0^2 \left(1 + \frac{124}{T_0}\right)}. \quad (29)$$

Обозначим через  $n_{T,p}$  отсчет по шкале гальванометра при температуре  $T$  и давлении  $p$  и через  $n_{T_0,p_0}$  — то же, но при нормальных условиях  $T_0 = 293^\circ$  и  $p = 760$  мм рт. ст.

<sup>1</sup> См., например, Langmuir, Phys. Rev. 34, 1912, стр. 405.

Будем иметь:

$$n_{T, p} = n_{T, p} \left( 1 - \frac{\delta n}{n} \right),$$

или, если обозначить  $\beta = -\frac{\delta n}{n}$ :

$$n_{T, p} = n_{T, p} + \beta n_{T, p}, \quad (30)$$

где

$$\beta = -\frac{1}{2} \frac{(k - k_0)}{k_0} + \frac{1}{2} \frac{(T - T_0)}{T_0} + \frac{124 (T - T_0)}{T_0^2 (1 + \frac{124}{T_0})}. \quad (31)$$

Таблица 5

Значения  $\beta$  для приведения  $n_{T, p}$  к нормальным условиям:  $T = 293^\circ$ ,  $p = 760$  мм рт. ст.

T	p			
	720	740	760	780
283	-0,024	0,011	0,002	0,014
293	-0,027	-0,013	0,000	0,013
303	-0,035	-0,019	-0,006	-0,001

Вычисленные для различных значений  $T$  и  $p$  значения  $\beta$  приведены в таблице 5.

Из рассмотрения данных таблицы 5 видно, что в пределах от  $t = 10^\circ$  до  $t = 25^\circ$  и от  $p = 740$  мм рт. ст. до  $p = 780$  мм рт. ст. поправки не достигают и  $2\%$ .

Поэтому, если ограничиться указанной степенью точности, то их можно не принимать во внимание.

В остальных случаях поправки могут иметь существенное значение и в тех случаях, когда от измерений требуется особая точность, они должны быть приняты во внимание.

### 3. Наблюдения

Построенный для производства наблюдений термоэлектрический анемометр состоял из вертикально расположенной нити, толщиной  $d = 0,005$  см, прижатой своими концами к стальным стержням, укрепленным в трубке достаточного диаметра на эбонитовой пробке (рис. 2). В качестве материала для нити был взят нихром, температурный коэффициент сопротивления которого близок к

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dT} = 0,0005.$$

Сквозь эбонитовую трубку была пропущена тонкая латунная трубочка, снабженная эбонитовой пробочкой, в которой были укреплены достаточно массивные медные стерженьки, к которым принашивались свободные концы термоспая. Причина, почему первоначально была выбрана такая конструкция, заключалась в том, что предполагалась установка ряда термоспая, из которых холодные должны были изолированно располагаться на поверхности упомянутой тонкой пробки. Опыт показал, что вполне достаточно пользоваться только одним спаем,



так что первоначальная конструкция была видоизменена упомянутым выше образом, и холодный спай включал, как свой компонент, один из описанных медных стерженьков.

Термоспай анемометра был изготовлен из весьма тонких проводочек, диаметром 15  $\mu$ , из меди и константана, которые, как известно, дают значительную термоэлектродвижущую силу. Горячий спай был укреплен на проводочке анемометра следующим образом. На среднюю часть уже смонтированной проводочки при помощи волоска наносилась маленькая капелька глиняного лака, после чего, в течение достаточного промежутка времени, по проводочке пропускался электрический ток для предварительной отформовки лака.

Отформованный лак, принимая свойства эмали и покрывая проводочку тонким слоем на очень небольшом протяжении, служил вполне удовлетворительным изолятором. На обработанный указанным образом участок накладывался термоспай и тщательно приклеивался лаком, после чего производилась окончательная формовка лака при более высокой температуре и спай принимал форму капельки, прочно сидящей на проводочке анемометра. Описанную капельку можно рассмотреть на рис. 2.

Располагаясь внутри капельки эмали, спай не только был хорошо изолирован от проводочки анемометра, но оказывался защищенным и от влияния окружающей среды. Концы термоспая припаивались к медным стерженькам, которые были связаны с цепью гальванометра и располагались под некоторым углом друг к другу в плоскости потока. За все время работы с описанным анемометром разрыва проводочек термоспая ни разу не произошло, несмотря на довольно значительные скорости потока — до 15 м/сек. Нити оказались поврежденными лишь при случайном небрежном извлечении прибора из аэродинамической трубы и по счастью лишь в конце описываемых опытов, благодаря чему однородность наблюдений ни в чем не нарушилась.

Для достижения наибольшей объективности и исключения из рассмотрения случайных колебаний потока, все, без исключения наблюдения, посвященные исследованию анемометра и сравнению его с теоретическими заключениями, регистрировались на фотографической бумаге, расположенной на вращающемся барабане. На рис. 3 дана копия одной из диаграмм для иллюстрации описания. Таким образом был применен высококачественный гальванометр Молля, который помимо высокой чувствительности обладал еще чрезвычайно малым периодом колебаний и исключительным постоянством нуля, вследствие чего такого рода гальванометр оказался не только пригодным, но даже незаменимым при строгом исследовании анемометра.

Чувствительность гальванометра была слишком велика для указанных опытов и в большинстве случаев ее приходилось уменьшать

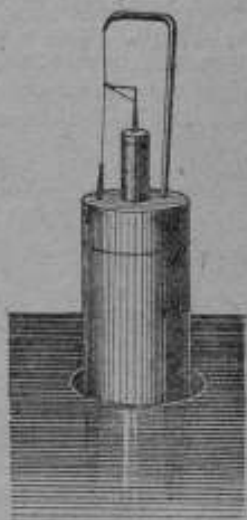


Рис. 2.

от 10 до 20 раз введением шунта. Аperiodичность гальванометра при этом ни в чем не нарушалась.

Целью наблюдений являлась, с одной стороны, проверка теоретического материала, наложенного выше, и с другой — исследование постоянства показаний анемометра с течением времени. Последний вопрос имеет особенное значение для суждения о пригодности термоэлектрического анемометра при технических измерениях скоростей воздушного потока.

1. Экспериментальная проверка теоретического материала. Из опыта было выбрано удобное для наблюдений расстояние барабана самописца, равное  $s=106$  см. При ширине ленты 12 см, возможно было использовать для записи около 10—11 см ширины ленты. При силе тока в цепи проволочки анемометра  $i=0,090$  А и скорости потока  $V=0$  гальванометр давал отклонение  $y_0=100$  мм с легкими

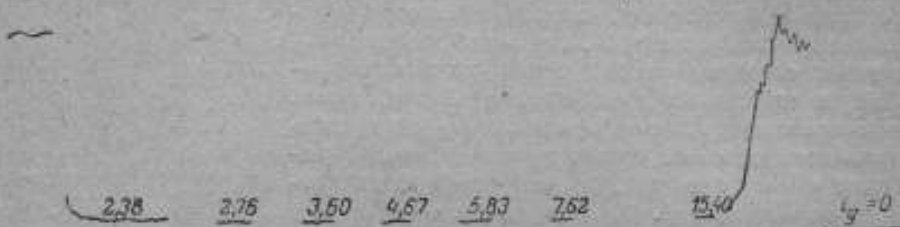


Рис. 3.

колебаниями вокруг этой средней величины. Колебания, как это уже указывалось выше, обязаны своим происхождением легким паразитным токам, всегда имеющим место в аэродинамической трубе, к которым, по вполне понятным причинам, анемометр особенно чувствителен. На рис. 3 приведена фотограмма отклонений гальванометра при различных скоростях для указанного случая. Так как отдельные точки при указанной небольшой величине начального отклонения близки друг к другу, то запись произведена по всей длине ленты участками для каждой скорости в отдельности. Вообще же большинство записей производилось таким образом, что при каждой записи использовалась вся возможная длина ленты (около 40—45 см), после чего скорость потока менялась и вновь производилась запись по всей указанной длине.

Результаты измерений и сравнение их со значениями, вычисленными по теоретическим данным п. 1, приведены в таблице 6.

Те же данные отложены на графике рис. 4. Как мы видим, согласие между вычисленными и наблюдаемыми значениями  $v$  следует признать удовлетворительным.

Недостатком метода наблюдений, при котором производится начальный отчет, при  $V=0$ , заключается в том, что отчеты при возрастании скорости потока невелики по абсолютной величине. Поэтому в большинстве дальнейших наблюдений была совершенно отброшена область весьма малых скоростей, и анемометр выключался при той скорости, которая не превосходила удобное для измерений протяжение ленты по ее ширине. Так как отчеты при этом значительно

Таблица 6

Сравнение наблюдаемых и вычисленных значений отклонений гальванометра при  $i = 0,090$  А,  $d = 0,005$  мм,  $W = 7,62$  см/сек;  $t = 17^\circ$

$V$ м/сек.	0	2,38	2,76	3,60	4,67	5,83	7,62	15,40
$n_{\text{набл.}}$	100,0	17,0	14,5	13,0	11,9	10,9	9,5	8,0
$n_{\text{выч.}}$	100,0	15,2	14,2	12,7	11,3	10,0	9,1	6,6

разнились между собой по абсолютной величине, то запись на ленте производилась по всей ее длине. Это представляло ту выгоду, что

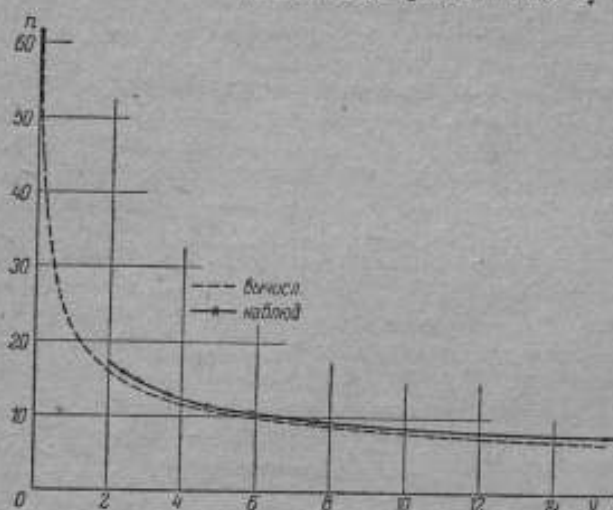


Рис. 4.

при большом промежутке времени наблюдений можно с большей уверенностью получить среднюю величину отсчета. Наименьшая скорость потока соответствовала во всех наблюдениях той, которая безошибочно могла быть определена наблюдением при помощи обычного микроанометра.

На рис. 5 приведены градуировочные кривые для различных значений силы тока в цепи проволоки анометра: 0,13, 0,15 и 0,16 А. Следует подчеркнуть, что все без исключения наблюдения весьма хорошо укладывались по плавной кривой. При указанных силах тока отсчет  $n_0$  был расположен далеко за пределами шкалы и наблюдению не подвергался.

Сравнение наблюдаемых отклонений с вычисленными приведено в таблице 7. Значение условного начального отсчета определялось по формуле (14)

$$N_0 = n_m (1 + \sqrt{V_m^*}),$$

Сравнение наблюдаемых и вычисленных значений  $n$  при разных силах тока

$N_0$	$I$ , амперы	$V$ м/сек		2	3	4	5	7	9	11	13
532	0,13	"	набл.	88,9	72,5	64,5	58,5	51,0	46,0	42,5	38,5
			выч.	87,0	73,2	64,5	58,4	50,3	44,9	41,0	35,4
725	0,15	"	набл.	—	100	88,0	79,0	69,0	62,5	58,0	54,0
			выч.	118,5	99,8	88,0	79,7	68,7	61,2	55,8	51,6
838	0,16	"	набл.	—	—	101,5	92,0	79,0	71,0	65,5	62,0
			выч.	137,0	115,1	101,5	92,2	79,3	70,8	64,5	59,7

для скорости  $V_m = 4$  м/сек, что соответствует приведенной скорости  $V_m^* = 52,5$  [для  $W = 7,62$  см/сек]. Из таблицы 7 мы видим, что регистрировать столь большие отклонения гальванометра практически невозможно. Но в такого рода непосредственной регистрации нет никакой надобности, если желательно измерять скорости порядка от  $V = 0,5$  м/сек и выше. Если же встречается надобность измерять весьма малые скорости, то достаточно лишь понизить силу тока в цепи

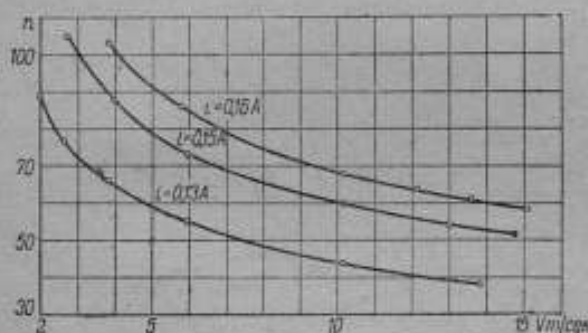


Рис. 5.

нити накала. Рассматривая приведенные в таблице 7 данные, следует признать согласно наблюдаемых величин с вычисленными весьма удовлетворительным. Это подчеркивает еще раз хорошее согласие с опытом, которое дает теоретическая формула Кинга (1).

Обратим внимание на то обстоятельство, что вычисленные путем применения формулы (1) начальные отсчеты  $N_0$  вполне удовлетворительно определяют теоретическую градуировочную кривую анемометра. Это показывает, что условие, ограничивающее применимость формулы Кинга (1), по-видимому не имеет большого значения в практических приложениях. Следует думать, что хотя внутри интервала от нижней границы применимости формулы до  $V = 0$  охлаждение проволоочки и протекает по несколько иному закону, чем (1), однако при  $V = 0$  кривые  $n = n(V)$ , вычисленные по двум разным законам, имеют точку пересечения. Само собой разумеется, что сказанное нуждается в более подробном исследовании.

2. Исследование устойчивости градуировочной кривой. Наиболее важным в практическом отношении вопросом, относящимся к исследованию свойств термоэлектрического анемометра, является вопрос об устойчивости его показаний с течением времени. Как уже было указано выше, многие обстоятельства заставляли думать, что постоянство градуировочной кривой термоэлектрического анемометра должно быть значительно выше обычного платинового (никелевого или вольфрамового) анемометра.

Дело в том, что, обращаясь тем или иным способом к измерению малых колебаний сопротивления и применяя для изучения указанных незначительных по абсолютной величине изменений, сопротивлений, специальные средства для их измерения, нельзя быть уверенным в том, что на результаты измерений не повлияет своего отпечатка и изменение внутренней структуры нити, ибо величины измеряемых отклонений сравнимы между собой.

Указанное изменение внутренней структуры нити вызывает нежелательное изменение ее сопротивления, в результате чего возможно ожидать колебаний градуировочной кривой анемометра, с течением времени. Нет сомнений, что значительная сила тока, потребная при измерениях платиновыми анемометрами, при которой нить при  $V=0$  слегка светится, может послужить к изменениям ее свойств. Обстоятельства будут еще более неблагоприятны, если материал, из которого выполняется нить анемометра, не обладает достаточной чистотой.

Несколько другими свойствами должен обладать термоэлектрический анемометр с нитью постоянного сопротивления, так как в нем мы обращаемся, как это уже было подчеркнуто во введении, к непосредственному измерению температуры нити, но не ее сопротивления.

Поэтому на результаты измерений не могут оказать заметного влияния незначительные по величине изменения сопротивления нити, ибо мы не прибегаем в этом случае к чувствительным методам для их обнаружения. Правильна ли высказанная точка зрения, или нет, в настоящее время ответить невозможно, так как до сего времени тщательного изучения вопроса о колебаниях градуировочной кривой обычного теплового анемометра еще не произведено. Во всяком случае приводимый ниже материал показал, что устойчивость градуировочной кривой термоэлектрического анемометра, действительно, гораздо выше, чем у обычного платинового анемометра, причем наблюдавшиеся небольшие отклонения, повидимому, находятся в пределах погрешностей измерений.

Мы приведем результаты измерений, произведенных с описанным выше анемометром в течение февраля 1936 г. При этом рассмотрим два случая. Первый относится к вопросу устойчивости градуировки в течение короткого промежутка времени, а второй — к длительному, порядка одного месяца.

На графике рис. 6 приведены результаты измерений лент, снятых 10 и 11 февраля 1936 г. В промежутке между указанными наблюдениями нить анемометра была подвергнута непрерывному действию тока силой 0,15 А в течение 6 часов подряд. Из построенного графика видно, что отклонения точек от кривой не превышают 2%. Это показывает, что, даже будучи под током в течение длительного промежутка

времени, анемометр дает показания, достаточно устойчивые, вполне пригодные для производства технических измерений. В то же самое время многочисленные наблюдения автора с обычным тепловым анемометром (произведенные в 1930 и 1931 гг.) показали, что даже две градуировочные кривые, снятые подряд одна за другой, обычно были не похожи друг на друга и притом настолько, что примененные анемометра для технических целей приходилось признавать неудовлетворительным.

После 11 февраля анемометр по техническим соображениям был снят, его нить несколько больше натянута, после чего он вновь был установлен в аэродинамической трубе для измерений. В цепь анемометра было еще введено небольшое добавочное сопротивление, которое во всех остальных приводимых здесь опытах не менялось. Для достижения возможной объективности, каждая градуировочная кривая строилась отдельно. Затем с нее снимались значения  $n$  при различных скоростях для сравнения их между собою.

В таблице 8 собраны результаты измерений. Последняя строка содержит значения абсолютных значений наибольших отклонений от средней кривой. В среднем наибольшее отклонение может быть принято равным  $2,8\%$  для измеряемой величины  $n$ . Вообще же отклонения меньше указанной величины.

Таблица 8

Изменение градуировочной кривой с течением времени.  $i = 0,13$  А;  
 $d = 0,005$  см;  $W = 7,62$  см/сек

$V$ м/сек		2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
"	14 II 1 сер.	87,0	69,0	60,5	56,0	52,0	49,5	47,0	45,5	44,0	42,5	41,0	40,0
	14 II 2 сер.	89,5	70,0	63,0	57,0	53,0	50,0	47,0	44,5	42,0	40,5	39,5	38,0
	16 II 1 сер.	90,0	71,0	63,0	57,5	53,0	50,0	47,0	45,0	42,5	41,0	39,5	38,5
	16 II 2 сер.	90,0	73,0	65,5	59,5	54,5	51,0	48,5	46,0	44,0	42,0	40,5	39,5
	26 II <sup>1</sup>	—	—	65,0	60,0	56,0	52,0	48,0	46,5	44,5	43,5	41,0	40,0
	4 III	89,5	73,0	64,5	58,5	54,5	51,0	48,5	46,0	43,5	41,5	40,0	39,0
Средняя кривая	$\bar{n}$	89,2	71,2	63,4	58,1	53,8	50,7	47,6	45,6	43,4	41,8	40,2	39,1
Наибольшее отклонения	$\Delta_m$	2,2	2,2	2,9	2,1	1,8	1,2	0,6	1,1	1,4	1,8	0,8	1,1
	$\frac{\Delta_m}{\bar{n}}$	2,5	3,1	4,6	3,6	3,3	2,3	1,3	2,4	3,2	4,3	2,0	2,8

Считая условный начальный отсчет  $N_0$  постоянным, по формуле (11), пренебрегая для простоты вычислений единицей по сравнению с  $\sqrt{V^*}$  (см. таблицу 3), получаем:

$$\left| \frac{\delta n}{n} \right| = \frac{1}{2} \left| \frac{\delta V}{V} \right|.$$

<sup>1</sup> Запись пропущена только для трех скоростей, начиная от  $V = 3,8$  м/сек.

откуда

$$\left| \frac{\delta V}{V} \right| = 2 \left| \frac{\delta n}{n} \right|.$$

Таким образом наибольшее колебание в измерении по градуировочной кривой для скорости составляет 5,6%. В действительности же оно меньше и следует думать, что в среднем не превосходит 3%.

Часть указанной погрешности, если даже не все она целиком, может быть отнесена к погрешности измерений силы тока в цепи проволоочки анемометра. Действительно, из рис. 6 легко установить, что ошибка  $\delta i = 0,001$  А влечет за собой изменение отклонения гальванометра по измерениям на ленте  $\delta n = \pm 1$  м.м. Это определяет погрешность в измерении скорости, например, при  $V = 10$  м/сек приблизительно равную  $\delta V = \pm 0,3$  м/сек, что составляет 3% измеряемой величины, т. е. величину, близкую к приведенной выше. Частично погрешность объясняется и округлением отчета  $n$ , так как при проведении средней линии на ленте, что выполняется на-глаз, возможно допустить погрешность  $\delta n = \pm 1,0 - 0,5$  м.м.

Изложенное убеждает нас в том, что градуировочная кривая термоэлектрического анемометра, снай которого хорошо защищен от внешних влияний, достаточно устойчива, причем измерение скоростей помощью этого прибора можно производить с погрешностью не выше 5%. Принимая предосторожности при измерении силы тока в цепи проволоочки анемометра, например, измеряя последнюю при помощи хорошего потенциометра, можно быть уверенным, что ошибки измерений могут быть доведены до 2—3% измеряемой величины.

*K. N. Wassiliew*

## L'EXAMEN DE L'ANÉMOMÈTRE TERMOÉLECTRIQUE

### Résumé

On examine la question de la mesure des vitesses d'un flux d'air à l'aide d'un anémomètre thermoélectrique, dont le fil mince chauffé par le courant électrique (le coefficient de température de ce fil devant être pratiquement nul) porte la soudure chaude de la thermobatterie, tandis que sa soudure froide est aussi immergée dans le flux et disposée à proximité immédiate de la soudure chaude, mais de manière à ne pas

exciter des perturbations sensibles du flux d'air auprès du fil (dans l'article suivant on voit sur la fig. 2 le schème de l'anémomètre mentionné). La thermobatterie donne la possibilité de mesurer la différence des températures  $T$  du fil et  $\tau$  de l'air ambiant, et non pas la température  $T$  du fil seule. Or, en se basant sur la formule connue de King pour le refroidissement des cylindres minces immergés dans le flux, on peut obtenir la dépendance suivante entre la vitesse du flux  $V$  et la déviation du galvanomètre  $n$ :

$$n = \frac{n_0}{1 + \sqrt{\frac{V}{W}}}$$

$n$  étant la déviation du galvanomètre à  $V=0$ , et  $W$  — une constante qu'on peut calculer d'avance. Les tables 4, 5 donnent les multiplicateurs pour la réduction des déviations observées  $n$  à des conditions normales:  $\tau = 20^\circ\text{C}$  et  $p = 760$  mm Hg. Les observations ont montré que la dépendance mentionnée  $n = f(v)$  représente d'une manière satisfaisante la courbe de graduation de l'anémomètre. Mais ce qui est de première valeur dans l'anémomètre examiné, c'est la constance de sa courbe de graduation avec le temps. Dans la table 8 on expose les résultats des mesures des photogrammes des déviations  $n$  du galvanomètre au cours d'un mois environ. La déviation moyenne ne donne pas pour l'erreur de la détermination de la vitesse plus de 3—4%. D'autre part, l'anémomètre de platine ordinaire n'a pas cette constance de la courbe de graduation.

*К. Н. Васильев*

### ОБ ИЗМЕРЕНИИ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИМ АНЕМОМЕТРОМ МАЛЫХ СКОРОСТЕЙ ВОЗДУШНОГО ПОТОКА

¶\* В настоящей статье рассматривается вопрос об измерении малых скоростей воздушного потока при помощи термоэлектрического анемометра.

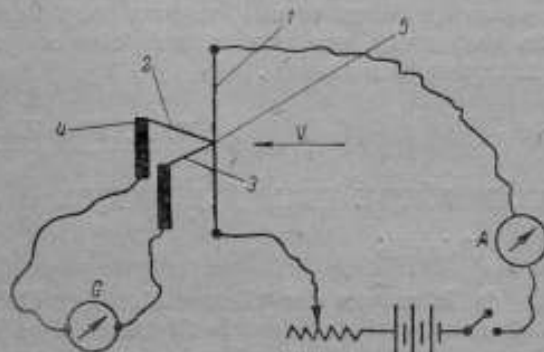


Рис. 1.

Последний состоит из нагреваемой электрическим током тонкой проволоки 1 (рис. 1), температурный коэффициент сопротивления которой близок к нулю и на которой укреплен один из компонентов термобатарей, образующий ее горячий спай 5 (термобатарея образована весьма тонкими нитями 2, 3, например,  $\text{Cu} - \text{Const}$ ). Второй компонент, пред-

ставляющий холодный спай 4, расположен в непосредственной близости от нагреваемой нити, но с таким расчетом,



чтобы стержни, поддерживающие тонкие нити, из которых изготовлен горячий спай  $\delta$ , не искажали бы заметным образом воздушного потока. На рис. 2 изображен подобного рода анемометр с вертикально расположенной нитью.

Как уже было отмечено ранее <sup>1</sup>, от термоэлектрического анемометра возможно ожидать достаточного постоянства его градуировочной кривой с течением времени. Это обстоятельство имеет место, по видимому, потому, что в данном случае производится непосредственное измерение разности температур нити и воздуха, но отнюдь не самого сопротивления. Вследствие этого малые изменения последнего, определяемые по всей вероятности структурными изменениями нити при ее нагревании, не сказываются в той мере на результатах измерений, как это имеет место у обычного теплового анемометра. Примеры, приводимые ниже, подтверждают указанное обстоятельство. Ценным свойством термоэлектрического анемометра является еще то, что форма его градуировочной кривой в явной форме не зависит от силы нагревающего нить тока <sup>2</sup>. Поэтому, увеличивая чувствительность применяемого гальванометра, всегда возможно уменьшить температуру нити до желаемого предела. Подобным свойством обычный тепловой анемометр не обладает.

### 1. Устойчивость градуировочной кривой с течением времени

Для исключения случайных ошибок наблюдений, обязанных своим происхождением колебаниям воздушного потока, отклонения гальванометра при градуировке анемометров регистрировались на светочувствительной бумаге тем же порядком, как это делалось в предыдущей работе (I. c). Для большей уверенности в правильности измерений, последние производились как в малой аэродинамической трубе (до возможных еще измерений Пито-статической трубкой скоростей), так и на ротативной машине. При измерениях в аэродинамической трубе применялась стандартная трубка с полусферической головкой, причем принимались во внимание факторы трубки, данные Овером для области малых скоростей <sup>3</sup>. В наблюдениях приняли участие М. Долинский и А. Часовников.

Сравнение наблюдений в аэродинамической трубе и на ротативной машине указало на существование небольших отличий, обязанных своим происхождением наличию слутного потока, возникающего при



Рис. 2

<sup>1</sup> См. статью „Исследование термоэлектрического анемометра“ в настоящем сборнике (стр. 37), а также К. Wassilow, The thermoelectric anemometer, Techn. Phys. of the USSR, 1936, № 10.

<sup>2</sup> См. I. c. формулы (10) и (6).

<sup>3</sup> См. E. Omer, Pitot-static tube at low Reynolds numbers, A. R. C. Rep. 1487; August, 1931.

вращения анемометра. Поэтому вводились поправки по очевидной формуле

$$V = \omega r - V_0,$$

где  $\omega$  — угловая скорость вращения плеча ротативной машины,  $r$  — радиус вращения анемометра и  $V_0$  — величина скорости упомянутого спутного потока. Последняя определялась нижеописанным образом. В самой непосредственной близости от вращающегося анемометра устанавливался анемометр, уже отградуированный по стрелочному гальванометру, но без введения поправок на спутный поток. Машина приводилась во вращение и, по прошествии значительного промежутка времени, когда явление можно было считать установившимся, производились определения наибольшего и наименьшего значений спутного потока  $V_0$ . Следует отметить, что даже по прошествии значительного промежутка времени спутный поток имеет причудливый характер,



Рис. 3.

что в особой мере относится к смещению его максимумов и минимумов. Это хорошо иллюстрируется приводимой на рис. 3 фотографией изменения спутного потока, вызываемого самим плечом ротативной машины. На фотографии разрывы у кривых соответствуют моментам прохождения плеча машины вблизи измеряющего спутный поток анемометра. Анемометр устанавливался в приводимом примере в непосредственной близости и на различных расстояниях от вращающегося плеча машины. Верхние кривые на фотографии соответствуют начальному отклонению гальванометра  $\alpha_0$  при скорости  $V_0 = 0$ . При определении  $V_0$  в данном частном случае приемная часть анемометра не изолировалась от окружающего пространства, будучи предоставленной действию легких токов воздуха в лаборатории, в которой наблюдатели, однако, отсутствовали.

Из рассмотрения приводимой фотографии видно, что в спокойном воздухе при нескольких оборотах барабана регистрирующего устройства начальное отклонение гальванометра можно определить достаточно точно. Вообще же во время градуировок лучше определить  $\alpha_0$  предварительно изолировав приемную часть от окружающего пространства, не препятствуя, однако, свободному движению конвекционных токов нагреваемой проволоки.

В интересовавшем автора интервале скорости оказалось, что спутный поток достаточно хорошо следует линейному закону, составляя примерно 9% от измеряемой величины  $\omega r$ .

Типичный вид зависимости  $V_2$  от  $V_1 = \omega r$  для анемометра, у которого диаметр трубки  $d = 15$  мм и длина равна 40 см, изображен на рис. 4. На рис. 5 дана сводка результатов фотографической записи отклонений гальванометра, полученных 14, 16, 20 и 22 декабря 1937 г. и 23, 25 марта 1938 г. В течение этого промежутка времени анемометр неоднократно находился в работе. Разброс точек, соответствующих отдельным наблюдениям, указывает на наличие случайных ошибок наблюдений, но отнюдь не на колебания самой градуировочной кривой. Этот весьма удовлетворительный результат, указывающий на постоянство градуировки анемометра в течение более чем трех месяцев, заставил автора вернуться к вопросу о постоянстве градуировочной кривой в июне — сентябре 1938 г., когда была исследована градуировочная кривая одного из анемометров, предназначенных для постоянной практической работы со стрелочным гальванометром.

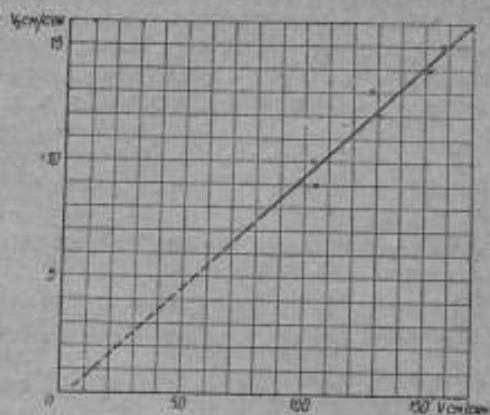


Рис. 4.

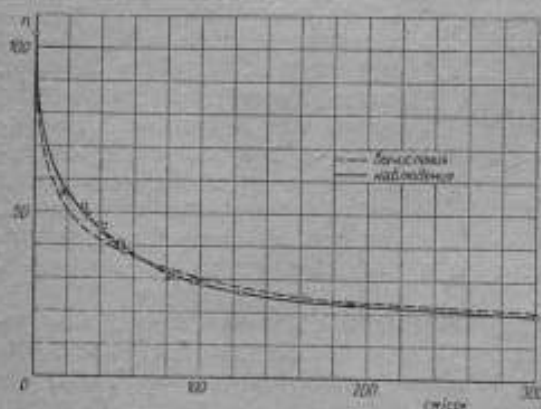


Рис. 5. Градуировочная кривая анемометра № 1, полученная фотографической регистрацией отклонений гальванометра.  $\circ$   $\star$   $\times$  — наблюдения в аэродинамической трубе;  $\triangle$   $\blacktriangle$   $\square$  — наблюдения на ротативной машине (в промежутке времени от 14 декабря 1937 г. по 25 марта 1938 г.).

образом можно считать, что в течение, по крайней мере, трех месяцев с момента градуировки термоэлектрического анемометра его градуировочная кривая остается неизменной.

Полученные результаты приведены на рис. 6, где нанесены точки, полученные Л. Рубином и Е. Волковой в июне, и точки, полученные автором и П. Семериковым в сентябре 1938 г. Кривая с достаточной ясностью указывает на удовлетворительное постоянство градуировочной кривой, так как никакой другой кривой, кроме общей для всех точек, провести в данном случае нельзя. Разброс точек может быть объяснен только случайными ошибками наблюдений. Таким

## 2. Форма градуировочной кривой

Вычисления, основанные на формуле Кинга для охлаждения тонких проводов, в случае анемометра, пить которого обладает практически постоянным электрическим сопротивлением и холодный спай термопары которого введен в поток, показывают, что отклонения гальванометра  $n$  в функции начального отклонения  $n_0$  (при скорости потока  $V_0 = 0$ ) можно представить в следующем виде <sup>1</sup>:

$$n = \frac{n_0}{1 + \sqrt{\frac{V}{W}}}, \quad (1)$$

где  $W$  — некоторая постоянная, которую возможно предварительно вычислить.

Первая из исследованных автором моделей термоэлектрического анемометра дала весьма удовлетворительное согласие между вычисленной величиной  $W$  и определенной экспериментально <sup>2</sup>.

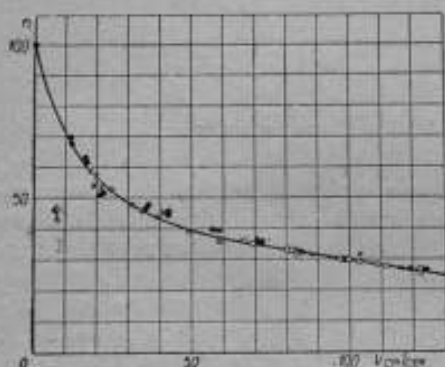


Рис. 6. Градуировочная кривая анемометра № 2. X — наблюдения в июне 1938 г. O — наблюдения в сентябре 1938 г.

Дальнейшие опыты, особенно с термоэлектрическими спаями, изготовленными для большей прочности на серебряной пайке и вследствие этого более массивными, показали, однако, значительные отклонения постоянной  $W$  от теоретической величины и притом в сторону увеличения ее величины. Подобное явление, указывающее на замедление охлаждения термоспая по сравнению с теоретическим, оказывается весьма благоприятным для практических приложений, так как в этом случае градуировочная кривая опускается при больших скоростях не столь круто.

Рассмотрим, для примера, результаты обработки кривой, изображенной на рис. 5. Значения  $W$  для малых скоростей от 20 до 300 см/сек, а также значение  $W$  вышеуказанной величины  $V$ , полученные из наблюдений только в аэродинамической трубе, приведены в таблице 1.

Таблица 1

$V$ см/сек	20	40	60	80	109	150	200	250	300	458	785	1446
$W$ см/сек	28,2	23,2	18,8	15,7	15,4	14,3	14,9	16,9	17,0	17,5	19,0	20,0

<sup>1</sup> См. 1. с. формулу (10).

<sup>2</sup> См. 1. с.

Те же значения отложены на графике рис. 7, из которого видно, что при малых скоростях охлаждение термоспая оказывается замедленным. Затем охлаждение быстро возрастает сообразно с уменьшением постоянной  $W$ , которая имеет минимум вблизи  $V=150$  см/сек. Наконец, охлаждение спая снова замедляется и при больших скоростях остается примерно постоянным. Среднее значение  $W$  в интервале 0—300 см/сек равно  $W=18,6$  см/сек.

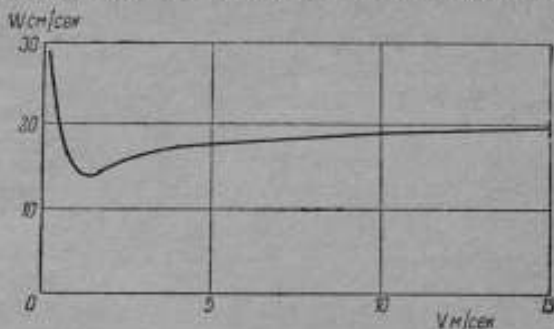


Рис. 7.

В таблице 2 приведены вычисленные с этим значением величины отклонений гальванометра  $n$ , которые даны на графике рис. 4 пунктиром. Мы видим, что несмотря на то, что величина  $W$  весьма сильно отклоняется от теоретического значения  $W=7,62$  см/сек (для проволоки  $d=0,005$  см), закон охлаждения термоэлектрического спая удовлетворительно следует закону, определяемому формулой (1).

Таблица 2

$V$ см/сек	0	20	40	60	80	100	200	300
$n_{\text{набл.}}$	104	56,5	45,0	37,3	32,0	29,3	23,3	20,0
$n_{\text{выч.}}$	104	51	42	37	34	31	24	21

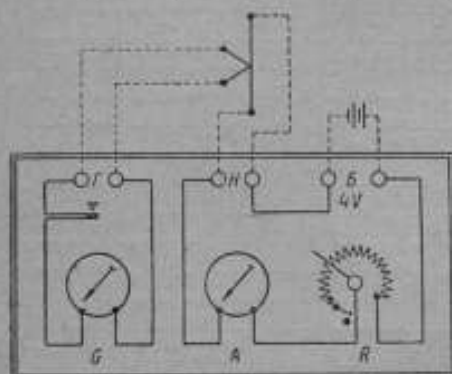


Рис. 8.

Если обозначить теоретическое значение  $W$  через  $W_0$ , то закон изменения показаний гальванометра можно представить в более удобном виде:

$$n = \frac{n_0}{1 + \sqrt{\frac{V}{\alpha W_0}}}, \quad (2)$$

где  $\alpha$  — переменный множитель, зависящий от устройства и расположения спая по отношению к нагревающей его нити.

### 3. Техническая модель измерительной аппаратуры

Для технических измерений малых скоростей воздушных потоков была построена модель измерительной аппаратуры, собранная по схеме, изображенной на рис. 8, где  $A$  — миллиамперметр до 0,25 А,

$G$  — гальванометр и  $R$  — переменное сопротивление. Измерительная часть, смонтированная в удобном для переноски футляре, изображена на рис. 9.

Опыт показал, что гальванометр полезно снабдить двумя шкалами: одной — равномерной, с делениями от 0 до 100 и второй — неравномерной, деления которой



Рис. 9.

соответствуют измеряемым скоростям в  $см/сек$ . Деление  $n_0 = 100$  соответствует таким образом нулю указанной скоростной шкалы. Шкалы удобно расположить по обе стороны зеркального прореза гальванометра, причем неравномерную шкалу выгодно поместить с внешней стороны дальше от оси вращения стрелки с тем, чтобы несколько увеличить ее деления. Деления насписались от 5 до 15  $см/сек$  через каждую единицу, от 15 до 50  $см/сек$  через каждые 5, от

50 до 100 через каждые 10 и от 100 до 200  $см/сек$  через каждые 20 единиц. Таким образом в наиболее сжатой части шкалы можно

свободно отсчитать скорость с точностью до 5  $см/сек$ , интерполируя отсчет на глаз. Градуировка прибора заключается в этом случае в сравнении показаний гальванометра по скоростной шкале (номинальные значения  $V'$  скорости) с действительными значениями скоростей  $V$ . Типичный пример подобного рода градуировки изображен на рис. 10, где по оси абсцисс отложены действительные скорости  $V$ , а по оси ординат — значения  $V'$  по показаниям прибора. Мы видим, что погрешности шкалы невелики. Разброс точек, определяемый случайными ошибками наблюдений, не превосходит 5  $см/сек$ .

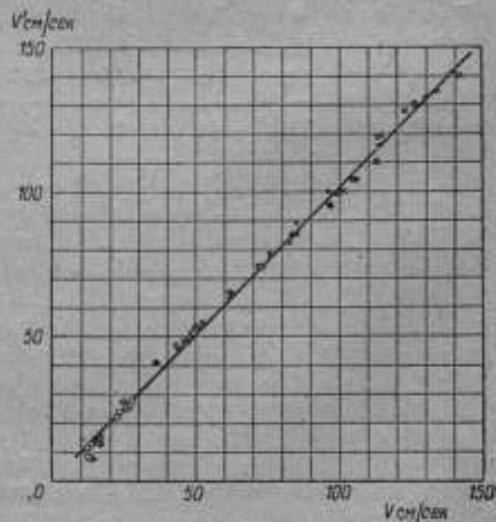


Рис. 10.

### Заключение

Изложенное показывает, что термоэлектрический анемометр вполне пригоден для измерений скоростей. Его ценным свойством является постоянство градуировочной кривой с течением времени. Градуировки

анемометров, выполненные как с фотографической регистрацией отклонений вертикального гальванометра, так и со стрелочным гальванометром показали, что по крайней мере в течение трех месяцев градуировка анемометра остается неизменной. Так как на показании термоэлектрического анемометра не влияет сопротивление электрической проводки, то рассматриваемый прибор является весьма удобным в качестве переносного прибора. Модель такого прибора изображена на рис. 9.

Изучение характеристики анемометра  $W$  показало, что при пользовании более массивными (для прочности) термоэлектрическими спаями ее средняя величина значительно возрастает по сравнению с теоретическим значением, но при этом наблюдаемые отклонения гальванометра удовлетворительно следуют закону, определенному формулой (1). Если через  $\alpha$  обозначить некоторый коэффициент, зависящий от устройства и расположения спая по отношению к нагревающей его проволоке, то значение  $W$  удобнее представить в зависимости от теоретического  $W_0$  в следующей форме:

$$W = \alpha W_0.$$

Коэффициент  $\alpha$  должен быть еще подвергнут специальному изучению. Возрастание  $W$ , по сравнению с теоретическим, весьма благоприятно отзывается на характере градуировочной кривой, которая благодаря более замедленному охлаждению, по сравнению с охлаждением самой нити, опускается менее круто, тем самым расширяя пределы измерений анемометра.

Следует отметить, что если колебания напряжения в осветительной цепи невелики, то измерения весьма удобно производить, пользуясь обычным переменным током, так как в этом случае отпадает необходимость иметь переносный аккумулятор.

*K. N. Wassiliev*

## LA MESURE DES TRÈS PETITES VITESSES D'UN FLUX D'AIR À L'AIDE D'UN ANÉMOMÈTRE THERMOÉLECTRIQUE

### Résumé

On cite les résultats des expériences de l'auteur sur la détermination des petites vitesses du flux d'air à l'aide d'un anémomètre thermoélectrique, dont un des modèles est représenté sur la fig. 2. Les graduations ont été effectuées dans le tube aérodynamique, ainsi que sur la machine rotative. La fig. 5 représente un résumé des résultats des variations des photogrammes des déviations du galvanomètre pour l'un des anémomètres au cours de la période depuis le 14 décembre 1937 jusqu'au 25 mars 1938. Nous voyons que la courbe de graduation reste constante pendant trois mois environ. Il est intéressant de noter que si l'on fait la soudure assez, mais pas trop, massive dans le but d'une plus grande solidité, la constante  $W$  croît considérablement en comparaison avec sa valeur théorique. Cela favorise les observations, car la courbe de graduation descend alors à pente plus douce. Le poin-

tillé de la fig. 5 représente la courbe théorique calculée d'après la formule

$$n = \frac{v_0}{1 + \sqrt{\frac{v}{\alpha W_0}}}$$

dans laquelle la valeur moyenne  $\alpha W_0 = 18,6$  cm/sec ( $W_0$  est une valeur théorique).

La fig. 9 donne une modèle technique de l'appareil de mesure de l'anémomètre dont le galvanomètre est muni outre une échelle de vitesse uniforme d'une échelle inégale. La fig. 10 représente la courbe de graduation de ce modèle. Les vitesses effectives du flux  $V$  y sont portées sur l'axe  $x$ , et les valeurs nominales de la vitesse  $V'$  obtenues au moyen des lectures de l'échelle des vitesses du galvanomètre — sur l'axe  $y$ . Nous voyons que l'éparpillement des points n'est pas du tout grand: il ne fait en moyenne que 2—3 cm/sec. En se basant sur les recherches effectuées on doit reconnaître que l'anémomètre thermoélectrique est un appareil commode et solide pour la mesure des petites vitesses du flux d'air.

*А. А. Смѣхо и К. Н. Васильев*

## МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЧАШЕЧНЫХ АНЕМОМЕТРОВ

Давность вопроса о чашечном анемометре до сих пор, однако, не уменьшает актуальности вопросов, связанных с его исследованием, так как все еще нельзя сказать, что уже получены практически удовлетворительные результаты. Теоретические исследования работы чашечного анемометра подтверждают, пожалуй, лишь одно, что все попытки дать уравнение анемометра таким, чтобы оно отображало не только качественную, но и количественную картину его работы в действительных условиях эксплуатации, наталкиваются на ряд затруднений, возникающих вследствие сложности аэродинамических процессов и, отчасти, трудностей математического характера. Поэтому все исследователи остаются солидарными в признании несостоятельности чисто теоретического рассмотрения этого вопроса, и систематические опыты, включающие выяснение влияния длины плеч, размеров чашек и количества чашек на поведение анемометра, остаются наиболее рациональным методом при установлении общих уравнений для всех однотипных анемометров. Этот метод может дать практически пригодные результаты для целей предварительного расчета тарировочных кривых и определения стандартов.

В настоящей работе кратко изложены общие сведения о чашечных анемометрах, а также результаты экспериментального исследования, произведенного над анемометрами различных размеров при скоростях воздушного потока до 18 м/сек.

### 1. История и современное состояние исследований чашечного анемометра

Чашечный анемометр, сконструированный Robinson'ом <sup>(1)</sup> <sup>(2)</sup> в 1846 г., состоит в основном из системы полусферических чашек, например, четырех, укрепленных на стержнях, располагающихся в горизон-



тальной плоскости под углами в  $90^\circ$  друг к другу, образуя так называемый „крест“ Robinson'a, последний, в свою очередь, укрепляется на вертикальной оси, связанной кинематически со счетным механизмом, отмечающим число ее оборотов. Полушарические чашки, обращенные выпуклостью в одну сторону, под действием ветра, испытывают большее давление на свои вогнутые поверхности, в силу чего система чашек приходит во вращение. Зная зависимость между скоростью ветра и линейной скоростью центра чашек можно по известному числу оборотов чашек („креста“) в единицу времени получить скорость ветра, выраженную например в *м/сек.* Эта зависимость определяется так называемым коэффициентом Robinson'a, представляющим отношение скорости потока  $V$  к скорости центра чашки  $v$ , который мы в дальнейшем будем обозначать  $\alpha$ .

Скорость потока  $V$  может быть получена умножением коэффициента  $\alpha$  на линейную скорость чашки, причем регистрирующий счетный механизм можно сконструировать так, что он непосредственно будет давать результат этого умножения [анемометр типа „Фусс“].

Первоначально предполагали, что коэффициент анемометра представляет собой постоянный множитель, приблизительно равный трем, т. е. что скорость потока в три раза больше линейной скорости центра чашки. Однако более подробные исследования не подтвердили указанного результата, и перед исследователями встал вопрос об истинной зависимости коэффициента анемометра от скорости потока. Прошло достаточно времени с тех пор, когда были произведены многочисленные исследования, как теоретического, так и экспериментального характера, прежде чем были получены более или менее удовлетворительные теории чашечного анемометра, дающие возможность относительно близко к истине судить об его свойствах.

Первоначально были предложены формулы, включающие несколько постоянных величин и чаще всего имеющие форму степенного ряда

$$V = a + bv + cv^2 + dv^3 + \dots,$$

где:  $a, b, c, d, \dots$  — постоянные.

Эти формулы были использованы в экспериментальных исследованиях Dorant'a, Stelling'a, Дубинского и др., но не нашли общего приращения, так как их использование ограничивается лишь одним определенным анемометром, для которого известна градуировочная кривая.

До 1887 г. все экспериментальные исследования, главным образом, преследовали задачу сравнения многочисленных конструкций анемометров. Отчет о важнейших опытах до 1887 г. дан проф. Abbe Gjelveland<sup>1</sup>.

Из дальнейших исследований следует отметить исследования Dines'a<sup>2</sup>.

Нет необходимости останавливаться на этих исследованиях, ибо они в настоящее время представляют скорей исторический, нежели

<sup>1</sup> „Report of the Chief Signal Officer of the Army to the Secretary of War“, часть II, Вашингтон, 1887 г.

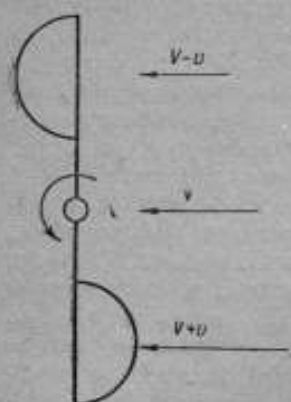
<sup>2</sup> Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society (особенно том VIII, стр. 165).

научный интерес. Наиболее подробное изложение истории вопроса о первоначальном развитии анемометрии дано Brazier<sup>(8)</sup>.

Мы остановимся лишь на тех работах, которые имеют непосредственное отношение к исследованиям, изложенным в § 2.

Рассмотрим сначала грубую схему равномерного вращения анемометра (рис. 1).

Обозначим через:  $V$  — действительную скорость потока;  $v$  — линейную скорость центра чашки;  $\rho$  — плотность воздуха;  $L$  — плечо анемометра — расстояние от центра чашки до центра оси вращения;  $C_{n_1}$  — коэффициент сопротивления чашки в положении, когда она обращена к потоку выпуклой частью;  $C_{n_2}$  — коэффициент сопротивления чашки в положении, когда она обращена к потоку вогнутой частью;  $S$  — площадь поперечного сечения чашки;  $d$  — диаметр полушара чашки.



Резльтирующий аэродинамический момент, очевидно, равен:

Резльтирующий аэродинамический момент, очевидно, равен:

$$M_a = \frac{1}{2} \rho S L [C_{n_1} (V-v)^2 - C_{n_2} (V+v)^2]$$

или

$$M_a = \frac{1}{2} \rho S L C_{n_2} \left[ \frac{C_{n_1}}{C_{n_2}} (V-v)^2 - (V+v)^2 \right]. \quad (1)$$

При отсутствии трения необходимым условием равномерного вращения (без ускорения) будет условие равенства нулю, результирующего момента. Тогда:

$$\frac{C_{n_1}}{C_{n_2}} (V-v)^2 - (V+v)^2 = 0. \quad (2)$$

Можно считать с точностью до  $2^0/10$ , что:

$$\frac{C_{n_1}}{C_{n_2}} = 4,$$

откуда:

$$\left(\frac{V}{v}\right)^2 - \frac{10}{3} \frac{V}{v} + 1 = 0,$$

$$\frac{V}{v} = \frac{5}{3} \pm \sqrt{\frac{25}{9} - 1} = \frac{5}{3} \pm \frac{4}{3}.$$

Для нас имеет значение только положительный знак, так как в противном случае  $v > V$ .

Окончательно:

$$\sigma = \frac{V}{v} = 3. \quad (3)$$

Приведенная грубая схема не может быть признана сколько-нибудь удовлетворительной потому, что опыт не подтверждает ни постоянства  $\sigma$ , ни указанной его величины, равной 3.

Следует упомянуть о нижеследующей теории, данной Robinson'ом<sup>(2)</sup> в 1875 г.

Если поперечному  $S$  есть площадь поперечного сечения чашки,  $V$  — скорость ветра, то давление на поверхность чашки будет равно  $ASV^2$ , где  $A$  — постоянная, зависящая от формы чашки и от ориентировки ее по отношению к потоку воздуха.

Обозначая переменный угол между направлением потока и плечом чашки через  $\theta$  (рис. 2) и относительную скорость потока через  $U$ , найдем:

$$\left. \begin{aligned} U &= \sqrt{V^2 + v^2 \pm 2Vv \sin \theta} \\ \sin \varphi &= \frac{V \sin \theta \pm v}{U} \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

где:  $\varphi$  — угол между направлением  $U$  и плечом чашки.

Тогда сила, вращающая чашку, определится выражением:

$$AS(V^2 + v^2 \pm 2Vv \sin \theta) \sin \varphi.$$

Откуда Robinson для системы чашек, в пределах от  $0^\circ$  до  $90^\circ$ , получил квадратичное выражение вида:

$$aV^2 - bVv - cv^2 - f = 0, \quad (5)$$

справедливое для случая равномерного вращения анемометра. Практическая ценность полученного уравнения однако не велика, и, как показывают опыты Patterson'a<sup>(3)</sup> (1926 г.), оно никоим образом не может быть безоговорочно применено к анемометру даже в том случае, когда аэродинамические свойства чашек хорошо известны.

Почти аналогично подошли к вопросу об уравнении анемометра Stokes<sup>(4)</sup> и Routh<sup>(4)</sup>.

В 1877 г. была опубликована весьма интересная работа Thiesen'a<sup>(5)</sup>, который дал наиболее полную, после своих предшественников, теорию чашечных анемометров. Мы приведем здесь по необходимости лишь самое сжатое изложение его исследования. Пусть (рис. 3);  $L$  — плечо анемометра (расстояние от центра чашки до оси вращения);  $U$  — относительная скорость потока;  $\theta$  — угол между направлениями  $V$  и  $v$ ;  $\varphi$  — угол между направлениями  $U$  и  $v$ ;  $R$  — радиус чашки;  $J$  — момент инерции подвижной системы относительно оси вращения.

При неподвижной чашке, когда направление потока образует с осью чашки угол  $\theta$ , составляющая давления по нормали к чашке определится выражением:

$$\rho V^2 R^2 f(\theta), \quad (6)$$

где:  $f(\theta)$  — неизвестная функция.

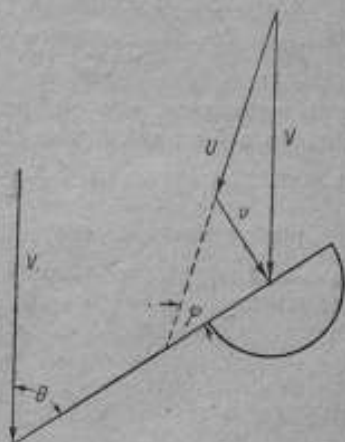


Рис. 2.

Когда чашка приходит в движение, нормальное давление равно

$$\rho U^2 R^3 f(\psi). \quad (7)$$

Момент, приводящий чашку во вращение, очевидно равен:

$$\rho U^2 R^3 f(\psi) \cdot L. \quad (8)$$

Угловая скорость вращающейся системы может быть представлена в форме:

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{v}{L} = \frac{V}{L} \cdot \frac{v}{V}. \quad (9)$$

Тогда угловое ускорение равно:

$$\frac{d^2\theta}{dt^2} = \frac{1}{2} \frac{d}{d\theta} \left( \frac{d\theta}{dt} \right)^2 = \frac{1}{2} \left( \frac{V}{L} \right)^2 \frac{d}{d\theta} \left( \frac{v}{V} \right)^2 \quad (10)$$

в предположении, что  $V = \text{const.}$

Теперь легко написать уравнение движения:

$$J \left( \frac{V}{L} \right)^2 \left( \frac{v}{V} \right) d \left( \frac{v}{V} \right) = \rho U^2 R^3 L f(\psi) d\theta. \quad (11)$$

Предполагая, что мы имеем четырёхчашечный анеометр, справа следовало бы написать четыре члена, каждый из которых может быть найден подстановкой  $\theta + \frac{\pi}{2}$  вместо  $\theta$ .

При постоянной скорости потока величина  $\frac{v}{V}$  есть просто периодическая функция угла  $\theta$  и, следовательно, при интегрировании уравнения (11) от  $\theta = 0$  до  $\theta = 2\pi$  левая часть обратится в нуль. Отсюда можно написать:

$$\int_0^{2\pi} U^2 f(\psi) d\theta = 0. \quad (12)$$

Легко далее видеть справедливость соотношений (рис. 3):

$$\left. \begin{aligned} U^2 &= V^2 + v^2 - 2Vv \cos \theta \\ \operatorname{ctg} \psi &= \operatorname{ctg} \theta - \frac{v}{V} \operatorname{cosec} \theta. \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

Поэтому:

$$d\theta = \frac{U}{V} \left( 1 - \frac{v^2}{V^2} \sin^2 \psi \right)^{-1/2} d\psi. \quad (14)$$

Кроме того, из геометрических соображений вытекает:

$$\frac{U}{V} = \left[ 1 - \frac{v^2}{V^2} \sin^2 \psi \right]^{1/2} - \frac{v}{V} \cos \psi. \quad (14a)$$

Отсюда, имея в виду условие постоянства величины  $V$  после подстановки (14) в (12), получим:

$$\int_0^{2\pi} \left( \frac{U}{V} \right)^2 \left( 1 - \frac{v^2}{V^2} \sin^2 \psi \right)^{-1/2} f(\psi) d\psi = 0. \quad (15)$$

Имея в виду, что  $f(\psi)$  должна быть четной функцией угла  $\psi$ . Thiesen задает ее в форме нижеследующего ряда:

$$f(\psi) = f(-\psi) = A_0 + A_1 \cos \psi + A_2 \cos^2 \psi + A_3 \cos^3 \psi + \dots, \quad (16)$$

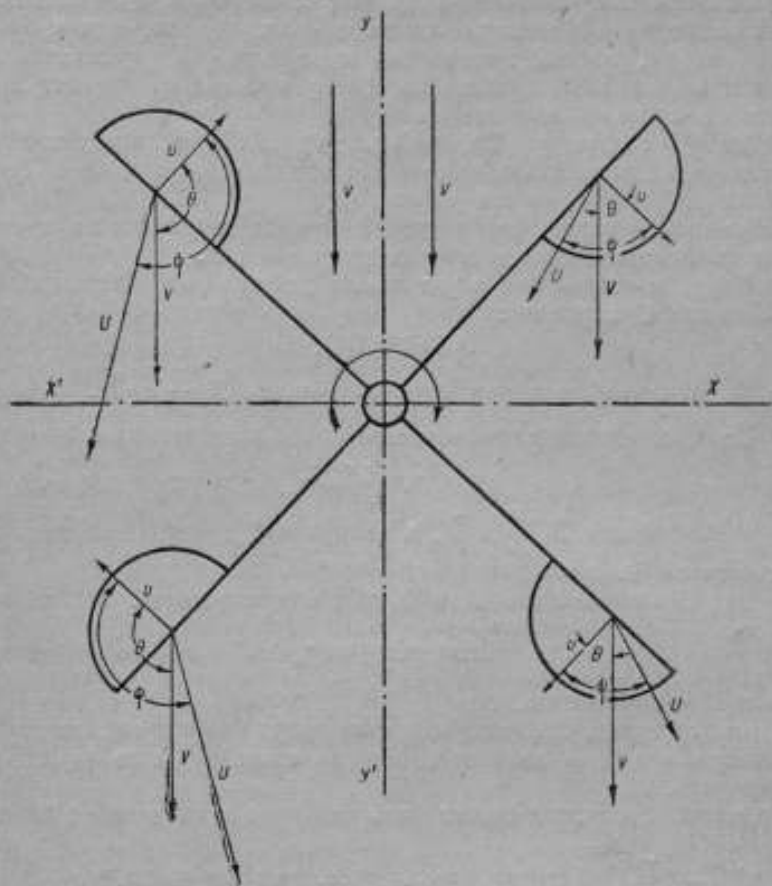


Рис. 3.

где:  $A_0, A_1, A_2, \dots$  — постоянные. Обозначая, далее, [отношение  $\frac{v}{V} = 2a$ , разлагая подынтегральное выражение (15) в ряд и имея в виду (16) и (14а), после интегрирования можно получить окончательно:

$$A_0 + 3aA_1 + 4a^2(A_0 + A_2) - \frac{1}{2}a^3(3A_1 + 5A_3) + \dots = 0, \quad (17)$$

где  $2a = \frac{1}{\sigma} = \frac{v}{V}$  — величина, обратная коэффициенту Robinson'a. Уравнение (17) может быть названо уравнением Thiesen'a.

Зная все постоянные  $A_i$ , достаточно нескольких членов уравнения для определения приблизительной величины  $a$ .

Thiesen вводит еще ряд поправок в свою теорию, на которых здесь нет надобности останавливаться.

Так как ни одна из величин  $A$ , в уравнении (17), вообще говоря, не известна и так как вводимые в это уравнение поправки лишь увеличивают число неизвестных, причем сходимость ряда сомнительна, то результаты математической работы Thiesen'a представляют для практических целей незначительную пользу. Однако, как признают многие авторы, линия, намеченная в этой работе, несомненно правильна и ее возможно принять за основу при математических исследованиях вопроса об анемометре.

Chree <sup>(6)</sup>, следуя за Thiesen'ом, дал наиболее правдоподобное теоретическое уравнение чашечного анемометра в общей форме. Остановимся вкратце на его работе.

Chree предполагает, что в любой момент движения на вращающуюся часть анемометра действуют три пары сил:

1) Пара, возникающая в результате действия относительной скорости потока  $U$  и равная:

$$\rho U^2 R^2 L f(\psi), \quad (18)$$

где  $f(\psi)$  есть, вообще говоря, функция величин  $R$ ,  $\frac{R}{L}$  и  $\frac{v}{V}$ .

2) Пара, возникающая вследствие трения и сопротивления воздуха:

$$-(\beta + yU^2) L, \quad (19)$$

где  $y$  есть функция  $R$ ,  $\frac{R}{L}$  и  $\frac{v}{V}$ , а величина  $\beta$  пропорциональна весу вращающейся системы.

3) Пара, возникающая благодаря вязкости воздуха. Она задается в форме:

$$-(kV + k'v) L, \quad (20)$$

где  $k$  и  $k'$  — постоянные.

Chree допускает, что движущая сила ветра имеет всегда достаточно устойчивую среднюю величину, которая сохраняется за период полного оборота.

Уравнение движения может быть написано в следующем виде:

$$\frac{dv}{dt} = L \frac{d^2\theta}{dt^2} = \frac{1}{2\pi J} \int_0^{2\pi} \{ \rho U^2 R^2 L f(\psi) - L(\beta + U^2 y) - L(kV + k'v) \} d\theta. \quad (21)$$

Из него Chree получает нижеследующее выражение:

$$\begin{aligned} \frac{dv}{dt} = & -a_0 - a_1 v - b_1 V + \\ & + V^2 \left[ c_2 - 2b_2 \frac{v}{V} - a_2 \left( \frac{v}{V} \right)^2 - c_3 \left( \frac{v}{V} \right)^2 + \dots \right], \end{aligned} \quad (22)$$

где  $a_0, a_1, \dots, c_3$  не зависят ни от  $v$  ни от  $V$ .

Но так как  $f(\psi)$  и  $y$  неизвестны, то нельзя сказать, состоит ли ряд в квадратных скобках из конечного или бесконечного числа членов. Поэтому Chree предлагает ограничиться только вторыми степенями  $v$  и  $V$ , получая окончательно нижеследующее равенство:

$$\frac{dv}{dt} = -a_0 - a_1 v - b_1 V - a_2 v^2 - 2b_2 vV + c_2 V^2. \quad (23)$$

Ясно, что в этом выражении ни  $v$  ни  $V$  не могут быть отрицательными.

Величина —  $a_0$  соответствует постоянному трению при движении. Наименьшую скорость  $V_0$ , могущую преодолеть трение, получим в предположении, что в уравнении (23) обращается в нуль  $v$  и  $\frac{dv}{dt}$ . Уравнение при этом примет форму:

$$c_2 V_0^3 - b_1 V_0 - a_0 = 0, \quad (24)$$

где  $V_0$  — порог чувствительности анемометра, т. е. та скорость, при которой анемометр еще находится в состоянии относительного покоя. Из равенства (24) находим:

$$V_0 = \frac{b_1}{2c_2} + \sqrt{\frac{b_1^2 + 4a_0 c_2}{4c_2^2}}. \quad (25)$$

Перед корнем взят знак плюс, как единственно имеющий физический смысл.

Предполагая, что чашки анемометра вращаются с постоянной скоростью, будем иметь:

$$\frac{dv}{dt} = 0 = a_0 + a_1 v + b_1 V + a_2 v^2 + 2b_2 v V - c_2 V^2. \quad (26)$$

При значительных и устойчивых скоростях коэффициент Robinson'a может быть получен из равенства (26):

$$c_2 \left(\frac{V}{v}\right)^2 - 2b_2 \left(\frac{V}{v}\right) - a_2 = 0. \quad (27)$$

В формуле (27) имеет значение только положительный корень. Коэффициент Robinson'a при положительном  $b_2$  будет не меньше двух как то показывает опыт. Формула не включает членов с  $a_0$ ,  $a_1$  и  $b_1$ , потому что с достаточной степенью точности остальными членами можно пренебречь. Опытные данные Robinson'a, помещенные в „Philosophical Transactions“ за 1878 г., на которые опирался Chree, в достаточной мере подтверждают формулу (27). При этом подчеркнем: уравнения (23), (25), (27), хотя и согласуются до известной степени с физическими фактами, однако, все же, они не могут быть использованы для практических целей, так как все постоянные, входящие в них, определить заранее невозможно. Указанное обстоятельство значительно снижает ценность работы Chree. Тем не менее, его вывод, что коэффициент Robinson'a при устойчивых сильных ветрах должен быть почти постоянным и что нет оснований ожидать этого постоянства при малых скоростях, следует признать чрезвычайно важным и практически уже не бесполезным результатом теории.

После работы Chree в течение долгого времени были оставлены попытки рассматривать уравнение анемометра с чисто теоретической стороны. Конец XIX и начало XX в. характерны непрерывным ростом экспериментальных исследований в области анемометрии.

В 1890 г. руководитель Бюро погоды США проф. С. V. Marvin (7) установил для стандартного американского анемометра следующее соотношение между скоростью ветра и линейной скоростью центра чашек анемометра:

$$\lg V = 0,609 - 0,9012 \lg v. \quad (28)$$

В 1914 г. большое экспериментальное исследование по анемометрии было произведено Brazier<sup>(8)</sup>.

В 1919 г. Patterson<sup>(9)</sup>, сравнивая канадский стандартный анемометр с анемометром Dines'a, установил, что скорость потока  $V$  может быть получена умножением полученной по показанию прибора скорости  $V_r$  на величину  $\varepsilon$ , где  $\varepsilon$  задается уравнением:

$$\varepsilon = 1,24 - 0,251 \lg V_r.$$

Для действительной скорости потока при этом он получил уравнение:

$$\lg V = 0,609 - 0,9012 \lg \varepsilon,$$

что подтверждает результат Magvin'a, так как американский и канадский стандарты анемометров одинаковы.

В 1926 г. Patterson<sup>(10)</sup> опубликовал результаты своей четырехлетней работы (1921—25 гг.) над исследованием анемометров в Канадском бюро погоды (Торронтто).

Эту работу следует признать блестящей. По необходимости мы приведем здесь лишь окончательные выводы, имеющие отношения к исследованиям, результаты которых изложены в § 2.

Patterson первый достаточно полно рассмотрел свойства анемометра при непрерывно меняющихся его параметрах и с большой пользой затратил труд на выяснение ряда обстоятельств, имеющих практическое значение, как, например, что лучше: большие ли чашки или малые; длинные плечи или короткие; лучше ли иметь четыре или какое иное количество чашек.

Он же первый определенно подчеркнул невозможность удовлетворить всем требованиям наилучшей конструкции анемометра благодаря борьбе противоречивых факторов, из которых при улучшении одних происходит одновременное ухудшение других.

В результате многочисленных опытов Patterson дал следующее уравнение для определения коэффициента Robinson'a:

$$V_{\sigma} = \frac{0,0418 (VR)^{0,113} J + \sqrt{1,076 (VR)^{0,113} - 0,0088 J^2 (VR)^{0,226}}}{0,538 (VR)^{0,113}}, \quad (29)$$

где  $J$  определяется соотношением:

$$J = \frac{(L - R^2 V^2 D)}{L (VR)^{1,85}}. \quad (30)$$

При малых плечах эмпирическая формула приобретает особо простой вид:

$$\sigma = \frac{3,717}{(VR)^{0,113}}, \quad (29a)$$

где  $V$  — скорость потока в м/сек;  $R$  — радиус чашки в см;  $L$  — длина плеча — расстояние от центра чашки до оси вращения в см;  $D$  — диаметр стержня плеча в см.

Формула Patterson'a показывает, что коэффициент Robinson'a  $\sigma$  меняется в зависимости от скорости, радиуса чашки, а также от диаметра и длины плеча. При малых скоростях коэффициент Robinson'a



значителен, но при возрастании скорости потока он падает и остается почти постоянным при значительных скоростях.

При укорочении плеча коэффициент заметно уменьшает свою величину (при одних и тех же скоростях), и если производить вычисления по указанной формуле, то можно видеть, что при коротких плечах он меняется медленнее. Наблюдения подтверждают последнее обстоятельство — уменьшение коэффициента с уменьшением плеча, однако, лишь до известных пределов укорочения плеча. В действительности, как это легко усмотреть из материалов, приводимых в § 2, коэффициент Robinson'a начинает возрастать, если плечи анемометра становятся меньше, чем определенное (для различных радиусов чашек разное) отношение их длины к радиусу чашек  $\left(\frac{L}{R}\right)$ .

Patterson считает, что его формула может дать удовлетворительное согласие с опытом только для анемометров с плечами длиннее, чем 4-кратный радиус чашки.

Изучая эффект экранирования одной чашки другою, Patterson установил, что анемометры с плечами больше чем удвоенный диаметр чашки с точки зрения постоянства действующего на вращающуюся систему аэродинамического момента лучше, чем анемометры с более короткими плечами. Эффект экранирования одной чашки другою, кроме непостоянства динамического момента, влияет в отрицательную сторону и на общую величину момента, вызывая его уменьшение. Само собой понятно, что с точки зрения чувствительности анемометра, длинные плечи являются более выгодными, так как на вращающуюся систему действуют большие моменты, но и то лишь при известных диаметрах чашек.

С другой стороны, из формулы Patterson'a вытекает, как следствие, что анемометры с короткими плечами обладают более постоянным коэффициентом, вернее более плавно меняющимся, что, конечно, говорит за их предпочтение перед анемометрами с длинными плечами.

Поэтому, как компромисс, по выводам Patterson'a следует принимать анемометры с плечами средней длины. Такой же вывод можно сделать и относительно диаметра чашек. Чашки с большим диаметром более выгодны тем, что дают более низкий коэффициент Robinson'a, но они при этом утяжеляют вращающуюся систему и требуют при эксплуатации более частых замен отдельных деталей.

Исследования Patterson'a о наимыгоднейшем количестве чашек, подтвержденные Fergusson'ом <sup>(11)</sup>, показали, что трехчашечный анемометр несколько чувствительнее, чем четырехчашечный, причем динамический момент, действующий на него, более равномерен, т. е. более плавно меняется при вращении анемометра.

Работа Patterson'a весьма ценна еще и тем, что на основании произведенных исследований был предложен новый канадский стандарт с тремя чашками  $R = 6,35$  см и плечами  $L = 16,0$  см, который должен давать в средних условиях эксплуатации коэффициент Robinson'a, равный 2,50.

В 1932 г. Marvin <sup>(12)</sup> дал новый толчок в исследовании чашечного анемометра. Его работа после Patterson'a определила новое направление при исследованиях, относящихся к установлению общей экспе-

риментальной формулы, охватывающей свойства чашечных анемометров в зависимости от их устройства.

Пусть:  $N$  — число оборотов вращающейся системы анемометра, рассчитанное на единицу пройденного потоком расстояния (американская единица длины, чаще всего применяемая в США, — 1 миля = 1609 м);  $V$  — скорость потока;  $V'$  — номинальная скорость, т. е. скорость, отсчитываемая по шкале анемометра;  $V_0$  — порог чувствительности анемометра;  $v$  — линейная скорость центров чашек;  $L$  — плечо, т. е. расстояние от центра оси вращения до центра чашек;  $n'$  — число оборотов анемометра за  $t$  секунд;  $n$  — число оборотов анемометра за 1 секунду;  $\omega$  — угловая скорость вращения.

Установим зависимость между этими величинами:

$$N = \frac{n'}{tV} = \frac{n}{V} = \frac{\omega}{2\pi V} = \frac{\omega L}{2\pi L V} = \frac{v}{2\pi L V} = \frac{1}{2\pi L \sigma}. \quad (31)$$

В американских единицах, если  $L$  выражено в дюймах, получим:

$$N = \frac{10084}{L\sigma} \text{ (об/миля)}. \quad (32a)$$

В любом случае:

$$N = \frac{K}{L\sigma}, \quad (32b)$$

где  $K$  зависит от выбора единиц.

Всегда имеет место соотношение:

$$n = AV', \quad (33)$$

где  $A$  — некоторый множитель; тогда:

$$NV = AV'. \quad (34)$$

Marvin в результате опытов нашел эмпирическую зависимость между  $N$  и скоростью потока  $V$ :

$$N = \frac{b(V - V_0)}{V + a}, \quad (35)$$

которую мы условимся называть уравнением Marvin'a и в которой  $a$  и  $b$  постоянные для данного анемометра.

Пример указанной зависимости приведен на рис. 4, где по оси абсцисс отложена скорость ветра, выраженная в *миль/час*, а по оси ординат — число оборотов на милю пройденного потоком расстояния.

Из сопоставления (32) и (35) легко видеть, что постоянная  $b$  выражается следующим образом:

$$b = \frac{K}{L} \lim \frac{v}{V}. \quad (36)$$

Далее, из тех же соотношений (32) и (35) без труда получим:

$$\sigma = \frac{K}{Lb} \cdot \frac{V + a}{V - V_0} = \frac{K}{Lb} \frac{\frac{V}{V_0} + \frac{a}{V_0}}{\frac{V}{V_0} - 1}. \quad (37)$$

Это выражение представляет собою прямоугольную гиперболу рис. 5.

Заметим при этом, что при  $\frac{V}{V_0} = 1$   $\varepsilon = \infty$ , а при  $\frac{V}{V_0} = \infty$   $\varepsilon = \frac{K}{Lb}$ . Мы видим, что коэффициент Робинсона непостоянен и при малых

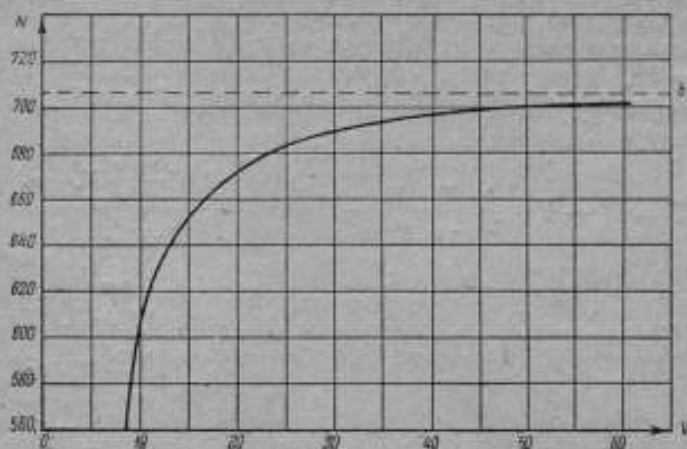


Рис. 4.

скоростях очень велик. Затем при увеличении скорости быстро падает, стремясь к асимптотическому значению  $\frac{K}{Lb}$ .

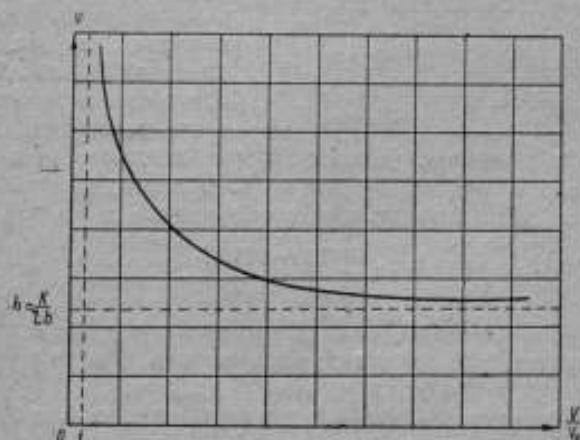


Рис. 5.

Используя соотношения (34) и (35), получим уравнение тарировочной кривой анемометра, связывающее номинальную скорость  $V'$  с действительной скоростью потока  $v$ :

$$V' = \frac{\frac{b}{A} (V - V_0)}{1 + \frac{a}{V_0}}. \quad (38)$$

Рис. 6 изображает соответствующую уравнению (36) гиперболу. По оси абсцисс отложена номинальная скорость  $V'$ , а по оси ординат — действительная скорость  $V$ . Проведя прямую  $V = V'$ , нетрудно рассмотреть вопрос об ошибках анемометра.

Для каждого данного анемометра только в одном месте, а именно при  $V = V^*$ , имеет место совпадение действительной скорости  $V$  с номинальной скоростью  $V'$ . Несовпадение  $V$  и  $V'$  даст ошибку анемометра  $\Delta V$ , равную:

$$\Delta V = V' - V = \frac{b}{A} \frac{V - V_0}{1 + \frac{a}{V}} - V = \frac{\left(\frac{b}{A} - 1\right)V - \frac{b}{A}V_0 - a}{1 + \frac{a}{V}}. \quad (39)$$

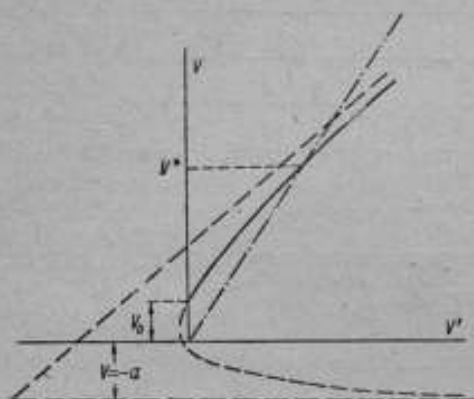


Рис. 6.

Значение  $V^*$  получим при условии  $\Delta V = 0$ . Тогда:

$$V^* = \frac{\frac{b}{A}V_0 + a}{\frac{b}{A} - 1}. \quad (40)$$

При  $b = A$  точка  $V^*$  уходит в бесконечность.

Исследования Marvin'a были произведены лишь над стационарными американскими анемометрами. Радиус чашек менялся в незначительных пределах (около 2,5 см), вследствие чего полученные результаты заключены в сравнительно

тесных пределах. Marvin пришел к выводу, что постоянная  $b$  зависит только от длины плеча  $L$ . В аналитической форме эту зависимость он дает интерполяционной формулой:

$$b = \frac{5247,8 - 17,78 L}{L + 0,7976}, \quad (41)$$

где  $b$  в оборотах на милю, если  $L$  выражено в дюймах.

Можно считать, что написанное выражение вполне применимо для диаметров чашек в пределах от 4 до 5 дюймов.

Величина  $a$  осталась неисследованной и это следует признать самым слабым местом в работе Marvin'a.

В 1934 г. F. Spilhaus видоизменил формулу Marvin'a, представив ее в такой форме, при которой как неизвестные переменные, так и постоянные параметры безразмерны:

$$(c - h) \left( \frac{V}{V_0} - 1 \right) = k. \quad (42)$$

Это уравнение представляет прямоугольную гиперболу, связывающую коэффициент Robinson'a и отношение  $\frac{V}{V_0}$ . Как нетрудно видеть,

уравнение (42) может быть без труда получено из формулы Marvin'a (35).

Именно, при  $V \rightarrow \infty$ ,  $\sigma$  стремится к асимптоте  $h$  (рис. 5) и таким образом:

$$h = \lim \left( \frac{V}{v} \right) = \frac{K}{Lb}, \quad (43)$$

где  $b$  — асимптотическое значение  $N$  Marvin'a. Далее, путем простых вычислений легко показать, что постоянная  $k$  связана с постоянной  $a$  Marvin'a соотношением:

$$k = \frac{h}{V_0} (a + V_0). \quad (44)$$

Уравнение в форме Spilhaus'a (42), не являясь независимым от уравнения Marvin'a, удобнее последнего однако тем, что устраняет необходимость придерживаться определенных единиц, так как все параметры в нем безразмерны, и кроме того допускает более глубокое изучение свойств анемометра в зависимости от различных факторов.

Spilhaus исследовал анемометры с диаметрами чашек, равными: 3,1; 6,2; 10,0; 12,7 см. Меняя в анемометрах отношение радиуса чашки к длине плеча  $\frac{R}{L}$  от 0,1 до 0,85, он получил двадцать отдельных тарировочных кривых анемометров. Постоянные  $h$  и  $k$  были получены в результате обработки этих двадцати градуировок по способу наименьших квадратов. Подчеркнем, однако, что не все полученные точки введены Spilhaus'ом в рассмотрение при построении приводимых им кривых. Приведем пример градуировки, заимствованный из его работы.

Характеристика прибора	$V$ (м/сек)	$v$ м/сек	$\sigma$	Постоянные
$d = 2R = 12,7$ см . . . . .	4,92	1,75	2,81	$h = 2,08$
$L = 21,15$ см . . . . .	6,71	2,56	2,62	
$\frac{R}{L} = 0,3$ . . . . .	8,95	3,60	2,48	
$\sigma = 0,445$ м/сек . . . . .	13,40	5,67	2,36	$k = 6,30$
	17,90	7,80	2,29	
	22,33	10,00	2,23	

На графиках рис. 7 и 8 нанесены значения параметров  $h$  и  $k$  в зависимости от  $\frac{d}{2L}$  и обратной величины  $\frac{2L}{d}$  по данным указанной работы.

Мы видим, что параметры  $h$  и  $k$  не являются функциями одних только величин  $\frac{d}{2L}$  и  $\frac{2L}{d}$ , но что имеется наличие так называемого масштабного эффекта. Хотя автор справедливо предположил, что рассматриваемые параметры должны быть функциями, кроме указанной величины  $\frac{d}{2L}$ , также и числа Рейнольдса  $Re = \frac{dV_0}{\nu}$  и турбулентности потока, которая может быть охарактеризована отношением  $\frac{\lambda}{2R}$ , где

$\lambda$  — некоторая длина, вводимая для характеристики турбулентности потока, тем не менее подробных исследований этих вопросов он не



Рис. 7.

произвел. Следует обратить внимание также и на то обстоятельство, что при построении зависимости  $k = k\left(\frac{2L}{d}\right)$  Spilhaus не использовал

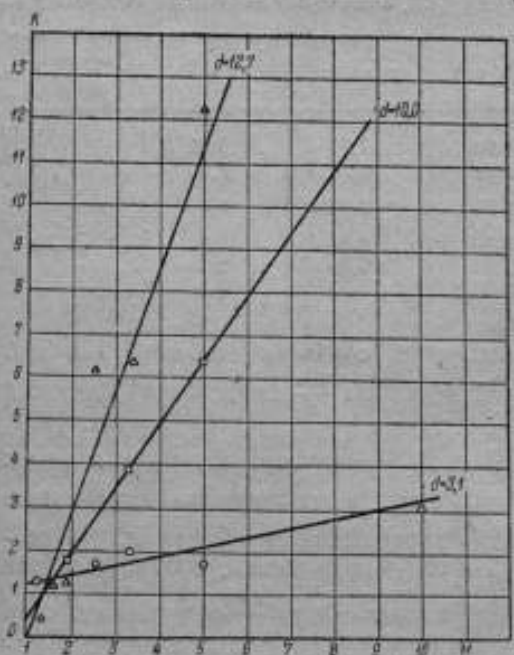


Рис. 8.

всех имевшихся в его распоряжении наблюдений, вследствие чего изображенную на графике рис. 8 зависимость пока следует считать в достаточной мере проблематичной. Равным образом удовлетворительно не установлен и масштабный эффект для величины  $k$ . Предполагается, что могут иметь влияние и размеры плеч анемометра. При меньших размерах чашек плечи, имея относительно большую толщину, дают большее сопротивление, увеличивая при этом  $k$ . Далее, Spilhaus рассматривает зависимость параметра  $k$  только от длины плеча  $L$ , тем самым возвращаясь к идеям Marvin'a, изложенным выше.

На графике рис. 9 показана данная Spilhaus'ом зависимость  $h = h(2L)$ .

Сплошной линией изображена зависимость для диаметров чашек от 10 см и выше. Эту зависимость Spilhaus предлагает как общий закон изменения  $h$  от длины  $2L$ . Пунктиром показаны зависимости для чашек с диаметрами меньше 10 см. Следует обратить внимание на то обстоятельство, что общий закон охватывает, так же как и для постоянной  $b$  Marvin'a, очень малый диапазон диаметров чашек (практически от  $d=10$  см до  $d=12,7$  см) и поэтому, если даже не обращать внимания на масштабный эффект, указанный закон не имеет оснований претендовать на общность. В аналитической форме закон Spilhaus'ом не представлен.

Сравнивая результаты работ Marvin'a и Spilhaus'a в вопросе изучения величины  $h$  [или  $b$ , которое связано с  $h$  соотношением (43)] нельзя сказать, что Spilhaus заметно продвинул этот вопрос по сравнению с Marvin'ым. Едва замечающийся масштабный эффект (пунктирные линии на рис. 9) не может претендовать на обстоя-

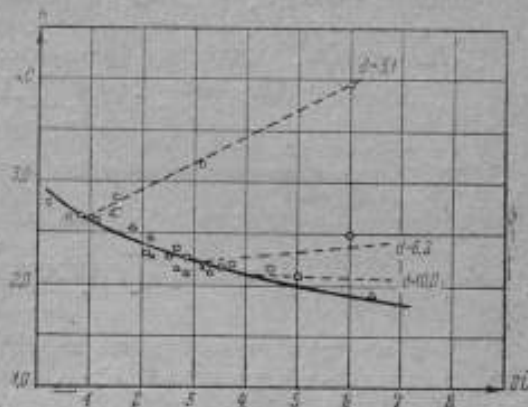


Рис. 9.

тельность своего исследования, тем более, что далеко не весь материал, приводимый Spilhaus'ом, полностью использован им при построении графиков. Тем не менее его работу следует признать особенно ценной в том отношении, что предложенное им уравнение, а также метод исследования, несомненно проливают свет на некоторые, мало изученные свойства анемометров и указывают путь к производству дальнейших изысканий.

Заслуживает особенного внимания затронутый Spilhaus'ом вопрос об анемометре с постоянной погрешностью.

Обозначим через  $F$  множитель, дающий переход от скорости центра чашек к номинальной скорости  $V'$  по показанию прибора. Множитель  $F$  для краткости назовем передаточным числом анемометра<sup>1</sup>. Тогда:

$$V' = Fv. \quad (45)$$

Как мы видели, коэффициент Робинсона меняется в зависимости от  $V$  по гиперболическому закону. Поэтому при постоянном передаточном числе нельзя получить анемометр, показания которого определялись бы равенством:  $V' = V$ . Совпадение номинальной скорости с действительной скоростью потока возможно только в одной точке.

<sup>1</sup>  $F$  — никоим образом не является обычным передаточным числом кинематической передачи прибора.

а именно, в том месте, где линия  $F = \frac{V}{v}$  пересекает гиперболу  $(\sigma - h) \left( \frac{V}{V_0} - 1 \right) = k$ .

Следовательно, имел несомненную возможность выбрать множитель  $F$  по произволу, можно добиться того, что  $V'$  в пределах измеряемых скоростей будет близко подходить к  $V$ . При этом при малых скоростях  $V'$  будет меньше  $V$ , постепенно приближаясь к  $V$  до точки пересечения гиперболы с линией  $V' = Fv$ , и при больших скоростях  $V'$  будет больше  $V$ . Однако, как указал Spilhaus, возможна такая конструкция анемометра, у которого ошибка  $\Delta V = V - V'$  будет сводиться к постоянному, в пределах всех скоростей, слагаемому.

Действительно, рассмотрим уравнение:

$$\left( \frac{V}{v} - h \right) \left( \frac{V}{V_0} - 1 \right) = k.$$

Если возьмем передаточное число  $F$  равным постоянной  $h$ , то

$$V' = hv$$

и

$$V = \frac{V' + V_0 \pm \sqrt{(V' + V_0)^2 - 4(h-k)vV'}}{2}. \quad (46)$$

Здесь имеет значение только положительный знак перед корнем, ибо в противном случае при  $k > h$ , взяв отрицательный знак, получим  $V < 0$ , что лишено смысла.

Когда  $h > k$ , ошибка  $\Delta V = V - V' < V_0$   
 $h = k$ , "  $\Delta V = V - V' = V_0 = \text{const.}$   
 $h < k$ , "  $\Delta V = V - V' > V_0$ .

Итак, при  $h = k = F$  ошибка у анемометра постоянна и равна  $V_0$ .

Если  $h$  и  $k$  оба выражены в зависимости от  $\frac{R}{L}$ , то точки пересечения кривых  $h = h \left( \frac{R}{L} \right)$  и  $k = k \left( \frac{R}{L} \right)$  для соответствующих размеров чашек дадут то отношение  $\frac{R}{L}$ , при котором работа анемометра будет соответствовать уравнению

$$V - V' = V_0. \quad (47)$$

Заканчивая краткое, по необходимости, обозрение сделанного в области анемометрии по сие время, необходимо упомянуть еще и о теоретических исследованиях сотрудника японской Центральной обсерватории М. Sanuki<sup>(14)</sup>.

К сожалению, авторам настоящей статьи оказался доступным лишь экземпляр работы на японском языке, причем выполненный специалистом японского языка перевод не дал возможности проникнуть во все оттенки языка, вследствие чего ряд положений Sanuki кажутся авторам настоящей статьи и до сего времени неясными и, быть может, даже спорными. Поэтому мы ограничимся лишь кратким указанием окончательного результата.



Рассматривая вопрос с точки зрения новейших теорий аэродинамики, Sanuki дал следующую формулу для вычисления коэффициента Robinson'a:

$$\sigma = 2 + \frac{k}{0,313 \cdot 8\pi r^2 L^2 \rho V}, \quad (48)$$

где  $r$  — радиус чашки;  $L$  — длина плеча;  $\rho$  — плотность воздуха;  $V$  — скорость потока и  $k$  — коэффициент сопротивления движению вращающейся части анемометра, момент которого Sanuki полагает пропорциональным угловой скорости вращения анемометра. К сожалению, Sanuki оставил в стороне вопрос о численном значении  $k$ , так что приведенное равенство сохраняет пока, главным образом, лишь теоретический интерес.

## 2. Исследование свойств чашечных анемометров

Обзор исследований, кратко изложенных в § 1, показывает, что все результаты экспериментальных исследований чашечных анемометров опираются, за исключением, пожалуй лишь работы Patterson'a, на несистематические и малочисленные опыты. Исследования Marvin'a, как указывалось выше, были произведены над анемометрами, у которых диаметры чашек менялись в узких пределах, около 2,5 см. Поэтому, постоянные величины  $a$  и  $b$ , входящие в предложенное им уравнение (35), не могут быть приняты без проверки их сохранности для анемометров, включающих все практически важные диаметры чашек.

Spilhaus, хотя и охватил в своем исследовании достаточный диапазон диаметров чашек и получил достаточное число градуированных кривых, в своих выводах однако, по некоторым, несколько непонятным, причинам, использовал не более 13, оставив в сущности только градуировки анемометров, имеющих чашки с диаметрами 3,1; 10,0 и 12,6 см.

Все это заставляло желать производства более подробных исследований и проверки полученных Spilhaus'ом результатов. Однако задачей настоящего исследования являлось не только несколько более подробное исследование уравнения анемометра в форме Spilhaus'a, но главным образом сравнение при одинаковых условиях свойств трех- и четырехчашечных анемометров. Последняя задача в литературе не исследовалась так подробно, как вопрос о четырехчашечном анемометре.

Ниже излагаются полученные результаты. Одновременно затронут и практически важный вопрос о выборе наилучших размеров анемометра.

**1. Аппаратура.** Наблюдения производились в аэродинамической трубе Института проверки метеорологических приборов в Ленинграде, за отсутствием у ВНИИМ'a трубы надлежащего размера.

Диаметр трубы 100 см; канал шестигранный. Возможные скорости от 0,2 до 18,0 м/сек. Скорости измеряются микроанемометром типа ЦАГИ № 812, причем тарировка бокового отверстия и микроанемометра приведена к показаниям микроанемометра Прандтля, работавшего от трубки Пито-Прандтля.

Не полагаясь на устойчивость тарировки, которая была проведена на три месяца раньше начала настоящих исследований, было проведено сравнение рабочей тарировочной кривой микроанометра № 812 помощью очень хорошо исследованного крыльчатого анемометра Negretti Zambra № 523, с тарировками во Всесоюзном научно-исследовательском институте метрологии. Тарировочная кривая этого анемометра, еще ранее, в течение долгого времени исследовалась в малой

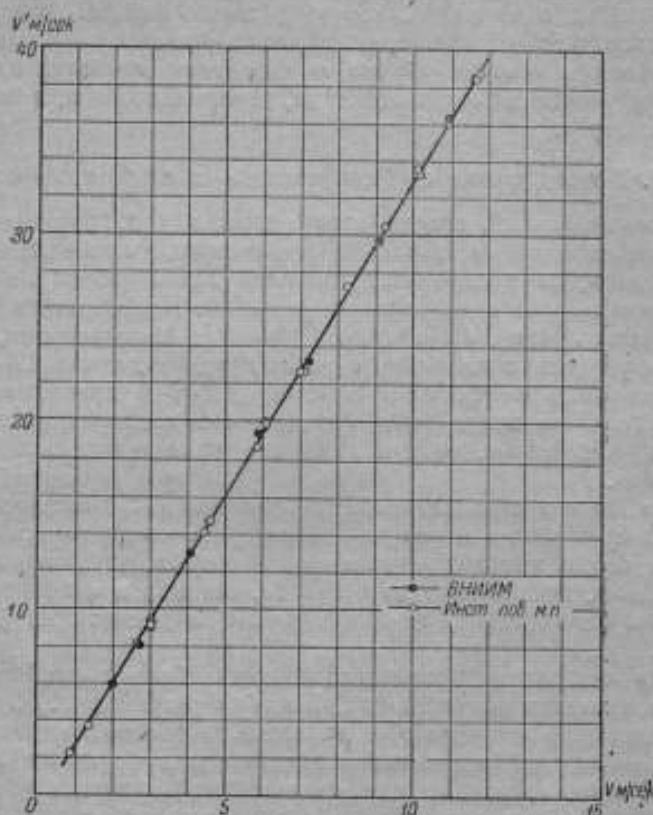


Рис. 10.

трубе Аэродинамической лаборатории ВНИИМа и потому ей можно было доверять. Для еще большей надежности крыльчатый анемометр № 523 был два раза исследован в малой трубе ВНИИМа, скорости в которой измерялись при помощи микроанометра типа Fuess, работающего с нормальной английской трубкой Пито-Праудтла. Показания указанного микроанометра были приведены к показаниям образцового микроанометра ВНИИМа. После этого анемометр № 523 был исследован в трубе Института поверки и затем снова в трубе ВНИИМа.

На графике рис. 10 приведена окончательная градуировочная кривая, полученная по 29 точкам, соответствующим наблюдениям как во ВНИИМе, так и в Институте поверки метеорологических приборов.

Мы видим, что все полученные точки весьма хорошо располагаются по прямой, причем градуировочная кривая, установленная Аэрогидрометрической лабораторией ВНИИМа для крыльчатого анемометра № 523, хорошо совпала со всеми вышеприведенными градуировками. Отклонения от кривой дают вполне удовлетворительную точность в определении скорости потока. Ошибка в определении  $V$  от 1,5 до 5,0 м/сек не превышает 2,5%; от 5,0 до 100 м/сек — 1,6% и от 100 м/сек и выше — 1,0%. Это дало полную уверенность в надежности рабочей тарировочной кривой микроанемометра ЦАГИ № 812 в Институте поверки метеорологических приборов и потому можно утверждать, что точность в определении обычных скоростей потока в настоящей работе не ниже  $\pm 2,0\%$ .

Анемометры<sup>1</sup> выполненные специально для целей исследования, охватывали (для трех- и четырехчашечных анемометров) следующие диаметры полусферических чашек: 3,0; 4,5; 6,0; 8,0; 10,0; 11,0; 12,5 и 15,0 см.

Чашки были выполнены из латуни причем крестовина была сконструирована так, что могла быть использована одна и та же ось вращения с передаточным механизмом от обыкновенного стационарного анемометра. Электроконтактный счетчик регистрировал каждые 100 оборотов крестовины, а время сотен оборотов определялось по секундомеру с точностью до 0,1 сек.

Первоначально чашки были наглухо скреплены с плечами, имеющими максимальную допускаемую сечением трубы — длину, которая по мере продвижения опытов уменьшалась до возможного минимума. Это дало возможность без больших затрат представить градуировки 64 отдельных анемометров с различными диаметрами чашек и длинами плеч.

Особое внимание было уделено определению порога чувствительности  $V_0$  анемометров. Для этой цели был использован крутильный динамометр, любезно предоставленный нам Лабораторией постоянного тока ВНИИМа, которой, в лице ее Заведующего В. В. Блинова приносим свою благодарность. Зная момент трения вращающейся системы, порог чувствительности может быть найден простым расчетом, о котором будет сказано ниже. Этот прием мы заимствовали у Spillhaus'a, который к сожалению не привел никаких подробностей относительно своих измерений. Спиральная пружина динамометра была градуирована на закручивание путем точных разновесок, и плечо было подобрано так, что закручивание пружины на  $10^\circ$  соответствовало моменту в 1,00 Г/см. Помимо этого  $V_0$  определялось также и путем непосредственных наблюдений, с тем чтобы получить большую уверенность в правильности полученных численных его значений.

2. Определение  $V_0$ . Порог чувствительности анемометра является очень важной величиной, характеризующей механические качества прибора. Очевидно, что для анемометров с одинаковыми габаритами и конструкциями различные  $V_0$  будут характеризовать прежде всего

<sup>1</sup> Вернее говоря, их вращающиеся системы, ибо подшипники для всех анемометров были оставлены один и те же.

Толщина стержней креста была подобрана с сохранением геометрического подобия анемометров.

величину вредных сил сопротивления для каждого отдельного анемометра. Наоборот, в случае одинаковых по величине моментов трения различные  $V_0$  будут характеризовать различия в габаритах приборов (различия в размерах длины плеч, диаметров чашек и т. д.).

Таблица 1

Значения порога чувствительности  $V_0$  для четырехчашечных анемометров

№№ протоколов	$d$ (см)	$L$ (см)	$M$ , (г. см)	$V_{0\text{эмч}}$	$V_{0\text{анеметр. набл.}}$
1	3,0	30,0	0,30	0,35	0,30*
2	3,0	7,7	1,20	1,40	1,38
3	3,0	4,05	0,70	1,47	1,40
4	3,0	3,0	0,70	1,70	1,65
5	4,5	29,3	2,00	0,60	0,62
6	4,5	8,55	1,90	1,10	1,00
7	4,5	4,85	2,20	1,58	1,42
8	4,5	4,1	0,45	0,78	0,68
9	6,0	31,3	5,30	0,75	0,75
10	6,0	10,4	3,80	1,06	1,00
11	6,0	6,3	1,10	0,74	0,70
12	6,0	5,0	0,50	0,56	0,54
13	8,0	27,0	2,40	0,39	0,39*
14	8,0	12,9	5,00	0,82	0,82
15	8,0	8,1	0,70	0,39	0,39*
16	8,0	5,8	0,85	0,52	0,49*
17	10,0	33,0	9,00	0,55	0,54
18	10,0	14,8	6,50	0,70	0,65
19	10,0	10,0	1,80	0,45	0,49*
20	10,0	7,1	1,42	0,47	0,35*
21	11,0	29,0	25,10	0,87	0,80
22	11,0	16,0	13,80	0,70	0,80
23	11,0	11,0	10,00	0,80	0,85
24	11,0	7,3	4,07	0,30	0,35*
25	12,6	30,7	28,20	0,75	0,88
26	12,6	14,2	10,60	0,48	0,54
27	12,6	10,1	6,70	0,35	0,44*
28	12,6	8,1	4,35	0,25	0,29*
29	15,0	30,1	26,40	0,55	0,60
30	15,0	16,7	14,00	0,50	0,52
31	15,0	11,5	7,25	0,28	0,32*
32	15,0	9,4	5,90	0,28	0,32*

В отличие от практики проверки анемометров Всесоюзным институтом проверки метеорологических приборов, где за  $V_0$  принимается скорость потока, при которой чашки анемометра вращаются с конечной медленной скоростью, нами подчеркнута за  $V_0$  принималась такая скорость потока, при которой чашки вращались бесконечно медленно (практически при  $V_0$  их скорость  $v \rightarrow 0$ ).

Установив такое определение, исключается несравнимость порогов чувствительности для разных приборов, так как заданы вполне опре-

\* Значком \* в таблице 1 отмечены скорости, точность определения которых не выше 15%.

деленные условия их наблюдения. Именно, под порогом чувствительности всегда принималась та скорость потока, при которой чашки едва начинали вращаться.

Но и зависимость от ориентации креста в положении потока  $V_0$  всегда будет различно для одного и того же прибора, так как в различных положениях на вращающуюся систему действуют различные вращающие моменты при всех прочих равных условиях, в силу того, что силы действующие на систему, меняют свою величину с изменением угла между плоскостями чашек и направлением потока. Поэтому  $V_0$  определялось как среднее при нескольких положениях вращающейся системы. Средний коэффициент нормальной силы  $\bar{c}_n$ , действующей на одну чашку, может быть определен нижеследующим образом <sup>(10)</sup>:

$$\bar{c}_n = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} c_n d\alpha,$$

$$c_n = \frac{F_n}{Sq},$$

где  $S$  — площадь чашки, равная  $\pi r^2$ ,  $F_n$  — нормальная сила, действующая на чашку, и  $q$  — динамическое давление, равное  $1/2 \rho V^2$ .

Brevoort и Joynер <sup>(15)</sup> дали кривые  $c_n$  для различных  $\alpha$  от  $0^\circ$  до  $\pi$ ,

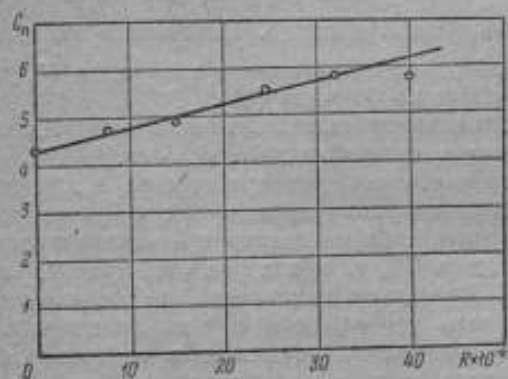


Рис. 11.



Среднее значение  $\bar{c}_n$  может быть найдено механическим интегрированием и, как это показал Spilhaus, <sup>(15)</sup> оно может быть выражено в форме прямой линии (рис. 11) приблизительно до  $Re = 32 \cdot 10^4$

$$\bar{c}_n = A + BRe, \quad (49)$$

где  $A$  и  $B$  — постоянные и  $Re$  — число Рейнольдса  $= \frac{Vd}{\nu}$  ( $\nu$  — кинематическая вязкость). Так как  $V_0$  обычно незначительно, то  $BRe_0$  мало

по сравнению с  $\Delta$  (Re в этом случае равно  $\frac{V_0 d}{\nu}$ ), вследствие чего с достаточной для наших целей точностью можно принять:

$$\bar{c}_n = 0,43.$$

При  $v \rightarrow 0$  может быть написано равенство:

$$M_z = n c_n \frac{\rho V_0^2}{2} \cdot \frac{\pi d^3}{4} \cdot L, \quad (50)$$

где  $n$  — число чашек;  $d$  — диаметр чашек;  $L$  — плечо чашек;  $\rho$  — плотность воздуха и  $M_z$  — момент сопротивлений, при  $V_0$ , равный моменту трения самого анемометра, так как при  $v \rightarrow 0$  скорость  $V_0$  преодолевает только Кулоновские силы трения.

Если подшипник достаточно хорош и дает постоянный момент трения  $M_z$ , то из формулы (50) находим:

$$V_0 = \sqrt{\frac{8M_z}{n c_n \pi \rho d^2 L}},$$

или при  $n = 4$  и  $\bar{c}_n = 0,43$ :

$$V_0 = 2 \sqrt{\frac{M_z}{2,3 \rho d^2 L}}. \quad (51)$$

Эта простая формула может быть применена для подсчета, если известен момент трения  $M_z$  вращающейся системы. Правда, формула не учитывает экранирование одной чашки другой, что особенно сказывается, когда  $\frac{d}{2L}$  приближается к единице. Вследствие этого, как мы увидим ниже (см. табл. 1), непосредственные измерения  $V_0$  дают значения, меньшие вычисленных по формуле (51).

Крутящий динамометр, находившийся в нашем распоряжении, позволял измерять моменты трения с точностью до 0,05 г·см.

Экспериментально  $V_0$  определялось непосредственно в аэродинамической трубе, причем число оборотов винта трубы менялось очень медленно и по звонку это изменение мгновенно приостанавливалось, когда скорость потока достигала  $V_0$ , т. е. как раз в тот момент, когда чашки сдвигались с места. Последнее замечалось по перемещению фиксированной точки теневого изображения креста анемометра из экрана. Так как  $V_0$  всегда получалось различным в зависимости от угла  $\alpha$ , то, как это уже сказано, находилась средняя величина из наблюдений при трех произвольных положениях вращающейся системы.

Вычисленные значения  $V_0$  хорошо согласуются со всеми экспериментальными определениями этой величины, как то легко усмотреть из таблицы 1, в которой собраны значения  $V_0$  для четырехчашечных анемометров.

Не располагая более совершенным методом измерения малых скоростей, чем метод измерения чувствительным микроанемометром (напр. в  $1/200$ ), определение  $V_0$  с точностью в 15—10% следует признать удовлетворительным, мирясь с указанной ошибкой, как с неизбежностью.

Кроме того  $V_0$  вхола в уравнение Spilhaus'a

$$(\sigma - h) \left( \frac{V}{V_0} - 1 \right) = k$$

как некоторая известная постоянная величина, включающая в себе примерно одну и ту же ошибку, будет давать однообразную для различных градуировок ошибку при нахождении постоянных  $k$  и  $h$ , что не нарушит однородности в определении этих постоянных.

3. Четырехчашечные анемометры. Наблюдения сводились к получению градуировочных кривых, которые представляли собой кривые, построенные в координатах  $V$ , и ( $V$  — скорость потока,  $n$  — число оборотов за одну секунду).

После предварительного определения  $M_c$  и  $V_0$ , скорость менялась приблизительно через 2 м/сек, все время повышалась до 16—18 м/сек. При наивысшей скорости 16—18 м/сек, винт аэродинамической трубы выключался и снова производилось несколько определений  $V_0$ . Градуировочная кривая строилась сразу же после наблюдений и, в случае, если точки укладывались без значительных отклонений по плавной кривой, напоминающей обычную градуировочную кривую, проведенную с соблюдением относительной симметрии отклонений точек градуировки, градуировка считалась удовлетворительной и кривая — годной к обработке. В случае же сильного разброса точек, наблюдения повторялись, причем тщательно устранялись причины неудовлетворительной градуировки. Обычно причина заключалась или в ошибках отсчетов по микроанометру или по секундомеру, или же в изменчивости трения в подшипнике и подпятнике оси вследствие несоблюдения достаточной тщательности при сборке анемометра.

Всего было получено 32 градуировочных кривых для четырехчашечного анемометра и столько же для трехчашечного.

Составим нормальные уравнения для определения  $k$  и  $h$  по способу наименьших квадратов.

Для этого сначала преобразуем уравнение (42) Spilhaus'a в удобной для вычисления форме.

Имеем:

$$(\sigma - h) \left( \frac{V}{V_0} - 1 \right) = k$$

или

$$\sigma \left( \frac{V}{V_0} - 1 \right) - h \left( \frac{V}{V_0} - 1 \right) - k = 0.$$

Обозначая через

$$\left. \begin{aligned} x &= \frac{V}{V_0} - 1 \\ y &= \sigma \left( \frac{V}{V_0} - 1 \right), \end{aligned} \right\} \quad (52)$$

получим уравнение

$$y - hx - k = 0. \quad (53)$$

Каждая точка градуировки должна удовлетворять уравнению (53). Следовательно, имея в виду наличие отклонений от закона (42), можно написать:

$$\left. \begin{aligned} y_1 - hx_1 - k &= \delta_1 \\ \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \\ y_N - hx_N - k &= \delta_N \end{aligned} \right\}$$

Как обычно, найдем такие значения  $h$  и  $k$ , при которых сумма квадратов отклонений  $\delta_i$

$$\sum_{i=1}^N [y_i - hx_i - k]^2$$

имеет наименьшее значение. При этом условия частные производные указанной суммы по  $h$  и по  $k$  должны обращаться в нуль, т. е.:

$$\frac{\partial}{\partial h} \sum \delta_i^2 = 0; \quad \frac{\partial}{\partial k} \sum \delta_i^2 = 0.$$

Получаем два уравнения, из которых определяются значения  $h$  и  $k$ :

$$\left. \begin{aligned} \sum x_i y_i - h \sum x_i^2 - k \sum x_i &= 0 \\ \sum y_i - h \sum x_i - Nk &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (54)$$

где  $x_i$ ,  $y_i$  выражены формулами (52) и  $N$  — число точек градуировки. Покажем вычисление  $h$  и  $k$  на конкретном примере. Пример обработки наблюдений и определения постоянных для одного из анемометров приведен в таблице 2.

Таблица 2

Пример вычисления постоянных анемометра

Протокол № 10

Анемометр четырехчашечный

13/IV—36 г.

$d = 6,0$  см

$L = 10,4$  см

$\lambda = 0,7$  см

$V_0 = 1,00$  м/сек

Количество оборотов	$t$ (сек.)	Число оборотов $n$ (об/сек.)	Линейная скорость чаши $v$ (м/сек.)	Скорость потока $V_i$ (м/сек.)	$\sigma$	$\frac{V_i}{V_0}$
100	86,7	1,153	0,753	2,96	3,93	2,96
100	39,1	2,558	1,671	5,25	3,14	5,25
200	56,2	3,559	2,324	7,09	3,05	7,09
200	42,6	4,695	3,066	8,97	2,92	8,97
300	30,8	6,494	4,341	11,87	2,80	11,87
300	38,7	7,752	5,063	14,08	2,78	14,08
300	33,0	9,063	5,919	16,32	2,76	16,32

$i$	$\sigma_i$	$\frac{V_i}{V_0} - 1 = x_i$	$y_i = x_i \sigma_i$	$x_i y_i$	$x_i^2$	$\sigma_{\text{выч.}}$
1	3,93	1,96	7,70	15,09	3,84	3,92
2	3,14	4,35	13,34	56,70	18,06	3,20
3	3,05	6,09	18,57	113,09	37,09	3,01
4	2,92	7,97	23,27	185,46	63,52	2,91
5	2,80	10,87	30,44	330,88	118,16	2,82
6	2,78	13,08	36,36	475,59	171,09	2,78
7	2,76	15,32	42,28	647,73	234,79	2,75
		$\Sigma = 69,54$	$\Sigma = 171,96$	$\Sigma = 1824,54$	$\Sigma = 645,46$	



Нормальные уравнения для рассматриваемого случая:

$$1824,54 - 646,46 h - 59,54 k = 0$$

$$171,96 - 59,54 h - 7,00 k = 0.$$

Решая их, получим:

$$h = 2,58 \text{ и } k = 2,62.$$

Все 32 градуировки четырехчашечных анемометров были обработаны указанным способом. В таблице 3 собраны результаты вычислений. Сравнение вычисленных коэффициентов Робинсона с наблюдаемыми

Таблица 3

Четырехчашечные анемометры

№№ прото- колов	$d$ (см)	$L$ (см)	$\frac{d}{2L}$	$Re \cdot 10^{-2}$ $\left(\frac{V_0 d}{\nu}\right)$	$\xi \cdot 10^{-2}$ $\left(\frac{V_0 d^2}{L \nu}\right)$	$h$	$k$
1	3,0	30,0	0,050	5,49	0,549	4,13	10,71
2	3,0	7,7	0,195	27,98	10,92	2,84	2,71
3	3,0	4,0	0,330	28,90	21,45	2,70	2,63
4	3,0	3,0	0,500	33,22	33,22	2,76	2,55
5	4,5	29,3	0,077	18,20	2,80	3,25	4,29
6	4,5	8,5	0,263	30,40	16,00	2,68	2,96
7	4,5	4,8	0,464	43,24	40,10	2,62	2,58
8	4,5	4,1	0,549	20,70	22,70	2,71	2,78
9	6,0	31,3	0,096	30,52	5,85	2,98	3,34
10	6,0	10,4	0,288	41,10	23,70	2,58	2,62
11	6,0	6,2	0,484	28,40	27,50	2,73	2,60
12	6,0	5,0	0,600	21,97	26,40	2,69	2,53
13	8,0	27,0	0,148	21,17	6,44	2,60	2,69
14	8,0	12,9	0,310	42,98	26,70	2,51	2,71
15	8,0	8,1	0,494	21,10	20,80	2,64	2,85
16	8,0	5,8	0,690	28,04	38,60	2,66	2,42
17	10,0	33,0	0,152	36,62	11,10	2,43	4,79
18	10,0	14,8	0,338	44,52	30,10	2,42	2,57
19	10,0	10,0	0,500	33,20	32,30	2,56	2,54
20	10,0	7,1	0,704	24,03	33,20	2,68	2,18
21	11,0	29,0	0,190	59,30	22,50	2,30	2,95
22	11,0	16,0	0,375	59,48	40,80	2,33	2,77
23	11,0	11,0	0,500	63,40	63,40	2,43	2,33
24	11,0	7,3	0,753	26,46	38,30	2,83	1,39
25	12,6	30,7	0,205	75,00	30,80	2,19	2,46
26	12,6	14,2	0,444	46,75	41,50	2,43	2,64
27	12,6	10,1	0,624	37,58	46,90	2,59	1,64
28	12,6	8,1	0,778	25,80	40,00	2,67	2,02
29	15,0	30,0	0,250	61,00	30,50	2,33	2,22
30	15,0	16,7	0,449	53,60	48,10	2,44	2,33
31	15,0	11,5	0,652	34,45	45,00	2,61	1,28
32	15,0	9,4	0,800	34,45	55,00	2,71	2,38

показало, что уравнение в форме Spilhaus'a очень хорошо выражает действительную картину изменения коэффициента Robinson'a в зависимости от скорости потока  $V$ . Вычисления по формуле (42) показали, что отклонения вычисленных значений от наблюдаемых незначительны (см. например, таблицу 2). Эти отклонения можно полностью отнести за счет ошибок в определении скорости ( $\pm 2\%$ ) и округлений при обработке материала.

Итак, каждый протокол градуировки, представленный в виде кривой, являющейся изображением уравнения Spilhaus'a, действительно может характеризовать работу анемометра. Поэтому (рассматривая вопрос только с чистой внешней стороны) возникает интересный с практической точки зрения вопрос о том, имеет ли указанный спо-

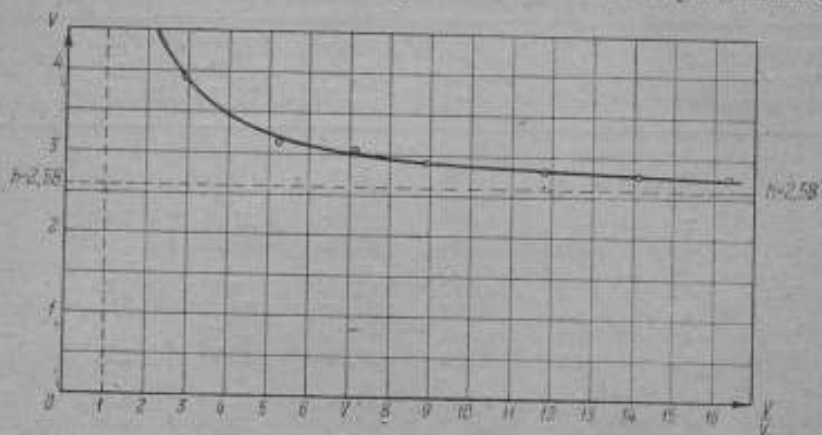


Рис. 12.

соб представления результатов градуировок преимущества перед обыкновенными градуировочными кривыми, представляющими зависимость между номинальной скоростью  $V'$ , т. е. скоростью, отсчитанной по указательным средствам анемометра, и действительной скоростью потока?

Напомним оба вида этих кривых, взяв в качестве примера протокол наблюдений № 10, приведенный в таблице 2.

Рис. 12 представляет уравнение Spilhaus'a, которое для данного примера имеет форму:

$$(\sigma - 2,58) \left( \frac{V}{V_0} - 1 \right) = 2,62.$$

Коэффициент  $\sigma$  в данном случае стремится при  $V \rightarrow \infty$ , к асимптоте  $\bar{\sigma} = 2,58$ .

Коэффициент Robinson'a являющийся ни чем иным, как величиной чувствительности, при таком изображении результатов тарировки дает возможность оценки скорости потока, при которой анемометры начинают работать с более или менее медленно изменяющейся чувствительностью, а следовательно, дает возможность сделать заключения о качестве анемометра при его работе в том или ином диапазоне ско-

ростей. Если требуется дать сравнительную оценку качества анемометров, имеющих различные габариты чашек и плеч, то метод сравнения тарировок этих анемометров, нанесенных на один сводный график в виде гиперболических зависимостей в форме Spilhaus'a, является наиболее удобным и объективным.

График на рис. 13 представляет обычную рабочую тарировочную кривую, построенную для того же случая. Кривая, как обычно, дает зависимость между  $V'$  и  $V$ . Непосредственно по ней нельзя сделать заключение о коэффициенте Робинсона, а поэтому важный вопрос о чувствительности при-

бора не получает сразу же численной оценки. Ряд тарировочных кривых, построенных для различных анемометров, не может, таким образом, служить для быстрого установления качества прибора, вследствие чего легко ошибиться в оценке превосходства одних приборов над другими. Однако указанная кривая имеет и свои преимущества перед гиперболической кривой. А именно, обычный график непосредственно дает приближенное значение порога чувствительности, что дает указания на недостатки прибора, связанные с трением. А так как при массовом производстве приборов предварительная их экспертиза должна начинаться с проверки доброкачественности отделки трущихся частей, то  $V_0$  может служить мерилем этой доброкачественности. Именно, можно рекомендовать применять в качестве допусков на трение допуски на величину  $V_0$ , которая, как мы знаем, связана с моментом трения уравнением (51):

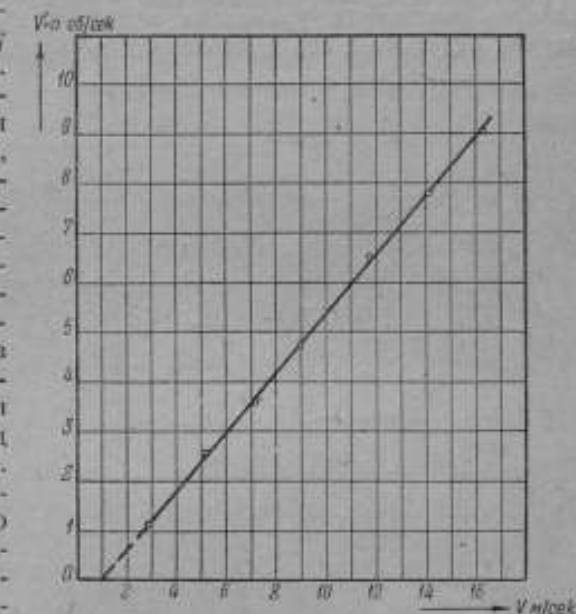


Рис. 13.

Другим существенным достоинством обыкновенной тарировочной кривой (рис. 13) следует признать простоту получения по ней действительной скорости  $V$ . Зная  $V'$ , действительную скорость  $V$  определим простым отсчетом по графику. Это обстоятельство делает обычную градуировочную кривую незаменимой при практическом пользовании анемометром, в то время как по гиперболическому графику (рис. 12) определение  $V$  очень неудобно и связано с предварительными вычислениями.

Очевидно, что способ графического изображения тарировок в виде гипербол

$$(z - h) \left( \frac{V}{V_0} - 1 \right) = k$$

необходим только исследователю и конструктору. Для наблюдателя, имеющего тарировочную кривую анемометра, он бесполезен. Итак, каждый из методов изображения работы анемометра имеет свои достоинства, но и свои недостатки.

Перейдем теперь к исследованию полученных результатов, причем сначала рассмотрим уравнение анемометра в общей форме, а затем изучим отдельно и его прямолинейную (приближенно) часть.

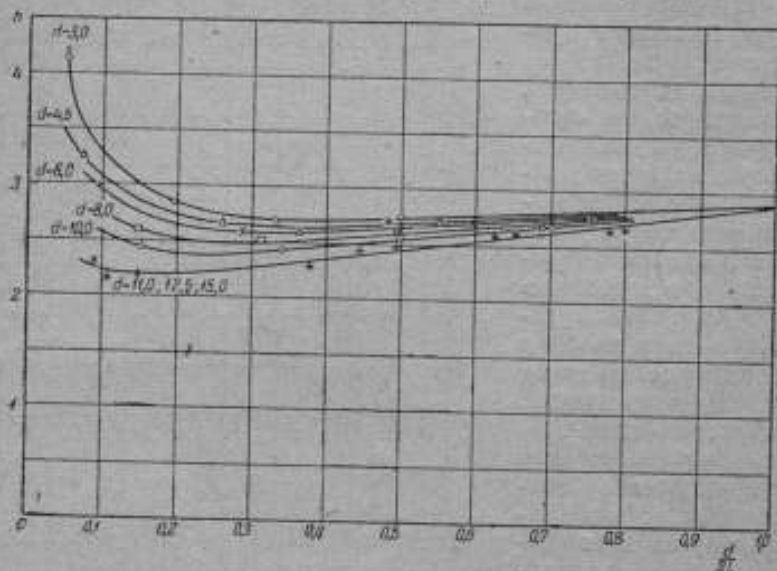


Рис. 14.

4. Исследование постоянных  $h$  и  $k$ . Рассмотрим постоянные  $h$  и  $k$ . На рис. 14 изображена зависимость  $h$  от безразмерного параметра  $\frac{d}{2L}$ . Мы видим ясное влияние так называемого масштабного эффекта, к исследованию которого нам и надлежит перейти. Масштабный эффект, как известно, заключается в хорошо известном факте зависимости, например, коэффициента сопротивления тел, погруженных в поток, от Рейнольдсова числа, так что, коротко говоря, имеет особое значение не каждое независимое переменное в отдельности, но их совокупность. Но в противоположность вопросу, например, о течении жидкости по трубам или, как сказано, сопротивлению тел, погруженных в поток, в рассматриваемом случае установить вполне строгую зависимость коэффициентов только от одного характеристического числа весьма трудно и, быть может, невозможно. Препятствием этому служит сложность аэродинамических процессов, имеющих место у вращающегося анемометра. Тем не менее, некоторые зависимости мы

попытаемся наметить. Прежде чем перейти к выбору характеристического числа, рассмотрим вопрос о влиянии порога чувствительности  $V_0$  на постоянную  $h$  (препятствием не может служить то обстоятельство, что  $h$  — величина безразмерная, а  $V_0$  имеет измерение, ибо коэффициенты в указанной возможной зависимости могут быть выражены в надлежащих единицах). Если, пользуясь данными таблиц 1 и 3, построить искомую зависимость, то легко прийти к следующему выводу. За исключением точек №№ 1, 5, 9 относящихся к чашкам самых малых диаметров и к тому же с наиболее длинными плечами, все точки удовлетворительно располагаются вокруг прямой  $h = 2,60 = \text{const}$ .

Это показывает, что, начиная от  $d = 6,0$  см (наибольшее плечо  $L = 30$  см), при увеличении  $d$  величина порога чувствительности не

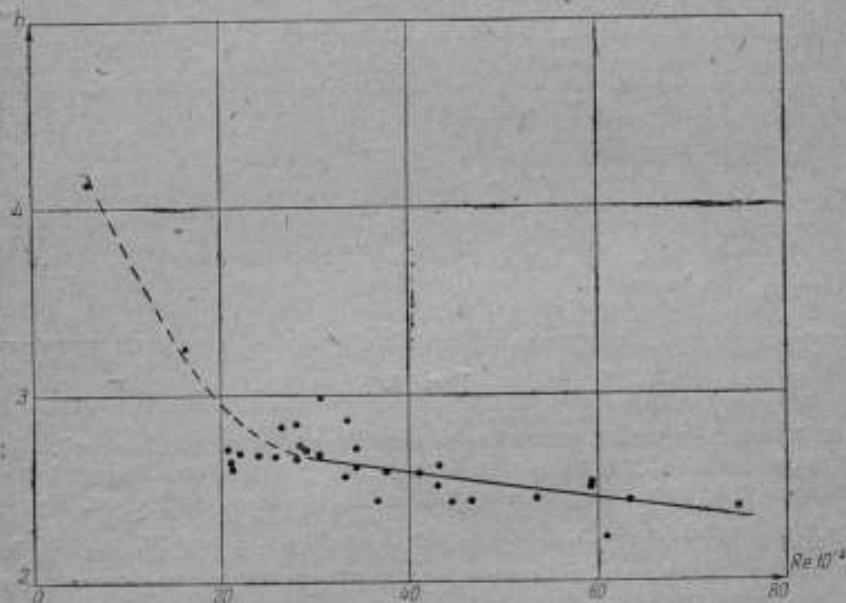


Рис. 15.

оказывает заметного влияния на предельный коэффициент Robinson'a (при  $V \rightarrow \infty$ ). К тому же результату пришел ранее и Spilhaus (см. его работу, стр. 9 таблица II), но основываясь на весьма скудном материале всего на трех точках.

На рис. 15 изображена зависимость  $h$  от Рейнольдсова числа  $Re = \frac{V_0 d}{\nu}$ . Она показывает некоторую тенденцию к убыванию  $h$  при возрастании  $Re$ . Приведенная зависимость имеет определенный характер, и мы видим, что масштабный эффект действительно имеет место. Выбранное характеристическое число  $Re$  не является, однако, единственным. Интересную зависимость мы получим, если в качестве характеристического числа возьмем  $\xi = \frac{V_0 d^2}{\nu L}$ . Эти числа приведены

в таблице 3. Как показывает рис. 16, лишь при весьма малых числах  $\xi$  величина  $h$  стремится возрастать. Для всех практически важных случаев ее можно считать постоянной, не зависящей от  $\xi$ . С достаточной степенью точности от  $\xi = 1000$  и выше можно положить  $h = 2,60 = \text{const}$ . Сравнивая графики на рис. 15 и 16, следует отметить, что ни одну из зависимостей нельзя признать все же вполне отчетливой и, по всей вероятности, природа масштабного эффекта лежит гораздо глубже тех предположений, которые мы сделали.

Вернемся к графику рис. 14, имеющему наибольшее значение для практических приложений. Так как чувствительность анемометра можно в значительной мере характеризовать предельным значением коэффициента Робинсона  $\sigma = h$ , то приведенные зависимости дают возможность сделать заключения о наиболее выгодном отношении  $\frac{d}{2L}$ ,

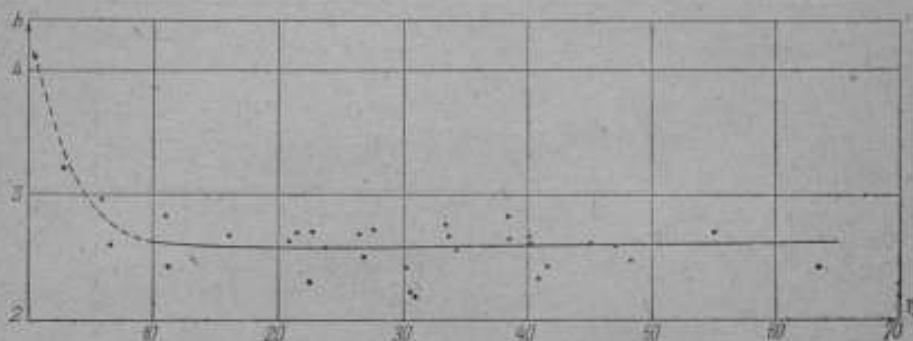


Рис. 16.

при котором чувствительность анемометра будет наибольшей. Для этого достаточно для выбранного значения диаметра чашки найти то значение  $2L$ , при котором  $h$  достигает наименьшей величины. Например, при  $d = 10$  см  $\frac{d}{2L} \approx 0,23$ ; откуда  $L \approx 22$  см. Понятно, величина  $h$  не может полностью характеризовать чувствительность анемометра, однако правильный выбор этой величины должен иметь существенное значение при конструировании анемометра.

Обратим внимание на то обстоятельство, что характер кривых, изображенных на рис. 14, напоминает гиперболическую зависимость. При таком предположении это семейство можно задать уравнением:

$$y = \frac{A}{x} + Bx + C, \quad (55)$$

где

$$x = \frac{d}{2L}; y = h \text{ и } A, B, C — \text{ постоянные.}$$

Уравнение (55) изображает гиперболы, у которых ось ординат является общей асимптотой. Это имеет определенный физический смысл. Именно, при бесконечно больших плечах анемометр будет вращаться так медленно, что линейная скорость чашек при любых значениях скорости ветра практически будет близка к нулю.

Пересечение кривых при отношении  $\frac{d}{2L} = 1$  в одной точке позволяет свести число неизвестных постоянных к двум:

$$x = 1; \quad y = 2,90;$$

тогда

$$A + B + C = \text{const} = 2,90,$$

откуда

$$y = A\left(\frac{1}{x} - 1\right) + B(x - 1) + 2,90. \quad (56)$$

Равенство  $A + B + C = \text{const}$  указывает, что все анемометры, имеющие  $\frac{d}{2L} = 1$ , при больших скоростях потока будут иметь одинаковые линейные скорости центров своих чашек.

Численное определение постоянных  $A$ ,  $B$  в уравнении (56) не представляет никаких затруднений. Однако результат обработки методом наименьших квадратов показал, что уравнение (55), являющееся уравнением гипербол, дает значительные отклонения от кривых на рис. 13, указывая на то, что  $k$  меняется в зависимости от параметра  $\frac{d}{2L}$  не по гиперболическому, но по более сложному закону.

Перейдем к рассмотрению постоянной  $k$ .

Внимательное изучение результатов обработки наблюдений привело нас к выводу, что найти какую-нибудь удовлетворительную зависимость для постоянной  $k$  уравнения (42) Spilhaus'a, так, чтобы связать эту величину с величинами, характеризующими размеры анемометра, не представляется возможным. Безразмерные параметры  $\frac{d}{2L}$

и  $\frac{2L}{d}$ , привлеченные для исследования величины  $k$ , также были оставлены, как неподходящие. Попытку Spilhaus'a считать  $k$  зависящим от отношения  $\frac{2L}{d}$ , следует признать мало приемлемой. Впрочем это нетрудно проверить, рассматривая один лишь материал Spilhaus'a<sup>1</sup>. Именно, график на рис. 8, представляющий зависимость  $L$  от  $\frac{2L}{d}$ , не включает значительной доли материала наблюдений и построен Spilhaus'ом на основании случайных совпадений некоторых наблюдений.

Сравнивая значения  $k$  и  $k$ , легко видеть, что в большинстве случаев величина  $k$  сравнительно незначительно отличается от величины  $k$ . Указанное различие легко объяснить практически мало заметными отклонениями тарировочной кривой от прямолинейной зависимости. Действительно, пусть мы имеем линейную зависимость:

$$V' = m(V - V_0), \quad (57)$$

откуда:

$$\frac{V'}{m} + V_0 = V.$$

Но (см. форм. (45):

$$V' = Fv,$$

<sup>1</sup> См. работу Spilhaus'a, стр. 17, 18 и 19.

Поэтому:

$$\frac{F}{m} v + V_0 = V.$$

Отсюда:

$$\frac{F}{m} \frac{V}{c} - V = -V_0,$$

или:

$$V \left( \frac{F}{m} \cdot \frac{1}{c} - 1 \right) = -V_0.$$

Обозначая для краткости  $\frac{F}{m} = k$ , без труда найдем

$$\frac{V}{V_0} = \frac{1}{c - k},$$

откуда получим:

$$c \left( \frac{V}{V_0} - 1 \right) - \frac{V}{V_0} k = 0,$$

или

$$c \left( \frac{V}{V_0} - 1 \right) - \frac{V}{V_0} k + k = k.$$

Отсюда окончательно:

$$(c - k) \left( \frac{V}{V_0} - 1 \right) = k. \quad (58)$$

Уравнение (58) отличается от общего уравнения (42) Spielhaus'a только тем, что в нем  $k = k$ .

Легко показать, что анемометр по уравнению (58) обладает постоянной погрешностью [ср. сказанное в § 1 и формуле (47)]. Действительно, полагая:

$$V' = Fv = kv,$$

найдем:

$$V^2 - V(V' + V_0) = 0,$$

откуда ошибка прибора:

$$\Delta V = V - V' = V_0 = \text{const.}$$

Итак, при  $k = k$  ошибка будет всегда постоянной и равной  $V_0$ , если множитель принят равным  $F = k$ .

5. Исследование прямолинейного участка градуировочной кривой чашечных анемометров. Как мы уже видели градуировочная кривая чашечного анемометра может быть весьма хорошо представлена в форме гиперболической кривой. При малых скоростях кривая имеет заметную кривизну и своей выпуклостью обращена в сторону оси  $V$ . При возрастании скорости потока кривая приближается к прямой и достаточной во многих случаях для практических потребностей точностью (особенно у анемометров с хорошо выполненными подшипниками) зависимость эта может быть принята линейной, начиная от  $V = 2 - 3$  м/сек.

Обычные стационарные анемометры не имеют указательной шкалы и тарировочные кривые для них представляют зависимость между числом оборотов вращающейся системы за одну секунду  $n$  и скоростью



потока  $V$ . Относительно такого рода градуировочных кривых и будет идти речь ниже.

Мы приведем здесь обработку градуировочных кривых, которые проводились с допущением их прямолинейности в интервале скоростей от  $V=2$  до  $V=18$  м/сек.

В таблице 4 собраны результаты обработки. Последний столбец содержит значения числа оборотов вращающейся части, приходящихся на 1 м пройденного потоком расстояния:

$$B = \frac{\Delta n}{\Delta V} \text{ об/милл}$$

Таблица 4  
Значения  $B$  при различных  $d$  и  $L$  у четырехчашечных анемометров

На рис. 17 изображена зависимость  $B$  от длины плеча  $L$ . Мы видим, что все наблюдения, независимо от диаметра чашек, отлично укладываются по плавной кривой, причем уравнение равнобочной прямоугольной гиперболы

$$BL = \text{const} \quad (59)$$

хорошо удовлетворяет опытному материалу и соответствует, в основном, результатам, полученным Marvin'ом, для случая общего уравнения анемометра [см. формулы (38) и (41)].

Обработка материала приводит к следующему уравнению гиперболы:

$$BL = 6,14, \quad (60)$$

которое позволяет конструктору для анемометра с любой длиной плеча  $L$  без труда вычислить угловой коэффициент градуировочной кривой, представляющей зависимость:

$$n = B(V - V_0). \quad (61)$$

При  $B=1$  получим:

$$n = V - V_0.$$

Если мы условимся при этом принять номинальную скорость потока равной числу оборотов анемометра за секунду, т. е.

$$n = V', \quad (62)$$

то получим анемометр с постоянной погрешностью

$$V - V' = V_0.$$

№№ протоколов	$d$ (см)	$L$ (см)	$B$ (об/милл)
1	3,0	30,0	0,20
2	3,0	7,7	0,74
3	3,0	4,05	1,49
4	3,0	3,0	1,94
5	4,5	29,3	0,17
6	4,5	8,55	0,70
7	4,5	4,85	1,25
8	4,5	4,1	1,47
9	6,0	11,3	0,175
10	6,0	10,4	0,60
11	6,0	6,2	0,95
12	6,0	5,9	1,20
13	8,0	27,0	0,215
14	8,0	12,9	0,49
15	8,0	8,1	0,74
16	8,0	5,8	1,04
17	10,0	33,0	0,20
18	10,0	14,8	0,45
19	10,0	10,0	0,60
20	10,0	7,1	0,83
21	11,0	29,0	0,225
22	11,0	16,0	0,45
23	11,0	11,0	0,60
24	11,0	7,3	0,79
25	12,6	30,7	0,24
26	12,6	14,2	0,45
27	12,6	10,1	0,605
28	12,6	8,1	0,75
29	15,0	30,0	0,25
30	15,0	16,7	0,40
31	15,0	11,5	0,55
32	15,0	9,4	0,625

Следовательно, при номинальной скорости  $V'$  по соотношению (62) у бесшкаловых анемометров возможна такая конструкция, при которой значение действительной скорости потока можно получить путем простого прибавления к  $V_0$  числа оборотов в вращающейся части за секунду.

Из графика на рис. 17 видно, что  $B=1$  имеет место для всех приборов при  $L \approx 6,0$  см.

6. О возможной наилучшей конструкции четырехчашечного анемометра. Наилучшим анемометром следует считать такой анемометр, который обладает: 1) наиболее плавным изменением коэффициента

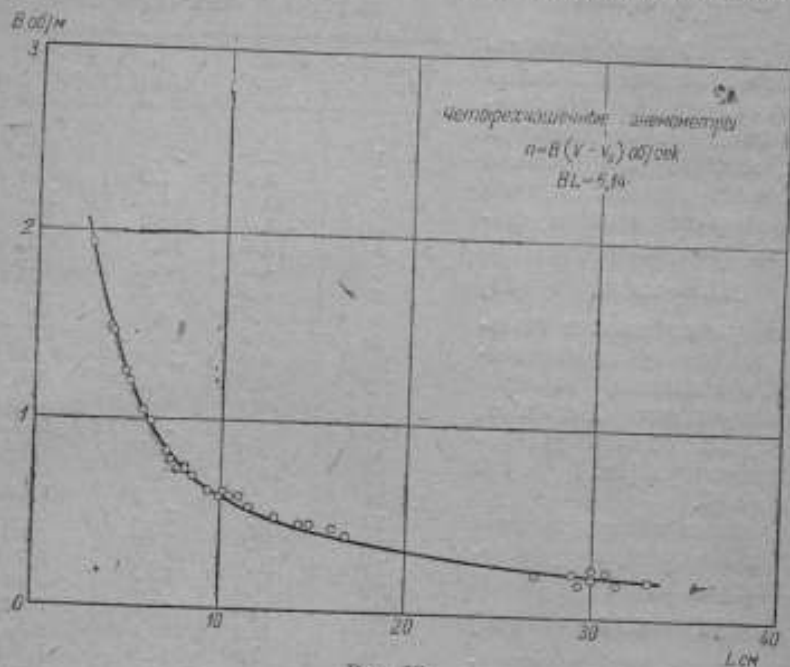


Рис. 17.

Robinson'a в диапазоне рабочих скоростей; 2) наиболее низким значением этого коэффициента в пределах тех же скоростей; 3) нормальными условиями для длительной работы подшипников и чашек и 4) имеет постоянную погрешность показаний.

Но на основании всего сказанного выше с полной ясностью вытекает невозможность осуществления такого прибора, который бы отвечал одновременно всем вышеперечисленным признакам. Поэтому разрешение проблемы построения анемометра высокого качества невозможно без ухудшающих дело компромиссов и ухудшения конструкции.

Наблюдения показывают, что наиболее плавно меняющийся коэффициент Robinson'a имеют анемометры с короткими плечами и большими размерами чашек. Поэтому с этой точки зрения, короткие плечи и большие чашки являются желательными. Однако при малых плечах

среднее значение коэффициента  $\varepsilon = \frac{V}{v}$  все же велико, о чем можно судить по величинам его предельных значений  $k$  (рис. 14) при  $V \rightarrow \infty$ .

Условию желательности наиболее низких значений коэффициента Robinson'a хорошо отвечают анемометры, у которых отношение  $\frac{b}{2L}$  (среднее для всех диаметров) колеблется в пределах от 0,2 до 0,3, что говорит за предпочтение плеч значительных размеров. За непригодность очень коротких плеч говорит еще и то обстоятельство, что угловые скорости при этом велики и, следовательно, нормальная работа подшипников оказывается тесно связанной с проблемой смазки.

Но, с другой стороны, длинные плечи дают большие моменты вращения; требуя более прочных подпор, вследствие увеличения веса и габаритов прибора. Кроме того, длинные плечи приводят к неплановому изменению коэффициента Robinson'a и значительному отклонению тарировочных кривых от прямолинейных зависимостей.

Слишком большие чашки, кроме большей трудности их производства и трудности простого (не загружающего поток) крепления, требуют и очень стойких подшипников.

Желательность иметь постоянную погрешность у анемометров в случае множителя, равного единице (бесшкаловые стационарные анемометры), ограничивает размеры для всех приборов величиной  $L$ , равной 6,0 см.

Работа стационарного анемометра, выпускаемого заводом „Метрибор“, имеющего  $d = 10,0$  см и  $L = 20,0$  см, могла бы быть немного улучшена путем укорочения плеча до 15—16 см с одновременной заменой медного подшипника и шарикового подпятника, шариковыми подшипниками, что дало бы у него значительно более плавное изменение чувствительности, более прямолинейную тарировку и хорошую чувствительность при малых скоростях. Правда, эти мероприятия не являются безусловно необходимыми (кроме замены подшипников), так как прибор, вообще говоря, удовлетворительно сочетает те требования для нормального четырехчашечного анемометра, которые пришлось бы выдвигать в результате предыдущих рассуждений о выгоды конструкции одного и невыгодности другого.

Необходимость иметь удовлетворительный легкий экспедиционный анемометр для временных установок может быть удовлетворена конструированием анемометра с шариковыми подшипниками, имеющего диаметры чашек не меньше 5,0 см и не больше 6,5 см и длину плеча, соответственно отношению  $\frac{d}{2L}$ , около 0,25—0,30.

Хорошим ручным анемометром взамен обычного „Фюсса“ мог бы быть анемометр на каменных подпятниках с алюминиевыми чашками, имеющими  $d = 2,0$  см, посаженными на плечи не менее 2,5 см. При этом, как мы увидим в следующем параграфе, применение четырехчашечной системы у ручных анемометров вряд ли целесообразно.

### 3. Сравнение трех и четырехчашечного анемометра

Параллельно наблюдениям над четырехчашечными анемометрами было проведено исследование и 32-х трехчашечных анемометров. Чашки имели все диаметры, представленные в исследовании четырех-

Чашечных анемометров (3,0; 4,5; 6,0; 8,0; 10,0; 11,0; 12,6 и 15,0 см), причем длины плеч по возможности были взяты близкими к длинам плеч соответствующих четырехчашечных анемометров.

Обработка градуировочных кривых производилась тем же способом, как и обработка наблюдений с четырехчашечными анемометрами (т. е. в уравнении Spilhaus'a для каждой тарировки определялись постоянные  $h$  и  $k$  по способу наименьших квадратов).

В таблице 5 приведены результаты обработки наблюдений над трехчашечными анемометрами. Все наблюдения оказались вполне удовлетворительными, кроме №№ 23, 24, 28, в которые вошла явная ошибка при измерении длины плеча. Последнее произошло

Трехчашечные анемометры

Таблица 5

№№ протоколов	$d$ (см)	$L$ (см)	$\frac{d}{2L}$	$h$	$k$
1	3,0	30,5	0,049	4,18	5,03
2	3,0	7,5	0,300	2,97	2,79
3	3,0	4,5	0,333	2,47	2,29
4	3,0	3,1	0,484	2,65	2,53
5	4,5	29,3	0,077	3,29	5,98
6	4,5	8,2	0,274	2,62	2,64
7	4,5	5,2	0,433	2,45	2,44
8	4,5	4,2	0,536	2,60	2,58
9	6,0	30,0	0,100	3,00	8,25
10	6,0	10,4	0,288	2,74	2,46
11	6,0	6,2	0,484	2,58	2,44
12	6,0	5,0	0,600	2,62	2,28
13	8,0	27,0	0,148	2,47	13,09
14	8,0	13,5	0,296	2,49	2,24
15	8,0	8,2	0,488	2,57	1,77
16	8,0	6,2	0,645	2,69	2,60
17	10,0	33,0	0,152	2,41	6,01
18	10,0	15,0	0,333	2,43	3,62
19	10,0	10,0	0,500	2,57	2,55
20	10,0	7,3	0,685	2,73	1,88
21	11,0	28,6	0,192	2,38	5,59
22	11,0	16,0	0,344	2,40	2,13
23	11,0	11,2	0,491	2,36	2,29...?
24	11,0	8,7	0,632	2,44	2,22...?
25	12,6	31,2	0,202	2,34	3,77
26	12,6	14,9	0,423	2,45	3,04
27	12,6	10,1	0,624	2,67	2,14
28	12,6	8,5	0,741	2,56	2,24...?
29	15,0	30,0	0,250	2,34	3,12
30	15,0	17,0	0,441	2,32	3,27
31	15,0	11,9	0,630	2,56	1,72
32	15,0	9,8	0,765	2,73	2,26

в результате досадной спешки с окончанием последних наблюдений в трубе, которую нужно было освобождать для текущих работ Института поверки.

Наиболее удобным и наглядным методом сравнения трех- и четырехчашечных анемометров нам представляется метод сравнения зависимостей предельного значения коэффициента  $\sigma = h$  от длины плеча  $L$ .

На рис. 18, 19 и 20 представлены указанные зависимости для анемометров с различными диаметрами чашек. Рис. 21 изображает их на общем графике с целью более удобного обозрения всех полученных кривых. График представляет зависимость, аналогичную полученной Spilhaus ом, которая изображена на рис. 9. Как то легко

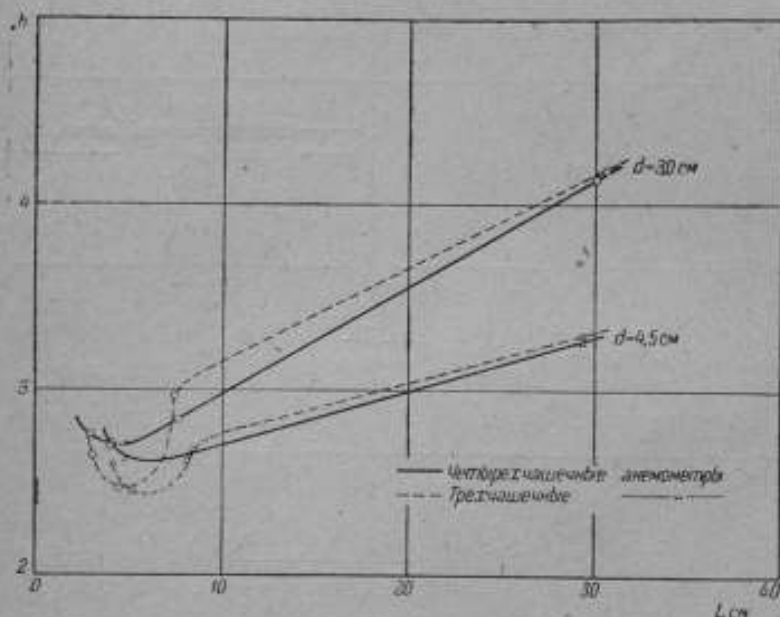


Рис. 18.

усмотреть, полученные зависимости несколько отличаются от таковых по рис. 9.

Мы видим, что увеличение диаметра чашек постепенно сглаживает различие между трех- и четырехчашечными анемометрами и, если, до  $d=6,0$  см включительно, это различие еще можно уловить, то с последующим увеличением последнего оно исчезает.

Для приборов с малыми диаметрами чашек трехчашечная система с длинными плечами хуже четырехчашечной. На это указывают пунктирные кривые зависимости  $h = h(L)$  (рис. 18 и 19), идущие при значительных  $L$  выше тех же кривых для четырехчашечных анемометров с теми же диаметрами чашек (сплошные линии).

Но при коротких плечах кривые, соответствующие трехчашечным анемометрам, резко падают и, пересекая кривые четырехчашечных анемометров, располагаются значительно ниже последних. Это дает

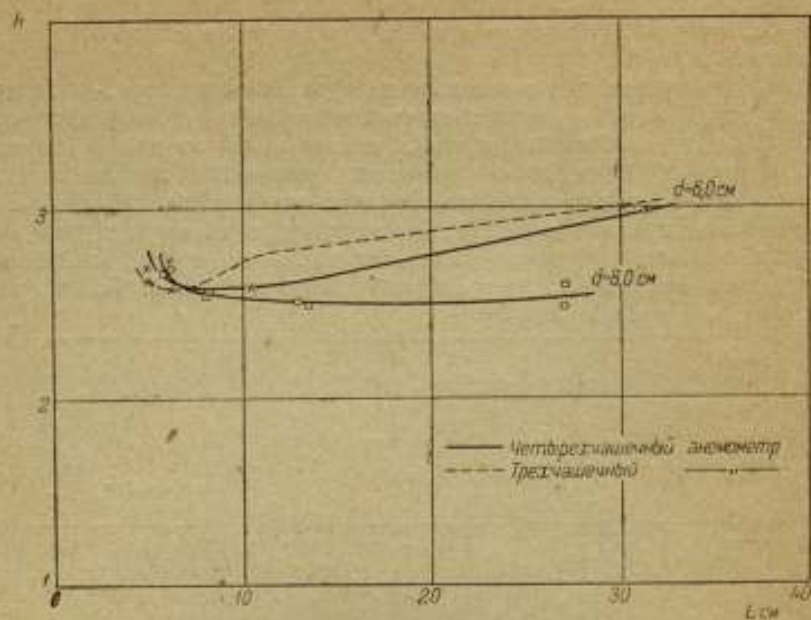


Рис. 19.

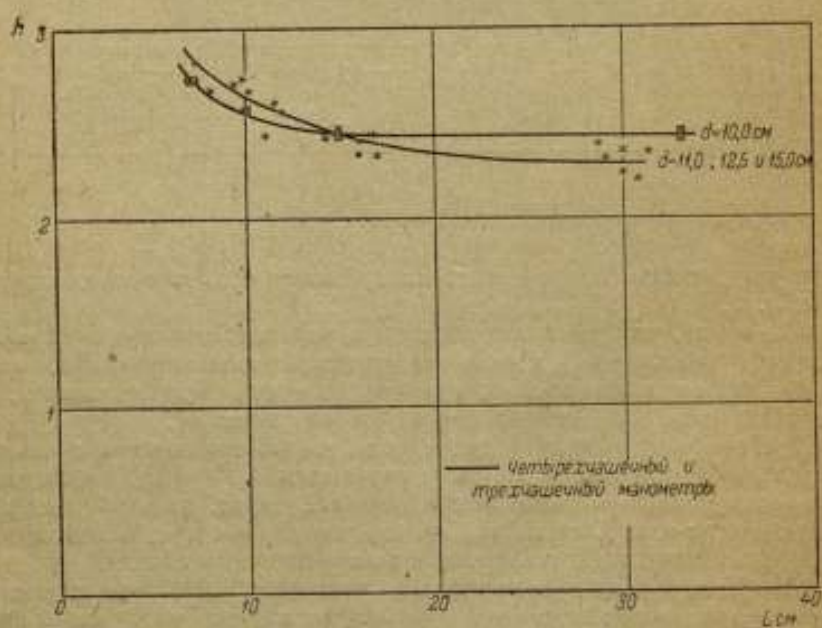


Рис. 20.

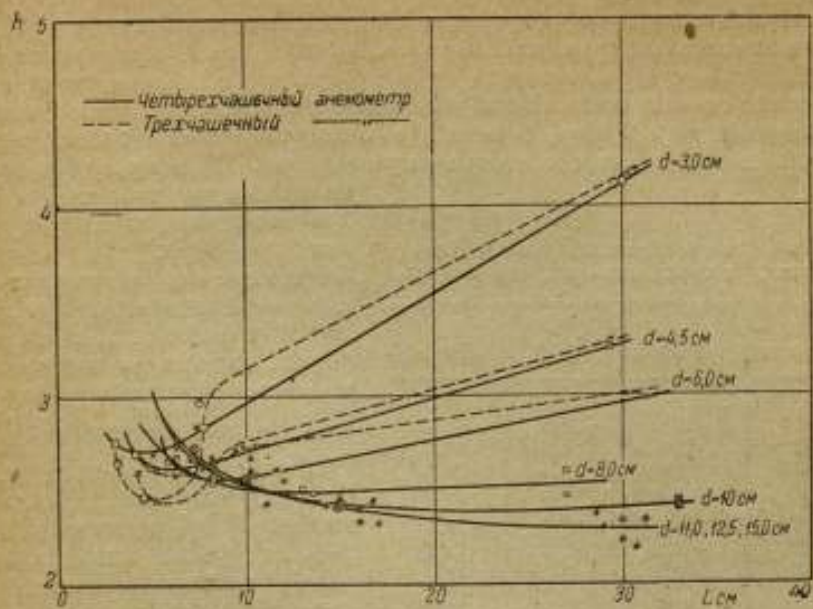


Рис. 21.

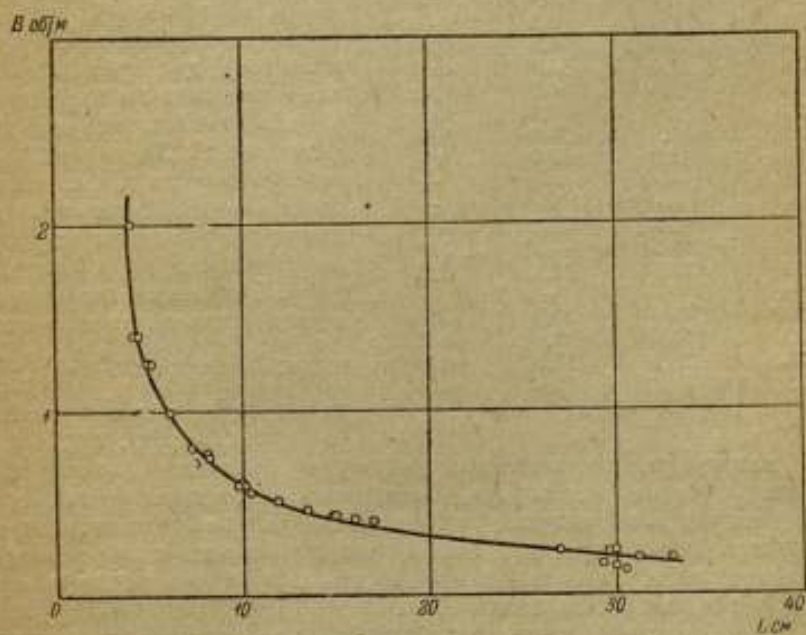


Рис. 22.

право утверждать, что при весьма коротких плечах увеличение числа чашек значительно ухудшает прибор, снижая его чувствительность.

Меньшая чувствительность у многочашечных анемометров при коротких плечах может быть объяснена значительным увеличением экраняющего эффекта, вследствие близости чашек друг к другу. Увеличение числа чашек только сгущивает их. Поэтому три чашки

Таблица 6

Угловые коэффициенты тарировочных кривых для трехчашечных анемометров

№ про- токолов	$d$ (см)	$L$ (см)	$B$ (об/м)
1	3,0	30,5	0,13
2	3,0	7,5	0,72
3	3,0	4,5	1,40
4	3,0	3,1	2,00
5	4,5	29,3	0,17
6	4,5	8,2	0,75
7	4,5	5,2	1,25
8	4,5	4,2	1,40
9	6,0	30,0	0,15
10	6,0	10,4	0,56
11	6,0	6,2	0,96
12	6,0	5,0	1,25
13	8,0	27,0	0,24
14	8,0	13,5	0,47
15	8,0	8,2	0,77
16	8,0	6,2	0,98
17	10,0	33,0	0,20
18	10,0	15,0	0,44
19	10,0	10,0	0,61
20	10,0	7,3	0,80
21	11,0	28,6	0,23
22	11,0	16,0	0,48
23	—	—	—
24	—	—	—
25	12,5	31,2	0,20
26	12,5	14,3	0,44
27	12,5	10,1	0,60
28	—	—	—
29	15,0	30,0	0,24
30	15,0	17,0	0,41
31	15,0	11,9	0,52
32	15,0	9,8	0,60

находятся при малых  $L$  в более выгодных аэродинамических условиях, чем четыре. Следовательно, если трехчашечные анемометры при малых  $d$  и больших  $L$  хуже четырехчашечных, то положение меняется при достижении у анемометров отношения  $\frac{d}{2L}$ ,

приблизительно равного 0,2. Отсюда, как вывод, напрашивается предложение заменить у ручных анемометров типа „Фусс“ четырехчашечную приемную часть трехчашечной.

Начиная с  $d=8,0$  см и выше, различие между трех- и четырехчашечными анемометрами, как уже говорилось выше, исчезает.

Значения наклонов  $B$  [формула (61)] для трехчашечных анемометров даны в таблице 6, а также отложены на графике рис. 22. Легко усмотреть, что соответствующие точки почти не отклоняются от таковых же для четырехчашечных анемометров, в силу чего рассматриваемые зависимости можно считать тождественными. Зависимость  $h = h\left(\frac{d}{2L}\right)$

для трехчашечных анемометров дана на рис. 23.

В параграфе, посвященном вопросу о наилучшей конструкции четырехчашечного анемометра, говорилось о желательности иметь более легкую вращающуюся систему. Отсутствие у трехчашечного анемометра лишней чашки и плеча частично разрешает эту проблему.

Материальная экономия в производстве приборов также говорит в пользу трехчашечного анемометра.

Наконец, здравый смысл утверждает, что если при эксплуатации двух приборов различных систем они оказываются одинаково хоро-



ними, то следует отдать предпочтение тому прибору, который проще по конструкции и дешевле в производстве.

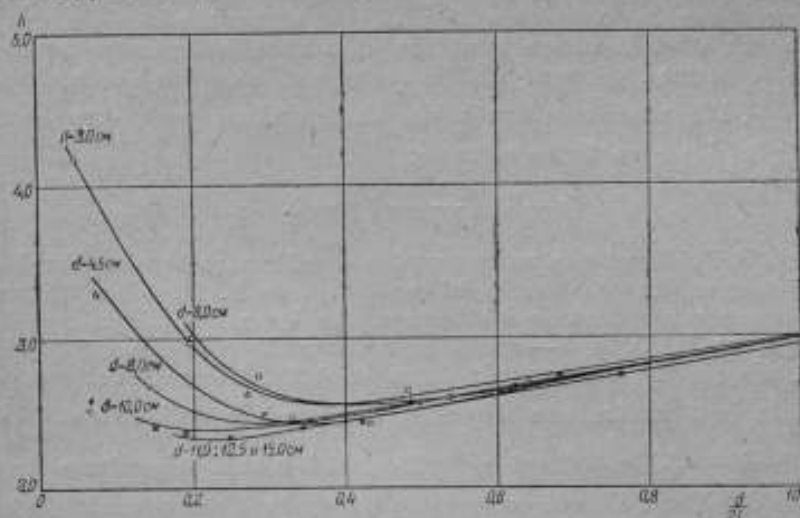


Рис. 23.

Все это говорит за предпочтение трехчашечного анемометра четырехчашечному.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Robinson T. R. Tr. R. Irish Acad. Vol. XXII, part 1, 1850, p. 155. „Description of an improved Anemometer etc.“
2. Robinson T. R. Proc. Irish Acad. 1875, Ser. II, Vol. II, p. 437; Trans. R. Soc. Vol. 169, 1878.
3. Stokes. Proc. R. Soc. Vol. XXXII.
4. Routh. Rigid Dynamics. P. I, p. 108.
5. Tiesen M. Rep. für Meteorologie, Bd. V, Heft 2, 1877.
6. Chree C. Phil. Mag. XL, 297, 1895.
7. Marvin. M. W. R. Feb. 1899, а также Jan. 1890.
8. Brasier. Bull. du B. C. Met. de France. Mémoires 1914, p. 157.
9. Patterson. Tr. R. Soc. of Canada, III Ser., Vol. XIII, Sec. III, p. 81.
10. Patterson. Tr. R. Soc. of Canada III Ser. Vol. XX, Sec. III, p. 1.
11. Fergusson. Bull. Am. Meteorolog. Soc. Vol. 4.
12. Marvin. M. W. R. Vol. 60, N. 2, Feb. 1933.
13. Spilhaus. Massachusetts Inst. of Technology. Meteorolog. Course. Professional Note N. 7, 1934.
14. Sanuki. Joura. of the Met. Soc. of Japan. Vol. 10, N. 1, Jan. 1932, p. 28-30 (на японском языке).
15. Brevoort and Joyner. N. A. C. A. Techn. Notes, 489.

*A. A. Sijko et K. N. Wassiliew*

## PROPRIÉTÉS MÉCANIQUES DES ANÉMOMÈTRES À PLATEAUX

### Résumé

On expose dans cet article les résultats de l'examen des anémomètres à plateaux (à trois ou quatre plateaux) dont les diamètres étaient compris dans les limites de  $d=3$  cm à  $d=15$  cm, et les longueurs des

bras—de  $L=3$  cm à  $L=30$  cm. En 1932 Marvin (12) et en 1934 Spielhaus (13) ont proposé une dépendance, très commode pour l'emploi pratique, entre la vitesse du flux  $V$ , la vitesse linéaire du centre du plateau  $v$  et la vitesse minimale  $V_0$  à laquelle l'anémomètre commence à tourner. Si nous désignons le coefficient de Robinson par  $\sigma = \frac{V}{v}$ , l'équation mentionnée de l'anémomètre peut être écrite d'après Spielhaus en forme suivante:

$$(\sigma - h) \left( \frac{V}{V_0} - 1 \right) = k. \quad (1)$$

C'est à Spielhaus que reviennent les premières recherches sur  $h$  et sur  $k$  dans un diapason considérable de  $d$  et de  $L$ . La table 3 donne les constantes de  $h$  et de  $k$  obtenues pour les anémomètres à quatre plateaux, et la table 5—celles pour les anémomètres à trois plateaux, d'après les observations faites en 1936. L'examen des données de la table 3 montre une dépendance déterminée de  $h$  de  $x = \frac{d}{2L}$  du

type  $h = \frac{A}{x} + Bx + C$  qui rappelle tout-à-fait la dépendance trouvée par Spielhaus. Ce qui concerne la constante  $k$ , les auteurs de cet article ne sont pas parvenus à trouver une dépendance précise de cette grandeur. Ce qui plus est, ils trouvent les dépendances de  $k$  citées par Spielhaus dans son travail à un certain degré contestable.

Si l'on prend avec une précision suffisante pour les emplois pratiques la région de la courbe de graduation de l'anémomètre, à commencer depuis  $V_0$  pour une droite, et si l'on désigne par  $n$  le nombre de tours de la partie tournante de l'anémomètre par seconde, et par  $B$ —une constante de tours par mètre de distance parcourue par le flux, l'équation de l'anémomètre pourra être écrite:

$$n = B (V - V_0). \quad (2)$$

Ainsi qu'il est montré par la fig. 17, la constante peut être représentée comme une fonction du bras  $L$  seulement, et avec cela, avec un grand degré de précision:

$$BL = \text{const.} \quad (3)$$

Cela rappelle beaucoup la dépendance trouvée auparavant par Marvin (12) pour un petit diapason de diamètres des plateaux et pour une équation plus précise de l'anémomètre.<sup>1</sup> Le fait, que la constante  $B$  semble dépendre peu du diamètre des plateaux peut être expliqué par ce que le moment agissant sur le système et quoique croissant avec l'agrandissement du diamètre des plateaux, est partiellement compensé lors de cet accroissement de la pression, grâce à l'augmentation de la pesanteur du système. Dans tous les cas, les dépendances représentées paraissent être bien distinctes.

En comparant le système à trois plateaux au système à quatre plateaux (fig. 18—21) on peut voir que l'agrandissement du diamètre des pla-

<sup>1</sup> Rappelons que pour passer au nombre de tours  $N$  par unité de distance parcourue par le flux, il faut diviser  $n$  par  $V$ .

теaux efface peu à peu la différence entre les deux systèmes, et si l'on peut encore discerner cette différence jusqu'à  $d = 6,0$  cm inclusivement, elle disparaît avec l'agrandissement ultérieur de  $d$ . Les anémomètres à trois plateaux de petit diamètre ne sont pas aussi bons que les anémomètres à quatre plateaux. Cela est démontré par l'accroissement du coefficient limite de Robinson  $\sigma = k$  pour les anémomètres à trois plateaux lors de l'accroissement de  $L$ , en comparaison avec les systèmes à quatre plateaux. Mais avec des bras courts et de petits diamètres des plateaux on doit reconnaître que le système à trois plateaux est plus sensible. La sensibilité moins grande des anémomètres à plateaux nombreux, avec des bras courts, peut être expliquée par l'agrandissement considérable de l'effet d'écran, à cause de la petite distance entre les plateaux.

*К. Н. Васильев*

### **К ВОПРОСУ ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ РАСХОДОВ ЖИДКОСТИ, ПРОТЕКАЮЩЕЙ ПО ТРУБАМ ЗНАЧИТЕЛЬНОГО ДИАМЕТРА И НЕСУЩЕЙ ВЗВЕШЕННЫЕ ЧАСТИЦЫ**

В тех случаях, когда необходимо не только измерять, но и вести непрерывную запись расхода жидкости, несущей в себе взвешенные частицы, измерения при помощи обычных средств становятся крайне затруднительными и, в некоторых случаях, даже невозможными. Единственным безупречным способом в этом случае является объемный метод, который, однако, не дает возможности получать непрерывные показания секундного расхода, что часто бывает необходимо для точного контроля работоспособности установки в данный момент времени.

В настоящей статье рассматривается вопрос о применимости трубы Вентури, снабженной упругими цилиндрическими мембранами для производства указанных измерений, что в свое время было предложено изобретателем П. В. Индриком (авт. свид. № 49392).

Так как опытные материалы по этому вопросу отсутствуют, то автор остановился на приближенной схеме решения, имея в виду то обстоятельство, что большинство необходимых для численного решения вопроса постоянных известно лишь в грубом приближении. Это в особенной мере относится к коэффициентам расхода, относительно которых можно строить лишь определенные предположения, основываясь на данных, полученных для воды, лишенной взвешенных частиц. Поэтому безупречная с математической точки зрения теория едва ли была бы полезна на первых порах, внося при этом значительные затруднения вычислительного характера. Цель, которую себе ставит автор, заключается с одной стороны, в желании дать удобную схему расчета труб Вентури с упругими цилиндрическими мембранами, а с другой — заинтересовать учреждения и отдельных лиц, нуждающихся в измерениях указанного характера, и побудить их к производству более подробных исследований.

#### **1. Общие соображения**

В дальнейшем мы предполагаем устройство и действие трубы Вентури известными, вследствие чего мы не приводим здесь вывода формул, относящихся к определению расхода.

Устройство, рассматриваемое в настоящей статье, отличается от обычного только тем, что вместо пьезометрических отверстий, которые обычно имеются у трубы Вентури, последняя снабжена у входа и в горловине сплошными цилиндрическими мембранами (рис. 1), ограничивающими пьезометрические камеры со стороны потока и препятствующими попаданию в них взвешенных в жидкости частиц. Пьезометрические камеры заполняются, например, маслом и обычным порядком соединяются с манометром. Под влиянием давления упругие мембраны прогибаются и, благодаря наличию перепада давлений, вызывают соответствующие изменения в показаниях манометрической установки. Нашей задачей является определение разности высот вертикального дифференциального манометра, соответствующих определенным расходам жидкости.

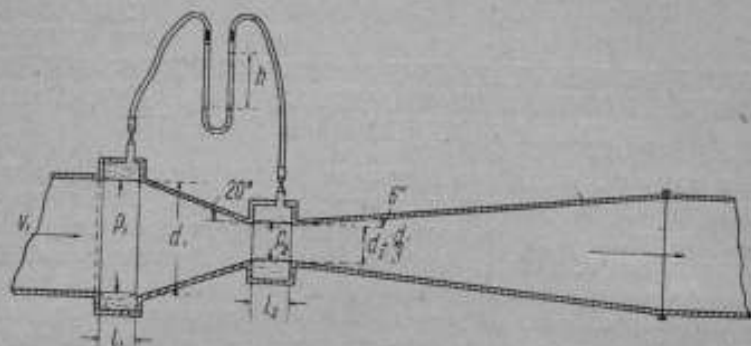


Рис. 1.

Прежде чем перейти к вычислению указанных величин, рассмотрим условия, при которых труба Вентури может быть применена для измерений.

Обозначим через  $d_1$  диаметр трубопровода, в который труба Вентури включена последовательно, так что  $d_1$  будет одновременно и диаметром ее входа, и через  $a_1$  — соответствующую площадь поперечного сечения. Обозначим далее через  $d_2$  диаметр горловины трубы Вентури и через  $a_2$  — площадь ее поперечного сечения. Через  $\rho$  — плотность жидкости,  $p_1$  — давление у входа и  $p_2$  — давление в горловине трубы Вентури.

Тогда секундный расход массы жидкости, протекающей по трубопроводу, который мы обозначим через  $M$ , выразится

$$M = a_2 \sqrt{\frac{2\rho(p_1 - p_2)}{1 - \alpha^2}} \quad (1)$$

и объемный расход  $Q$ :

$$Q = a_2 \sqrt{\frac{2(p_1 - p_2)}{\rho(1 - \alpha^2)}} \quad (2)$$

где

$$\alpha = \frac{a_2}{a_1} \quad (3)$$

Написанные формулы имеют место в предположении, что потери во включении Вентури отсутствуют. Поэтому теоретическая величина  $M$  всегда больше действительного расхода, который мы обо-

значим через  $M_0$ . Отношение действительного расхода  $M_0$  к теоретическому обычно называется коэффициентом расхода. Величина коэффициента расхода  $c$ , согласно определению, равна

$$c = \frac{M_0}{M} = \frac{Q_0}{Q}. \quad (4)$$

Коэффициент расхода  $c$  не может быть определен теоретическим путем, так как не представляется возможным наперед указать наличие и образование вихрей и их отрыв от стенок. Поэтому величина его определяется исключительно экспериментально. В настоящее время собран солидный материал, из которого можно сделать определенный вывод, что для вложения типа Вентури коэффициент расхода, при достаточно больших числах Рейнольдса  $Re_2$  (для горловины) колеблется в пределах от 0,95 до 0,98.

В таблице 1 собраны значения коэффициентов расхода по данным американского О-ва инженеров механиков<sup>1</sup> для двух значений  $\frac{d_2}{d_1} =$

$= 0,25$  и  $0,50$ . Так как мы в дальнейшем предпочтительно будем пользоваться отношением диаметров, равным  $\frac{d_1}{d_2} = 3$ , то в таблице 1 приведены и значения, найденные интерполяцией для отношения  $\frac{d_2}{d_1} = 0,3$  (рис. 2).

Данные таблицы 1 показывают, что условия применимости трубы Вентури в достаточной мере широки и даже для низкого значения числа Рейнольдса  $Re_2 = 50$  мы имеем вполне допустимый коэффициент расхода  $c = 0,65$  при  $\frac{d_1}{d_2} = 3$ .

Но это справедливо для жидкостей и газов, лишенных взвешенных частиц. Поэтому естественно возникает вопрос, в какой мере это приложимо и для рассматриваемого случая. Хотя на этот вопрос с полной несомненностью ответить, за отсутствием какого-бы то ни было опытного материала, трудно, тем не менее на некоторые предположения нас наталкивает рассмотрение выражений (2) и (4). Подчеркнем предварительно, что речь идет о взвешенных в жидкости частицах, во-первых, незначительных линейных размеров по сравнению с диаметром трубопровода, а во-вторых, приблизительно одинаковой величины. При таких условиях статические давления  $p_1$  и  $p_2$  не могут заметно отличаться от давлений однородной жидкости той же плотности, что и средняя плотность смеси. Отсюда следует, что вопрос сводится, главным образом, к изменению плотности  $\rho$  и коэффициента расхода  $c$ ,

<sup>1</sup> Trans. Am. Soc. Mech. Eng. 1930 г. Vol. 52, HYD. 52—7—в, стр. 89 фиг. 1.

Таблица 1

Значения коэффициента расхода  $c$

$Re_2$	$d_2/d_1$		
	0,25	0,30	0,50
10	0,39	0,35	0,28
50	0,70	0,65	0,57
100	0,86	0,82	0,70
500	0,90	0,88	0,84
1000	0,93	0,93	0,91
5000	0,97	0,97	0,97
50000	0,98	0,98	0,98

который является функцией только одного числа Рейнольдса  $Re_2$  при постоянном отношении  $\frac{d_2}{d_1} = \text{const}$ .

Хотя, само собой понятно, практически невозможно ни предвидеть, ни ограничить колебания плотности  $\rho$  смеси, протекающей по трубе, тем не менее, даже в случае наличия колебаний средней плотности жидкости, нельзя отрицать пользы измерений в этом случае, если другие способы не приводят к цели.

Поэтому нам остается рассмотреть лишь обычный критерий — число Рейнольдса  $Re_2$ , которое учитывает как среднюю плотность, так и изменения вязкости:

$$Re_2 = \frac{v_2 d_2}{\nu}$$

( $\nu$  — кинематический коэффициент вязкости,  $\mu$  — динамический коэффициент вязкости).

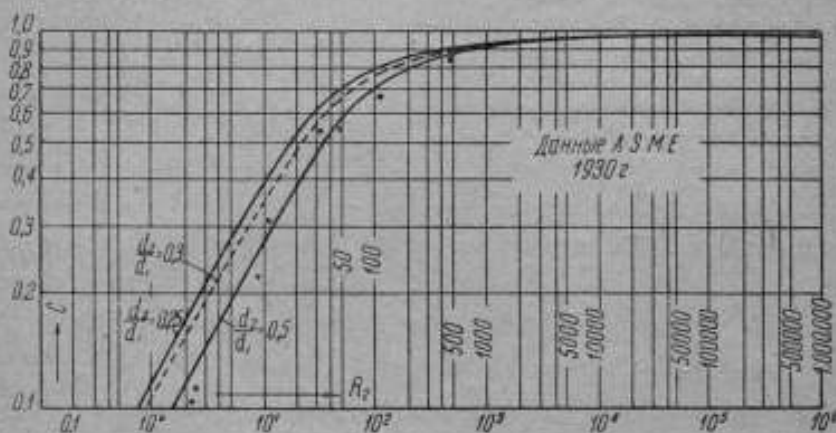


Рис. 2.

С увеличением вязкости смеси коэффициент расхода, согласно приведенным данным, падает и при значительной величине  $\mu$  труба Вентури начинает давать сильно повышенные значения расходов, которые нельзя с достаточной точностью исправить опытным путем вследствие значительных колебаний в этой области самого коэффициента расхода по сравнению с его устойчивыми значениями в области высоких Рейнольдсовых чисел, начиная от 100—500 и выше. Если отвлечься от колебаний плотности  $\rho$ , то влияние ее средней величины также учитывается рассмотренным числом  $Re_2$ , ибо нет никаких серьезных оснований утверждать, что явления протекания рассматриваемой смеси в корне отличны от таковых для обычной смеси.

Обратимся к конкретному примеру. Рассмотрим движение гидромассы, состоящей из воды, смешанной с измельченной крошкой торфа, которая по трубопроводу значительного диаметра подается на большое расстояние (около 1—3 км) для обработки.

По данным Всесоюзного института механизации торфоразработок диаметр одного из трубопроводов равен  $d_1 = 755$  мм, средний удель-

ный вес смеси по многочисленным измерениям равен  $\gamma = 1 \text{ Г/см}^3$  ( $\rho = 1 \text{ г/см}^3$ ) и коэффициент вязкости заключается в пределах от 1 до 8 пуаз (1 пуаз = 1 CGS вязкости). В таблице 2 собраны значения чисел Рейнольдса  $Re_2$  для расходов от 400 до 2000  $\text{м}^3/\text{час}$ , вычисленные для отношения  $\frac{d_1}{d_2} = 3$  по формуле

$$Re_2 = \frac{3 \rho v_2 d_1}{\mu}$$

а также приведены соответствующие коэффициенты расхода  $c$ .

Мы видим, что даже в самом неблагоприятном случае, когда число Рейнольдса равно 570, мы имеем высокий коэффициент расхода  $c = 0,90$ . Следует при этом подчеркнуть, что весьма высокое значение коэффициента вязкости  $\mu = 8 \text{ CGS}$  получено из опытов по всплыванию шариков в жидкой смеси гидроторфа. Само собой разумеется, что указанный метод мало применим для опытов с гидромассой, так как всплыванию шариков препятствуют, кроме эффективной вязкости, также и удары о взвешенные в воде частицы. Наоборот, вычисления, основанные на определениях действительных потерь в трубопроводе, дают значения  $\mu$ , близкие к 1 CGS, что определяет весьма удовлетворительные значения коэффициентов расхода от 0,97 до 0,98. Из сказанного вытекает, что применимость трубы Вентури с отношением  $\frac{d_1}{d_2} = 3$  к определению расхода гидромассы не подлежит серьезным сомнениям.

## 2. Приближенный расчет прогиба цилиндрических мембран и соответствующих высот U-образного манометра

Рассмотрим прогиб мембран массомера. Задача о точном определении формы цилиндрической мембраны, которую она принимает под влиянием приложенного к ней давления, представляет значительные трудности математического характера. Поэтому для упрощения предварительных расчетов, мы рассмотрим эту задачу приближенно, имея в виду особенно то обстоятельство, что большинство постоянных, которые входят в практические формулы, приводимые ниже, известны заранее лишь грубо приближенно. Основываясь на опыте приближенного расчета брусьев и пластин, можно думать, что приводимые ниже результаты будут отличаться от действительных не более, чем на 3—5%.

Задачу об определении прогиба мы поставим следующим образом. Вырежем из мембраны продольную полоску шириной, равной 1 см и длиной  $l$  (рис. 3 и 4). Определим потенциальную энергию полоски, когда она достигла состояния равновесия под влиянием приложенного к ней давления и внутренних сил упругости. Для определения потен-

Таблица 2

$v_2$ (см/сек)	$Q$ ( $\text{м}^3/\text{ч}$ )	$\mu = 1 \text{ г/см} \cdot \text{сек}$		$\mu = 10 \text{ г/см} \cdot \text{сек}$	
		$Re_2$	$c$	$Re_2$	$c$
25	400	5700	0,97	570	0,90
50	800	11500	0,98	1150	0,93
125	2000	28500	0,98	2850	0,95

циальной энергии мы зададим приближенно форму упругой поверхности полоски. Применяя, далее, начало возможных перемещений, мы найдем уравнение для определения наибольшего прогиба. Для того чтобы избавиться от единственной произвольной постоянной, мы дифференцируем полученное уравнение по наибольшему прогибу, который затем уже легко определить. Указанный путь приближенного решения задачи аналогичен общезвестному приближенному способу исследования брусков с той лишь разницей, что здесь должна быть учтена потенциальная энергия, соответствующая растяжениям вдоль меридиана и вдоль параллели. Как показывает дальнейший расчет, энергия изгиба при достаточно тонкой мембране мала по сравнению с энергией растяжения (по двум взаимно-перпендикулярным направлениям).

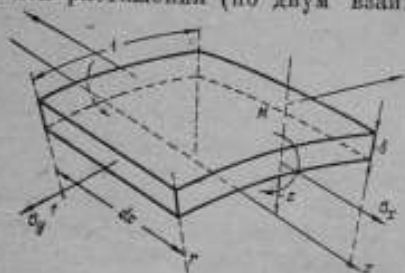


Рис. 3.

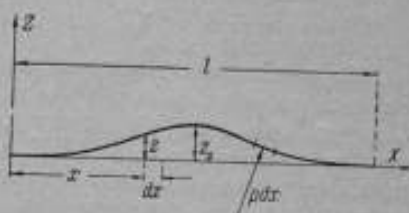


Рис. 4.

Рассмотрим равновесие упомянутой полоски мембраны ширины, равной единице, и длины  $l$  (рис. 3 и 4). Пусть мембрана подвергается изнутри действию постоянного по величине давления  $p$ . Обозначим через  $r$  радиус мембраны,  $l$  — ее длину,  $m$  — коэффициент Пуассона,  $E$  — модуль нормальной упругости,  $\sigma_x$ ,  $\sigma_y$  — нормальные напряжения вдоль осей координат и  $\varepsilon_x$ ,  $\varepsilon_y$  — соответствующие относительные удлинения. Определим  $\sigma_x$  и  $\sigma_y$ .

Имеем:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_x &= \frac{E}{1-m^2} (\varepsilon_x + m\varepsilon_y) \\ \sigma_y &= \frac{E}{1-m^2} (\varepsilon_y + m\varepsilon_x). \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Так как характер упругой поверхности мембраны нам приближенно известен, то для удовлетворения условий в местах закрепления как для  $z$ , так и для  $\frac{dz}{dx}$  положим:

$$z = z_0 \sin^2 \frac{\pi x}{l}, \quad (6)$$

где  $z_0$  — наибольший прогиб в середине мембраны (рис. 4).

Принимая указанную форму упругой поверхности, легко видеть, что относительные удлинения для данного сечения мембраны равны:

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_x &= \frac{\pi^2 z_0^2}{2r^2} \sin^2 \left( \frac{2\pi x}{l} \right) \\ \varepsilon_y &= \frac{z}{r}. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$



Поэтому, подставляя (7) в (5), находим:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_x &= \frac{E}{1-m^2} \left[ \frac{\pi^2 z_0^2}{2l^2} \sin^2 \left( \frac{2\pi x}{l} \right) + m \frac{z}{r} \right] \\ \sigma_y &= \frac{E}{1-m^2} \left[ \frac{z}{r} + m \frac{\pi^2 z_0^2}{2l^2} \sin^2 \left( \frac{2\pi x}{l} \right) \right] \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Так как прогибы  $z$  отдельных участков мембраны малы, то, отбрасывая величины второго порядка малости относительно  $z$ , получаем окончательно:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_x &= \frac{mKz}{(1-m^2)r} \\ \sigma_y &= \frac{Kz}{(1-m^2)r} \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

Помощью этих выражений нетрудно определить потенциальную энергию полосы, обусловленную своим происхождением наличием напряжений  $\sigma_x$  и  $\sigma_y$ . Имея в виду, что энергия единицы объема равна  $\frac{\sigma^2}{2E}$ , для всей полосы найдем:

$$V^{(1)} = V_1 + V_2 = \frac{1+m^2}{(1-m^2)^2} \frac{Kz_0^2}{2r^2} \int_0^l \sin^2 \left( \frac{\pi x}{l} \right) \delta \cdot l \cdot dx.$$

Отсюда:

$$V^{(1)} = \frac{3(1+m^2)}{16(1-m^2)^2} \frac{EKz_0^2 \delta}{r^2}. \quad (10)$$

Для определения полной энергии необходимо учесть еще энергию  $V^{(2)}$ , обусловленную своим происхождением изгибу полосы. Как известно, последняя равна

$$V^{(2)} = \frac{EJ}{2} \int_0^l \left( \frac{d^2 z}{dx^2} \right)^2 dx, \quad (11)$$

где  $J$  — момент инерции сечения относительно нейтральной линии сечения.

Так как изгиб вырезанной пластинки отличен от изгиба обычного бруса, к которому, собственно, и относится написанная формула (11), то мы учтем это обстоятельство обычным образом, введя вместо жесткости  $EJ$  так называемую цилиндрическую жесткость  $C$ , равную

$$C = \frac{EJ}{1-m^2}. \quad (12)$$

Обозначим через  $\delta$  толщину мембраны. Тогда жесткость  $C$ , как известно, может быть написана:

$$C = \frac{E\delta^3 \cdot l}{12(1-m^2)}. \quad (13)$$

Потенциальная энергия изгиба в нашем случае выразится:

$$V^{(2)} = \frac{E\delta^3}{24(1-m^2)} \int_0^l \left( \frac{d^2 z}{dx^2} \right)^2 dx.$$

Подставляя в написанное равенство значение  $\varepsilon$  по формуле (6), находим:

$$V^{(2)} = \frac{E\delta^3\pi^4}{12(1-m^2)\beta^3} z_0^2. \quad (14)$$

Полная энергия  $V$  равна <sup>1</sup>:

$$V = V^{(1)} + V^{(2)} = \left[ \frac{3(1+m^2)E\delta l}{16(1-m^2)^2\beta^2} + \frac{\pi^4 E\delta^3}{12(1-m^2)\beta^3} \right] z_0^2. \quad (15)$$

Вводя сокращенные обозначения

$$a = \frac{3}{16} \frac{(1+m^2)E\delta}{(1-m^2)^2\beta^2} \quad (16)$$

$$b = \frac{\pi^4 E\delta^3}{12(1-m^2)\beta^3}. \quad (17)$$

перепишем равенство (15) в форме:

$$V = \left( a l + \frac{b}{\beta} \right) z_0^2. \quad (18)$$

Имея в виду равенство (6), уравнение возможных перемещений можем переписать в форме

$$\delta z_0 \int_0^l p dx \sin^2 \frac{\pi x}{l} - \delta V = 0,$$

или обозначая произвольную постоянную через  $\varepsilon$ :

$$p z_0 \int_0^l \sin^2 \frac{\pi x}{l} dx - V = \varepsilon.$$

Принимая далее во внимание равенство (18) и имея в виду  $\frac{\delta \varepsilon}{\delta z_0} = 0$ , после дифференцирования по обобщенной координате  $z_0$  получим:

$$p \int_0^l \sin^2 \frac{\pi x}{l} dx - 2z_0 \left( a l + \frac{b}{\beta} \right) = 0.$$

Отсюда без труда находим величину наибольшего прогиба мембраны в ее средней части:

$$z_0 = \frac{p}{4 \left( a + \frac{b}{\beta} \right)}. \quad (19)$$

Полезно остановиться на истолковании полученного результата. Так как  $a$  и  $b$  от  $l$  не зависят, то из рассмотрения знаменателя выражения (19) следует, что при достаточной тонкости мембраны прогиб не зависит от ее длины, ибо член  $\frac{b}{\beta}$  становится весьма малым по сравнению с  $a$ . Наоборот, у обычной пластинки, не имеющей дефор-

<sup>1</sup> Не следует забывать, что правая часть равенства умножена на длину, имеющую размерность длины.

маций в направлении оси  $y$  (ее ширины), доминирующее значение имеют изгибающие моменты, и прогибы ставятся пропорциональными четвертой степени длины. Нетрудно видеть, что для имеющих место в конкретном случае данных при значительных диаметрах трубопровода, например:

$\delta = 0,05$  см;  $r = 38$  см;  $E = 10^6$  кг/см<sup>2</sup>;  $m = 0,30$ ;  $l = 50$  см<sup>1</sup>; член  $\frac{b}{r}$  весьма мал по сравнению с  $a$ . Поэтому прогиб выразится простой формулой:

$$z_0 = \frac{p}{4a}. \quad (20)$$

Применим полученный результат к камере, связанной с манометром. В этом случае

$$p = p_1 - \gamma h, \quad (21)$$

где  $\gamma$  — удельный вес жидкости в манометре.

Подставляя (20) в (21), находим:

$$4az_0 = p_1 - \gamma h$$

или иначе:

$$p_1 - 4az_0 - \gamma h = 0. \quad (22)$$

Уравнение (22) выясняет роль мембраны в процессе передачи давления.

Мы видим, что давление  $p_1$  в камере уравнивается, с одной стороны, столбом жидкости высоты  $h$ , а с другой — некоторым членом  $4az_0$ , который имеет характер давления и который мы для краткости будем называть эффективным давлением мембраны или просто давлением мембраны. Таким образом мы можем отвлекаться от наличия мембраны, ввода поправку, соответствующую члену  $4az_0$ . Условимся в дальнейшем опускать значок „0“ и обозначать наибольший прогиб мембраны через  $z$ . При этом давление мембраны обозначим:

$$P = 4az = \frac{3E\delta(1+m^2)}{4r^2(1-m^2)^2} z. \quad (23)$$

Теперь нам остается применить полученные результаты к манометрической установке, связанной с двумя пьезометрическими камерами (рис. 1). Рассматривая равновесие указанной системы, мы можем написать уравнение равновесия в форме:

$$p_1 - p_2 - P_1 - P_2 - (\gamma - \gamma_0) h = 0,$$

где  $\gamma$  — удельный вес жидкости в манометре и  $\gamma_0$  — удельный вес жидкости, наполняющей пьезометрические камеры.

Подставляя в написанное уравнение значения  $P_1$  и  $P_2$  по формуле (23), без труда найдем

$$\Delta p - \frac{3E\delta(1+m^2)}{4(1-m^2)^2} \left[ \frac{z_1}{r_1^2} + \frac{z_2}{r_2^2} \right] - (\gamma - \gamma_0) h = 0. \quad (24)$$

<sup>1</sup> Эти данные положены в основу численного примера расчета, приведенного в § 3.

Кроме написанного уравнения, мы имеем еще уравнения, определяющие равенства вытесненных объемов. Полагая величины вытесненных объемов до величин второго порядка малости относительно  $z$  равными  $\pi r_i l z_i$ , имеем:

$$\pi r_1 l_1 z_1 = \pi r_2 l_2 z_2 \quad (25)$$

$$hS = 2\pi r_1 l_1 z_1 \quad (26)$$

где  $S$  — площадь сечения трубки манометра.

Три уравнения (24), (25) и (26) дают возможность определить три неизвестные величины  $z_1$ ,  $z_2$  и  $h$ .

Положим  $l_1 = l_2 = l$  и  $r_1 = 3r_2$ . Последнее соотношение соответствует наиболее принятым размерам труб Вентури<sup>1</sup>.

Решая при этих условиях равенства (24), (25) и (26), без труда находим:

$$\left. \begin{aligned} z_1 &= \frac{\Delta p}{\frac{21 E \delta (1+m^2)}{r_1^2 (1-m^2)^2} + \frac{2\pi(\gamma-\gamma_0) r_1 l}{S}} \\ z_2 &= 3z_1; \\ h &= \frac{\Delta p}{\frac{3,34 E \delta S (1+m^2)}{r_1^2 l (1-m^2)^2} + (\gamma-\gamma_0)} \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

По этим формулам нетрудно рассчитать прогибы мембран и соответствующие высоты  $U$ -образного манометра, которые могут служить для определения расхода жидкости.

### 3. Численный пример

Рассмотрим движение гидромассы торфа по трубе значительного диаметра, которое мы рассматривали в § 1.

Задаем размеры:  $r_1 = 38,0$  см;  $r_2 = 12,6$  см;  $l = 15, 25, 30, 40$  см.

Положим, что расход гидромассы колеблется в пределах от 400 до 2000 м<sup>3</sup>/час.

Пусть, далее, в качестве материала для мембран взята латунь, так что модуль нормальной упругости близок к величине  $E = 10^6$  кг/см<sup>2</sup>; удельные веса воды, ртути и масла в манометре возьмем соответственно равными:  $\gamma = 0,001$ ;  $\gamma_1 = 0,0136$ ;  $\gamma_0 = 0,0009$  кг/см<sup>3</sup>.

Пусть диаметр трубки манометра  $d = 0,6$  см и соответствующая площадь поперечного сечения  $S = 0,283$  см<sup>2</sup>.

Введем для удобства следующие сокращенные обозначения

$$\theta = \frac{21 E \delta (1+m^2)}{r_1^2 (1-m^2)^2} \quad (28)$$

$$\chi = \frac{2\pi(\gamma-\gamma_0) r_1 l}{S} \quad (29)$$

Наибольший прогиб мембраны первой камеры по формулам (27), (28) и (29) выразится:

$$z_1 = \frac{\Delta p}{\theta + \chi} \quad (30)$$

<sup>1</sup> См. E. Over. Measurements of air flow, 1937.

Высоту столба  $h$  жидкости  $U$ -образного дифференциального манометра подсчитаем по формуле [см. формулу (26)]:

$$h = \frac{2\pi r_1 l_1}{S} \cdot z_1. \quad (31)$$

В таблицах 3 и 4 собраны вычисленные для различных значений толщины  $\delta$  мембраны и их длины  $l$  значения  $\theta$  и  $\chi$ .

Таблица 3

$\delta$ (см)	$\theta$ (кг/см <sup>2</sup> )
0,050	957
0,075	1436
0,100	1914
0,125	2393

Таблица 4

$l$ (см)	Вод. ман. $\chi$ (кг/см <sup>2</sup> )	Ртут. ман. $\chi$ (кг/см <sup>2</sup> )
15	1,28	171
25	2,12	285
30	2,55	342
40	3,40	456

В таблицах 5 и 6 собраны значения прогибов  $z_1$ , вычисленные по формуле (30) для водного и ртутного манометров, соответствующие перепадам давления  $\Delta p$ , имеющим место при средних скоростях

Таблица 5

Прогибы  $z_1$  в см для водного манометра при  $l = 15, 25, 30, 40$  см

$Q$ (м <sup>3</sup> /с)	$\Delta p$ (кг/см <sup>2</sup> )	$\delta$ (см)			
		0,050	0,075	0,100	0,125
400	0,026	$0,27 \cdot 10^{-4}$	$0,18 \cdot 10^{-4}$	$0,14 \cdot 10^{-4}$	$0,11 \cdot 10^{-4}$
800	0,102	1,07	0,71	0,52	0,43
1200	0,230	2,40	1,60	1,19	0,96
1600	0,410	4,30	2,86	2,12	1,72
2000	0,640	6,70	4,46	3,30	2,68

Таблица 6

Прогибы  $z_1$  в см для ртутного манометра при  $l = 25$  см

$Q$ (м <sup>3</sup> /с)	$\Delta p$ (кг/см <sup>2</sup> )	$\delta$ (см)			
		0,050	0,075	0,100	0,125
400	0,026	$0,21 \cdot 10^{-4}$	$0,15 \cdot 10^{-4}$	$0,12 \cdot 10^{-4}$	0,1010
800	0,102	0,82	0,59	0,46	0,38
1200	0,230	1,85	1,34	1,05	0,86
1600	0,410	3,30	2,38	1,86	1,53
2000	0,640	5,16	3,72	2,91	2,39
$\theta + \chi =$		1242	1721	2199	2678

$v_1 = 0,25, 0,50, \dots, 1,25$  м/сек. Последние соответствуют принятым расходам гидромассы от 400 до 2000 м<sup>3</sup>/час.

Рассматривая приведенные в таблицах значения прогибов, мы видим, что наибольший прогиб мембраны первой пьезометрической камеры достигает всего лишь 6,7  $\mu$  (при  $\delta = 0,05$  см) и соответственно для второй камеры 20  $\mu$ . Не может быть сомнений, что столь небольшие деформации мембран не смогут заметно отразиться на коэффициенте расхода трубы Вентури и вызвать искажение статических давлений в местах расположения пьезометрических камер. В этом заключается огромное и неоспоримое преимущество упругих мембран по сравнению с мягкими перегородками, которые, неся только одну полезную роль в качестве защиты от попадания взвешенных частиц в камеры, в остальном окажутся только вредными, искажая характер и структуру потока в трубе Вентури.

Величины высот  $h$  дифференциального U-образного манометра мы получим без труда, умножая данные таблиц 5 и 6 на  $2,1 \cdot 10^4$ , т. е.

$$h = 2,1 \cdot 10^4 \cdot \varepsilon_1 \text{ (см.)}$$

В таблицах 7 и 8 и на графике рис. 5 приведены теоретические градуировочные кривые манометра, принимая коэффициент расхода  $c = 1$  (мы видели в § 1, что в рассматриваемом случае значения коэффициента расхода весьма близки к единице). Пунктиром отмечены кривые, относящиеся к ртутному манометру.

Таблица 7

Высоты  $h$  (в см) водного манометра при  $l = 25$  см

$v_1$ (м/сек)	$Q$ (м <sup>3</sup> /ч)	$\Delta p$ (кг/см <sup>2</sup> )	$\delta$ (см)			
			0,050	0,075	0,100	0,125
0,25	400	0,026	0,5	0,4	0,3	0,2
0,50	800	0,026	2,2	1,5	1,1	0,9
0,75	1200	0,230	5,0	3,4	2,5	2,0
1,00	1600	0,410	9,0	6,0	4,4	3,7
1,25	2000	0,640	14,1	9,4	6,9	5,6

Таблица 8

Высоты  $h_1$  (в см) ртутного манометра при  $l = 25$  см

$v_1$ (м/сек)	$Q$ (м <sup>3</sup> /ч)	$p$ (кг/см <sup>2</sup> )	$\delta$ (см)			
			0,050	0,075	0,100	0,125
0,25	400	0,026	0,44	0,32	0,25	0,21
0,50	800	0,102	1,7	1,2	0,97	0,80
0,75	1200	0,230	3,9	2,8	2,2	1,8
1,00	1600	0,410	6,9	5,0	3,9	3,2
1,25	2000	0,640	10,8	7,8	6,1	5,0

Рассматривая данные указанных таблиц и график (рис. 5), мы видим, что разности высот уровней в трубках манометра получаются значительными как для водного, так и ртутного манометров. Если при этом дать манометру некоторый наклон, хотя бы и небольшой, то измерения можно с удобством производить и в случае более массивной мембраны, например толщины  $\delta = 0,1$  см. Это имеет весьма существенное значение при подборе толщины  $\delta$  мембраны второй пьезометрической камеры, имея в виду, что указанная мембрана, подвергаясь сжатию, может при некоторых обстоятельствах оказаться неустойчивой.

Для суждения об устойчивости мембраны, подвергающейся сжатию, мы обратимся к данным известной работы R. Mises'a<sup>1</sup>, который рассмотрел устойчивость сжимаемых коротких труб и дал весьма удобные для практических приложений таблицы. Хотя в настоящее время имеется более строгое с математической точки зрения решение интересующего нас вопроса, однако нам кажется, что для практических приложений формула и таблицы Mises'a оказываются более удобными. Как отмечает Mises в указанной работе, так и в более поздней (1918 г.), данные его теории оказываются несколько повышенными по сравнению с экспериментальными определениями критического разрушающего напряжения. В дальнейшем, мы будем считать действительные разрушающие напряжения в среднем пониженными приблизительно на 30% по сравнению с теми, которые дает теории Mises'a. Положим поэтому:

$$p_{\text{пр}} = \frac{2}{3} p_{\text{кр}}, \quad (32)$$

где  $p_{\text{кр}}$  — критическое напряжение по Mises'у.

В таблице 9 и на рис. 6 приведены теоретические величины критических разрушающих напряжений  $p_{\text{кр}}$  для  $r = 12,6$  см и различных значений  $\delta$  и  $l$ .

Действительные напряжения  $p^*$ , вызывающие прогиб  $z_2$  мембраны второй пьезометрической камеры, найдем по формулам (27), (20) и (16). И имеем:

$$p^* = 4 a z_2 = \frac{9}{4} \frac{E \delta (1 + m^2)}{(1 - m^2)^2 r_1^2} z_1 = \frac{81}{84} \theta z_1 \approx \theta z_1,$$

<sup>1</sup> Z. d. V. D. I. J. 1. 1914 г. Bd. 58, стр. 753—754. Численные таблицы 1 и 2. Напомним, что толщина трубы у Mises'a обозначалась  $2b$ .

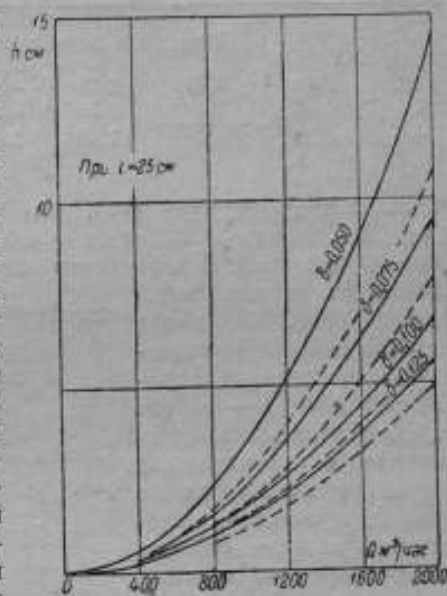


Рис. 5.

Таблица 9

Значения критического разрушающего напряжения  $P_{кр}$  по Mises'у в  $\text{кг/см}^2$  для  $r = 12,6 \text{ см}$

l	$\delta$			
	0,050	0,075	0,100	0,125
	Мембрана устойчива			
25	0,48	1,45	2,75	4,80
30	0,38	1,30	2,25	3,75
40	0,28	0,80	1,60	2,90

имел в виду формулу (32), что устойчивой мембрана может быть признана только начиная от  $\delta = 0,075 \text{ см}$  и выше, а также и при длине не свыше 30 см. Лучшее всего иметь длину  $l = 25 \text{ см}$ , для которой и предел шкалы манометра (рис. 5) имеет вполне удовлетворительную для измерений величину  $h = 7,8 - 9,4 \text{ см}$ .

Остается рассмотреть вопрос о напряжениях в мембранах. Исходя из теории прочности, основанной на рассмотрении наибольших нормальных напряжений (что в нашем случае всего существеннее), вычислим напряжение  $\sigma_m$ , как наибольшее. Отбрасывая в формуле (30)  $\chi$  по сравнению с  $\theta$  и взяв

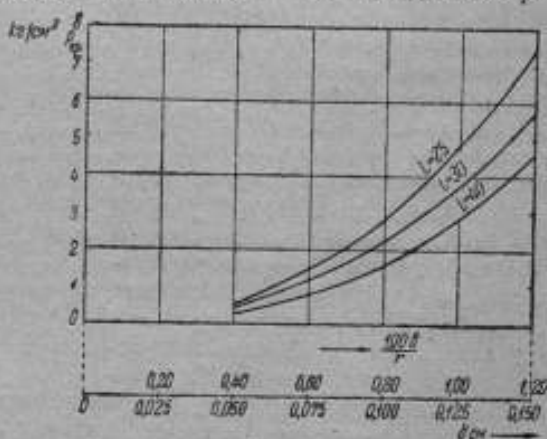


Рис. 6.

его значение по формуле (28), находим:

$$\sigma_1 = \frac{r^2(1 - m^2)^2}{2l(1 + m^2)} \Delta p.$$

Подставляя это выражение в (9), получим:

$$\sigma_m = 0,04 \frac{r_1 \Delta p}{\delta} \quad (33)$$

( $m$  взято равным 0,3).

Мы видим, что напряжения, возникающие в мембране при работе замкнутой системы, состоящей из двух камер, протекает, примерно, только при 4% полного напряжения, которое мембрана могла бы иметь под действием полного перепада давлений внутри. В этом заключается существенная роль мембран, как бы защищающих друг

так, что искомое давление для водного манометра совпадает с величиной перепада  $\Delta p$ .

Для ртутного манометра значения  $p^*$  будут несколько ниже.

Наибольший перепад в нашем случае равен  $\Delta p = 0,64 \text{ кг/см}^2$ . Это значение является наибольшим, с которым нам приходится считаться и по которому надлежит вести расчет толщины  $\delta$  мембраны. Обращаясь к таблице 9 и графику рис. 6, легко видеть,



друга от возникновения излишних напряжений. Нетрудно видеть, что напряжения, вычисленные по формуле (33), ничтожны.

Наоборот, если, например, представить себе, что давлению  $\Delta p$  подвергается только одна мембрана и она не связана со второй камерой, то как это легко усмотреть, напряжения достигнут величины [см. формулы (9), (16), (20)]:

$$\sigma_y \approx \frac{r_1 \Delta p}{\delta},$$

так что в некоторых случаях они могут весьма близко подойти к пределу упругости. Отсюда следует, что при конструктивном оформлении устройства необходимы предохранительные приспособления, ограждающие мембраны от значительных прогибов под действием наибольшего полного напора в трубопроводе (который, понятно, значительно выше указанного перепада  $\Delta p$ ).

Подчеркнем в заключение, что в настоящей статье затронут лишь ряд важнейших вопросов, связанных с применением упругих цилиндрических мембран в трубах Вентури. Целый ряд вопросов менее существенного характера остался еще незатронутым в пределах настоящей статьи. По нашему мнению, чрезвычайно важными представляются опыты по установлению критических разрушающих давлений специально для целей точного расчета массомеров и исследование поведения сжимаемых мембран вблизи указанных критических значений давлений. Поэтому рекомендуется конструировать пиэзометрические камеры так, чтобы внутренний участок трубопровода мог быть использован в качестве герметической камеры, которая может быть по желанию наполнена жидкостью и использована либо для создания давлений, либо же, при опытах на сжатие, для передачи измеряемых деформаций измерительному устройству. При этом опыты лучше всего производить в лабораторных условиях, пользуясь гидравлическим устройством для осуществления требуемых давлений.

*K. N. Wassiliew*

## LA MESURE DES DÉBITS D'UN LIQUIDE COULANT DANS DES TUBES DE GRAND DIAMÈTRE ET PORTANT DES PARTICULES PESÉES

### Résumé

L'auteur traite la question de la mesure des débits d'un liquide portant des particules pesées à l'aide d'un tube Venturi, muni, au lieu de trous piézométriques, de membranes cylindriques élastiques, conformément à la fig. 1.

Les calculs donnés dans l'article démontrent l'adaptabilité de ce genre de dispositif à la mesure des débits; en présence de la variabilité des pressions qui a ordinairement lieu en pratique, la stabilité de la membrane comprimée peut être garantie sans peine.

## СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
Е. Ф. Долгинский и А. С. Бурневский. Образцовый микроанометр типа Прандтля . . . . .	4
А. А. Часовников и Н. И. Белик. Методы испытаний микроанометра типа Chattock . . . . .	22
К. Н. Васильев. Исследование термоэлектрического анемометра	37
К. Н. Васильев. Об измерении термоэлектрическим анемометром малых скоростей воздушного потока . . . . .	54
А. А. Смыкко и К. Н. Васильев. Механические свойства чашечных анемометров . . . . .	62
К. Н. Васильев. К вопросу об определении расходов жидкости протекающей по трубам значительного диаметра и несущей взвешенные частицы . . . . .	105

## TABLE DES MATIERES

1. E. F. Dolinsky et A. S. Burnevsky. L'examen du micromanomètre du type Prandtl . . . . .	21
2. A. A. Chasovnikov et N. I. Bélik. L'examen du micromanomètre Chattock . . . . .	36
3. K. N. Wassiliew. L'examen de l'anémomètre thermoélectrique . . . . .	53
4. K. N. Wassiliew. La mesure des très petites vitesses d'un flux d'air à l'aide d'un anémomètre thermoélectrique . . . . .	61
5. A. A. Sijko et K. N. Wassiliew. Les propriétés mécaniques des anémomètres à plateaux . . . . .	103
6. K. N. Wassiliew. La mesure des débits d'un liquide coulant dans des tubes de grand diamètre et portant des particules pesées . . . . .	119



Отв. редактор проф. А. Н. Добролюбов.

Технич. редакторы М. С. Рулева  
и Е. А. Шулькина.

Сдано в набор 5/III 1939 г.

Подписано к печати 14/IX 1939 г.

Формат бумаги 60×92.

Печ. л. 7,5.

Учтно-авт. л. 8,7.

Тип. знаков в 1 бум. листе 102400.

Бумага Камской ф-ки.

Ленинград № 4448.

Тираж 600.

Заказ 1398.

4-я типография ОГПЗ в РСФСР треста «Полиграфинт» имени Евгения Соколовой.



Цена 5 руб.

