

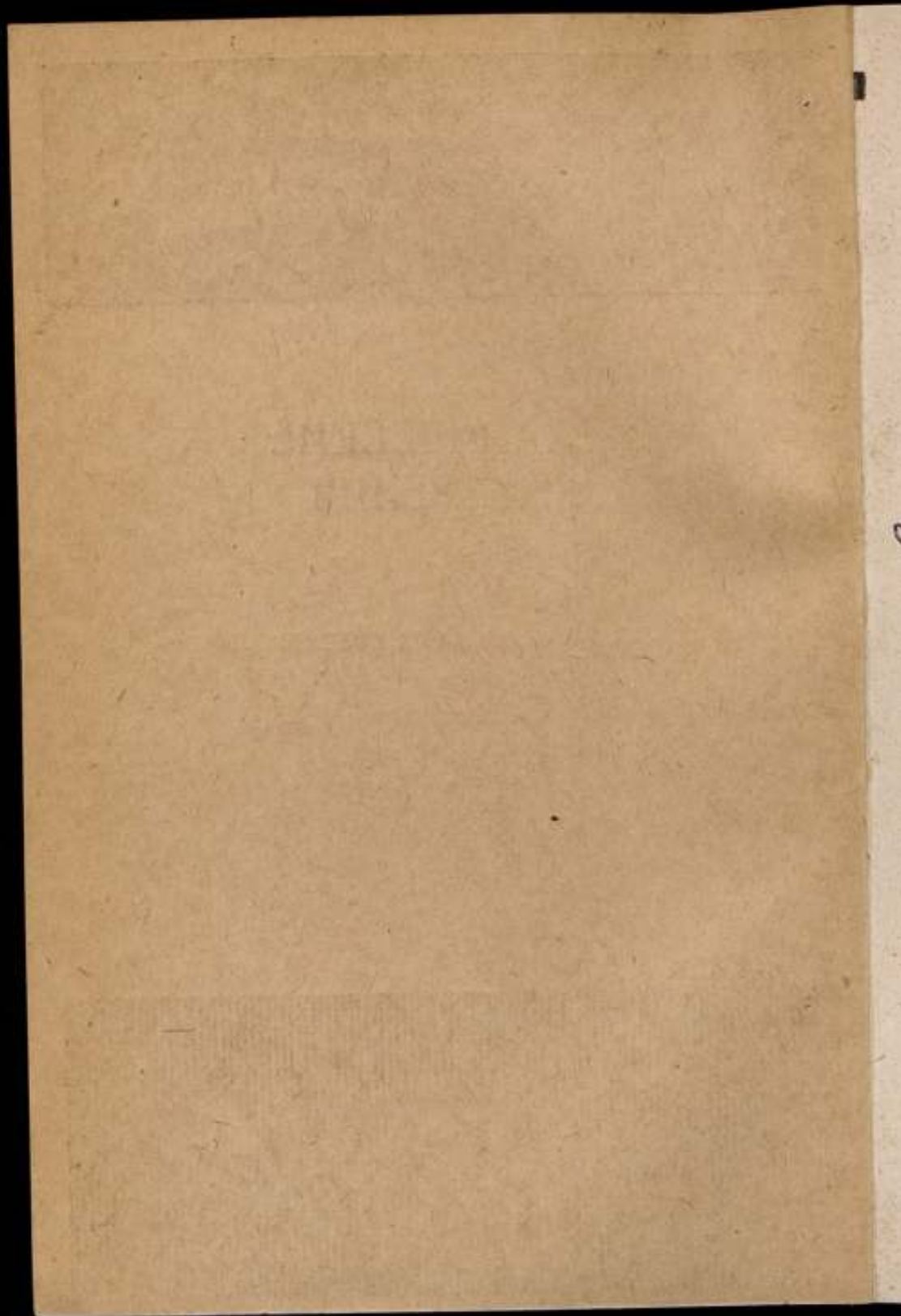
**ВСЕСОЮЗНЫЙ
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
МЕТРОЛОГИЧЕСКОЙ СЛУЖБЫ**

**МЕХАНИЧЕСКИЕ
ИЗМЕРЕНИЯ**

ТРУДЫ МЕТРОЛОГИЧЕСКИХ ИНСТИТУТОВ СССР

ВЫПУСК 142 (202)





ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
МЕТРОЛОГИЧЕСКОЙ СЛУЖБЫ

МЕХАНИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ

ТРУДЫ МЕТРОЛОГИЧЕСКИХ ИНСТИТУТОВ СССР

ВЫПУСК 142(202)



ИЗДАТЕЛЬСТВО СТАНДАРТОВ
Москва — 1973

Редакционный совет

В. А. Малых (председатель), П. П. Арапов, В. Н. Граменицкий, М. А. Давылов, М. А. Земельман, С. М. Кессельман (отв. секретарь), Л. М. Закс (зам. председателя), В. С. Лукьянов, В. И. Старцев, К. И. Хансуваров, В. Г. Цейтлин, М. Я. Шегал, В. Я. Эйдинов

Ответственный редактор
канд. техн. наук *ХАНСУВАРОВ К. И.*

ПРИБОРЫ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЙ МАЛЫХ ИЗБЫТОЧНОГО И ВАКУУММЕТРИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЙ

Технологические процессы в химии, биохимии, топливной промышленности, металлургии и других областях народного хозяйства невозможны без измерения малых избыточного и вакуумметрического давлений. В связи с этим разработаны и широко применяются разнообразные типы манометров, например датчики-дифманометры ДМКФ, ДКО-П, ДКО-Э и ДКОФМ.

Однако отсутствие образцовых средств измерений малых избыточного и вакуумметрического давлений надлежащей точности вызывает определенные трудности при серийном производстве указанных датчиков и вынуждает необоснованно занижать класс их точности.

В настоящей статье дан обзор, с нашей точки зрения, наиболее интересных из разработанных в последнее время схем микроманометров, которые могут использоваться в качестве образцовых или явиться основой для их разработки.

ЖИДКОСТНЫЕ МИКРОМАНОМЕТРЫ

Во Всесоюзном ордена Трудового Красного Знамени научно-исследовательском институте метрологии им. Д. И. Менделеева (ВНИИМ) разработан микроманометр типа ММ 0,2/10—2 с пределами измерений 0,2—10 кгс/м² и абсолютной погрешностью измерений не более 0,01 кгс/м² [1].

Принцип действия прибора аналогичен принципу действия приборов типа «Аскания», ММ-250, ЧЛ-1 и т. п., однако манометр ММ 0,2/10—2 позволяет более точно контролировать уровень жидкости в неподвижном сосуде с помощью оптической системы, дающей 50-кратное увеличение, и, кроме того, в нем осуществлена цифровая индикация показаний.

В статье [2] приведены сведения о микроманометре, принцип действия которого подобен принципу действия микроманометра, разработанного во ВНИИМ.

Прибор представляет собой U-образную трубку с сильно наклоненным коленом 1 и цилиндрическим резервуаром 2 большого поперечного сечения (рис. 1). Особенность микроманометра заключается в том, что мениск манометрической

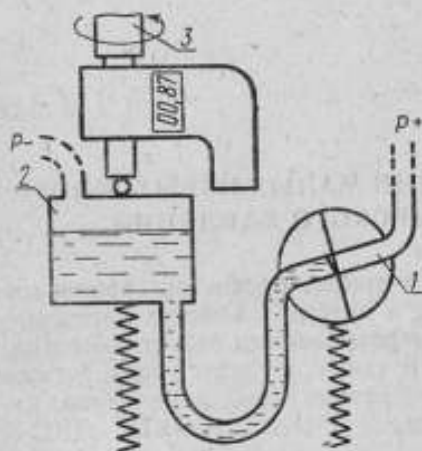


Рис. 1. Схема микроманометра с наклонной трубкой

жидкости сравнительно легко приводится к нулевой отметке в наклонном колене. Контроль за положением мениска осуществляется через оптическую систему, состоящую из линзы, зеркала и нити.

При измерениях перепада давления резервуар 2 перемещается с помощью микрометра 3 с цифровой индикацией показаний. Нуль прибора устанавливается перемещением наклонного колена.

Прибор предназначен для измерения перепада давления в пределах 0—30 мм рт. ст. (при заполнении спиртом 0—25 кгс/м²)

с погрешностью не более 0,01 мм.

Применение этих приборов для проверки микроманометров, выпускаемых серийно, затруднительно, поскольку процесс измерения очень трудоемкий и быстро утомляются глаза.

Последнего недостатка лишены микроманометры, описанные в работах [3 и 4].

Микроманометр, изображенный на рис. 2 [3], состоит из двух заполненных жидкостью сообщающихся цилиндрических резервуаров 1 и 5, установленных на концах коромысла 2, которое может поворачиваться вокруг горизонтальной оси 3. В пространство над поверхностью манометрической жидкости в резервуарах подаются давления, разность которых необходимо измерить.

При вращении ручки 6 ходовой валик 4 поворачивает коромысло на определенный угол, при котором разность давлений уравновешивается столбом жидкости.

Уровень манометрической жидкости по отношению к одному из резервуаров устанавливается всегда один и тот же при любой высоте резервуара при помощи фотоэлектрического

устройства, укрепленного на сосуде 1, и показывающего прибора 7. Показания отсчитывают по счетчику 8, связанному с ходовым валком.

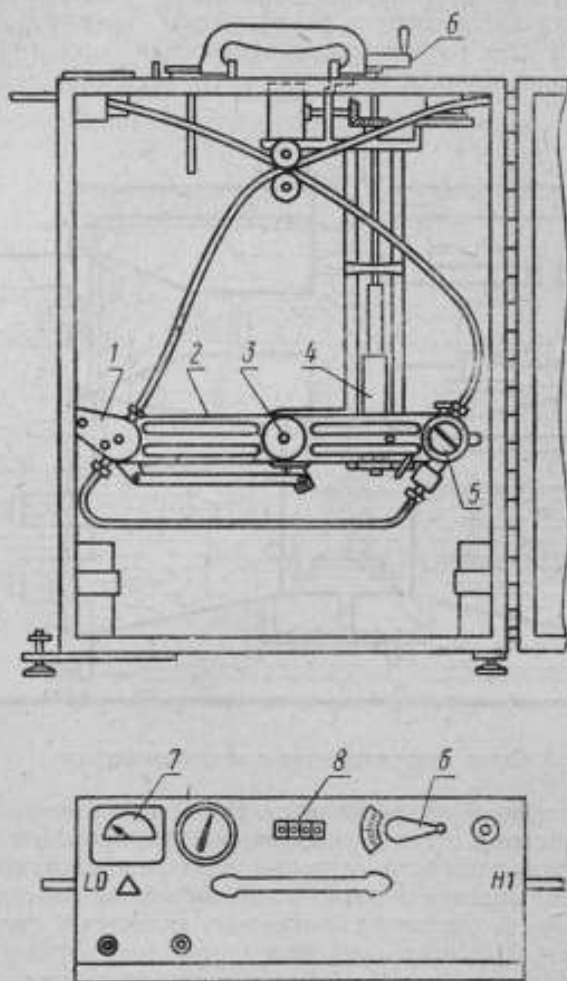


Рис. 2. Микроанометр с фотоэлектрическим устройством

На рис. 3 изображен дифференциальный микроанометр, в котором перемещение уровня измеряют при помощи интерферометра типа Майкельсона [4].

В нижней части термостатированного корпуса 6 расположены три сообщающихся между собой отсека 2, 13 и 1, запол-

ненных манометрической жидкостью. Пространство над манометрической жидкостью отсека 2 сообщается с большим из сравнимых давлений. Меньшее давление подается в пространство над манометрической жидкостью отсеков 13 или 1.

В верхней части корпуса расположены интерферометр 11, фотозлемент 12 и точная микрометрическая отсчетная система 3. Световой поток от источника света 10, падая на посереб-

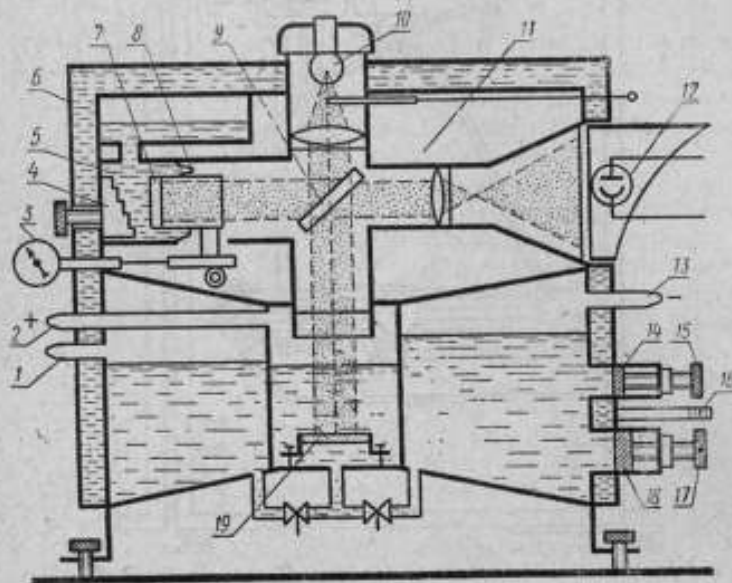


Рис. 3. Схема микроманометра с интерферометром

ренную пластину 9, раздвигается. Одна часть светового потока направляется в отсек 2 микроманометра, проходит слой манометрической жидкости, отражается от неподвижного зеркала 19 и возвращается обратно к посеребренной пластине 9.

Другая часть светового потока направляется к ступенчатому зеркалу 4. На своем пути этот поток света проходит прозрачную пластину 7, отделяющую с помощью гибких перегородок 8 камеру 5 от остального пространства интерферометра. Камера заполнена той же жидкостью, что и отсеки 2, 13 и 1.

Пластина 7 может перемещаться с помощью микрометрической системы 3. При измерении пластину перемещают до тех пор, пока столб жидкости между ней и ступенчатым зеркалом 4 не станет равным столбу жидкости, который проходит поток света в отсеке 2. Момент равенства столбов жидкости фиксируется фотозлементом, следящим за интерференционной картиной, возникшей в результате сложения двух потоков све-

та, возвратившихся от зеркал 19 и 4 к посеребренной пластине 9.

Показания отсчитывают по микрометрической отчетной системе 3. Микроманометр снабжен поршневыми системами 18 и 14 грубой и тонкой установки нуля с точными микрометрическими винтами 15 и 17 и линейкой 16.

Прибор, предназначенный для измерения малых разностей давлений по нулевому методу, описан в английском патенте [5].

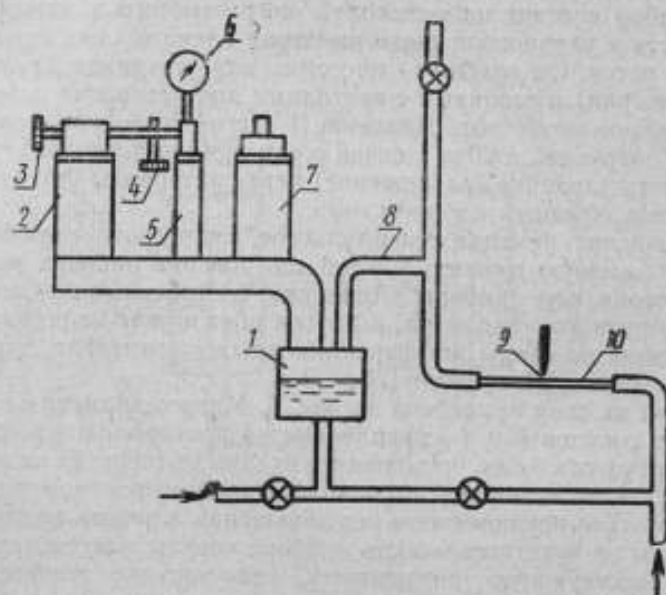


Рис. 4. Схема микроманометра с горизонтальной трубкой малого сечения

Микроманометр (рис. 4) представляет собой перевернутую U-образную трубку 8. Одна секция трубки включает капилляр 10 с нулевой отметкой 9, а другая — камеру 1 с большой эффективной площадью (площадь камеры выбирается больше площади капилляра в 30—100 раз). Секции U-образной трубки заполнены манометрической жидкостью до нулевого уровня. Соединительное колено трубки заполнено газом и имеет три поршневых системы 7, 2 и 5 для регулирования давления газа. Поршневая система 7 используется для установки «нуля» прибора.

С помощью поршневых систем 2 и 5 с микрометрическими винтами 3 и 4 осуществляется грубое и тонкое приведение ме-

ниска манометрической жидкости к нулевой отметке при измерениях разности сравниваемых давлений. Показания отсчитывают по микрометру 6.

КОЛОКОЛЬНЫЕ МИКРОМАНОМЕТРЫ

В ГДР для проверки микроманометров с пределами измерений 0—150 кгс/м² применяют микроманометр фирмы VEB Junkalor [6].

Прибор состоит из колокола, погруженного в затворную жидкость и уравновешенного на одном плече точных неравноплечих весов. Он снабжен насосом для создания давления (разрежения) и стойками с вентилями для установки поверяемых микроманометров. Давление 1 кгс/м² точно уравновешивается нагрузкой в 20 г, в связи с чем прибор позволяет устанавливать давление (разрежение) через интервалы 0,01 кгс/м², пользуясь обычным набором гирь.

По мнению немецких специалистов, микроманометр обеспечивает большую точность и удобство проверки рабочих микроманометров, чем приборы «Аскания», построенные по принципу U-образного манометра, и другая образцовая аппаратура.

Интересны схемы дифференциальных манометров, описанных в патенте Швейцарии [7].

Одна из схем приведена на рис. 5. Микроманометр состоит из двух сосудов 1 и 4, укрепленных на противоположных концах коромысла 3 так, что края их входных отверстий находятся над слоем затворной жидкости, наполняющей герметичную ванну 5. Для исключения или уменьшения влияния архимедовой силы на чувствительность прибора сосуды могут иметь активно действующую поверхность (на рисунке изображена пунктиром).

Сравниваемые давления создают в пространстве над затворной жидкостью сосудов 1 и 4, подавая воздух по трубопроводам, не касающимся стенок сосудов. В пространство ванны над затворной жидкостью через штуцер 2 можно подать избыточное давление.

Вопрос уменьшения влияния архимедовой силы на чувствительность микроманометров интересно решен во французской разработке* [8].

Колокол 1 (рис. 6, а) выполнен в форме двухступенчатого цилиндра и на $\frac{3}{4}$ погружен в затворную жидкость 4, налитую в герметичную ванну 3. Сравнимые давления P_1 и P_2 создаются в пространстве над жидкостью под колоколом и в ванне. Поверхность кольцевой площадки 2 колокола снаружи

* Считаю необходимым отметить, что описанная разработка является дальнейшим развитием идей, изложенных в работе [9].

всегда затоплена, а изнутри — не затоплена, для чего неравенство $P_1 > P_2$ поддерживают достаточно большим.

Архимедова сила, действующая на колокол со стороны жидкости, определяется выражением

$$F = \rho [hs_1 - h_4(s_1 - s_4)]l,$$

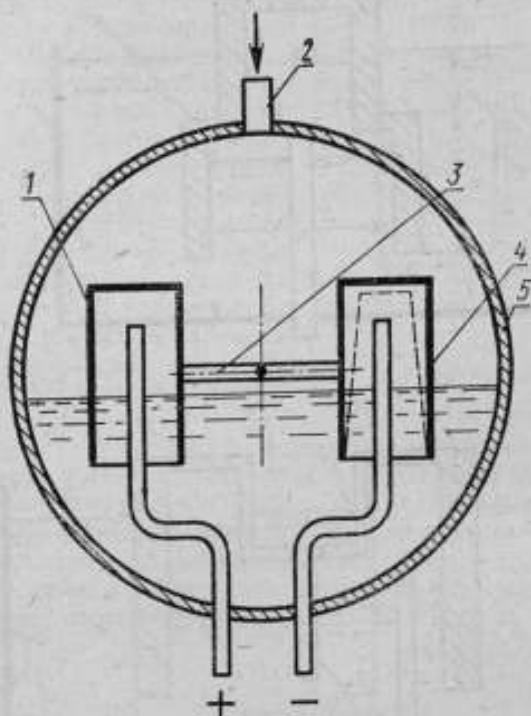


Рис. 5. Схема двухколокольного микроманометра с активно действующей поверхностью

где ρ — плотность затворной жидкости; s_1 — площадь поперечного сечения стенок колокола; s_4 — площадь кольцевой ступеньки колокола; h — высота широкой части колокола; h_4 — высота столба жидкости над кольцевой ступенькой колокола.

Так как $h = \text{const}$, то при $s_4 < s_1$ архимедова сила с изменением h_4 изменяется так же, как при $s_4 = 0$, но в меньшей степени. При $s_1 = s_4$ изменение архимедовой силы в зависимости от хода колокола равно нулю, т. е. равновесие будет безразличным. При $s_4 > s_1$ изменение архимедовой силы обратно обычному, т. е. можно получить высокую чувствительность микроманометра при толстостенном колоколе.

Колокол 4 (рис. 6, б) легче выполнить. Это цилиндр со стенками постоянной толщины. В верхнем основании колокола расположена кювета 2, основание 3 которой имеет отверстие для патрубка 1, опущенного в затворную жидкость 5. Уровень

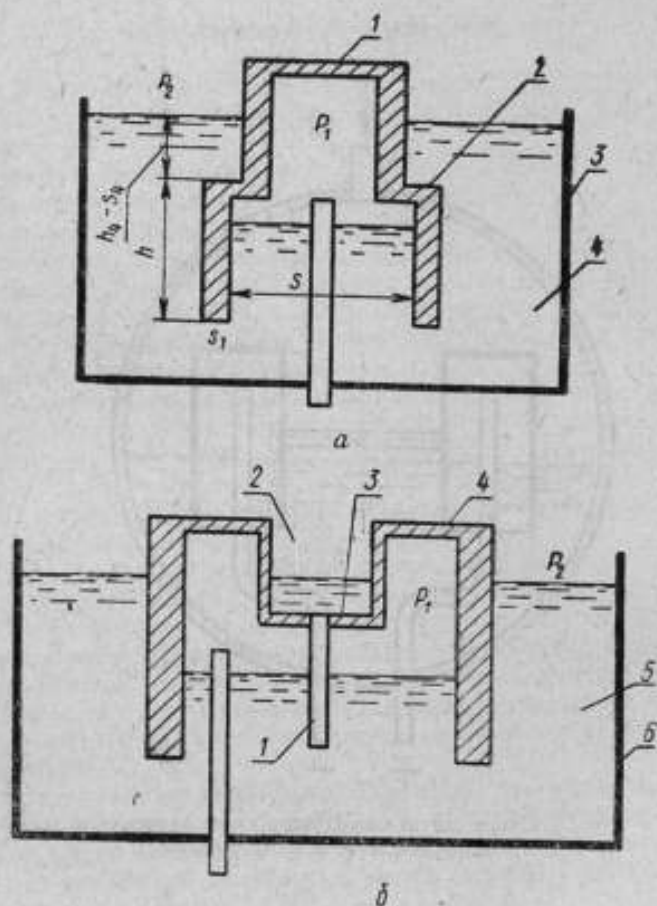


Рис. 6. Схема микровиометра со ступенчатым колоколом:

а — с внешней ступенькой; б — с внутренней ступенькой

жидкости в кювете 2 и ванне 6 одинаковый. Действие такого колокола идентично действию колокола, изображенного на рис. 5, но он более помехоустойчив.

На рис. 7 приведена схема микроманометра с колоколом классической формы, но с двумя затворными жидкостями 1 и 4 различной плотности. Ванна 3 заполнена жидкостями таким образом, что внешняя поверхность колокола 2 полно-

стью погружена в жидкость, а внутри колокола имеется свободное пространство даже при равенстве сравниваемых давлений P_1 и P_2 . При такой конструкции манометра изменение выталкивающей силы, действующей на стенки колокола вследствие перемещения уровня более тяжелой жидкости из-за измерения давлений P_1 и P_2 , будет компенсироваться действием столба более легкой жидкости на дно колокола.

Колокола, показанные на рис. 6, также могут быть использованы с двумя жидкостями. С нашей точки зрения, очень перспективно применение промежуточных точных усилителей для измерения малых избыточного и вакуумметрического давлений с последующим использованием уже известных образцовых микроманометров.

В работе [10] описан колокольный преобразователь с токовой силовой компенсацией, предназначенный для измерения давления в диапазоне $6 \cdot 10^{-14} - 1 \text{ кгс/м}^2$. Погрешность измерений при давлении $6 \cdot 10^{-2} \text{ кгс/м}^2$ не превышает $6 \cdot 10^{-4} \text{ кгс/м}^2$. Высокая точность и быстродействие достигаются благодаря тому, что силовая компенсация позволяет уменьшить ход колокола до нескольких микрометров.

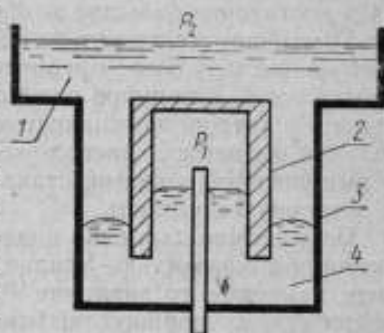


Рис. 7. Схема двухжидкостного микроманометра с постоянной архимедовой силой

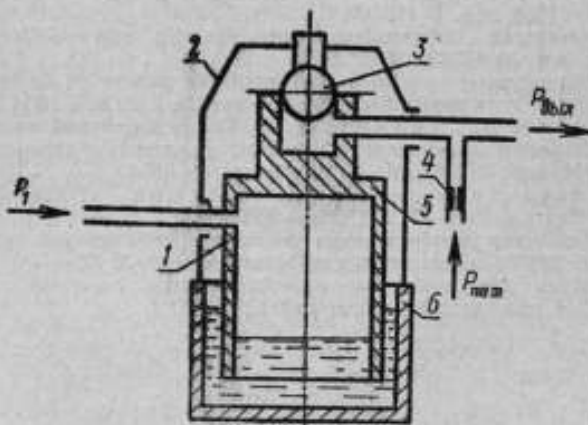


Рис. 8. Схема микроманометра с пневматической силовой компенсацией

Схемы (рис. 8) преобразователей с пневматической силовой компенсацией приведены в [11 и 12].

В приборах в качестве индикатора рассогласования и силового устройства обратной связи используется сферический поршень, взвешенный в потоке воздуха. Это позволяет получать достаточно большие коэффициенты усиления.

Устройство содержит неподвижную пневматическую проточную камеру 5 со сферическим поршнем 3 и постоянным дросселем 4. К поршню подвешена на коромысле 2 открытая чаша 6 с затворной жидкостью. Камера 5 снабжена дополнительной полостью, расположенной концентрично с поршнем и выполненной в форме стакана 1, края которого погружены в затворную жидкость.

Измеряемое давление подается в полость стакана 1 над затворной жидкостью. Усилие, развиваемое чашей под действием измеряемого давления P , через коромысло передается сферическому поршню, вызывая его вертикальное перемещение и, следовательно, изменяя давление $P_{\text{вых}}$ над поршнем. Под действием давления $P_{\text{вых}}$ поршень развивает компенсационное усилие, уравнивающее действие измеряемого давления.

ЛИТЕРАТУРА

1. Техническое описание. Микроманометр образцовый компенсационный типа ММ 0,2/10—2. Л., изд. ВНИИМ им. Д. И. Менделеева, 1955.
2. «Feinwerktechnik», 1970, 12, 548.
3. Manometer. Пат. США 3, 487, 694.6.01.1970.
4. Micromanometer. Пат. США 2, 817, 238. 24.12.1957.
5. Improvements in or relating to manometers. Англ. пат. № 1, 126, 277. 5.09.1968.
6. Scheffler P. Neue Feindruckprüfwaage Bauart Jankaloc. «Feingeräte-technik», 1955, v. 4, N 11, 509.
7. Druckmessgerät, insbesondere zur Messung von Differenzdrücken. Швейц. пат. № 433809, 30.09.1967.
8. Perfectionnements apportés aux appareils de mesure ou de régulation de pressions et leurs applications. Франц. пат. № 1.551.067. 18.11.1968.
9. Пугачев И. И., Степанов Л. П. Гидростатический колокол. В сб.: «Исследования в области плотности, давления и вязкости». Труды ВНИИМ, вып. 22 (82), М.—Л., Стандартгиз, 1954.
10. Танакава Кедзио, Араки Нобуюки. «Trans. Japan. Soc. Mech. Engrs.», 1969, 35, 278, 2053—2060.
11. Устройство для преобразования усилий в пневматические сигналы. Авт. свид. № 288358. «Бюллетень изобретений», 1970, № 36.
12. Устройство для измерения разности малых давлений. Авт. свид. № 289314. «Бюллетень изобретений», 1971, № 1.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИАГНОСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ ГРАФИКА ПОГРЕШНОСТИ ДАТЧИКОВ ПНЕВМАТИЧЕСКОЙ ВЕТВИ ГСП

СОСТОЯНИЕ ВОПРОСА И ЗАДАЧИ ИССЛЕДОВАНИЯ

В последнее время стало очевидным, что первичная и периодическая поверки не всегда позволяют установить пригодность измерительных приборов к применению. Известны случаи, когда датчики государственной системы приборов (ГСП), в частности дифманометры пневматической ветви ГСП, успешно прошедшие двойной контроль на заводе-изготовителе (в ОТК и госповерке) и входной контроль в цехе КИП и А предприятия, при установке в систему регулирования оказывались неработоспособными. Это ставит под сомнение эффективность действующей методики поверки датчиков.

В соответствии с нормативами [1, 2, 3] при поверке датчиков-дифманометров и датчиков-манометров ограничиваются определением всего двух метрологических показателей качества: основной погрешности и вариации значений выходных сигналов, соответствующих при этом только 5—6 значениям входного сигнала. Как показал обширный фактический материал, контроль указанных характеристик является необходимым, однако не всегда достаточным условием для обоснованной оценки качества датчиков-дифманометров и датчиков-манометров. При таком контроле не выявляются скрытые дефекты.

Очевидно, что погрешность датчика может находиться в пределах допуска в том случае, когда отклонения основных параметров* каких-либо его блоков превышают допустимые значения, но взаимно компенсируются. Так, при некачественном

* В соответствии с [4] под понятием «основные параметры» понимают параметры элементов и блоков прибора, определяющие способность прибора выполнять заданные функции.

заполнении жидкостью мембранного измерительного блока дифманометр неработоспособен при рабочем избыточном давлении больше атмосферного. Однако при поверке это не всегда обнаруживается, так как увеличение нелинейности статической характеристики измерительного блока частично или полностью компенсируется статизмом измерительной системы датчика. Или, например, при неправильном монтаже (жесткий центр смещен относительно нейтрального положения) мембранный измерительный блок дифманометра находится в напряженном состоянии. Это ускоряет естественные процессы старения и износа чувствительных элементов и увеличивает интенсивность постепенных метрологических отказов. Тем не менее по результатам поверки такой дифманометр с дефектным монтажом измерительного блока может быть признан годным к применению.

Таким образом, для повышения эффективности поверки датчиков необходимо при выполнении поверочных операций получать дополнительную информацию о качестве изготовления и монтажа ответственных элементов и блоков прибора. Недостающая информация может быть получена путем косвенного контроля основных параметров элементов и блоков датчика, т. е. в результате выполнения диагностических* операций.

Обычно при технической диагностике контроль основных параметров устройства осуществляется путем измерения (или оценки) параметров внешних процессов, которые порождаются работающим устройством и функционально или статически связаны с основными.

Принципиально носителями диагностических сигналов** могут быть любые внешние процессы (звуковые, упругие, тепловые и т. п.), порождаемые работающим устройством. Задача заключается в выборе носителя, позволяющего наиболее просто технически и методически осуществить постановку диагноза. Это определяет необходимость и многообразие направлений конкретных разработок методов и средств технического диагноза.

Для датчиков ГСП с ограниченным числом функциональных блоков, у которых при этом систематическая погрешность является доминирующей, в качестве носителя диагностических сигналов может быть принят график погрешности, построенный в осях выходной сигнал — погрешность.

Отклонения основных параметров элементов и блоков прибора от расчетных значений, постепенные изменения статических характеристик блоков, размеров сопряжений деталей

* Процедуру косвенного контроля параметров технических устройств, как правило, без их разборки принято называть «технической диагностикой», а выполняемые при этом операции — диагностическими [5].

** Сигналы внешних процессов принято называть диагностическими.

и т. п. вызывают вполне определенные изменения свойств прибора и внешне проявляются в виде изменения значений метрологических характеристик, в частности в виде изменения локальных элементов графика систематической погрешности прибора (углы наклона касательных, координаты положения точек специального типа и т. п.).

Сущность диагностических операций и заключается в установлении отличий графика погрешности поверяемого датчика от нормированного графика, принятого за эталонный.

Всякое изменение графика погрешности поверяемого прибора по сравнению с установленным для данного типа прибора может быть обусловлено только отличием его состояния от нормированного.

Представление результата поверки в виде графика дает возможность использовать фундаментальное свойство восприятия — свойство предметности, а также алгоритмы обработки зрительной информации. Поэтому выполнение диагностических операций не требует применения каких-либо специальных устройств. Однако, естественно, для этого необходимы высокопроизводительные способы поверки, позволяющие получать результат поверки в виде непрерывного графика.

Для поверки манометров и дифманометров пневматической ветви ГСП Всесоюзным научно-исследовательским институтом метрологической службы — ВНИИМС (б. ВНИИГК) предложен способ, основанный на сравнении коэффициента преобразования (коэффициента передачи) K поверяемого датчика с коэффициентом преобразования K_0 , воспроизводимым образцовым прибором [6, 7].

Для оснащения этого способа во ВНИИМС разработана автоматическая установка УППД-1, предназначенная для поверки датчиков в ОТК заводов-изготовителей и органами Госстандарта СССР, а на заводе «Манометр» (при участии ВНИИМС) — приборы типа МСО-П, предназначенные для установки на рабочих местах на заводах-изготовителях и в цехах КИП и А предприятий, эксплуатирующих датчики. Выходной сигнал датчика и соответствующая ему погрешность регистрируются двухзаписным вторичным пневматическим прибором типа ПВЧ.2Э, у которого скорость протягивания диаграммной ленты увеличена до 30 мм/мин.

Закон соответствия диагностических сигналов графика погрешности дефектам в приборе может быть установлен путем теоретического и экспериментального исследований реальной функции преобразования конкретного типа прибора с учетом технологии его изготовления.

Задача настоящей работы — исследовать эталонный график погрешности и диагностические сигналы некоторых часто встречающихся дефектов манометров и дифманометров с пневматической силовой компенсацией.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭТАЛОННОГО ГРАФИКА ПОГРЕШНОСТИ

Как известно, реальный датчик осуществляет силовую компенсацию лишь приближенно, так как часть измерительного усилия расходуется на преодоление различного рода сопротивлений: жесткости упругих элементов, трения, деформации рычагов и корпуса [8]. Поэтому зависимость между входным P_1 и выходным P_2 сигналами датчика в общем случае может быть представлена в виде

$$P_2 = KP_1 + P_{2\min} \pm \Delta P_{2\min} - |\lambda [h(\bar{P}_2)] \Sigma C_{пр i} - Q \pm F_{тр}| \frac{K}{F_1}, \quad (1)$$

где $K = \frac{P_{2\max} - P_{2\min}}{P_{1\max}}$ — номинальное значение коэффициента преобразования датчика (иначе — коэффициент статического усиления, коэффициент передачи); $P_{1\max}$, $P_{2\max}$ — верхнее предельное значение входного и выходного сигналов, кгс/см²*; $P_{2\min}$ — нижнее предельное значение выходного сигнала, соответствующее нулевому значению входного сигнала, кгс/см²; $\Delta P_{2\min}$ — погрешность установки нижнего предельного значения выходного сигнала; $\lambda = \lambda[h(\bar{P}_2)]$ — перемещение чувствительного элемента измерительного блока в функции положения индикатора рассогласования, см; \bar{P}_2 — абсолютное давление, соответствующее текущему значению выходного сигнала, кгс/см²; $C_{пр i}$, $F_{тр}$ — жесткость i -го упругого элемента (кгс/см) и суммарная сила трения (кгс), приведенные к месту приложения измерительного усилия; $Q = \Sigma \delta_i [h(\bar{P}_2)] C_{пр i}$ — дополнительное усилие, развиваемое упругими элементами на перемещениях в функции положения индикатора рассогласования, возникающих вследствие деформации рычагов и корпуса датчика, кгс; F_1 — эффективная площадь чувствительного элемента измерительного блока.

Примем, что датчик находится в эталонном состоянии, если выполняются следующие условия:

конструктивные параметры элементов и блоков прибора и характеристики его упругих элементов равны номинальным значениям;

элементы и блоки прибора осуществляют предписанное преобразование входного сигнала в выходной;

отсутствует трение в местах сопряжения подвижных деталей;

действующие силы не деформируют рычаги и корпус прибора.

* Здесь и далее применяется утвержденная ГОСТ 7664—61 «Механические единицы» внесистемная единица давления — кгс/см².

При принятых допущениях эталонное состояние датчика описывает график функции (рис. 1)

$$\delta = -\frac{\Delta h(\bar{P}_2) l_1 \Sigma C_{пр i}}{0,8 F_1 t} K \cdot 100\%, \quad (2)$$

где δ — погрешность выходного сигнала датчика, выраженная в процентах от рабочего диапазона изменения выходного сигнала; $\Delta h(\bar{P}_2)$ — абсолютное значение нелинейности статической характеристики усилителя типа «сопло — заслонка»;

$$\Delta h(\bar{P}_2) = h(\bar{P}_2) - \frac{h_2 - h_1}{0,8} (\bar{P}_2 - 1,2) - h_1, \quad (3)$$

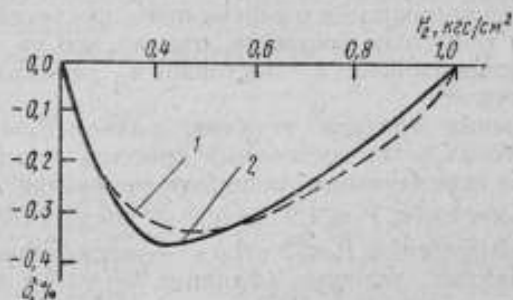


Рис. 1. Эталонный график погрешности датчиков-дифманометров и датчиков-манометров с пневматической силовой компенсацией:

1 — без учета переменности коэффициентов расхода;
2 — результаты эксперимента

здесь h_1 и h_2 — положения заслонки при начальном и конечном значениях выходного сигнала, см; 0,8 — диапазон изменения выходного сигнала датчика, кгс/см²; 1,2 — абсолютное давление, соответствующее нижнему предельному значению выходного сигнала, кгс/см²; t , l_1 — плечо заслонки и чувствительного элемента измерительного блока соответственно, см.

Таким образом, при ненулевой жесткости ($\Sigma C_{пр i} \neq 0$) датчику с пневматической силовой компенсацией всегда присуща погрешность.

Как видно из формулы (2), закон изменения этой погрешности в функции измеряемой величины (в функции выходного сигнала) однозначно определяется статической характеристикой пневматического усилителя.

Для решения уравнения (2) необходимо установить функциональную связь между значением выходного сигнала P_2 и перемещением заслонки h . Аналитическое выражение этой связи зависит от характеристик (линейной или квадратической) постоянного и переменного дросселей пневматического

усилителя типа «сопло — заслонка» и сочетаний режимов истечения через первый и второй дроссели.

Уравнения статической характеристики системы «сопло — заслонка» можно получить из условий равенства расходов при установившемся режиме через оба дросселя, решая их относительно расстояния h между соплом и заслонкой.

Как показано в [9], весовой расход воздуха через дроссель можно подсчитывать по приближенным формулам для адиабатического процесса, принимая при этом, что процесс перехода от области перед дросселем к области за дросселем изотермический.

Обычно в датчиках ГСП применяются пневматические усилители мощности выходного сигнала с квадратической характеристикой постоянного и переменного дросселей. При этом конструкция усилителя мощности такова, что на постоянном дросселе поддерживается постоянный перепад порядка $0,04—0,07$ кгс/см².

При давлении воздуха питания, равном $P_0 = 1,4$ кгс/см², режим истечения через постоянный дроссель всегда докритический, через переменный в диапазоне изменения выходного сигнала $1,2$ кгс/см² $\leq \bar{P}_2 \leq 1,9$ кгс/см² — докритический, а в диапазоне $1,9$ кгс/см² $\leq \bar{P}_2 \leq 2$ кгс/см² — надкритический.

При указанных условиях функция $h = h(P_2)$ может быть задана двумя уравнениями [10]:

в рабочем интервале $1,2$ кгс/см² $\leq \bar{P}_2 \leq 1,9$ кгс/см²

$$h = 0,25 \varphi \sqrt{\frac{\Delta P_0 \bar{P}_2}{(\bar{P}_2 - P_0) P_0}} \quad (4a)$$

в рабочем интервале $1,9$ кгс/см² $\leq \bar{P}_2 \leq 2$ кгс/см²

$$h = 0,5 \varphi \sqrt{\frac{\Delta P_0}{\bar{P}_2}} \quad (4b)$$

где ΔP_0 — постоянный перепад на постоянном дросселе; $\varphi = \frac{\varepsilon_1 d_1^2}{\varepsilon_2 d_2^2}$; ε_1 и d_1 , ε_2 и d_2 — коэффициенты расхода и диаметры постоянного и переменного дросселей соответственно; P_0 — барометрическое давление.

Аналитическое выражение функциональной связи между перемещением заслонки h и выходным сигналом P_2 весьма усложняется, если учитывать изменение коэффициентов расхода ε_1 и ε_2 .

Имея в виду выявить главным образом качественное влияние параметров усилителя на локальные элементы эталонного графика, примем, что $\varepsilon_1/\varepsilon_2 = 1 = \text{const}$.

Для определения абсциссы вершины эталонного графика надо найти точку, в которой касательная к графику параллель-

на прямой, проходящей через точки h_1 и h_2 статической характеристики усилителя.

Привравняв к нулю производную функции

$$[F(\bar{P}_2)]' = \left[h(\bar{P}_2) - \frac{h_2 - h_1}{0,8} (\bar{P}_2 - 1,2) - h_1 \right]' = 0$$

и заметив, что

$$h_1 = 0,25\varphi \sqrt{\frac{\Delta P_{\Pi}}{P_0} \cdot \frac{1,2}{0,2}} \text{ и } h_2 = 0,5\varphi \sqrt{\frac{\Delta P_{\Pi}}{P_2}},$$

получим

$$\bar{P}_2 (\bar{P}_2 - P_0)^2 = 0,16. \quad (5)$$

Уравнение (5) имеет одно действительное решение при избыточном давлении $P_2 = 0,475 \text{ кгс/см}^2$, т. е. при 34,5% рабочего диапазона изменения выходного сигнала.

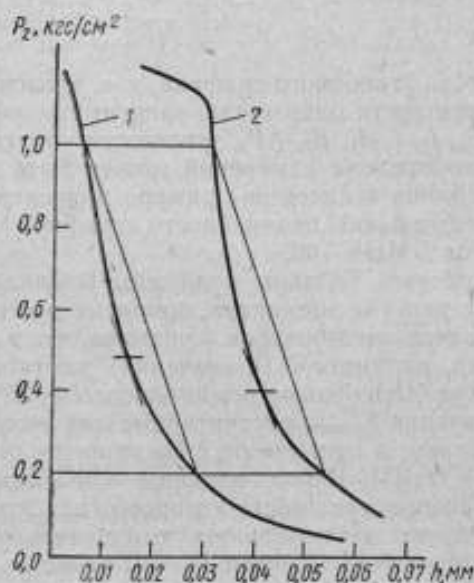


Рис. 2. Статическая характеристика пневматического усилителя мощности:

1 — полученная без учета перемещности коэффициентов раскола; 2 — полученная экспериментально

Так как $[h(\bar{P}_2)]' > 0$, эталонный график погрешности вогнутый (отрицательная нелинейность).

Полученные выводы хорошо согласуются с экспериментальными данными автора. Опытные значения абсциссы вершины графика группируются при $P_2 = 0,4 \text{ кгс/см}^2$, т. е. при 25% рабочего диапазона. Расхождения между расчетными и опыт-

ными данными объясняются только тем, что расчетные данные получены без учета переменности коэффициентов расхода. Это подтверждается результатами, полученными В. Н. Дмитриевым при исследовании статической характеристики пневматического усилителя [10]. На рис. 2* приведены статическая характеристика усилителя, рассчитанная без учета переменности коэффициентов расхода (кривая 1) и экспериментальная (кривая 2).

Верхний предел измерений, кгс/см ²	δ , %	$\delta_{p \max}$, %
0,063	-0,50	-0,67
0,1	-0,45	-0,60
0,16	-0,40	-0,54
0,25	-0,30	-0,4
0,4	-0,20	-0,27
0,63	-0,10	-0,13
1,0	-0,15	-0,2

Нелинейность эталонного графика, т. е. эталонное значение основной погрешности однозначно зависит от конструктивных параметров F_1 , l_1 , l , d_1 , d_2 , ΔP_n , жесткости упругих элементов и для каждого предела измерений может быть заранее рассчитана. В таблице в качестве примера приведены расчетные значения максимальной нелинейности графика погрешности дифманометров ДМПК-100.

В основу расчета таблицы положены номинальные значения жесткости упругих элементов, принятые в технической документации завода-изготовителя. Учитывая, что в соответствии с нормативами, например [11], значения жесткости упругих элементов могут быть больше номинального на 35%, в таблице приведены значения $\delta_{p \max}$, рассчитанные для этого случая.

Таким образом, в отличие от сложившихся представлений дифманометр ДМПК-100 с верхним пределом измерений 630 кгс/м², график погрешности которого (при эталонной форме графика) имеет максимальную отрицательную нелинейность 0,7%, может быть отмечен знаком качества, а дифманометр с отрицательной нелинейностью, существенно меньшей 0,5%, или с положительной нелинейностью возможно должен быть забракован.

ОБЩИЕ УСТОЯЧИВЫЕ ДИАГНОСТИЧЕСКИЕ СИГНАЛЫ ГРАФИКА ПОГРЕШНОСТИ

Для датчиков-дифманометров и датчиков-манометров с пневматической силовой компенсацией можно выделить диагностические сигналы, которые не зависят от конкретной

* Рисунок заимствован из работы [10].

конструкции датчика. Эти сигналы в общем виде характеризуют свойства блоков и качество сопряжения подвижных деталей прибора, вызывающие отклонение графика погрешности от эталонного.

Точка перегиба — признак того, что в датчике имеется упругий элемент (или элементы), перемещение которого нелинейно зависит от измерительного усилия (рис. 3, а). Это является следствием дефектного монтажа упругих чувствительных элементов: чрезмерного сжатия или растяжения сильфона, смещения жесткого центра мембраны относительно нейтрального положения.

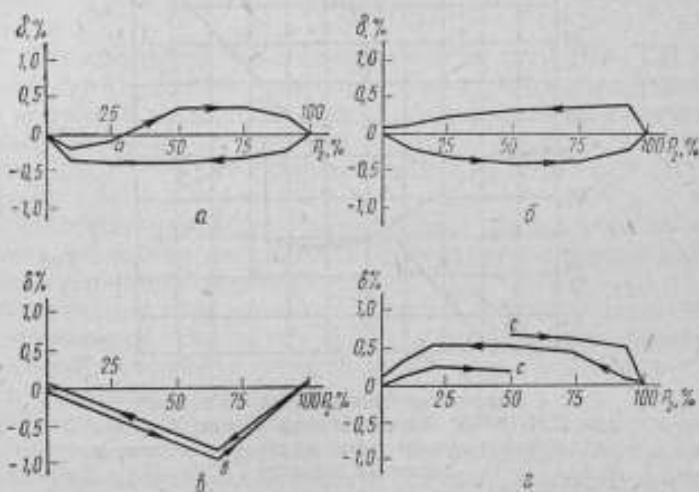


Рис. 3. Общие устойчивые диагностические сигналы графика погрешности:

а — направление графика обратного хода при несовершенстве (последствие и гистерезис) упругих элементов измерительного блока датчика; точка «а» — точка перегиба; б — направление графика обратного хода при несовершенстве упругих элементов обратной связи; в — точка «в» — точка излома; г — точка «г» — точка конечного разрыва

Точка излома — признак того, что в датчике имеется элемент (или элементы) с внезапно изменяющейся жесткостью (рис. 3, в). Чаще всего это сигнал о том, что какой-либо элемент (или элементы) приобрел свойства хлопающей мембраны, например погнулись ленты упругих опор рычагов, на гофрах чувствительных элементов имеются вмятины. Точка излома может быть также сигналом наступления или наоборот нарушения контакта упругого элемента с подвижной системой датчика, например нарушение контакта пружин настройки диапазона с измерительным блоком в датчике типа ДС-V или ДС-VI.

Точка конечного разрыва — признак того, что в датчике имеется подвижное соединение деталей, работающих с трением (рис. 3, *з*).

Направление графика обратного хода — признак* несовершенства (последствие и гистерезис) упругих элементов и мертвого хода: измерительного блока, если график направлен против часовой стрелки (см. рис. 3, *а*), и обратной связи, если график направлен по часовой стрелке (рис. 3, *в*). Этот

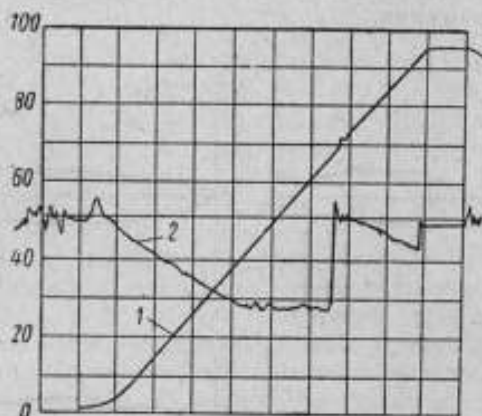


Рис. 4. График погрешности дифманометров типа ДМПК-100, обусловленной нарушением жесткой связи между лирой мембранного блока и основным рычагом:

1 — график выходного сигнала; 2 — график погрешности

признак означает, что в первом случае упругие элементы измерительного блока менее совершенны, чем другие элементы обратной связи, а во втором, наоборот, упругие элементы обратной связи менее совершенны, чем упругие элементы цепи прямого преобразования.

Существенная зависимость выходного сигнала датчика от изменения давления воздуха питания на $\pm 10\%$ от номинального значения при эталонной форме графика погрешности — признак неисправности пневматического усилителя мощности.

Необходимо отметить, что в том случае, когда в приборе имеется несколько потенциальных источников дефекта, вызы-

* Это следует непосредственно из определения статизма системы с силовой компенсацией [12]: $S = C_1 / (C_1 + C_2)$, где C_1 и C_2 — жесткость цепи прямого преобразования и обратной связи соответственно.

вающего на графике один и тот же диагностический сигнал, например несколько источников сухого трения и т. п., однозначно поставить диагноз затруднительно. Но сам факт наличия дефекта всегда будет обнаружен. По мере накопления опыта вероятность правильной постановки диагноза возрастает.

Так, например, в дифманометрах типа ДМПК-100 имеется несколько потенциальных источников сухого трения. Однако опыт показывает, что такие разрывы графика, как на рис. 4, в 9 случаях из 10 являются признаком нарушения жесткой связи между лирой мембранного блока и основным рычагом.

ВЫВОДЫ

1. Для обоснованной оценки качества датчиков ГСП необходимо при первичной и периодической поверках контролировать не только значения основной погрешности и вариации выходных сигналов, но дополнительные показатели, характеризующие качество изготовления и монтажа элементов и блоков прибора.

2. Необходимая информация может быть получена путем анализа локальных элементов и особых точек графика погрешности поверяемого датчика.

3. Методика обнаружения скрытых дефектов заключается в установлении отклонений графика погрешности датчика от эталонного графика и сопоставлении этих отклонений с признаками возможных дефектов.

4. Признаки возможных дефектов устанавливаются на основе всестороннего теоретического и экспериментального исследований физических свойств и схемных решений типа датчика.

5. Для датчиков с пневматической силовой компенсацией получено уравнение эталонного графика погрешности и установлены признаки некоторых типовых дефектов, которые являются общими для пневматических датчиков с силовой компенсацией.

6. Опытная апробация, проведенная на заводах — изготовителях датчиков ГСП и в цехах КИП и А предприятий, эксплуатирующих датчики, показала, что анализ графиков погрешности при поверке является действенным средством обеспечения качества датчиков.

ЛИТЕРАТУРА

1. ГОСТ 14764—69. Датчики пневматические с силовой компенсацией ГСП. Дифференциальные манометры на предельно допустимое рабочее избыточное давление 400 кгс/см² (40 Мн/м²).
2. ГОСТ 14910—69. Манометры, мановакуумметры и вакуумметры с унифицированными пневматическими выходными сигналами. Методы поверки.

3. Методические указания № 192 «По определению основной погрешности дифманометров-расходомеров».
4. Туркельтауб Р. М. Методы исследования точности и надежности схем аппаратуры. М., «Энергия», 1966.
5. Павлов Б. В. Кибернетические методы технического диагноза. М., «Машиностроение», 1966.
6. Кессельман С. М. Способ поверки манометрических приборов с пневматическим выходным сигналом. Авт. свид. № 195170. «Бюллетень изобретений», 1967, № 9.
7. Кессельман С. М. и Кипнис А. М. Поверка бесшкальных измерительных приборов. «Измерительная техника», 1967, № 5.
8. Заседателей С. М. и Рухадзе В. А. Элементы расчета и конструирования датчиков с силовой компенсацией. «Автоматика и телемеханика», 1960, № 6.
9. Березовец Г. Т., Дмитриев В. Н. и Наджафов Э. М. О допустимых упрощениях при расчете пневматических регуляторов. «Приборостроение», 1957, № 4.
10. Дмитриев В. Н. Расчет статической характеристики пневматического реле. «Автоматика и телемеханика», 1956, № 9.
11. ГОСТ 11916—66: Сильфоны бесшовные однослойные из дисперсионно-твердеющих сплавов.
12. Арутюнов К. Б. О построении комплекса унифицированных датчиков теплоэнергетических параметров Государственной системы приборов. «Механизация и автоматизация производства», 1963, № 5.

АНАЛИЗ УСТОЙЧИВОСТИ РАБОТЫ СФЕРИЧЕСКОЙ ПОРШНЕВОЙ ПАРЫ В МАНОМЕТРИЧЕСКИХ ПРИБОРАХ

В последние годы как за рубежом, так и у нас в стране все большее применение находят манометрические приборы, в которых в качестве чувствительного элемента или элемента обратной связи используется сферическая поршневая пара. Сферическая поршневая пара (рис. 1) работает следующим образом. Сферический поршень 1 удерживается во взвешенном состоянии потоком воздуха, поступающего в камеру 3 цилиндрического сопла 2. Выходное давление определяется отношением приложенной к сферическому поршню силы G и веса сферического поршня G_1 к его эффективной площади S :

$$P_{\text{вых}} = \frac{G + G_1}{S}.$$

Такое устройство обладает высокой точностью преобразования силы в давление, так как в нем отсутствует механическое трение, а эффективная площадь сферического поршня в процессе работы меняется незначительно.

В первом приближении работа сферической поршневой пары описывается дифференциальным уравнением третьего порядка. Ввиду малости коэффициента демпфирования (отсутствие механического трения, малая вязкость воздуха) рассматриваемое устройство склонно к автоколебаниям.

В настоящее время в манометрических приборах со сферической поршневой парой колебания сферического поршня, а следовательно, и выходного давления, устраняют введением в схему прибора емкости или демпфирующего устройства. Наличие емкости снижает быстродействие прибора, а демпфер увеличивает зону нечувствительности. Устойчивость системы может быть достигнута с помощью применения сферического сопла (рис. 2).

Рассмотрим вопрос о равновесии сферического поршня в сферическом сопле, используя уравнения динамики вязкого газа и пренебрегая инерционностью сферического поршня и грузов, навешенных на него.

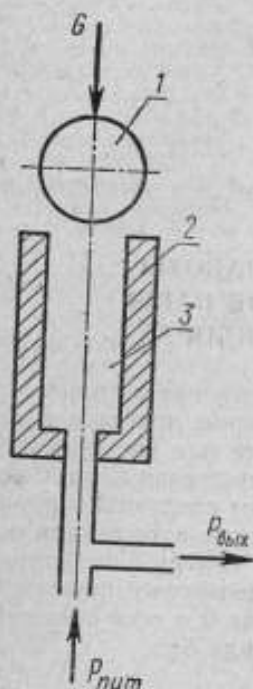


Рис. 1. Схема сферической поршневой пары.

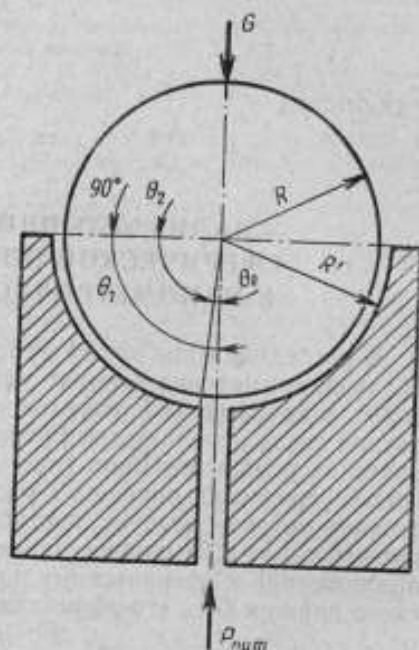


Рис. 2. Схема сферического сопла.

Поддерживающая сферический поршень сила F определяется следующим выражением [1]:

$$F = \frac{3\mu R^2 Q}{z^3} \cdot \frac{1}{f(\lambda; \theta_0)}$$

$$\text{где } f(\lambda; \theta_0) = \frac{(1 - \lambda \cos \theta_0)^2 (1 - \lambda \cos \theta_1)^2}{\left(1 - \lambda \cos \frac{\theta_1 + \theta_0}{2} \cos \frac{\theta_1 - \theta_0}{2}\right) \sin \frac{\theta_1 + \theta_0}{2} \sin \frac{\theta_1 - \theta_0}{2}}$$

здесь $\lambda = \frac{e}{z}$ — безразмерное вертикальное смещение сферического поршня; e — возможное смещение сферического поршня; $\theta_0 = 90^\circ - \theta_2$; θ_2 — угол охвата сферического поршня сферической частью сопла; μ — динамический коэффициент вязкости;

R — радиус сферического поршня; Q — объемный секундный расход воздуха через зазор сферической поршневой пары; $e = R' - R$, здесь R' — радиус сферического сопла.

При выводе формулы допущено, что движение газа в зазоре медленное, стационарное и изотермическое, трение пренебрежимо мало, а газ несжимаем.

Таким образом, поддерживающая сила определяется в зависимости от безразмерного смещения λ как функция угла Θ_1 , а угол Θ_0 имеет постоянное значение.

В манометрических приборах со сферической поршневой парой большое значение имеет вопрос о постоянстве эффективной площади сферического поршня. Как показали исследования [2], наименьшее изменение эффективной площади характерно для устройств со сферической поршневой парой, у которых диаметр сопла чуть больше диаметра сферического поршня (порядка нескольких микрометров). В случае применения сферического сопла этим условиям удовлетворяет конструкция с углом $\Theta_1 = 90^\circ$.

Рассмотрим зависимость поддерживающей силы как функцию безразмерного смещения центра сферического поршня и угла охвата Θ_2 при $\Theta_1 = 90^\circ$:

$$F = \frac{3\rho R^2 Q}{e^3} \cdot \frac{1}{f(\lambda; \Theta_2)},$$

$$\text{где } f(\lambda; \Theta_2) = \frac{2(1 - \lambda \sin \Theta_2)^2}{\left(1 - \frac{\lambda}{2} \sin \Theta_2\right) \sin \Theta_2}.$$

Графики функции $f(\lambda; \Theta_2)$ при различных углах Θ_2 приведены на рис. 3.

Условие равновесия сферического поршня сводится к решению уравнения

$$f(\lambda; \Theta_2) = \frac{3\rho R^2 Q}{Gc^3} = q = \text{const.}$$

Пересекая графики функции $f(\lambda; \Theta_2)$ горизонтальными прямыми, отвечающими условию равновесия, убеждаемся, что при угле охвата Θ_2 , близком к 90° , всегда существует одно положение равновесия при любом q , т. е. при любой нагрузке на сферический поршень. При меньших углах охвата Θ_2 и малых q , т. е. больших нагрузках на сферический поршень, равновесие отсутствует и принципиально невозможно, так как $\lambda \leq 1$.

Устойчивость равновесия зависит от того, будет ли сила F восстанавливать равновесие при отклонении λ от равновесного значения λ^* или нет. Из графиков видно, что первая производная $f'(\lambda; \Theta_2) < 0$, а следовательно, и $F'(\lambda) > 0$ при любых углах охвата Θ_2 , т. е. равновесие всегда устойчиво.

Покажем теперь, что при учете сжимаемости воздуха также возможна устойчивая работа сферического поршня. Поддерживающая сила в этом случае определяется следующим выражением [1]:

$$F_{сж} = 2\pi R^2 P_0 \int_0^{\theta_0} \sin \theta \cos \theta d\theta + 2\pi R^2 \int_{\theta_0}^{\theta_1} P \sin \theta \cos \theta d\theta,$$

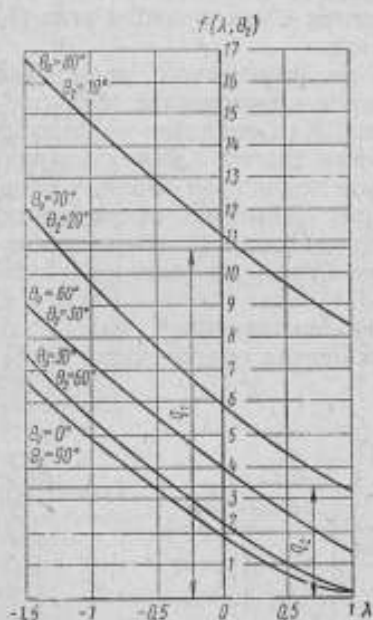


Рис. 3. График функции $f(\lambda, \theta_2)$ при различных углах θ_1 .

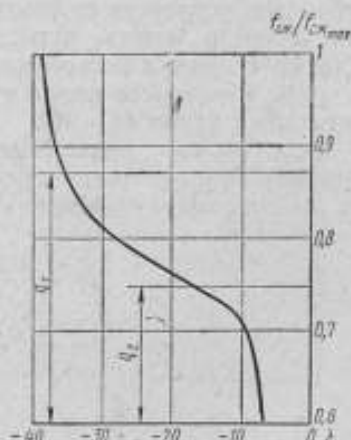


Рис. 4. График зависимости $f_{сж}(\lambda) = \frac{1}{F_{сж}}$ при $\theta_0 = 10^\circ$ и $\theta_1 = 90^\circ$.

где θ — угол между радиусом-вектором текущей точки в зазоре относительно центра сферы и вертикальной осью, направленной вниз; P_0 — давление в подводящем канале;

$P = \sqrt{\frac{\Phi(\theta_1) - \Phi(\theta)}{\Phi(\theta_1) - \Phi(\theta_0)}} (\rho_0^2 - P_1^2) + P_1^2$ — давление в текущей точке зазора; здесь P_1 — атмосферное давление;

$$\begin{aligned} \Phi(\theta_i) = & \frac{1}{2} \frac{\lambda}{1 - \lambda^2} \cdot \frac{1}{(1 - \lambda \cos \theta_i)^2} + \frac{2\lambda}{(1 - \lambda^2)^2} \cdot \frac{1}{1 - \lambda \cos \theta_i} - \\ & - \frac{\lambda(3 + \lambda)^2}{(1 - \lambda^2)^2} \ln(1 - \lambda \cos \theta_i) - \frac{1}{2(1 + \lambda)^2} \ln(1 + \cos \theta_i) + \\ & + \frac{1}{2(1 - \lambda)^2} \ln(1 - \cos \theta_i). \end{aligned}$$

График зависимости $f_{\text{сж}}(\lambda) = \frac{1}{F_{\text{сж}}}$ при $\Theta_0 = 10^\circ$ и $\Theta_1 = 90^\circ$, построенный в относительных единицах, приведен на рис. 4. Расчеты показали, что при $6^\circ \leq \Theta_0 < 90^\circ$ характер графиков не меняется. Пересекая график горизонтальными прямыми, отвечающими условиям равновесия, и учитывая, что $f'_{\text{сж}}(\lambda) < 0$, убеждаемся, что равновесие всегда устойчиво.

С целью проверки полученных данных было проведено экспериментальное исследование системы сферической поршень — сферическое сопло при различных углах охвата Θ_2 . Эксперименты показали, что при больших углах охвата Θ_2 система устойчива, а с уменьшением угла Θ_2 устойчивая работа наблюдалась при меньших нагрузках на сферический поршень. Полученные результаты хорошо согласуются с теоретическими выводами и подтверждают правомочность принятых допущений при анализе устойчивости системы сферический поршень — сферическое сопло.

ВЫВОДЫ

1. Доказана возможность получения устойчивой работы манометрических приборов со сферической поршневой парой без снижения их быстродействия и увеличения зоны нечувствительности.

2. Устойчивая работа сферической поршневой пары с увеличением верхнего предела нагрузки на сферический поршень возможна при одновременном увеличении угла охвата его сферическим соплом.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости. М., Гостехиздат, 1957.
2. Вайнеров Л. Г., Шильдкред Л. А. Устройства со сферическим поршнем в манометрических приборах. «Измерительная техника», 1970, № 6.

ЗАДАТЧИК ДАВЛЕНИЯ СО СФЕРИЧЕСКИМ ПОРШНЕМ ЗДПС-1

В настоящее время достигнуты определенные успехи в области повышения производительности тарировки и поверки манометрических приборов. Однако создание быстродействующей, удобной и недорогостоящей манометрической образцовой аппаратуры до настоящего времени продолжает оставаться одной из актуальных задач в приборостроительной промышленности и в поверочной практике [1].

В этой связи представляет интерес созданный во ВНИИМС задатчик давления ЗДПС-1, в котором в качестве чувствительных элементов использованы сферические неуплотненные поршни. Преимуществами такого рода задатчиков являются практически полное отсутствие трения, упругого гистерезиса, рычажных устройств, невысокая стоимость. Кроме того, они позволяют значительно повысить производительность труда при поверке и градуировке манометрической аппаратуры и культуру производства.

Задатчик давления со сферическим поршнем ЗДПС-1 предназначен для полуавтоматического задания пяти значений давления воздуха: $0,2 \cdot 10^5$; $0,4 \cdot 10^5$; $0,6 \cdot 10^5$; $0,8 \cdot 10^5$ и $1,0 \cdot 10^5$ Па.

Принцип действия задатчика основан на компенсации создаваемой грузом силы, приложенной к сферическому поршню, силой, развиваемой давлением в междроссельной камере.

Устройство со сферическим поршнем (рис. 1) работает следующим образом. Сферический поршень 1, представляющий собой стальной шарик, на который воздействует сила (груз), удерживается во взвешенном состоянии силой, развиваемой давлением воздуха, поступающего через регулируемый дроссель 4 в камеру 2 сопла 3.

Выходное (задаваемое) значение давления определяется отношением приложенной к сферическому поршню силы F и веса сферического поршня G к его эффективной площади S :

$$P_{\text{вых}} = \frac{F + G}{S}$$

Таким образом, изменяя значение силы F (массы груза), воздействующей на сферический поршень, можно изменять значение выходного давления.

Устройство «сопло — сферический поршень» склонно к автоколебаниям. В большинстве случаев колебания сферического поршня, а следовательно, и выходного давления устраняют подключением в линию выходного сигнала емкости. Однако наличие емкости снижает быстродействие прибора. В результате проведенных исследований было установлено, что применение сопла конической формы позволяет значительно снизить склонность устройства к автоколебаниям и существенно уменьшить емкость ($0,2 \cdot 10^{-3} — 0,3 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3$) [2].

Блок-схема задатчика давления показана на рис. 2. Она включает в себя пять отдельных устройств со сферическими поршнями 4, каждое из ко-

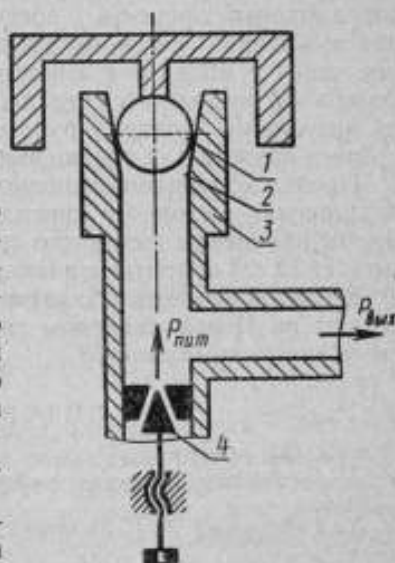


Рис. 1. Схема задатчика со сферическим поршнем.

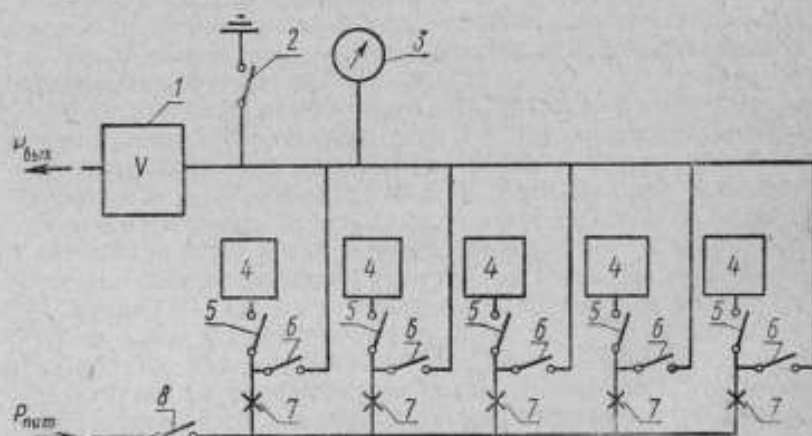


Рис. 2. Блок-схема задатчика давления

торых предназначено для отработки одного из задаваемых прибором значений давления.

Давление питания $1,4 \cdot 10^5$ Па через тумблер «питание» 8, регулируемый дроссель 7 поступает в зависимости от положения тумблера 5 к одному из устройств 4. Отработанное давление через тумблер 6 и емкость 1, служащую для устранения колебаний выходного сигнала, подается на выход задатчика и визуально контролируется индикатором 3. Тумблер 2 «сброс» служит для сообщения линии выхода с атмосферой.

Предел допустимой основной погрешности составляет 0,1% от значения выходного сигнала при нормальных условиях. Время изменения выходного сигнала от 0 до $1 \cdot 10^5$ Па не превышает 12 с. Габаритные размеры задатчика $290 \times 220 \times 230$ мм.

В настоящее время задатчики давления установлены и работают на Новомосковском химическом комбинате и московском заводе «Манометр».

ЛИТЕРАТУРА

1. Вайнеров Л. Г., Шильдкрет Л. А. Устройства со сферическим поршнем в пневматических приборах. «Измерительная техника», 1970, № 6.
2. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости. М., Гостехтеориздат, 1957.

АНАЛИЗ МЕТОДОВ ПОВЕРКИ ВЕСОВЫХ ПРИБОРОВ СТЕНДОВ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ НАГРУЗОК НА КОЛЕСА ЛОКОМОТИВОВ

Определение метрологических характеристик весоизмерительных приборов стендов для поколесного взвешивания локомотивов [1] сопряжено со специфическими трудностями. Значительная (до 12—15 т) нагрузка от колеса локомотива передается на весоизмерительный прибор через гребень или поверхность катания колеса и воспринимается очень малой поверхностью грузоприемного устройства (практически в одной точке). Поэтому нагрузить весовой механизм через грузоприемное устройство образцовыми гирями требуемой массы невозможно, и его поверку осуществляют различными способами [2].

Одни из них заключается в применении рычажных приспособлений, позволяющих создать нужную нагрузку на каждый весовой прибор с помощью гирь относительно небольшой массы. Такой способ предусмотрен, в частности, для поверки отечественных весов марки 74А-320.

Испытательный прибор типа 74П-20 (рис. 1) имеет тарированный рычаг с отношением плеч 1 : 10 и комплект специальных образцовых гирь массой 50 кг каждая, выверяемых с точностью гирь 4-го разряда. Рычаг 1 своей опорной призмой 2 опирается на стойку 3, неподвижно закрепляемую на рельсах, а передаточной призмой 4 через специальный вкладыш 5 на грузоприемное устройство 6 поверяемых весов. На грузоприемную призму 7 поперечного рычага, находящуюся на его свободном конце, подвешивают тягу 8, на которую накладывают грузы 9. Допускаемая погрешность прибора $\pm 0,1\%$.

Нагрузка на передаточную призму рычага при отсутствии гирь на тяге (тара рычага), а также отношение плеч выверяются на образцовых весах с предельной нагрузкой 2 т. Кроме того, необходимо оценить погрешность, обусловленную прогибом рычага под предельной нагрузкой. Это можно сделать пу-

тем измерения вертикальных перемещений опорной 2, передающей 4 и грузоприемной 7 призм рычага при нагружении весоизмерительного прибора поверяемых весов и определения по этим данным величины прогиба рычага.

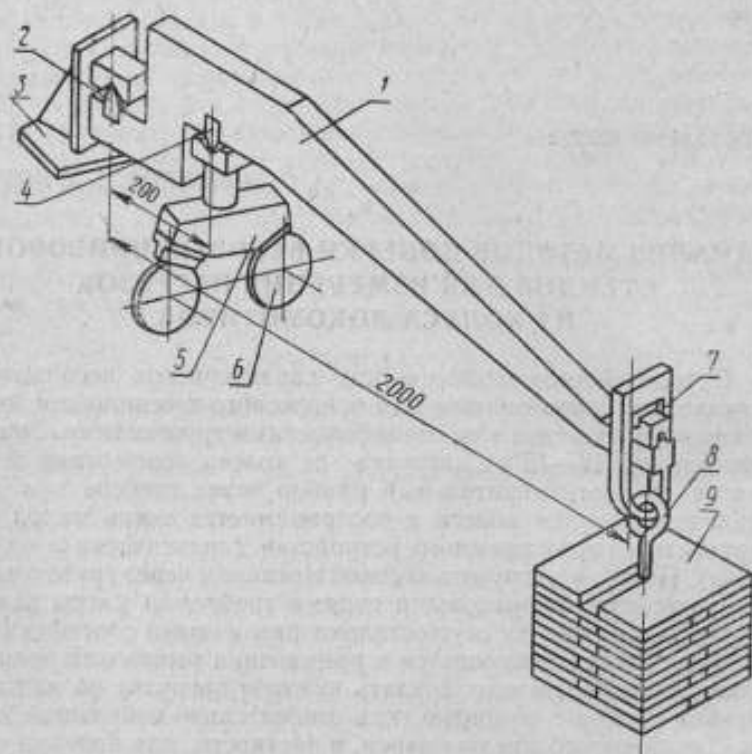


Рис. 1. Схема рычажного поверочного устройства типа 74П-20.

Легко показать, что прогиб рычага y может быть определен из выражения

$$y = \frac{1}{i} [h_1(i-1) - (h_2 - ih_3)], \quad (1)$$

где y — прогиб; h_1 — перемещение опорной призмы; h_2 — перемещение передающей призмы; h_3 — перемещение грузоприемной призмы; i — передаточное отношение плеч рычага.

Уменьшение длины рычага

$$\Delta l \approx l - \sqrt{l^2 - y^2},$$

где l — длина рычага.

Результаты испытания рычажного устройства показали, что прогиб под предельной нагрузкой не превышает принятых в весостроении значений (1/1200—1/800). Уменьшение длины рычага вследствие прогиба составляет менее 0,001 мм, что практически не изменяет передаточного отношения плеч рычага. Поверка весов с помощью рычажного прибора достаточно эффективна, однако весьма трудоемка.

Другой метод заключается в том, что общая нагрузка распределяется на несколько весовых приборов [2]. Для этой цели применяется балка, имеющая на концах призмы, расстояние между рабочими ребрами которых равно расстоянию между продольными осями грузоприемных устройств пары весов, находящихся друг против друга по обеим сторонам пути. В середине балки также заделывается призма. Для проверки правильности посадки средней призмы ее серьгу подвешивают к крюку, а к концевым призмам подвешивают чашки, и балка приводится в равновесие. Затем на чашки нагружают образцовые гири 4-го разряда по 1 т на каждую. Равновесие при этом не должно нарушиться. Такая поверочная балка может применяться для загрузки весов лишь до 6—8 т, т. е. 3—4 т на каждый весовой прибор.

Большие нагрузки, вплоть до предельной, равной 15—20 т, могут создаваться с помощью мерных колесных пар, представляющих собой гири специальной формы.

Масса мерной колесной пары должна быть выверена с точностью, соответствующей точности образцовых гирь 4-го разряда.

Кроме того, необходимо определить и нагрузки, приходящиеся на каждое из ее колес. Для этого используют показания поверяемых весов и общую массу колесной пары. Для исключения погрешности от несимметричного расположения центра тяжести гири применяют метод противопоставления, устанавливая колесную пару в двух положениях так, чтобы колесо, опиравшееся первоначально на левый весовой прибор, оказалось затем на правом, т. е. необходимо разворачивать гирю на 180° (рис. 2).

Для исключения случайных погрешностей показаний приборов колесную пару следует неоднократно взвешивать в каждом из положений. Этот метод позволяет одновременно определять действительные нагрузки на приборы и погрешности этих приборов:

$$P_1 = 0,5 (\bar{x}'_I - \bar{x}''_I + Q); P_2 = 0,5 (\bar{x}'_{II} - \bar{x}''_{II} + Q); \\ \Delta_1 = 0,5 (\bar{x}'_I + \bar{x}'_{II} - Q); \Delta_{II} = 0,5 (\bar{x}'_{II} + \bar{x}'_I - Q); \quad (2)$$

где P_1 и P_2 — нагрузки от колес мерной колесной пары; \bar{x}'_I и \bar{x}''_I — средние из показаний первого и второго весоизмерительных приборов при первом положении гири; \bar{x}'_{II} и \bar{x}''_{II} — то же,

при втором положении, т. е. после разворота колесной пары на 180° ; Δ_I и Δ_{II} — систематические погрешности первого и второго весоизмерительных приборов; Q — общий вес колесной пары.

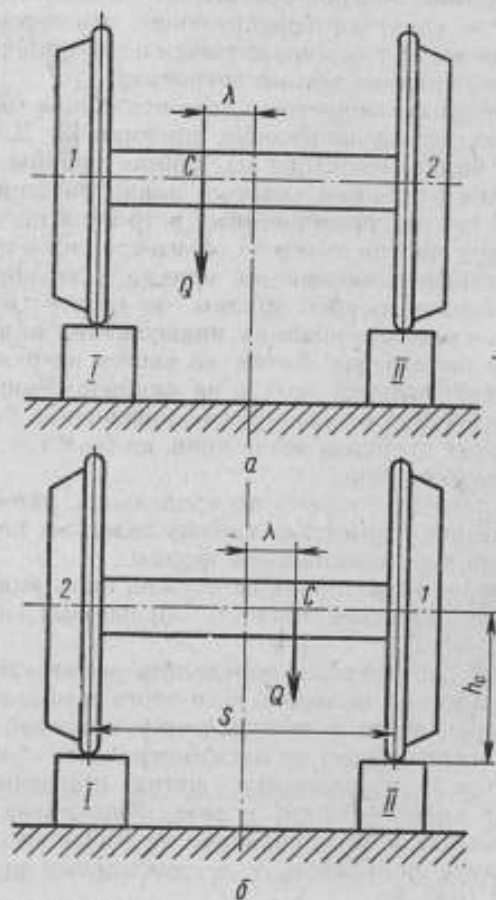


Рис. 2. Схема метода поверки с помощью мерной колесной пары.

Наиболее существенным недостатком мерных колесных пар является то, что при наличии одной колесной пары поверка весов может быть выполнена лишь в одной точке шкалы. Для ступенчатого нагружения весов необходимо иметь набор мерных колесных пар массой от 2—4 до 30—40 т. Изготовление, хранение и поверка такого набора крайне затруднительны, тем более что для этого требуются образцовые веса и подъемно-транспортное оборудование большой грузоподъемности.

В связи с вышесказанным весьма перспективным представляется использование для поверки локомотивных весов весоповерочного вагона. Предназначенный для поверки вагонных весов весоповерочный вагон является типовым поверочным средством и выпускается серийно. Он укомплектован образцовыми гирями массой 2 т каждая, в количестве, достаточном для ступенчатого нагружения любых локомотивных весов до предельной нагрузки. Наличие в вагоне электротельфера, двух самоходных весоповерочных тележек и электрического привода для передвижения самого вагона, питаемых от внешней электрической сети или от собственной дизельгенераторной установки, обеспечивает высокий уровень механизации поверочных работ и создает благоприятные условия труда обслуживающего персонала.

Методика использования весоповерочного вагона для поверки локомотивных весов в основном аналогична рассмотренной выше методике использования мерной колесной пары, причем роль колесной пары в данном случае играет весоповерочная тележка с нагруженными на нее гирями.

Точность метода поверки определяется (помимо погрешностей образцовых гирь) погрешностью от несимметричного расположения центра тяжести гирь относительно сторон тележки и погрешностью из-за негоризонтальности положения тележки.

Несимметричное расположение центра тяжести гирь при укладке на тележке обусловлено в основном их взаимным смещением в пределах допустимых зазоров (± 5 мм) между центрирующими шипами и гнездами в гирях.

Добавочная нагрузка на весовые приборы из-за смещения центра тяжести образцовых гирь составит

$$\Delta P = \pm Q \cdot \frac{\lambda}{S}, \quad (3)$$

где Q — общая масса образцовых гирь на тележке; λ — поперечное смещение центра тяжести системы гирь; S — расстояние между серединами гребней колес весоповерочной тележки.

Для создания предельной нагрузки на весовые приборы (20 т) на тележку необходимо уложить пять рядов образцовых гирь. Предельная погрешность имеет место при смещении всех гирь от продольной оси симметрии тележки к одной из ее сторон. В этом случае центр тяжести гирь сместится на величину $\lambda \approx 15$ мм.

При $Q = 38000$ кг, $S = 1480$ мм $\frac{\Delta P}{P_{\max}} \approx \pm 1,9\%$ по отношению к верхнему пределу измерения весов (20000 кг).

Таким образом, смещение гирь при их укладке на тележку может приводить к значительным ошибкам при поверке весовых приборов, для исключения которых нагружение необхо-

димо осуществлять по схеме, принятой для колесной пары (см. рис. 2), а расчет погрешностей по формулам (2).

Рассмотрим теперь, как влияет на точность поверки установка тележки с поперечным уклоном в одну сторону. Если одна из сторон тележки оказалась выше другой на величину z , то погрешность, связанная с горизонтальным смещением центра тяжести, может быть определена следующим образом:

$$\Delta R = \pm Q \frac{z}{S^2} h_c, \quad (4)$$

где h_c — высота расположения центра тяжести гирь относительно опор тележки.

Расчет показывает, что для того, чтобы величина нагрузки на весы не отличалась от расчетной более чем на 0,1%, нужно ограничить максимальное превышение z до 2,5—2,0 мм при $Q/2 = 10$ —12 т (основной рабочий диапазон нагрузок).

При увеличении нагрузки допустимая разность высот уменьшается, поскольку растет высота h_c . Так при $\frac{Q_{\max}}{2} = 20$ т, $z \leq 1$ мм. Величина z является в основном суммой трех величин:

$$z = z' + z'' + z''',$$

где z' — превышение одного из рельсов верхнего пути; z'' — разность прогибов рельсов под равной нагрузкой; z''' — разность высот подъемов грузоприемных кареток.

Исследование стенов для поколесного взвешивания показывает, что z может в некоторых случаях превышать допустимое значение, поэтому при поверке необходимо контролировать горизонтальность положения тележки.

Если конструкция весоповерочной тележки позволяет смещать гири вместе с платформой в поперечном направлении, то возможна поверка весов, основанная на использовании этого смещения. Изменение нагрузки на весы при поперечном смещении гирь составит

$$N = \pm (P_{пл} + Q_r) \frac{l}{S}, \quad (5)$$

где $P_{пл}$ — масса платформы весоповерочной тележки; Q_r — масса гирь; l — смещение платформы; S — расстояние между серединами гребней колес.

Комбинируя количество гирь на платформе и величину ее поперечного смещения, можно провести поверку весов по всем отсчитанным делениям шкалы. Для осуществления поверки с погрешностью не менее 0,1% необходимо обеспечить заданное смещение платформы с погрешностью до 0,5—1,0 мм, что является основным препятствием для внедрения этого метода.

ВЫВОДЫ

1. В силу специфики устройства локомотивных весов их поверка с помощью существующих средств связана со значительными трудностями и не всегда может гарантировать требуемую точность.

2. Из числа применяемых поверочных средств наиболее совершенным является рычажный поверочный прибор типа 74П-20, однако поверка весов с его помощью требует больших затрат физического труда и времени.

3. Одним из наиболее перспективных средств поверки весовых приборов стандов для измерения нагрузок на колеса локомотивов следует считать тележку весоповерочного вагона.

ЛИТЕРАТУРА

1. Попов А. В., Гаузиер С. И., Левин А. Ф. Поколесное взвешивание локомотивов и основные требования к локомотивным весам. «Измерительная техника», 1969, № 1.
2. Попов А. В., Гаузиер С. И., Левин А. Ф. Методы поверки локомотивных весов. «Измерительная техника», 1969, № 5.

К ОЦЕНКЕ ПОГРЕШНОСТЕЙ ПОКОЛЕСНОГО ВЗВЕШИВАНИЯ ЛОКОМОТИВОВ

Обеспечение правильного распределения вертикальных статических нагрузок по колесам локомотивов играет важную роль в комплексе мероприятий, направленных на увеличение веса и скорости движения поездов.

Нагрузки на колеса локомотивов определяют на специальных весовых стендах, называемых обычно локомотивными весами, которые представляют собой сложные измерительные установки, включающие весовые приборы, направляющие для установки взвешиваемых локомотивов, механизмы подъема локомотивов и другие устройства. В работе [1] рассмотрены различные конструкции локомотивных весов, приведена их классификация.

Требования к точности измерения на локомотивных весах вытекают из допусков, установленных на развеску локомотивов. Согласно действующим техническим условиям нагрузка отдельного колеса на рельс для разных локомотивов не должна отклоняться от проектного значения больше чем на 5—7%. Контроль за выполнением этих требований может быть обеспечен при условии, что ошибка определения нагрузки от колеса на рельс не будет превышать $\pm (1,5-2,0) \%$.

Методы оценки точности локомотивных весов заключаются в определении погрешностей лишь весоизмерительных приборов [2], между тем поколесное взвешивание подвижного состава как измерительный процесс обладает рядом специфических особенностей, обусловленных свойствами объекта измерения.

Системы рессорного подвешивания всех без исключения современных локомотивов по отношению к нагрузкам колес статически неопределимы, поэтому поколесное взвешивание — это не что иное, как определение опорных реакций в таких системах. Известно, что эти реакции зависят от взаимного рас-

положения опор по высоте, причем эта зависимость тем сильнее, чем больше жесткость опор.

Вследствие изложенного при поколесном взвешивании локомотивов необходимо, чтобы точки контакта колес с грузоприемными устройствами весового стенда в момент снятия показаний находились в одной горизонтальной плоскости [3]. Отступления от этого условия, связанные с конструкцией и состоянием весового стенда (неровности направляющих локомотива, неодинаковая высота подъема грузоприемных частей и т. д.) могут вызвать погрешности, которые при установке колес данного локомотива в одни и те же точки стенда носят систематический характер.

Другой причиной, влияющей на точность определения нагрузок колес, является действие сил трения и других переменных факторов в системе рессорного подвешивания локомотива. Изменения нагрузок, связанные с этими причинами, носят случайный характер [3] и зависят от свойств объекта и принятой схемы измерения.

Как показывает практика, указанные выше факторы могут существенно исказить результаты измерения, поэтому возникает необходимость дополнить методику оценки погрешности определения нагрузки на колесо локомотива. Создание такой методики связано с исследованием закономерностей изменения составляющих погрешностей. Знание этих закономерностей открывает возможность и для выбора оптимальных условий измерений, при которых погрешность измерения будет наименьшей.

ПОГРЕШНОСТЬ ОТ НЕОДИНАКОВОГО ПО ВЫСОТЕ ВЗАИМНОГО РАСПОЛОЖЕНИЯ КОЛЕС ВЗВЕШИВАЕМОГО ЛОКОМОТИВА

Погрешности этого вида могут быть оценены расчетным путем. Для этого нужно установить аналитическую зависимость между абсолютной погрешностью, характеристиками рессорного подвешивания взвешиваемого локомотива и взаимным расположением по высоте отдельных его колес. Удобнее всего это сделать, воспользовавшись так называемым методом деформаций, применяемым при решении статически неопределимых задач [4].

Представим в общем случае надрессорное строение локомотива в виде недеформируемой плоскости M , лежащей на n упругих опорах различной высоты (рис. 1). Такое допущение возможно потому, что жесткость надрессорного строения локомотива значительно больше жесткости его рессорного подвешивания. Положение плоскости M в пространстве, а следовательно, и реакции опор, определяются шестью параметрами (как твердое тело в пространстве), в качестве которых можно

взять координаты x, y, z произвольной точки плоскости и углы поворота φ_x, φ_y и φ_z плоскости относительно координатных осей. Величинами x, y и φ_z можно пренебречь ввиду их малости по сравнению с z, φ_x, φ_y , тогда последние будут определять положение плоскости M , и для их нахождения достаточно составить три уравнения равновесия. Для решения задачи начало координат положим в такой точке O плоскости M , чтобы вертикальная сила, находясь в этой точке, создавала толь-

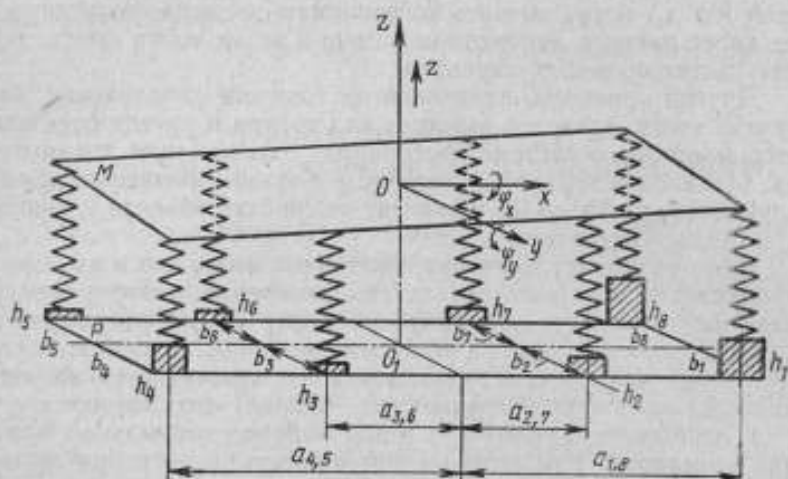


Рис. 1. Общая расчетная схема для локомотивов с одноступенчатым рессорным подвешиванием

ко поступательное движение плоскости на величину z . Координаты точки O , называемой «центром жесткости» системы, найдем из выражений

$$x_0 = \frac{\sum_1^n x_i k_i}{\sum_1^n k_i} \quad \text{и} \quad y_0 = \frac{\sum_1^n y_i k_i}{\sum_1^n k_i}, \quad (1)$$

где k_i — коэффициент жесткости опор; x_i, y_i — расстояния от опор до произвольных осей, параллельных Ox и Oy соответственно.

Определим теперь z, φ_x и φ_y . Очевидно, что каждый из трех перечисленных факторов вызовет соответствующие деформации в упругих опорах, причем, учитывая сравнительную малость деформаций, можно применить принцип независимости действия сил, т. е. считать, что полная деформация любой

опоры от всех факторов равна алгебраической сумме деформаций от каждого из них в отдельности. С учетом высоты расположения опор h_i относительно горизонтальной плоскости P можно написать

$$l_i = h_i \pm l_i' \pm l_i'' \pm l_i''',$$

где l_i' — деформация i -й опоры от смещения плоскости на величину z ; l_i'' — от поворота плоскости на угол φ_y ; l_i''' — от поворота плоскости на угол φ_x .

Для определения z , φ_y и φ_x можно использовать уравнения статики:

$$1. \Sigma z = 0 \text{ или } \sum_1^n N_i' - \sum_1^n P_i = 0,$$

или, выражая усилия в опорах через деформации:

$$N_i' = k_i l_i' = k_i z,$$

$$P_i = k_i h_i,$$

получим

$$z = \frac{\sum_1^n k_i h_i}{\sum_1^n k_i}. \quad (2)$$

2. Величина φ_y определится из условия

$$\Sigma M_y = 0 \text{ или } \sum_1^n N_i'' a_i - \sum_1^n P_i a_i = 0,$$

где a_i — расстояние от опор до точки O вдоль оси, параллельной Ox .

$$N_i'' = k_i l_i'', \text{ но } l_i'' = a_i \operatorname{tg} \varphi_y \approx a_i \varphi_y,$$

поэтому

$$N_i'' = k_i a_i \varphi_y.$$

Находим

$$\varphi_y = \frac{\sum_1^n k_i h_i a_i}{\sum_1^n k_i a_i^2}. \quad (3)$$

3. Аналогичным образом определим величину параметра φ_x . Условие равновесия моментов относительно оси Ox :

$$\Sigma M_x = 0 \text{ или } \sum_1^n N_i''' b_i - \sum_1^n P_i b_i = 0,$$

где b_i — расстояние от опор до точки O вдоль оси, параллельной Oy ;

$N_i''' = k_i l_i''''$, но $l_i'''' = b_i \operatorname{tg} \varphi_x \approx b_i \varphi_x$,
 поэтому $N_i''' = k_i b_i \varphi_x$.
 Находим

$$\varphi_x = \frac{\sum_1^n k_i h_i b_i}{\sum_1^n k_i b_i^2}. \quad (4)$$

Полное усилие в i -й опоре или, иначе говоря, абсолютная погрешность, вызванная расположением опор не в одной горизонтальной плоскости, определится по формуле

$$R_i = P_i \pm N_i' \pm N_i'' \pm N_i''' = k_i (h_i \pm z \pm a_i \varphi_y \pm b_i \varphi_x)$$

или окончательно

$$R_i = k_i \left(h_i \pm \frac{\sum_1^n k_i h_i}{\sum_1^n k_i} \pm a_i \frac{\sum_1^n k_i h_i a_i}{\sum_1^n k_i a_i^2} \pm b_i \frac{\sum_1^n k_i h_i b_i}{\sum_1^n k_i b_i^2} \right). \quad (5)$$

По формуле (5) можно определить изменение реакции любой опоры независимо от реакций остальных опор.

Большая часть локомотивов, работающих на наших железных дорогах (тепловозы ТЭЗ, ТЭ7, ТЭП10, 2ТЭ10Л, электровозы ВЛ8, ВЛ23, др.), имеют так называемое четырехточечное рессорное подвешивание [5], в котором все рессоры одной стороны каждой тележки объединены балансирами в группу — точку подвешивания, заменяемую при расчетах одной эквивалентной рессорой [6], причем жесткости этих эквивалентных рессор одинаковы для всех четырех точек подвешивания и равны k_0 .

Расчетная схема для этой конструктивной группы локомотивов имеет четыре упругих опоры. Для этого случая из уравнений равновесия следует:

$$|R_1| = |R_2| = |R_3| = |R_4|,$$

и формула (5) принимает вид

$$R_i = \pm 0,25 k_0 [(h_1 + h_3) - (h_2 + h_4)], \quad (6)$$

где R_i — опорная реакция i -й точки подвешивания; k_0 — эквивалентная жесткость опорной точки; h_i — высота установки i -й опорной точки относительно горизонтальной плоскости P .

Из формулы (6) следует, что максимальное изменение опорных реакций имеет место, когда превышение (понижение) получают две опоры, расположенные на одной диагонали, т. е. если, например, $h_1 = h_3 = h$, а $h_2 = h_4 = 0$, то

$$R_i = \pm 0,5 k_0 h. \quad (7)$$

Если, как это бывает обычно, все балансиры равноплечные, то опорную реакцию Q_i любого колеса, входящего в точку подвешивания, можно определить из выражения

$$Q_i = \frac{R_i}{p}, \quad (8)$$

где p число колес в точке ($p=2,3$), а h_i определяется по формуле

$$h_i = \frac{\sum_{i=1}^n t_i}{p}. \quad (9)$$

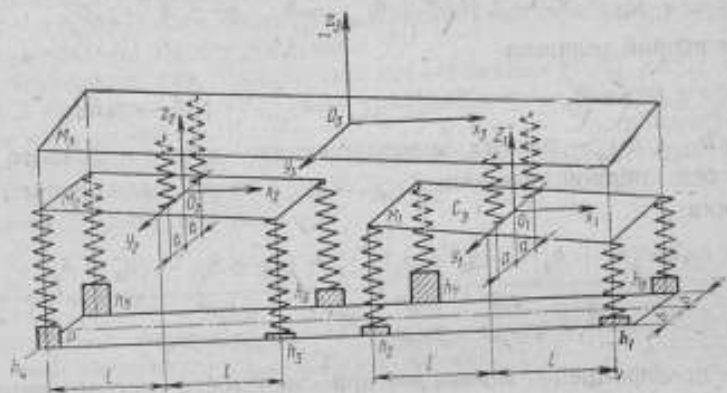


Рис. 2. Расчетная схема для локомотивов с двухступенчатым рессорным подвешиванием (ВЛ10, ВЛ80).

где t_i — суммарная высота установки колеса, входящего в точку подвешивания, относительно горизонтальной плоскости P ,

$$t_i = t_i' \pm t_i'' \pm t_i''' \pm \dots,$$

где t_i' — неровность направляющей под колесами; t_i'' — деформация направляющей от давления колеса; t_i''' — вертикальное перемещение грузоприемного устройства.

Эти величины могут определяться экспериментально [2] для точек стенда, в которых устанавливаются колеса взвешиваемого локомотива.

В последнее время широкое распространение получают схемы двухступенчатого несбалансированного подвешивания (электровозы ВЛ10, ВЛ80, ЧС4 и др.). На рис. 2 показана расчетная схема для электровозов типа ВЛ10 и ВЛ80 с двухступенчатым рессорным подвешиванием.

Система имеет три центра жесткости (O_1, O_2, O_3) — для каждой тележки (плоскости M_1 и M_2) и кузова (плоскость M_3).

Положение системы определяется девятью независимыми координатами:

$$z_1; \varphi_{x_1}; \varphi_{y_1}; z_2; \varphi_{x_2}; \varphi_{y_2};$$

$$z_3; \varphi_{x_3}; \varphi_{y_3},$$

которые находятся из девяти уравнений равновесий, составляемых для плоскостей M_1 , M_2 и M_3 , а значения опорных реакций, входящих в уравнения, выражаются через искомые параметры по формуле (5).

Окончательно получим значения опорных реакций колес: для первой тележки

$$Q_l = R_l = \pm 0,5k_s [(h_{l_{лев}} - h_{l_{пр}}) - \gamma_1 A - \gamma_2 B], \quad (10)$$

для второй тележки

$$Q_j = R_j = \pm 0,5k_s [(h_{j_{лев}} - h_{j_{пр}}) - \gamma_2 A - \gamma_1 B], \quad (11)$$

где $h_{l_{лев}}$, $h_{l_{пр}}$ — высота расположения левого и правого колес оси первой тележки; $h_{j_{лев}}$, $h_{j_{пр}}$ — то же, для второй тележки;

$$\gamma_1 = (h_1 + h_2) - (h_7 + h_8); \quad \gamma_2 = (h_3 + h_4) - (h_5 + h_6),$$

$$A = \frac{c_2 a^2 + 4k_3 b^2}{4(c_2 a^2 + 2k_3 b^2)}; \quad B = \frac{c_2 a^2}{4(c_2 a^2 + 2k_3 b^2)};$$

k_0 — коэффициент эквивалентной жесткости рессор первой (буксовой) ступени подвешивания; c_0 — то же, для второй ступени подвешивания.

Из уравнений статики следует, что нагрузки на левое и правое колеса каждой оси равны по абсолютной величине и противоположны по знаку, т. е. $R_{l_{лев}} = -R_{l_{пр}}$, поэтому для рассматриваемой системы, имеющей восемь опор, достаточно определить лишь четыре значения реакции.

Схемы подвешивания других типов локомотивов представляют собой частные случаи рассмотренных выше схем, и опорные реакции рассчитываются аналогично. Так система подвешивания электровозов ЧС1 и ЧС3 имеет пять независимых параметров:

$$z_1; \varphi_{y_1}; \varphi_{x_1}; \varphi_{y_2}; \varphi_{x_2};$$

и опорные реакции колес находятся по формуле

$$Q_l = R_l = \pm 0,5k_s [(h_{l_{лев}} - h_{l_{пр}}) - 0,25(\gamma_1 + \gamma_2)]. \quad (12)$$

Для локомотивов типа ВЛ60 и ТЭП60 схема подвешивания также имеет пять параметров:

$$z_1; \varphi_{y_1}; \varphi_{x_1}; \varphi_{x_2}; \varphi_{x_3}.$$

Выражение для опорной реакции точки подвешивания имеет вид

$$R_i = \pm 0,25 \frac{c_3 k_3 a^2}{c_3 a^2 + k_3 b^2} |(h_1 + h_3) - (h_2 + h_4)|, \quad (13)$$

а опорная реакция колеса определяется из выражения (8). В формулах (12) и (13) приняты обозначения такие же, как в формуле (10).

Полученные зависимости позволяют оценить степень влияния неодинакового по высоте расположения колес при взвешивании локомотивов на погрешность измерения.

В табл. 1 приведены найденные расчетным путем изменения нагрузок колес некоторых локомотивов при изменении их положения по высоте на 1 мм.

Поскольку, как показывают исследования [7, 8], силы трения в листовых рессорах, как правило, весьма велики и практически полностью блокируют эти рессоры, эквивалентные жесткости опорных точек определялись методом, приведенным в работе [6], при условии, что работают только пружины, входящие в эти точки.

Таблица 1

Тип локомотива	Число точек подвешивания	Эквивалентная жесткость опор, кг/мм	Изменения нагрузок колес в опорных точках	
			$\pm Q_i$, кг	$\pm \frac{Q_i}{Q_{\text{ном}}}$, %
ТЭ3, ТЭ7 (постройка до 1962 г.)	4	4392	370	3,5
ТЭ3, ТЭ7 (постройка после 1962 г.)	4	409	34	0,32
ТЭП10, 2ТЭ10Л	4	242	36	0,27
ВЛ8	4	4259	350	3,0
ВЛ23	4	4356*	415	3,8
ВЛ22*	5	1936	890	8,0
ВЛ60	4	3204	18	0,16
ВЛ10	8	$\frac{186^{**}}{266}$	57	0,5
ВЛ80				

* В числителе для первой тележки, в знаменателе — для второй

** В числителе для буксового подвешивания, в знаменателе — для центрального.

Из таблицы видно, что погрешность существенно зависит от конструкции экипажной части локомотива и жесткости рессорного подвешивания. При изменении высоты опорной точки подвешивания на 1 мм относительная погрешность дости-

гает $\pm(4-8)\%$ у электровозов ВЛ22^м и $\pm(3-3,5)\%$ у электровозов ВЛ23 и тепловозов типа ТЭЗ.

Предельная погрешность ВЛ23 и ТЭЗ определяется по формуле (7). Следовательно, если изменение высоты на 1 мм произойдет одновременно у двух опор, лежащих на одной диагонали, величина погрешности удвоится и станет равной $\pm(6-7)\%$. Таким образом, величина погрешности, возникающей от неодинакового положения по высоте колес взвешиваемого локомотива, может превысить допустимую погрешность весовых приборов ($\pm 0,5\%$) в 10—15 раз, и для того, чтобы она имела тот же порядок, что и погрешность весовых приборов, необходимо ограничить для большинства локомотивов разность высот установки колес на стенде пределами 0,2—0,3 мм.

ПОГРЕШНОСТИ ОТ ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЯ СИЛ ТРЕНИЯ И ДЕЙСТВИЯ ДРУГИХ ПЕРЕМЕННЫХ ФАКТОРОВ В СИСТЕМЕ РЕССОРНОГО ПОДВЕШИВАНИЯ ЛОКОМОТИВА

В работе [3] показано, что изменения нагрузок, обусловленные этими причинами, носят случайный характер. Как показали наши исследования, погрешности этого вида практически не зависят от конструкции весов и наиболее полно проявляются при повторных накатываниях локомотива на заданное сечение пути весового стенда. Для оценки влияния указанной составляющей погрешности были статистически обработаны результаты неоднократных взвешиваний различных локомотивов на весах типа 74А-320, установленных на опытном кольце Всесоюзного научно-исследовательского института железнодорожного транспорта Министерства путей сообщения (ЦНИИ МПС).

Таблица 2

№ группы	Тип локомотива	Значения среднего квадратического уклонения $\pm \sigma_{\text{слон}} \%$
1	ТЭЗ	0,77
	ТЭП10	0,75
	2ТЭ10Л	0,73
2	ВЛ8	0,44
	ВЛ23	0,66
3	ВЛ22 ^м	0,68
	ВЛ60	0,58
4	ВЛ10, ВЛ80	0,37
5	ЧС4	0,40
	ЧС1	0,56
	ЧС2	0,67

Значения средних квадратических уклонений нагрузок колес приводятся в табл. 2. Из таблицы следует, что предельные случайные погрешности $\pm 3\sigma$ могут достигать $\pm (2,0-2,5)\%$ от проектной нагрузки на колесо, что в 4—5 раз превосходит допускаемые погрешности весовых приборов ($\pm 0,5\%$). Полученные данные позволяют определить число взвешиваний, необходимое для уменьшения данной погрешности до допускаемой величины. Для большинства локомотивов это число составляет 1—5 взвешиваний.

ВЫВОДЫ

1. При определении нагрузки на колесо локомотива методические погрешности, обусловленные неодинаковым по высоте расположением колес и перераспределением сил трения в системе рессорного подвешивания, могут значительно превосходить допускаемые погрешности весовых приборов.

2. Метрологическая аттестация процесса поколесного взвешивания локомотивов должна включать:

а) проверку состояния элементов весового стенда, которые оказывают влияние на установку колес по высоте: неровности и деформации направляющих, вертикальные перемещения грузоприемных частей и т. д.;

б) оценку погрешностей, связанных с действием сил трения и других переменных факторов в системе рессорного подвешивания локомотивов.

3. Предложенная в работе методика определения составляющих погрешностей распространяется на локомотивные весы любой конструкции и позволяет выбирать оптимальные условия измерения: количество взвешиваний, точки стенда для установки колес, при которых суммарная погрешность имеет минимальную величину.

ЛИТЕРАТУРА

1. Попов А. В., Гаузиер С. И., Левин А. Ф. Поколесное взвешивание локомотивов и основные требования к локомотивным весам. «Измерительная техника», 1969, № 1.
2. Попов А. В., Гаузиер С. И., Левин А. Ф. Методы проверки локомотивных весов. «Измерительная техника», 1969, № 5.
3. Вериго М. Ф. Вертикальные силы, действующие на путь при прохождении подвижного состава. В сб.: «Взаимодействие пути и подвижного состава и вопросы расчетов пути». Труды ЦНИИ МПС, вып. 97. М., Трансжелдориздат, 1955.
4. Пономарев С. Д. и др. Расчеты на прочность в машиностроении, т. 1. М., Машгиз, 1956.
5. Алексеев М. В., Крепкогорский С. С., Попов А. В., Шестаков В. И. Результаты динамических испытаний и испытаний по воздействию на путь новых типов локомотивов. В сб.: «Результаты путевых и динамических испытаний нового подвижного состава». Труды ЦНИИ МПС, вып. 296. М., «Транспорт», 1965.

6. Медель В. Б. Взаимодействие электровоза в пути. М., Трансжелдориздат, 1956.
7. Попов А. В. О динамической жесткости листовых рессор. «Вестник Всесоюзного научно-исследовательского института железнодорожного транспорта», 1965, № 7.
8. Попов А. В. Результаты динамических испытаний тепловозов ТЭ3 и 2ТЭ10Л. В сб. «Исследования динамики и прочности локомотивов». Труды ЦНИИ МПС, вып. 393. М., «Транспорт», 1969.

АНАЛИЗ НЕЛИНЕЙНЫХ ИСКАЖЕНИЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ ВИБРОСТЕНДОВ

Достоверность результатов испытаний изделий на вибрационное воздействие в значительной степени зависит от нелинейных искажений колебаний, создаваемых испытательным вибростендом.

Задача исследования нелинейных искажений электродинамических вибраторов аналогична задаче исследования искажений громкоговорителя, так как подвижная система вибратора представляет собой не что иное, как динамик громкоговорителя. Однако вибратор отличается от громкоговорителя конструкцией и габаритными размерами подвижной и магнитной систем, потребляемой и отдаваемой мощностями и условиями эксплуатации. Необходимо особо выделить два наиболее существенных признака различия, которые не позволяют непосредственно использовать результаты исследований громкоговорителей для оценки нелинейных искажений вибраторов: подвижная катушка громкоговорителя — «узкая» (смещения катушки зачастую равны ее высоте), подвижная катушка вибратора — «широкая» (смещения катушки много меньше ее высоты); подвижная катушка громкоговорителя не несет никакой нагрузки, в то время как катушка вибратора нагружается в широком диапазоне весов (от $P=0$ до нескольких тысяч ньютонов).

В работах, посвященных исследованию электродинамических вибраторов, вопросы, связанные с анализом нелинейных искажений, фундаментального освещения не получили. Известно, что нелинейные искажения появляются в том случае, когда движение системы описывается нелинейными дифференциальными уравнениями или уравнениями, коэффициенты которых являются функциями неизвестных величин. В работах [1, 2], посвященных исследованию искажений в громкоговорителях, показано, что движение подвижной катушки при воз-

буждении ее током синусоидальной формы описывается дифференциальным уравнением, коэффициенты которого зависят от смещения катушки

$$m\ddot{\xi} + \eta\dot{\xi} + K(\xi)\xi = M(\xi)i, \quad (1)$$

где m — масса подвижной системы; ξ — смещение подвижной системы; η — коэффициент демпфирования; $K(\xi)$ — коэффициент жесткости; $M(\xi)$ — коэффициент электромеханической связи; i — ток в подвижной катушке.

Таким образом, нелинейность системы зависит от вида функции $K(\xi)$, характеризующей нелинейность упругости подвески вибратора, и $M(\xi)$, определяющей осевую неоднородность магнитного поля в рабочей зоне подвижной катушки. В случае вибратора величина нелинейных искажений колебаний, создаваемых им, будет зависеть и от формы кривой тока возбуждения, протекающего в подвижной катушке. Кроме того, можно назвать еще несколько менее существенных источников нелинейных искажений электродинамического вибратора, таких как пульсация тока, протекающего в катушке подмагничивания, сухое трение (задевание катушки за корпус магнитопровода) и др. Ниже рассматриваются только три наиболее существенных источника нелинейных искажений: осевая неоднородность магнитного поля в рабочей зоне подвижной катушки, нелинейная упругость подвесной системы вибратора и несинусоидальность тока возбуждения, протекающего в подвижной катушке.

ОЦЕНКА НЕЛИНЕЙНЫХ ИСКАЖЕНИЙ, ОБУСЛОВЛЕННЫХ НЕОДНОРОДНОСТЬЮ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Одной из причин нелинейных искажений колебаний, создаваемых электродинамическим вибратором, является осевая неоднородность магнитного поля в рабочей зоне подвижной катушки вибратора. Физическая сущность искажений этого рода общезвестна и не требует подробных объяснений. Электродинамическая сила, действующая на катушку

$$F = 2\pi r \omega i \int_{-\frac{h}{2} + \xi}^{\frac{h}{2} + \xi} B_x dx, \quad (2)$$

где r — средний радиус витка катушки; ω — число витков катушки на единицу длины; h — высота катушки; ξ — смещение катушки; B_x — индукция в рабочей зоне подвижной катушки. Так как вследствие неоднородности магнитного поля в рабочей зоне подвижной катушки B_x отлична от постоянной, то коэффициент электромеханической связи $M = \frac{F}{i}$, а значит и

сила F зависит от смещения катушки ξ , что приводит к нелинейным искажениям.

Уравнение движения катушки без учета сил демпфирования, полагая $K(\xi) = K_0$, можно записать в виде

$$\ddot{\xi} + \omega_0^2 \xi = \frac{M(\xi)l}{m}, \quad (3)$$

где $\omega_0 = \sqrt{\frac{K_0}{m}}$ — собственная круговая частота системы.

Для анализа интересующих нас искажений необходимо прежде всего знать вид функции $M(\xi) = \frac{F(\xi)}{l}$. Эта функция определяется осевым распределением магнитной индукции, т. е. видом функции B_x . С целью выяснения картины осевого распределения магнитной индукции в рабочем зазоре была использована следующая методика (рис. 1). В воздушный зазор, подлежащий исследованию, помещают измерительную катушку 1, которая посредством жесткой тяги 2 соединена с микрометрическим винтом 3, жестко закрепленным на неподвижном основании 4. Измерительная катушка с помощью микрометрического винта может устанавливаться в любом месте воздушного зазора и, кроме того, перемещаться с постоянной амплитудой и частотой. Постоянство амплитуды перемещения катушки обеспечивается специальными упорами 5, закрепленными на основании 4. При колебании катушки в ней индуцируется напряжение, пропорциональное индукции в месте расположения катушки:

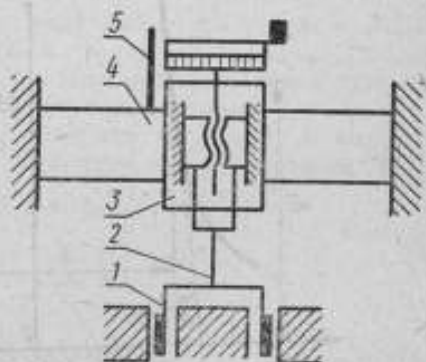


Рис. 1. Устройство для определения закона распределения магнитной индукции по оси зазора

При колебании катушки в ней индуцируется напряжение, пропорциональное индукции в месте расположения катушки:

$$U = 0,7 B_x l_m \dot{\xi}_m \omega \cdot 10^{-8}, \quad (4)$$

где B_x — индукция в положении x ; ξ_m — амплитуда колебаний катушки; ω — круговая частота колебаний; l_m — длина провода измерительной катушки. Так как частота и амплитуда колебаний во время измерений остаются постоянными, то $B_x = kU$, т. е. B_x пропорциональна U .

В установке использовали микрометрический винт от микроскопа типа Мир-12 и милливеберметр типа М-119. В качестве измерительной катушки применяли катушку с малой высотой намотки, позволяющей определить закон распределения

магнитной индукции в зазоре, и рабочую катушку вибратора с высотой намотки, равной высоте полюса магнитопровода, позволяющую определять непосредственно $M(\xi)$. Исследованию были подвергнуты вибраторы типа ВЭД-10, ВЭД-50, ВЭД-100, ВЭД-200, ВЭД-400, серийно выпускаемые таганрогским заводом «Виброприбор». В силу одинаковых соотноше-

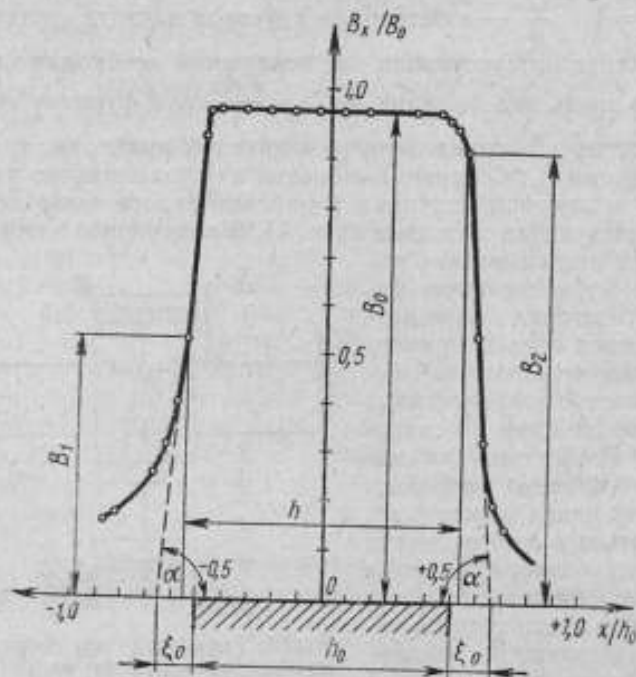


Рис. 2. Закон распределения индукции в зазоре вибраторов типа ВЭД

ний основных геометрических размеров магнитопроводов указанного ряда вибраторов, таких как высота полюса и ширина зазора, высота полюса и средний диаметр зерна и другие, законы распределения индукции в зазоре оказались практически одинаковыми. На рис. 2 представлен построенный в относительных единицах график, характеризующий типичную картину распределения индукции в воздушном зазоре вибраторов серии ВЭД. Из графика видно: 1) магнитная индукция равномерно распределена по длине полюса, за исключением незначительного уменьшения на краях полюсов (практически такой неравномерностью можно пренебречь); 2) магнитная индукция резко уменьшается за краями полюсов практически сим-

метрично в обе стороны (угол наклона аппроксимированной прямой $\sim 89^\circ$); 3) магнитное поле рассеивания за краями полюсов составляет $\sim 15\%$ от величины общего магнитного поля.

Зная закон распределения магнитной индукции в рабочей зоне катушки, можно определить коэффициент электрохимической связи $M(\xi)$. Для этого вычисляют интеграл в правой части выражения (1). Из рис. 2 видно, что интеграл определяется алгебраической суммой площадей и зависит от длины катушки (h) и полюса (h_0), начального расположения и величины смещения катушки. Поэтому нам представляется целесообразным рассмотреть несколько частных случаев, наиболее полно характеризующих нелинейность системы, а не решать задачу в общем виде.

Для простоты положим, что B_x постоянна по всей длине полюсов, а вне полюсов убывает по линейному закону симметрично в обе стороны.

1. Катушка расположена симметрично относительно полюса. В случае «узкой» $h \pm \xi \leq h_0$ и «широкой» $h \geq h_0 + 2\xi_0 \pm \xi$ катушек из графика (см. рис. 2) видно, что нелинейные искажения практически отсутствуют, так как $B_x \approx \text{const}$.

Для «средней» катушки, вычислив интеграл в выражении (1), получим следующие уравнения для определения $M(\xi)$:

при $h = h_0$

$$M(\xi) = M_0 \left(1 - \frac{1}{2\xi_0 h_0} \xi^2 \right) \text{ для } \xi \leq \xi_0,$$

$$M(\xi) = M_0 \left(1 - \frac{n-1}{nh_0} \xi - \frac{0,5}{\xi_0 h_0 n^2} \xi^2 \right) \text{ для } \xi \geq \xi_0,$$

где

$$M_0 = 2\pi r w B_0 h_0,$$

$$\text{при } h = h_0 + \xi_0, \quad B_1 = B_2 = 0,5B_0$$

$$M(\xi) = M_0 \left(1 - \frac{1}{\xi_0 (h_0 + 0,75\xi_0)} \xi^2 \right) \text{ для } \xi \leq 0,5\xi_0;$$

$$M(\xi) = M_0 \left(1 - \frac{n-1}{n(h_0 + 0,75\xi_0)} \xi - \frac{1}{n^2 \xi_0 (h_0 + 0,75\xi_0)} \xi^2 \right) \text{ для } \xi \geq 0,5\xi_0,$$

$$\text{где } M_0 = 2\pi r w B_0 (h_0 + 0,75\xi_0); \quad n = \frac{2\xi_0}{\xi_0} \geq 1;$$

при

$$h = h_0 + 2\xi_0, \quad B_1 = B_2 = 0$$

$$M(\xi) = M_0 \left(1 - \frac{1}{2\xi_0 (h_0 + \xi_0)} \xi^2 \right) \text{ для } \xi \leq \xi_0;$$

$$M(\xi) = M_0 \left[1 - \frac{n-1}{n(h_0 + \xi_0)} \xi - \frac{1}{2\xi_0 (h_0 + \xi_0) n^2} \xi^2 \right] \text{ для } \xi \geq \xi_0,$$

где

$$M_0 = 2\pi r \omega B_0 (h_0 + \xi_0);$$

$$n = \frac{\xi}{\xi_0} \geq 1.$$

2. Катушка расположена асимметрично относительно полюса. При $h = h_0 + \xi_0$; $B_1 = B_0$; $B_2 = 0$, если катушка движется вправо по оси абсцисс,

$$M(\xi) = M_0 \left(1 - \frac{1}{h_0 + 0,5\xi_0} \xi \right) \text{ для } \xi \leq h_0,$$

если катушка движется влево по оси абсцисс,

$$M(\xi) = M_0 \left[1 + \frac{1}{h_0 + 0,5\xi_0} \xi - \frac{1}{\xi_0 (h_0 + 0,5\xi_0)} \xi^2 \right] \text{ для } \xi \leq \xi_0,$$

где

$$M_0 = 2\pi r \omega B_0 (h_0 + 0,5\xi_0).$$

Анализируя эти случаи, можно в общем виде написать выражение для $M(\xi)$:

$$M(\xi) = M_0 (1 - b\xi - c\xi^2). \quad (5)$$

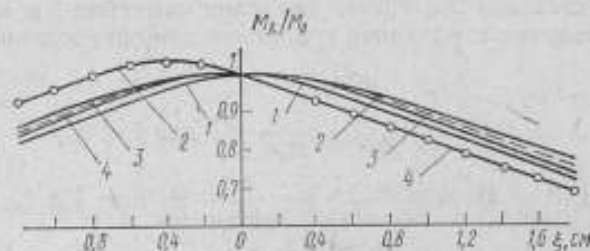


Рис. 3. Зависимость коэффициента электромеханической связи от смещения:

- 1 — при $h = h_0 + \xi_0$; $B_1 = B_2 = 0,5 B_0$;
- 2 — при $h = h_0$; $B_1 = B_2 = B_0$;
- 3 — при $h = h_0 + 2\xi_0$; $B_1 = B_2 = 0$;
- 4 — при $h = h_0 + \xi_0$; $B_1 = B_0$; $B_2 = 0$.

В случаях «широкой» и «узкой» катушек $b=c=0$, в случае «средней» катушки при симметричном расположении катушки относительно полюса и перемещении концов катушки в однородном поле нелинейность системы аппроксимируется полиномом второй степени; при переходе одного из концов катушки из области с линейным распределением индукции в область с равномерным распределением и наоборот нелинейность системы аппроксимируется полиномом первой и второй степеней.

На рис. 3 приведены кривые $M(\xi)/M_0 = f(\xi)$, построенные в соответствии с выражением (5) для указанных выше случаев при $h_0 = 5,2$ см, $\xi_0 = 0,8$ см (магнитопровод вибратора типа ВЭД-100). Там же пунктирной линией показана кривая

$M(\xi)/M_0=f(\xi)$ (кривая 2), полученная экспериментально с использованием рабочей катушки вибратора в качестве измерительной. Экспериментальная кривая практически совпадает с теоретической, что подтверждает справедливость сделанных допущений.

Для определения спектрального состава и величины нелинейных искажений переведем уравнение (3), учитывая выражение (5) и полагая $i=I \sin \omega t$:

$$\ddot{\xi} + \omega_0^2 \xi = \frac{M_0 I}{m} (1 - b\xi - c\xi^2) \sin \omega t. \quad (6)$$

Решаем это уравнение, пользуясь методом последовательных приближений. За первое приближение (ξ_1) мы должны, очевидно, принять решение этого уравнения для того случая, когда $-b\xi - c\xi^2 \ll 1$. Тогда уравнение принимает хорошо известный вид:

$$\ddot{\xi}_1 + \omega_0^2 \xi_1 = \frac{M_0 I}{m} \sin \omega t, \quad (7)$$

откуда $\xi_1 = \frac{M_0 I}{m} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2} \sin \omega t$ (положим $\omega \neq \omega_0$).

Второе приближение определяем из уравнения

$$\ddot{\xi}_2 + \omega_0^2 \xi_2 = \frac{M_0 I}{m} (1 - b\xi_1 - c\xi_1^2) \sin \omega t \quad (8)$$

или

$$\begin{aligned} \ddot{\xi}_2 + \omega_0^2 \xi_2 = & \left[A - \frac{0,75cA^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2} \right] \sin \omega t + \frac{bA^2 \cos 2\omega t}{2(\omega_0^2 - \omega^2)} + \\ & + \frac{cA^3 \sin 3\omega t}{4(\omega_0^2 - \omega^2)^2} - \frac{bA^3}{2(\omega_0^2 - \omega^2)}, \end{aligned} \quad (9)$$

где

$$A = \frac{M_0 I}{m}.$$

Решение этого уравнения дает

$$\begin{aligned} \xi_2 = & - \left\{ \left[\frac{A\omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2} - \frac{0,75cA^2\omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2} \right] \times \right. \\ & \left. \times \sin \omega t + \frac{2\omega^2 b A^2 \cos 2\omega t}{(\omega_0^2 - \omega^2)(\omega_0^2 - 4\omega^2)} + \frac{9}{4} \frac{\omega^2 c A^3 \sin 3\omega t}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 (\omega_0^2 - 9\omega^2)} \right\}, \end{aligned} \quad (10)$$

откуда

$$K_{н.н} = \frac{A(\omega_0^2 - \omega^2)^2 \sqrt{\frac{64b^2}{(\omega_0^2 - 4\omega^2)^2} + \frac{81c^2 A^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 (\omega_0^2 - 9\omega^2)^2}}}{4(\omega_0^2 - \omega^2)^2 - 3cA^2}. \quad (11)$$

Выражения (10) и (11) показывают, что спектр колебаний состоит из первых трех гармоник (более точное решение уравнения (6), получающееся путем повышения степени приближе-

ния, показывает, что в спектре колебаний могут присутствовать также более высокие гармоники и субгармоники), а величина нелинейных искажений резко убывает с частотой и зависит от коэффициентов b, c, A . В качестве примера на рис. 4 приведены зависимости $K_{н.л} = f(\omega)$ вибратора типа ВЭД-100

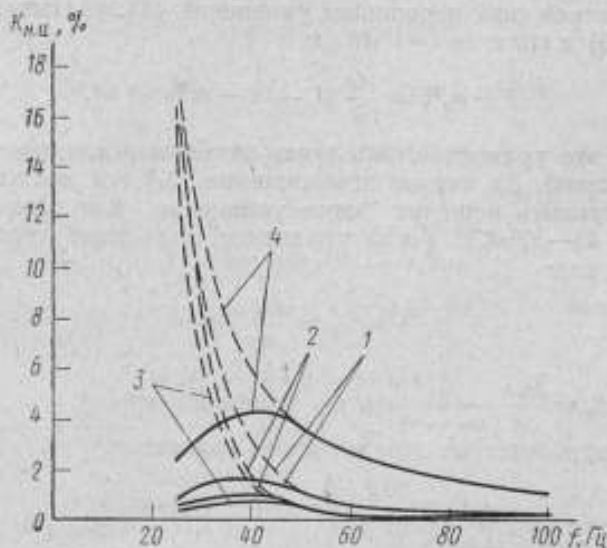


Рис. 4. Зависимость $K_{н.л} = f(\omega)$ от осевой неоднородности магнитного поля вибратора типа ВЭД-100:

- 1 — при $h = h_0 + \xi_0$; $B_1 = B_2 = 0,5 B_0$;
 2 — при $h = h_0$; $B_1 = B_2 = B_0$;
 3 — при $h = h_0 + \frac{1}{2}\xi_0$; $B_1 = B_2 = 0$;
 4 — при $h = h_0 + \xi_0$; $B_1 = B_0$; $B_2 = 0$

при максимально допустимой амплитуде смещения $\xi = 0,6$ см (на рисунке показаны сплошной линией) и при максимально возможной амплитуде смещения при наибольшей толкающей силе. Расчеты производились по формуле (11) при $f_0 = 20$ Гц, $h_0 = 5,2$ см, $\xi_0 = 0,8$ см, $m = 0,025$ Н·с²·см⁻¹, $F = 1000$ Н. Результаты расчетов сведены в табл. 1. Анализ таблицы и кривых, показанных на рис. 4, позволяет сделать следующие выводы:

1. Уровень нелинейных искажений из-за осевой неоднородности магнитного поля относительно невысокий (менее 5% при $\xi < 1,0$ см). С увеличением амплитуды смещения величина нелинейных искажений возрастает (при $\xi = 2,5$ см $K_{н.л} \approx 10\%$).

2. Величина нелинейных искажений резко уменьшается с ростом частоты (практически на частотах выше 60–80 Гц — кривые 1, 2, 3 и выше 130 Гц — кривая 4 $K_{н.л} = 0$).

Таблица 1

Масштаб, Ед.	$\xi, \text{см}$	$\frac{A}{A_{\max}}$	Кривые, изображенные на рис. 4										
			$b, \text{см}$	$c, \text{см}$	$K_{\text{пл.}}, \%$	$\delta, \text{см}$	$\epsilon, \text{см}$	$K_{\text{пл.}}, \%$	$\delta, \text{см}$	$\epsilon, \text{см}$	$K_{\text{пл.}}, \%$	$b, \text{см}$	$K_{\text{пл.}}, \%$
25	0,5	0,105	0,0575	0,056	0,77	0	0,12	0,435	0,0	0,104	0,375	0,178	2,3
	1,2	0,270	0,115	0,024	3,3	0,064	0,053	1,95	0,055	0,0465	1,65	0,178	4,6
	1,8	0,405	0,134	0,0107	5,3	0,107	0,024	4,5	0,092	0,0206	3,76	0,178	6,9
	2,4	0,540	0,144	0,006	7,5	0,128	0,013	7,1	0,111	0,0116	5,9	0,178	9,2
	4,5	1,0	0,157	0,0017	15,8	0,158	0,038	16,2	0,137	0,0033	14	0,178	17,3
30	0,6	0,295	0,0575	0,096	1,2	0	0,12	0,65	0	0,104	0,568	0,178	3,3
	1,2	0,590	0,115	0,024	4,4	0,064	0,0533	2,82	0,055	0,0465	2,38	0,178	6,6
	2,0	1,0	0,138	0,0086	9,0	0,115	0,0192	7,8	0,1	0,0167	7,1	0,178	11,2
40	0,6	0,71	0,0575	0,096	1,5	0	0,12	0,86	0	0,104	0,74	0,178	4,27
	0,845	1,0	0,0905	0,0485	3,2	0,010	0,108	1,62	0	0,104	1,52	0,178	6,0
	0,485	1,0	0,03	0,147	1,05	0	0,12	0,62	0	0,104	0,535	0,178	3,78
60	0,316	1,0	0	0,215	0,5	0	0,12	0,272	0	0,104	0,235	0,178	2,58
	0,107	1,0	0	0,215	0,06	0	0,12	0,033	0	0,104	0,029	0,178	0,9

3. Оптимальным с точки зрения наименьших искажений ($K_{н.л} < 1,5\%$ при $\xi < 1,0$ см) и наиболее полного использования потокосцепления ($M_0 = M_{\max}$) является случай, описываемый кривой 3.

АНАЛИЗ ИСКАЖЕНИЯ, ВНОСИМЫХ НЕЛИНЕЙНОЙ УПРУГОСТЬЮ ПОДВЕСНОЙ СИСТЕМЫ

При малых амплитудах смещения подвижной системы вибратора возвращающая упругая сила пропорциональна смещению, однако с увеличением смещения эта пропорциональность нарушается и возвращающая сила возрастает гораздо быстрее смещения. Обусловленная этим обстоятельством нелинейность приводит к нелинейным искажениям. В этом случае при $\eta = 0$ и $M(\xi) = M_0$ выражение (1) можно переписать в виде

$$m \ddot{\xi} + K(\xi) \xi = M_0 t. \quad (12)$$

Для анализа искажений необходимо знать вид функции $K(\xi)$.

Многообразие конструкций упругих подвесок вибраторов (плоские кольцевые пластины — сплошные и с различными концентрическими прорезями и отверстиями; в виде ряда плоских полос; многослойные; электрические; пневматические; подвески с механической и электрической компенсацией статического прогиба и т. д.) осложняет теоретический анализ искажений этого рода. Однако на примере сплошной плоской кольцевой пластины, которую можно считать предельным случаем наиболее распространенных подвесок в виде плоских пластин с различными прорезями, можно проследить все особенности изменения жесткости системы в зависимости от смещения и других факторов.

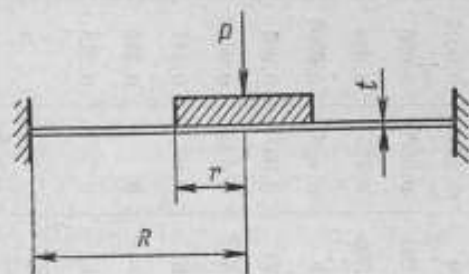


Рис. 5. Эквивалентная схема подвижной системы вибратора.

На рис. 5 представлена эквивалентная схема подвижной системы вибратора, имеющей подвеску в виде плоской кольцевой пластины, где r — внутренний радиус пластины, R — внешний радиус, t — толщина пластины, P — нагрузка, приложенная в центре жесткого диска (стола). Для нашего случая, когда внешние края пластины защемлены неподвижно, а внутренние — жестко прикреплены к столу вибратора, смещение пластины под действием сосредоточенной силы P можно найти из выражения, полученного Е. Кай-Юанем [3]:

$$0,25 \sqrt{[3(1-\nu^2)]^3} \frac{PR^2}{\pi Et^4} = \gamma_1 V + \gamma_2 V^3, \quad (13)$$

где
$$V = \sqrt{3(1-\nu^2)} \frac{\xi}{t}; \quad (14)$$

$$\gamma_1 = f(\beta), \quad \gamma_2 = f(\beta), \quad \beta = \frac{r}{R};$$

ν — коэффициент Пуассона; E — модуль упругости материала.

Для оценки нелинейности системы напишем выражение (13) с учетом формулы (14) в виде

$$\xi = \frac{PR^2}{16\pi D} \frac{1}{1 + 3(1-\nu^2) \frac{\gamma_2}{\gamma_1} \left(\frac{\xi}{t}\right)^2}, \quad (15)$$

где $D = \frac{Et^3}{12(1-\nu^2)}$ — цилиндрическая жесткость пластины.

Из выражения (15) определяем $K(\xi)$ как отношение $dp/d\xi$:

$$K(\xi) = \frac{16\pi D}{R^2} \left[1 + 9(1-\nu^2) \frac{\gamma_2}{\gamma_1} \times \left(\frac{\xi}{t}\right)^2 \right], \quad (16)$$

или

$$K(\xi) = K_0 (1 + a\xi^2), \quad (17)$$

где

$K_0 = \frac{16\pi D}{R^2}$ — начальная жесткость системы;

$$a = 9(1-\nu^2) \frac{\gamma_2}{\gamma_1} \frac{1}{t^2}. \quad (18)$$

Как видно из уравнения (16), нелинейность системы зависит от двух сомножителей: γ_2/γ_1 и ξ^2/t^2 . Первое отношение в свою очередь зависит от $\beta = r/R$ (табл. 2).

Таблица 2

β	γ_1	γ_2
0	1,0	0,163
0,20	1,89	0,42
0,24	2,250	0,513
0,3	2,971	0,703
0,34	3,624	0,878
0,4	4,992	1,258
0,5	9,141	3,252
0,6	18,91	48,98
0,7	47,42	3865
0,8	169,029	1228192

На рис. 6 и 7 построены графики зависимостей $a=f(t)$ для различных β и $K(\xi)/K_0=f(\xi)$ для различных a . Из рисунков видно, что нелинейность системы резко уменьшается с увели-

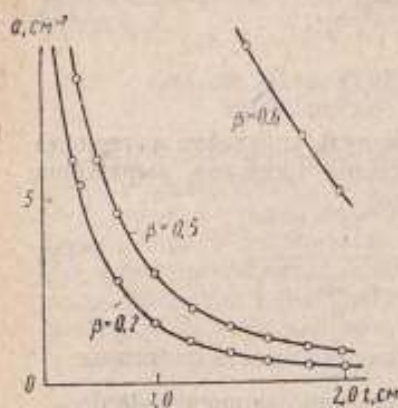


Рис. 6. Зависимость $\alpha = f(l)$.

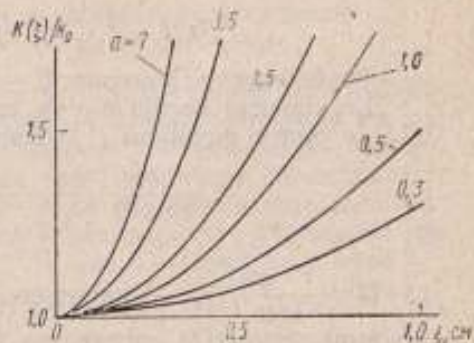


Рис. 7. Зависимость $K(z)/K_0 = f(z)$.

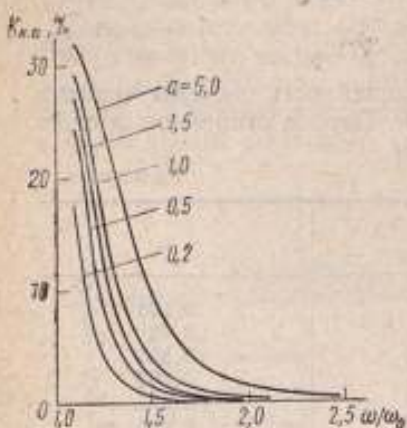


Рис. 8. Зависимость коэффициента нелинейных искажений $K_{н.н}$ от частоты, рассчитанная по формуле (22) при $f_0 = 20$ Гц, $A = 1 \cdot 10^4$, $\alpha = \text{const}$.

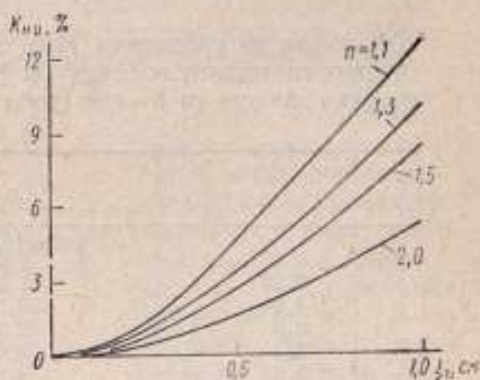


Рис. 9. Зависимость $K_{н.н} = f(z)$ при $\alpha = 1.0 \text{ см}^{-2}$.

чением толщины пластины и увеличивается с возрастанием β , причем при $\beta > 0,5$ нелинейность резко увеличивается. Оптимальным является случай, когда $\beta = 0,2-0,5$ и $l > 1,0$ см.

С целью определения спектрального состава и уровня нелинейных искажений напишем выражение (12) с учетом уравнения (17) в виде

$$\ddot{\xi} + \omega_0^2 (\xi + a\xi^3) = A \sin \omega t, \quad (19)$$

где $\omega_0^2 = K_0/m$; $A = M_0 l/m$;
 $i = l \sin \omega t$.

Решаем уравнение (19), по-прежнему пользуясь методом последовательных приближений. За первое приближение принимаем решение этого уравнения для случая, когда $a=0$. Тогда

$\xi_1 = \frac{A}{\omega_0^2 - \omega^2} \sin \omega t$, $\omega_0 \neq \omega$. Второе приближение определяем из уравнения

$$\ddot{\xi}_2 + \omega_0^2 \left[\frac{A}{\omega_0^2 - \omega^2} \sin \omega t - \frac{aA^3}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2} \sin^3 \omega t \right] = A \sin \omega t, \quad (20)$$

откуда

$$\xi_2 = A \left[1 - \frac{\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2} - \frac{3}{4} \frac{aA^2 \omega_0^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2} \right] \times \\ \times \sin \omega t + \frac{1}{4} \frac{aA^3 \omega_0^2 \sin 3\omega t}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2}, \quad (21)$$

$$K_{н.н} = \frac{0,25aA^2 \omega_0^2}{-\omega^2 (\omega_0^2 - \omega^2)^2 - 0,75aA^2 \omega_0^2}. \quad (22)$$

Выражения (21) и (22) показывают, что спектр ускорения состоит в основном из первой и третьей гармоник [повышая степень приближения решения уравнения (19), можно убедиться в том, что спектр ускорения, кроме указанных гармоник, содержит нечетные высшие гармоники и субгармоники], а коэффициент нелинейных искажений является функцией параметров a , A , ω .

На рис. 8 приведены графики зависимостей коэффициента нелинейных искажений от частоты, полученные расчетным путем по формуле (22) при $f_0 = 20$ Гц, $A = \frac{F}{m} = 1 \cdot 10^4$ см \cdot с $^{-2}$.

Из графиков видно, что уровень нелинейных искажений резко падает с увеличением частоты (на частотах, превышающих резонансную в два раза и более, нелинейные искажения практически отсутствуют) и возрастает с увеличением параметра a . Нетрудно убедиться в том, что нелинейные искажения не зависят от абсолютного значения резонансной частоты, а только от отношения частоты возбуждения к резонансной частоте и повышаются с увеличением смещения. Действительно, подставив

в выражение (22) $A = \xi_1 (\omega_0^2 - \omega^2)$ [строго говоря, надо подставить значение A из выражения (21)], получим

$$K_{н.н} = \frac{0,25a\xi_1^2}{-n^2 - 0,75a\xi_1^2} \quad (23)$$

где $n = f/f_0$.

На рис. 9 построены кривые $K_{н.н} = f(\xi_1)$ для различных n при $a = 1,0 \text{ см}^{-2}$.

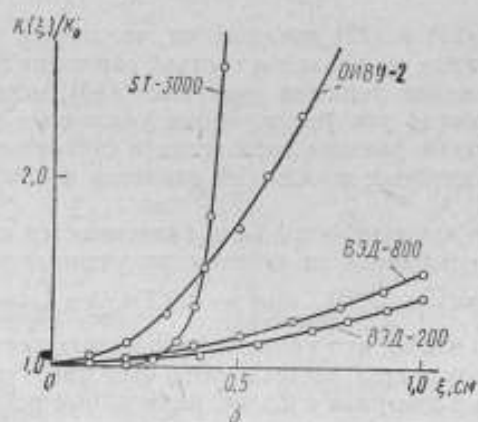
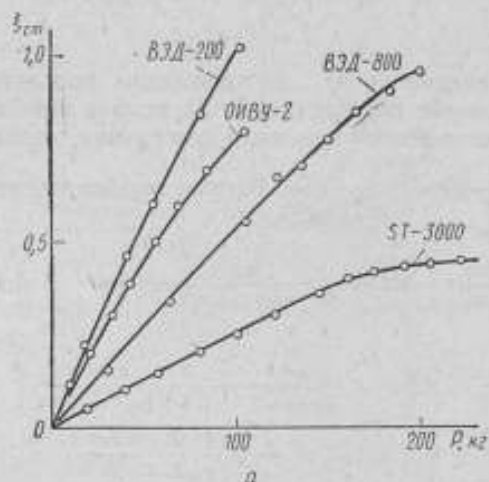


Рис. 10. Зависимость статического прогиба подвески вибратора от нагрузки (а) и зависимость $K(\xi)/K_0 = f(\xi)$ (б) для вибраторов типов ВЭД-200, ВЭД-800, ОИВУ-2, СТ-3000

Экспериментальному исследованию были подвергнуты подвески вибраторов следующих типов: ВЭД-200, ВЭД-800 (кольцевая многослойная пластина из текстолита с концентрическими прорезями), СТ-3000 (кольцевая пластина из толстой плотной резины), ОИВУ-2 (кольцевая многослойная пластина из текстолита с отверстиями и электрической компенсацией статического прогиба) и др. Для подвесок указанных вибраторов построены зависимости статического прогиба ($\xi_{ст}$) от нагрузки (рис. 10, а) и $K(\xi)/K_0 = f(\xi)$ (рис. 10, б). Из рис. 10 а, б видно, что вид функции $K(\xi)$ подвесок вибраторов типа ВЭД-200, ВЭД-800 и ОИВУ-2 соответствует виду, описываемому, выражением (17), где параметр a соответственно равен 0,345; 0,45; 2,5 см⁻². Подвеска вибратора типа СТ-3000 ведет себя как резино-кордовая оболочка: жесткость до определенной величины смещения ($\sim 0,4$ см) остается постоянной, а затем резко возрастает (практически нити резины становятся нерастяжимыми), вследствие чего резко увеличиваются нелинейные искажения.

На рис. 11 представлены кривые зависимостей коэффициента нелинейных искажений от частоты вибраторов типа ВЭД-200 ($f_0 = 20$ Гц, $a = 0,345$ см⁻²) и ВЭД-800 ($f_0 = 15$ Гц, $a = 0,45$ см⁻²). Кривые построены при максимально допустимой амплитуде смещения $\xi = 1,25$ см по данным расчета по формуле (23) (на рисунке показаны сплошной линией) и по данным эксперимента в динамическом режиме (пунктирная линия). Экспериментальные кривые лежат выше расчетных, так как при эксперименте дополнительно вносятся искажения вследствие неоднородности магнитного поля и несинусоидальности тока возбуждения в катушке.

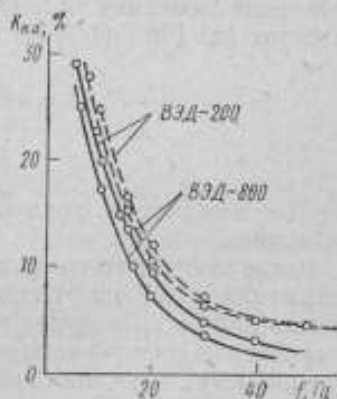


Рис. 11. Зависимость K_n от частоты для вибраторов типа ВЭД-200 и ВЭД-800 (пунктиром обозначены экспериментальные данные)

НЕЛИНЕЙНЫЕ ИСКАЖЕНИЯ ИЗ-ЗА НЕСИНУСОИДАЛЬНОСТИ ТОКА, ПРОТЕКАЮЩЕГО В ПОДВИЖНОЙ СИСТЕМЕ ВИБРАТОРА

Третьей причиной нелинейных искажений электродинамического вибратора является несинусоидальность тока возбуждения, подводимого к подвижной катушке вибратора. Полное отсутствие нелинейных искажений в сигнале возбуждения почти невозможно, так как этот сигнал снимается с усилителя

мощности, в котором используются нелинейные элементы: лампы, транзисторы, трансформаторы и др. Обычно считается допустимым 5—7% -ный уровень нелинейных искажений на выходе усилителя мощности. Экспериментальное исследование усилителей мощности ряда вибраторов, таких как ВЭДС-100, ВЭДС-200, ВЭДС-400, ВЭДС-800, ST-3000, VP-100 и др., показало, что в системе выходного напряжения усилителя мощности содержатся, кроме первой гармоники, вторая, третья, четвертая и пятая. Причем две последние и гармоники более высокого порядка существенно меньше второй и третьей.

Если первые два источника нелинейных искажений, описанные выше, порождают искажения в основном на низких частотах при больших амплитудах смещения, то последний вносит искажения в весь рабочий диапазон частот. Таким образом, уравнение движения подвижной системы вибратора на низких частотах (до 100 Гц) будет иметь вид:

$$m\ddot{\xi} + \eta\dot{\xi} + K_0(\xi + a\xi^3) = M_0(1 - b\xi - c\xi^2) \sum_1^n I_k \times \sin(\omega_k t + \varphi_k), \quad (24)$$

где I_k — амплитуда тока k -й гармоники; φ_k — фаза тока k -й гармоники.

Исследования этого уравнения показывают, что нелинейные искажения колебаний подвижной системы вибратора проявляются либо в возникновении дополнительных гармоник, либо в изменении соотношения их амплитуд.

Уравнение движения системы вибратора на высоких частотах (выше 100 Гц) можно написать в виде

$$m\ddot{\xi} + \eta\dot{\xi} + K_0\xi = M_0 \sum_1^n I_k \sin(\omega_k t + \varphi_k), \quad (25)$$

т. е. нелинейные искажения и спектральный состав будут зависеть от искажений и спектрального состава сигнала возбуждения, снимаемого с усилителя мощности. Уровень нелинейных искажений последнего, как было сказано выше, незначительный (5—7%), однако он может быть существенно увеличен за счет частотных свойств вибратора. Принципиально уровень n -й гармоники, совпадающей с какой-либо резонансной частотой вибратора, находится в прямо пропорциональной зависимости от коэффициента динамичности (Q) резонанса, а интервал частотной области с повышенным значением n -й гармоники в прямой зависимости от полосы пропускания этого резонансного контура. В результате уровень высших гармоник, а следовательно, и коэффициент нелинейных искажений могут достигать значительной величины (до 100% и более). В качестве примера на рис. 12 приведена экспериментальная зависи-

мость коэффициента нелинейных искажений от частоты (пунктирной линией показана амплитудно-частотная характеристика) для вибратора типа ST-1000, где на частотах 300 и 450 Гц за счет собственного резонанса вибратора увеличивается соответственно уровень третьей и второй гармоник до 60 и 70%. Необходимо отметить, что на частотах выше 1000—2000 Гц элементы подвижной системы вибратора ведут

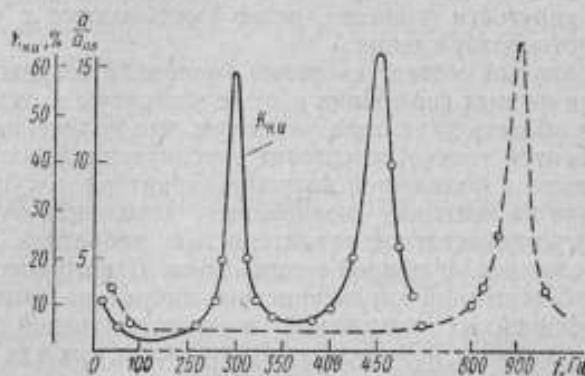


Рис. 12. Экспериментальные данные о зависимости коэффициента нелинейных искажений от частоты для вибратора ST-1000 (пунктиром показана амплитудно-частотная характеристика, $a_{пл}$ — ускорение в плоской части амплитудно-частотной характеристики, a — текущее ускорение)

себя как конструкции с распределенными параметрами, в результате чего амплитудно-частотные характеристики являются сложными функциями места, т. е. амплитудно-частотные характеристики для различных точек стола различны. Следовательно, и коэффициент нелинейных искажений колебаний вибратора есть функция места стола. Строгое описание таких систем с учетом нелинейных эффектов наталкивается на значительные математические трудности и представляется делом не просто затруднительным, но почти безнадежным.

Рассмотренные выше вопросы, связанные с нелинейными искажениями колебаний, создаваемых электродинамическим вибратором, позволяют составить представление о порядке величин искажений, обусловленных различными причинами, и сделать некоторые выводы. Прежде всего необходимо отметить две явно выраженные частотные области эффективного действия различных источников искажений: низкочастотная область (до 50—70 Гц) — все три источника; область частот выше 50—70 Гц — несинусоидальность тока возбуждения в катушке.

Низкочастотная область характеризуется следующими особенностями.

Основная доля искажений вносится вследствие нелинейной упругости подвески (до 20—30%); уровни искажений, вносимых за счет двух других источников, приблизительно равны и достигают 5—7%.

Нелинейные искажения, возникающие из-за неоднородности магнитного поля в воздушном зазоре магнитопровода и нелинейной упругости подвески, резко уменьшаются с увеличением частоты возбуждения.

Спектральный состав ускорения колебаний содержит в основном три первых гармоники и реже четвертую и пятую.

Вторая область характеризуется тем, что нелинейные искажения вносятся только вследствие несинусоидальности тока, протекающего в подвижной катушке вибратора, и существенное влияние на величину нелинейных искажений оказывает вид амплитудно-частотной характеристики вибратора, которая является сложной функцией места стола. Строго говоря, вид амплитудно-частотной характеристики вибратора влияет и на уровень нелинейных искажений в низкочастотной области. Однако это влияние не всегда явно выражено, так как высокочастотные резонансы лежат достаточно далеко по оси частот и могут подчеркивать только высшие гармоники (выше десятой), которые пренебрежительно малы по своему уровню, а низкочастотные резонансы, как правило, лежат в начале рабочего диапазона частот.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фурдуев В. В. Электроакустика. М.—Л., Гостехтеориздат, 1948.
2. Фурдуев В. В., Михеева Н. К., Григорьев В. С. О нелинейных искажениях, вносимых магнитной системой электродинамических громкоговорителей. «Изв. электропромышленности слабого тока», 1939, № 2.
3. Е Кай-юань. Исследование больших прогибов тонких кольцеобразных пластинок. В сб.: «Теория гибких круглых пластинок». Пер. с китайского, под ред. А. С. Вольмира. М., ИИЛ, 1957.

МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТОЧНОСТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ ИСПЫТАТЕЛЬНЫХ ВИБРОСТЕНДОВ

Для обеспечения надежности разрабатываемых и выпускаемых приборов и аппаратов решающее значение имеют вибрационные испытания, которые, как правило, проводятся в лабораторных условиях на специальных вибрационных стендах. В практике испытаний изделий самое широкое распространение получили электродинамические стенды, наиболее полно отвечающие современным требованиям на испытания (широкий диапазон частот — от единиц до нескольких тысяч герц; широкий диапазон ускорений — до нескольких тысяч метров на секунду в квадрате; относительно большие грузоподъемность и создаваемые толкающие силы; возможность использования всех современных способов вибрационных испытаний и др.).

Анализ нормативной документации, регламентирующей требования к испытаниям изделий и к вибростендам [1, 2], показал, что в настоящее время предъявляются весьма жесткие требования к точностным характеристикам стендов, а современные методы расчета электродинамических стендов позволяют теоретически лишь примерно определить их эксплуатационные возможности. Точностные же характеристики стенда почти не поддаются расчету. Полное представление о работоспособности вибростенда можно получить только при его испытаниях, целью которых является экспериментальное определение как энергетических, так и точностных характеристик.

Данные, полученные по результатам испытаний, крайне необходимы для оценки качества стенда; выбора режима работы и аппаратуры для измерения параметров вибрации; правильной эксплуатации; конструирования новых моделей стендов и т. д. Поэтому остро встает вопрос о разработке методов

испытаний вибростендов, и в первую очередь электродинамических стендов, как наиболее универсальных и широко распространенных в практике испытаний.

До настоящего времени разработчики и изготовители стендов проводили их испытания на соответствие требованиям, заложенным в технической документации на стенд, т. е. исследовались только энергетические характеристики, так как точностные характеристики (как показал анализ технической документации на стенды) в документации не указывались. Однако организация и методы осуществления даже этих испытаний в литературе не освещались. Поэтому специалисты, эксплуатирующие стенды, почти незнакомы с методикой проведения этих испытаний и, как правило, вообще этим не занимаются. В адрес ВНИИМС поступило и продолжает поступать большое количество писем с просьбой провести испытания вибростендов или выслать документацию, позволяющую провести их.

Эти обстоятельства явились побудительной причиной для разработки ВНИИМС в 1970 г. «Руководящего технического материала по испытанию электродинамических и электромеханических испытательных вибростендов». В настоящее время этот документ является основополагающим при проведении государственных и других испытаний вибростендов. В соответствии с указанным «Руководящим техническим материалом» нами были проведены испытания ряда вибростендов, таких как ВЭДС-400, ВЭДС-800, ST-1000, ST-3000, ST-5000, VP-100, V-1003 и др. [3].

В настоящей статье кратко излагаются некоторые соображения по выбору характеристик электродинамического стенда, определяющих возможную точность воспроизведения заданных параметров вибрации; основные положения методики их определения и представления; объем проверок в зависимости от целей испытаний стендов. Необходимо отметить, что основные положения методики могут быть легко распространены и на другие виды вибростендов с учетом их специфических особенностей [4].

ОСНОВНЫЕ ТОЧНОСТНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ ВИБРОСТЕНДОВ

Все разновидности современных электродинамических испытательных вибростендов можно охарактеризовать с помощью обобщенной системы, представленной на рис. 1. Такие системы содержат следующие элементы: орган управления и поддержания заданного параметра вибрации постоянным посредством системы ручного или автоматического регулирования 1, вибратор 2 с передаточной функцией $H_1(\omega)$, испытуемый объект 3 с передаточной функцией $H_2(\omega)$.

Основными источниками искажений в такой системе являются вибратор и испытуемый объект. Орган управления в той или иной мере уменьшает эти искажения (строго говоря, он и сам вносит искажения, которые сказываются на стабильности и форме создаваемого колебательного процесса), поэтому выбор точностных характеристик вибростенда должен базироваться на учете динамических свойств упругой колебательной системы, состоящей из сосредоточенных и распределенных масс колеблющихся деталей вибратора и их жесткостей.

Теория работы электродинамического вибратора, нагруженного испытуемым объектом, наиболее полно изложена в работе [5]. В ней, как впрочем и в других подобных работах,

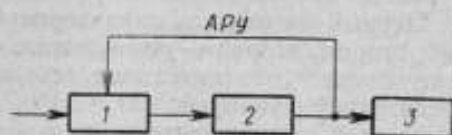


Рис. 1. Обобщенная схема электродинамического вибростенда.

элементы подвижной системы вибратора и объекта рассматриваются как совершенно твердые тела точечных размеров, совершающие движение с заданной формой колебаний только в осевом направлении, что является основным недостатком этих работ. Такие упрощения не позволяют выявить все факторы, искажающие заданный режим колебаний. Однако анализ упрощенной теории работы вибратора позволяет сделать следующие выводы:

1. Основными источниками искажений являются резонансные свойства подвижной системы вибратора и объекта.

2. Уровень искажений, появляющихся под влиянием объекта, зависит от отношения масс объекта и подвижной системы вибратора (чем последняя больше, тем меньше уровень искажений).

3. Наименьшая погрешность воспроизведения заданных колебаний определяется вибратором.

4. Вибратор как источник искажений можно исследовать отдельно от объекта или принимая объект как безрезонансную нагрузку.

Последние два вывода являются наиболее важными, поскольку позволяют ставить и решать задачу метрологической аттестации и поверки испытательных вибростендов, и требуют, очевидно, дополнительного пояснения.

В практике испытаний могут встретиться три случая:

1) масса испытуемого объекта жестко связана со столом и пре-

небрежимо мала по сравнению с массой подвижной системы вибратора; 2) масса объекта жестко связана со столом и соизмерима с массой подвижной системы вибратора; 3) масса объекта упруго связана со столом и соизмерима с массой подвижной системы вибратора.

В первом случае режим испытаний будет определяться только характеристиками стенда. Во втором случае масса объекта просто суммируется с массой подвижной системы вибратора и изменения режима испытаний будут определяться только смещением собственных резонансов вибратора влево по оси частот, что легко учитывается при испытании. В третьем случае, когда масса объекта упруго связана со столом, сказываются резонансные свойства объекта, при этом коэффициент передачи системы равен произведению двух множителей [5] $H_1(\omega)$ и $H_2(\omega)$. Первый множитель характеризует колебания, создаваемые вибратором, второй — резонансные свойства объекта, т. е. объект вносит дополнительные искажения, определяемые его передаточной функцией.

Для выявления всей совокупности факторов, искажающих заданный режим колебаний, необходимо знать последствия допущений упрощенной теории работы вибратора. Прежде всего надо сказать, что упрощенная теория позволяет выявить только частотные искажения при поршневом движении подвижной системы вибратора без учета резонансных свойств отдельных элементов системы. Однако известно, что на частотах выше 1000—1500 Гц отдельные элементы подвижной системы (катушка, стол и др.) ведут себя как упругие тела, т. е. как многомассовые системы, действительные массы и жесткости которых распределены. В результате этого появляются дополнительные резонансы как в осевом, так и в поперечном направлениях и нарушается плоскопараллельность движения системы. Резонансы в поперечном направлении приводят к появлению поперечных составляющих вибрации, а нарушение поршневого движения системы к тому, что не все точки вибростола колеблются с одинаковой амплитудой [6]. Кроме того, упрощенная теория не учитывает искажений, вносимых моментами инерции вращения, которые, как известно, появляются в том случае, когда центр упругости системы не совпадает с центром масс или центр масс не находится на линии действия толкающей силы. Практически оба случая даже у ненагруженного вибратора могут иметь место. Наличие инерционных моментов вращения может вызвать качение подвижной системы вибратора, вследствие чего амплитуды и фазы колебаний различных точек стола становятся неодинаковыми, а при недостаточной жесткости подвески в поперечном направлении появляются поперечные составляющие вибрации [7].

Необходимо учитывать также нелинейные искажения, появляющиеся из-за неоднородности магнитного поля в рабочей

зоне подвижной катушки, нелинейности упругости подвески, несинусоидальности тока, протекающего в подвижной катушке, и т. д.

Необходимо отметить еще две особенности работы электродинамических вибростендов, характеризующие испытательный режим. Во-первых, амплитуда и частота колебаний изменяются во времени из-за нестабильности задающего генератора и изменения сопротивления катушек (подвижной и подмагничивания) под влиянием температуры. Во-вторых, над поверхностью вибростола имеется магнитное поле рассеивания, что может существенно исказить результаты вибротестирования.

Таким образом, точность воспроизведения заданного колебательного процесса электродинамическим вибростендом может быть определена следующими параметрами:

- величиной неравномерности амплитудно-частотной характеристики в контрольной точке стола;
- величиной неравномерности распределения амплитуды колебаний в различных точках стола;
- уровнем нелинейных искажений создаваемых колебаний;
- уровнем поперечных составляющих вибрации;
- нестабильностью заданных параметров вибрации во времени;
- величиной магнитного поля рассеивания над столом.

ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ МЕТОДИКИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТОЧНОСТНЫХ ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ ВИБРОСТЕНДОВ

Для определения вышеуказанных точностных параметров вибростендов необходимо снять следующие характеристики: амплитудно-частотные характеристики вибростенда в осевом направлении (по уровню первой гармоники);

коэффициент нелинейных искажений и спектральный состав ускорения в осевом направлении в рабочем диапазоне частот;

АЧХ поперечных составляющих ускорения в двух взаимно перпендикулярных направлениях (по уровню первой гармоники);

дополнительно при необходимости можно получить информацию о $K_{н.в}$ и спектральном составе поперечных составляющих ускорения;

временную стабильность заданных частоты и ускорения стенда;

магнитное поле рассеивания над столом.

Прежде чем приступить к снятию этих характеристик, необходимо убедиться в работоспособности электронного привода вибростенда, для чего проверить основные блоки и измеритель-

ные приборы стенда на соответствие требованиям, указанным в сопроводительной документации на стенд.

Перечень испытаний основных блоков и входящих в комплект стенда приборов приведен в табл. 1.

Таблица 1

Проверяемые характеристики	Метод проверки	Применяемая аппаратура
Основные блоки стенда		
1. Задающий генератор		
Амплитудно-частотная характеристика	Снимается в рабочем диапазоне частот	Ламповый вольтметр типа ВЗ-7
Коэффициент нелинейных искажений	Определяется величина нелинейных искажений параллельно с амплитудно-частотной характеристикой	ИНИ-12 или С6-1А
Погрешность установки частоты	Измерение частоты в оцифрованных точках шкалы	Частотомер типа Ф-519
Стабильность частоты во времени	Измерение установленной частоты через каждые 15 мин в течение 4 ч непрерывной работы	Частотомер типа Ф-519, часы
Зависимость частоты от температуры	Согласно 1-й группе ГОСТ 9763-67	Частотомер, климатическая камера
Зависимость частоты и напряжения от изменения напряжения сети	Измерение установленной частоты и напряжения при напряжении в сети $220 \text{ В} \pm 10\%$	Частотомер, ламповый вольтметр (2 шт.), лабораторный автотрансформатор
2. «Автомат»		
Амплитудно-частотная характеристика задающего генератора «автомата»	Снимается в рабочем диапазоне частот	
Погрешность установки частоты «автомата»	Измерение частоты в оцифрованных точках шкалы	
Стабильность частоты в зависимости от времени работы «автомата»	Измерение установленной частоты через каждые 15 мин в течение 4 ч непрерывной работы	
Зависимость частоты от температуры	Согласно 1-й группе ГОСТ 9763-67	
Скорость развертки частоты	Измерение угла поворота ручки «установка частоты» за 1 мин	Секундомер

Проверяемые характеристики	Метод проверки	Применяемая аппаратура
Погрешность поддержания выходного уровня «Автомата» постоянным при работе в режиме «Автомат» (при изменении входного уровня в 100 раз)	<p>На выход «Автомата» подключить сопротивление, равное входному сопротивлению предусилителя. На его вход подать сигнал с внешнего генератора ($f = 1000$ Гц) такой величины (U_1), чтобы стрелка измерительного прибора «Автомата» установилась на отметке, равной 0,8 всей шкалы. Ручкой «плавное изменение ускорения» установить на выходе «Автомата» номинальное выходное напряжение. Изменить напряжение генератора до такой величины (U_2), чтобы выходное напряжение «Автомата» уменьшилось в 100 раз. Напряжения на входе и выходе «Автомата» измерять с помощью лампового вольтметра типа ВЗ-7. Погрешность поддержания ускорения определяется по формуле</p> $\delta = 20 \lg \frac{U_2}{U_1}$	
Определение основной погрешности измерения ускорения	Согласно ГОСТ 15939—70	

3. Усилитель мощности

Электрическая блокировка	Механическим открыванием дверей	
Режим работы ламп	Проверяется по контрольным приборам на стенде	Приборы стенда
Выходная мощность	Определяются ток и напряжение при работе усилителя, нагруженного эквивалентной нагрузкой в рабочем диапазоне частот	Генератор, амперметр, вольтметр типа ВЗ-7, эквивалент нагрузки
Амплитудно-частотная характеристика	Снимается в рабочем диапазоне частот ($U_{\text{вх}} = 0,7$; $U_{\text{вх max}} = \text{const}$)	То же

Проверяемые характеристики	Метод проверки	Применяемая аппаратура
Коэффициент нелинейных искажений	Определяется $K_{н.л.}$ в рабочем диапазоне частот параллельно с определением тока и напряжения при работе усилителя, нагруженного эквивалентной нагрузкой, в рабочем диапазоне частот	Генератор, амперметр, вольтметр типа ВЗ-7, эквивалент нагрузки, а также электронно-лучевой осциллограф и ИНИ-12
Определение отношения сигнал/шум $\frac{U_c}{U_{ш}}$	Определяется напряжение на выходе усилителя мощности при замкнутом входе ($U_{ш}$) и при максимальной мощности усилителя, выделяемой на эквиваленте нагрузки (U_c) при $f = 1000$ Гц	Генератор, вольтметр типа ВЗ-7, эквивалент нагрузки, амперметр
Устойчивость работы усилителя мощности при отключении нагрузки	Измеряется напряжение на выходе усилителя мощности при включенном и отключенном эквиваленте нагрузки (максимальная мощность)	То же
4. Вибратор		
Ход подвижной части вибратора	Статическое приложение силы	Линейная мера с погрешностью 0,1 мм
Жесткость подвески	Статическое приложение силы	Измеритель часовой типа ИЧ-10
Низкочастотный резонанс	По формуле $\omega = \sqrt{\frac{K}{m}}$, где K — жесткость подвески, m — масса подвижной части	

5. Блок подмагничивания

Ток подмагничивания	Включение амперметра в цепь катушки подмагничивания	Амперметр класса 2,5
Коэффициент пульсации	Измерение постоянного и переменного напряжений на катушке подмагничивания	Ламповый вольтметр типа ВК7-4

6. Электронизмерительные приборы

Стрелочные приборы	По ГОСТ 9763—67
--------------------	-----------------

Встроенные и входящие в комплект стенда виброизмерительные приборы

Поверяемый прибор	Метод поверки	Нормативная литература
Измеритель ускорения	Определение основной погрешности измерения ускорения	ГОСТ 15939—70
Виброграф	Определение погрешности измерения	«Временная методика аттестации вибрографов типа ВР-1», разработанная во ВНИИМС
Микроскоп	Определение погрешности измерения	
Мерный клин	Определение погрешности измерения методом сличения с показаниями микроскопа	

Примечание. При испытании основных блоков стенда рекомендуется дополнительно использовать: технические условия и технические описания на стенд, ГОСТ 12691—67 «Генераторы низкочастотные измерительные», сборник инструкций и методических указаний «Поверка радиоизмерительных приборов».

МЕТОДИКА СНЯТИЯ ТОЧНОСТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СТЕНДА. СПОСОБЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК

Определение частотных свойств вибратора, как и других приборов (например, громкоговорителя), сводится обычно к подаче на него сигнала с известным спектром и оценке изменений, претерпеваемых сигналом при прохождении через вибратор. Наиболее распространенным техническим способом измерения частотных искажений является общеизвестный метод частотных характеристик. Частотные характеристики обычно снимают, подавая на испытуемый прибор медленно изменяющийся по частоте чистый тон. Результаты измерений с помощью чистых тонов представляют в форме частотных характеристик. Достоинствами этого метода являются: широкое применение в практике радиотехнических и акустических измерений; простота измерительной аппаратуры; простота числового представления коэффициента искажений. Наглядность характеристик — непосредственно видно, в какой именно части частотного диапазона возникают искажения.

В последнее время применяется также импульсный метод, при котором на прибор подаются прямоугольные импульсы, а искажения оцениваются по изменениям формы импульса. Основное отличие импульсного метода от метода частотных характеристик заключается в том, что если при снятии послед-

них энергия входного сигнала сосредоточена на одной частоте, которая медленно изменяется во времени, то при измерениях с помощью импульсов энергия входного сигнала распределена по спектру определенным, наперед заданным образом и во времени это распределение не меняется. Результаты измерений с помощью импульсов выражают в форме осциллограмм.

Импульсный метод, являющийся хорошим способом общей, интегральной оценки свойств того или иного аппарата (с учетом всех возникающих в нем искажений, в том числе и нелинейных) при измерении только частотных искажений, имеет ряд недостатков, основные из которых следующие: по виду искаженного импульса нельзя непосредственно указать область частот, в которой возникают искажения; спектральная плотность последовательности прямоугольных импульсов падает к высоким частотам и искажения, вносимые вибратором на высоких частотах, в меньшей степени сказываются на коэффициенте искажений, чем искажения, вносимые на низких частотах.

Очевидно, что при испытании электродинамических вибраторов предпочтительным является способ частотных характеристик, так как испытателя прежде всего интересуют конкретные частотные области, имеющие искажения. Кроме того, данный способ позволяет параллельно с определением частотных характеристик выявлять спектральный анализ колебаний и коэффициент нелинейных искажений.

Нелинейные искажения колебаний, создаваемых вибратором, целесообразно измерять с помощью одного из самых старых и наиболее распространенных методов — метода гармоник, заключающегося в определении относительного уровня высших гармонических составляющих, возникающих при подаче на аппарат чистого тона. Этот метод нашел повсеместное применение в технике электроакустических измерений. Он выгодно отличается удобством измерительной процедуры, простотой измерительной аппаратуры и легкостью представления коэффициента искажений, но имеет два существенных недостатка: искажения, полученные таким образом, характеризуют как нелинейные, так и частотные искажения вибратора; не учитывается тот факт, что при воспроизведении сигналов сложной формы возникают не только высшие, но и их комбинационные тоны. При определении точностных характеристик вибростенда, предназначенного для создания моногармоничных вибраций, эти недостатки не имеют существенного значения, так как, во-первых, испытателя прежде всего интересует величина этих искажений, а не причина их появления; во-вторых, уровень комбинационных тонов, возникающих из-за несплюсцованности сигнала, подаваемого на подвижную катушку, незначителен. При выявлении источников искажений, а также при испытании вибраторов, предназначенных для создания полигармо-

нических колебаний, возможно эти недостатки будут иметь существенное значение.

Относительный уровень поперечных составляющих вибрации определяют с помощью снятия амплитудно-частотных характеристик (по уровню первой гармоники) в поперечном направлении и последующим сравнением их с амплитудно-частотными характеристиками, снятыми в осевом направлении в исследуемых точках стола.

Неравномерность распределения амплитуд колебаний в осевом направлении по поверхности стола определяется методом сравнения амплитудно-частотных характеристик, снятых в различных точках стола вибратора.

Временная стабильность работы стенда и напряженность магнитного поля рассеивания над столом определяются известными способами (см. стр. 81).

Возможны два способа определения характеристик вибростенда: последовательный и параллельный.

Последовательный способ заключается в поочередном определении характеристик колебательного процесса в каждой из точек стола, подлежащих исследованию, соответственно для осевого и поперечного направлений. Достоинствами этого способа являются:

возможность использования одного комплекта измерительной аппаратуры;

минимальное количество операторов (1—2 человека), участвующих в снятии характеристик;

высокая точность, которая в основном определяется погрешностью используемых измерительных приборов и временной нестабильностью ускорения; последняя обычно незначительна (не более 10—15% в течение 8 ч непрерывной работы) и может не учитываться при обработке результатов измерений.

К недостатку этого способа нужно отнести относительно большое количество времени, затрачиваемого на снятие характеристик (раза в полтора больше, чем при параллельном способе).

Параллельный способ заключается в одновременном определении характеристик во всех точках, подлежащих исследованию, соответственно для осевого и поперечных направлений. Основное достоинство этого способа — сокращение рабочего времени, но при этом следует увеличить число операторов (до трех — четырех человек и более) и использовать большее количество измерительной аппаратуры (по числу точек). К тому же в этом случае резко увеличивается погрешность определения характеристик из-за нестабильности частоты задающего генератора вибростенда, неидентичности виброизмерительных каналов и невозможности проследить за всеми особенностями колебательного процесса в нескольких точках одновременно.

В настоящее время общедоступным является первый способ. Без существенного снижения точности определения характеристик можно увеличить количество одновременно исследуемых точек до 2—3.

УСЛОВИЯ СНЯТИЯ ХАРАКТЕРИСТИК

Определение первых трех характеристик.

При различных нагрузках на столе: $P_1=0$, $P_2=0,5P_{\max}H$; $P_3=P_{\max}H$ (P_{\max} — максимально допустимый вес нагрузки, указанный в технических данных на вибростенд). «Контрольной» нагрузкой является монолитная круглая плита, которая должна быть составной частью вибратора и использоваться при повторных испытаниях стенда. «Контрольную» нагрузку к столу вибратора следует крепить с помощью силоизмерительных ключей; условия крепления должны быть особо оговорены в технической документации или в аттестате на стенд.

При максимально допустимом ускорении (имеется в виду плоская часть амплитудно-частотной характеристики вибростенда) на частотах выше 20 Гц и при максимально допустимом смещении — на частотах ниже 20 Гц. В этом случае определяются максимально возможные точностные и энергетические характеристики стенда.

В местах возможного крепления изделий. Как правило, места крепления расположены по нескольким окружностям, а изделие крепится в трех-пяти точках, расположенных на одной из них. Поэтому точностные характеристики необходимо определять в точках, расположенных на окружностях (три-пять точек на каждой). В зависимости от габаритных размеров стола, степени использования его площади и рабочего диапазона частот стенда допускается определение характеристик только в точках, расположенных на окружности наибольшего радиуса. В этом случае получаем информацию о максимальной величине неравномерности распределения амплитуд колебания в точках, расположенных по окружностям. На одной из окружностей должна быть выбрана и особо оговорена «контрольная» точка.

Установку измерительных вибропреобразователей (ИВП) производят в точках крепления или в непосредственной близости от них с помощью клея «циакрин» или с помощью силоизмерительных ключей, если вибропреобразователь имеет резьбовое крепление. Допускается использование других типов клеев. Однако при всех случаях установки ИВП необходимо обеспечить следующие условия: плоскостность поверхностей ИВП и места крепления не ниже класса 6; жесткость сочленения ИВП с поверхностью крепления не менее 500 Н/см^2 (на разрыв); толщина клея не более нескольких микрометров, угол

наклона оси ИВП к оси действия силы не более $3-5^\circ$; клей должен сохранять свои прочностные свойства при температуре до $+50^\circ\text{C}$.

Шаг изменения частоты возбуждения вибростенда выбирается таким образом, чтобы можно было проследить все особенности колебательного процесса: неравномерность АЧХ, спектральный состав, нелинейные искажения и неравномерность распределения амплитуды колебаний в точках, расположенных по окружности.

С целью выявления изменения параметров колебательного процесса, вызванных инерционными моментами, определяют характеристики стенда при смещении центра тяжести нагрузки от линии действия толкающей силы (от центра стола) на $3-10$ мм и более в зависимости от мощности вибратора.

При снятии характеристик поддерживается постоянным максимально допустимое ускорение (на низких частотах — смещение) и фиксируется напряжение на входе подвижной катушки (ток в катушке) или наоборот. При этом во избежание порчи элементов стенда нельзя превышать максимально возможные эксплуатационные параметры стенда (в первом случае — ток или напряжение в катушке; во втором случае — ускорение или смещение на резонансных частотах). В любом из этих случаев необходимо снижать уровень возбуждения и при обработке результатов измерения вводить соответствующие поправки.

Спектральная характеристика ускорения (частотный и амплитудный спектры) в рабочем диапазоне частот снимается одновременно с АЧХ стенда в исследуемой точке. При этом используется анализатор гармоник. При снятии спектральной характеристики следует особое внимание уделять выявлению частотных областей с повышенным уровнем высших гармоник (более $10-20\%$). Коэффициент нелинейных искажений определяется либо по результатам измерений спектрального состава ускорения, либо с помощью измерителя нелинейных искажений.

Поперечные составляющие ускорения определяют в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Измерительные вибропреобразователи устанавливаются в тех же точках. Особо надо обращать внимание на выявление частотных областей с повышенным уровнем поперечных составляющих (более 20% от уровня колебаний в осевом направлении).

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕННОЙ СТАБИЛЬНОСТИ РАБОТЫ СТЕНДА

Установить в контрольной точке стола ИВП, включить измерительную аппаратуру. После прогрева приборов включить вибростенд. Через 15 мин после включения установить необхо-

димый режим (частоту и ускорение). Далее через каждые 15—20 мин измерять ускорение и частоту.

Определение напряженности магнитного поля рассеивания над столом вибратора осуществляется с помощью электромагнитного измерителя типа ИМИ-3 при включенном питании катушек подмагничивания и размагничивания вибратора. Снимается характеристика напряженности магнитного поля по диаметру стола и по высоте над столом.

ТРЕБОВАНИЯ К АППАРАТУРЕ, ИСПОЛЪЗУЕМОЙ ПРИ ОПРЕДЕЛЕНИИ ТОЧНОСТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СТЕНДА

Эти требования диктуются в основном энергетическими и метрологическими характеристиками современных электродинамических стендов и целесообразностью необходимой точности измерения того или иного параметра колебательного процесса.

Аппаратура должна обеспечивать: диапазон измерения ускорения 3—3000 м/с²; диапазон частот $f_n \leq f'_n$; $f_n \geq 3 \cdot f''_n$, где f'_n и f''_n — соответственно нижняя и верхняя рабочие частоты стенда; основная погрешность измерения ускорения синусоидальных колебаний (ИВП + вторичный прибор) не более $\pm 10\%$; коэффициент бокового преобразования (K_b) ИВП не более $\pm 5\%$; погрешность измерения частоты $< 0,3\%$.

Эти требования являются основными. Прочие требования указаны в технической документации на приборы.

Первые два требования обусловлены рабочим диапазоном ускорений, создаваемых современными стендами и необходимостью проведения спектрального анализа ускорений (как правило, спектр состоит из первых трех гармоник). Третье и четвертое требования обусловлены погрешностью рабочей аппаратуры (20% и $K_b = 10—20\%$) и минимально возможной погрешностью образцовых средств (2—5%), используемых в широком диапазоне частот (до 10000 Гц). Кроме того, требование к коэффициенту бокового преобразования ИВП определяется погрешностью измерения поперечных составляющих ускорения из-за наличия поперечной чувствительности ИВП. Максимальная погрешность измерения поперечной составляющей вибрации из-за наличия поперечной чувствительности при $K_b < \pm 5\%$ и величине измеряемой поперечной составляющей, равной 20 и 50% от уровня основной составляющей, не превысит соответственно ± 25 и $\pm 10\%$, что соответствует современным требованиям на испытания изделий.

Требование к точности измерения частоты вызвано необходимостью определения погрешности градуировки частоты задающего генератора вибростенда (обычно 1—2% ± 1 Гц), с одной стороны, и определения неравномерности распреде-

ления амплитуды колебаний по поверхности стола по АЧХ, снятым в различных точках стола в разное время — с другой.

Этим требованиям в основном соответствует аппаратура, изображенная на рис. 2, где показана блок-схема включения приборов, используемых при определении точностных характеристик.

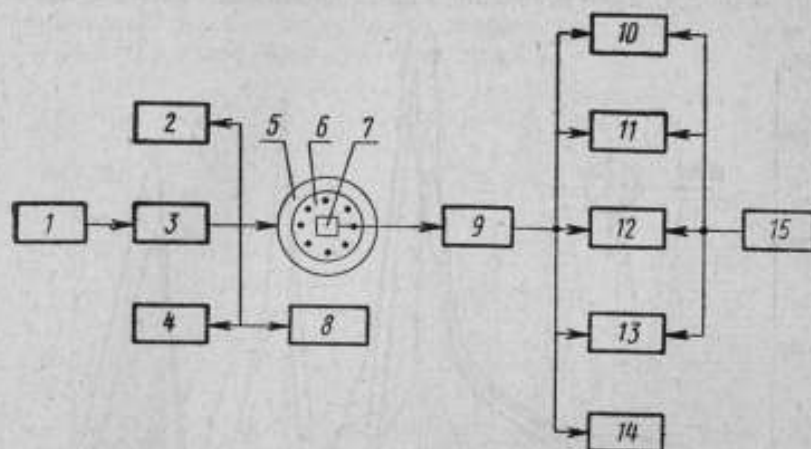


Рис. 2. Блок-схема включения аппаратуры:

1 — задающий генератор стенда; 2, 14 — осциллограф типа С1-18; 3 — усилитель мощности стенда; 4 — частотомер типа Ф-519; 5 — вибратор стенда; 6 — стол вибратора; 7 — измерительный преобразователь типа ИС-313; 8 — вольтметр типа ВЗ-7; 9 — катодный пентод (R_{вх} не менее 20 МОм; C_{вх} = 1000 нФ); 10 — измеритель ускорения ВА-2; 11 — спектрометр типа СКЧ-3; 12 — анализатор гармоник типа С5-3; 13 — измеритель нелинейных искажений типа С6-1А; 15 — стабилизатор напряжения сети.

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ И ФОРМА ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ТОЧНОСТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК

Результаты измерений при снятии характеристик заносятся в таблицу.

Основные формулы, используемые при обработке результатов измерений, следующие:

$$\begin{aligned}
 &1) \ a = \frac{V}{K}; \quad 2) \ Q = \frac{a_p}{a_{пл}}; \\
 &3) \ K_{н.н} = \frac{\sqrt{U_0^2 + U_2^2 + \dots + U_n^2}}{U_1}; \quad 4) \ \theta = \frac{a_{max} - a_{min}}{a_{min}}; \\
 &5) \ a_{XY} = \sqrt{a_X^2 + a_Y^2}; \quad 6) \ a_{min} = \frac{a_{XY}}{a_Z},
 \end{aligned}$$

где a — ускорение; a_Z — ускорение в основном направлении (ось Z); a_X , a_Y — соответственно ускорения поперечных со-

ставляющих по осям X и Y ; a_{XY} — уровень ускорения в поперечном направлении; $a_{\text{поп}}$ — относительный уровень поперечной составляющей ускорения; U — амплитуда колебаний, измеренная с помощью анализатора гармоник; U_1, U_2, \dots, U_n — уровни 1, 2 и n -й гармоник; K — коэффициент преобразования цепи (ИВП + катодный повторитель); Q — коэффициент динамичности; a_p — ускорение на резонансной частоте; $a_{\text{пл}}$ —

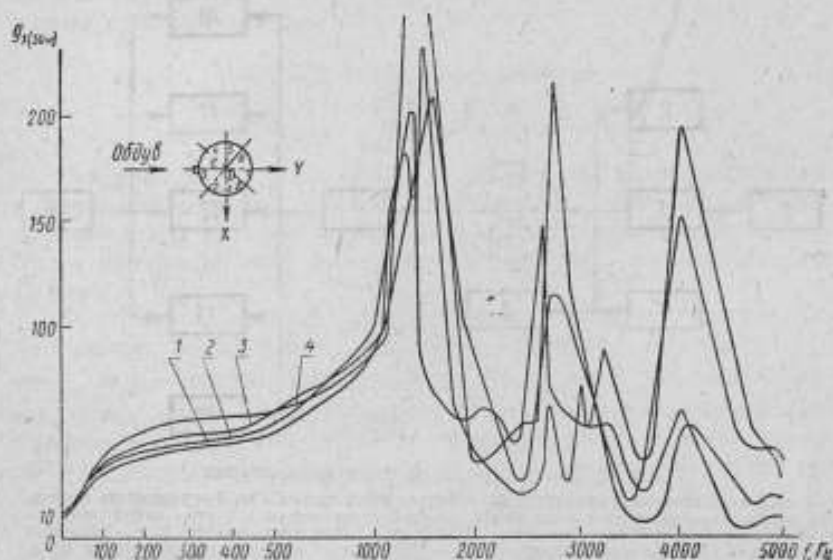


Рис. 3. АЧХ вибростенда в осевом направлении (нагрузка на столе $P = 0$ кг, основная составляющая вибрации — ось Z):

1 — точка № 2; 2 — точка № 4; 3 — точка № 6; 4 — точка № 8

ускорение в плоской части АЧХ; $K_{\text{нл}}$ — коэффициент нелинейных искажений; Θ — неравномерность распределения ускорения по поверхности стола; a_{max} , a_{min} — соответственно максимальное и минимальное ускорения, выявленные из совокупности исследуемых точек на фиксированной частоте.

При обработке результатов измерений необходимо:

1. Данные спектрального анализа выразить в единицах ускорения — метр на секунду в квадрате — по формуле (1) (только величину первой гармоники).

2. Вычислить коэффициент динамичности по формуле (2), коэффициент нелинейных искажений — по формуле (3), уровень поперечной составляющей — по формуле (5).

3. Построить на одном графике семейство кривых АЧХ в осевом направлении (по уровню первой гармоники) для исследуемых точек. В качестве примера на рис. 3 представлено семейство кривых АЧХ вибростенда ВЭДС-400 при $P=0$ кг.

По семейству кривых АЧХ определить Θ по формуле (4) и построить зависимость $\Theta = f(\omega)$.

4. Построить семейство кривых $K_{н.н} = f(\omega)$ в осевом направлении.

5. Для каждой точки построить графики АЧХ в осевом и поперечном направлениях и вычислить по формуле (5) относительный уровень поперечных составляющих (учитывать уровни $\geq 20\%$). Далее на одном графике построить зависимость $a_{\text{пол}} = f(\omega)$ для исследованных точек.

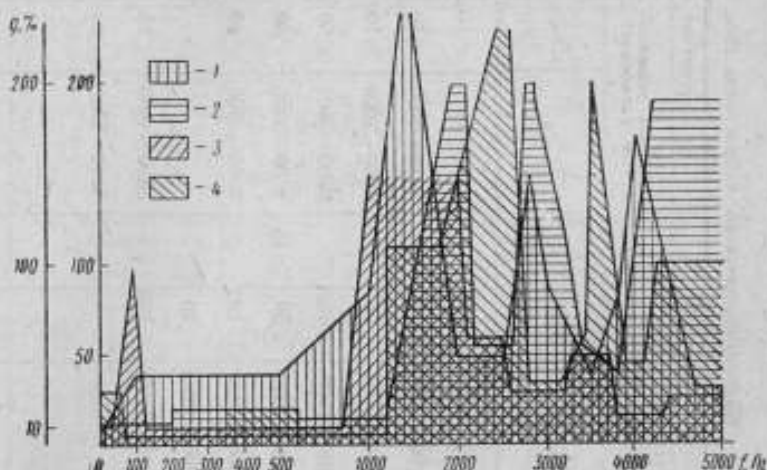


Рис. 4. Обобщенный график точностных характеристик вибростенда (нагрузка на столе $P = 0$ кг):

1 — амплитудно-частотная характеристика ускорения; 2 — неравномерность ускорения на поверхности стола $\theta = \frac{a_{\text{max}} - a_{\text{min}}}{a_{\text{min}}} \cdot 10\%$; 3 — уровень боковых составляющих от величины основной составляющей ускорения; 4 — коэффициент основной составляющей ускорения, %.

6. В соответствии с пп. 3, 4 и 5 построить обобщенный график (пример приведен на рис. 4) и сводную таблицу (табл. 2) точностных характеристик по максимальным значениям искажений из всех точек. На обобщенном графике и в сводной таблице необходимо выделить частотные области с повышенными значениями искажений, а именно:

а) резонансные области (области, в не частоты, так как на одной и той же частоте в одной точке может быть резонанс, а в другой его нет или наблюдается антирезонанс);

б) с повышенными значениями нелинейных искажений ($\geq 10\%$);

в) с повышенным уровнем поперечных составляющих ($\geq 20\%$);

Сводная таблица точностных характеристик электродинамического вибростенда типа ВЭДС-400А

Режим работы вибростенда $V_K=50$ В	Вертикальные колебания (ось Z)				Поперечные колебания (оси X, Y)				Мест. макс. перемещ. на ст. вибростенда		
	Резонансы		Кларификатор ускорения		Неоднородность ускорения на столе		Уровни ускорения (1-я гармоника)			Кларификатор ускорения	
	$f, Гц$	Q	$f, Гц$	$K_{пл}, \%$	$f, Гц$	$\phi, \%$	$f, Гц$	$\frac{a_{X,Y}}{a_Z}, \%$		$f, Гц$	$K_{пл}, \%$
40	$1400 \pm 10\%$	6	< 70	< 30	20—200	< 10	100 ± 10	< 100	50 ± 10	< 300	
	$2800 \pm 10\%$	5	70—350	5	200—500	< 40	110—1000	< 10	60—350	< 40	
	$3300 \pm 10\%$	1,5	350—600	< 20	500—1200	< 15	1000—2000	> 100	350—500	< 500	
	$4000 \pm 10\%$	3,0	600—1200	5	1200—2000	< 100	2000—2500	< 60	500—1000	< 50	
Нагрузка на столе $P=0$ кПа			1200—1800	< 100	26,0—3200	> 100	2300—3200	< 30	1000—2000	< 30	
			$2500 \pm 10\%$	< 300	3200—3800	< 80	3200—3800	< 50	2000—3000	< 80	
			$3000 \pm 8\%$	< 30	3800—5000	> 100	3800—4400	< 15	3000—4000	< 40	
			$3500 \pm 10\%$	< 200			4400—5000	< 25	4000—5000	< 100	
		$4000 \pm 5\%$	< 50								
		$4500 \pm 10\%$	< 100								

Режим работы на станке V _K = 50 В	Вертикальные колебания (ось Z)				Поперечные колебания (оси X, Y)				Напряженность поля над столом, ед		
	Резонансы		Классификатор ускорения		Неравномерность ускорения на столе		Уровни ускорения (в % гармоника)			Классификатор ускорения	
	f, Гц	Q	f, Гц	K _{н.д.} , %	f, Гц	ε, %	f, Гц	ε, %		f, Гц	K _{н.д.} , %
Число пиков	f, Гц	Q	f, Гц	K _{н.д.} , %	ε, %	f, Гц	ε, %	f, Гц	K _{н.д.} , %		
Нагрузка на столе P = 90 кг	4	100	1,5	< 40	< 30	20-450	< 25	100-400	20-500	< 15	
		600	500	40-400	5	450-600	70	600-1800	500-900	< 100	
		1200	8	400-600	20	600-800	100	1800-3000	900-3600	< 200	
		2200		750 ± 5%	100	800-2000	1000	3000-4200	3600-4000	< 100	
		3000		1000-1200	60	2000-5000	100	4200-5000	4000-5000	5	
		3700		1200-2000	200						
				2200-3000	100						
				3000-3500	70						
				3000-4000	150						
				4000-5000	< 150						
Нагрузка на столе P = 90 кг (асимметрия)	4	100	2	20-500	< 10	20 ± 60	< 5				
		600	2	500-1000	20	80 ± 10%	150%				
		1200	2	1000-4300	100	200 ± 20%	80				
		2200	30	4300-5000	< 10	240-450	50				
		3000	2,5			450-700	200				
		3700	2,5			700-1600	40				
						1600-2100	10				
						2200 ± 5%	100				
						2400-3200	250				
						3200-5000	100				

г) значительной неравномерности распределения ускорения в точках стола ($\geq 20\%$).

7. Для контрольной точки составить таблицу, аналогичную табл. 1, действительных данных, полученных при испытании стэнда.

8. Вышеизложенной процедуре (п. 1—7) подвергнуть все исследуемые на столе нагрузки.

9. Построить зависимости ускорения и частоты от времени и распределения магнитного поля рассеивания над столом по диаметру стола и высоте над столом.

ОБЪЕМ ПРОВЕРОК

В зависимости от целей, стоящих перед испытаниями, можно рекомендовать следующий объем проверок:

1. Государственные испытания — полный объем испытаний.

2. Аттестация стэндов — полный объем испытаний.

3. Контрольные испытания:

полный объем испытаний отдельных блоков стэнда; определение точностных характеристик стэнда для точек, расположенных на окружности наибольшего диаметра, при $P=0$ и $P=P_{\max}$ в диапазоне частот до первого высокочастотного резонанса.

4. Прием-сдаточные испытания:

испытание электронного привода в комплексе, подключенного к эквиваленту нагрузки («Автомат» и блок подмагничивания испытываются отдельно);

определение точностных характеристик стэнда для контрольной точки при $P=0$ и $P=P_{\max}$ в диапазоне частот, в котором завод-изготовитель гарантирует точностные характеристики стэнда.

5. В процессе повторных проверок (стэнд ранее подвергался аттестации или государственным испытаниям);

а) при эксплуатации;

полный объем испытаний отдельных блоков стэнда (допускается исключать испытания на климатические воздействия) не реже одного раза в год;

определение точностных характеристик стэнда для контрольной точки при $P=0$ и $P=P_{\max}$ в диапазоне частот до первого высокочастотного резонанса не реже одного раза в четыре месяца;

оценка искажений в зонах с повышенными значениями этих искажений — не реже одного раза в год;

б) при выпуске из ремонта:

проверка блока, подвергавшегося ремонту;

определение точностных характеристик стэнда для контрольной точки при $P=0$ в диапазоне частот до первого высо-

кочастотного резонанса (если ремонт был произведен без снятия основных элементов вибратора);

определение точностных характеристик стенда для точек, расположенных на окружности наибольшего диаметра при $P=0$ и $P=P_{\max}$ в диапазоне частот до первого высокочастотного резонанса (если вибратор разбирался).

Допускается просто проверка зон с повышенными искажениями. Необходимо отметить, что под первым высокочастотным резонансом понимается частота собственного резонанса одного из основных элементов подвижной системы вибратора (как правило, это резонанс катушки или стола). При контрольных, приемо-сдаточных и повторных испытаниях рекомендуется определять точностные характеристики в диапазоне частот до первого высокочастотного резонанса по следующим причинам. Во-первых, на частотах выше частоты этого резонанса, как показала практика испытаний вибростендов, искажения достигают очень большой величины (более 100%), т. е. теряется смысл определения их как точностных. Во-вторых, на этих частотах элементы подвижной системы вибратора образуют систему с распределенными постоянными, обладающую бесконечным числом степеней свободы. Это обстоятельство невыгодно отличается своей нерегулярностью, в результате чего точностные характеристики для точки стола становятся непостоянными. Даже незначительное ослабление крепежных винтов ведет к изменению точностных характеристик в данной точке стола. Теряется смысл контрольной точки. Однако надо сказать, что несмотря на это, как показал опыт аттестации вибростендов, картина обобщенных точностных характеристик (обобщенный график) остается относительно постоянной: резонансные области и области с повышенными значениями искажений для данного стенда изменяются по частоте не более чем на 10—20%, а по уровню искажений — до 50%, для данного типа стендов при условии изготовления элементов подвижной системы из материалов одних и тех же марок по частоте не более чем на 20—30%, по уровню — до 50% и более.

В связи с этим перед отечественными конструкторами ставится серьезная задача расширения эффективного рабочего диапазона частот, в котором гарантируется стабильность точностных характеристик в контрольной точке и снижения уровня искажений по меньшей мере до 50%. У лучших зарубежных стендов (например, стенд типа VP-100 фирмы «Дирритрон») первый высокочастотный резонанс лежит в районе 3500—4000 Гц, у отечественных стендов типа ВЭДС-200, ВЭДС-400, ВЭДС-800 — в районе 1200—2000 Гц.

ДОПУСКИ НА ТОЧНОСТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СТЕНДА

Указанные ниже допуски являются ориентировочными и подлежат уточнению, даны без учета погрешности измерительных приборов.

1. В контрольной точке: по ускорению не более 10—20%; по частоте не более $\pm 5\%$; по уровню нелинейных искажений не более 10—20%; по уровню поперечных составляющих не более 20—30%.

2. Частотные области с повышенными значениями искажений: по уровню искажений не более 20%; по частоте не более 10%.

ЛИТЕРАТУРА

1. Буловский П. И., Идельсон Э. М. Испытания авиационных приборов. М., «Машиностроение», 1966.
2. Американский стандарт S 2.5—62. «Определение характеристик вибростендов».
3. Манохин А. Е. Экспериментальное исследование метрологических характеристик электродинамических испытательных вибростендов. В сб.: «Вибрационная техника», ч. 2. М., изд. ДНТП им. Дзержинского, 1970.
4. Манохин А. Е. Экспериментальное исследование метрологических характеристик электромеханических испытательных вибростендов. Экспресс-информация, вып. 52. М., Изд-во стандартов, 1970.
5. Случайные колебания. Пер. с англ., под ред. С. Кренделла. М., «Мир», 1967.
6. Манохин А. Е. К работе электродинамического вибратора на высоких частотах. В сб.: «Вибрационная техника». М., изд. ДНТП им. Дзержинского, 1971.
7. Манохин А. Е. Инерционные моменты вращения как источник искажений колебаний, создаваемых электродинамическим вибростендом. В сб.: «Вибрационная техника», ч. 2. М., изд. ДНТП им. Дзержинского, 1971.

ДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕНЗОРЕЗИСТОРНЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ СИЛЫ

В связи с интенсивным развитием авиа- и ракетостроения, техники динамических испытаний материалов, с возрастанием степени использования реактивных двигателей для железнодорожного, автомобильного и водного транспорта все большее значение приобретают вопросы измерения силы в динамическом режиме. При этом для более качественной оценки эксплуатационных характеристик как двигателей, так и испытательных машин разработчиков интересует информация о спектральном составе изменяющейся во времени силы в диапазоне частот до единиц, а иногда и до десятков килогерц.

Для измерения силы в настоящее время чаще всего применяют преобразователи с выходным электрическим сигналом. В ряде случаев динамические характеристики преобразователей в значительной степени определяют динамические характеристики всей силоизмерительной системы.

На сегодняшний день преимущественное распространение получили два типа преобразователей: тензорезисторные и вибрационно-частотные. Динамические характеристики вибрационно-частотных преобразователей рассмотрены в работах [1, 2]. В предлагаемой статье рассмотрены динамические характеристики тензорезисторных преобразователей.

Формы упругих элементов существующих в СССР и за рубежом тензорезисторных преобразователей отличаются большим разнообразием: столбиковая, рамочная, мембранная, консольная и пр., при этом упругие элементы чаще всего работают на сжатие и изгиб. Наиболее распространены простейшие — столбиковые упругие элементы, работающие на сжатие. Зависимости, полученные для таких элементов, могут быть в значительной степени распространены и на упругие элементы иной формы, работающие на сжатие.

Тензорезисторные преобразователи силы имеют линейную статическую характеристику. Их упругие элементы работают на линейном участке кривой Гука (напряжение — деформация). В силу этого рассматриваемые преобразователи можно в первом приближении считать линейными звеньями.

Вопросам теоретического и экспериментального определения динамических характеристик линейных тензорезисторных столбиковых преобразователей силы посвящена настоящая работа.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК

На динамические характеристики преобразователя, помимо упругого элемента, могут оказывать влияние наклеиваемые резисторы и корпус преобразователя вместе с деталями крепления. В [3] показано, что при скачкообразном воздействии время нарастания сигнала наклеиваемых на металл тензорезисторов t_n определяется из выражения

$$t_n = 0,5 \text{ мкс} + 0,8 \frac{L}{a}, \quad (1)$$

где L — база тензорезистора; a — скорость распространения продольных упругих волн в металле.

Задаваясь наибольшей длиной базы известных отечественных и зарубежных тензорезисторов для преобразователей силы $L=300$ мм [4] и принимая для стали $a=5 \cdot 10^6$ мм/с, получаем $t_n \approx 0,55$ мкс. Отсюда следует, что в интересующем нас диапазоне частот наклеиваемые тензорезисторы практически безынерционны.

Форма и масса корпусов преобразователей могут быть различными в зависимости от конструкции упругого элемента и способа крепления основания преобразователя к фундаменту. Однако для известных типов преобразователей сжатия характерным является следующее:

1. Практически вся масса корпуса сосредоточена в его опорном основании, жестко крепящемся к фундаменту или основанию машины (стенда) и воспринимающем нагрузку от упругого элемента.

2. Жесткость опорного основания корпуса несоизмеримо больше жесткости упругого элемента и в большинстве случаев соизмерима с жесткостью фундамента или основания машины.

Вследствие этого при определении динамических характеристик преобразователей влиянием корпуса преобразователя можно пренебречь.

В результате передаточная функция преобразователя $W(p)$ может быть представлена в виде

$$W(p) = k W_y(p), \quad (2)$$

где k — статический коэффициент преобразования изменения длины базы продольного резистора упругого элемента в напряжение разбаланса моста резисторов; $W_y(p)$ — передаточная функция преобразования внешней силы, действующей на упругий элемент, в изменение длины участка упругого элемента, соответствующего базе продольного резистора.

Следовательно, задача по определению передаточной функции преобразователя сводится к определению $W_y(p)$.

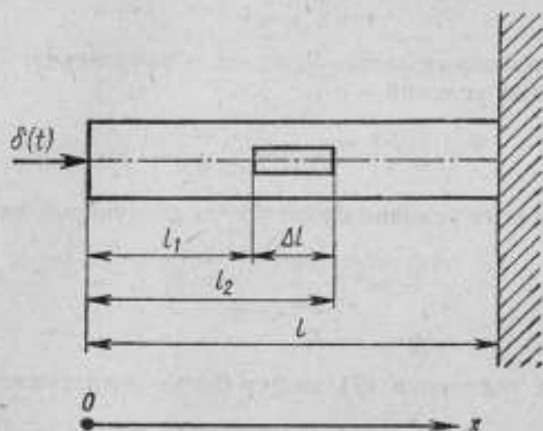


Рис. 1. Схема для определения передаточной функции.

Одним из возможных методов ее определения является анализ деформации стержня при приложении к нему единичного импульса силы $\delta(t)$. Расчетная схема приведена на рис. 1. Колебания стержня описываются волновым дифференциальным уравнением

$$\mu \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} + h \frac{\partial y}{\partial t} = ES \frac{\partial^2 y}{\partial x^2}, \quad (3)$$

где y — смещение в точке с координатой x в момент времени t ; μ — масса единицы длины стержня; h — коэффициент демпфирования на единицу длины стержня; E — модуль Юнга; S — площадь поперечного сечения стержня.

Разделив обе части уравнения на μ , получим

$$\frac{\partial^2 y}{\partial t^2} + 2\delta \frac{\partial y}{\partial t} = a^2 \frac{\partial^2 y}{\partial x^2}, \quad (4)$$

где $\delta = \frac{h}{2\mu}$ — коэффициент затухания; a — скорость распространения звука в металле упругого элемента.

Граничные условия:

$$\left. \begin{aligned} -ES \left(\frac{\partial y}{\partial x} \right)_{x=0} &= \delta(t); \\ (y)_{x=l} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Начальные условия:

$$\left. \begin{aligned} (y)_{t=0} &= 0; \\ (\dot{y})_{t=0} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Применим преобразование Лапласа к выражению (4) с учетом начальных условий

$$(p^2 + 2\delta p) \bar{y} = a^2 \frac{d^2 \bar{y}}{dx^2}. \quad (7)$$

Тогда граничные условия будут иметь следующий вид:

$$\left. \begin{aligned} -\mu a^2 \left(\frac{d \bar{y}}{dx} \right)_{x=0} &= 1; \\ (\bar{y})_{x=l} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Решение уравнения (7) может быть представлено в виде

$$\bar{y} = C_1 e^{\lambda x} + C_2 e^{-\lambda x},$$

$$\text{где } \lambda = \frac{\sqrt{p^2 + 2\delta p}}{a}. \quad (9)$$

Подставив формулу (9) в выражение (8), получим

$$\left. \begin{aligned} \lambda C_1 - \lambda C_2 &= -\frac{1}{\mu a^2}; \\ C_1 e^{\lambda l} + C_2 e^{-\lambda l} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Определив из уравнений (10) значения C_1 и C_2 , находим

$$\bar{y} = \frac{\text{sh } \lambda(l-x)}{\mu a^2 \lambda \text{ch } \lambda l}. \quad (11)$$

Считая, что резистор наклеен посередине упругого элемента, т. е.

$$l_2 + l_1 = l,$$

и приняв

$$\Delta l = l_2 - l_1,$$

$$a\lambda = \sqrt{p^2 + 2\delta p} \approx p + \delta,$$

получим

$$W_y(p) = \bar{Y}(L_2) - \bar{Y}(L_1) = - \frac{2 \operatorname{ch} \frac{l(p+\delta)}{2a} \operatorname{sh} \frac{\Delta l(p+\delta)}{2a}}{\mu a (p+\delta) \operatorname{ch} \frac{l(p+\delta)}{a}}, \quad (12)$$

Амплитудно-частотную характеристику $A(\omega)$ после тригонометрических преобразований определяют из выражения

$$A^2(\omega) = \left(\frac{l}{ES}\right)^2 \times \frac{\left(\cos^2 \frac{l\omega}{2a} + \operatorname{sh}^2 \frac{l\delta}{2a}\right) \left(\sin^2 \frac{\omega \Delta l}{2a} + \operatorname{sh}^2 \frac{\delta \Delta l}{2a}\right)}{\left[\left(\frac{2l\omega}{az}\right)^2 + \left(\frac{2l\delta}{az}\right)^2\right] \left(\cos^2 \frac{l\omega}{a} + \operatorname{sh}^2 \frac{l\delta}{a}\right)}, \quad (13)$$

где $\omega = \frac{\pi a}{2l}(2\kappa - 1)$ при $\kappa = 1, 2, \dots$ — абсциссы всех резонансных точек.

Зависимость $A(\omega)$ до 24 резонансных точек для случая $\frac{\Delta l}{l} = 0,1$ и $\frac{\delta}{a} = \frac{\delta 2l}{az} = 0,05$ приведена на рис. 2.

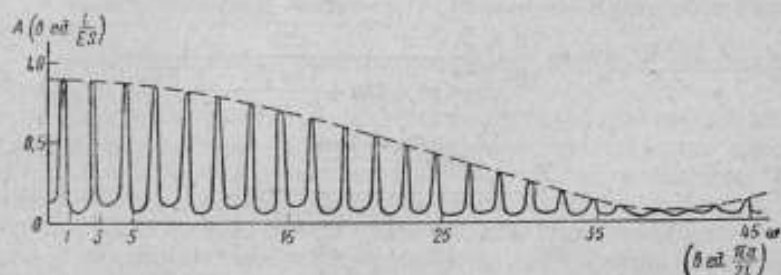


Рис. 2. Амплитудно-частотная характеристика преобразователя.

Пользоваться выражением (13) для определения выходного сигнала при определенном виде входного воздействия весьма неудобно, поскольку обратное преобразование Лапласа от функций, подобных $W_y(p)$, получить очень сложно. Задача значительно упрощается, если выражение (11) разложить на простые дроби. Воспользуемся известной зависимостью [5]

$$f(\lambda) = f(0) + \sum_{-\infty}^{\infty} A_{\kappa} \times \left(\frac{1}{\lambda - \lambda_{\kappa}} + \frac{1}{\lambda_{\kappa}} \right), \quad (14)$$

где A_{κ} — вычеты функции $f(\lambda)$ в полюсах λ_{κ} .

Полюса найдем из условия $\operatorname{ch} \lambda l = 0$, откуда $\frac{\lambda l}{j} = \frac{\pi}{2} (2\kappa + 1)$,
 где $\kappa = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$,

$$\lambda_{\kappa} = \frac{\pi j}{2l} (2\kappa + 1).$$

$$A_{\kappa} = \lim_{\lambda \rightarrow \lambda_{\kappa}} (\lambda - \lambda_{\kappa}) f(\lambda) = \frac{(-1)^{\kappa}}{l} \sin \frac{\pi(l-x)}{2l} (2\kappa + 1).$$

Подставив значения A_{κ} и λ_{κ} в выражение (14), получим

$$f(\lambda) = \frac{2}{l} \sum_{\kappa=1}^{\infty} \cos \frac{\pi x}{2l} (2\kappa - 1) \frac{\lambda}{\lambda^2 + \left[\frac{\pi(2\kappa - 1)}{2l} \right]^2}$$

и

$$\begin{aligned} \bar{y} &= \frac{\operatorname{sh} \lambda (l-x)}{2a^2 \lambda \operatorname{ch} \lambda l} = \frac{2}{l \mu a^2} \times \\ &\times \sum_{\kappa=1}^{\infty} \frac{\cos \frac{\pi}{2} (2\kappa - 1) \frac{x}{l}}{\lambda^2 + \left[\frac{\pi(2\kappa - 1)}{2l} \right]^2}. \end{aligned} \quad (15)$$

Тогда

$$\begin{aligned} W_y(p) &= \frac{2}{l \mu} \left\{ \sum_{\kappa=1}^{\infty} \frac{\cos \frac{(2\kappa - 1) \pi l_2}{2l}}{p^2 + 2\beta p + \left[\frac{a\pi(2\kappa - 1)}{2l} \right]^2} - \right. \\ &\left. - \sum_{\kappa=1}^{\infty} \frac{\cos \frac{(2\kappa - 1) \pi l_1}{2l}}{p^2 + 2\beta p + \left[\frac{a\pi(2\kappa - 1)}{2l} \right]^2} \right\}. \end{aligned} \quad (16)$$

В работе [6] и других источниках показано, что если присоединенная масса M значительно больше массы упругого элемента m , то такую систему можно рассматривать как систему с одной степенью свободы, имеющую коэффициент упругости $\frac{ES}{l}$ и приведенную массу $M + \frac{m}{3}$.

В этом случае для интересующего нас участка упругого элемента, соответствующего базе продольного резистора Δl , коэффициент упругости составит $k = \frac{ES}{\Delta l}$.

Колебания длины этого участка описываются линейным дифференциальным уравнением

$$\left(M + \frac{m}{3} \right) y'' + h y' + \frac{ES}{\Delta l} y = F(t), \quad (17)$$

где h — коэффициент демпфирования.

Передаточная функция преобразования внешней силы $F(t)$, действующей на упругий элемент, в изменение длины участка упругого элемента, соответствующего базе продольного резистора, $W_y(p)$ определится из выражения

$$W_y(p) = \frac{1}{\frac{\left(M + \frac{m}{3}\right) \Delta l}{ES} + \frac{h \Delta l}{ES} p + 1} \quad (18)$$

ОБОСНОВАНИЕ СПОСОБА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ ДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК

В настоящее время известны следующие способы определения динамических характеристик линейных звеньев:

при помощи амплитудно-частотных характеристик;

по реакции на единичный скачок;

по реакции на единичный импульс;

по реакции на воздействие белого шума;

по реакции на воздействие случайного сигнала;

по реакции на «типовой сигнал» [7];

с использованием «эталонной функции» образцового прибора [8];

с использованием пространственной модели «эталонной функции» [9].

Для снятия амплитудно-частотных характеристик на вход преобразователя необходимо подавать синусоидальные сигналы одной и той же амплитуды или разной, но в каждом случае точно известной, в диапазоне частот до десятков килогерц. Создание задатчиков силы в таком диапазоне частот да еще с погрешностью задания порядка $\pm 0,1\%$ или вариацией $0,1\%$ в ближайшие годы представляется нереальным для амплитуд, начиная с сотен килограммов [10]. Практически невыполнимым представляется и создание генераторов единичного импульса силы, случайного сигнала с достаточно широким спектром частот, белого шума и типового сигнала. По этой же причине практически невозможными представляются реализации способов с использованием как «эталонной функции» образцового прибора, так и ее пространственной модели.

Достаточно сложной задачей является и задание скачка известной величины. Значительно проще задать «обратный скачок», т. е. внезапное разгружение преобразователя от известной величины силы до нуля, которое может быть осуществлено, например, путем разрушения хрупкого образца [11].

Теоретически доказано и экспериментально подтверждено [3], что скорость распространения поперечной трещины в хрупком металле в четыре раза меньше скорости распространения

продольных упругих волн в металле, т. е. составляет около $1,25 \cdot 10^6$ мм/с. Поэтому время разрушения хрупкого элемента даже для самых больших усилий составит несколько микросекунд. Такую крутизну фронта спада импульса в интересующем нас диапазоне частот можно признать вполне удовлетворительной.

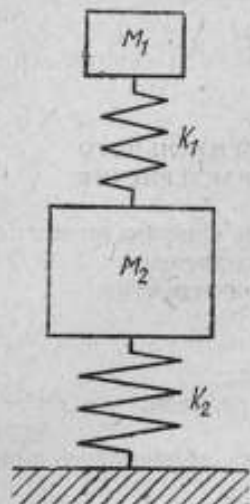


Рис. 3. Схема для определения влияния системы установки на динамическую погрешность преобразователя.

После приложения «обратного скачка» в преобразователе, укрепленном на абсолютно жестком основании, будут происходить свободные колебания. Если же система установки преобразователя не является абсолютно жесткой, происходят свободные колебания системы: преобразователь — система установки. Приближенно оценим условия, при которых система установки не окажет существенного влияния на переходную характеристику. Для упрощения расчетов представим преобразователь и систему крепления в виде двухмассовой системы (рис. 3).

Значения угловых частот ω_1, ω_2 для такой системы определяются из известного выражения [12]

$$\omega_{1,2}^2 = \frac{1}{2M_1M_2} [(M_1K_1 + M_1K_2 + M_2K_1) \pm \sqrt{(M_1K_1 + M_1K_2 + M_2K_1)^2 - 4M_1M_2K_1K_2}]. \quad (19)$$

В реальных измерительных системах

$$M_1 \ll M_2; K_1 \ll K_2. \quad (20)$$

В результате

$$\omega_1 = \sqrt{\frac{K_1}{M_1}}, \quad \omega_2 = \sqrt{\frac{K_2}{M_2}}. \quad (21)$$

Полученное значение ω_1 совпадает со значением угловой частоты этой же модели преобразователя, установленной на абсолютно жестком основании. Так как по переходной характеристике обычно исследуют преобразователь в диапазоне частот ниже ω_1 , до ее экспериментального определения необходимо удостовериться в том, что

$$f_1 \ll f_2; \quad (22)$$

где f_1 и f_2 — соответственно линейные частоты первых форм колебаний упругого элемента датчика и системы установки.

При снятии переходной характеристики преобразователя к точности регистрирующей аппаратуры нецелесообразно предъявлять требования столь же высокие, как к точности приборов для измерения статических сигналов датчика. Переходная характеристика преобразователя однозначно определяет его динамическую погрешность для каждого случая входного воздействия. Погрешность же в определении переходной характеристики вызовет погрешность определения динамической погрешности.

Для практических целей вполне удовлетворительной будет относительная погрешность регистрации, не выходящая за пределы $\pm 10\%$. А это значит, что может быть использована любая осциллографическая аппаратура, подходящая по быстродействию и чувствительности и обеспечивающая запоминающие сигналы.

Собственная частота наиболее безынерционных известных шлейфов не превышает 10 кГц. Вследствие этого для регистрации могут быть использованы лишь электронные осциллографы: или с электронной памятью, или снабженные фотоустановками. Так как максимальный выходной сигнал для известных тензорезисторных датчиков лежит в пределах 6—24 мВ, чувствительность осциллографа должна быть не ниже 16 мм/мВ (для высоты развертки сигнала 100 м). Для осциллографов с меньшей чувствительностью следует использовать промежуточные усилители с полосой пропускания до 1 МГц.

ЛИТЕРАТУРА

1. Регистрирующая аппаратура для вибрационно-частотных датчиков. М., ОНТИприбор, 1967.
2. Вибрационно-частотные преобразователи. М., «Энергия», 1970.
3. Koshiro OI. Transient Response of Bonded Strain Gages. «Experimental Mechanics», 1966, N 9.
4. Глаговский Б. А., Пивен И. Д. Электротензометры сопротивления. М., «Энергия», 1964.
5. Волковецкий П. Н. и др. Сборник задач по теории функций комплексного переменного. М., Физматгиз, 1970.
6. Тимошенко С. П. Колебания в инженерном деле. Изд. 3. М., Машгиз, 1959.
7. Глаговский Б. А., Саргсян И. С. Типовой сигнал — один из видов возмущающих воздействий в системах автоматического регулирования и контрольно-измерительных устройствах. Труды НИИ Автоматики, вып. 8, 1964.
8. Башалнашвили Д. И. Определение динамических характеристик линейных измерительных цепей. «Измерительная техника», 1969, № 10.
9. Васильев И. И., Дробышев Ю. П., Катюк А. Ф. Способ измерения динамических параметров. «Измерительная техника», 1968, № 12.
10. Сенерсен С. В., Гарф М. Э., Козлов К. Г. Машины для испытаний на усталость. М., Машгиз, 1964.
11. Цибил Г. И., Степанов В. П. Способ динамической аттестации датчиков силы. В сб.: «Исследования в области механических и тепловых измерений». Труды СГНИИМ, вып. 1, 1969.
12. Иорш Ю. И. Виброметрия. Измерение вибрации и ударов. Общая теория, методы и приборы. Изд. 2. М., Машгиз, 1963.

ПОГРЕШНОСТИ ОТСЧЕТА ПО ШКАЛЕ СТРЕЛОЧНОГО ПРИБОРА ПРИ НЕПОДВИЖНОМ И ДВИЖУЩЕМСЯ УКАЗАТЕЛЕ

Одной из распространенных операций в практике измерений является отсчет по шкале стрелочного измерительного прибора (СИП) значений измеряемой или задаваемой физической величины. В метрологической практике показания по шкале СИП отсчитывают в тот момент, когда указатель неподвижен относительно нее (статический режим отсчитывания).

В последние годы в связи с разработкой автоматических и полуавтоматических установок для поверки стрелочных приборов возникла необходимость оценить возможности человека выполнять отсчитывание при движущемся указателе (динамический режим отсчитывания). В этом случае создаются предпосылки более объективного сравнения возможностей человека-оператора и автоматики, на основе чего выбирается то или иное конструктивное решение.

В статье описаны результаты экспериментального исследования характера и уровня субъективных погрешностей, возникающих при поверке вторичных показывающих и регистрирующих приборов типа КС-4 (приборы серийно выпускаются промышленностью) для статического и динамического режимов отсчета.

При считывании показаний со шкалы стрелочного прибора оператор должен решить одну из следующих задач:

1. Совместить указатель с отметкой на шкале и определить число, соответствующее этой отметке (наведение на отметку).

2. Определить смещение указателя относительно отметки шкалы.

3. Оценить положение указателя в интервале между двумя смежными отметками (зрительная интерполяция) и выразить

его в виде числа. Характерной особенностью поверки приборов типа КС-4 является то, что показания отсчитываются без интерполяции (при совмещении указателя с отметкой шкалы).

СТАТИЧЕСКИЙ РЕЖИМ ОТСЧИТЫВАНИЯ ПОКАЗАНИЙ

По сравнению с другими видами отсчета, такими как зрительная интерполяция, установка штриха между двумя параллельными штрихами и другими, определение совмещения указателя со штрихом шкалы является более простой операцией, поскольку оператор может воспользоваться видимыми опорными точками — ориентирами для точного выполнения операции. Такими опорными точками являются выступы, образуемые указателем и отметкой шкалы в процессе их совмещения. Человек замечает выступ, когда он составляет в среднем 12—14 мкм. Эта величина характеризует порог сдвига прямой линии [1]. Значение порога можно принять за верхний предел точности совмещения, связанный с возможностями зрительного анализатора человека.

В ряде работ исследовалась точность определения оператором совмещения указателя со штрихом в конкретных условиях. В работе [2] такие данные получены для стрелочного электронизмерительного прибора, применяемого при точных измерениях. Отмечается, что даже при тщательном изготовлении отсчетного устройства субъективная погрешность совмещения указателя с отметкой шкалы составляет 0,02 деления.

Некоторые данные об оценке совмещения указателя с отметкой были получены во Всесоюзном ордена Трудового Красного Знамени научно-исследовательском институте метрологии им. Д. И. Менделеева (ВНИИМ). В качестве экспериментального материала здесь использовали фотокопии фрагментов шкал измерительных приборов для точных измерений (благодаря такому методу погрешность от параллакса исключалась). Фотокопии были выполнены в масштабах 1:1 и 3:1 по отношению к размерам отметок и указателя прибора (ширина отметки — 0,15 мм, указателя — 0,1 мм). Фотокопии представляли собой фрагменты шкал с различным смещением указателя относительно отметок и использовались в эксперименте как тест-объекты. Задавались следующие величины смещения (в % от толщины отметки): 0, 5, 10, 15, 20. Для тест-объектов в масштабе 1:1 это составило 0; 0,075; 0,015; 0,022 и 0,03 мм; для тест-объектов в масштабе 3:1 — 0; 0,022; 0,045; 0,067 и 0,09 мм.

Тест-объекты в случайном порядке предъявлялись группе поверителей (12 человек) по два раза каждый. Результаты представлены в табл. 1.

Из таблицы видно, что с увеличением сдвига указателя относительно отметки и масштаба тест-объекта количество лож-

ных суждений уменьшается, причем наиболее резко в области между 5 и 10% смещения (соответственно при масштабе 1:1 между 0,075 и 0,015 мм; при масштабе 3:1 — между 0,022 и 0,045 мм).

На величину субъективной погрешности отсчета существенное влияние оказывает конструкция указателя, наличие устройств для уменьшения параллакса [3]. В этой связи погрешность отсчитывания изучалась для указателей пяти вариантов, предназначенных для использования в приборах типа КС-4. В табл. 2 приведены основные характеристики указателей, а на рис. 1 их фотография.

Таблица 1

Масштаб	Количество ложных суждений, %, при смещении, % от толщины отметки				
	0	5	10	15	20
1:1	98,5	82,7	33	4,2	2,0
3:1	99,3	48,5	0	0	0

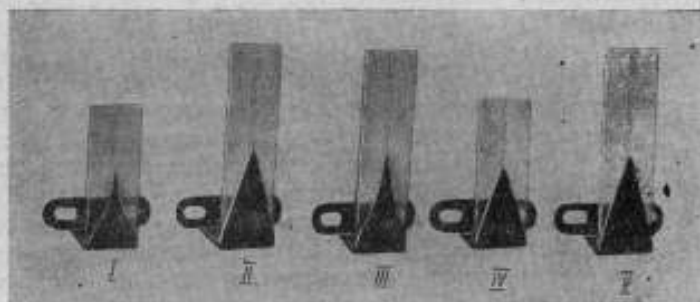


Рис. 1. Типы стрелок, использованные в эксперименте:

I — штрихи черного цвета одинаковой длины; штрих на задней плоскости заканчивается красной точкой; *II* — штрихи красного цвета разной длины (на задней плоскости штрих короче); *III* — штрихи красного цвета одинаковой длины; *IV* — штрихи укороченные одинаковой длины красного цвета; *V* — штрихи красного цвета одинаковой длины

Исследование проводилось на установке, кинематическая схема которой приведена на рис. 2.

Установка представляла собой подвижную станину, соединенную с микровинтом (цена деления 0,005 мм). Шкала прибора крепилась на неподвижной части установки. Стрелку, закрепленную на неподвижной станине, можно было при помощи микровинта перемещать вдоль шкалы. Шкала освещалась лампами дневного света. Источники света располагались сверху и сзади оператора и равномерно освещали шкалу. Осве-

ценность шкалы 500 лк ($\pm 10\%$), что соответствует норме искусственного освещения на рабочих местах сборочных цехов предприятий точного приборостроения. Расстояние от оператора до шкалы 300—350 мм. В эксперименте принимало участие шесть операторов, имеющих опыт считывания со шкал стрелочных измерительных приборов. Все операторы имели нормальное или скорректированное к нормальному зрение.

Таблица 2

Тип стрелки указателя	Ширина штрихов, мм	Материал стрелки	Толщина пластины, мм	Примечание
I	0,1	Органическое стекло	2,7	Ширина обоих штрихов одинакова, разрывов нет
II	0,15	То же	2,9	Ширина наружного штриха 0,15 мм, внутреннего 0,2 мм; ширина штриха неравномерна
III	0,15	»	2,8	Ширина обоих штрихов одинакова
IV	0,15	Оптическое стекло	2,3	В рабочей части штрихов есть небольшие утолщения
V	0,20	То же	2,8	Наружный штрих шире внутреннего, утолщение в нижней части штриха

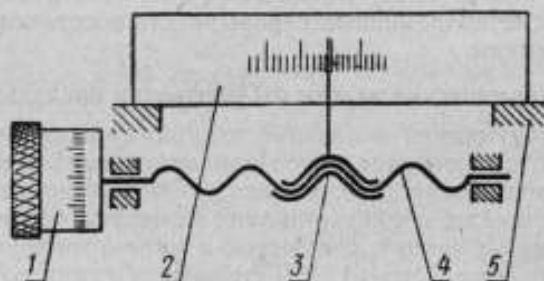


Рис. 2. Схема установки для исследования субъективной ошибки при определении совмещения стрелки со штрихом в статическом режиме:

1 — микровинт; 2 — шкала прибора типа КС-4; 3 — стрелка; 4 — подвижная станция; 5 — неподвижная станция

Порядок проведения работы. По шкале прибора типа КС-4 с помощью микровинта экспериментатор устанавливал указатель в определенное положение относительно отметки. Задача оператора заключалась в том, чтобы определить, совмещен ли

указатель с отметкой. Отметки шкалы предъявлялись оператору в случайном порядке с интервалом 0,02 мм. Все операторы уверенно различали их. Операторы осуществляли отсчет при неподвижном указателе. Их ответы заносились в протокол. В среднем каждый оператор сделал по 350 отсчетов.

Обработка результатов исследования. Вычисляли среднее арифметическое значение погрешности отсчета (\bar{X}) и эмпирическое среднее квадратическое отклонение от среднего (S). По \bar{X} и S были рассчитаны границы поля допуска t_1 и t_2 :

$$t_1 = \bar{X} - lS, \quad t_2 = \bar{X} + lS,$$

где l — коэффициент, значение которого приведено в табл. 7 работы [4]. Поле допуска определялось для 90% всех результатов (1—2) β, надежность принималась равной 0,9 ($P=0,9$).

Анализ полученных данных позволяет сделать следующие выводы:

1. Наименьшая субъективная погрешность при совмещении указателя с отметкой шкалы в статическом режиме для приборов типа КС-4 получена при работе с указателем типа IV, выполненном на оптическом стекле. В этом случае $\bar{X}_{IV} = -0,01$ мм; $S_{IV} = 0,035$ мм.

2. Удовлетворительные результаты получены при работе с указателем типа III: $\bar{X}_{III} = 0,05$ мм и $S_{III} = 0,036$ мм.

3. Кроме того, все операторы, принимавшие участие в эксперименте, указывали на относительную трудность работы со стрелками исследуемых типов. Во время опыта им требовалось 2—3 кратковременных перерыва для восстановления работоспособности.

Динамический режим отсчитывания показаний

При отсчитывании показаний в динамическом режиме задача оператора сводится к последовательному определению моментов совпадения движущегося указателя с отметками неподвижной шкалы и фиксации этих моментов (например, путем нажатия на кнопку, связанную с малоинерционным регистрирующим устройством). Деятельность данного рода является разновидностью сенсомоторных реакций — реакцией на движущийся объект (РДО)*.

РДО широко исследовалась, поэтому многие закономерности и особенности ее протекания известны. Так, в [5] установлено, что для прослеживания необходимо некоторое определенное время, и если движущийся объект находится в поле зрения меньше этого времени (0,15 с), то прослеживание невозможно. С другой стороны, если движущийся объект все время

* Простая сенсомоторная реакция — немедленный ответ оператора на появление сигнала; реакция на движущийся объект (РДО) — ответ оператора при прохождении объектом определенной цели (штриха, точки и т. п.).

находится в поле зрения, условия для прослеживания становятся благоприятными. Чтобы включиться в прослеживание, система прослеживания затрачивает некоторое время на подготовку и, как показывают записи движений глаз, это время оказывается равным приблизительно 0,1—0,2, и чаще 0,15—0,17 с.

Время РДО* зависит от многих факторов — от времени предшествующего наблюдения за сигналом, от скорости перемещения сигнала, от вида движения (круговое, вертикальное, горизонтальное и др.). Н. В. Зимкиным [6] было установлено, что при появлении раздражителя в поле зрения больше, чем за 1—3 с от момента реагирования, ошибка в большинстве случаев не выходит за пределы $\pm 0,05$ с, а в 20—25% случаев — за пределы $\pm 0,01$ с и меньше. Причем, чем меньше время предшествования, тем быстрее реакция. Реакция оператора при этом протекает по типу простой сенсомоторной реакции [7].

Реакция на движущийся объект является весьма сложным навыком, который образуется на основе оценки скорости движения объекта и определения величины соответствующего предшествования.

Зависимость между точностью РДО и скоростью перемещения сигнала исследовалась и описана в ряде работ [8—10]. Так, В. В. Чебышева на основании результатов исследования пришла к выводу, что при больших скоростях движения объекта (например, 2 м/с при расстоянии, равном 1 м) возможно точное реагирование оператора. Выработать реагирование на быстро движущийся объект легко с помощью тренировок.

С. А. Паужайте [9] исследовано влияние различной скорости перемещения указателя (30, 60, 75, 250 мм/с и более) на точность РДО. Было установлено, что с возрастанием скорости уменьшается количество ошибочных реакций и повышается их точность. Для операторов, принимавших участие в эксперименте, скорость 60 мм/с оказалась наиболее удобной. Высокие скорости зрительных раздражителей воспринимаются точнее, чем медленные, что можно объяснить большой частотой движений глаз**.

Кроме того, в этом исследовании было выявлено влияние формы шкалы на точность реакции. Исследовались круговая, дуговая, прямолинейная (горизонтальная и вертикальная) шкалы. Наиболее точными реакциями на движущийся объект оказались реакции при круговой шкале и наименее точными —

* Время РДО — интервал времени, включающий латентный (с момента обнаружения объекта до момента реагирования оператора) период реакции и время, затраченное оператором на ответ. Иногда в литературе этот термин используют для обозначения величины РДО.

** Подробная характеристика фиксационных движений глаз приведена в [11].

при вертикальной прямолинейной шкале. Количество точных реакций при круговой шкале в 1,5—2 раза превышает количество их при других шкалах. Круговая и горизонтальная шкалы обеспечивают более благоприятные условия для прослеживания. Это подтверждается и данными исследования, проведенного Ю. Б. Гиппенрейтер и В. А. Уразаевой [12]. Они установили, что движения глаз по горизонтали более плавные и равномерные, чем по вертикали.

По данным Б. Ф. Ломова, приведенным в [13], П. Я. Нурдыгин подробно изучал считывание со стрелочного индикатора при различных угловых скоростях движения стрелки (от 0 до 561 град/с). Для оценки работы оператора использовались три показателя: латентный период речевой реакции, процент точных ответов от общего числа ответов, процент ответов с допустимой погрешностью от общего числа ответов.

Индикатор с движущейся стрелкой предъявлялся в условиях ограниченной экспозиции (0,3 с). В табл. 3 частично приведены результаты этой работы.

Таблица 3

Показатели работы оператора	Изменение показателей работы оператора при изменении скорости движения стрелки, град/с							
	0	57	93	108	167	216	280	360
Латентный период речевой реакции, с	1,36	1,34	1,30	1,30	1,27	1,03	1,13	1,26
Количество точных ответов, %	56	48	50	40	35	30	16	21
Количество ответов с допустимой погрешностью, %	93	98	96	96	98	95	95	93

Из приведенных данных следует, что при увеличении угловой скорости процент точных ответов заметно снижается. Латентный период речевой реакции изменяется незначительно.

Во всех вышеописанных исследованиях скорость движущегося объекта на протяжении опыта оставалась постоянной.

В работе [14] изучалась погрешность отсчета оператора в условиях, максимально приближенных к реальным, при непрерывно изменяющихся показаниях прибора. Исследовалась точность РДО при малых скоростях движения указателя — от 1,2 до 19,2 мм/с. В исследовании принимали участие два оператора. В каждой ситуации на каждой скорости операторы осуществляли по 20 отсчетов.

Результаты эксперимента показали, что при увеличении скорости движения объекта время запаздывания уменьшается, однако это уменьшение не пропорционально изменению

скорости, а значительно отстает от нее. Субъективная погрешность отсчета непрерывно растет с увеличением скорости, достигая весьма больших значений. При скорости 19,2 мм/с среднее арифметическое значение погрешности составило 2,4 мкм при $\sigma = 1$ мкм (σ — среднее квадратическое отклонение субъективной погрешности отсчета).

На основании полученных результатов в работе сделан вывод о том, что при больших скоростях изменения показаний

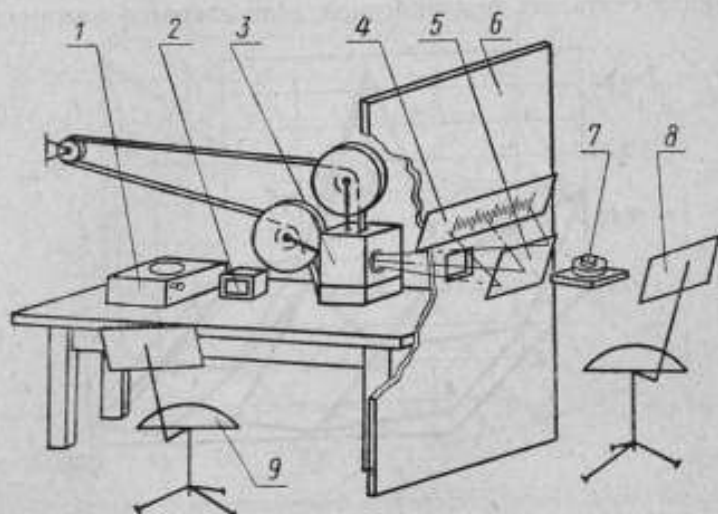


Рис. 3. Схема установки для исследования субъективной ошибки совмещения стрелки со штрихом в динамическом режиме:

1 — электросекундомер; 2 — сигнальная лампочка; 3 — кинопроектор «Украина»; 4 — экран для демонстрации тест-фильмов; 5 — отклоняющее зеркало; 6 — перегородка; 7 — кнопка; 8 — кресло оператора; 9 — кресло экспериментатора.

инструментальные и прочие погрешности многих приборов малы по сравнению с субъективной погрешностью отсчитывания.

Таким образом, субъективная погрешность при отсчитывании показаний приборов в динамическом режиме (особенно при больших скоростях изменения показаний) является существенной суммарной погрешностью результата измерений.

Анализ опубликованных работ, посвященных изучению РДО, показал, что во всех проведенных экспериментах указатель перемещается плавно и скорость его в течение одной серии неизменна. Вместе с тем в приборах типа КС-4 указатель движется вдоль шкалы скачками. Форма и длительность скачков, время между ними еще недостаточно изучены.

Методика исследования. Движение стрелки вдоль шкалы прибора имитировалось с помощью специальной проекционной установки (рис. 3). Шкала прибора и движущийся вдоль нее

указатель предъявлялись оператору на экране. Оператор нажимал на кнопку в тот момент, когда, по его мнению, стрелка совмещалась со штрихом.

Различные длительности скачков и интервалы между ними создавались с помощью комплекта тест-фильмов. Для регистрации характера реакции оператора (запаздывание, опережение) и объективной фиксации момента совмещения было разработано приспособление, которым оснащалась установка. Реакция считалась безошибочной, если оператор нажимал на

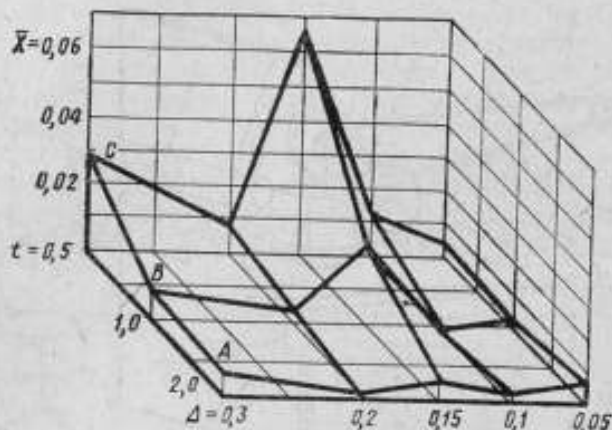


Рис. 4. График зависимости среднего значения средней арифметической погрешности (\bar{X} , мм) от величины скачка стрелки (Δ , мм) и интервала между скачками (t , с).

кнопку в середине интервала между скачками, в течение которого стрелка и штрих были совмещены. Погрешность регистрации момента совмещения, соответствующая середине релевантного интервала, не более 10 мс. В эксперименте задавались скачки 0,3; 0,2; 0,15; 0,10 и 0,05 мм и интервалы времени между ними 2; 1 и 0,5 с. Шкала прибора типа КС-4 линейная, горизонтальная.

Основные результаты, их обсуждение и выводы. В результате экспериментального исследования было установлено:

1. Максимальную ошибку операторы допускают при работе со скачком 0,15 мм и интервалом времени между скачками — 0,5 с ($\bar{X}=0,063$ мм, $\bar{S}=0,039$ мм). На рис. 4 и 5 представлены графики зависимости средних значений \bar{X} и \bar{S} от величины скачка Δ и интервала между скачками t .

2. Точность совмещения движущегося указателя со штрихом снижается с уменьшением интервала времени между скачками. При уменьшении интервала от 2 до 0,5 с значение

средней арифметической ошибки изменяется соответственно с 0,001 до 0,063 мм шкалы, а среднее значение среднего квадратического отклонения \bar{S} — с 0,013 до 0,057 мм шкалы.

3. Наименьшие ошибки совмещения получены при работе операторов со скачками 0,2 мм при интервале 2 с. В этом случае $\bar{X} = 0,001$ мм, а $\bar{S} = 0,013$ мм.

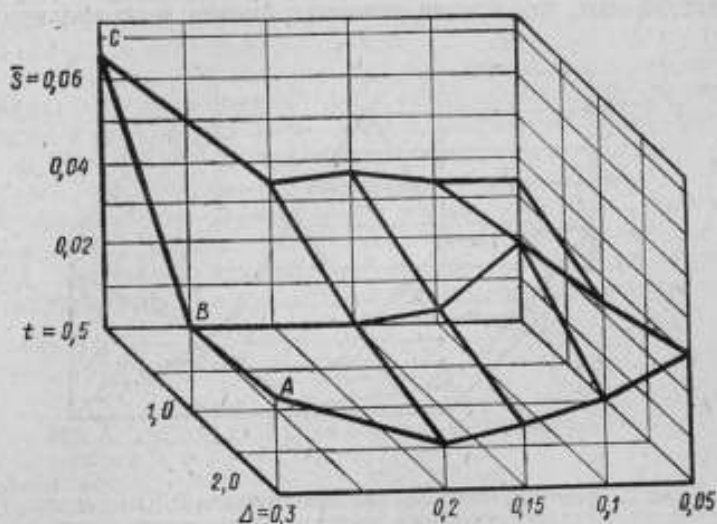


Рис. 5. График зависимости среднего значения средней квадратической погрешности (\bar{S} , мм) от величины скачка стрелки (Δ , мм) и интервала между скачками (t , с).

В эксперименте было выявлено, что среднее время РДО операторов изменяется от 8 мс (при интервале 2 с) до 210 мс (при интервале 0,5 с). При работе со скачками 0,15 мм время РДО возрастает до 210 мс; при скачке 0,2 мм время РДО минимальное и лежит в пределах от 8 до 27 мс. На рис. 6 представлен график зависимости среднего значения РДО \bar{r} от величины скачка стрелки Δ и интервала между скачками t .

Кроме того установлено, что:

количество преждевременных реакций в эксперименте на 9% больше, чем запаздывающих;

если указатель движется относительно штриха слева направо, то процент точных реакций на 1,7% больше, чем при движении справа налево;

при скачках указателя, амплитуды которых 0,3 и 0,2 мм, процент точных реакций операторов составляет от 5,5 до 16,5%, при скачках 0,1 и 0,05 мм — от 2,5 до 7,5%;

наименьшее число точных реакций операторов (4,5%) наблюдалось при интервалах между скачками 0,5 с.

В условиях скачкообразного перемещения указателя относительно неподвижной отметки имеет смысл говорить о таких процессах, как зрительная экстраполяция, т. е. оператору приходится экстраполировать положение указателя до скачка. Точность зрительной экстраполяции зависит от времени наблюдения за движущимся объектом. Чем дольше оператор следит за ним, тем точнее решается задача экстраполяции.

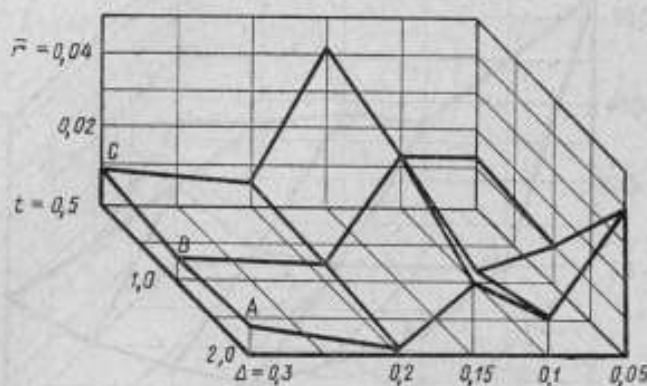


Рис. 6. График зависимости среднего значения РДО (\bar{r} , с) от величины скачка стрелки (Δ , мм) и интервала между скачками (t , с)

При экстраполяции медленных движений большинство ошибок состоит в преувеличении скорости движений, при экстраполяции быстрых движений — в преуменьшении скорости. Если оператор экстраполирует, не видя визира (в этом случае он опирается только на зрительное представление движения и на кинестетические ощущения), то точность экстраполяции заметно снижается.

В экспериментах выявилась зависимость между скоростью перемещения указателя, характером и точностью РДО. При увеличении скорости перемещения указателя оператор опережает его перемещение и дает преждевременный ответ. Обратный процесс происходит при снижении скорости перемещения указателя — оператор, как правило, запаздывает с ответом.

Выводы

1. Ошибка оператора при реакции на совмещение неравномерно движущейся стрелки и штриха составляет $\bar{X}_{\max} = 0,063$ мм, $\bar{S} = 0,057$ мм, $\bar{X}_{\min} = -0,001$ мм, $\bar{S} = 0,013$ мм.

2. Величина скачка 0,2 мм и интервал между скачками 2 с

являются оптимальными (в конкретном случае) условиями работы оператора ($\bar{X}_{\max} = -0,001$ мм, $\bar{S} = 0,013$ мм и минимальное время РДО 8—27 мс).

3. При величине скачка 0,15 мм при любом из имеющихся вариантов интервалов РДО операторов характеризуется наименьшей точностью ($\bar{X} = 0,063$ мм, $\bar{S} = 0,039$ мм) и наибольшим временем (до 300 мс).

4. Время реакции операторов на совмещение движущейся стрелки и штриха изменяется от 8 до 210 мс, увеличиваясь с уменьшением величины интервала.

5. С увеличением интервала (уменьшение скорости перемещения) между скачками число преждевременных реакций возросло в среднем на 15%; с уменьшением величины интервала (скорость перемещения стрелки увеличивается) — на 16% увеличивается число запаздывающих реакций.

Изложенные выше результаты исследования субъективной погрешности отсчитывания в статическом и динамическом режимах использованы при разработке полуавтоматической установки для проверки автоматических мостов и потенциометров.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тейлов Б. М. Пространственные пороги. В сб.: «Зрительные ощущения и восприятия», т. 2. М.—Л., Союзгиз, 1935.
2. «Instruments and automation», 1954, v. 27, N 11, p. 425—427.
3. Пицский Ф. С. Исследование субъективных погрешностей при отсчете по шкалам прецизионных стрелочных измерительных приборов. Автореф. канд. дисс. ЛГУ, 1970.
4. РТМ 44—62 «Методика статистической обработки эмпирических данных». М., Стандартгиз, 1963.
5. Ярбус А. Л. Роль движений глаз в процессе зрения. М., «Наука», 1965.
6. Зимкин Н. В. Точность во времени двигательных реакций руки и ноги. В сб.: «Труды Военно-медицинской академии», т. 4. Л., 1936.
7. Платонов К. К. Психология летного труда. М., Воениздат, 1960.
8. Горовой-Шалтан В. В. Определение скорости двигательной реакции на движущийся объект. В сб.: «Труды научно-исследовательского аэронститута». Л., 1932.
9. Паужайте С. А. Зависимость точности реакции на движущуюся стрелку от формы шкалы и скорости движения. В сб.: «Проблемы инженерной психологии», вып. 1, Л., 1964.
10. Чебышева В. В. Выработка навыка реагирования на быстро движущиеся объекты. «Известия АПН РСФСР», вып. 91, 1958.
11. Лаурингсон А. И. Проскуракова Н. Г. Система управления движениями глаз. «Автоматика и телемеханика», 1968, № 6.
12. Гиппенрейтер Ю. Б., Уразаева В. А. Исследование движений глаз при выполнении метрических задач. «Вопросы психологии», 1963, № 6.
13. Ломов Б. Ф. Человек и техника. М., «Советское радио», 1966.
14. Мионов Ю. С. Погрешности наблюдателя в условиях непрерывно изменяющихся показаний прибора. «Измерительная техника», 1970, № 3.

**О ПУТИ СМЕШЕНИЯ, КРИТЕРИЯХ,
МАСШТАБАХ ТУРБУЛЕНТНОСТИ,
КОЭФФИЦИЕНТЕ ГИДРАВЛИЧЕСКОГО ТРЕНИЯ
И УДЕЛЬНОМ РАСХОДЕ ЖИДКОСТИ**

Наряду с критериями Рейнольдса (Re), Фруда (Fr), Кармана (K_u и K_v), коэффициентом гидравлического трения (λ), параметром $\frac{H}{L_x}$ (где H — линейный размер потока, L_x — продольный эйлеров масштаб) в гидродинамических исследованиях используют параметр, равный отношению местной осредненной скорости течения \bar{u} к максимальной скорости \bar{u}_{\max} . Обозначим отношение $\frac{\bar{u}}{\bar{u}_{\max}}$ через r_a и назовем параметром Чаплыгина в честь ученого С. А. Чаплыгина, внесшего огромный вклад в газодинамические исследования [1]. Параметр r_a согласно исследованиям [2, 3, 4] имеет вид

$$r_a = \eta \frac{1}{n} \quad (1)$$

где $\frac{1}{n} = \sqrt{\lambda}$, $\eta = \frac{y}{h}$ — для безнапорных потоков (h — глубина потока); $\eta = \frac{y}{r}$ — для напорных потоков (r — радиус трубы); y — расстояние от рассматриваемой точки до дна.

Выражение (1) отражает закон распределения осредненных скоростей по глубине потока.

В основе вывода формулы (1) лежат результаты исследований напорных и безнапорных, водных и воздушных, бурных и спокойных потоков в гладких и шероховатых руслах. Зависимость (1) показывает, что коэффициент гидравлического трения λ является той обобщенной физической характеристи-

кой потока, которая практически вполне определяет распределение осредненных скоростей плоского равномерного турбулентного потока.

Для плоского равномерного потока обычно рассматривают три масштаба турбулентности [5, 6]: продольный эйлеров масштаб

$$L_x = \int_0^{\xi_{\max}} \frac{u_i(x-\xi) u_j(x+\xi)}{\sqrt{u_i^2(x-\xi)} \sqrt{u_j^2(x+\xi)}} d\xi, \quad (2)$$

поперечный масштаб

$$L_y = \int_0^{\eta_{\max}} \frac{u_i(y-\eta) u_j(y+\eta)}{\sqrt{u_i^2(y-\eta)} \sqrt{u_j^2(y+\eta)}} d\eta, \quad (3)$$

масштаб времени

$$T = \int_0^{\tau_{\max}} \frac{u_i(t-\tau) u_j(t+\tau)}{\sqrt{u_i^2(t-\tau)} \sqrt{u_j^2(t+\tau)}} d\tau, \quad (4)$$

где u_i, u_j — любые составляющие пульсационной скорости; η_{\max} — значение, при котором коэффициент корреляции равен нулю (изменение η определяется расположением твердых стенок); ξ и τ — величины, которые могут возрастать неограниченно.

Некоторые авторы показали, что корреляция затухает очень резко и область изменений ξ и τ при коэффициенте корреляции, не равном нулю, очень мала.

Поэтому приближенно

$$L_x = \bar{u}T. \quad (5)$$

Тогда соотношение H/L_x можно представить в виде $\frac{H}{\bar{u}T}$

или $\frac{Hf}{\bar{u}}$, где f — частота прохождения вихрей.

Таким образом, в выражение $\frac{Hf}{\bar{u}}$ вошли два определяющих параметра: продольный эйлеров масштаб — средний продольный размер, т. е. средняя длина перемешивающихся масс, в масштаб времени — время, необходимое для прохождения такой массы жидкости через заданную точку.

Третий определяющий параметр — линейный размер потока H обычно бывает различным. Так, для каналов и рек его принимают равным h , при изучении следа за цилиндром или пластиной глубину потока принимают равной диаметру цилиндра или ширине пластины. Некоторые исследователи за линейный размер потока берут расстояние между вихревыми слоя-

ми, сбегаящими с тела и т. д., а само соотношение обычно называют критерием Струхала [7]:

$$\text{Sh} = \frac{Hf}{u} \quad (6)$$

С целью выявления поперечного масштаба турбулентности рассмотрим так называемый путь смещения Прандтля l [8], где он является средним расстоянием, на которое перемещается в поперечном направлении частица жидкости за время, в течение которого она сохраняет свою первоначальную скорость. Это путь, пройденный частицей за время L_{La} , равное лагранжеву масштабу.

Предполагая, что перемещение в поперечном направлении происходит со скоростью, пропорциональной среднему квадратическому значению вертикальной проекции пульсации скорости — σ_v , запишем

$$l \approx a\sigma_v T_{La}, \quad (7)$$

где $a = 1$.

В отличие от формулы (3) здесь осреднение осуществляется по большому числу отдельных траекторий, а не по времени.

Подобно эйлерову масштабу лагранжеву масштаб можно представить в виде

$$L_{La} = \bar{u} T_{La}, \quad (8)$$

тогда

$$l \approx \sigma_v \frac{L_{La}}{u}. \quad (9)$$

Если отнести путь смещения Прандтля l к лагранжевому масштабу турбулентности L_{La} , получим критерий Кармана

[1] $\frac{\sigma_v}{u} = K_v$ для вертикальной составляющей пульсационной

скорости и по аналогии $\frac{\sigma_u}{u} = K_u$ для горизонтальной составляющей пульсации скорости.

На рис. 1 представлены в графическом виде результаты обработки опытов различных авторов, посвященных исследованию пульсации скорости давления и гидравлического сопротивления [6, 9—15]. Из рисунка видно, что уменьшение интенсивности турбулентности (критерия Кармана) с возрастанием числа Рейнольдса приводит к уменьшению коэффициента гидравлического трения.

Ранние исследования М. С. Фомичева кинематических и динамических характеристик потока показали, что закономерности изменения критериев Кармана и Эйлера для размаха H'

или двойной амплитуды пульсации динамического давления потока $E' = \frac{2gH'}{u^2}$ качественно сходны. Им установлены также количественные зависимости между этими критериями. Рассмотрение указанных выводов М. С. Фомичева и результатов исследований критерия Кармана и коэффициента гидравлического трения (см. рис. 1) позволяет сделать вывод о том, что

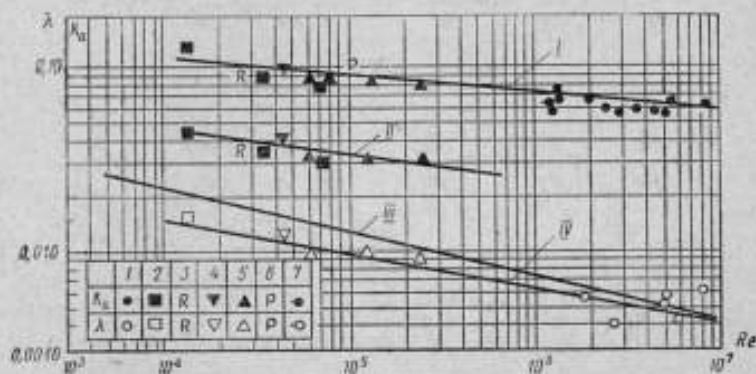


Рис. 1. Зависимость коэффициента гидравлического трения и критерия Кармана от числа Рейнольдса по данным:
 I — Минского [6], р. Кима; 2 — Лауфера [10], плоский напорный канал; 3 — Росслера и Присто [11], круглая труба; 4 — Лаври [12], безнапорный поток; 5 — Конт-Белло [13], напорный воздушный поток; 6 — Райхлена [14], безнапорный поток; 7 — Таунсенда [15], продольное обтекание плоской пластины; I — зависимость $K_n(Re)$ при $\frac{\gamma}{h} = 0,10$; II — $K_n(Re)$ при $\frac{\gamma}{h} = 0,80$; III — $\lambda(Re)$ по Никурадзе; IV — $\lambda(Re)$ по опытам различных исследователей

с уменьшением коэффициента гидравлического трения уменьшается критерий Эйлера E' . Таким образом, выявлена закономерная связь между критериями Кармана, Эйлера, Рейнольдса и коэффициентом гидравлического трения (удельным расходом жидкости).

М. С. Фомичев [16, 17] показал, что для описания структуры потока и динамических характеристик в зонах формирования, распада и развития вихревых возмущений в турбулентном потоке вместо критериев Струхала, Эйлера или Кармана удобно пользоваться критерием интенсивности завихренности или интенсивности пульсации динамического давления $\Omega = \frac{fH'}{u}$.

В этом случае обычно принятый геометрический параметр обтекаемого тела d_1 , размер ячейки решетки b или линейный размер самого потока (глубина потока) h заменен величиной H' — размахом или двойной амплитудой пульсации динамиче-

ского давления, которая отражает физическое состояние потока [18] и количественно оценивает его динамическую характеристику, иначе говоря его пульсационное состояние, вызванное прохождением вихрей.

Как известно, турбулентные потоки описываются уравнениями Рейнольдса, которые для установившегося движения несжимаемой жидкости имеют вид:

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \frac{\partial U}{\partial x} + \nu \nabla^2 \bar{u} - \frac{\partial \overline{u'^2}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z}, \quad (10)$$

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \frac{\partial U}{\partial y} + \nu \nabla^2 \bar{v} - \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{v'^2}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial z}, \quad (11)$$

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{w}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + \frac{\partial U}{\partial z} + \nu \nabla^2 \bar{w} - \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{w'^2}}{\partial z}, \quad (12)$$

и уравнением неразрывности

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = 0, \quad (13)$$

где x, y, z — независимые переменные; $\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$ — местные осредненные скорости по осям x, y, z соответственно; ρ — плотность; \bar{p} — осредненное давление; U — потенциал массовых сил; ν — кинематический коэффициент вязкости жидкости; $u'^2, v'^2, w'^2, u'v', u'w', v'w'$ — корреляционные моменты пульсационных скоростей.

Введем константы подобия [19]: $\alpha_u, \alpha_v, \alpha_{\rho}, \alpha_g, \alpha_\nu, \alpha_{\bar{u}^2}, \alpha_{\bar{v}^2}, \alpha_{\bar{w}^2}, \alpha_{\overline{u'v'}}, \alpha_{\overline{u'w'}}, \alpha_{\overline{v'w'}}$, тогда получим следующую систему уравнений, справедливую для подобных явлений:

$$\begin{aligned} & \frac{\alpha_u^2}{\alpha_l} \left(\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) = \\ & = \alpha_g \frac{\partial U}{\partial x} - \frac{\alpha_{\rho}}{\alpha_p \alpha_l} \cdot \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \\ & + \frac{\alpha_\nu \alpha_\nu}{\alpha_l^2} \nu \nabla^2 \bar{u} - \frac{\alpha_{\bar{u}^2}}{\alpha_l} \times \frac{\partial \overline{u'^2}}{\partial x} - \frac{\alpha_{\overline{u'v'}}}{\alpha_l} \cdot \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} - \frac{\alpha_{\overline{u'w'}}}{\alpha_l} \cdot \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z}. \quad (14) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{\alpha_v^2}{\alpha_l} \left(u \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right) = \\ & = \alpha_g \frac{\partial U}{\partial y} - \frac{\alpha_{\rho}}{\alpha_v \alpha_l} \cdot \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \frac{\alpha_v \alpha_v}{\alpha_l^2} \sqrt{\nabla^2 \bar{v}} - \frac{\alpha_l' v'}{\alpha_l} \times \\ & \times \frac{\partial u' v'}{\partial x} - \frac{v'^2}{\alpha_l} \cdot \frac{\partial v'^2}{\partial y} - \frac{v' w'}{\alpha_l} \cdot \frac{\partial v' w'}{\partial z}, \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\alpha_v^2}{\alpha_l} \left(u \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{w}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \right) = \\ & = \alpha_g \frac{\partial U}{\partial z} - \frac{\alpha_{\rho}}{\alpha_v \alpha_l} \cdot \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + \frac{\alpha_v \alpha_v}{\alpha_l^2} \sqrt{\nabla^2 \bar{w}} - \\ & - \frac{\alpha_l' w'}{\alpha_l} \cdot \frac{\partial u' w'}{\partial x} - \frac{v' w'}{\alpha_l} \cdot \frac{\partial v' w'}{\partial y} - \frac{w w'^2}{\alpha_l} \cdot \frac{\partial w w'^2}{\partial z}, \end{aligned} \quad (16)$$

Приравняв множители преобразования, найдем индикаторы подобия

$$\frac{\alpha_g \alpha_l}{\alpha_v^2} = \frac{\alpha_{\rho}}{\alpha_v \alpha_v^2} = \frac{\alpha_v}{\alpha_v \alpha_l} = 1,$$

а также индикатор подобия вида

$$\frac{\alpha_l' v_i' v_j'}{\alpha_v^2} = 1 \quad (i, j = 1, 2, 3).$$

Таким образом, получим систему критериев, которые должны быть одинаковы для подобных явлений:

$$\begin{aligned} \frac{\hat{V}^2}{g l} = Fr = \text{idem}; \quad Re = \frac{\hat{V} l}{\nu} = \text{idem}; \quad Eu = \frac{\Delta p}{\rho \hat{V}^2} = \text{idem}; \\ K_u = \frac{\hat{u}^2}{\hat{V}^2} = \text{idem}; \quad K_v = \frac{\hat{v}^2}{\hat{V}^2} = \text{idem}; \quad K_w = \frac{\hat{w}^2}{\hat{V}^2} = \text{idem}; \\ K_{uv} = \frac{\hat{u}' v'}{\hat{V}^2} = \text{idem}; \quad K_{vw} = \frac{\hat{v}' w'}{\hat{V}^2} = \text{idem}; \quad K_{vw} = \frac{\hat{w}' w'}{\hat{V}^2} = \text{idem}, \end{aligned}$$

где Eu — критерий Эйлера; K_u , K_v , K_w , K_{uv} , K_{vw} , K_{vw} — критерии Кармана.

Уравнения Рейнольдса, переписанные с использованием критериев подобия, будут иметь следующий вид:

$$\begin{aligned} \bar{u}_1 \frac{\partial \bar{u}_1}{\partial x_1} + \bar{v}_1 \frac{\partial \bar{u}_1}{\partial y_1} + \bar{w}_1 \frac{\partial \bar{u}_1}{\partial z_1} = -Eu \frac{\partial \bar{p}_1}{\partial x_1} + \frac{1}{Re} \nabla^2 \bar{u}_1 - \\ - K_u \frac{\partial \bar{u}_1^2}{\partial x_1} - K_{uv} \frac{\partial (\bar{u}'v')_1}{\partial y_1} - K_{uw} \frac{\partial (\bar{u}'w')_1}{\partial z_1} + \frac{1}{Fr} \cdot \frac{\partial U_1}{\partial x_1}; \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \bar{u}_1 \frac{\partial \bar{v}_1}{\partial x_1} + \bar{v}_1 \frac{\partial \bar{v}_1}{\partial y_1} + \bar{w}_1 \frac{\partial \bar{v}_1}{\partial z_1} = -Eu \frac{\partial \bar{p}_1}{\partial y_1} + \frac{1}{Re} \nabla^2 \bar{v}_1 - \\ - K_{uv} \frac{\partial (\bar{u}'v')_1}{\partial x_1} - K_v \frac{\partial \bar{v}_1^2}{\partial y_1} - K_{vw} \frac{\partial (\bar{v}'w')_1}{\partial z_1} + \frac{1}{Fr} \cdot \frac{\partial U_1}{\partial y_1}; \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \bar{u}_1 \frac{\partial \bar{w}_1}{\partial x_1} + \bar{v}_1 \frac{\partial \bar{w}_1}{\partial y_1} + \bar{w}_1 \frac{\partial \bar{w}_1}{\partial z_1} = -Eu \frac{\partial \bar{p}_1}{\partial z_1} + \frac{1}{Re} \nabla^2 \bar{w}_1 - \\ - K_{uw} \frac{\partial (\bar{u}'w')_1}{\partial x_1} - K_{vw} \frac{\partial (\bar{v}'w')_1}{\partial y_1} - K_w \frac{\partial \bar{w}_1^2}{\partial z_1} + \frac{1}{Fr} \cdot \frac{\partial U_1}{\partial z_1}. \end{aligned} \quad (19)$$

Рассмотрение уравнения неразрывности дополнительных критериев не дает. Величины с индексом «1» являются безразмерными.

Проинтегрируем все члены уравнения (17)–(19) по x_1 , y_1 и z_1 в некоторых определенных пределах, например от 0 до 1 [20].

В результате получим соотношения:

$$\alpha_1 = Eu\alpha_2 + \frac{1}{Re} \alpha_3 + K_u \alpha_4 + K_{uv} \alpha_5 + K_{uw} \alpha_6 + \frac{1}{Fr} \alpha_7; \quad (20)$$

$$\beta_1 = Eu\beta_2 + \frac{1}{Re} \beta_3 + K_{uv} \beta_4 + K_v \beta_5 + K_{vw} \beta_6 + \frac{1}{Fr} \beta_7; \quad (21)$$

$$\gamma_1 = Eu\gamma_2 + \frac{1}{Re} \gamma_3 + K_{uw} \gamma_4 + K_{vw} \gamma_5 + K_w \gamma_6 + \frac{1}{Fr} \gamma_7, \quad (22)$$

где α_i , β_i , γ_i ($i = 1, 2, 3, \dots, 7$) = константы;

$$\alpha_1 = \int_0^1 \int_0^1 \int_0^1 \left(\bar{u}_1 \frac{\partial \bar{u}_1}{\partial x_1} + \bar{v}_1 \frac{\partial \bar{u}_1}{\partial y_1} + \bar{w}_1 \frac{\partial \bar{u}_1}{\partial z_1} \right) dx_1 dy_1 dz_1;$$

$$\alpha_2 = - \int_0^1 \int_0^1 \int_0^1 \frac{\partial \bar{p}_1}{\partial x_1} dx_1 dy_1 dz_1;$$

$$\alpha_3 = \int_0^1 \int_0^1 \int_0^1 \nabla^2 \bar{u}_1 dx_1 dy_1 dz_1;$$

$$\alpha_4 = - \int_0^1 \int_0^1 \int_0^1 \frac{\partial \bar{u}_1^2}{\partial x_1} dx_1 dy_1 dz_1;$$

$$\alpha_5 = - \int_0^1 \int_0^1 \int_0^1 \frac{\partial (\overline{u'v'})_1}{\partial y_1} dx_1 dy_1 dz_1;$$

$$\alpha_6 = - \int_0^1 \int_0^1 \int_0^1 \frac{\partial (\overline{u'w'})_1}{\partial z_1} dx_1 dy_1 dz_1;$$

$$\alpha_7 = \int_0^1 \int_0^1 \int_0^1 \frac{\partial U_1}{\partial x_1} dx_1 dy_1 dz_1;$$

$$\beta_1 = \int_0^1 \int_0^1 \int_0^1 \left(\overline{u_1} \frac{\partial \overline{v_1}}{\partial x_1} + \overline{v_1} \frac{\partial \overline{v_1}}{\partial y_1} + \overline{w_1} \frac{\partial \overline{v_1}}{\partial z_1} \right) dx_1 dy_1 dz_1;$$

$$\beta_2 = - \int_0^1 \int_0^1 \int_0^1 \frac{\partial \overline{p_1}}{\partial y_1} dx_1 dy_1 dz_1;$$

$$\beta_3 = \int_0^1 \int_0^1 \int_0^1 \nabla^2 \overline{v_1} dx_1 dy_1 dz_1;$$

$$\beta_4 = - \int_0^1 \int_0^1 \int_0^1 \frac{\partial (\overline{u'v'})_1}{\partial x_1} dx_1 dy_1 dz_1;$$

$$\beta_5 = \int_0^1 \int_0^1 \int_0^1 \frac{\partial \overline{v_1}}{\partial y_1} dx_1 dy_1 dz_1;$$

$$\beta_6 = - \int_0^1 \int_0^1 \int_0^1 \frac{\partial (\overline{v'w'})_1}{\partial z_1} dx_1 dy_1 dz_1;$$

$$\beta_7 = \int_0^1 \int_0^1 \int_0^1 \frac{\partial U_1}{\partial y_1} dx_1 dy_1 dz_1;$$

$$\gamma_1 = \int_0^1 \int_0^1 \int_0^1 \left(\overline{u_1} \frac{\partial \overline{w_1}}{\partial x_1} + \overline{v_1} \frac{\partial \overline{w_1}}{\partial y_1} + \overline{w_1} \frac{\partial \overline{w_1}}{\partial z_1} \right) dx_1 dy_1 dz_1;$$

$$\gamma_2 = - \int_0^1 \int_0^1 \int_0^1 \frac{\partial \overline{p_1}}{\partial z_1} dx_1 dy_1 dz_1;$$

$$\gamma_3 = \int_0^1 \int_0^1 \int_0^1 \nabla^2 \overline{w_1} dx_1 dy_1 dz_1;$$

$$\gamma_4 = - \int_0^1 \int_0^1 \int_0^1 \frac{\partial (\overline{u'w'})_1}{\partial x_1} dx_1 dy_1 dz_1;$$

$$\gamma_5 = - \int_0^1 \int_0^1 \int_0^1 \frac{\partial (\overline{v'w'})_1}{\partial y_1} dx_1 dy_1 dz_1;$$

$$\gamma_6 = - \int_0^1 \int_0^1 \int_0^1 \frac{\partial \overline{w'_1}}{\partial z_1} dx_1 dy_1 dz_1;$$

$$\gamma_7 = \int_0^1 \int_0^1 \int_0^1 \frac{\partial U_1}{\partial z_1} dx_1 dy_1 dz_1.$$

В результате интегрирования получаем критериальные связи вида

$$f(Eu, Re, Fr, K_u, K_v, K_w, K_{uv}, K_{uw}, K_{vw}) = 0. \quad (23)$$

Из выражения (23) следует, что движение определяется не величинами отдельно взятых размерных факторов, а их взаимодействием, выраженным в виде безразмерных величин, входящих в это соотношение.

Отыскание зависимостей типа (23), а также установление связи между безразмерными комплексами, входящими в эти зависимости, является одной из основных задач гидродинамики.

Для равномерных потоков перепад давления (или градиент давления) по длине постоянен и число Эйлера имеет вид

$$Eu = \frac{\Delta p}{\rho v^2}. \quad (24)$$

Кроме того, потеря напора на сопротивление трения в равномерном потоке

$$h_f = \lambda \frac{v^2}{2g} \cdot \frac{L}{4R}, \quad (25)$$

где R — гидравлический радиус канала; L — длина, на которой происходит потеря напора h_f .

Безразмерный расход \bar{Q} , определяемый как отношение объемного расхода жидкости к единице площади поперечного сечения потока или как отношение средней скорости течения к динамической скорости v_* , равен, как известно,

$$\bar{Q} = \frac{v}{v_*} = \sqrt{\frac{8}{\lambda}} \quad \text{или} \quad \lambda = \frac{8}{\bar{Q}^2}.$$

Сравнив формулы (24) и (25), получим

$$\lambda = \frac{2Eu4R}{L} \quad (26)$$

Следовательно, соотношение (23) можно записать в виде

$$\varphi(\lambda, Re, Fr, K_u, K_v, K_w, K_{uv}, K_{uw}, K_{vw}) = 0. \quad (27)$$

Ряд работ был посвящен определению зависимости коэффициента гидравлического трения от чисел Фруда и Рейнольдса в безнапорных и от числа Рейнольдса в напорных потоках. Наиболее полное экспериментальное решение этой задачи приведено в работах [3, 21 — 24].

Из соотношения (27) можно заключить, что турбулентный поток неоднозначно определяется критериями Fr и Re и при одних и тех же значениях этих критериев может иметь различные характеристики турбулентности. Поэтому и сопротивление движению может быть различным.

Равенство безразмерных критериев, характеризующих турбулентность различных потоков ($K_u, K_v, K_w, K_{uv}, K_{uw}, K_{vw}$), является необходимым следствием подобия этих турбулентных потоков, поэтому наряду с установлением зависимостей $\lambda = f_1(Re, Fr)$ необходимо установить также зависимости

$$\begin{aligned} K_u &= \varphi_1(Re, Fr); K_v = \varphi_2(Re, Fr); K_w = \varphi_3(Re, Fr); \\ K_{uv} &= \varphi_4(Re, Fr); K_{uw} = \varphi_5(Re, Fr); K_{vw} = \varphi_6(Re, Fr). \end{aligned} \quad (28)$$

Установление связей (28) между экспериментально исследованными турбулентными характеристиками потока очень важно для прикладных целей, т. е. для расчетов при взвешивании и транспортировании донных насосов, размыва ложа руслового потока, динамических нагрузок на ложе потока и на элементы гидротехнических сооружений, теплообмена в каналах и образования ледяного покрова в реках, смешения жидкостей, а также для правильного расчета расходов жидкостей.

Экспериментальные точки, нанесенные на рис. 1, сортируясь по относительным ординатам $\frac{y}{h}$, где h — глубина потока или расстояние от дна потока по вертикали до динамической оси, образуют семейство кривых $\frac{\sigma_n}{h} = \psi(Re)$, для которых $\frac{y}{h}$ является параметром.

На рис. 1 нанесены кривая III гладкого трения по результатам опытов Никурадзе, представляющая собой зависимость $\lambda = f_1(Re)$, и кривая IV, описываемая аналогичной зависи-

мостью $\lambda(\text{Re})$, построенная авторами по результатам опытов различных исследователей [5, 6, 10—15, 25—30].

Некоторые из экспериментальных данных (см. рис. 1) для открытых каналов относятся как к спокойным ($\text{Fr} < 1$), так и к бурным потокам ($\text{Fr} > 1$). Как установлено в работе [23], число Фруда влияет на коэффициент гидравлического трения в потоках с гидравлически гладкими стенками лишь при больших его значениях.

Опыты проводились в диапазоне чисел Фруда, практически не влияющих на коэффициент гидравлического трения λ . Действительно, как видно из рисунка, опытные данные различных авторов о гидравлическом сопротивлении выражаются зависимостью, близкой к закономерности гладкого трения Блазиуса.

Из рис. 1 получены эмпирические зависимости:

$$\lambda = 0,12 \text{Re}^{-0,2}; \quad (29)$$

$$K'_a = \frac{\sigma_a}{u} = 0,57 \text{Re}^{-0,147} \text{ при } \bar{y} = 0,8; \quad (30)$$

$$K'_a = \frac{\sigma_a}{u} = 0,301 \text{Re}^{-0,11} \text{ при } \bar{y} = 0,1, \quad (31)$$

справедливые в диапазоне чисел Рейнольдса, приведенных на рис. 1, где σ_a — среднее квадратическое отклонение продольного компонента пульсационной скорости.

По Блазиусу, аналогичная зависимость $\lambda = f_1(\text{Re})$ для $\text{Re} < 10^5$ имеет вид

$$\lambda = 0,3164 \text{Re}^{-0,25}. \quad (32)$$

Формулы (29) — (31) позволяют получить зависимости критерия Кармана K'_a от коэффициента гидравлического сопротивления λ при соответствующих значениях параметра $\bar{y} = \frac{y}{h}$:

$$K'_a = 0,43 \lambda^{0,735} \text{ для } \bar{y} = 0,8; \quad (33)$$

$$K'_a = 0,885 \lambda^{0,55} \text{ для } \bar{y} = 0,1. \quad (34)$$

Вышеизложенное позволяет сделать следующие выводы:

1. Для установившихся течений в гидравлически гладких безнапорных (в определенном диапазоне чисел Фруда) и напорных каналах и при продольном обтекании плоских пластин существует универсальная зависимость коэффициента гидравлического трения λ , а также критерия Кармана K'_a от числа Рейнольдса, и универсальная зависимость K'_a от λ (при заданном значении параметра $\frac{y}{h}$).

2. Уменьшение коэффициента гидравлического сопротивления с ростом числа Рейнольдса в установившихся безнапорных и напорных потоках объясняется уменьшением интенсивности турбулентности в этом случае. Таким образом, выявленная закономерная связь между интенсивностью турбулентности и коэффициентом гидравлического трения раскрывает физический смысл гидравлического сопротивления.

Исследование закономерностей, раскрывающих сущность коэффициента гидравлического трения λ , важно не только для определения гидравлического сопротивления (расхода) жидкостей, но и для решения других практических и теоретических задач гидромеханики.

Далее рассмотрим результаты экспериментального исследования распределения турбулентного касательного напряжения по глубине безнапорного потока в лотке с абсолютными значениями размеров шероховатости дна (гравия) $d=7$ мм и $7 < d < 10$ мм.

Основные характеристики этих двух опытов приведены в таблице.

Т а б л и ц а

Ширина лотка b , см	Глубина потока h , см	Средняя скорость потока v , см/с	Динамическая скорость v_* , см/с	Число Рейнольдса $Re = \frac{v h}{\nu}$	Число Фруда $Fr = \frac{v^2}{g h}$	Коэффициент гидравлического трения λ	Размер шероховатости d , мм
19,9	12,3	69,3	6,95	299000	0,44	0,08	7
19,9	5,65	35,1	3,56	69500	0,244	0,083	

Эксперименты, о которых идет речь, проводились в стеклянном лотке переменного уклона длиной 7 м. Для создания шероховатости дно лотка покрывалось гравием, размер которого указан в таблице.

Средние скорости измеряли трубкой Пито, а пульсационные характеристики исследовали кинематографическим методом.

За начало отсчета глубины принимали вершину выступа шероховатости. Расчетный створ, в котором проводились опыты, находился на расстоянии 4,5 м от входа в лоток, что составляет около восьмидесяти глубин равномерного потока, равномерность которого контролировалась сопоставлением эпюр распределения осредненной скорости по длине канала. В рабочем створе за расчетную вертикаль была принята осевая.

На рис. 2 и 3 представлены в графическом виде результаты двух вышеупомянутых опытов, проведенных Н. Т. Фазуллиным, а также результаты экспериментов других авторов, приводимые для сравнения [6, 10, 29, 30].

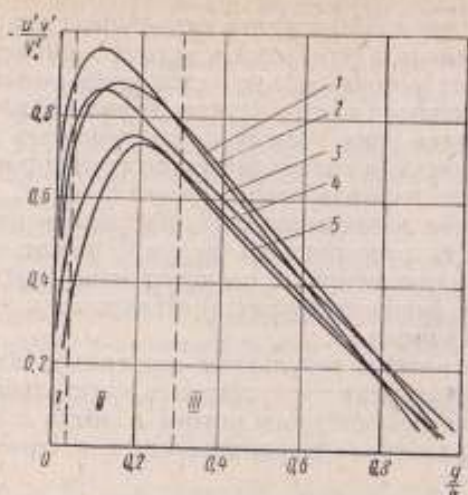


Рис. 2. Распределение по вертикали осредненных значений произведения вертикальной и горизонтальной составляющих пульсации скорости, отнесенных к динамической скорости, по данным:

1 — Минского [6], $\lambda = 0,0152$; 2 — Клебанова [29], $\lambda = 0,01$; 3 — Рейхардта [30], $\lambda = 0,02$; 4 — Фазуллина, $\lambda = 0,08$; 5 — Фазуллина, $\lambda = 0,083$; I, II, III — области схемы течения

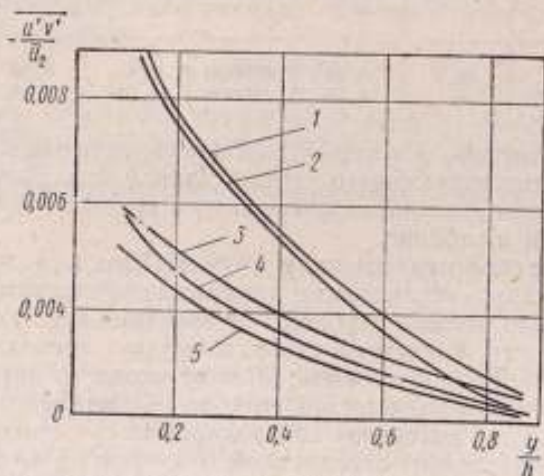


Рис. 3. Распределение по вертикали осредненных значений произведения вертикальной и горизонтальной составляющих пульсации скорости, отнесенных к местной осредненной скорости, по данным:

1 — Фазуллина, $\lambda = 0,083$; 2 — Фазуллина, $\lambda = 0,08$; 3 — Рейхардта [30], $\lambda = 0,02$; 4 — Минского [6], $\lambda = 0,0152$; 5 — Клебанова [29], $\lambda = 0,01$.

Если пренебречь влиянием стеклянных боковых стенок, то поток в опытах Фазуллина можно рассматривать как плоский. Уравнения Рейнольдса для плоского равномерного потока имеют вид

$$\frac{d\overline{u'v'}}{dy} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \Phi}{\partial x} + \nu \frac{d^2 \overline{u}}{dy^2}; \quad (35)$$

$$\frac{d\overline{v'^2}}{dy} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \Phi}{\partial y}, \quad (36)$$

где Φ — член, характеризующий давление жидкости в напорном и безнапорном потоках.

Граничные условия:

$$\begin{aligned} \text{на дне } y = 0, \quad \overline{u'v'} = 0, \quad \overline{u} = 0, \\ \overline{v'^2} = 0; \end{aligned} \quad (37)$$

$$\begin{aligned} \text{на оси потока } y = h, \quad \overline{u'v'} = 0, \\ \frac{d\overline{v}}{dy} = 0. \end{aligned} \quad (38)$$

Введем безразмерные координаты

$$y = \hat{y}h; \quad x = \hat{x}h; \quad \Phi = \rho v_*^2 \hat{\Phi}; \quad \overline{u'v'} = v_*^2 \hat{u}'\hat{v}',$$

тогда уравнения (35), (36) и граничные условия (37) и (38) можно записать в виде:

$$\frac{v_*^2}{h} \frac{d\hat{u}'\hat{v}'}{d\hat{y}} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \hat{\Phi}}{\partial \hat{x}} \frac{\rho v_*^2}{h} + \frac{\nu v_*^2}{h^2} \frac{d^2 \hat{u}}{d\hat{y}^2};$$

$$\frac{v_*^2}{h} \frac{d\hat{v}'^2}{d\hat{y}} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \hat{\Phi}}{\partial \hat{y}} \frac{\rho v_*^2}{h}$$

или

$$\frac{d\hat{u}'\hat{v}'}{d\hat{y}} = -\frac{\partial \hat{\Phi}}{\partial \hat{x}} + \frac{1}{Re_*} \frac{d^2 \hat{u}}{d\hat{y}^2}; \quad (39)$$

$$\frac{d\hat{v}'^2}{d\hat{y}} = -\frac{\partial \hat{\Phi}}{\partial \hat{y}}; \quad (40)$$

$$\hat{y} = 0, \quad \hat{u}'\hat{v}' = 0, \quad \hat{u} = 0, \quad \hat{v}'^2 = 0; \quad (41)$$

$$\hat{y} = 1, \quad \hat{u}'\hat{v}' = 0, \quad \frac{d\hat{u}}{d\hat{y}} = 0, \quad \text{где } \text{Re}_* = \frac{v_* h}{\nu} \dots \quad (42)$$

В равномерном развитом турбулентном потоке член $\frac{\partial \hat{\Phi}}{\partial \hat{y}}$ не зависит от \hat{y} .

Проинтегрируем выражение (39) по \hat{y} в пределах 0—1, после чего, учитывая граничные условия, получим

$$-\frac{\partial \hat{\Phi}}{\partial x} - \frac{1}{\text{Re}_*} \frac{d\hat{u}}{d\hat{y}} \Big|_{\hat{y}=0} = 0$$

или

$$\hat{\tau} = \frac{d\hat{u}}{d\hat{y}} \Big|_{\hat{y}=0} = -\text{Re}_* \frac{\partial \hat{\Phi}}{\partial x}, \quad (43)$$

Таким образом, получили связь между трением на стенке и перепадом давления по длине канала с точностью до некоторого постоянного множителя [3], ибо закон трения Ньютона по стенке выражается следующим образом:

$$\tau = \mu \frac{d\bar{u}}{dy}. \quad (44)$$

Поэтому связь между τ и $\hat{\tau}$ следующая:

$$\tau = \frac{\mu h}{\nu_*} \hat{\tau}. \quad (45)$$

Первый интеграл уравнения (35) с учетом граничных условий (37), (38) и условия (43) имеет вид

$$\hat{u}'\hat{v}' = \frac{\partial \hat{\Phi}}{\partial x} (1 - \hat{y}) + \frac{1}{\text{Re}_*} \frac{d\hat{u}}{d\hat{y}}. \quad (46)$$

Известно, что на больших расстояниях от стенки распределение \hat{u} хорошо описывается логарифмическим законом

$$\hat{u} = A \ln \hat{y} + B, \quad (47)$$

где A и B — некоторые константы.

Подставим соотношение (47) в выражение (48)

$$\hat{u}'\hat{v}' = \frac{\partial \hat{\Phi}}{\partial x} (1 - \hat{y}) + \frac{1}{Re_*} \frac{A}{\hat{y}} \quad (48)$$

Из рис. 2 видно, что на некотором расстоянии от дна зависимость $-\hat{u}'\hat{v}' = \hat{f}(\hat{y})$ достигает максимума.

Условие максимума:

$$\frac{d(\hat{u}'\hat{v}')}{d\hat{y}} = -\frac{\partial \hat{\Phi}}{\partial x} - \frac{1}{Re_*} \frac{A}{\hat{y}^2} = 0, \quad (49)$$

но из формулы (49) следует, что ни при каких действительных значениях \hat{y} производная $\frac{d(\hat{u}'\hat{v}')}{d\hat{y}}$ в нуль не обращается, т. е.

область максимума не описывается логарифмическим законом распределения скорости. Многочисленные эксперименты [25—30] показывают, что максимум распределения $-\hat{u}'\hat{v}'$ по \hat{y} достигается в пограничном слое, где логарифмический закон распределения осредненной скорости не выполняется.

Для удобства качественного рассмотрения процессов, происходящих в турбулентном потоке, запишем уравнение (46) в виде

$$\tau_x = -\frac{\partial \hat{\Phi}}{\partial x} \hat{y} + \frac{1}{Re_*} (\tau_x - \tau_0), \quad (50)$$

где $\tau_x = \hat{u}'\hat{v}'$ — турбулентное трение; $\tau_0 = \frac{d\hat{u}}{d\hat{y}}$ — ламинарное трение;

$$\tau_0 = \left. \frac{d\hat{u}}{d\hat{y}} \right|_{\hat{y}=0} = -Re_* \frac{\partial \hat{\Phi}}{\partial x} = \text{const} \text{ — трение на стенке.}$$

Вблизи стенки $\hat{y} \rightarrow 0$ и $\tau_x \rightarrow 0$, ибо $\tau_x \rightarrow \tau_0$, т. е. на любом сколь угодно малом, но конечном расстоянии от стенки существует турбулентное напряжение сдвига, хоть самое незначительное.

Опыты Фогельполя [30] с ультрамикроскопом, а также опыты Лауфера [10, 29], Рейхардта [27] и анализ поведения отношения среднего квадратического отклонения пульсации скорости к местной осредненной скорости по глубине потока, описанные в работе [28], показали, что непосредственно вблизи стенки так же, как и в ядре потока, существует турбулентное течение.

Теперь рассмотрим более подробно результаты экспериментальных исследований Н. Т. Фазуллина и других авторов (см. рис. 2). Все кривые как для гладких, так и для шероховатых каналов сначала возрастают, затем достигают некоторого максимума, после чего при достаточном удалении от стенки убывают по закону, близкому к линейному. Подобное поведение вышеуказанных распределений хорошо описывается уравнением (50).

Рассматриваемую схему течения можно разделить на три области. Первая область расположена вблизи стенки, где преобладают ламинарные напряжения трения, т. е. вязкие напряжения.

Уравнение (50) приобретает вид

$$\tau_x \approx \text{Re}_* \frac{\partial \Phi}{\partial y} \hat{y} + \tau_0. \quad (51)$$

Зависимость $\hat{u}'v'$ от \hat{y} близка к линейной.

Вторая область, где $\tau_x \approx \tau_T$, описывается полным уравнением (50). Здесь зависимость τ_T от \hat{y} нелинейная.

Третья область: $\tau_T \gg \tau_0$.

Уравнение (50) примет вид

$$\tau_T \approx - \frac{\partial \Phi}{\partial x} \hat{y} - \frac{\tau_0}{\text{Re}_*} \quad (52)$$

и в соответствии с экспериментами $\hat{u}'v'$ убывает с увеличением \hat{y} по закону, близкому к линейному.

Из экспериментальных данных также следует, что величина

максимума $\hat{u}'v'$ определяется коэффициентом гидравлического трения λ как для гладких, так и для шероховатых каналов. С увеличением коэффициента гидравлического трения λ максимум зависимости $\hat{u}'v' = f(\hat{y})$ уменьшается.

Представляет также интерес зависимость

$$-\frac{\hat{u}'v'}{u^2} = f_1 \left(\frac{y}{H} \right),$$

показанная на рис. 3, где \bar{u} — местная осредненная скорость.

Измерения $\hat{u}'v'$ и \bar{u} непосредственно вблизи стенки весьма сложны и экспериментальные данные о них практически отсутствуют.

Рассмотрим поведение $\frac{\hat{u}'v'}{u^2}$ при удалении от стенки, используя уравнение (46), которое перепишем в виде

$$\frac{\hat{u}'v'}{u^2} = \frac{\partial \Phi}{\partial x} \cdot \frac{1 - \hat{y}}{u^2} + \frac{1}{u^2 \text{Re}_*} \frac{d\hat{u}}{d\hat{y}}. \quad (53)$$

Вблизи стенки распределение осредненной скорости обычно принимается линейным, т. е.

$$\hat{u} = c\hat{y} + c_1. \quad (54)$$

Подставив формулу (54) в выражение (55), получим

$$\frac{\hat{u}'v'}{\hat{u}^2} = \frac{1}{(c\hat{y} + c_1)^2} \left[\frac{\partial \hat{\Phi}}{\partial \hat{x}} (1 - \hat{y}) + \frac{c}{Re_*} \right]. \quad (55)$$

Из выражения (53) очевидно, что при возрастании \hat{y} величина $\frac{\hat{u}'v'}{\hat{u}^2}$ убывает.

В толще турбулентного потока на достаточном удалении от стенки справедлив логарифмический закон распределения осредненной скорости, а именно:

$$\hat{u} = A \ln \hat{y} + B. \quad (56)$$

Подставим формулу (56) в выражение (55)

$$\frac{\hat{u}'v'}{\hat{u}^2} = \left[\frac{\partial \hat{\Phi}}{\partial \hat{x}} (1 - \hat{y}) + \frac{A}{\hat{y} Re_*} \right] \frac{1}{(A \ln \hat{y} + B)^2}. \quad (57)$$

Рассмотрев выражение (57), можно сделать вывод, аналогичный предыдущему: с возрастанием \hat{y} величина $\frac{\hat{u}'v'}{\hat{u}^2}$ убывает в области справедливости логарифмического закона распределения скорости.

Если использовать степенной закон распределения скорости

$$\hat{u} = Ly^{\sqrt{1}} \quad (58)$$

(где $L = \frac{\hat{u}_{max}}{V_*}$), который хотя и не удовлетворяет граничным условиям для \hat{u} на стенке и динамической оси или свободной поверхности потока, но по экспериментальным данным правильно отражает характер зависимости распределения осредненной скорости в турбулентном ядре потока, то получим

$$\frac{\frac{\hat{u}'v'}{\hat{u}^2}}{\frac{\hat{u}'v'}{\hat{u}^2}} = \frac{\partial \hat{\Phi}}{\partial x} \cdot \frac{1-\hat{y}}{\hat{y}^2 \sqrt{\lambda}} + \frac{\sqrt{\lambda}}{\text{Re}_* \hat{y} - \sqrt{\lambda} + 1}, \quad (59)$$

т. е. $\frac{\hat{u}'v'}{\hat{u}^2}$ убывает при увеличении \hat{y} .

Область, расположенная между линейным законом распределения скорости и логарифмическим или степенным законом, неудовлетворительно описывается теорией, что затрудняет рассмотрение уравнений Рейнольдса. Тем не менее, основываясь на экспериментальных данных, можно заключить, что $\frac{\hat{u}'v'}{\hat{u}^2}$ является всюду убывающей функцией от \hat{y} .

Интересно отметить, что во всей области измерений, исключая область вблизи динамической оси или свободной поверхности потока (при одинаковых \hat{y}), с возрастанием коэффициента гидравлического трения λ возрастает и числовое значение отношения $\frac{\hat{u}'v'}{\hat{u}^2}$, причем этот факт наблюдается в каналах с гладкими и шероховатыми стенками.

Зависимость распределения $\frac{\hat{u}'v'}{\hat{u}^2}$ от коэффициента гидравлического трения λ видна из уравнения (35). Введем новые переменные: $\bar{u}'v' = \hat{u}'v'v^2$; $y = \hat{y}h$; $\bar{u} = \hat{u}'v'$ (v — средняя скорость потока).

Тогда уравнение (35) примет вид

$$\frac{d\bar{u}'v'}{d\bar{y}} = -\frac{h}{\rho v^2} \frac{\Delta\Phi}{\Delta x} + \frac{1}{\text{Re}} \frac{d^2\bar{u}}{d\bar{y}^2}, \quad (60)$$

где $\text{Re} = \frac{vh}{\nu}$.

Сопоставив выражения (25) и (24), получим уравнение (60) в виде

$$\frac{d\bar{u}'v'}{d\bar{y}} = \frac{\lambda}{8} - \frac{1}{\text{Re}} \frac{d^2\bar{u}}{d\bar{y}^2}. \quad (61)$$

Проинтегрируем формулу (49) по y от 0 до 1 с учетом граничных условий:

$$-\bar{u}'v' = \frac{\lambda}{8} (1-\bar{y}) - \frac{1}{\text{Re}} \frac{d\bar{u}}{d\bar{y}}. \quad (62)$$

В турбулентном ядре потока, где вязкостью можно пренебречь, выражение (50) преобразуется к виду

$$|\tilde{u}'v'| = \frac{\lambda}{8} (1 - \tilde{y}) \quad (63)$$

или

$$\frac{\overline{u'v'}}{v^2} = \frac{\lambda}{8} \left(1 - \frac{y}{h}\right). \quad (64)$$

Используя соотношение (38)

$$\frac{\tilde{u}}{v^2} = 1 + \left(1,33 - 2,03 \lg \frac{h}{y}\right) \sqrt{\lambda}, \quad (65)$$

получим

$$\frac{|\overline{u'v'}|}{\tilde{u}^2} = \frac{\frac{\lambda}{8} \left(1 - \frac{y}{h}\right)}{\left[1 + \left(1,33 - 2,03 \lg \frac{h}{y}\right) \sqrt{\lambda}\right]^2}. \quad (66)$$

Отношение

$$\frac{|\overline{u'v'}|}{v^2} = 1 - \frac{y}{h}. \quad (67)$$

Таким образом, коэффициент гидравлического трения λ является обобщенным критерием, определяющим распределение $u'v'$ по глубине потока.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. М., Физматгиз, 1970.
2. Nunner Wärmeübertragung und Druckverluste in rauher Röhren. «V.D.I. Forschungsheft», 1956, N 455.
3. Альтшуль А. Д. Гидравлические сопротивления. М., «Недра», 1970.
4. Фазулли Н. Т. К вопросу о связи скоростей и сопротивлений в турбулентном потоке. «Гидротехническое строительство», 1969, № 3.
5. Мийский Е. М. Основные характеристики турбулентности потока в длинных руслах. К теории вполне развитых турбулентных течений. Труды ЦАГИ, № 625, 1947.
6. Мийский Е. М. Турбулентность руслового потока. М., Гидрометеопиздат, 1952.
7. Strouhal. Über eine besondere Art der Tonerregung. Wiedem. Annal. phys. und chem. «Neuefolge», 1878.
8. Прандтль Л. Гидроаэромеханика. М., ИИЛ, 1949.
9. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М., ИИЛ, 1956.
10. Laufer J. Some recent measurements in a two-dimensional turbulent channel. «J. Aeron. Sci.», 1950, May, N 2123.
11. Rosler R. S., Prieto H. R. Investigation of the exactness of Reynolds similarity. «Chem. Engng. Sci.», 1968, 23, 10.
12. Irpen A., Raichlen F. Measurements in free surface streams. «J. Hydr. Div. Proc.», ASCE, 1957, 83, HYS.
13. Конт-Белло Ж. Турбулентное течение в канале с параллельными стенками. М., «Мир», 1968.

14. Raichlen F. Some turbulence measurements in Water. «J. Eng. Mech. Div. Proc. Amer. Soc. Civil Engrs.», 1967, 93, 2.
15. Townsend A. The structure of the turbulent boundary layer. «Proc. Cambridge Phil. Soc.», 1951, 47, 375.
16. Фомичев М. С. Исследования пульсации скорости и давления в зоне дискретных вихрей затопленной полуструи. «Изв. АН СССР», сер. «Энергетика и транспорт», 1967, № 1.
17. Фомичев М. С. Пульсация динамического давления и вибрация затвора при истечении струи в канал в условиях нестационарного режима. «Изв. АН СССР», сер. «Энергетика и транспорт», 1967, № 6.
18. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. М., Гостоптехиздат, 1957.
19. Леви И. И. Моделирование гидравлических явлений. М., Госэнергоиздат, 1960.
20. Великанов М. А. Динамика русловых потоков. М., Гидрометеониздат, 1946.
21. Nikuradse J. Gesetzmässigkeiten der turbulenten Strömung in glatten Röhren. «Forschung — Arb. Ing. Wes.», 1932, N 356.
22. Айвазян О. М. Современная теория гидравлического сопротивления русел и опытные данные. «Изв. АН СССР», сер. «Механика и машиностроение», 1964, № 4.
23. Фазулли Н. Т. О зависимости коэффициента гидравлического трения при течении воды в открытых руслах от числа Фруда. В сб.: «Движение однородных и неоднородных жидкостей», вып. 2, № 35. Изд. МИСИ, 1968.
24. Миллоншиков М. Д. Основные закономерности турбулентного течения в пристеночных слоях. «Атомная энергия», т. 28, вып. 4, 1970.
25. Минский Е. М. О пульсации скоростей в естественных водотоках. «Метеорология и гидрология», 1936, № 3.
26. Klebanoff P. S. Characteristics of turbulence in a boundary layer with zero pressure gradient. NASA, Report N 1247, 1955.
27. Reichardt H. Messungen turbulenter schwankungen. «Naturwissenschaften», 1938, 404.
28. Фазулли Н. Т. «Журнал прикладной механики и технической физики», 1970, № 5.
29. Laufer J. NASA, Report N 1174, 1955.
30. Vogelpohl, Mannesman. «Forschungen Ingenieurs Wesens», 1937, Jan.

ИЗМЕРЕНИЕ ДИНАМИЧЕСКИХ И ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ТУРБУЛЕНТНЫХ ПОТОКОВ ЖИДКОСТИ

Большинство исследований по тепло- и массообмену посвящено выявлению закономерных связей между средними гидравлическими характеристиками потока, выраженными через критерий Рейнольдса, и коэффициентом теплоотдачи, или критерием Нуссельта, в длинных трубах и каналах [1], а также выявлению локального теплообмена в виде зависимости $N=f(Re)$ непосредственно на поверхности тел различной формы (цилиндр, шар, конус, диск, пластина и др.) [2]. Что же касается локального тепло- и массообмена в следе за обтекаемым телом, то эти характеристики остаются на сегодня малоизученными, в то время как для современной техники знание их крайне необходимо.

Исследования теплообмена проводились в аэродинамической трубе сечением 120×120 мм в диапазоне чисел Рейнольдса $5 \cdot 10^4 - 1,2 \cdot 10^5$. В качестве устройства для измерения коэффициента теплоотдачи α была применена полоска фольги из нержавеющей стали толщиной 0,2, шириной 40 и длиной 120 мм, которая вставлялась заподлицо в стенку трубы перпендикулярно к потоку. Внешняя сторона полоски омывалась потоком воздуха, а с внутренней стороны по ее оси было установлено 49 термовар с шагом около 2 мм. Локальный коэффициент теплообмена измеряли при перемещении пластины на разные расстояния x от створа, в котором была установлена полоска из фольги с термоварами. Расход воздуха измеряли с помощью отградуированного сопла, установленного на входе в рабочий участок, скорость — трубкой Прандтля.

На рис. 1, а, б, в представлены кривые зависимости, полученные для трех значений критерия Рейнольдса (8000, 13000, 17000). $N_x = N/N_\infty$ — локальное значение критерия Нуссельта;

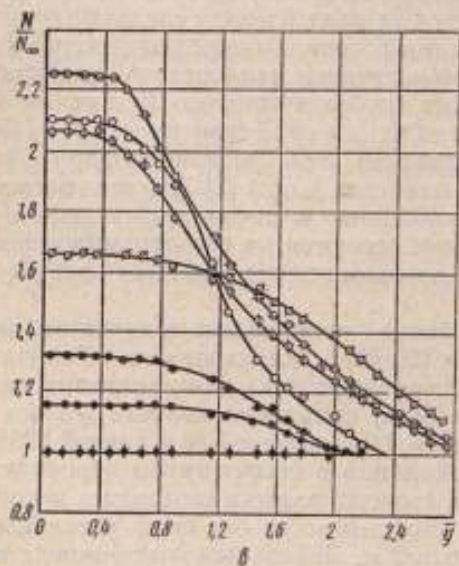
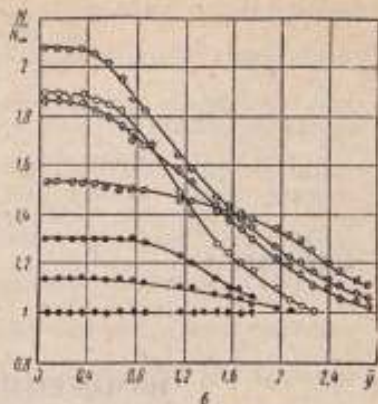
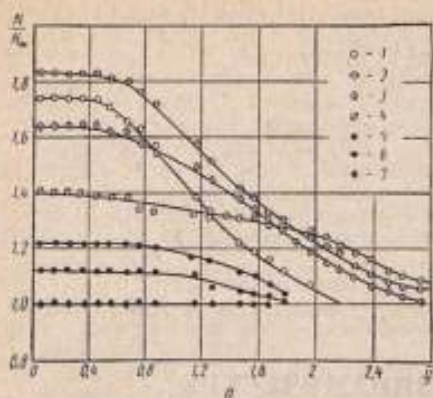


Рис. 1. Кривая изменения локального теплообмена $N_{\text{л}}(y)$ в зависимости от числа Рейнольдса
 $a - Re = 8000$; $b - 13000$; $в - 17000$; $1 - \bar{x} = 0,5$; $2 - \bar{x} = 2$;
 $3 - \bar{x} = 4$; $4 - \bar{x} = 8$; $5 - \bar{x} = 20$; $6 - \bar{x} = 40$; $7 - \bar{x} > 40$.

$N = aa/\lambda$ — его абсолютное значение и N_∞ — то же, на бесконечном удалении от пластины ($\bar{x} > 40$); a — коэффициент теплоотдачи; $a = 20$ мм — ширина пластины; λ — коэффициент теплопроводности; $\bar{x} = x/a$, $\bar{y} = y/a$ — относительные координаты; x — расстояние от пластины вдоль следа; y — расстояние от продольной оси следа в поперечном направлении.

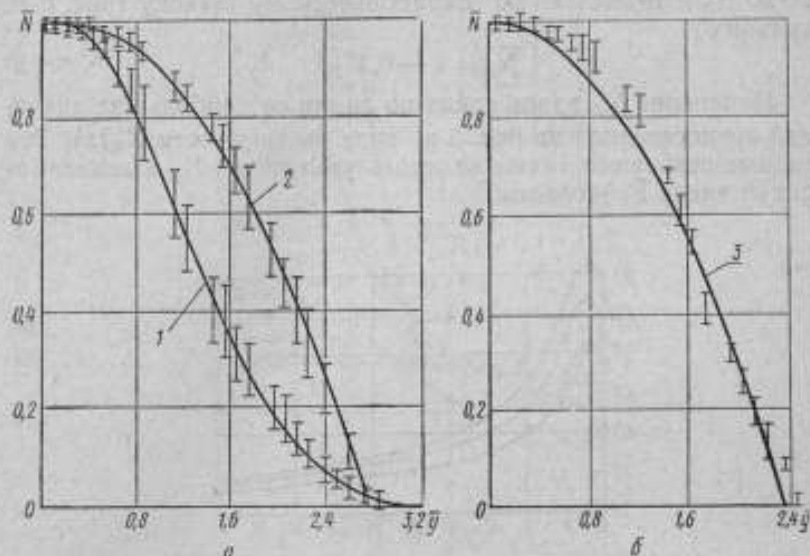


Рис. 2. Обобщенные зависимости локального теплообмена $N_d(\bar{y})$: а — $\bar{x} = 5-10$; б — $\bar{x} = 20$; 1 — на участке следа $\bar{x} = 0 \pm 4$; 2 — в сечении $\bar{x} = 8$; 3 — в сечении $\bar{x} = 20$.

Из рисунка видно, что характер изменения трех кривых ($\bar{x} = 0,5$; $\bar{x} = 2$; $\bar{x} = 4$), полученных при трех значениях Re , качественно один и тот же. Кривая $N_d(\bar{y})$ при $\bar{x} = 8$ отлична от трех упомянутых кривых, однако при разных числах Рейнольдса в поперечном направлении она изменяется, следуя одной закономерности. То же можно сказать и о кривых $N_d(\bar{y})$ при $\bar{x} = 20$ и $\bar{x} = 40$.

Если представить эти данные в виде зависимости $N_d(\bar{y})$, где $N_d = (N_{max} - N_y) / (N_{max} - N_y)_{max}$ (N_{max} — максимальное значение критерия Нуссельта во взятом сечении на расстоянии \bar{x} ; N_y — его значение в поперечном направлении по оси \bar{y} в том же сечении), то на участке $\bar{x} = 0-5$ локальный теплообмен удовлетворительно описывается экспоненциальным законом (рис. 2, а, кривая 1)

$$\bar{N}_d = \exp(-0,35 \bar{y}^{2,3}). \quad (1)$$

Участок следа $\bar{x}=5-10$ надо рассматривать как переходный и \bar{N}_x может быть определена по зависимости (рис. 2, а, кривая 2)

$$\bar{N}_x \approx 1 - 0,17\bar{y}^{2,3} \quad (2)$$

При последующем удалении от пластины на расстояние $\bar{x}=20$ N_x изменяется по параболическому закону (рис. 2, б, кривая 3)

$$\bar{N}_x = 1 - 0,17\bar{y}^2 \quad (3)$$

Изменение N_x вдоль следа по линии ее наибольших значений представлено на рис. 3 в виде зависимости $N_x(\bar{x})$. Эти данные позволяют также заметить увеличение N_x в зависимости от числа Рейнольдса.

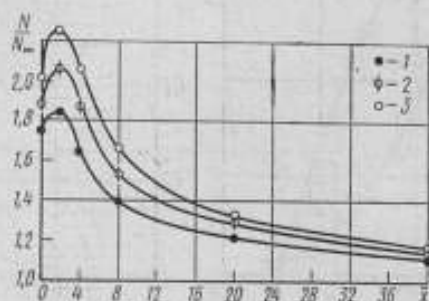


Рис. 3. Кривые изменения локального теплообмена по линии максимальных значений в продольном направлении следа:

1 — $Re = 8000$; 2 — $Re = 13000$; 3 — $Re = 17000$.

Наиболее интенсивно процесс теплообмена происходит на участке $\bar{x}=0-20$, при этом максимального значения N_x достигает при $\bar{x} \approx 1-2$. На участке $\bar{x}=20-40$ вихревые возмущения, вызванные пластиной, еще продолжают влиять на теплообмен, однако влияние незначительно по сравнению с влиянием вихревых возмущений на предыдущем участке.

Как показали данные измерений, на участке следа $\bar{x}=40-60$ и более закономерность хода кривой $N_x(\bar{x})$ мало отличается от закономерности хода кривой предыдущего участка ($\bar{x}=20-40$), что же касается абсолютного значения N_x , то оно приближается к значению N развитого турбулентного потока и количественно определяется приближенной зависимостью

$$N = 0,62 Re^{0,64} \quad (4)$$

которая удовлетворительно согласуется с формулой, рекомендованной в работе [1].

На рис. 4, а, б представлены экспериментальные данные [3] о распределении температуры и концентрации углекислого га-

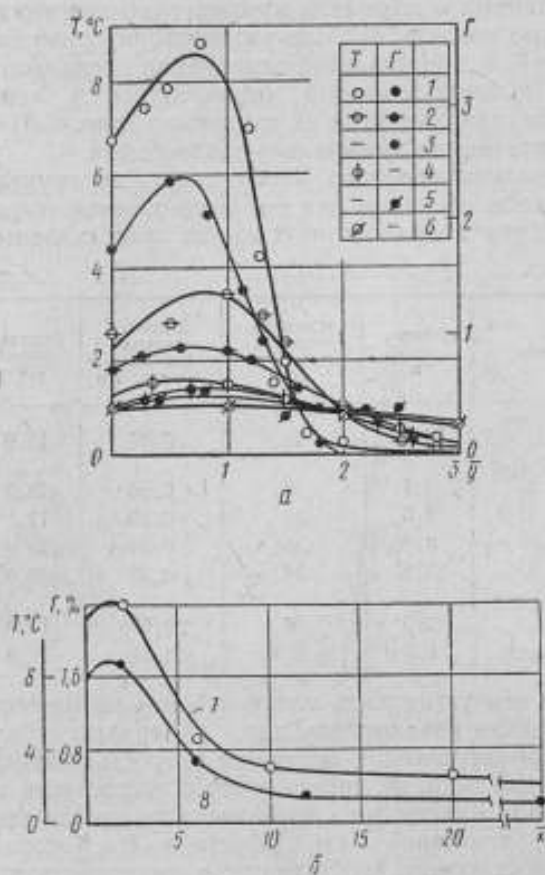


Рис. 4. Кривые распределения газовой смеси (Γ) и температуры (T) в следе за пластиной:

а — в поперечном направлении $\Gamma(\bar{y})$ и $T(\bar{y})$; б — в продольном направлении $\Gamma(\bar{x})$ и $T(\bar{x})$; 1 — $\bar{x} = 2$; 2 — $\bar{x} = 6$; 3 — $\bar{x} = 10$; 4 — $\bar{x} = 12$; 5 — $\bar{x} = 20$; 6 — $\bar{x} = 40$; 7 — газовая смесь; 8 — температура

за (Γ) в следе за пластиной в виде зависимостей $T(\bar{y})$, $T(\bar{x})$, $\Gamma(\bar{y})$, $\Gamma(\bar{x})$, полученных в потоке воздуха при поперечном обтекании пластины шириной $a = 10$ см и скорости набегающего потока $v = 38$ м/с.

Из этих данных видно, что температура и концентрация углекислого газа возрастают в поперечном направлении следа от его продольной оси и достигают максимального значения при $\bar{y} \approx 0,7-0,8$ (рис. 4, а). Затем происходит плавное уменьшение этих величин и при $\bar{y} \approx 2$ достигается максимум. Если сравнить данные о ходе этих кривых с данными о теплообмене, то можно увидеть, что они удовлетворительно согласуются между собой. В продольном направлении следа, взятом по линии максимальных значений температуры и концентрации углекислого газа, характер их изменения (рис. 4, б) схож с характером изменения кривых при теплообмене.

Исследования переноса массы песчаного грунта проводились на ровном песчаном дне рек Подмосковья. Характеристики рабочих участков некоторых из них представлены в табл. 1.

Таблица 1

Название реки	Ширина реки, м	Средняя скорость течения, см/с	Диаметр фракций песчаного грунта, мм	Средняя глубина, см	Уклон реки, мм/км
Плетенка	10,5	40	0,57	15,0	760
Пальная, 1-й участок	4,1	40	0,56	18,3	1210
Усмань	6,5	32	0,35	13,3	927
Павловка	8,26	50	0,34	20,0	610
Быстрая	13,3	34	0,32	30,0	312
Пальная, 2-й участок	2,0	46	0,66	13,0	1700
Красный ручей	1,4	53	0,31	17,0	2260

Прежде чем установить пластину на выбранном участке реки, проводили нивелировку дна, измеряли глубину и с помощью гидрометрической вертушки скорость течения. Затем в песчаное дно реки, не нарушая его естественного состояния, устанавливали пластину из органического стекла шириной 40, высотой 50, толщиной 1 см. Спустя 5—6 ч (этого времени оказалось достаточно, чтобы поток, взаимодействуя с пластиной, выработал себе новую форму дна) измеряли глубину деформированного дна реки.

Для того чтобы представить себе работу, которую может совершить поток в зоне плохо обтекаемой преграды (пластины), в табл. 2 в качестве примера представлены объем и вес вынесенного и отложенного потоком грунта на р. Пальная.

Из таблицы видно, что за сравнительно небольшой интервал времени пребывания пластины в реке поток размыл 348 кг и отложил 167 кг грунта; остальная часть грунта, состоящая из более мелких фракций песка и глинистых частиц, унесена потоком на большее расстояние от пластины.

Таблица 2

\bar{x}	Размыв			Намыв		
	площадь, м ²	объем, м ³	вес, кг	площадь, м ²	объем, м ³	вес, кг
-0,1	0,18	0,144	288	—	—	—
0,1	0,108	0,018	36	—	—	—
0,5	0,07	0,0092	18	0,03	0,0048	9,6
1	0,024	0,0030	6	0,021	0,008	16
1,5	—	—	—	0,055	0,0125	25
2	—	—	—	0,070	0,027	54
3	—	—	—	0,039	0,031	63
Итого	—	0,174	348	—	0,083	167

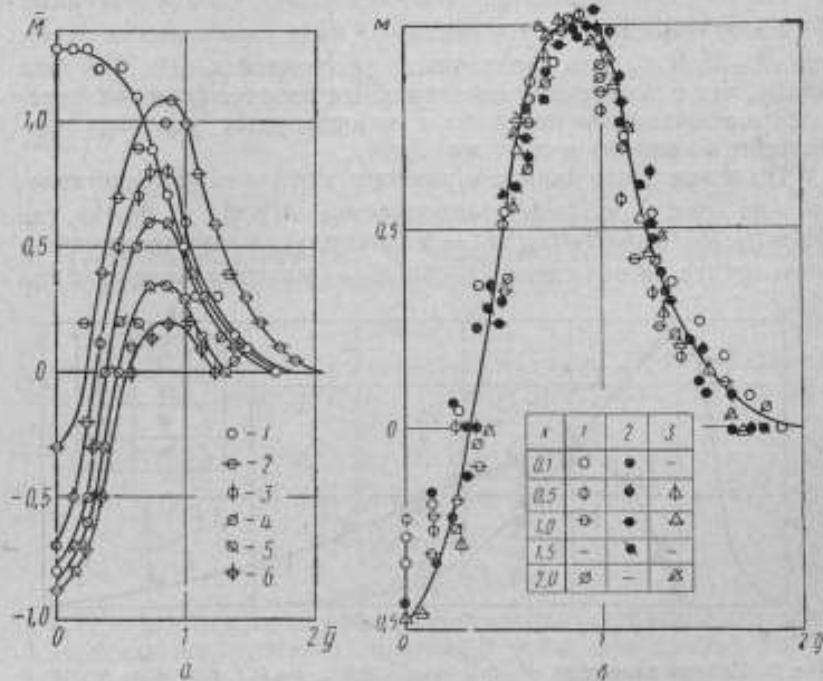


Рис. 5. Кривые изменения размыва и отложения песчаной массы грунта в следе за пластиной:

а — $M(\bar{y})$, река Пальня; 1 — $\bar{x} = -0,1$; 2 — $\bar{x} = 0,1$; 3 — $\bar{x} = 0,6$; 4 — $\bar{x} = 0,9$; 5 — $\bar{x} = 1,1$; 6 — $\bar{x} = 2,0$; б — обобщенная кривая $M(\bar{y})$: 1 — река Усмань; 2 — река Пальня; 3 — лабораторная микрорека

На рис. 5, а представлены кривые зависимости $M(\bar{y})$, описывающие процесс переноса массы (размыва и отложения) грунта на реке Усмань в разных сечениях следа \bar{x} , где

$M = H_p/H_0$ (H_p — глубина размыва; H_0 — первоначальная глубина в реке на исследуемом участке до установления пластины). Эти данные показывают, что наибольшая глубина размыва и количество поднятого со дна грунта (288 кг) наблюдаются перед пластиной в непосредственной близости от нее ($\bar{x} = -0,5 \text{--} 0,0$).

В сечении $\bar{x} = 0,1$ за пластиной кривые, характеризующие размыв и отложение, изменяются по другому закону. Так, на оси следа ($\bar{y} = 0$) произошло отложение грунта, затем идет интенсивный размыв и при $\bar{y} = 0,8 \text{--} 0,9$ он достигает максимального значения. Таким образом, процесс размыва, переноса и отложения массы грунта совершается на участке по ширине следа $\bar{y} = 0 \text{--} 2$.

На рис. 5, б представлены обобщенные данные натуральных и лабораторных исследований в виде зависимости $\bar{M}(\bar{y})$, где $\bar{M} = M/M_{\max}$, для различных расстояний \bar{x} . Из рисунка видно, что в поперечном сечении следа процесс размыва, переноса и отложения в натуральных и лабораторных условиях происходит по одному и тому же закону.

По длине следа данные о размыве и отложении представлены на рис. 6 в виде зависимостей $M_p(\bar{x})$ и $M_n(\bar{x})$, где $M_p = H_p/H_0$, $M_n = H_n/H_0$, H_0 — максимальная высота отложенного грунта на оси следа ($\bar{y} = 0$), H_p — максимальная глубина

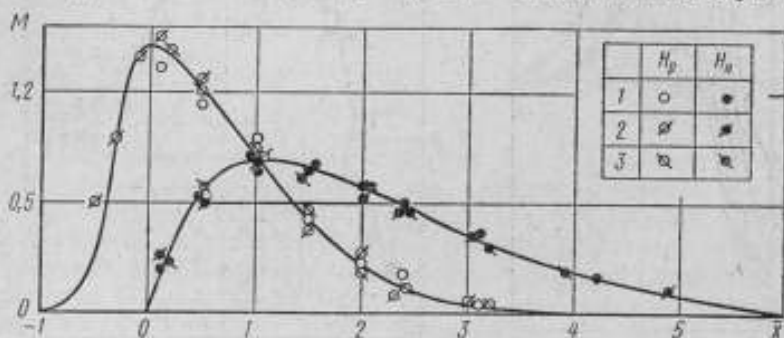


Рис. 6. Кривые изменения $M_p(\bar{x})$ и отложения $M_n(\bar{x})$ песчаного грунта в следе:

1 — реки Усмань; 2 — река Пальман; 3 — лабораторная микрорека

поднятого и вынесенного со дна грунта по оси центров дискретных вихрей. Из рисунка видно, что перед пластиной ($\bar{x} = -1 \text{--} 0$) кривая размыва резко возрастает и достигает максимума при $\bar{x} = 0$. На участке следа $\bar{x} = 0 \text{--} 3$ размыв плавно уменьшается и при $\bar{x} = 4$ полностью прекращается. Процесс намыва или отложения массы за пластиной происходит по дру-

гой кривой $M_n(\bar{x})$, которая резко возрастает, начиная от $\bar{x}=0$, и достигает максимума при $\bar{x}=1$. Далее отложение массы плавно уменьшается и при $\bar{x}=6$ практически прекращается.

Выявленные кривые зависимости безразмерных величин N, T, Γ, M_p, N_n от расстояния \bar{x} по длине следа имеют достаточно сложные формы, которые трудно поддаются аналитическому описанию.

Для получения приближенных расчетных зависимостей можно принять следующее допущение. Пусть исследованные нами характеристики по тепло- и массообмену перед пластиной ($\bar{x}=-1 \div 0$) возрастают по прямолинейному закону и достигают максимального значения не при $\bar{x} \approx 1$, а при $\bar{x}=0$. Тогда характер изменения указанных величин во второй зоне следа ($\bar{x}=0-20$) можно представить в виде следующих зависимостей:

$$\bar{N}(\bar{x}), \bar{T}(\bar{x}), \bar{\Gamma}(\bar{x}), \bar{M}(\bar{x}),$$

где $\bar{N} = N - N_{20} / (N - N_{20})_{\max}$,

$$\bar{T} = T - T_{20} / (T - T_{20})_{\max},$$

$$\bar{\Gamma} = \Gamma - \Gamma_{20} / (\Gamma - \Gamma_{20})_{\max}.$$

Полученное семейство кривых (рис. 7, а, б) аппроксимируется экспоненциальным законом

$$A = e^{-a\bar{x}^2}, \quad (5)$$

в котором изменяется только коэффициент при показателе степени. На этом графике кривые построены по зависимостям:

$$\bar{N} = \exp(-0,0155\bar{x}^2), \quad (6)$$

$$\bar{T} = \bar{\Gamma} = \exp(-0,029\bar{x}^2), \quad (7)$$

$$M_n = \exp(-0,08\bar{x}^2), \quad (8)$$

$$M_p = \exp(-0,4\bar{x}^2). \quad (9)$$

Точками нанесены экспериментальные данные. Удовлетворительное согласование опытных и расчетных данных указывает на то, что изменение изучаемых величин в зоне следа $\bar{x}=0-20$ происходит по определенному закону.

Данные о теплообмене, полученные на участке следа от $\bar{x}=20-60$, представлены в виде зависимости $\bar{N} = (N_{20} - N_{60}) / (N_{20} - N_{60})_{\max}$, аппроксимация которой привела к простому уравнению прямой линии $A = a\bar{x} + b$ или $\bar{N} = -0,025\bar{x} + 1,5$.

Первые общие выводы о характере пульсации скоростей на реках были сделаны А. Р. Гарляхером [6] в 70-х годах прошлого столетия на основании исследований на Эльбе, а также

Е. Лауда [7], проводившим опыты на Дунае у Вены в 1897 г. Этими работами было установлено, что пульсация скорости увеличивается с глубиной, становясь максимальной у дна, и от

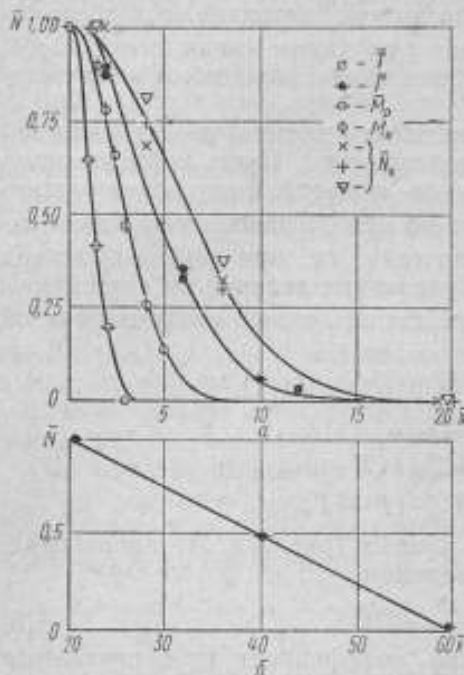


Рис. 7. Кривые изменения максимальных значений характеристик тепло- и массообмена на участках следа:

а — $\bar{x} = 0-20$; б — $\bar{x} = 20-60$

своего максимального значения, с увеличением шероховатости русла.

2. Минимум пульсации скорости наблюдается не на свободной поверхности, а ниже, на глубине 0,2—0,4 h , что объясняется влиянием ветра или наличием ледяного покрова.

3. Пульсация скорости зависит от формы живого сечения потока и характера неровностей и шероховатостей дна и берегов. Пульсация скорости в средних и малых горных реках с галечно-каменным руслом и быстрым течением значительно выше пульсаций, наблюдаемых на равнинных реках.

4. Пульсация скорости в одной точке имеет случайный характер. Кривые распределения пульсационных скоростей хорошо описываются кривой Гаусса.

Но в некоторых случаях фактические кривые распределения существенно отличаются от кривой Гаусса, а по ряду во-

* h — глубина потока.

стрежия к берегам с увеличением средней скорости потока и шероховатости русла.

В 1903 г. Н. Е. Жуковский [8] исследовал пульсацию скорости на Волге. В этих опытах подтверждены общие выводы о распределении пульсации скорости по сечению реки и их зависимость от шероховатости русла, полученные ранее в работах [6, 7].

Дальнейшие обстоятельные исследования турбулентных характеристик потока в природных условиях изложены в работах [9—16]. На основании анализа результатов этих исследований были сделаны следующие выводы:

1. Пульсация скорости турбулентного потока увеличивается от поверхности к дну, где достигает от оси к берегам, с увеличением шероховатости русла.

просов имеются противоположные точки зрения, в частности о влиянии скорости потока на интенсивность турбулентности (критерий Кармана).

Так, В. М. Сокольников, М. С. Фомичев не обнаружили влияния скорости на интенсивность турбулентности, напротив, А. Р. Гарляхер, Н. Н. Федоров, Н. П. Шаршукова, А. И. Фидман, А. В. Шафалович, А. А. Калинин, Е. М. Минский и другие установили наличие этого влияния. Причем А. Р. Гарляхер, Н. П. Шаршукова отметили увеличение интенсивности турбулентности с увеличением скорости, в то время как А. И. Фидман, Е. М. Минский — уменьшение критерия Кармана с увеличением скорости.

В работе [16] была установлена закономерная связь между пульсацией скорости и гидравлическим сопротивлением. Эта связь двух характеристик потока позволяет написать

$$\bar{K}_{u'} = m_1 \sqrt{\lambda}, \quad (10)$$

$$\bar{K}_{v'} = m_2 \sqrt{\lambda}, \quad (11)$$

где $\bar{K}_{u'} = \frac{\sigma_u}{V}$, $\bar{K}_{v'} = \frac{\sigma_v}{V}$ — критерии Кармана, характеризующие средние по вертикали значения продольной и поперечной составляющих средних квадратических пульсаций скорости, отнесенные к средней скорости потока $V = \frac{Q}{\omega}$ (Q — расход воды, ω — площадь живого сечения потока); $m_1 = 0,447$ и $m_2 = -0,224$ — коэффициенты, полученные по данным опытов; λ — коэффициент гидравлического трения.

Из формул (10) и (11) следует, что критерий Кармана при заданной относительной ординате является функцией только коэффициента гидравлического трения, т. е. величины, более изученной, чем критерий Кармана. Это обстоятельство позволяет объяснить противоречивые выводы различных авторов о влиянии скорости на турбулентные характеристики.

Если критерий Кармана при $\bar{y} = \frac{y}{h} = \text{const}$, где y — расстояние точки от дна, h — глубина потока, однозначно определяется величиной λ и при этом возрастает с возрастанием λ и уменьшается при ее уменьшении, то он на другие факторы, и, в частности, на среднюю скорость, должен реагировать так же, как коэффициент λ . Но известно, что в зависимости от зоны сопротивления коэффициент гидравлического трения может как убывать (гладкая зона сопротивления), так и возрастать (смешанная зона) с возрастанием скорости и может не зависеть от нее (квадратичная зона). Следовательно, такие же изменения может претерпевать и критерий Кармана в зависимости от скорости.

Это объясняет то обстоятельство, что Сокольников, Фомичев не обнаружили влияния скорости на критерий Кармана, в то время как Гарляхер, Федоров, Шаршукова, Фидман, Шафалович, Минский и другие отмечают его влияние. Причем три автора указывают на возрастание критерия Кармана с возрастанием скорости, а остальные на его уменьшение. Вероятнее всего эти авторы имели дело с различными областями сопротивления.

Таким образом, удается объяснить внешне противоречивые выводы различных исследователей о влиянии скорости на критерий Кармана.

Представляют интерес соотношения, получаемые на основе подстановки средней скорости, определенной из зависимостей (10) и (11), в формулу Шези для скорости равномерного турбулентного потока в условиях плоской задачи

$$V = \sqrt{\frac{8g}{\lambda}} \sqrt{hi} \quad (12)$$

и в выражение для числа Фруда

$$Fr = \frac{\alpha V^2}{gh} \quad (13)$$

Применительно к условиям плоского равномерного потока можно получить следующее соотношение:

$$\frac{\overline{\sigma_u^2}}{gh} = 8m_1^2 i \quad (14)$$

В случае критического состояния потока это соотношение примет вид

$$\frac{\overline{\sigma_u^2}}{gh} = \frac{m_1^2 \lambda}{1 + 2,65\lambda} \quad (15)$$

В условиях плоского спокойного потока эта зависимость представляется выражением

$$\frac{\overline{\sigma_u^2}}{gh} < \frac{m_1^2 \lambda}{1 + 2,65\lambda} \quad (16)$$

а для бурного течения

$$\frac{\overline{\sigma_u^2}}{gh} > \frac{m_1^2 \lambda}{1 + 2,65\lambda} \quad (17)$$

Условие В. В. Ведерникова [17] для второго критического состояния может быть записано для плоского равномерного потока в виде

$$\frac{\alpha V^2 (1 + \beta)}{\rho^2 gh} = 1 \quad (18)$$

или

$$\frac{Fr(1+\beta)}{\rho^2} = 1, \quad (19)$$

где β — удвоенное значение показателя степени в формуле Н. Н. Павловского для коэффициента Шези, а ρ — показатель степени при скорости в формуле потерь энергии.

Для случая квадратического сопротивления $\rho=2$, а согласно [18]

$$\beta = 2 \sqrt{\lambda}. \quad (20)$$

Тогда условие (19) может быть записано в виде

$$Fr' = \frac{1}{(0.5 + \sqrt{\lambda})^2}, \quad (21)$$

указывающем, что значение числа Фруда для второго критического состояния есть величина переменная и зависит от коэффициента гидравлического трения.

Если теперь, раскрыв левую часть выражения (20), решить его вместе с формулой (10), то условие второго критического состояния примет новый вид

$$\frac{\bar{\sigma}_u^2}{gh} = \frac{m_1^2 \lambda}{(1 + 2,65\lambda)(0.5 + \sqrt{\lambda})^2}. \quad (22)$$

Важной особенностью соотношений (14) — (17), (22) является то, что во всех случаях в роли критерия выступает безразмерная величина $\frac{\bar{\sigma}_u^2}{gh}$, сходная по своей структуре с числом Фруда.

Аналогичные зависимости получаются для указанных критериев перехода от спокойного к бурному и сверхбурному потокам, если за критерий принять величину $\frac{\bar{\sigma}_v^2}{gh}$.

Как видно из вышеприведенных формул, числа Фруда, Кармана и Ведерникова являются функцией только коэффициента гидравлического трения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Михеев М. А. Основы теплопередачи. М., Госэнергоиздат, 1956.
2. Тепло- и массообмен тел с окружающей газовой средой. Сб. статей под ред. акад. А. В. Лыкова и проф. Б. М. Смольского. Минск, «Наука и техника», 1965.
3. Abramovich G. N., Knudsenko V. G. «I. Heat and Mass Transfer», 1951, 3, 84.
4. Вулес Л. А., Исатиев С. Н. В сб.: «Исследование физических основ рабочего процесса топков и печей». Алма-Ата, Изд-во АН-Каз.ССР, 1957.

5. Илизарова Л. Н. Структура потока за плохо обтекаемым телом. В сб.: «Промышленная аэродинамика», вып. 27, «Машиностроение», 1966.
6. Harlachet A. A. Die Messungen in der Elbe und Donau und die hydrometrischen Apparat und Methoden der Verfassers. Leipzig, 1881.
7. Landau E. Die hydrometrischen Erhebungen an der Donau nächst Wien in Jahre 1897. Beiträge zur Hydrographie. Oesterreichs, 1899.
8. Жуковский Н. Е. О методах измерения скоростей и расходов воды в больших открытых руслах. Труды съезда русских деятелей по водным путям. СПб., Изд-во Управления внутренних водных путей и шоссейных дорог, 1909.
9. Фидман А. И. и Шафалович А. В. Материалы для описания русских рек и истории улучшения их судоходных условий. СПб., Изд-во Управления внутренних водных путей и шоссейных дорог, 1912.
10. Сокольников В. М. Смещение водных масс в горных потоках. Труды Гос. гидролог. ин-та, вып. 1, 1936.
11. Минский Е. М. Турбулентность руслового потока. М., Гидрометеоиздат, 1952.
12. Фомичев М. С. Кинематические и динамические характеристики потоков в гидротехнических сооружениях. Автореферат докт. диссертации. МИСИ им. В. В. Куйбышева, 1959.
13. Федоров Н. Н. и Шаршукова Н. П. Исследование закономерностей в потоке при наличии ледяного покрова. Труды Гос. гидролог. ин-та, вып. 117, 1964.
14. Федоров Н. Н. Исследование пульсаций скоростей в открытом потоке. Труды Гос. гидролог. ин-та, вып. 136, 1966.
15. Kalinske A. A. The role of turbulence in river hydraulics. Proc. of the second hydraulics conference University of Iowa, 1942, June.
16. Фазуллин Н. Т. «Гидротехническое строительство», 1969, № 3.
17. Ведерников В. В. О критерии перехода сверхбурному или волновому потоку. ДАН СССР, 1949, т. 19, № 4.
18. Альтшудль А. Д., Фазуллин Н. Т. Формула Павловского в свете современной механики жидкости. Тезисы докладов XXII научно-технической конференции МИСИ им. В. В. Куйбышева. М., 1963.
19. Альтшудль А. Д. Гидравлические потери на трение в трубопроводах. М., Госэнергоиздат, 1963.

ИЗМЕРЕНИЕ СКОРОСТЕЙ ПОТОКА КИНЕМАТОГРАФИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

Многочисленные лабораторные опыты и наблюдения в натуральных условиях показывают, что движение реальных открытых потоков как в естественном, так и в искусственном руслах носит турбулентный характер. Изучение закономерностей, которым подчиняются турбулентные процессы, происходящие в русловых потоках, — одна из важных проблем современной гидротехники и гидрологии.

От знания этих закономерностей зависит построение рациональных методов решения таких кардинальных задач, как взвешивание и транспортирование наносов, размыв ложа потока, расчет динамических нагрузок на ложе потока и на элементы гидротехнических сооружений, расчет теплового режима и образования льда, смешение жидкостей и т. д.

Ввиду крайней сложности теоретического решения проблемы, особенно для русловых потоков с их сложными граничными условиями, главным методом исследований является эксперимент, который не только призван ускорить решение чисто прикладных задач, но дать материал для построения или уточнения тех гипотез, без которых не может быть построена теория.

Однако экспериментальные исследования турбулентных характеристик и закономерностей, которым они подчиняются, очень сложны, чем и объясняется, с одной стороны, их неполнота, а с другой, то, что они выполнены главным образом в лабораторных условиях, в потоках, приближенно имитирующих поток в реке, или в искусственном русле.

Данных экспериментальных исследований турбулентной структуры открытых потоков, особенно в шероховатых руслах, еще недостаточно, необходимо дальнейшее накопление знаний в этой области.

Автором проведено экспериментальное исследование турбулентной структуры течения в шероховатом русле. Из турбулентных кинематических характеристик для исследования выбраны средние квадратические отклонения пульсационной скорости и их распределение, а также распределение местных осредненных скоростей.

Исследования выполнялись в период с 1966 по 1967 г. в Московской лаборатории регулирования речных русел и водохозяйственных балансов Государственного гидрологического института, а также в гидрофизической лаборатории Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова. При проведении опытов автор пользовался ценными советами к. т. н. К. И. Россинского и д. т. н. Б. А. Фидмана.

Опыты проводились в стеклянном лотке переменного уклона длиной 7,0 м и шириной 19,9 см с дном из песка $1,0 < d < 1,5$ мм, гравия $7,0 < d < 10$ мм, $d = 7,0$ мм.

Киносъёмка в лабораторных условиях позволяет получить надежные данные о полях мгновенных скоростей, поэтому структура потока исследовалась кинематографическим методом. Сущность метода заключается в следующем. Если в движущуюся жидкость вводить очень мелкие частицы, которые нерастворимы в сплошной среде, то траектории движения этих частиц можно наблюдать при помощи киносъёмки или фотографирования с кратковременной вспышкой. При одинаковой плотности нерастворимых частиц и частиц жидкости траектории их движения будут идентичны.

Произведя киносъёмку при известных экспозициях, можно вычислить смещение частиц по величине и направлению, а следовательно, компоненты скорости потока, параллельные плоскости киносъёмки. Кинематографический метод дает возможность объективно регистрировать явления и, кроме того, обходиться без введения в поток измерительных приборов, нарушающих его структуру. При этом методе не требуется динамической градуировки, способы которой до настоящего времени не разработаны. Размеры «точки» измерения могут быть доведены до сколь угодно малой величины. Легко обеспечивается высокая точность выполняемых измерений, фиксируется течение не в одной точке, а в большой области потока. Кинематографический метод позволяет также провести последующий анализ корреляционных связей и структуры течения в рассматриваемой области в целом.

Турбулентное движение можно считать суперпозицией вихрей с различными размерами и завихренностью, имеющими определенный верхний и нижний пределы. Верхний предел размера вихрей определяется главным образом размерами русла, по которому движется жидкость, в то время как нижний предел размера вихрей определяется влиянием вязкости и при прочих равных условиях уменьшается с возрастанием

скорости осредненного потока. Внутри этих наименьших вихрей течение больше не является турбулентным, а становится вязким и доминирующая роль в нем принадлежит молекулярным эффектам.

В настоящее время считается, что для умеренных скоростей потока наименьший пространственный масштаб турбулентности или размер вихря будет равен приблизительно 1 мм. Если вводимые в поток шарики-индикаторы будут обладать размерами, меньшими, чем наименьший масштаб турбулентности данного потока, то кинематографический способ исследования может дать картину турбулентной структуры без существенных искажений.

С учетом сказанного, примененные в настоящем исследовании индикаторы в виде шариков И. К. Никитина из смеси парафина с густотертыми цинковыми белилами имели размеры в интервале 0,5—1,0 мм при удельном весе $\gamma = 0,998 \text{ г/см}^3$. Шарики вводили в поток на начальном участке лотка с тем, чтобы по достижении рабочего створа они приобрели скорости и траектории заменяемых ими малых объемов жидкости.

Кино съемку осуществляли аппаратом «Ковнас» со скоростью 40 кадров в секунду на пленку шириной 35 мм. Киноаппарат располагался сбоку лотка. Створ кино съемки находился на расстоянии 80 глубин от входного сечения лотка, т. е. на расстоянии, достаточном для достижения стабилизации движения. Последнее в свою очередь контролировалось сопоставлением эюр распределения скоростей по длине потока.

Для получения картины течения в плоскости движения предназначаемая для съемки зона потока освещалась узким параллельным пучком света толщиной 9 мм. Источником света служила лампа мощностью 400 Вт. Световой пучок ограничивался щелевой диафрагмой, ширина которой устанавливалась в зависимости от задачи опыта так, чтобы в освещенную призму потока попадало нужное количество частиц. Оптическая ось при съемке проходила на уровне дна лотка.

Расстояние от снимаемого объекта до объектива было 100 см при объективе с фокусным расстоянием 50 мм. Время измеряли по данным кино съемки секундомера с секундным циферблатом (цена деления 0,01 с).

Над поверхностью потока помещали неподвижные ориентиры, обеспечивающие постоянство системы отсчета при статистической обработке фильма.

При исследовании мгновенных состояний поля скоростей кинематографическим способом проекция перемещения частицы-индикатора определяется разностью ее координат на смежных кадрах фильма.

Для получения необходимых числовых данных изображения, полученные в результате кино съемки, проектировались в удобном масштабе на экран.

Разность абсцисс и ординат двух последовательных положений одной и той же частицы определяет длину проекций отрезка траектории. Эти длины, определенные для интервала времени $2\tau=0,05$ с (продолжительность одного кадра $\tau=0,025$ с) и записанные первоначально в одну общую таблицу, группируются затем по девяти зонам, определяемым ординатой начального положения частиц. В одну группу попадают данные о частицах, начальные ординаты которых изменяются в заданных пределах.

Таким образом, в одной группе оказываются данные, касающиеся частиц, находившихся в разное время в одном и том же параллелепипеде, ширина которого равна толщине светового пучка, а длина и высота равны разности крайних значений абсцисс и ординат частиц, попавших в данную группу.

Особое внимание обращалось на равномерность хода киноплёнки. Строили график $n=f(t)$, где n — количество кадров, t — время съёмки. Оказалось, что плёнка двигалась равномерно, переходный коэффициент от длин отрезков к скоростям был постоянным для всего кинофильма, и соответствующий пересчет осуществлялся один раз в конце всей статистической обработки.

Продолжительность съёмки фильма составляла 2 мин 48 с. Он состоял из трех частей по 16 с каждая, перерыв между ними — 60 с.

Как было указано выше, поток по вертикали разбивался на девять зон. В каждой зоне было измерено до 150 последовательных траекторий. Пространственное осреднение соответствовало объему параллелепипеда с размерами вдоль течения $0,3h$ по нормали к дну ($0,05-0,12$) h (высота зон, на которые по вертикали разбивался поток) и в направлении, нормальном к плоскости движения, $0,2h$ (толщина светового ножа).

Толщина зон, в которых измеряли смещения частиц, уменьшалась при приближении к дну и к свободной поверхности потока. Это объяснялось необходимостью более подробного изучения кинематической структуры потока в зоне больших градиентов скоростей.

По результатам обмера большого числа снимков вычислялись средние и средние квадратические значения двух проекций смещений (вертикальной и продольной).

При обмере киноплёнок источником существенных случайных погрешностей могут быть ошибки, допускаемые при отсчете линейных величин и при совмещении систем отсчета. Эта операция сводится к тому, что проекции изображения неподвижных ориентиров при наводке кадра совмещают с их изображениями на экране. Все ошибки рассматриваемого типа зависят как от объективных условий измерения, так и от индивидуальных качеств наблюдателя. Ошибки оценивали путем

сопоставления рядов двойных измерений одних и тех же величин, выполняемых одним наблюдателем. Ошибки линейных измерений при обработке опытов не превышали 0,12 мм.

Схема определения искомых характеристик поля для отдельных его точек сводилась к тому, что все поле снимка разбивалось на клетки, к центрам которых и относились характеристики, вычисляемые по соответствующим перемещениям. За точку каждого отдельного измерения принималась середина радиуса-вектора, соединяющего начальную и конечную позиции данной частицы.

Среднее квадратическое отклонение продольного компонента скорости вычисляли по формуле

$$\sigma_u = \frac{\sigma_x}{2\tau}, \quad (1)$$

где σ_x — среднее квадратическое отклонение смещения вдоль потока, отвечающее среднему интервалу времени $2\tau=0,05$ с.

При вычислении σ_x учитывались систематические погрешности, обусловленные при наличии поперечного градиента скорости «приведением к центру пояса» смещений, выбираемых по всей ширине пояса. Кроме того, учитывались, как это было отмечено выше, случайные погрешности, возникающие при проектировании изображения на экран и при измерении линейных величин.

При вычислении σ_v для вертикальной компоненты имело смысл введение поправки только на случайные погрешности графической обработки.

Для определения σ_v использовали выражение

$$\sigma_v = \frac{\sigma_y}{2\tau}. \quad (2)$$

В таблице приведены основные данные о плоском потоке.

Таблица

Основные геометрические и кинематические характеристики опытов

№ опыта	Ширина лотка B , см	Глубина лотка h , см	Средняя скорость V , см/с	Диаметр сгла скорости V_s , см/с	Число Рейнольдса $Re = \frac{4hV}{\nu}$	Число Фруда $Fr = \frac{gV^2}{gh}$	Коэффициент гидравлического трения $\lambda = 8 \left(\frac{V_s}{V} \right)^2$	Шероховатость, мм
1	19,9	5,65	35,1	3,56	69500	0,244	0,083	$7 < d < 10$
2	19,9	5,19	69,0	8,0	113000	1,015	0,108	$7 < d < 10$
3	19,9	5,49	130,0	14,95	225000	3,47	0,106	$7 < d < 10$
4	19,9	12,3	69,3	3,47	299000	0,44	0,0785	$7 < d < 10$
5	19,9	4,84	23,1	2,09	392000	0,123	0,065	$1,0 < d < 1,5$

Расчетный створ, в котором исследовали турбулентные кинематические характеристики, находился на расстоянии 4,5 м от входа в лоток, что составляет примерно до 80 глубин равномерного потока. В рабочем створе за расчетную вертикаль была принята осевая.

Результаты исследования распределения средних квадратических отклонений пульсационной скорости приведены на рис. 1, 2.

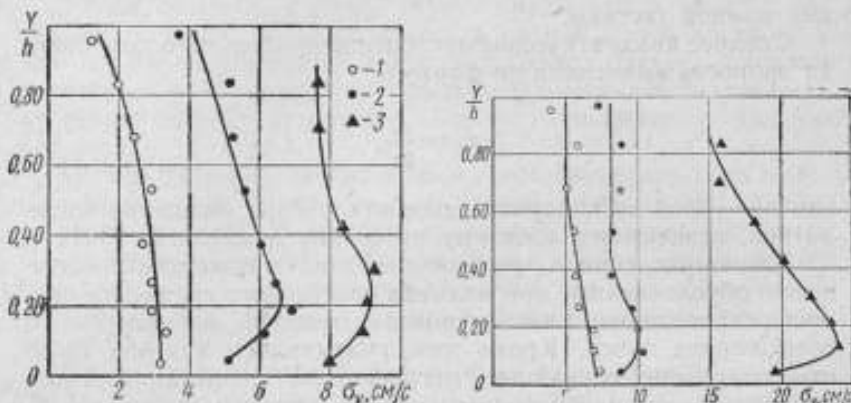


Рис. 1. Зависимость распределения среднего квадратического отклонения пульсационной скорости от скорости потока: 1 — $V = 35,1$ см/с; 2 — $V = 60,0$ см/с; 3 — $V = 130$ см/с.

В заключение можно сделать следующие выводы.

1. Абсолютные значения средних квадратических отклонений, равно как и их значения, отнесенные к какой-либо общей характеристике живого сечения (максимальная скорость $\langle u_+ \rangle$, средняя по сечению скорость V , динамическая скорость V_*), растут с уменьшением расстояния от дна и достигают максимума на некотором расстоянии от дна, примерно равном $(0,10-0,20)h$. По достижении этой точки упомянутые

отклонения σ_u, σ_v ; $\frac{\sigma_u}{\langle u_+ \rangle}, \frac{\sigma_v}{\langle u_+ \rangle}, \frac{\sigma_u}{V}, \frac{\sigma_v}{V}, \frac{\sigma_u}{V_*}, \frac{\sigma_v}{V_*}$

начинают убывать по направлению к дну.

2. Средние квадратические отклонения, отнесенные к местной осредненной скорости (интенсивности турбулентности $\frac{\sigma_u}{\langle u \rangle}, \frac{\sigma_v}{\langle u \rangle}$), неуклонно растут от свободной поверхности по направлению к дну, достигая максимального значения в пределах охваченного измерения пристенного слоя толщиной $0,04h$.

3. Продольные средние квадратические пульсационные отклонения (σ_u) значительно превышают по величине вертикаль-

ные средние квадратические отклонения (σ_V). Это расхождение характерно для всей вертикали, включая область вблизи свободной поверхности. Анизотропность турбулентности вблизи стенок оказывается более существенной, чем анизотропность, наблюдаемая вблизи свободной поверхности в потоках при малых числах Фруда. В бурных потоках (при $Fr > 1$), а также при больших относительных шероховатостях степень анизотропности по глубине более однородна.

4. Абсолютные значения продольной и вертикальной составляющих средних квадратических отклонений пульсационной скорости при одинаковых относительных шероховатостях увеличиваются с увеличением средней скорости потока.

5. В спокойных потоках степень турбулентности (среднее значение интенсивности турбулентности по вертикали) несколько ниже, чем в бурных потоках (при $Fr > 1$).

6. С увеличением относительной шероховатости резко увеличивается интенсивность турбулентности по всей глубине потока. Так, например, в опыте с песчаной шероховатостью интенсивность турбулентности значительно ниже, чем в опытах с гравийной шероховатостью.

7. При равных коэффициентах гидравлического трения потоков степени турбулентности их также одинаковы. В опытах при одинаковых относительных шероховатостях (крупность шероховатости $7 < d < 10$ мм, глубина потока $h = 5,5$ см) и изменении числа Рейнольдса от $1,13 \cdot 10^5$ до $2,25 \cdot 10^5$ и числа Фруда от 1,015 до 3,47 коэффициент гидравлического трения и интенсивность турбулентности практически не изменились. А в первом опыте при той же относительной шероховатости коэффициент гидравлического трения и интенсивность турбулентности несколько уменьшились. Возрастание коэффициента гидравлического трения и степени турбулентности при одинаковых относительных шероховатостях с увеличением скорости обусловлено, по-видимому, влиянием числа Фруда на эти характеристики потока.

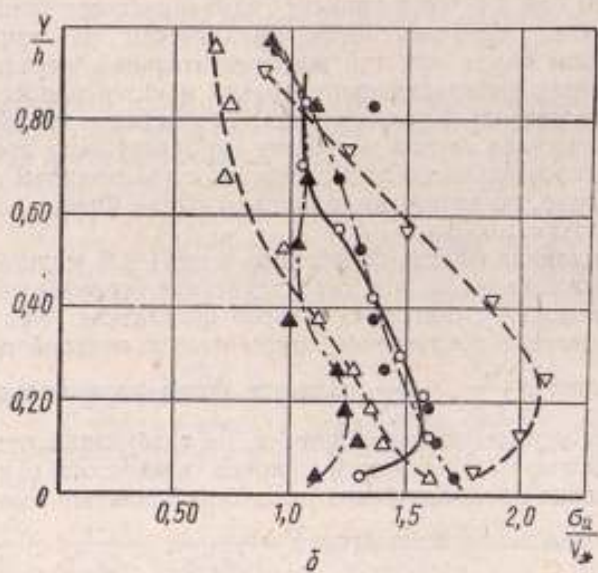
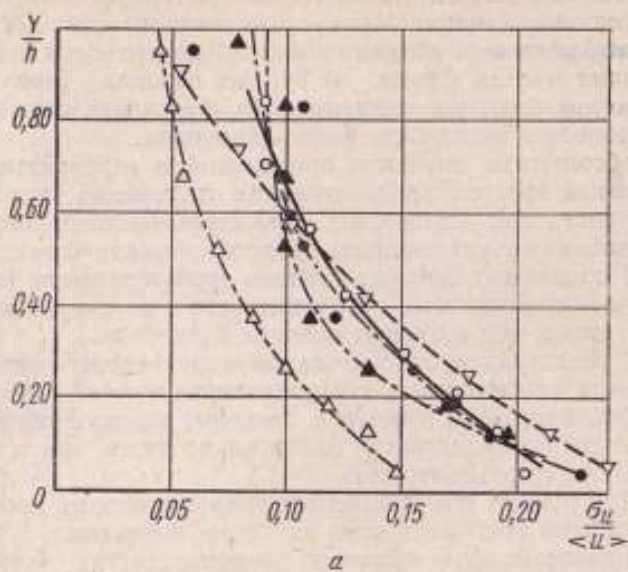
Сопоставляя факты, отмеченные в пп. 1 и 2, можно сделать предположение о том, что характеристика турбулентных пульсаций скорости с помощью такого показателя как средние квадратические отклонения, отнесенные к местной осредненной скорости

$\frac{\sigma_u}{\langle u \rangle}$, $\frac{\sigma_V}{\langle u \rangle}$, является более рациональной, ибо

приводит к простой схеме потока, не требующей деления его на зоны, отличающиеся законом изменения относительных средних квадратических отклонений, как это имеет место

при использовании показателей $\frac{\sigma_u}{\langle u_+ \rangle}$, $\frac{\sigma_V}{\langle u_+ \rangle}$; $\frac{\sigma_u}{V}$, $\frac{\sigma_V}{V}$;

$$\frac{\sigma_u}{V_*}, \frac{\sigma_V}{V_*}$$



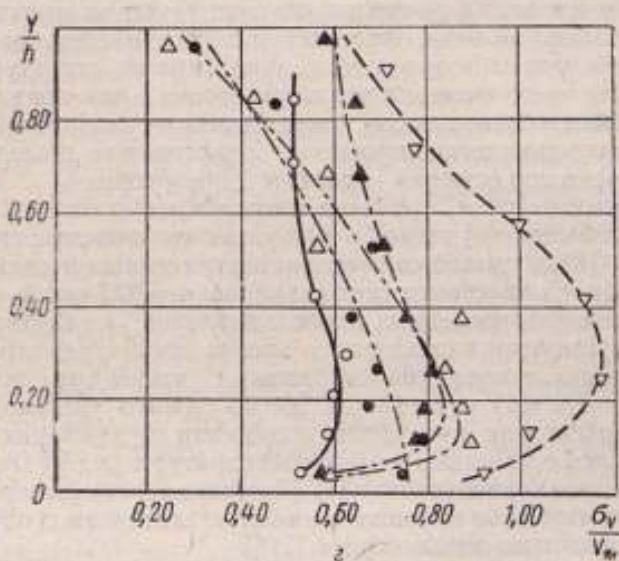
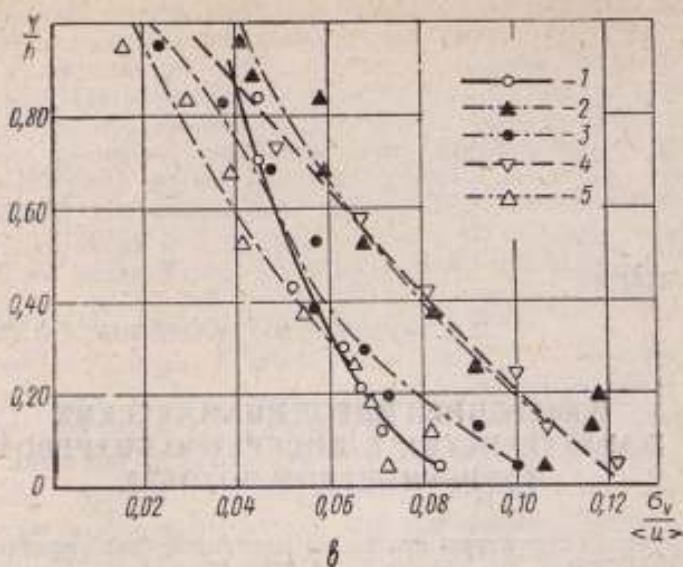


Рис. 2. Распределение относительных значений среднего квадратического отклонения пульсационной скорости по глубине потока:

1 — гравий $7 < d < 10$ мм, $Fr = 3,47$; 2 — гравий $7 < d < 10$ мм, $Fr = 1,01$; 3 — гравий $7 < d < 10$ мм, $Fr = 0,244$; 4 — гравий $d = 7$ мм, $Fr = 0,44$; 5 — песок $1 < d < 1,5$ мм, $Fr = 0,123$.

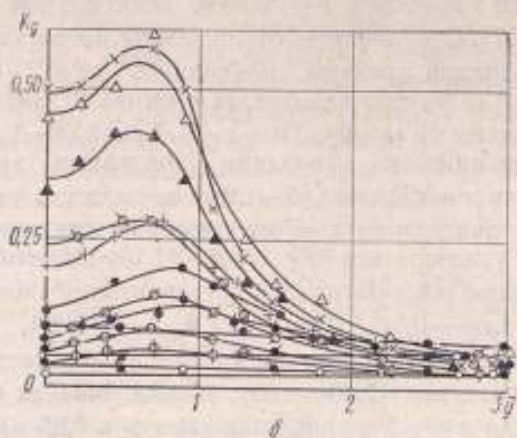
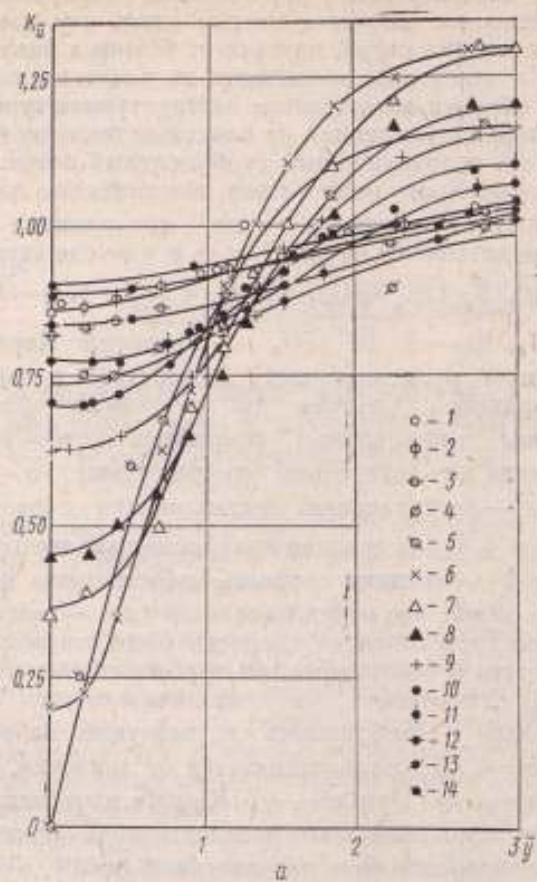
ИЗМЕРЕНИЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК В ДИСКРЕТНО-ВИХРЕВОМ И ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКАХ

Изучение структуры потока за пластиной было начато еще в XVI веке Леонардо да Винчи. Под влиянием развития воздухоплавания, артиллерии и авиации дальнейшие работы в этом направлении пошли не столько по пути изучения структуры потока, сколько по пути определения сопротивления среды движущимся телам. Вопрос о том, какая именно структура течения имеет место в следе в реальном потоке и как она влияет на теплообмен, перенос массы, распределение температуры и другие физико-химические процессы, происходящие в следе за телом, до сих пор остается недостаточно изученным.

Кинематическая структура потока и пульсация динамического давления изучались в турбулентном водном потоке при $Re = 1,2 \cdot 10^4$, в канале со стеклянными стенками и дном шириной 60 см, на пластинах трех размеров: $a_1 = 22,5$ мм, $a_2 = 45$ мм, $a_3 = 90$ мм, установленных перпендикулярно к набегающему потоку. При этом визуализация потока осуществлялась нерастворимыми в воде шарообразными частицами жидкости ($d = 1,0 - 1,5$ мм) с удельным весом, равным удельному весу воды. Траектории этих частиц и скорости их движения регистрировались с помощью кинофотоаппаратуры при надлежащем освещении и экранировании [1]. Пульсации динамического давления измеряли с помощью емкостных датчиков с последующей записью на осциллографе [2, 3].

1. **Кинематическая структура потока.** Скоростное поле потока реальной жидкости, воспроизведенное по кинофотоснимкам визуализированного потока в следе за тремя пластинами шириной $a_1 = 22,5$ мм; $a_2 = 45$ мм; $a_3 = 90$ мм при скорости набегающего потока $U_0 = 40$ см/с, позволяет видеть, что в следе поток симметрично по отношению к оси следа расходится и

приобретает поступательно-вращательное (вихревое) движение; беспорядочное движение потока вдоль оси следа возникает от пересечения струй, идущих от боковых вихревых возмущений. На некотором расстоянии от пластины оба потока смыкаются, образуя возмущенное неструктурное турбулентное течение, которое с удалением от пластины постепенно переходит в обычный невозмущенный турбулентный поток. Данные обработки скоростного поля потока, выполненные для различных расстояний от пластины $\bar{x} = x/a$, для размера пластины $a = 45$ мм представлены на рис. 1, а, б, в, г в виде зависимостей $K_u(\bar{y})$, $K_v(\bar{y})$, $K_{u'}(\bar{y})$, $K_{v'}(\bar{y})$, где $K_u = \bar{u}/U_0$, $K_v = \bar{v}/U_0$, $K_{u'} = \sqrt{(\overline{u'^2})}/U_0$, $K_{v'} = \sqrt{(\overline{v'^2})}/U_0$ — критерий Кармана для осредненных и пульсационных скоростей; $\bar{y} = y/a$ — поперечная координата, взятая на различных расстояниях x от пластины в продольном направлении, y — расстояние от оси следа в поперечном направлении; u — горизонтальная и v — вертикальная составляющие скорости течения; $\sqrt{u'^2}$ и $\sqrt{v'^2}$ — их средние квадратические пульсационные отклонения; U_0 — средняя скорость набегающего потока. Из этих данных видно, что перед пластиной ($x = -\infty$), эпюра горизонтальной составляющей скорости близка к эпюре осредненной скорости в невозмущенном турбулентном потоке. Критерий K_u изменяется в незначительных пределах ($K_u = 0,9-1,05$). Приближаясь к пластине на расстояние $\bar{x} = -2$ и $\bar{x} = -1$, K_u мало отличается от значения, имевшего место при $\bar{x} = -\infty$. При $\bar{x} = -0,5$ K_u уже изменяется от 0,72 до 1. Резкое изменение закономерности хода кривой $K_u(\bar{y})$ произошло непосредственно за пластиной ($\bar{x} = 0$), в этом сечении градиент критерия K_u достиг наибольшей величины ($K_u = 0-1,17$). С удалением от пластины на расстояние $\bar{x} = 1$ нижний и верхний пределы изменились до 0,2—1,3, однако разность между ними очень близка к разности, имевшей место в нулевом сечении ($\bar{x} = 0$). При $\bar{x} = 3$ $K_u = 0,36-1,3$, т. е. разность между нижним и верхним пределами уменьшилась до 0,94, а при $\bar{x} = 6$ $K_u = 0,45-1,2$, т. е. разность уменьшилась до 0,75. На расстоянии $\bar{x} = 8$ от пластины градиент скорости продолжает уменьшаться ($K_u = 0,62-1,15$) до величины, близкой к значению горизонтальной составляющей скорости перед пластиной ($\bar{x} = -0,5$). При $\bar{x} = 10$ $K_u = 0,7-1,1$, при $\bar{x} = 12$ $K_u = 0,77-1,07$. На расстоянии $\bar{x} = 20$ K_u изменяется в незначительных пределах (0,83—1,03), весьма близких к значению 0,82—1,02 при $\bar{x} = -1$ и приближающихся к 0,88—1,03, что ха-



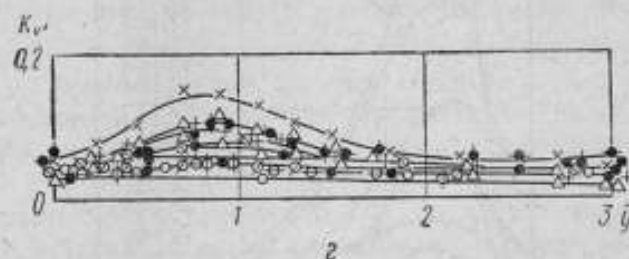
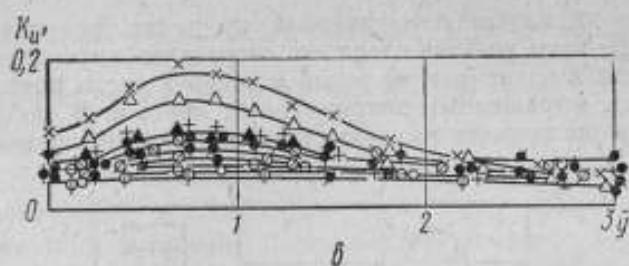


Рис. 1. Кривые зависимости $K_u^+(\bar{y})$, $K_v^+(\bar{y})$, $K_u^-(\bar{y})$, $K_v^-(\bar{y})$ для различных значений \bar{x}
 1 и 14 — свободный поток; 2 — $\bar{x} = 2$; 3 — $\bar{x} = -1$ и 4 — $\bar{x} = -0,5$ — створы перед пластиной; 5 — $\bar{x} = 0$; 6 — $\bar{x} = 1$; 7 — $\bar{x} = 3$; 8 — $\bar{x} = 6$; 9 — $\bar{x} = 8$; 10 — $\bar{x} = 10$; 11 — $\bar{x} = 12$; 12 — $\bar{x} = 20$ и 13 — $\bar{x} = 40$ — створы в следе

рактенно для невозмущенного турбулентного потока. Характер изменения вертикальной составляющей скорости течения K_v^+ (рис. 1, б) следует другой закономерности по отношению к K_u^+ . Максимального значения (0,5—0,6) K_v^+ достигает на участке следа от $\bar{x}=1$ до $\bar{x}=3$. С удалением от пластины \bar{x} , равным 6, 8, 10, K_v^+ уменьшается до 0,43; 0,28; 0,2 соответственно. При $\bar{x}=20$ и $\bar{y}=0,5$ величина K_v^+ уменьшилась до 0,1, а при $\bar{x}=40$ приблизилась к значению K_v в обычном турбулентном потоке.

Закономерность изменения пульсаций скоростей (рис. 1, в, г) весьма близка к характеру изменения кривых $K_v^+(\bar{y})$, однако их числовые значения значительно меньше. Так при $\bar{x}=0-6$ и $\bar{y}=0,6-0,9$ $K_u^+ = 0,13-0,2$ и $K_v^+ = 0,07-0,1$.

2. Количество движения потока с учетом пульсации скорости. Проведенный анализ кинематической структуры потока показывает, что несмотря на сложность дискретно-вихревой структуры движения реальной жидкости, скоростное поле, полученное за достаточно большой интервал времени, и последующая обработка с достаточным осреднением траекторий по

скорости на данной элементарной площадке, указывают на то, что на всем участке следа его скоростные характеристики устойчивы и их изменение вдоль и поперек следа происходит по вполне выраженным закономерным кривым. В таких случаях течение принято называть в среднем установившимся [4]

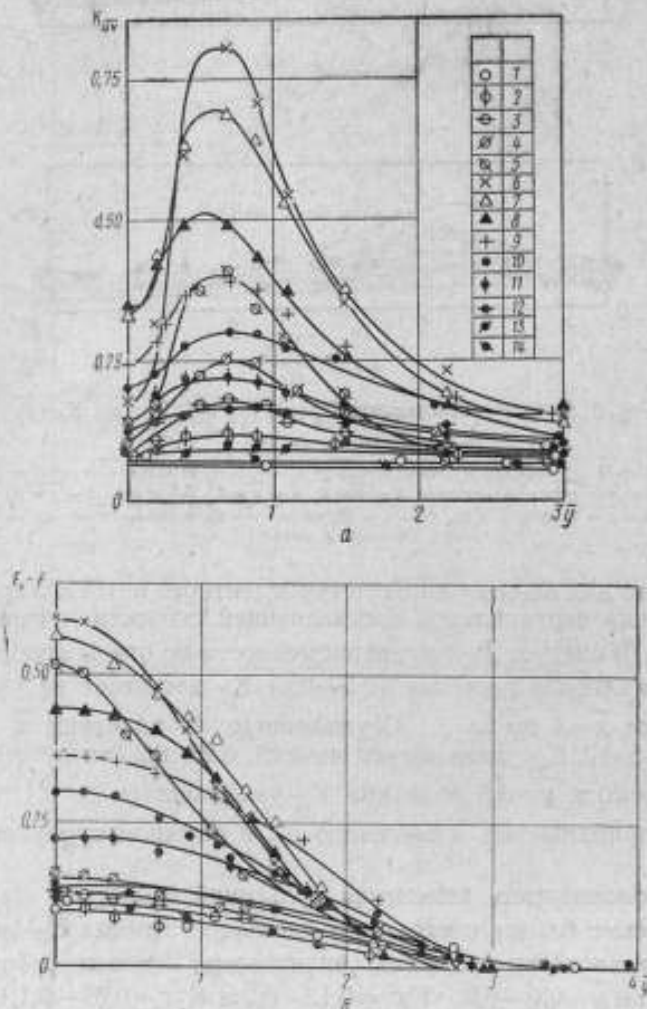


Рис. 2. Кривые зависимости:

а — семейство кривых зависимости $K_{uv}(\bar{y})$; б — семейство кривых зависимости $\Delta F(\bar{y})$; 1—14 — свободный поток; 2 — $\bar{x} = -2$, 3 — $\bar{x} = -1$ и 4 — $\bar{x} = -0.5$ — створы перед пластиной; 5 — $\bar{x} = 0$, 6 — $\bar{x} = 1$, 7 — $\bar{x} = 3$, 8 — $\bar{x} = 6$, 9 — $\bar{x} = 8$, 10 — $\bar{x} = 10$, 11 — $\bar{x} = 12$, 12 — $\bar{x} = 20$ и 13 — $\bar{x} = 40$ — створы в следе.

и для анализа изучаемого процесса можно воспользоваться безразмерным критерием количества движения с учетом пульсации скорости [5] $K_{uv} = 2\overline{uv}/U_0^2$, $\overline{uv} = \overline{uv} + \overline{u'v'}$.

На рис. 2, а представлено семейство кривых $K_{uv}(\bar{y})$ для различных значений \bar{x} . Эти данные показывают, что перед пластиной на расстоянии $\bar{x} = -\infty \div -1$ и за пластиной на расстоянии $\bar{x} = \infty \div 20$ значение K_{uv} изменяется в незначительных пределах: от величины, соответствующей развитому турбулентному потоку ($K_{uv} \approx 0,05-0,08$), до $0,08-0,1$ при $\bar{x} = -2$ и $\bar{x} = 20$. При приближении к пластине на расстояние $\bar{x} = -1$ и за пластиной на расстоянии $\bar{x} = 20$ K_{uv} уже возрос приблизительно до $0,1-0,18$, что указывает на влияние пластины на гидродинамическую структуру развитого турбулентного потока. При дальнейшем приближении к пластине K_{uv} возрастает более интенсивно. Так, при $\bar{x} = 10$ значение K_{uv} увеличилось до $0,34$, при \bar{x} , равном $8, 6, 3$ и 1 , оно достигло значений соответственно $0,41; 0,49; 0,67; 0,8$. Таким образом, участок следа, начиная примерно от $\bar{x} = -0,5$ до $\bar{x} \approx 10-12$ и от $\bar{y} = 0$ до $\bar{y} = 2$, насыщен дискретными вихрями и является наиболее напряженным.

Для количественного описания поступательного движения удобно воспользоваться критерием Фруда, составленным с учетом пульсации скорости $F = \overline{u^2}/ga$, где $\overline{u^2} = \overline{u^2} + \overline{u'^2}$, g — ускорение свободного падения. На рис. 2, б представлено семейство кривых зависимости $\Delta F(\bar{y})$, где $\Delta F = F_1 - F$, F_1 — максимальное значение критерия Фруда по оси y в данном сечении \bar{x} , F — переменное и F_2 — минимальное значения по оси y для данного сечения \bar{x} . Из этих данных видно, что в диапазоне величины \bar{x} от $-\infty, -2, -1, -0,5$ до пластины и $+\infty, 40, 20$ в следе за пластиной ΔF так же, как и K_{uv} , изменяется в незначительном диапазоне ($0,1-0,15$). Наибольшее изменение эта характеристика потока претерпевает по длине следа на участке $\bar{x} = 0-12$ с максимальным значением $F_{\max} \approx 0,5-0,6$. Если данные рис. 2, б для участка следа от $\bar{x} = 0$ до $\bar{x} = 10$ представить в виде зависимостей $\Delta \bar{F}(\bar{y})$ и $\bar{K}_{uv}(\bar{y})$ (рис. 3), где $\Delta \bar{F} = \Delta F/\Delta F_{\max}$ и $\bar{K}_{uv} = K_{uv}/K_{uv,\max}$, то закономерность их изменения в поперечном направлении следа удовлетворительно аппроксимируется зависимостями:

$$\Delta \bar{F} = \exp(-0,4 \bar{y}^{2,3}); \quad (1)$$

$$\bar{K}_{uv} = 50 \bar{y}^{-1,2} \exp(-4 \bar{y}). \quad (2)$$

На более удаленном участке следа от $\bar{x}=10$ до $\bar{x}=20$ ΔF можно определить по формуле

$$\Delta F = \exp(-0,24\bar{y}^2), \quad (3)$$

которая также удовлетворительно согласуется с опытными данными.

3. Пульсация динамического давления и скорости. Пульсацию давления исследовали с помощью емкостных датчиков, установленных заподлицо со стенкой канала, в котором стояла пластина шириной $a=45$ мм. Измерения проводили в разных

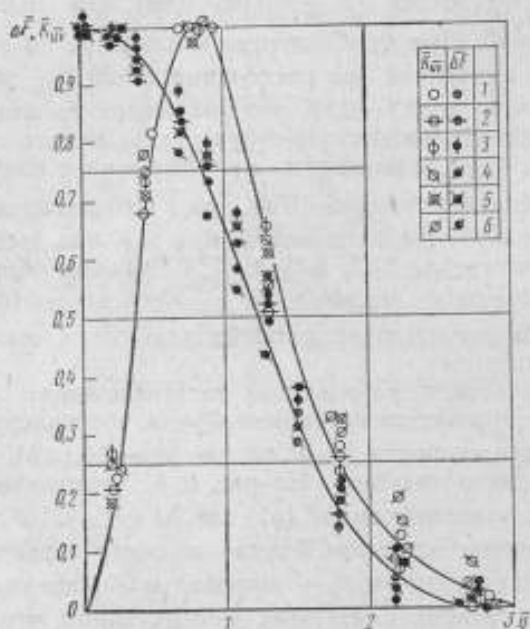


Рис. 3. Кривые зависимости $\bar{K}_{dyn}(\bar{y})$ и $\Delta F(\bar{y})$ для участка следа $\bar{x}=0-10$:

1 — $\bar{x}=0$; 2 — $\bar{x}=1$; 3 — $\bar{x}=3$; 4 — $\bar{x}=6$; 5 — $\bar{x}=8$,
6 — $\bar{x}=10$

сечениях по длине следа на разных расстояниях \bar{y} от его оси. На рис. 4 представлены данные обработки осциллограмм пульсации динамического давления в виде критериев: Эйлера $E' = 2gH'/U_0^2$ для размаха или двойной амплитуды H' и критерия Струхала $S = f a / U_0$ для частоты f . Из этих данных видно, что перед пластиной ($\bar{x} = -\infty, \bar{x} = -2$) и за пластиной ($\bar{x} = \infty$) (невозмущенный турбулентный поток) величина E' колеблется в пределах 0,065—0,15, а S — в пределах 0,18—0,22, т. е. пульсация динамического давления по амплитуде и частоте незначительна и количественно находится в пределах, близких к ве-

личине, характерной для невозмущенного турбулентного потока. С приближением к пластине на расстояние $\bar{x} = -1 \div 0,5$ перед пластиной и $\bar{x} = 20-12$ за пластиной характер хода кривых $E'(\bar{y})$ и $S(\bar{y})$ изменяется; они имеют максимум на участке от $\bar{y} = 0,6$ до $\bar{y} = 0,8$. Резкая деформация кривых $E'(\bar{y})$ и $S(\bar{y})$ с максимальными значениями, доходящими до $E' = 0,8$ и $S = 2$ при $\bar{y} = 0,8$, происходит на участке следа $\bar{x} = -0,5-12$.

Сравним данные, изображенные на рис. 5, а, с данными работы [6] о пульсации скорости, измеренной термоанемометром в воздушном потоке. Скорость потока U составляла 28 и 38 м/с, ширина пластины $a = 40$ мм. Данные, представленные в виде зависимости $K(\bar{y})$ (рис. 5, а), где K — отношение пульсационной скорости к средней, показывают, что закономерность изменения кривых $K(\bar{y})$ удовлетворительно согласуется с характером хода кривых $K_{\text{ср}}(\bar{y})$ (см. рис. 2, а) и $E'(\bar{y})$ (см. рис. 4, а).

На рис. 5, б представлен сводный обобщенный график зависимости $E'(\bar{y})$, $\bar{K}(\bar{y})$, где $\bar{K} = K/K_{\text{max}}$, $\bar{E}' = E'/E'_0$ — два различных сечения участка следа от $\bar{x} = 0$ до $\bar{x} = 10$. На этом же графике пунктиром нанесена кривая, вычисленная по уравнению (2). Сравнивая полученные данные, можно видеть, что максимальные значения $K_{\text{ср}}$, E' , K (рис. 2, а; 4, а; 5, а) достигают величины, составляющей 0,7—0,8 от кинетической энергии набегающего потока, и находятся на расстоянии от оси следа $\bar{y} \approx 0,8$ и от створа пластины вдоль оси следа на расстоянии $\bar{x} \approx 1$. Правая ветвь кривой, считая от $\bar{y} = 0,8$, в пределах точности измерения однозначно описывает физическую сущность явления в следе, хотя исследования выполнялись разной измерительной аппаратурой в разных средах (вода, воздух) в большом диапазоне скорости набегающего потока (от 40 см/с до ~ 40 м/с). Расхождение опытных данных слева от максимума следует объяснить, по-видимому, частично влиянием сложной вихревой структуры потока вблизи оси следа на измерительные приборы, вводимые в поток, и частично различной степенью точности последующей обработки осциллограмм пульсации давления и скорости. Нам представляется, что в этом отношении следует отдать предпочтение безынерционному, не нарушающему структуру потока, кинофотометоду визуализированного потока.

Таким образом, если принять за основу уравнение (2), то, учитывая ранее полученные зависимости в работах [5, 7, 8], можно записать равенство $\bar{K}_{\text{ср}} = E' = \bar{K}$ или

$$\frac{2 \bar{u} \bar{v}}{U_0^2} = \frac{2gH'}{U_0^2} = \frac{w'}{U_0}, \quad (4)$$

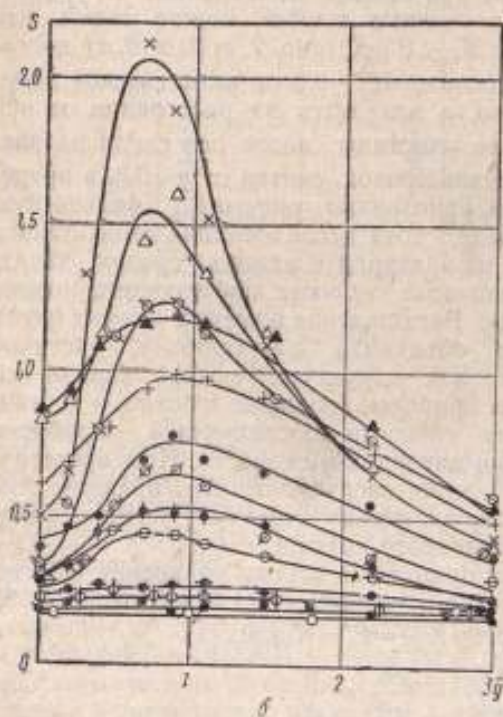
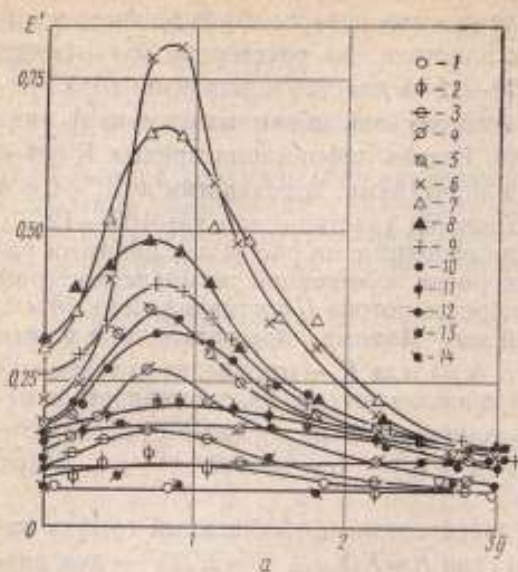


Рис. 4. Данные обработки осциллограмм пульсации динамического давления в виде:

α — критерия Эйлера $E'(\bar{y})$ и β — критерия Струхала $S(\bar{y})$; 1, 14 — $\bar{x} = 0$ — свободный поток; 2 — $\bar{x} = -2$, 3 — $\bar{x} = -1$ и 4 — $\bar{x} = -0,5$ — сечения перед пластиной; 5 — $\bar{x} = 0$ — в створе пластины; 6 — $\bar{x} = 1$, 7 — $\bar{x} = 3$, 8 — $\bar{x} = 6$, 9 — $\bar{x} = 8$, 10 — $\bar{x} = 10$, 11 — $\bar{x} = 12$, 12 — $\bar{x} = 20$ и 13 — $\bar{x} = 40$ — сечения в следе

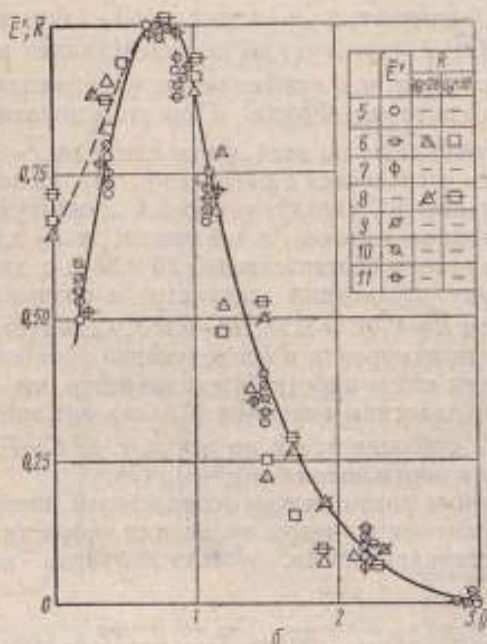
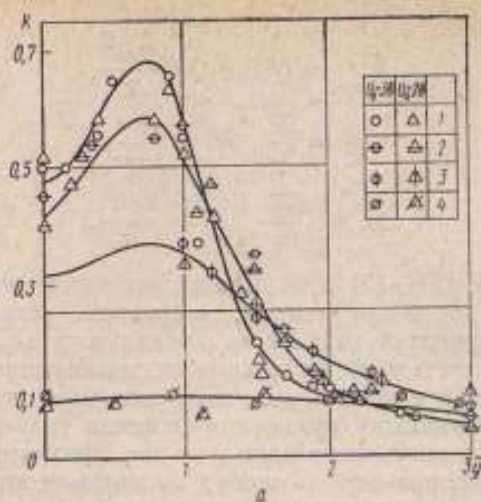


Рис. 5. Характер изменения потока вдоль следы.

а — амплитуды пульсации скорости $K(y)$ в водном потоке для скоростей 38 и 28 м/с; б — то же в виде зависимостей $K(y)$ и амплитуды пульсации давления $E(y)$ в водном потоке [пунктиром проведена кривая $K_{\text{теор}}(y)$]; 1 — $\bar{x} = 1$; 2 — $\bar{x} = 4$; 3 — $\bar{x} = 10$; 4 — $\bar{x} = 40$; 5 — $\bar{x} = 0$; 6 — $\bar{x} = 1$; 7 — $\bar{x} = 3$; 8 — $\bar{x} = 4$; 9 — $\bar{x} = 6$; 10 — $\bar{x} = 8$; 11 — $\bar{x} = 10$.

откуда

$$\overline{uv} = gH', \quad \overline{u\bar{v}} = \frac{U_0 w'}{2}, \quad (5)$$

$$H' = \frac{\overline{uv}}{g}, \quad H' = \frac{U_0 w'}{2g}, \quad (6)$$

$$w' = \frac{2\overline{uv}}{U_0}, \quad w' = \frac{2gH'}{U_0}. \quad (7)$$

Соотношения (5) — (7) показывают, что такие величины, как количество движения потока, в среднем установившегося, с учетом среднего от количества движения пульсаций (изучаемое кинофотометодом), пульсация гидродинамического давления (изучаемая емкостными, индуктивными или фотоэлектронными датчиками), пульсация скорости (изучаемая термоанемометром) описывают одно и то же физическое явление: формирование, развитие и распад дискретных вихрей в следе за плохо обтекаемым телом.

Характер изменения максимальных значений кривых $\Delta F(\bar{x})$, $K_{\overline{uv}}(\bar{x})$, $E'(\bar{x})$, $S(\bar{x})$, $K(\bar{x})$ представлен на рис. 6, а, б. Из графика следует, что эти величины изменяются по тому же закону, что и критерий Фруда. При этом значения $K_{\overline{uv}}$ и E' однозначно совпадают по всей длине следа от $\bar{x} = -2$ до $\bar{x} = 40$ (рис. 6, а), что согласуется с равенством (4). Некоторое несоответствие величины E' , характеризующей амплитуду пульсации давления в водном потоке, и величин K_1 и K_2 для скоростей набегающего потока соответственно 28 и 38 м/с, характеризующих амплитуду пульсации скорости в воздушном потоке (рис. 6, б) при $\bar{x} \approx 1$ ($E' = 0,75$; $K = 0,65$), следует отнести за счет неточности измерения и последующей обработки опытных данных. Но так как в работе [6] указывается, что на ближнем расстоянии от пластины величина K достигает значения 0,7, то равенство (4) соблюдается и по оси \bar{x} , т. е. $K = E'$. Этим подтверждаются и соотношения (5), (6), (7).

Закономерные связи между осредненным движением и количеством движения с учетом пульсации скорости для потока, в среднем установившегося, можно получить из уравнений Рейнольдса:

$$\frac{\partial}{\partial x} (\overline{u^2}) + \frac{\partial}{\partial y} (\overline{uv}) + \frac{\partial}{\partial z} (\overline{u\bar{w}}) = \bar{X} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \nu \nabla^2 \bar{u} - \frac{\partial (\overline{u'^2})}{\partial x} - \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z};$$

$$\frac{\partial}{\partial x} (\overline{uv}) + \frac{\partial}{\partial y} (\overline{v^2}) + \frac{\partial}{\partial z} (\overline{v\bar{w}}) = \bar{Y} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \nu \nabla^2 \bar{v} -$$

$$\begin{aligned}
 & -\frac{\partial}{\partial x} (\overline{u'v'}) - \frac{\partial}{\partial y} (\overline{v'v'}) - \frac{\partial}{\partial z} (\overline{v'w'}); \quad (8) \\
 & \frac{\partial}{\partial x} (\overline{u\overline{w}}) + \frac{\partial}{\partial y} (\overline{v\overline{w}}) + \frac{\partial}{\partial z} (\overline{w^2}) = \overline{Z} - \\
 & -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p}}{\partial z} + \nu \nabla^2 \overline{w} - \frac{\partial}{\partial x} (\overline{u'w'}) - \frac{\partial}{\partial y} (\overline{v'w'}) - \frac{\partial}{\partial z} (\overline{w'w'})^2; \\
 & \frac{\partial \overline{u}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{w}}{\partial z} = 0,
 \end{aligned}$$

где ρ — плотность жидкости; $\overline{X}, \overline{Y}, \overline{Z}$ — проекции объемных сил на оси x, y, z ; ν — кинематический коэффициент вязкости.

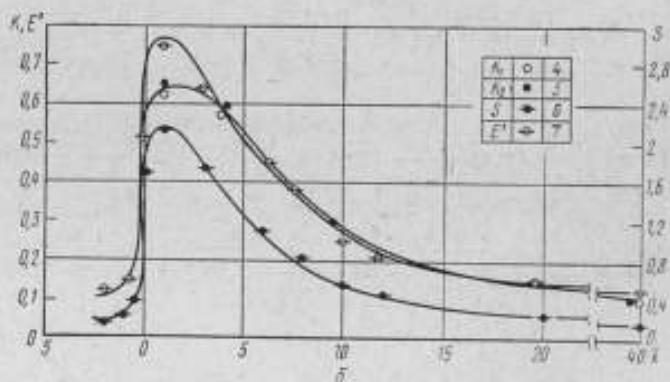
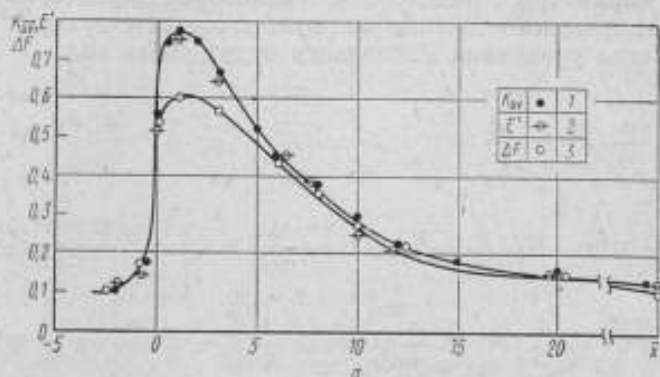


Рис. 6. Кривые изменения максимальных значений вдоль следа:

1 — $K_{\text{np}}(\overline{x})$, 2 — $E'(\overline{x})$, 3 — $\Delta F(\overline{x})$ для водного потока; 4 — $K_1(\overline{x})$ и 5 — $K_2(\overline{x})$ соответственно для скоростей 38 и 28 м/с для воздушного потока; 6 — $S(\overline{x})$ и 7 — $E'(\overline{x})$ для водного потока

Введем безразмерные переменные:

$$\begin{aligned} \bar{u} &= \hat{u} V_0; \quad \bar{v} = \hat{v} V_0; \quad \bar{w} = \hat{w} V_0; \quad \bar{p} = \hat{p} \rho_0; \\ \overline{u'^2} &= \hat{u}'^2 (\hat{u}'^2)_0; \quad \overline{u'v'} = \hat{u}' \hat{v}' (\hat{u}' \hat{v}')_0; \quad \overline{u'w'} = \hat{u}' \hat{w}' (\hat{u}' \hat{w}')_0; \\ \overline{v'^2} &= \hat{v}'^2 (\hat{v}'^2)_0; \quad \overline{v'w'} = \hat{v}' \hat{w}' (\hat{v}' \hat{w}')_0; \\ \overline{w'^2} &= \hat{w}'^2 (\hat{w}'^2)_0; \quad x = \hat{x} h_0; \quad y = \hat{y} h_0; \quad z = \hat{z} h_0; \\ \bar{X} &= \hat{X} g; \quad \bar{Y} = \hat{Y} g; \quad \bar{Z} = \hat{Z} g. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь параметры с индексом 0 — некоторые характерные для рассматриваемого течения масштабы соответствующих величин. Тогда уравнения Рейнольдса будут иметь вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \hat{x}} (\hat{u}^2) + \frac{\partial}{\partial \hat{y}} (\hat{u} \hat{v}) + \frac{\partial}{\partial \hat{z}} (\hat{u} \hat{w}) &= \frac{1}{Fr} \hat{X} - Eu \frac{\partial \hat{p}}{\partial \hat{x}} + \\ + \frac{1}{Re} \nabla^2 \hat{u} - K_{u'} \frac{\partial}{\partial \hat{x}} (\hat{u}'^2) - K_{u'v'} \frac{\partial}{\partial \hat{y}} (\hat{u}' \hat{v}') - K_{u'w'} \frac{\partial}{\partial \hat{z}} (\hat{u}' \hat{w}'); \\ \frac{\partial}{\partial \hat{x}} (\hat{u} \hat{v}) + \frac{\partial}{\partial \hat{y}} (\hat{v}^2) + \frac{\partial}{\partial \hat{z}} (\hat{v} \hat{w}) &= \frac{1}{Fr} \hat{Y} - Eu \frac{\partial \hat{p}}{\partial \hat{y}} + \frac{1}{Re} \nabla^2 \hat{v} - \\ - K_{u'v'} \frac{\partial}{\partial \hat{x}} (\hat{u}' \hat{v}') - K_{v'} \frac{\partial}{\partial \hat{y}} (\hat{v}'^2) - K_{v'w'} \frac{\partial}{\partial \hat{z}} (\hat{v}' \hat{w}'); \quad (10) \\ \frac{\partial}{\partial \hat{x}} (\hat{u} \hat{w}) + \frac{\partial}{\partial \hat{y}} (\hat{v} \hat{w}) + \frac{\partial}{\partial \hat{z}} (\hat{w}^2) &= \frac{1}{Fr} \hat{Z} - Eu \frac{\partial \hat{p}}{\partial \hat{z}} + \frac{1}{Re} \nabla^2 \hat{w} - \\ - K_{u'w'} \frac{\partial}{\partial \hat{x}} (\hat{u}' \hat{w}') - K_{v'w'} \frac{\partial}{\partial \hat{y}} (\hat{v}' \hat{w}') - \frac{\partial}{\partial \hat{z}} (\hat{w}'^2); \\ \frac{\partial \hat{u}}{\partial \hat{x}} + \frac{\partial \hat{v}}{\partial \hat{y}} + \frac{\partial \hat{w}}{\partial \hat{z}} &= 0, \quad \text{где } Fr = \frac{V^2}{gh}; \quad Eu = \frac{\rho_0}{\rho V^2}; \\ Re &= \frac{Vh}{\nu}; \quad K_{u'_j u'_j} = \frac{\overline{(u'_j u'_j)_0}}{V^2} \quad (i, j, = 1, 2, 3, \dots). \end{aligned}$$

С другой стороны, согласно теореме Прандтля о количестве движения потока, в среднем установившегося, с учетом среднего от количества движения пульсации скорости

$$\overline{u_i u_j} = \bar{u}_i \bar{u}_j + \overline{u'_i u'_j}, \quad (11)$$

На основании вышеупомянутого, уравнения Рейнольдса можно записать в виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} (\overline{u^2}) + \frac{\partial}{\partial y} (\overline{uv}) + \frac{\partial}{\partial z} (\overline{uw}) &= \bar{X} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \nu \nabla^2 \bar{u}; \\ \frac{\partial}{\partial x} (\overline{uv}) + \frac{\partial}{\partial y} (\overline{v^2}) + \frac{\partial}{\partial z} (\overline{vw}) &= \bar{Y} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \nu \nabla^2 \bar{v}; \\ \frac{\partial}{\partial x} (\overline{uw}) + \frac{\partial}{\partial y} (\overline{vw}) + \frac{\partial}{\partial z} (\overline{w^2}) &= \bar{Z} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + \nu \nabla^2 \bar{w}, \end{aligned} \quad (12)$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = 0.$$

Введем безразмерные переменные:

$$\begin{aligned} \overline{u^2} &= \hat{u}^2 (\overline{u^2})_0; \quad \overline{uv} = \hat{u}\hat{v} (\overline{uv})_0; \quad \overline{uw} = \hat{u}\hat{w} (\overline{uw})_0; \\ \overline{v^2} &= \hat{v}^2 (\overline{v^2})_0; \quad \overline{vw} = \hat{v}\hat{w} (\overline{vw})_0; \quad \overline{w^2} = \hat{w}^2 (\overline{w^2})_0; \\ \bar{u} &= \hat{u} V_0; \quad \bar{v} = \hat{v} V_0; \quad \bar{w} = \hat{w} V_0; \quad \bar{p} = \hat{p} \rho; \\ \bar{X} &= \hat{X} g; \quad \bar{Y} = \hat{Y} g; \quad \bar{Z} = \hat{Z} g; \quad x = \hat{x} h_0; \quad y = \hat{y} h_0; \quad z = \hat{z} h_0. \end{aligned} \quad (13)$$

Уравнения (12) можно записать в виде:

$$\begin{aligned} \bar{K}'_{\hat{x}} \frac{\partial}{\partial \hat{x}} (\hat{u}^2) + \bar{K}'_{\hat{y}} \frac{\partial}{\partial \hat{y}} (\hat{u}\hat{v}) + \bar{K}'_{\hat{z}} \frac{\partial}{\partial \hat{z}} (\hat{u}\hat{w}) &= \frac{1}{Fr} \hat{X} - \\ &- Eu \frac{\partial \hat{p}}{\partial \hat{x}} + \frac{1}{Re} \nabla^2 \hat{u}; \\ \bar{K}'_{\hat{x}} \frac{\partial}{\partial \hat{x}} (\hat{u}\hat{v}) + \bar{K}'_{\hat{y}} \frac{\partial}{\partial \hat{y}} (\hat{v}^2) + \bar{K}'_{\hat{z}} \frac{\partial}{\partial \hat{z}} (\hat{v}\hat{w}) &= \\ &= \frac{1}{Fr} \hat{Y} - Eu \frac{\partial \hat{p}}{\partial \hat{y}} + \frac{1}{Re} \nabla^2 \hat{v}; \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \bar{K}'_{uv} \frac{\partial}{\partial x} (\hat{u}\hat{v}) + \bar{K}'_{vw} \frac{\partial}{\partial y} (\hat{v}\hat{w}) + \bar{K}'_w \frac{\partial}{\partial z} (\hat{w}^2) = \frac{1}{Fr} \hat{Z} - \\ - Eu \frac{\partial \hat{p}}{\partial z} + \frac{1}{Re} \nabla^2 \hat{w}, \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} \bar{K}'_u = \frac{(\hat{u}^2)_0}{V_0^2}; \quad \bar{K}'_v = \frac{(\hat{v}^2)_0}{V_0^2}; \quad \bar{K}'_w = \frac{(\hat{w}^2)_0}{V_0^2}; \\ \bar{K}'_{uv} = \frac{(\hat{u}\hat{v})_0}{V_0^2}; \quad \bar{K}'_{vw} = \frac{(\hat{v}\hat{w})_0}{V_0^2}; \\ \bar{K}'_{vw} = \frac{(\hat{v}\hat{w})_0}{V_0^2}; \quad Fr = \frac{V_0^2}{gh}; \quad Eu = \frac{\bar{p}_0}{\rho V_0^2}; \quad Re = \frac{V_0 h}{\nu}. \end{aligned}$$

В случае плоской задачи уравнения (14) сводятся к следующему:

$$\begin{aligned} \bar{K}'_u \frac{\partial}{\partial x} (\hat{u}^2) + \bar{K}'_{uv} \frac{\partial}{\partial y} (\hat{u}\hat{v}) + \bar{K}'_{uw} \frac{\partial}{\partial z} (\hat{u}\hat{w}) = \\ = - Eu \frac{\partial \hat{p}}{\partial x}. \end{aligned} \quad (15)$$

Так как третья составляющая скорости не рассматривается, то $\frac{\partial (\hat{u}\hat{w})}{\partial z} = 0$, тогда уравнение (15) примет вид

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\bar{K}'_u \frac{1}{u^2} + Eu \hat{p} \right) + \bar{K}'_{uv} \frac{\partial}{\partial y} (\hat{u}\hat{v}) = 0. \quad (16)$$

В задаче затопленной полуструи, вытекающей из щели в канал, находящийся под атмосферным давлением, градиентом статического давления можно пренебречь, тогда уравнение (16) примет вид:

$$\bar{K}'_u \frac{\partial}{\partial x} (\hat{u}^2) + \bar{K}'_{uv} \frac{\partial}{\partial y} (\hat{u}\hat{v}) = 0. \quad (17)$$

Для решения уравнения (17) представим $\frac{\partial (\hat{u}^2)}{\partial x}$ в виде

$$\frac{\Delta}{\partial \bar{x}} = \frac{1}{Fr'} \hat{H}_1 \frac{\partial F}{\partial \bar{x}},$$

где $Fr' = \frac{(\bar{u}^2)^0}{gh_0}$; $\hat{H}_1 = \frac{h_0}{H_1}$; $\bar{x} = \frac{x}{H_2}$; $\hat{H}_2 = \frac{h_0}{H_2}$.

Тогда уравнение (17) примет вид:

$$\frac{\hat{H}_1}{Fr'} \bar{K}'_u \frac{\partial F}{\partial \bar{x}} + \frac{h_0}{H_2} \bar{K}'_{uv} \frac{\Delta}{\partial \bar{y}} = 0. \quad (18)$$

Пользуясь уравнением, приводимым в работе [12]

$$F = 1 - \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{k\bar{x}} \exp\left(-\frac{\bar{x}^2}{2}\right) d\bar{x}, \quad (19)$$

в котором для нашего случая $k=0,6$, и полагая $F_{cr} = \frac{1}{2} F_{max}$, получим

$$\frac{\partial F_{cr}}{\partial \bar{x}} = -\frac{1}{2} \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{k^2 \bar{x}^2}{2}\right). \quad (20)$$

Подставив выражение (20) в уравнение (18), получим:

$$-\hat{H}_2 \bar{K}'_{uv} \frac{\Delta}{\partial \bar{y}} = -\frac{\hat{H}_1}{Fr'} \bar{K}'_u \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{k^2 \bar{x}^2}{2}\right).$$

Принтегрируем полученное уравнение по \bar{y} от \bar{y} до 1, учитывая, что при $\bar{y}=1$ величину $\frac{\Delta}{uv}$ можно принять равной нулю. Тогда

$$\frac{\Delta}{uv} = \frac{\hat{H}_1}{\hat{H}_2} \frac{\bar{K}'_u}{\bar{K}'_{uv} Fr'} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{q \bar{x}^2}{2}\right) (1 - \bar{y}) \quad (q = k^2).$$

ВЫВОДЫ

1. Проведенные исследования позволили воспроизвести скоростное поле в следе за пластиной, обработка и анализ которого показали, что несмотря на сложность дискретно-вихревой структуры движения реальной жидкости ее скоростные характеристики, представленные в виде критерия Кармана K'_{u-} , K'_{v-} , K'_{uv-} , K'_{v+} , весьма устойчивы и их изменение в поперечном и продольном направлениях следа происходит по вполне определенным кривым.

2. Применение критерия Фруда для описания поступательного движения и критерия количества движения с учетом пульсации скорости для описания поступательно-вращательного движения дало возможность получить для различных участков следа аналитические выражения, удовлетворительно согласующиеся с опытными данными.

3. В результате измерения пульсации динамического давления в водном потоке получены амплитудные и частотные характеристики, а выражение их через критерии Эйлера и Струхала и сравнение с данными пульсации скорости в воздушном потоке позволило установить единую закономерность их изменения в следе для воды и воздуха.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фомичев М. С. Структура течения за пластиной в реальной жидкости. «Изв. АН СССР», ОТН, 1953, № 8.
2. Фомичев М. С. Измерение пульсации гидродинамического давления двухфазного потока. «Изв. АН СССР», сер. «Энергетика и транспорт», 1960, № 2.
3. Фомичев М. С. Пульсация динамического давления, распределение температуры и концентрации газа в зоне дискретных вихрей в следе за пластиной, обтекаемой безграничным потоком. «Изв. АН СССР», сер. «Энергетика и транспорт», 1968, № 3.
4. Прандтль Л. Гидроаэромеханика. М., ИИЛ, 1949.
5. Фомичев М. С. Количество движения потока с учетом пульсации скорости в затопленной полуструе. «Изв. АН СССР», сер. «Энергетика и транспорт», 1968, № 2.
6. Abramovich G. N., Knudenko V. G., Makarov I. S. «Internat. J. Heat and Mass Transfer», 1961, v. 3, N 84.
7. Фомичев М. С. Исследование гидродинамических и тепловых характеристик струи, ограниченной стенками канала. «Изв. АН СССР», сер. «Энергетика и транспорт», 1966, № 5.
8. Фомичев М. С. Исследование пульсации скорости и давления в зоне дискретных вихрей затопленной полуструи. «Изв. АН СССР», сер. «Энергетика и транспорт», 1967, № 1.

К ВОПРОСУ О СТРУКТУРЕ ТУРБУЛЕНТНОГО ПОТОКА В ТРУБАХ И КАНАЛАХ

Обобщение экспериментальных данных часто проводится в виде критериальных зависимостей. С целью установления критериев, которые определяют турбулентное течение, рассмотрим уравнения Рейнольдса для установившегося турбулентного движения несжимаемой жидкости, которые имеют вид [1]:

$$\begin{aligned} \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = & -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \nu \nabla^2 \bar{u} + \\ & + \frac{\partial (-\overline{u'^2})}{\partial x} + \frac{\partial (-\overline{u'v'})}{\partial y} + \frac{\partial (-\overline{u'w'})}{\partial z} + \bar{F}_x; \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \bar{u} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} = & -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \nu \nabla^2 \bar{v} + \frac{\partial (-\overline{u'v'})}{\partial x} + \\ & + \frac{\partial (-\overline{v'^2})}{\partial y} + \frac{\partial (-\overline{v'w'})}{\partial z} + \bar{F}_y; \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \bar{u} \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{w}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = & -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + \nu \nabla^2 \bar{w} + \\ & + \frac{\partial (-\overline{u'w'})}{\partial x} + \frac{\partial (-\overline{v'w'})}{\partial y} + \frac{\partial (-\overline{w'^2})}{\partial z} + \bar{F}_z, \end{aligned} \quad (3)$$

где x, y, z — декартовы координаты; $\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$ — проекции местной осредненной скорости на оси x, y и z соответственно; ρ — плотность жидкости; \bar{p} — осредненное давление; ν — кинематический коэффициент вязкости; Δ^2 — оператор Лапласа; $\bar{F}_x, \bar{F}_y, \bar{F}_z$ — проекции объемных сил на оси x, y, z ; $\tau_{ij} = -\rho \overline{u'_i u'_j}$ — тензор турбулентных напряжений; u', v', w' — пульсационные

составляющие проекций мгновенных скоростей потока на оси x, y, z соответственно.

Введем новые переменные: $x = \hat{x}h_0, y = \hat{y}h_0, z = \hat{z}h_0, \bar{u} = \hat{u}V_0, \bar{v} = \hat{v}V_0, \bar{w} = \hat{w}V_0, \bar{p} = \hat{p}\rho_0, \bar{u}'_i \bar{u}'_j = \hat{u}'_i \hat{u}'_j, (\hat{u}'_i \hat{u}'_j)_0, \bar{F}_i = F_0 \hat{F}_i (i, j = 1, 2, 3)$, где параметры с индексом «0» — некоторые характерные для рассматриваемого течения масштабы соответствующих величин.

Теперь система уравнений (1)–(3) будет выглядеть так:

$$\begin{aligned} \hat{u} \frac{\partial \hat{u}}{\partial \hat{x}} + \hat{v} \frac{\partial \hat{u}}{\partial \hat{y}} + \hat{w} \frac{\partial \hat{u}}{\partial \hat{z}} = -Eu \frac{\partial \hat{p}}{\partial \hat{x}} + \frac{1}{Re} \nabla^2 \hat{u} + K_u \frac{\partial (-\hat{u}'^2)}{\partial \hat{x}} + \\ + K_{uv} \frac{\partial (-\hat{u}'\hat{v}')}{\partial \hat{y}} + K_{uw} \frac{\partial (-\hat{u}'\hat{w}')}{\partial \hat{z}} + \frac{1}{Fr} \hat{F}_x; \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \hat{u} \frac{\partial \hat{v}}{\partial \hat{x}} + \hat{v} \frac{\partial \hat{v}}{\partial \hat{y}} + \hat{w} \frac{\partial \hat{v}}{\partial \hat{z}} = -Eu \frac{\partial \hat{p}}{\partial \hat{y}} + \frac{1}{Re} \nabla^2 \hat{v} + K_{uv} \times \\ \times \frac{\partial (-\hat{u}'\hat{v}')}{\partial \hat{x}} + K_v \frac{\partial (-\hat{v}'^2)}{\partial \hat{y}} + K_{vw} \frac{\partial (-\hat{v}'\hat{w}')}{\partial \hat{z}} + \frac{1}{Fr} \hat{F}_y; \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \hat{u} \frac{\partial \hat{w}}{\partial \hat{x}} + \hat{v} \frac{\partial \hat{w}}{\partial \hat{y}} + \hat{w} \frac{\partial \hat{w}}{\partial \hat{z}} = -Eu \frac{\partial \hat{p}}{\partial \hat{z}} + \frac{1}{Re} \nabla^2 \hat{w} + \\ + K_{uw} \frac{\partial (-\hat{u}'\hat{w}')}{\partial \hat{x}} + K_{vw} \frac{\partial (-\hat{v}'\hat{w}')}{\partial \hat{y}} + K_w \frac{\partial (-\hat{w}'^2)}{\partial \hat{z}} + \frac{1}{Fr} \hat{F}_z, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\text{где } Eu = \frac{P_0}{\rho V_0^2}; \quad Re = \frac{V_0 h_0}{\nu};$$

$$Fr = \frac{V_0^2}{F_0}; \quad K_u = \frac{(\hat{u}'^2)_0}{V_0^2};$$

$$K_v = \frac{(\hat{v}'^2)_0}{V_0^2}; \quad K_w = \frac{(\hat{w}'^2)_0}{V_0^2};$$

$$K_{uv} = \frac{(\hat{u}'\hat{v}')_0}{V_0^2}; \quad K_{uw} = \frac{(\hat{u}'\hat{w}')_0}{V_0^2};$$

$$K_{vw} = \frac{(\hat{v}'\hat{w}')_0}{V_0^2}.$$

Таким образом, установившееся турбулентное движение несжимаемой вязкой жидкости характеризуется следующими критериями: Eu — критерий Эйлера; Re — критерий Рейнольдса; Fr — критерий Фруда; K_u , K_v , K_w , K_{uv} , K_{uw} , K_{vw} — критерии Кармана.

Из выражения

$$f(Eu, Re, Fr, K_u, K_v, K_w, K_{uv}, K_{uw}, K_{vw}) = 0 \quad (7)$$

следует, что движение определяется не величинами отдельно взятых размерных факторов, а их взаимодействием, проявляющимся в виде безразмерных критериев, входящих в указанное выше соотношение.

Для равномерного потока перепад давления по длине постоянный. В этом случае критерий Эйлера имеет вид

$$Eu = \frac{\Delta p}{\rho V^2}, \quad (8)$$

где V — средняя скорость потока.

Кроме того, потеря напора на трение в равномерном потоке равна:

$$h_w = \lambda \frac{V^2 L}{2g \cdot 4R}, \quad (9)$$

где L — длина, на которой рассчитываются потери, а R — гидравлический радиус канала.

Сравнив уравнения (8) и (9), получим:

$$\lambda = \frac{8 Eu R}{L}. \quad (10)$$

Тогда соотношение (7) можно записать так:

$$f(\lambda, Re, Fr, K_u, K_v, K_w, K_{uv}, K_{uw}, K_{vw}) = 0. \quad (11)$$

Из уравнения (11) можно заключить, что турбулентный поток в общем случае неоднозначно определяется критериями Fr и Re и при одних и тех же значениях вышеупомянутых критериев может иметь различные характеристики турбулентности, следовательно, и сопротивление движению может быть различным. Поэтому наряду с установлением зависимостей

$$\lambda = f(Re, Fr) \quad (12)$$

необходимо установить также вид зависимостей:

$$K_u = \varphi_1(Re, Fr), \quad (13)$$

$$K_v = \varphi_2(\lambda, Re, Fr) \quad (14)$$

$$\text{или } K_w = \varphi_3(Eu, Re, Fr) \quad (15)$$

и аналогичные зависимости для K_{uv} , K_{uw} , K_{vw} .

На рис. 1 и 2 представлены результаты исследований критерия Кармана и коэффициента гидравлического трения λ , по данным различных авторов,

Среди опытных данных, относящихся к безнапорным потокам, есть результаты исследования спокойных ($Fr < 1$) и бурных потоков ($Fr > 1$). Экспериментальные точки, нанесенные на рис. 1, в виде зависимости $K_u = K_u(Re)$, сортируясь по относительным ординатам y/h , образуют семейство кривых $K_u = \frac{\sigma_u}{u} = f(Re)$, для которых y/h является параметром. Из рисунков видно, что зависимость $K_u = K_u(Re)$ для одного и того

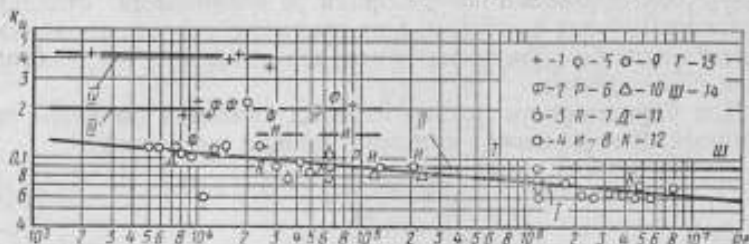


Рис. 1. Зависимость критерия Кармана от числа Рейнольдса в равномерном потоке ($\frac{y}{R} = 0,10$) по данным:

1 — Никитина [2], безнапорный водный поток; 2 — Фазуллаева [3, 4], безнапорный водный поток; 3 — Федорова [5], р. Тверца; 4 — Рейхардта [6], напорный воздушный поток; 5 — Фидмана [7], безнапорный и напорный потоки; 6 — Райхлена [8], безнапорный водный поток; 7 — Рослера и Прието [9], напорный водный поток; 8 — Гиппеля, Райхлена [10], безнапорный водный поток; 9 — Милского [11], р. Кама, напорный и безнапорный потоки; 10 — Коит-Белло [12], напорный воздушный поток; 11 — Клебанова, Дьяля [13], продольное обтекание плоской пластины воздушным потоком; 12 — Клебанова [14], продольное обтекание плоской пластины воздушным потоком; 13 — Треси [15], напорный поток; 14 — Шубазра, Клебанова [16], продольное обтекание плоской пластины воздушным потоком

же значения y/h имеет тот же характер, что и зависимость $\lambda = \lambda(Re)$ в гладкой, переходной и квадратичной областях закона сопротивления (рис. 2).

В целях выявления физического смысла коэффициента гидравлического сопротивления, рассмотрим рис. 3, где представлены $K_u = K_u(Re)$ и $\lambda = \lambda(Re)$ для одних и тех же опытов, а также нанесен для сравнения график Никурадзе. Опытные данные о гидравлическом сопротивлении, представленные на рисунке, в потоках с гидравлически гладкими стенками хорошо аппроксимируются зависимостью $\lambda = 0,12 Re^{-0,2}$, близкой к закономерности гладкого трения, полученной в опытах Никурадзе (закономерности Блазиуса). Критерий K_u так же, как и λ , для течений в гидравлически гладких каналах является функцией только числа Рейнольдса.

На рис. 1, 2 имеется группа линий $K_u = K_u(Re)$, параллельных оси абсцисс. Для соответствующих опытов зависимость $\lambda = \lambda(Re)$ выражается также линиями, параллельными оси абсцисс ($\lambda = \text{const}$). Каждой параллельной оси абсцисс линии $\lambda = \lambda(Re)$ соответствует одна и только одна параллельная оси абсцисс линия $K_u = K_u(Re)$ независимо от условий опытов,

вида и степени шероховатости, состояния потока ($Fr > 1$ и $Fr < 1$), рода жидкости (воздух, вода) и типа потока (напорный, безнапорный). Таким образом, на рис. 3 имеется группа линий $\lambda = \lambda(Re)$, параллельных оси абсцисс, с соответственно постоянными значениями λ , различными для разных значений

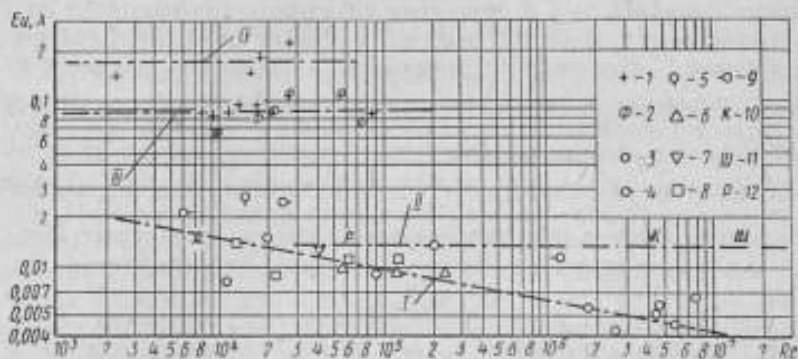


Рис. 2. Зависимость коэффициента гидравлического трения от числа Рейнольдса в равномерном турбулентном потоке, по данным:

1 — Никитина [2], безнапорный водный поток; 2 — Фазуаллина [3, 4], безнапорный водный поток; 3 — Минского [11], р. Кама, напорный и безнапорный потоки; 4 — Рейхардта [5], напорный воздушный поток; 5 — Фадмана [7], безнапорный и напорный потоки; 6 — Конт-Бедло [12], напорный воздушный поток; 7 — Лаври [17], безнапорный водный поток; 8 — Лауфера [18], напорный воздушный поток; 9 — Тауссенда [19], продольное обтекание плоской пластины воздушным потоком; 10 — Клебанова [14], продольное обтекание плоской пластины воздушным потоком; 11 — Шубаева, Клебанова [16], продольное обтекание плоской пластины воздушным потоком; 12 — Райхлена [8], безнапорный водный поток

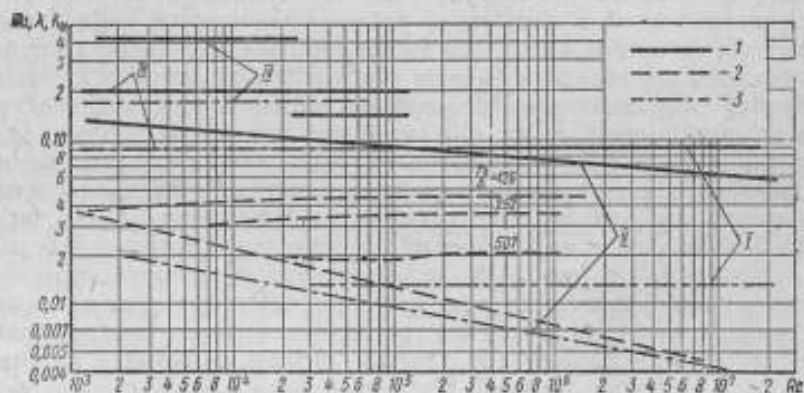


Рис. 3. Зависимости коэффициента гидравлического трения и критерия Кармана от числа Рейнольдса в равномерном турбулентном потоке:

$$\left(\frac{y}{R} = 0,10\right):$$

1 — $K_\lambda(Re)$ по данным различных авторов; 2 — $\lambda(Re)$, $\lambda(Re)$ — по данным различных авторов; 3 — $\lambda(Re)$ по данным Никурадзе

критерия Кармана K_u . Это относится и к каналам с вполне шероховатыми стенками. Или, наоборот, имеется группа линий $K_u = K_u(Re)$, параллельных оси абсцисс (не зависящих от Re), с соответственно постоянными значениями K_u , различными для разных значений λ .

Сравнивая вышеописанные рисунки с графиком Никурадзе, важно отметить, что в подобных ситуациях коэффициент гидравлического трения λ при одной и той же относительной шероховатости (по графику Никурадзе) перестает зависеть от числа Рейнольдса (при $\frac{\Delta}{r} = \text{const}$, $\lambda = \text{const}$). В данном случае коэффициент гидравлического трения зависит только от относительной шероховатости $\frac{\Delta}{r}$. Это обстоятельство позволяет объяснить внешне противоречивые выводы различных авторов о влиянии скорости на турбулентные характеристики потока.

Действительно, существует область, где функция $K_u = K_u(Re)$ убывает с возрастанием числа Рейнольдса (см. рис. 1 линия I). В этом случае и коэффициент гидравлического трения λ убывает с увеличением числа Рейнольдса (см. рис. 2, 3, линия I). Существует область, в которой K_u не зависит от числа Рейнольдса (см. рис. 1, линии II, III, IV), в этом случае λ не зависит от Re (см. рис. 2, 3). В области, где λ возрастает с увеличением числа Рейнольдса, возрастает и $K_u = K_u(Re)$.

Если исходить из предположения о существовании гидравлически гладких и шероховатых поверхностей, то ценность представленной в настоящей работе графической сводки заключается еще и в том, что в одной последовательности представлены все возможные типы турбулентных потоков с точки зрения гидродинамического сопротивления λ и интенсивности турбулентности K_u . Так, при турбулентном потоке вдоль гладких поверхностей турбулентность вызывается физическими свойствами самой жидкости и не зависит от шероховатости поверхности стенки; λ и K_u являются функциями только числа Рейнольдса и не зависят от относительной шероховатости.

Линия I (см. рис. 1—3) является нижней границей существования сопротивления, т. е. границей области определения функции $\lambda = \lambda(Re)$ и нижней границей области определения функции $K_u = K_u(Re)$ по данным использованных в работе опытов. В случае же турбулентного потока в каналах явно шероховатого типа турбулентность преимущественно определяется шероховатостью стенки; λ и K_u меняют свои значения с изменением относительной шероховатости и в пределах квадратичного закона сопротивления остаются постоянными для одной и той же относительной шероховатости независимо от числа Рейнольдса.

Между этими предельными формами движения имеются промежуточные переходные зоны с достаточно сложными характеристиками. Гидравлически гладкие и шероховатые поверхности — это только относительные понятия. Как видно из рис. 1, 2, 3, поток «гладкого» типа переходит в поток «шероховатого» типа и наоборот, в зависимости от величины относительной шероховатости $\frac{\Delta}{r}$ и числа Рейнольдса.

Экспериментальное исследование турбулентного течения вблизи стенки весьма осложнено искажением картины течения в результате введения в поток измерительного прибора. Поэтому большой интерес представляют исследования Фейджа [20], Фогельполя [21], Гуссака [22] с ультрамикроскопом. Ими, в частности, было установлено, что частицы в непосредственной близости к стенке вовсе не имеют прямолинейного движения в направлении оси трубы. Извилистость пути частиц возрастает по мере приближения к дну. Отсутствие ламинарного подслоя подтверждается и другими работами (Ландау и Лифшиц [23]).

Таблица

r , мм	u , мм/с	$\sqrt{\overline{u'^2}}$	$\frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{u}$
0—0,10	3,375	0,765	0,227
0,11—0,20	4,615	0,688	0,149
0,21—0,30	6,075	1,59	0,251
0,31—0,40	8,015	2,16	0,259
0,41—0,50	9,33	2,65	0,295
0,51—0,60	11,43	3,77	0,338

Из таблицы, заимствованной из работы Гуссака, видно, что на достаточно близком расстоянии от дна средние квадратические отклонения пульсации скорости составляют 20—30% от величины средней скорости. Поток имеет турбулентный режим до самого дна, и в придонном слое обнаружены так называемые местные гидравлические явления — вальцы и прыжки.

Исследования Н. Т. Фазуллина [3, 4] показали, что средние квадратические отклонения пульсаций скорости, отнесенные к местной осредненной скорости, неуклонно возрастают к дну потока.

В исследованиях же М. С. Фомичева показано, что динамические характеристики потока, такие, как пульсация давления, на границе соприкосновения потока с дном не равны нулю [24].

В настоящей работе сделана попытка вывести формулу распределения осредненной скорости, а также турбулентного

касательного напряжения по глубине при равномерном турбулентном течении жидкости в плоском канале и в трубе с гладкими стенками.

На твердой неподвижной стенке турбулентные касательные напряжения равны нулю, ибо турбулентные пульсации скорости отсутствуют. Поэтому трение на стенке определяется законом Ньютона

$$\frac{\tau_0}{\rho} = \nu \frac{d\bar{u}}{dy}, \quad (16)$$

Введем безразмерные переменные

$$\bar{u} = V_* \hat{u}, \quad y = \hat{y}h, \quad (17)$$

где h — расстояние от дна плоского потока до динамической оси или свободной поверхности.

Тогда соотношение (16) можно записать так:

$$\frac{1}{Re_*} \frac{d\hat{u}}{d\hat{y}} = 1, \quad (18)$$

где $Re_* = \frac{V_* h}{\nu}$.

Интеграл уравнения (18), справедливого в малой окрестности стенки, имеет вид

$$\hat{u} = Re_* \hat{y}. \quad (19)$$

Перемножение соотношений (18) и (19) дает

$$\hat{y} \frac{d\hat{u}}{d\hat{y}} = \hat{u}. \quad (20)$$

Следовательно, движение жидкости вблизи стенки можно рассматривать, как качение вихрей по стенке с безразмерной скоростью \hat{u} и с угловой скоростью $\frac{d\hat{u}}{d\hat{y}}$ [25].

Согласно работе М. Д. Миллионщикова [25], турбулентное течение обладает интегральными особенностями, которые можно попытаться описать некоторой моделью течения в поле усредненных скоростей. Так же, как и в работе [25], основное положение излагаемой ниже теории заключается в том, что рассматривается турбулентное течение в поле усредненных характеристик в виде суперпозиции вихрей, катящихся по граничной поверхности. Но в качестве граничной поверхности выбирается неподвижная стенка. Основное уравнение предлагаемой модели турбулентности имеет вид

$$\hat{y} \frac{d\hat{u}}{d\hat{y}} = f(\hat{u}), \quad (21)$$

где $f(\hat{u})$ — некоторая функция скорости, пока еще неизвестная.
 Проинтегрированное уравнение плоского потока [26]

$$\frac{d\hat{u}'v'}{d\hat{y}} = -1 + \frac{1}{\text{Re}_*} \frac{d^2\hat{u}}{d\hat{y}^2} \quad (22)$$

с учетом граничных условий имеет вид

$$\frac{1}{\text{Re}_*} \frac{d\hat{u}}{d\hat{y}} = \hat{u}'v' + (1 - \hat{y}). \quad (23)$$

Рассмотрим уравнение баланса пульсационной энергии плоского потока

$$\begin{aligned} \overline{u'v'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{1}{2} \frac{\partial \overline{q^2 v'}}{\partial y} = - \frac{\partial \overline{p v'}}{\partial y} + \nu [\overline{u' \nabla^2 u'} + \overline{v' \nabla^2 v'} + \\ + \overline{w' \nabla^2 w'}], \end{aligned} \quad (24)$$

где $q^2 = \frac{\overline{u'^2 + v'^2 + w'^2}}{2}$.

Нас будет интересовать член $\overline{u'v'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}$, имеющий смысл порождения энергии турбулентности, ибо согласно А. Н. Колмогорову, в несжимаемой вязкой жидкости стационарная, незатухающая турбулентность может поддерживаться лишь заимствованием энергии осредненного потока при помощи «турбулентного трения». Исследования изотропной турбулентности еще не раскрывают механизма поддержания турбулентности, изотропная турбулентность всегда затухает.

Порождение энергии турбулентности во всем сечении

$$\hat{F} = - \int_0^1 \overline{u'v'} \frac{d\hat{u}}{d\hat{y}} d\hat{y}. \quad (25)$$

Полный расход жидкости через сечение

$$\hat{Q} = \int_0^1 \hat{u} d\hat{y}. \quad (26)$$

Кинетическая энергия, соответствующая выбранной модели турбулентности,

$$\hat{\xi} = \frac{1}{2} \int_0^1 \left[\hat{y} \frac{\hat{d}\hat{u}}{\hat{d}\hat{y}} \right]^2 \hat{d}\hat{y}. \quad (27)$$

Составим функционал:

$$\begin{aligned} \hat{H} &= \hat{Q} + \lambda_1 \hat{\xi} + \lambda_2 \hat{F} = \\ &= \int_0^1 \hat{P} \left(\hat{y}, \hat{u}, \frac{\hat{d}\hat{u}}{\hat{d}\hat{y}} \right) \hat{d}\hat{y}, \end{aligned} \quad (28)$$

где λ_1 и λ_2 — множители Лагранжа, и предположим, что развитое турбулентное течение характеризуется невыгоднейшим распределением скорости, обеспечивающим экстремум функционалу (28). Далее найдем течение, при котором обеспечивается минимум кинетической энергии, соответствующий заданному расходу и заданному порождению энергии турбулентности [24].

Уравнение Эйлера для функции P имеет вид

$$\frac{\hat{P}}{\hat{u}} - \frac{d}{d\hat{y}} \left[\hat{P} \frac{\hat{d}\hat{u}}{\hat{d}\hat{y}} \right] = 0, \quad (29)$$

где

$$\hat{P} = \frac{\hat{u}}{\hat{u}} + \lambda_1 \hat{y}^2 \left(\frac{\hat{d}\hat{u}}{\hat{d}\hat{y}} \right)^2 - \lambda_2 \left[(1 - \hat{y}) - \frac{1}{\text{Re}_*} \frac{\hat{d}\hat{u}}{\hat{d}\hat{y}} \right] \frac{\hat{d}\hat{u}}{\hat{d}\hat{y}},$$

а именно:

$$1 - \frac{d}{d\hat{y}} \left[2 \frac{\hat{d}\hat{u}}{\hat{d}\hat{y}} \left(\lambda_1 \hat{y}^2 - \frac{\lambda_2}{\text{Re}_*} \right) \right] = 0. \quad (30)$$

Первый интеграл уравнения (30) имеет вид

$$2 \left(\lambda_1 \hat{y}^2 - \frac{\lambda_2}{\text{Re}_*} \right) \frac{\hat{d}\hat{u}}{\hat{d}\hat{y}} = \hat{y} + C_1. \quad (31)$$

Используя граничные условия, получим

$$\frac{\hat{d}\hat{u}}{\hat{d}\hat{y}} = \frac{1 - \hat{y}}{1 - B_1 \hat{y}^2} \text{Re}_*. \quad (32)$$

Для того чтобы решить вопрос о знаке константы B_1 , входящей в уравнение (32), отметим, что

$$-\frac{\hat{u}'}{\hat{y}'} = (1 - \hat{y}) - \frac{1 - \hat{y}}{1 - B_1 \hat{y}^2} > 0. \quad (33)$$

Из выражения (33) получаем: $B_1 = D_1 < 0$, где D_1 — новая константа, такая, что $|D_1| = D_1$.

Тогда уравнение (32) будет иметь следующий вид:

$$\frac{\hat{d}u}{\hat{d}y} = \frac{1 - \hat{y}}{1 + D_1 \hat{y}^2} \text{Re}_* \quad (34)$$

Проинтегрировав выражение (34), получим формулу распределения осредненной скорости по глубине турбулентного потока в условиях плоской задачи

$$\frac{\hat{u}}{u} = \frac{\text{Re}_*}{\sqrt{D_1}} \arctg(\sqrt{D_1} \hat{y}) - \frac{\text{Re}_*}{2D_1} \ln(1 + D_1 \hat{y}^2). \quad (35)$$

Вблизи стенки ($\hat{y} = 0$) турбулентными касательными напряжениями по сравнению с ламинарными можно пренебречь. В этом случае уравнение (34) примет вид:

$$\frac{\hat{d}u}{\hat{d}y} = \text{Re}_* (1 - \hat{y}) \quad (36)$$

и будет иметь решение

$$\frac{\hat{u}}{u} = \text{Re}_* \left(\hat{y} - \frac{\hat{y}^2}{2} \right). \quad (37)$$

Разложив выражение (35) в ряд Тейлора в окрестности точки $\hat{y} = 0$, получим

$$\frac{\hat{u}}{u} = f(0) + \frac{f'(0)}{1!} \hat{y} + \frac{f''(0)}{2!} \hat{y}^2 + \dots = \text{Re}_* \left(\hat{y} - \frac{\hat{y}^2}{2} \right). \quad (38)$$

Таким образом, вблизи стенки формула (35) переходит в уравнение (37) с точностью до $O(\hat{y}^3)$, что подтверждает правильность физических предпосылок, заложенных в формуле (35). Далее рассмотрим, от чего зависит величина неизвестной нам константы D_1 .

Осреднив \hat{u} по сечению \hat{y} , получим

$$\langle \hat{u} \rangle = \frac{\int_0^1 \hat{u} \hat{y} dy}{\int_0^1 \hat{y} dy} = \frac{Re_*}{\sqrt{D_1}} \int_0^1 \operatorname{arctg}(\sqrt{D_1} \hat{y}) \times \\ \times \hat{y} dy - \frac{Re_*}{2D_1} \int_0^1 \ln(1 + D_1 \hat{y}^2) \hat{y} dy, \quad (39)$$

где $\langle \rangle$ означает среднее по сечению.

Или

$$\langle \hat{u} \rangle = Re_* \left\{ \frac{D_1 - 1}{D_1^{3/2}} \operatorname{arctg} \sqrt{D_1} - \frac{\sqrt{D_1} + 1}{2D_1^{3/2}} \ln(1 + \right. \\ \left. + D_1) + \frac{1}{D_1} \right\}. \quad (40)$$

По определению, коэффициент гидравлического трения

$$\lambda = 8 \left(\frac{V_*}{\langle \hat{u} \rangle} \right)^2 = 8 \left(\frac{1}{\langle \hat{u} \rangle} \right)^2, \quad (41)$$

откуда

$$\sqrt{\frac{8}{\lambda}} = \langle \hat{u} \rangle. \quad (42)$$

Таким образом, константа D_1 , входящая в формулу (40), является некоторой неявной функцией от λ

$$\varphi(D_1, \lambda) = 0, \quad (43)$$

так как, согласно исследованиям Никурадзе и других, $Re_* = f(\lambda)$.

Рассмотрим теперь более подробно распределение турбулентных касательных напряжений по глубине плоского равномерного турбулентного потока.

Согласно выражению (33) имеем

$$-\frac{\hat{u}'^2}{u'^2} = (1 - \hat{y}) \left(\frac{D_1 \hat{y}^2 + y}{1 + D_1 \hat{y}^2} \right). \quad (44)$$

Как видно из уравнения (44), распределение касательных напряжений по глубине не зависит от значения Re_* , а определяется только величиной D_1 и, следовательно, величиной λ .

Определим максимум распределения $(-\hat{u}'v')$ по глубине

$$-\frac{d\hat{u}'v'}{d\hat{y}} = 0. \quad (45)$$

Из формулы (45) получим

$$D_1^2 \hat{y}^4 + 2D_1 \hat{y}^3 + 2D_1 \hat{y}^2 - (2D_1 - 2) \hat{y} - 1 = 0. \quad (46)$$

Решив уравнение (46) тем или иным способом относительно \hat{y} , получим

$$\hat{y}_{\max} = \varphi_1(D_1); \quad (47)$$

$$(-\hat{u}'v')_{\max} = \varphi_2(D_1). \quad (48)$$

Но D_1 — некоторая функция от λ , следовательно, величина и положение вышеуказанного максимума зависимости (44) целиком и полностью определяются коэффициентом гидравлического трения λ .

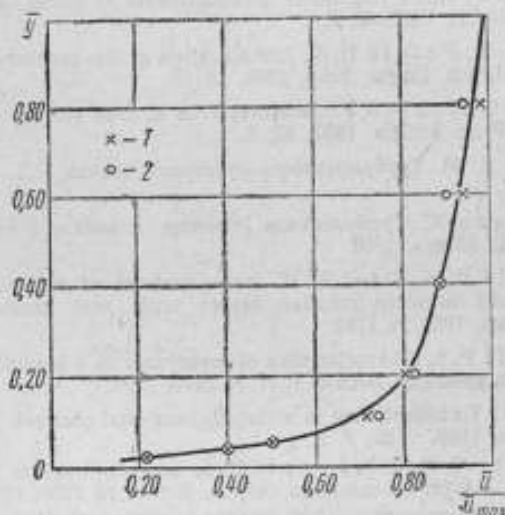


Рис. 4. Распределение осредненной скорости по глубине равномерного турбулентного потока:

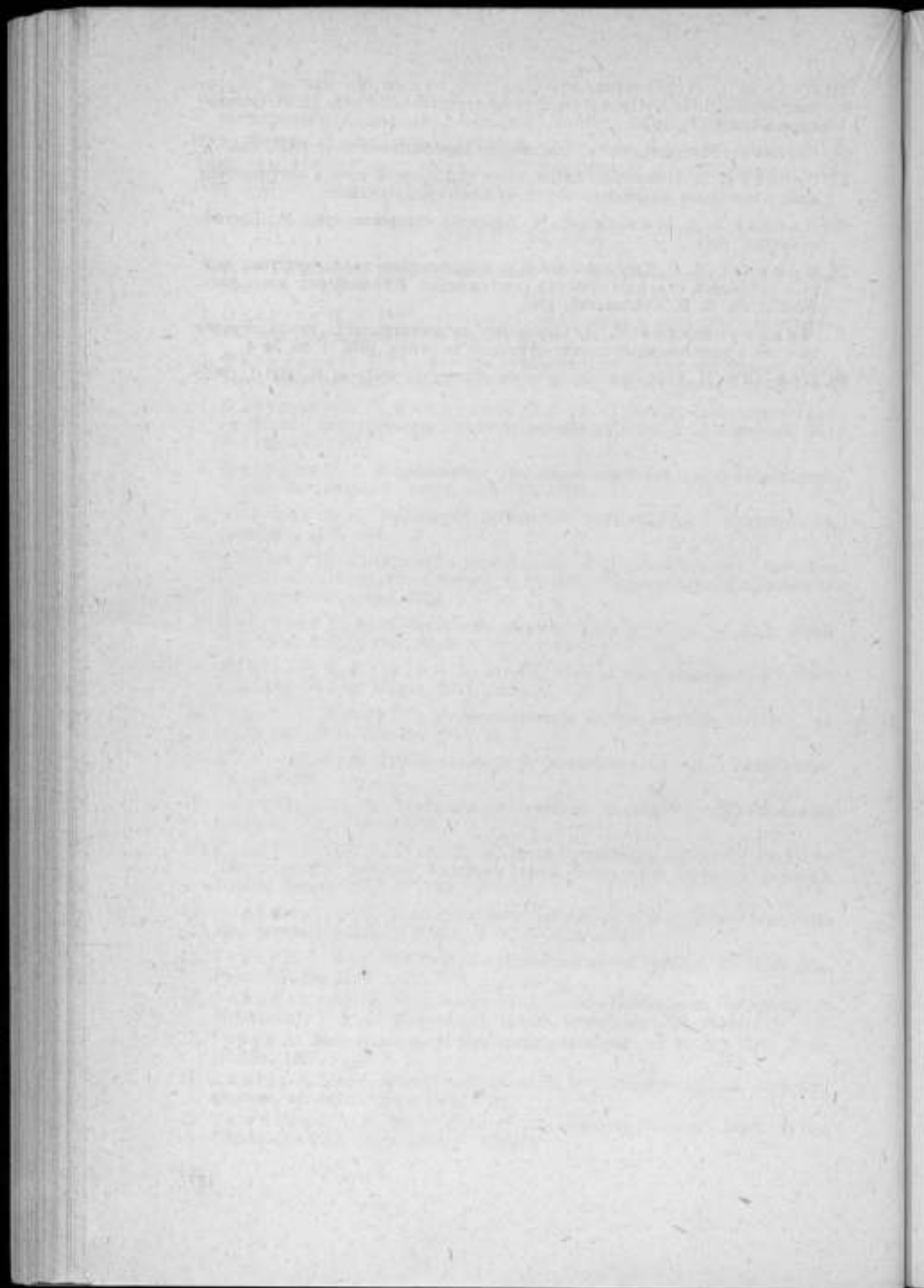
1 — расчетные данные; 2 — результаты эксперимента

В заключение сравним расчетные кривые распределения осредненной скорости, вычисленные по соотношению (35), с экспериментальными данными Лауфера [18], полученными для равномерного турбулентного потока в плоском канале (рис. 4). Из рисунка видно, что расчетные и экспериментальные данные хорошо согласуются.

ЛИТЕРАТУРА

1. Патрашев А. Н. Гидромеханика. М., Военно-морское издательство, 1953.
2. Никитин И. К. Турбулентный русловой поток и процессы в придонной области. Киев, Изд-во АН УССР, 1963.
3. Фазуллин Н. Т. О структуре турбулентного потока при бурном состоянии. «Журнал прикладной механики и технической физики», 1970, № 5.
4. Фазуллин Н. Т., Фомичев М. С. В сб.: «Доклады Всесоюзной ордена Ленина Академии сельскохозяйственных наук им. В. И. Ленина», № 1, М., «Колос», 1972.
5. Федоров Н. А. Исследование пульсаций скоростей в открытом потоке. Труды Гос. гидролог. ин-та, вып. 136, 1966.
6. Reichardt H. Messungen turbulenter Schwankungen. «Naturwissenschaften», 1938, 404.
7. Фидман Б. А. Основные результаты экспериментального изучения структуры турбулентного потока. В сб.: «Проблема русловых процессов». Л., Гидрометеонадат, 1953.
8. Raichlen F. Some turbulence measurements in water. «J. Eng. Mech. Div. Proc. ASCE», 1967, 93, 2.
9. Rosler R. S., Prieto H. R. Investigation of the exactness of Reynolds similarity. «Chem. Engin. Sci.», 1968, 23, 10.
10. Ippen A., Raichlen F. Measurements in free surface streams. «J. Hydr. Div. Proc. ASCE», 1957, 83, 5.
11. Минский Е. М. Турбулентность руслового потока. Л., Гидрометеонадат, 1952.
12. Конт-Белло Ж. Турбулентное течение в канале с параллельными стенками. М., «Мир», 1968.
13. Klebanoff P. S., Diehl F. W. Some features of artificially thickened fully developed turbulent boundary layers with zero pressure gradient. NASA, Report, 1952, N 1110.
14. Klebanoff P. S. Characteristics of turbulence in a boundary layer with zero pressure gradient. NASA, T. N. N 3178, 1954.
15. Трасу Н. I. Turbulent flow in a threedimensional channel. «J. Hydr. Div. Proc. ASCE», 1965, v. 91, N 6.
16. Schubauer G. B., Klebanoff P. S. Contributions on the mechanics of boundary — layer transitions. NASA, Report № 1289, 1956.
17. Ippen A. Measurements in free surface streams. «J. Hydr. Div. Proc. ASCE», 1957, v. 83, N 5.
18. Laufer J. Some recent measurements in a twodimensional turbulent channel. «J. Aerom. Sci.», 1951, May.
19. Townsend A. A. Ire stucture of the turbulent boundary layer. «Proc. Cambridge Phil. Soc.», 1951, v. 47, 375.

20. Фейдж Д. Исследования турбулентного течения при помощи ультрамикроскопа. В сб.: «Проблемы турбулентности», под ред. М. А. Великова, М., ОНТИ, 1936.
21. Vogelrohe, Mannesmann. «Forschungen Ingenieurwesens», 1937, Jan.
22. Гуссак В. В. Некоторые наблюдения над эрозией почв в пограничном слое с помощью микрокиносъемки. «Почвоведение», 1948.
23. Ландау Л. Д., Лившиц Е. М. Механика сплошных сред. М., Гостехиздат, 1944.
24. Фомичев М. С. Кинематические и динамические характеристики водных потоков в гидротехнических сооружениях. Автореферат докт. дисс. МИСИ им. В. В. Куйбышева, 1961.
25. Миллюонщиков М. Д. Основные закономерности турбулентного течения в пристеночных слоях. «Атомная энергия», 1970 г. 28, № 4.
26. Бай-Ши-И. Турбулентное течение жидкостей и газов. М., ИИЛ, 1962.



РЕФЕРАТЫ СТАТЕЙ, ПОМЕЩАЕМЫХ В ДАННОМ СБОРНИКЕ

УДК 531.787

ПРИБОРЫ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ МАЛЫХ ИЗБЫТОЧНОГО И ВАКУУММЕТРИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ

В. А. Хаваева

Труды метрологических институтов СССР. Механические измерения, вып. 142 (202), 1973, стр. 3.

В статье описывается ряд отечественных и зарубежных микроманометров, разработанных в последнее время, которые могут использоваться в качестве образцовых приборов или являться основой для их разработки.

Иллюстраций 9, библиография 12 назм.

УДК 534.28 : 631.07

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИАГНОСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ ГРАФИКА ПОГРЕШНОСТИ ДАТЧИКОВ ПНЕВМАТИЧЕСКОЙ ВЕТВИ ГСП

С. М. Кессельман

Труды метрологических институтов СССР. Механические измерения, вып. 142 (202), 1973, стр. 13.

В статье обосновывается необходимость расширения задачи поверки до постановки технического диагноза. Предлагается для приборов с ограниченным числом функциональных блоков, у которых систематическая погрешность является доминирующей, использовать график погрешности в качестве носителя диагностических сигналов дефектов. Исследуются эталонный график погрешности и диагностические сигналы некоторых типовых дефектов датчиков-дифманометров и датчиков-манометров с пневматической силовой компенсацией.

Таблица 1, иллюстраций 4, библиография 12 назм.

REPORT ON THE PROGRESS OF THE
RESEARCH DURING THE YEAR 1951

1951

REPORT ON THE PROGRESS OF THE
RESEARCH DURING THE YEAR 1951

1951

REPORT ON THE PROGRESS OF THE
RESEARCH DURING THE YEAR 1951

REPORT ON THE PROGRESS OF THE
RESEARCH DURING THE YEAR 1951

REPORT ON THE PROGRESS OF THE
RESEARCH DURING THE YEAR 1951

1951

REPORT ON THE PROGRESS OF THE
RESEARCH DURING THE YEAR 1951

1951

REPORT ON THE PROGRESS OF THE
RESEARCH DURING THE YEAR 1951

REPORT ON THE PROGRESS OF THE
RESEARCH DURING THE YEAR 1951

REPORT ON THE PROGRESS OF THE
RESEARCH DURING THE YEAR 1951

УДК 531.787.3

**АНАЛИЗ УСТОЙЧИВОСТИ РАБОТЫ СФЕРИЧЕСКОЙ
ПОРШНЕВОЙ ПАРЫ В МАНОМЕТРИЧЕСКИХ ПРИБОРАХ**

Л. Г. Вайнеров, Л. А. Шильдерет

Труды метрологических институтов СССР. Механические измерения, вып. 142 (202), 1973, стр. 25.

Статья посвящена вопросу обеспечения устойчивой работы сферической поршневой пары в манометрических приборах. Доказана возможность получения устойчивой работы сферической поршневой пары.

Иллюстраций 4, библиография 2 назм.

УДК 531.787.3

**ЗАДАТЧИК ДАВЛЕНИЯ СО СФЕРИЧЕСКИМ ПОРШНЕМ
ЗДПС-1**

Л. Г. Вайнеров

Труды метрологических институтов СССР. Механические измерения, вып. 142 (202), 1973, стр. 30.

В статье описана схема устройства и принцип действия задатчика давления ЗДПС-1.

Иллюстраций 2.

УДК 53.089.6 : 625.282

**АНАЛИЗ МЕТОДОВ ПОВЕРКИ ВЕСОВЫХ ПРИБОРОВ
СТЕНДОВ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ НАГРУЗОК НА КОЛЕСА
ЛОКОМОТИВОВ**

А. С. Вишенков, А. В. Попов

Труды метрологических институтов СССР. Механические измерения, вып. 142 (202), 1973, стр. 33.

Анализируются методы и средства поверки весовых приборов стенов для поколесного взвешивания локомотивов. Оцениваются погрешности, возникающие при использовании средств поверки, рассматриваются методы их исключения.

Предлагается использование для поверки тележки весоверочного вагона, обеспечивающей высокий уровень механизации поверочных работ.

Иллюстраций 2, библиография 2 назм.

THE UNIVERSITY OF CHICAGO
DEPARTMENT OF CHEMISTRY

REPORT OF THE COMMITTEE ON THE
PROGRESS OF CHEMISTRY IN
1911

BY THE COMMITTEE ON THE
PROGRESS OF CHEMISTRY IN
1911

CHICAGO, ILL., 1912

PRINTED BY THE UNIVERSITY OF CHICAGO PRESS

THE UNIVERSITY OF CHICAGO PRESS
54 EAST LAKE STREET
CHICAGO, ILL.

1912

THE UNIVERSITY OF CHICAGO PRESS
54 EAST LAKE STREET
CHICAGO, ILL.

1912

К ОЦЕНКЕ ПОГРЕШНОСТЕЙ ПОКОЛЕСНОГО
ВЗВЕШИВАНИЯ ЛОКОМОТИВОВ

А. С. Вишенков, А. В. Попов

Труды метрологических институтов СССР. Механические измерения, вып. 142 (202), 1973, стр. 40.

Оцениваются составляющие погрешности определения нагрузок на колеса локомотивов, возникающие из-за неодинакового по высоте расположения колес локомотива на измерительном стенде (вследствие неровностей весовых путей, их деформаций под нагрузкой и т. д.) и перераспределения сил трения в системе рессорного подвешивания локомотива в процессе взвешивания.

Для основных конструктивных схем локомотивов вводится соотношение, позволяющее оценить зависимость погрешности измерения от величины вертикального смещения колес.

Таблица 2, иллюстраций 2, библиография 8 назим.

АНАЛИЗ НЕЛИНЕЙНЫХ ИСКАЖЕНИЙ
ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ ВИБРОСТЕНДОВ

А. Е. Манохин

Труды метрологических институтов СССР. Механические измерения, вып. 142 (202), 1973, стр. 51.

В статье дана качественная и количественная оценка нелинейных искажений колебаний, создаваемых электродинамическим вибростендом, вносимых за счет неоднородности магнитного поля в рабочей зоне подвижной катушки, нелинейности упругости подвески и несимметричности тока, протекающего в подвижной катушке.

Таблица 2, иллюстраций 12, библиография 3 назим.

THE UNIVERSITY OF CHICAGO
DEPARTMENT OF CHEMISTRY

REPORT OF THE COMMITTEE ON THE
PROGRESS OF CHEMISTRY IN
THE UNITED STATES OF AMERICA
FOR THE YEAR 1900

THE UNIVERSITY OF CHICAGO
DEPARTMENT OF CHEMISTRY

REPORT OF THE COMMITTEE ON THE
PROGRESS OF CHEMISTRY IN
THE UNITED STATES OF AMERICA
FOR THE YEAR 1901

УДК 534.232

МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТОЧНОСТНЫХ
ХАРАКТЕРИСТИК ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ
ИСПЫТАТЕЛЬНЫХ ВИБРОСТЕНДОВ

А. Е. Манохин

Труды метрологических институтов СССР. Механические измерения, вып. 142 (202), 1973, стр. 69.

В статье приводится обоснование выбора характеристик электродинамического вибростенда, определяющих точность воспроизведения заданных параметров вибрации; излагаются основные положения методики их определения. Дается ориентировочный объем проверок в зависимости от целей испытания стендов и допуски на точностные характеристики.

Таблиц 2, иллюстраций 4, библиография 7 назв.

УДК 621.345

ДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
ТЕНЗОРЕЗИСТОРНЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ СИЛЫ

Е. И. Перельман, И. Т. Гурвич

Труды метрологических институтов СССР. Механические измерения, вып. 142 (202), 1973, стр. 91.

Рассматривается передаточная функция тензорезисторного преобразователя силы в аналитическом виде, удобном для обратного преобразования Лапласа. Передаточная функция получена из расчета столбикового упругого элемента как системы с распределенными параметрами в линейном приближении. Дается обоснование способа экспериментального определения динамических характеристик.

Иллюстраций 3, библиография 12 назв.

THE HISTORY OF THE

... of the ...
... of the ...
... of the ...
... of the ...
... of the ...
... of the ...
... of the ...
... of the ...
... of the ...
... of the ...

THE END

THE HISTORY OF THE

... of the ...
... of the ...
... of the ...
... of the ...
... of the ...
... of the ...
... of the ...
... of the ...
... of the ...
... of the ...

THE HISTORY OF THE

ПОГРЕШНОСТИ ОТСЧЕТА ПО ШКАЛЕ СТРЕЛОЧНОГО
ПРИБОРА ПРИ НЕПОДВИЖНОМ И ДВИЖУЩЕМСЯ
УКАЗАТЕЛЕ

Ф. С. Пинский, Е. Г. Широга

Труды метрологических институтов СССР. Механические измерения, вып. 142 (202), 1973, стр. 100.

В статье описаны методика и результаты исследования погрешности отсчета при соаменении указателя со штрихом шкалы при чтении стрелочных измерительных приборов с линейной штриховой шкалой в статическом и динамическом режимах. Выявлены конструкции указателей, при работе с которыми уровень погрешности минимальный.

Таблиц 3, рисунков 6, библиография 14 наименований.

О ПУТИ СМЕЩЕНИЯ, КРИТЕРИЯХ, МАСШТАБАХ
ТУРБУЛЕНТНОСТИ, КОЭФФИЦИЕНТЕ
ГИДРАВЛИЧЕСКОГО ТРЕНИЯ И УДЕЛЬНОМ РАСХОДЕ
ЖИДКОСТИ

М. С. Фомичев, Н. Т. Фазуллин, А. В. Попов.

Труды метрологических институтов СССР. Механические измерения, вып. 142 (202), 1973, стр. 112.

В статье рассматриваются путь смещения Прандтля, критерии Кармана, Струхала, Эйлера для размаха или двойной амплитуды пульсации динамического давления потока, эйлеров и лагранжев масштабы турбулентности, коэффициент гидравлического трения (удельный расход жидкости), а также параметр Чаплыгина, равный отношению местной скорости к максимальной. Показано, что коэффициент гидравлического трения является той обобщенной физической характеристикой, которая вполне определяет как распределение осредненных параметров потока, так и пульсации скорости и давления. Установлены связи между критерием Эйлера для размаха или двойной амплитуды пульсации динамического давления, описывающим структуру потока, и динамическими характеристиками в зонах формирования, развития и распада вихревых возмущений при турбулентном движении жидкости.

Таблица 1, иллюстраций 3, библиография 34 назм.

REPUBLIC OF THE UNITED STATES OF AMERICA

FROM THE EARLIEST PERIODS TO THE PRESENT

BY JOHN W. FOSTER

CHAPTER I

THE DISCOVERY OF AMERICA

THE EARLY SETTLEMENTS

THE STRUGGLE FOR INDEPENDENCE

THE CONSTITUTION

УДК 532.517.4

ИЗМЕРЕНИЕ ДИНАМИЧЕСКИХ И ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ
ХАРАКТЕРИСТИК ТУРБУЛЕНТНЫХ ПОТОКОВ
ЖИДКОСТИ

М. С. Фоминев, Н. Т. Фозуллин

Труды метрологических институтов СССР. Механические измерения, вып. 142 (202), 1973, стр. 133.

В статье рассматривается тепло- и массообмен в следе за плохо обтекаемым телом. Сравнение опытных данных о теплообмене с данными о распределении температуры и концентрации газовой смеси показало удовлетворительное совпадение характера их распределения на всем участке следа. Выяснено, что размыв, перенос и отложение массы песчаного грунта происходят по вполне выраженным закономерным кривым в продольном и поперечном направлениях следа.

Таблиц 2, иллюстраций 7, библиография 19 назв.

УДК 532.503.2.001.5

ИЗМЕРЕНИЕ СКОРОСТЕЙ ПОТОКА
КИНЕМАТОГРАФИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

Н. Т. Фозуллин

Труды метрологических институтов СССР. Механические измерения, вып. 142 (202), 1973, стр. 147.

В статье приводятся результаты экспериментального исследования кинематографическим методом структуры открытого турбулентного потока над шероховатым дном.

Таблица 1, иллюстраций 2.

THE UNIVERSITY OF CHICAGO
DEPARTMENT OF CHEMISTRY

REPORT OF THE
COMMISSIONERS OF THE BOARD OF CHEMISTRY

FOR THE YEAR ENDING
MAY 31, 1900

CHICAGO, ILL.,
1900

PRINTED BY THE UNIVERSITY OF CHICAGO PRESS

1900

УДК 532.517.4

ИЗМЕРЕНИЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК
В ДИСКРЕТНО-ВИХРЕВОМ И ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКАХ

М. С. Фомичев, Н. Т. Фазуллин, А. В. Попов

Труды метеорологических институтов СССР. Механические измерения, вып. 142 (202), 1973, стр. 156.

В статье рассматриваются закономерности распределения гидродинамических характеристик в дискретно-вихревом и турбулентном потоках.

Иллюстраций 6, библиография 8 назв.

УДК 532.517.4

К ВОПРОСУ О СТРУКТУРЕ ТУРБУЛЕНТНОГО ПОТОКА В
ТРУБАХ И КАНАЛАХ

Фазуллин Н. Т., Попов А. В., Фомичев М. С.

Труды метеорологических институтов СССР. Механические измерения, вып. 142 (202), 1973, стр. 173.

В статье рассматриваются критерии Рейнольдса, Кармана, Эйлера и коэффициент гидравлического трения. Показано, что коэффициент гидравлического трения является той обобщенной физической характеристикой, которая вполне определяет как распределение осредненной скорости, так и пульсации скорости.

Установлены связи между критериями Рейнольдса, Кармана, Эйлера и коэффициентом гидравлического трения равномерного потока.

Таблица 1, иллюстраций 4, библиография 2 назв.

THE UNIVERSITY OF CHICAGO
DEPARTMENT OF CHEMISTRY
RESEARCH REPORT NO. 100
BY
J. H. GOLDSTEIN AND
R. F. W. WILSON
PUBLISHED BY THE UNIVERSITY OF CHICAGO PRESS
CHICAGO, ILLINOIS, U.S.A.
1952

1. INTRODUCTION
2. EXPERIMENTAL
3. RESULTS
4. DISCUSSION
5. CONCLUSIONS
6. REFERENCES
7. SUMMARY

СОДЕРЖАНИЕ

В. А. Хаваева. Приборы для измерений малых избыточного и вакуумметрического давлений	3
С. М. Кессельман. Исследование диагностических сигналов графика погрешности датчиков пневматической ветви ГСП	13
Л. Г. Вайнеров, Л. А. Шильдкрет. Анализ устойчивости работы сферической поршневой пары в манометрических приборах	25
Л. Г. Вайнеров. Задатчик давления со сферическим поршнем ЗДПС-1	30
А. С. Вишенков, А. В. Попов. Анализ методов поверки весовых приборов-стендов для измерения нагрузок на колеса локомотивов	33
А. С. Вишенков, А. В. Попов. К оценке погрешностей по-колесного взвешивания локомотивов	40
А. Е. Манохин. Анализ нелинейных искажений электродинамических вибростендов	51
А. Е. Манохин. Методы определения точностных характеристик электродинамических испытательных вибростендов	69
Е. И. Перельман, И. Т. Гурвич. Динамические характеристики тензорезисторных преобразователей силы	91
Ф. С. Пинский, Е. Г. Широга. Погрешности отсчета по шкале стрелочного прибора при неподвижном и движущемся указателе	100
М. С. Фомичев, Н. Т. Фазуллин, А. В. Попов. О пути смещения, критериях, масштабах турбулентности, коэффициенте гидравлического трения и удельном расходе жидкости	112
М. С. Фомичев, Н. Т. Фазуллин. Измерение динамических и теплофизических характеристик турбулентных потоков жидкости	133
Н. Т. Фазуллин. Измерение скоростей потока кинематографическим методом	147
М. С. Фомичев, Н. Т. Фазуллин, А. В. Попов. Измерение гидродинамических характеристик в дискретно-вихревом и турбулентном потоках	156
Н. Т. Фазуллин, А. В. Попов, М. С. Фомичев. К вопросу о структуре турбулентного потока в трубах и каналах	173

МЕХАНИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ

Труды метрологических институтов СССР

Выпуск 142 (202)

Редактор *Н. П. Шукина*

Технический редактор *С. Ю. Миранова*

Корректор *С. Н. Ефимова*

T-09264

Сдано в наб. 25.01.73

Подп. в печ. 19.06.73

Формат 60×90/16

Бумага типографская № 1

12,75 л. л.

11,14 уч.-изд. л.

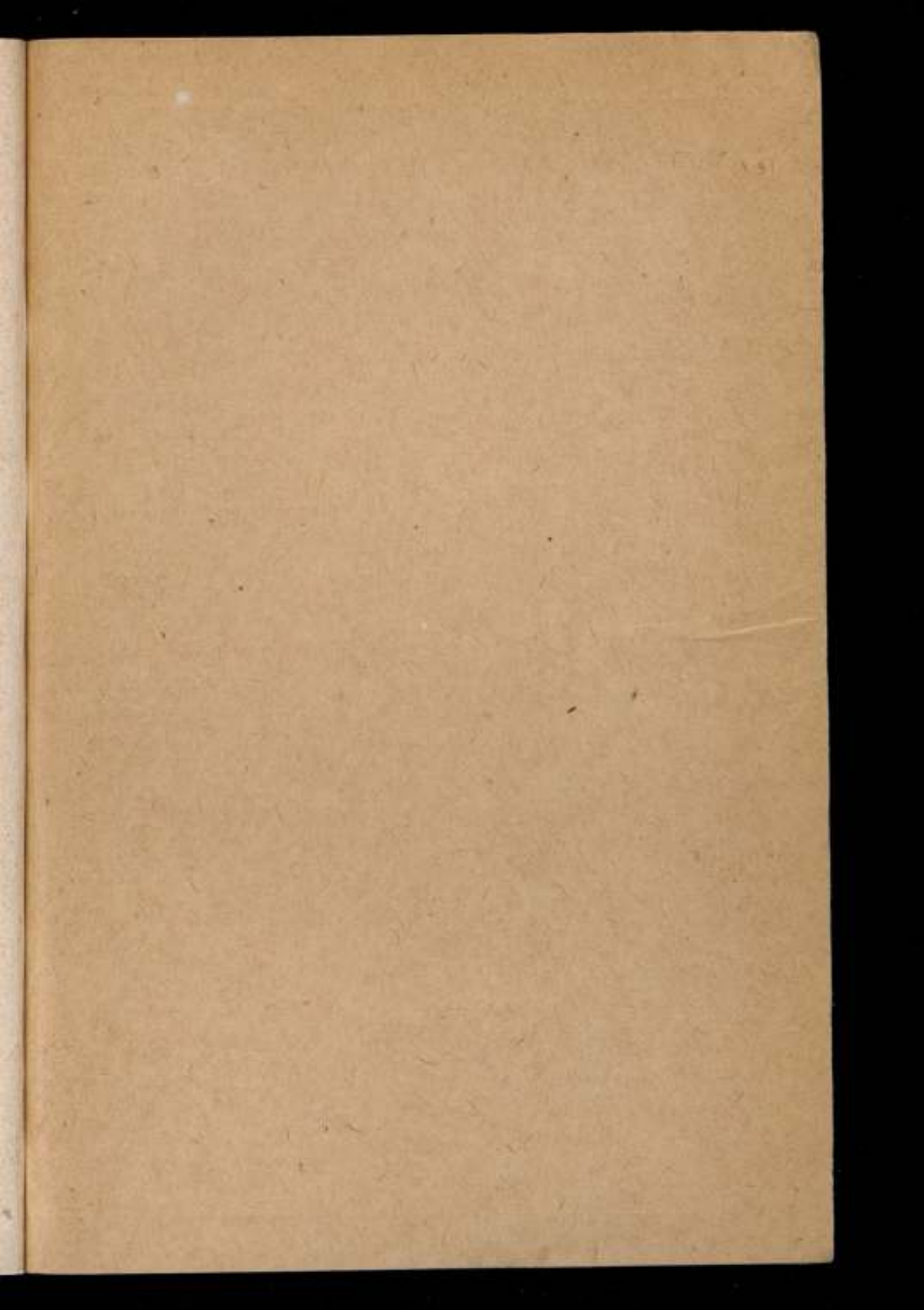
Тираж 2000

Изд. № 3005/12

Цена 1 р. 11 к.

Издательство стандартов, Москва, Д-22, Новопресненский пер., 3

Великолукская городская типография управления издательств, полиграфии
и книжной торговли Псковского облисполкома, г. Великие Луки, Половская, 13,
Зах. 420



Цена 1 р. 11 к.