

КОМИТЕТ СТАНДАРТОВ, МЕР И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР
**ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ИНСТИТУТ МЕТРОЛОГИИ
ИМ Д. И. МЕНДЕЛЕЕВА**

**ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ
ТЕМПЕРАТУРНЫХ
ИЗМЕРЕНИЙ**

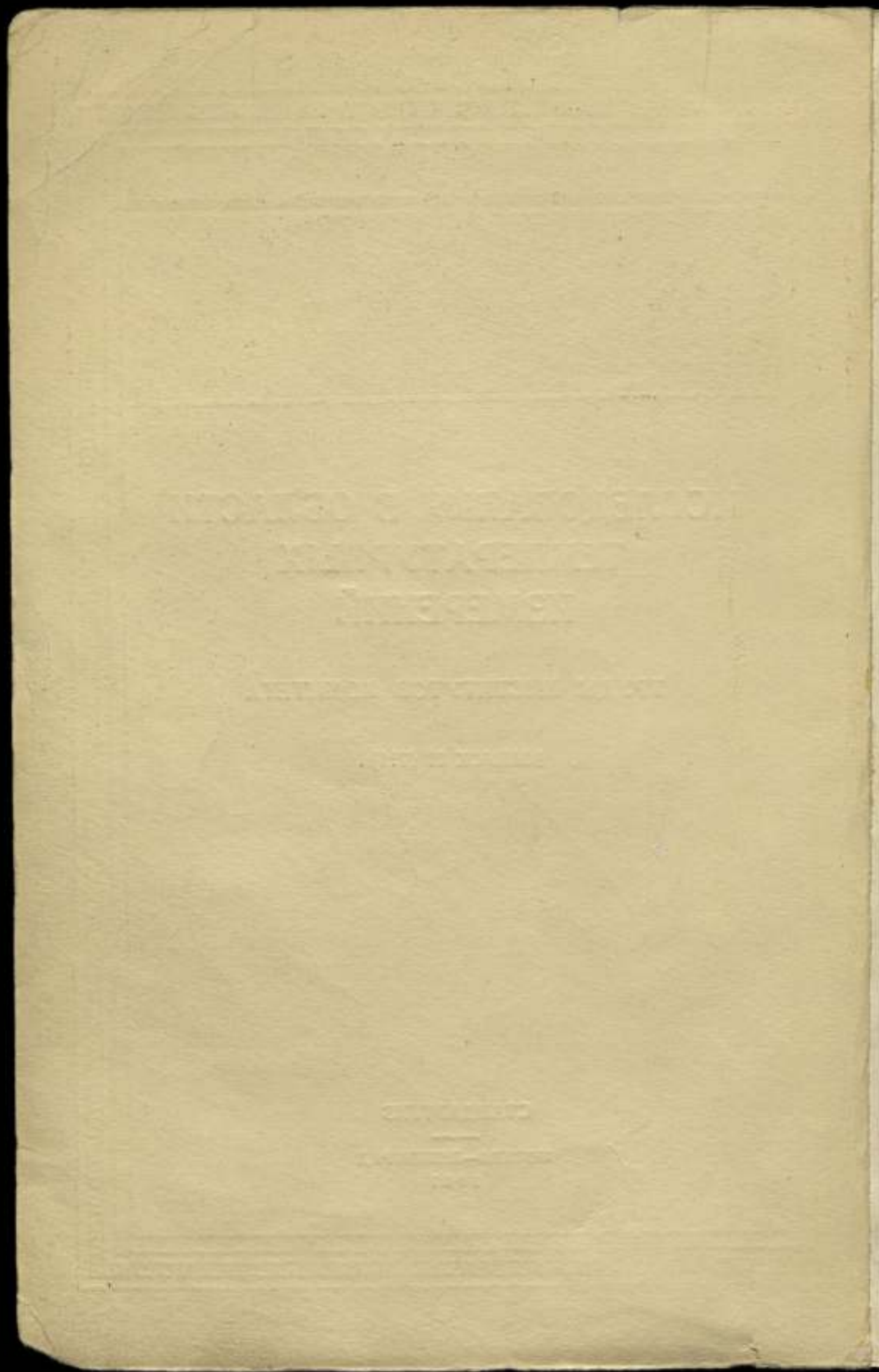
ТРУДЫ ИНСТИТУТОВ КОМИТЕТА

ВЫПУСК 51 (111)

СТАНДАРТГИЗ

МОСКВА—ЛЕНИНГРАД

1961



КОМИТЕТ СТАНДАРТОВ, МЕР И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
МЕТРОЛОГИИ им. Д. И. МЕНДЕЛЕЕВА

ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

ТРУДЫ ИНСТИТУТОВ КОМИТЕТА

ВЫПУСК 51 (III)

Под редакцией
канд. физ.-мат. наук А. И. ГОРДОВА



м 12564 e (замена)

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО СТАНДАРТОВ
СТАНДАРТИЗ

МОСКВА — ЛЕНИНГРАД
1961

ТЕМПЕРАТУРНЫХ ЛЕНТ

Ответственный редактор
д-р техн. наук проф. В. О. АРУТЮНОВ

ПРЕДИСЛОВИЕ

Статьи, помещенные в настоящем сборнике, посвящены различным вопросам, по все они направлены либо на исследование и усовершенствование существующих эталонов для воспроизведения шкалы температур, либо на разработку и исследование методов и приборов для температурных измерений в разных условиях.

В двух первых статьях К. С. Израилова, И. И. Киренкова и К. С. Израилова описано устройство нового газового термометра высокой точности с емкостной фиксацией уровня ртути, созданного за последние годы во ВНИИМ.

Статья Н. В. Арефьевой, У. В. Дийкова, К. С. Израилова, И. И. Киренкова, Н. В. Шеметилло посвящена результатам определения с помощью нового газового термометра числовых значений двух важнейших реперных точек температурной шкалы — термодинамических температур равновесий между твердым и жидким цинком и между твердым и жидким золотом.

В статье Ф. З. Алиевой, В. П. Чекулаева описана созданная во ВНИИМ новая аппаратура для осуществления точки кипения воды.

Статья А. Д. Бродского, И. Б. Трулевой посвящена исследованию вопроса о воспроизводимости результатов эталонирования термометров сопротивления в точке кипения кислорода.

Вопросу стабильности характеристик эталонных термометров сопротивления и точности эталонирования этих приборов в области средних температур посвящена статья Ф. З. Алиевой. В следующей статье Ф. З. Алиевой содержится рассмотрение методов, аппаратуры и результатов эталонирования трех термометров сопротивления в национальных метрологических лабораториях нескольких стран.

Статья Б. Н. Олейника посвящена вопросу об установлении единицы количества тепла.

Статья Н. Н. Эргардт посвящена описанию аппаратуры и техники эксперимента по воспроизведению и передаче к образцовым и рабочим приборам температурной шкалы на ее термоэлектрическом участке.

Сравнению результатов градуировки образцовых термометров 1-го разряда по вторичным реперным точкам в институтах Комитета стандартов, мер и измерительных приборов посвящена статья Б. К. Брагина, А. Н. Гордова.

В статьях Б. К. Брагина и Н. Н. Эргардт изложены некоторые методы определения термоэлектрической неоднородности проволок, применяемых для изготовления термометров.

Статья И. И. Киренкова, Г. А. Крахмальниковой посвящена применению фотоэлектрического метода сравнения яркостей для исследования полого излучателя — модели черного тела при температуре затвердевания чистого золота.

В статье А. Д. Бродского, А. В. Саватеева дано описание нового прибора для измерения температур — импульсного шумового термометра. В следующей статье А. В. Саватеева изложены теоретические соображения о выборе наибольшей чувствительности и возможном способе определения постоянных этого прибора.

В статье В. И. Лейкума, Б. Н. Олейника, Г. Я. Созинова описаны созданные во ВНИИМ образцовые установки для измерения теплопроводности материалов и, в частности, полупроводников, основанные на применении методов стационарного теплового потока.

В трех статьях Ю. А. Кириченко дано дальнейшее теоретическое развитие метода определения температуропроводности материалов с помощью радиальных температурных волн, а также описывается созданная для этой цели аппаратура и приводятся результаты исследования некоторых материалов.

Статья А. Н. Гордова содержит теоретическое исследование погрешностей измерений температур некоторыми приборами, вызванных оттоком тепла вдоль металлических частей.

Статья А. Н. Гордова, З. У. Заборовской, М. С. Каяндер посвящена описанию созданных во ВНИИМ лабораторных установок для исследования динамических погрешностей измерения меняющихся температур газового потока в условиях переменной теплоотдачи.

Статья А. Н. Гордова, З. У. Заборовской содержит результаты экспериментальной проверки разработанного во ВНИИМ метода определения динамических погрешностей измерения меняющихся температур при монотонно меняющейся скорости газового потока.

В статье Э. А. Лапиной изложена методика изменения уровня яркости источника излучения, применяющаяся для исследования технических цветных пирометров.

Наконец, в статье А. Н. Королевой приводятся результаты измерений абсолютным методом коэффициентов линейного расширения кварцевых резервуаров, применяющихся в газовом термометре.

Редактор

К. С. ИЗРАИЛОВ, И. И. КИРЕНКОВ
ВНИИМ

ЕМКОСТНЫЙ РТУТНЫЙ МАНОМЕТР ДЛЯ ГАЗОВОГО ТЕРМОМЕТРА

В статье кратко описывается устройство и излагаются результаты испытания нового ртутного манометра, который был построен для газового термометра повышенной точности. Конструкция манометра отличается рядом оригинальных особенностей, одной из которых является применение емкостной фиксации уровня ртути.

Определение термодинамической температуры газовым термометром постоянного объема заключается в измерении при известной и искомой температурах давления порции газа, заключенного в замкнутом сосуде. Искомая температура определяется через известную по закону пропорциональности между температурой и давлением идеального газа при постоянном объеме. При этом вводится ряд поправок, основными из которых являются поправки: 1) на влияние «вредного пространства», в котором температура газа отличается от измеряемой; 2) на тепловое расширение резервуара и 3) на отличие свойств используемого газа от свойства идеального газа. После введения этих поправок искомая температура T_x , в соответствии с определением термодинамической температуры, принятым X. Конференцией по мерам и весам в 1954 г., определяется по формуле

$$T_x = T_0 \frac{P_x}{P_0},$$

где P_x — давление газа при температуре T_x ;
 $T_0 = 273,16^\circ\text{K}$ — термодинамическая температура тройной точки воды;
 P_0 — давление газа при температуре тройной точки воды.

Из формулы видно, что давление газа является основной величиной, непосредственно измеряемой при определении термодинамической температуры. Поэтому наряду с погрешностями измерения теплового расширения резервуара и тепловыми погрешностями, зависящими от температурного поля термостата, в который погружают резервуар, решающими и определяющими точность измерения термодинамической температуры газовым термометром являются погрешности измерения давления.

Повышение точности газотермических измерений невозможно без создания манометра, обеспечивающего высокую точность измерения

давления газа. Расчет, выполненный по известной методике*, показывает, что в области средних температур ($-100 \div 500^\circ \text{C}$) допустимая погрешность измерения давления не должна превышать $1-3 \text{ мк рт. ст.}$ Измеряемое давление при этом лежит в пределах $200 \div 1000 \text{ мм рт. ст.}$

С целью получения требуемой точности в группе газовой термометрии во ВНИИМ построен ртутный манометр, в котором фиксация уровня ртути осуществляется емкостным методом.

Основные принципы конструкции манометра

На рис. 1 изображена принципиальная схема манометра, общий вид которого представлен на рис. 2.

Принцип действия и конструкция емкостных головок манометра описаны в настоящем сборнике**. Главное назначение емкостных головок заключается в том, что они дают возможность с высокой точностью контролировать постоянство высоты уровня ртути в них по величине элек-

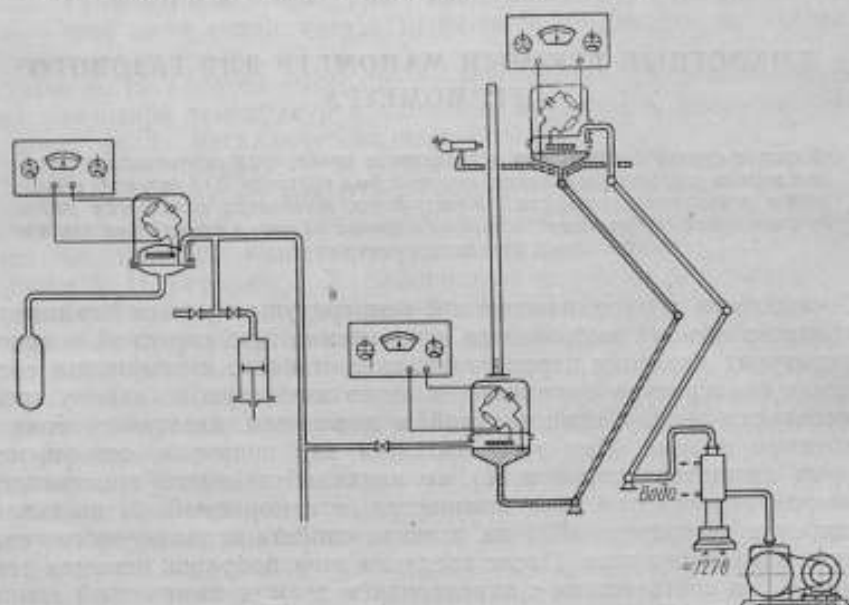


Рис. 1. Принципиальная схема манометра.

трической емкости, образуемой поверхностью ртути и плоским стальным электродом, неподвижно расположенным в емкостной головке. Манометр снабжен двумя такими головками 1 и 2 (рис. 2) — в верхнем и нижнем коленах манометра с диаметром зеркала ртути в них 80 мм ; диаметр стального электрода 50 мм . При этих размерах искажение формы мениска ртути действием капиллярной депрессии не влияет на измерение давления.

Конструкция емкостной головки выполнена таким образом, что влияние разности внешнего и внутреннего давлений газа на точность фиксации уровня ртути (барометрический эффект) не выходит за пределы $\pm 0,2-0,3 \text{ мк рт. ст.}$, причем предусмотрена возможность контроля этого влияния.

* Гордов А. Н. и Киренков И. И., Азотный газовый термометр постоянного объема. Труды ВНИИМ, 25(85), 1955.

** См. статью настоящего сборника, стр. 12.

Емкостная головка верхнего колена манометра расположена не на одной вертикали с емкостной головкой нижнего колена, как это обычно принято в ртутных манометрах и барометрах. Горизонтальное смещение емкостных головок составляет 140 мм. При таком их расположении могут возникать большие погрешности из-за перекосов манометра. Борьба с этим недостатком потребовала значительного усложнения отсчетной системы манометра (см. ниже).

Однако горизонтальное смещение колен манометра дает прибору существенное метрологическое преимущество: создается возможность определять «нулевое положение» отсчетных устройств манометра, т. е. определять отсчет по шкале, соответствующий нулевой разности давлений в его коленах. Это позволяет без сличения прибора с другими, более точными (что было бы затруднительно), практически полностью устранить систематические погрешности, связанные с неполной идентичностью изготовления и юстировки обеих емкостных головок манометра.

Конструкция головок потребовала возможности вертикального перемещения одной из них при изменении измеряемого давления. С этой целью каретка 8 (рис. 2), несущая верхнюю головку, перемещается по вертикальным направляющим 9 с помощью ходового винта 10. При этом ртуть в верхней емкостной головке остается все время соединенной со ртутью в нижней головке с помощью ртутно-стеклянного шарнирного устройства 11.

Это устройство состоит из двух подвижных стеклянных трубок, шарнирно соединенных между собой и с неподвижными стеклянными трубками с помощью конусных стеклянных шлифов, смазываемых вакуумной смазкой. Подвижные стеклянные трубки со ртутью поддерживаются металлической арматурой 11, перемещающейся вместе с ними. Верхняя емкостная головка присоединена к вакуумному насосу с помощью такого же стеклянного шарнирного устройства, но без поддерживающей металлической арматуры.

Объем ртути, заполняющей головки, шарнирное устройство и соединительные трубки, остается одним и тем же при изменениях измеряемого давления. Это позволяет значительно уменьшить перемещение ртути вдоль трубок и ее загрязнение крановой смазкой. При измерении давления верхнюю емкостную головку устанавливают на такой высоте, при которой давление ртутного столба уравнивает измеряемое давление. При этом зеркало ртути в верхней и нижней головках устанавливают

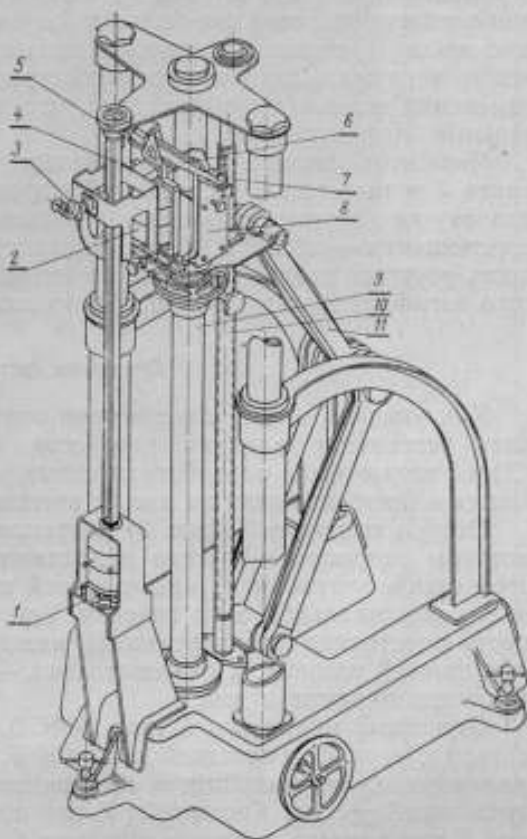


Рис. 2. Общий вид манометра.

всегда в одно и то же положение с помощью устройства для емкостной фиксации уровня ртути. Отсчет показаний манометра осуществляется с помощью микроскопа 3, связанного с верхней головкой и наведенного на неподвижную шкалу 4.

Кинематика перемещения верхней головки

Верхняя емкостная головка снабжена механизмами для грубого и для плавного перемещения каретки. Ходовой винт 10 (рис. 2) для грубого перемещения каретки верхней емкостной головки приводится в движение или электромотором (для больших перемещений) или вручную. Отсчетную шкалу 4 устанавливают параллельно направляющим каретки с тем, чтобы не нужно было изменять юстировку отсчетного микроскопа при изменении измеряемого давления, что могло бы привести к дополнительным погрешностям.

Механизм плавного перемещения состоит из микрометрического винта 7 и рычажной передачи 6, перемещающих верхнюю емкостную головку на упругом подвесе 5 относительно ее каретки. Диапазон этого перемещения — около 0,12 мм, плавность — доли микрона. Непрерывность ртутного столба при этих перемещениях сохраняется за счет упругого изгиба несущих ртуть неподвижных стеклянных трубок.

Отсчетная система

Как указано выше, конструкция отсчетной системы должна обеспечить устранение влияния перекосов манометра на его показания. С этой целью была разработана схема расположения деталей отсчетной системы, изображенная на рис. 3; внешний вид ее представлен на рис. 4.

Отсчетная шкала 8 (рис. 3) закреплена на том же кронштейне 1, на котором закреплена нижняя неподвижная головка 2 манометра. При этом шкала установлена над головкой таким образом, что ось ее совпадает с вертикальной осью головки. Тем самым обеспечивается неизменность расстояния (по вертикали) между штрихами шкалы и электродом нижней головки, а следовательно, — между штрихами шкалы и поверхностью ртути в ней.

Отсчетный микроскоп 4, типа ОМС-3, перемещающийся вдоль шкалы, связан с верхней емкостной головкой 7. Он позволяет с помощью спирального окуляр-микрометра производить отсчет с погрешностью, не превышающей ± 1 мк. Кронштейн 3, несущий микроскоп, соединен с головкой 7 при помощи упругого шарнира 6, работающего без люфта и расположенного над этой головкой таким образом, что его ось вращения пересекает вертикальную ось головки. Кронштейн 3 снабжен чувствительным уровнем 5 (цена деления 2'') и юстировочным винтом 9. При работе этого винта сохраняется неизменной высота расположения микроскопа относительно головки 7. Такое устройство позволяет — в пределах точности уровня — полностью устранить влияние на показания манометра его перекосов.

Шкала манометра — швеллерного сечения, рабочая длина ее 1 м. На ней нанесены через 1 мм штрихи толщиной $3 \div 5$ мк. Изготовлена шкала заводом «Эталон».

Контроль температуры манометра

Для обеспечения указанной выше точности измерения давления необходимо среднюю температуру ртути в манометре измерять с погреш-

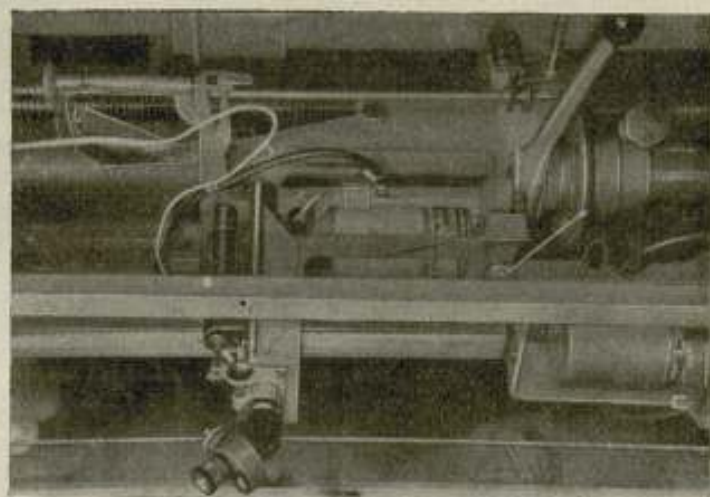


Рис. 4. Внешний вид отсчетной системы.

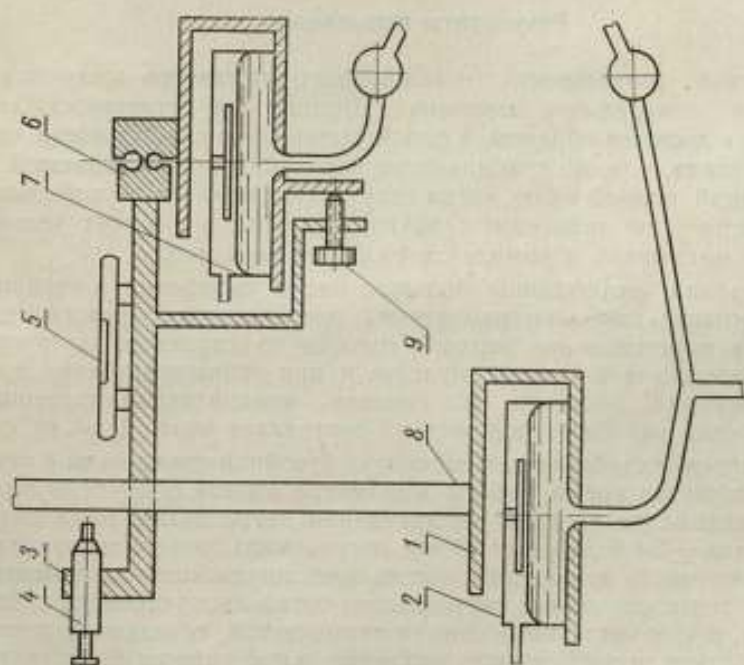


Рис. 3. Схема расположения деталей отсчетной системы манометра.

ностью около $\pm 0,01-0,02$ град, а температуру шкалы манометра — с точностью $0,2-0,3$ град.

Для обеспечения этой точности необходимо, во-первых, осуществить надежный тепловой контакт между термометрами и деталями, температура которых измеряется, т. е. между ртутью и шкалой; во-вторых, добиться того, чтобы градиенты температуры в приборе были достаточно малы с тем, чтобы измерения температур в отдельных точках дали возможность надежно определить их среднюю.

Выполнение этих требований обеспечено следующим образом. Вдоль стеклянных трубок, несущих ртуть, непосредственно к их наружной поверхности приклеены рабочие концы 12 медь-константановых термопар, с промежутками по вертикали около 120 мм, так же, как в газовом термометре № 1*. Для улучшения теплового контакта и для выравнивания температур эти трубки вместе с термопарами покрыты слоем ваты. Таким же образом установлены термопары на шкале. Весь прибор помещен в кожух, внутри которого с помощью двух вентиляторов непрерывно поддерживается круговая замкнутая циркуляция воздуха, обеспечивающая выравнивание температуры внутренних деталей. Все источники тепла вынесены из кожуха наружу, кроме мостовых устройств емкостных головок, в которых мощность рассеивания составляет 1 мвт.

Такая система температурного контроля выбрана по результатам предварительного исследования на макетах. Испытания показали, что она удовлетворяет поставленным выше требованиям.

Результаты испытания

Абсолютная погрешность описываемого манометра мало зависит от величины измеряемого давления. Поэтому эта погрешность могла быть оценена двояким образом: с одной стороны, по стабильности «нулевого положения», т. е. по стабильности показаний при измеряемой разности давлений, равной нулю, когда отсутствует влияние нестабильности самого измеряемого давления; с другой стороны, в рабочих условиях, при работе манометра в комплекте газового термометра.

Исследования, включавшие большое число измерений, проводимых в течение многих дней при изменениях температурного режима помещения, при перемещениях верхней головки из «нулевого положения» в другие положения и снова в нулевое и при выполнении всех других рабочих операций, показали, что средняя квадратичная погрешность ряда измерений «нулевого положения» составляет около 1 мк рт. ст.

При измерении стабильных температур (тройной точки воды и затвердевания цинка) во время работы манометра вместе с другими узлами газового термометра средняя квадратичная погрешность ряда измерений составила $\pm 2 \div 3$ мк рт. ст. В эту погрешность, определенную также из большого числа измерений, вошли как погрешности описываемого манометра, так и случайные погрешности остальных устройств газового термометра, в том числе погрешности термостатов, создающих измеряемую температуру, и погрешности разделительной камеры с капилляром.

Таким образом, указанное выше требование к точности манометра ($\pm 1-3$ мк рт. ст.) можно считать выполненным.

* См. первую сноску на стр. 5.

Следует отметить, что в силу приведенной в статье формулы (стр. 5) вопрос о плотности ртути и ускорении силы тяжести не имеет существенного значения для манометра, работающего в комплекте с газовым термометром.

Разработка емкостного метода фиксации уровня ртути выполнена К. С. Израйловым. В разработке отсчетных устройств принимал участие У. В. Дийков, методики термостатирования — Н. В. Шеметилло и А. С. Аржанов. Чертежи манометра разработаны конструкторами В. И. Лейкумом и Г. А. Графской. В исследовании манометра принимали участие Н. В. Арефьева, А. Г. Доброхотов, У. В. Дийков, Л. В. Никитенко, а в сборке и наладке прибора участвовали механики С. Т. Васильев, А. И. Наам, П. Ф. Катков, В. Ф. Фролов-Багреев, В. В. Бахметьев и радномеханик А. Ф. Петрюк.

Поступила в редакцию

2/XII 1959 г.

К. С. ИЗРАИЛОВ
ВНИИМ

УСТРОЙСТВО ДЛЯ ЕМКОСТНОЙ ФИКСАЦИИ ВЫСОТЫ УРОВНЯ РТУТИ В ГАЗОВОМ ТЕРМОМЕТРЕ

В статье кратко описан новый принцип фиксации уровня ртути в манометре по электрической емкости. Приводится конструкция головок манометра, выполняющих функции емкостного датчика давления. Рассматриваются параметры датчика и влияние на его работу различных факторов. Применение емкостного метода и соответствующих измерительных узлов в манометре нового точного газового термометра ВНИИМ позволило обеспечить отсчет уровня ртути с погрешностью ± 1 мк рт. ст.

В новом газовом термометре ВНИИМ, исследование которого завершено в конце 1959 г., значительно усовершенствован ртутный манометр. Вместо катетометрического применен емкостный отсчет уровня ртути, что позволило повысить точность измерения давления до 1 мк рт. ст.

Новый способ фиксации высоты уровня ртути заключается в преобразовании механических перемещений ртути в эквивалентное изменение электрической емкости конденсатора, встроенного в оба колена манометра. Конденсатор имеет две обкладки. Одной из обкладок служит неподвижная металлическая пластина, другой — зеркало ртути, над которым эта пластина расположена. Воздушный зазор между обкладками частично заполнен кварцевой перегородкой, примыкающей к пластине. С помощью чувствительной электрической мостовой схемы непрерывно контролируется постоянство заданной емкости C конденсатора и тем самым строго фиксируется положение уровня ртути относительно неподвижного электрода.

Отсчетный микроскоп, жестко связанный с электродом, позволяет при этом определить положение последнего, а следовательно, и уровня ртути относительно шкалы. Такой способ фиксации высоты уровня ртути обладает значительно большей чувствительностью, чем это может дать в тех же условиях оптический метод.

Характеристики емкостной головки

Основными характеристиками головки манометра как емкостного преобразователя (датчика) смещения Δh ртути, а следовательно, и давления P газа в ней являются:

1) величина

$$\delta P = \frac{\Delta C}{\Delta P}, \quad (1)$$

характеризующая собой изменение емкости датчика ΔC вблизи заданного значения C , приходящееся на единицу изменения давления газа ΔP (для краткости δP может быть названа чувствительностью датчика);

2) стабильность датчика, т. е. его способность независимо от влияния различных факторов (времени, давления, температуры, влажности и др.) воспроизводить в пределах допустимой погрешности свои показания (величину C) всякий раз, когда уровень ртути в нем занимает одно и то же положение относительно отсчетной шкалы манометра (если иметь в виду головку в коротком колене) или относительно оптической оси отсчетного микроскопа (для головки в длинном колене манометра).

Расчет чувствительности датчика

Для количественной оценки требований к емкостному датчику последний можно рассматривать как плоский конденсатор, емкость которого в первом приближении может быть рассчитана по широко используемой в технике формуле. А именно, если принять, что d — диаметр неподвижной круглой обкладки над зеркалом ртути (в см) и учесть, что часть воздушного зазора между обкладками должна быть занята (см. ниже) кварцевой пластиной, имеющей диэлектрическую проницаемость ϵ_k и толщину h_k , то емкость C_h (в см) датчика можно оценить по формуле

$$C_h = \frac{d^2}{16 \left[\frac{h}{\epsilon} + \frac{h_k}{\epsilon_k} \right]}, \quad (2)$$

где h — воздушный зазор между зеркалом ртути и прилегающей к неподвижной обкладке кварцевой пластиной (в см),
 ϵ — диэлектрическая проницаемость воздуха.

При остаточной емкости C_0 , соответствующей $h \rightarrow 0$, и заданном зазоре h полная емкость датчика определится выражением

$$C = C_0 + \frac{d^2}{16 \left[\frac{h}{\epsilon} + \frac{h_k}{\epsilon_k} \right]}. \quad (3)$$

Если учесть заданный порог чувствительности $\Delta P = 1$ мк рт. ст. и то, что эта величина ΔP вызовет изменение воздушного зазора h на $\Delta h = 0,5$ мк, получим для чувствительности δP расчетную формулу

$$\delta P = \frac{\Delta C}{\Delta h} \cdot \frac{\Delta h}{\Delta P} = 0,5 \frac{\Delta C}{\Delta h}.$$

Принимая во внимание (3), получим

$$\delta P = -0,5 \frac{d^2}{16 \epsilon \left[\frac{h}{\epsilon} + \frac{h_k}{\epsilon_k} \right]^2}. \quad (4)$$

Из данных наблюдений имеем

$$C_0 \approx 11 \text{ нф}; \quad h_k = 5 \cdot 10^{-2} \text{ см}; \quad h = 5 \cdot 10^{-2} \text{ см};$$

$$\Delta h = 5 \cdot 10^{-5} \text{ см}; \quad d = 5,0 \text{ см}.$$

Тогда для $\epsilon \approx 1,0$ и $\epsilon_k \approx 5,0$ получим

$$\delta P = 0,03 \text{ нф/мк рт. ст.}; \quad \frac{\Delta C}{\Delta h} = 0,06 \text{ нф/мк рт. ст.}; \quad C_0 = 29 \text{ нф}; \quad C = 40 \text{ нф}.$$

Таким образом, обеспечение чувствительности к изменению давления на $\Delta P = 1$ мк рт. ст. сопряжено с необходимостью надежно регистрировать емкость датчика порядка $C = 40$ пф с точностью $\Delta C = 0,02 + 0,03$ пф и, что особенно сложно, поддерживать с не меньшей точностью постоянство величины этой емкости C , обеспечивая ее независимость от влияния посторонних причин.

Следует подчеркнуть, что абсолютная величина емкости C имеет второстепенное значение, поскольку основной задачей емкостного отсчета является лишь фиксация некоторой оптимальной ее величины.

Оценка влияния непараллельности обкладок датчика

Формула (3) предполагает наличие строгой параллельности обкладок плоского конденсатора. При невыполнении этого условия емкость C не будет являться однозначной функцией величины зазора, а будет зависеть от угла α между обкладками (при условии постоянства величин C_0 , d и ϵ). Строгий расчет зависимости C от α представляет сложную задачу электростатики и имеет в нашем случае лишь академический интерес. Достаточно надежная численная оценка влияния угла α , необходимая для того, чтобы учесть этот источник погрешности измерения давления, может быть выполнена при упрощенном рассмотрении вопроса.

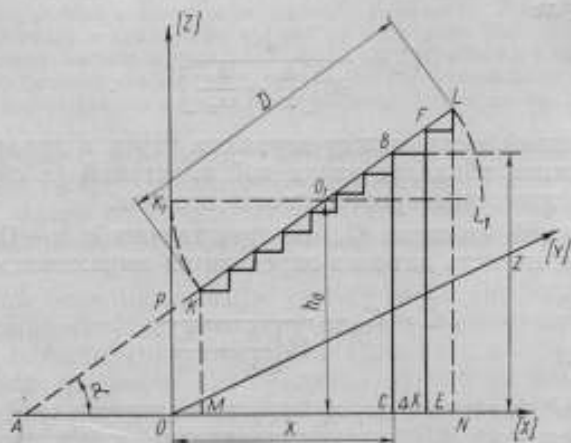


Рис. 1. К расчету емкости конденсатора с непараллельными обкладками.

В приводимом ниже приближенном расчете подразумевается, что угол α мал и, следовательно, может быть принято соотношение $\sin \alpha \approx \alpha$. Предполагается, что пластина из первоначального положения K_1Z_1 в плоскости, параллельной проводящей плоскости XOY (рис. 1), поворотом на угол α вокруг оси, параллельной оси OY и проходящей через середину O_1 , приводится в положение KZ . Площадь пластины разбивается на элементарные площадки шириной Δx_i . Вся емкость C_s между пластиной и ее проекцией на XOY может быть представлена как сумма элементарных плоских конденсаторов, у каждого из которых верхняя обкладка имеет размеры y_i и Δx_i , а нижняя является ее проекцией на проводящую плоскость XOY .

Предполагается для простоты, что пластина имеет квадратную форму со стороной D и что силовые линии электрического поля в конденсаторе перпендикулярны к обеим элементарным площадкам и параллельны

между собой. Переменный зазор между элементарными обкладками обозначен Z . Опуская вычисления, вытекающие из простых геометрических соображений, и принимая во внимание, что при неограниченном возрастании числа элементарных конденсаторов сумма их емкостей C_x может быть заменена интегралом, получим, что

$$C_x = \frac{\varepsilon D}{4\pi \cos \alpha} \int_{OM}^{ON} \frac{dx}{b + x \operatorname{tg} \alpha},$$

где $b = h_0 - \frac{D}{2} \operatorname{tg} \alpha$;

$$OM = \frac{D}{2} (1 - \cos \alpha);$$

$$ON = \frac{D}{2} (1 + \cos \alpha).$$

Вычисление интеграла приведет к выражению

$$C_x = \frac{\varepsilon D}{4\pi \sin \alpha} \ln \frac{2h_0 + D \sin \alpha}{2h_0 - D \sin \alpha},$$

которое, в предположении, что $\left| \frac{D \sin \alpha}{2h_0} \right| < 1$, и после разложения в ряд логарифма по степеням α даст приближенную формулу для расчета C_x как функции зазора h и угла α .

Если ограничиться первыми двумя членами разложения, то

$$C_x \approx \frac{\varepsilon D^2}{4\pi h_0} + a\alpha^2, \quad (5)$$

где параметр

$$a \approx 2 \cdot 10^{-6} \varepsilon \frac{D^4}{h_0^4},$$

α — в град; C_x , D и h_0 — в см.

Из формулы (5) следует, что отклонение от параллельности между обкладками при повороте пластины вокруг центра O_1 , приводит к увеличению емкости конденсатора. Качественно это можно объяснить нелинейной зависимостью между емкостью C_x и зазором h , в результате чего уменьшение зазора в одной части обкладок конденсатора и увеличение его в другой, противоположно расположенной части, не приводит вследствие перекоса обкладок к взаимной компенсации соответствующих изменений емкости. Этот факт используется при рассмотрении влияния вибрации ртути.

Из анализа производной $\frac{dC_x}{d\alpha}$, равной

$$\frac{dC_x}{d\alpha} = 2a\alpha, \quad (6)$$

следует, что изменение емкости C_x вследствие изменения угла α оказывается тем большим, чем больше его первоначальное значение.

Таким образом, наименьшей чувствительностью к перекосам обладает конденсатор с расположением обкладок, близким к параллельному. Расчет по формуле (5) показывает, что если принять требование об изме-

рени давления с погрешностью ± 1 мк рт. ст., что в пересчете на изменение емкости соответствует $\Delta C_x \approx 0,03$ пф, то величина допустимого изменения угла наклона $\Delta\alpha$ при первоначальном наклоне обкладок, равном $\alpha_1 = 1'$, составляет $\Delta\alpha_1 \approx 50''$. Но уже для $\alpha_2 = 0,2^\circ$ должно быть $\Delta\alpha_2 = 6''$. Обеспечение последнего условия связано с большими техническими трудностями. Поэтому целесообразно первоначальную юстировку обкладок на параллельность проводить так, чтобы угол $\alpha \leq 1'$. При больших допусках на непараллельность требования к юстировочным средствам значительно возрастают.

В конденсаторе с непараллельными пластинами величина зазора будет, естественно, неодинаковой по длине обкладки. Поэтому связь отсчетного микроскопа с обкладкой должна быть настолько жесткой, чтобы фиксация высоты уровня ртути по величине зазора относилась всегда строго к одной точке обкладки. Минимальная погрешность отсчета будет при этом достигнута, если микроскоп укрепить на оси, проходящей через центр неподвижной обкладки перпендикулярно ее плоскости.

Результаты эксперимента и конструктивные данные

Работа емкостной головки протекает в довольно сложных условиях, зависящих от ряда факторов, излагаемых ниже. Учет их влияния вместе с данными приведенного расчета позволяет выяснить основные конструктивные особенности конденсатора головки и получить для нее удовлетворительные характеристики.

Под действием механических толчков ртуть* в резервуаре совершает непрерывные хаотические колебания. Причиной этому являются не только вибрации здания из-за движения уличного транспорта или работы механизмов (форвакуумных насосов и др.), но и изменения звукового давления воздуха над зеркалом ртути.

В работе ртутного конденсатора подобные явления представляют серьезную помеху, влияние которой не удастся устранить даже при использовании специального фундамента.

Свет, отраженный от поверхности ртути и сфокусированный на экран, дает четкую картину, позволяющую судить о характере колебаний на поверхности ртути в резервуаре конденсатора. Наряду с круговыми волнами длиной около 2 мм и с амплитудой в несколько микронов наблюдаются колебания на основной собственной частоте системы. При этом свободная поверхность ртути после достижения полного покоя начинает периодически раскачиваться, отклоняясь от горизонтального положения настолько, что высота подъема уровня ртути («всплеска») по краю зеркала может достигать нескольких десятков микронов.

По этим причинам возникают нерегулярные, паразитные изменения емкости ртутного конденсатора, маскирующие ее изменения, вызванные колебаниями измеряемого давления.

Изменение емкости конденсатора соответствует уменьшению зазора h между обкладками, что находится в качественном согласии с выводом, полученным из анализа формулы (5). Вместе с этим «всплески», особенно при малых зазорах, могут вызвать короткое замыкание в конденсаторе. Возникает, следовательно, задача определения оптимальной величины зазора h .

Эксперимент показывает, что при зазорах, значительно превосходящих амплитуду стоячих волн (при $h > 0,3$ мм), и при диаметре обкладок

* В работе применялась ртуть марки Р-1 (ГОСТ 4658—49).

$d > 30$ мм влияние вибраций сильно ослабляется, в то время как влияние изменения давления проявляется еще достаточно сильно. Влияние «всплеска» должно, согласно формуле (5), затухать значительно быстрее с увеличением h . В то же время при таких зазорах зависимость между емкостью и величиной зазора конденсатора становится практически линейной и поэтому увеличение емкости в местах пучностей волн в достаточной мере компенсируется уменьшением ее за счет соответствующих впадин. Однако работа при очень больших зазорах ($h > 1$ мм) невыгодна, так как малые смещения ($\approx 0,5$ мк) уровня ртути вызывают слишком малые изменения емкости конденсатора ($< 0,01$ пф). Фиксация же таких малых изменений емкости затруднена вследствие ощутимого влияния неустойчивости работы датчика.

Полезные изменения емкости получаются настолько малыми, что становятся сравнимыми по величине с теми ее изменениями, которые могут возникать от колебания влажности или температуры. При таких обстоятельствах обеспечить необходимую стабильность практически невозможно.

В результате эксперимента определились следующие оптимальные размеры конденсатора емкостной головки: $h = 0,5$ мм и $d = 50$ мм.

В узких трубках вследствие действия капиллярных сил возникает нерегулярное искажение мениска ртути. Для исключения погрешности, вносимой по этой причине в измерение емкости, необходимо соответствующим образом выбрать диаметр свободной поверхности ртути.

Если принять, что средняя часть мениска ртути становится практически плоской при диаметрах больших 30 мм, то разность диаметров резервуара конденсатора и неподвижной обкладки должна быть по крайней мере порядка 30 мм. Для принятого размера обкладки $d = 50$ мм диаметр резервуара поэтому должен составлять $D_p = 80$ мм. Применение таких больших резервуаров для короткого колена манометра стало возможным благодаря использованию на пути от колена к рабочему резервуару термометра нового узла — разделительной мембранной камеры, которая исключила влияние вредного объема короткого колена. Описание этого узла приводится в отдельной статье.*

Небольшие загрязнения емкостной головки снижают электрическую добротность ртутного конденсатора и нарушают его работу.

Манометр, в колена которого входят емкостные головки, должен быть достаточно герметичен, чтобы обеспечить постоянно степени разрежения или постоянство массы рабочего газа. Выделение адсорбированных газов, наблюдающееся при недостаточной чистоте узлов манометра, мешает выполнению этого требования. Поэтому к чистоте ртути и деталей емкостной головки предъявляются повышенные требования.

Ртуть быстро окисляется на воздухе, способна растворять многие металлы и легко воспринимает на себя частицы пыли и жира. При загрязненной поверхности может исказиться форма мениска ртути в конденсаторе, измениться его рабочий зазор и наблюдаться прилипание ртути к деталям и стенкам резервуара емкостной головки. Это ведет к неустойчивости емкости и потере изоляционных свойств конденсатора вплоть до появления электрического пробоя и короткого замыкания между его обкладками. Кроме того, мостовая схема, в измерительном плече которой находится ртутный конденсатор, должна всегда уравниваться при определенном значении его емкости C . Необходимая однозначность такой связи обеспечивается, если утечки в конденсаторе будут достаточно малы и стабильны.

* См. статью настоящего сборника, стр. 23.

Расчет и экспериментальные исследования показывают, что если характеризующая качество электрической изоляции активная составляющая r полного сопротивления (импеданса) измерительного плеча моста, определенная по эквивалентной параллельной схеме, составит $r > 10^9$ ом, то равновесие моста будет слабо зависеть от величины r и ее изменений. Относительные изменения $\frac{\Delta r}{r}$ до 80% окажутся вполне допустимыми. Однако при $r \approx 10^7$ ом уменьшение $\frac{\Delta r}{r}$ допустимо лишь в пределах 3,5%, что является весьма жестким условием.

Необходимо учесть и тот факт, что при работе в вакууме ртуть хорошо испаряется и адсорбируется на матовых поверхностях деталей головки, делая их с течением времени токопроводящими. Так, чистое, но не тщательно полированное стекло резервуара головки в течение 2 мес. работы полностью утратило свои изоляционные свойства из-за образования ртутного налета. В связи с этим были проведены поиски материалов для изготовления основных деталей емкостной головки, необходимых средств изоляции и защиты от действия ртути в условиях длительной работы, а также разработаны технические требования к конструкции головки и к условиям ее сборки. Среди материалов, подвергнутых испытанию (ковар, никель, молибден, сталь и др.), подходящей оказалась нержавеющая сталь.

Надежная защита от коррозии всех имеющих соприкосновение со ртутью и ее парами деталей емкостной головки была достигнута хорошей полировкой и покрытием их тонким слоем эпоксидной смолы. Смолы типа РЭС-1 и ЭД-5 оказались вполне пригодными для этой цели. Они имеют в застывшем виде зеркально гладкую поверхность, не гигроскопичны, не реагируют со ртутью, обладают высокими герметизирующими и механическими свойствами, прочно скрепляя детали, и обеспечивают сопротивление изоляции, большее 10^{11} ом.

Электрод был полностью защищен от ртути с помощью тонкой (0,5 мм) кварцевой пластины. Это позволило улучшить изоляцию электрода, повысить пробивное напряжение воздушного зазора в конденсаторе и исключить возможность короткого замыкания во время случайных колебаний поверхности ртути.

Сборка конденсатора производилась при соблюдении высокой чистоты всех его частей и при постоянном контроле сопротивления изоляции между электрическими выводами конденсатора. Сопротивление изоляции не менее $5 \cdot 10^{10}$ ом принималось достаточным.

Ртутный конденсатор работает в манометре при различных давлениях газа и в том числе при разрежении порядка $1 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст. (например в длинном колене). Находясь в плече емкостного моста, этот конденсатор оказывается под напряжением. Если напряжение питания моста велико (~ 10 в), то при больших изменениях емкости ртутного конденсатора приложенное к нему напряжение может оказаться вполне достаточным для того, чтобы возникла ионизация атомов ртутного пара, а газовый промежуток между обкладками превратился в хороший проводник. Это обстоятельство должно явиться дополнительным источником нестабильной работы головки. Потенциал ионизации атомов ртути лежит вблизи 10 в и, следовательно, целесообразно установить рабочее напряжение питания моста не более $U = 4$ в эфф. В таком режиме при любых разбалахах моста исключается возможность появления заметных ионизационных явлений, что и подтверждается на опыте.

Фиксация высоты уровня ртути по величине емкости, помимо необходимости создания постоянного зазора h в конденсаторе, требует, как

говорилось выше, неизменности расстояния (жесткости связи) по вертикали между электродом и оптической осью отсчетного микроскопа.

Выполнение этого требования связано с устранением деформаций смещения и изгиба электрода вследствие изменения температуры и давления в конденсаторе. Этот вопрос был разрешен путем надлежащего выбора не только материалов и размеров всех деталей, от которых зависела жесткость электрода, но и от способа их закрепления.

Особенностью конструкции является то, что электрод и его держатель помещены целиком внутри резервуара головки и благодаря этому на них со всех сторон действует одинаковое давление. Это позволяет полностью исключить непосредственное влияние на электрод разности атмосферного давления и давления газа внутри резервуара головки. Установка же электрода на держателе с низким температурным коэффициентом линейного расширения материала (кварц) и закрепление последнего на массивной стальной крышке в той ее части, которая испытывает весьма малые ($< 0,1 \text{ мк}$) деформации изгиба от действия давления и температуры, позволила устранить передачу этих воздействий на электрод через промежуточные детали.

Хорошая герметизация головки и всего устройства манометра, а также его работа в закрытом кожухе и в термостатированном помещении обеспечили необходимое постоянство размеров самого электрода ($d = \text{const}$), а также отсутствие заметного влияния температуры и, особенно, влажности на диэлектрическую проницаемость ϵ газа в конденсаторе ($\epsilon = \text{const}$).

Устройство емкостной головки

Головка в разрезе изображена на рис. 2 и 3 и состоит из следующих деталей: чашки 6, имеющей форму цилиндра с коническим дном и с фланцем 7 у верхнего края; крышки 9, опирающейся на этот фланец; держателя 5, закрепленного на крышке и несущего на себе неподвижную обкладку (электрод) 20 конденсатора; опорных плит 3 и 4, на которых установлена чашка и 40-секундные уровни 18.

Чашка 6 изготовлена из нержавеющей стали марки ХП и имеет внутренний диаметр $D_p = 80 \text{ мм}$.

Через трубку 22 в чашку подается ртуть. Зеркало ртути устанавливается на расстоянии $h \approx 0,5 \text{ мм}$ от электрода 20, образуя вместе с последним электрический конденсатор (ртутный конденсатор).

Над входным отверстием трубки 22 установлен рассекатель 21 в форме гриба с отверстиями в его ножке. Благодаря этому ртуть плавно заполняет чашку и не образует фонтана, который мог бы нарушить чистоту электрода. По боковой поверхности чашки симметрично расположены четыре смотровых окна, закрытых стеклами, помещенными в специальные пазы чашки и закрепленными для герметичности эпоксидной смолой. Через эти окна производится визуальный контроль положения уровня ртути по отношению к электроду. Внутрен-

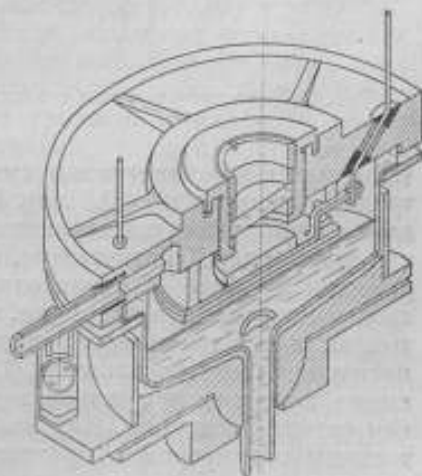


Рис. 2. Разрез емкостной головки.

няя поверхность чашки гладкая и покрыта сплошь тонким слоем эпоксидной смолы, предохраняющей ее от взаимодействия со ртутью. Чашка и ртуть заземлены.

Крышка 9 соединяется с чашкой по фланцу 7 с помощью эпоксидной смолы и притянута к нему болтами через шайбу 17. Смолы обеспечивает герметичность этого соединения. На внутренней стороне утолщенной части 12 (мостике) крышки симметрично относительно оси чашки укреплен при помощи смолы держатель 5. Он представляет собой полноразмерный полый цилиндр из кварца с толщиной стенок около 6 мм. К нижнему его торцу эпоксидной смолой приклеен стальной электрод.

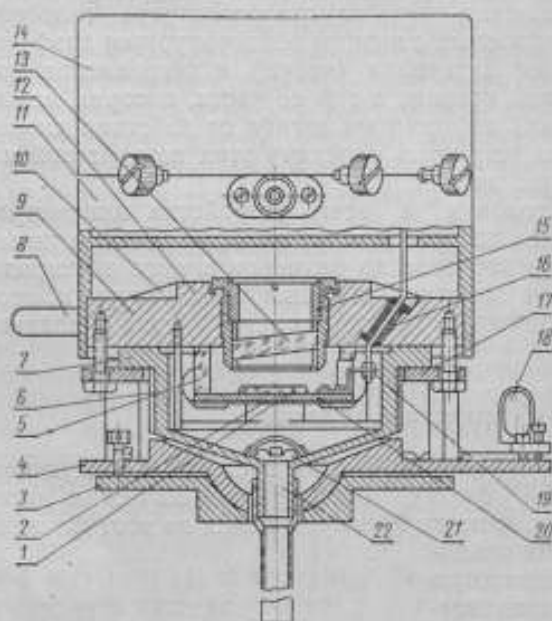


Рис. 3. Емкостная головка с электрическим мостом.

Оба торца цилиндра параллельны между собой и хорошо обработаны под плоскость. Крышка выполнена из нержавеющей стали в форме тавровой балки и дополнительно усилена ребрами жесткости 10. Мостик 12 имеет толщину 20 мм, а остальная часть крышки — 12 мм. Этим создается необходимая прочность, при которой максимальный прогиб крышки в ее центре под действием разности давлений не превышает 0,1 мк. Закрепление держателя с электродом на внутренней стороне мостика по кольцу, имеющему средний радиус около 25 мм, позволяет достигнуть того, что происходящее при деформации крышки вертикальное смещение держателя, а вместе с ним и электрода 20 меньше 0,1 мк.

(Напомним, что измеряемые смещения уровня ртути относительно электрода должны быть $\approx 0,5$ мк). В то же время такой принцип крепления дает возможность экспериментально контролировать величину смещения электрода. Действительно, если при избыточном давлении или разрежении в чашке 6 происходит изгиб ее крышки, который вызывает сдвиг держателя с электродом, то такой же сдвиг, можно считать, испытывают и все точки мостика, лежащие на его наружной части против мест закрепления держателя. Таким образом, достаточно измерить смещение поверхности мостика в этих точках, чтобы судить о перемещении самого электрода. Для этой цели можно воспользоваться чувствительным оптиметром и привести его щуп в непосредственный контакт с испытуемыми частями мостика. Измерения, проведенные этим способом, показали, что при давлении в чашке $P = 2$ атм наибольшее смещение электрода не превышает 0,1 мк. Прямое же наблюдение деформаций электрода, проведенное бесконтактным оптическим методом (с помощью микроскопа или интерферометра), затрудняется побочными оптическими искажениями, которые появляются вследствие значительного при таких давлениях изгиба стекла, закрывающего на пути световых лучей окно чашки (см. ниже). Кварц, имеющий низкий температур-

ный коэффициент линейного расширения и примененный в качестве материала держателя электрода, позволил практически исключить температурные деформации последнего. Расположение электрода целиком внутри чашки максимально освободило его от действия разности между внутренним и внешним (атмосферным) давлениями. Благодаря этому повысилась стабильность положения электрода относительно ртути, появилась возможность максимально облегчить электрод, уменьшив его вес и линейные размеры, что, в свою очередь, снизило изменение этих размеров с температурой и, следовательно, уменьшило соответствующее изменение емкости конденсатора. Кроме того, электрод и весь конденсатор оказались надежно защищенными от действия влажности окружающего воздуха, что обеспечило постоянство диэлектрической проницаемости среды и высокого сопротивления изоляции между обкладками ртутного конденсатора.

Электрод 20 представляет собой плоскопараллельную круглую пластину из нержавеющей стали толщиной 4 мм и диаметром $d = 50$ мм, закаливаемую при изготовлении. Поверхности пластины обработаны по 14 классу чистоты поверхности и доведены до зеркальности. Это способствует предохранению ее от коррозии и создает удобства для содержания поверхностей в чистоте.

Отклонение поверхностей пластины от плоскостности и параллельности не превышает 0,001 мм. Это позволяет посредством юстировки на горизонтальность верхней поверхности электрода производить с требуемой точностью установку нижней поверхности его, обращенной к зеркалу ртути, параллельно последней.

Для этой цели в центре крышки конденсатора имеется окно с плоскопараллельной перегородкой 13 из оптического стекла, укрепленной в окне гайками 15, залитыми для герметичности в своих пазах эпоксидной смолой. Через это окно на поверхность электрода падает параллельный пучок света от лампочки отдельного коллиматора, ось которого предварительно установлена на вертикальность по зеркалу ртути.

Наклоном опорной плиты 4 конденсатора изменяют положение электрода 20 относительно зеркала ртути до тех пор, пока луч света, отраженный от этого электрода, не совпадет по направлению с осью коллиматора. Этим достигается установка электрода на параллельность поверхности ртути с погрешностью значительно меньшей 1'. После этой юстировки настраивают уровни 18, по которым в дальнейшем контролируют положение электрода относительно ртути.

Перегородка 13 для устранения влияния на юстировку паразитных бликов наклонена под небольшим углом.

Электрод герметично защищен от случайного соприкосновения со ртутью или от контакта с ее парами с одной стороны кварцевой подложкой 2, с другой стороны — покровным стеклом 1, открывающим путь для лучей света к небольшому участку в центре зеркальной поверхности электрода. Остальные места электрода, включая его торцы и часть вывода 19, проходящую внутри чашки 6, покрыты эпоксидной смолой.

Кварцевая подложка 2, диаметром $d = 50$ мм и толщиной $h_k = 0,5$ мм, изготовлена при тех же допусках на плоскостность и параллельность, что и электрод, и приклеена к нему тонким слоем канадского бальзама. Покровное стекло 1 диаметром 20 мм и толщиной 3 мм изготовлено из оптического стекла в виде плоскопараллельного диска и закреплено по плоскости соприкосновения с электродом тонким слоем бальзама, а по торцам — смолой, заходящей на края верхней плоскости стекла. Посадка на бальзам должна быть выполнена таким образом, чтобы, помимо прочной склейки, не допустить появления пузырьков

воздуха между соприкасающимися поверхностями. В противном случае при эвакуации воздуха из чашки от возникшей разности между давлением газа в ней и атмосферным давлением в пузырьках возникает вспучивание покровного стекла или кварцевой подложки, что приводит к нежелательным переменным деформациям электрода. Кроме того, слой бальзама на кварцевой подложке 2 не должен заметно нарушить параллельность между ее плоскостями и поверхностью электрода 20. Поэтому качество посадки подложки тщательно контролируется. С этой целью до закрепления в чашке подложку освещают параллельным монохроматическим пучком света от ртутной лампы. По ширине полос интерференции, образующихся при наложении лучей, отраженных от электрода и подложки, определяют отклонение последних от параллельности. Ширина полос интерференции тем больше, чем меньше угол клина. Если α — угол клина (в рад), l — линейное расстояние между двумя соседними полосами интерференции, то

$$\alpha \approx \frac{\lambda}{2nl},$$

где λ — длина волны света и
 n — показатель преломления бальзама.

Оценка угла α производится по этой формуле после подсчета числа полос, укладывающихся на всем диаметре подложки, и определения на основании этого величины l .

Вывод 19 от неподвижного электрода 20 выходит из головки наружу через проходной изолятор 16, изготовленный из радиофарфора и запрессованный в отверстие крышки, залитом дополнительно эпоксидной смолой. Он служит для включения ртутного конденсатора в схему моста емкостей 14, смонтированного на панели 11. Для подачи газа в головку служит трубка 8.

Описанное устройство работает в настоящее время в манометре нового газового термометра и обеспечивает фиксацию уровня ртути с погрешностью ± 1 мк рт. ст.

Конструкторские работы по емкостной головке выполнялись при большом творческом участии В. И. Лейкума.

Поступила в редакцию
 15/XII 1959 г.

Н. В. АРЕФЬЕВА, У. В. ДИЙКОВ, К. С. ИЗРАИЛОВ,
И. И. КИРЕНКОВ, Н. В. ШЕМИЛЛО

ВНИИМ

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ РАВНОВЕСИЯ МЕЖДУ ТВЕРДЫМ И ЖИДКИМ ЦИНКОМ И МЕЖДУ ТВЕРДЫМ И ЖИДКИМ ЗОЛОТОМ

В статье дано краткое описание созданного в последние годы во ВНИИМ газового термометра. Приводятся результаты определения температур равновесия цинка и затвердевания золота и подробно рассмотрены погрешности измерений.

Определение термодинамической температуры двух реперных точек — точки цинка и точки золота — в настоящее время является наиболее важной задачей в вопросе уточнения практической температурной шкалы.

Необходимость определения точки цинка вызвана следующими обстоятельствами:

- 1) точка цинка в последнее время полностью заменила собой точку серы и благодаря этому фактически является одной из основных реперных точек температурной шкалы в области средних температур;
- 2) термодинамическую температуру точки цинка не измеряли с 1911 г., когда ее определение было проведено довольно грубо;
- 3) введение точки цинка в практику эталонных работ обеспечивает повышение точности температурных измерений.

В свою очередь необходимость определения точки золота вызвана следующими причинами:

- 1) принятое численное значение точки золота основано на не очень точных измерениях, выполненных до 1911 г.;
- 2) две последние работы [1, 2] по определению точки золота дали расходящиеся результаты;
- 3) точка золота является основой всей шкалы высоких температур.

Эти обстоятельства были также отмечены на сессии Консультативного комитета по термометрии, где было высказано пожелание о постановке такого рода работ в метрологических лабораториях различных стран, располагающих соответствующими возможностями.

По этим соображениям в группе газовой термометрии ВНИИМ в 1959 г. были проведены измерения точки цинка и точки золота с помощью газового термометра.

Газовый термометр

Для измерений применялся газовый термометр постоянного объема, принципиальная схема которого изображена на рис. 1.

Резервуар 1 из кварцевого стекла объемом 120—180 см³ имеет кварцевый капилляр 2 диаметром 0,4—0,7 мм и длиной 400—450 мм. Капилляр 2 с помощью капилляра из нержавеющей стали 3 диаметром 0,5 мм присоединяется к разделительной камере 6 и через нее — к ртутному манометру 7.

Для соединения кварцевого капилляра 2 со стальным 3 последний снабжен наконечником с полированной торцевой поверхностью. Торцы капилляра 2 также полируются. Полированные торцы при соединении

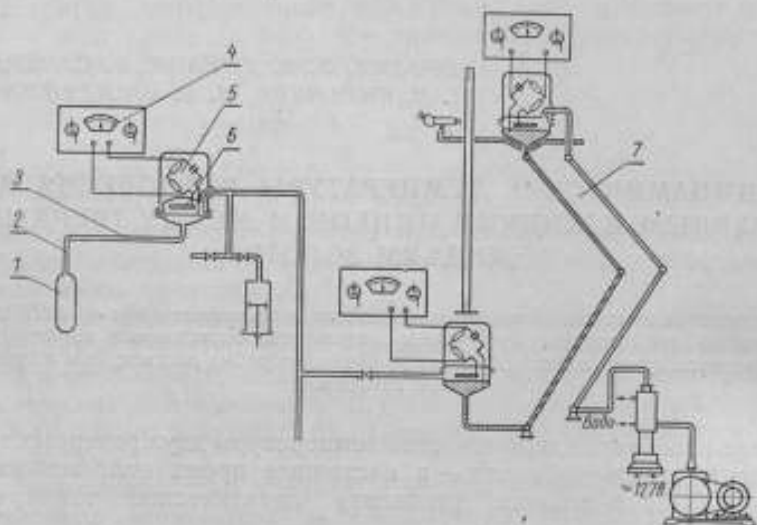


Рис. 1. Принципиальная схема газового термометра.

между собой образуют оптический контакт и, кроме того, дополнительно стягиваются гайкой, а периметр поверхности их соприкосновения обмазывается герметизирующей замазкой.

Для определения вредного пространства объем капилляра 2 был измерен взвешиванием ртути, заполняющей отдельные его участки, а объем стального капилляра 3 вместе с разделительной камерой 6 определен методом сжатия газа.

Объемы резервуаров определены путем взвешивания заполняющей их дистиллированной воды.

Резервуар 1 термометра заполняется чистым азотом. Давление азота при температуре тройной точки воды подбирали таким, чтобы при измеряемой температуре оно было близким к атмосферному.

Разделительная камера 6 представляет собой нулевой дифференциальный манометр. Она отделяет рабочий газ в резервуаре от газа, создающего давление на ртуть манометра, и позволяет фиксировать равенство давлений этих газов. Индикатором равенства давлений служит чувствительная мембрана, являющаяся основной частью разделительной камеры.

Применение разделительной камеры дает следующие основные преимущества:

- 1) облегчает термостатирование манометра;

- 2) позволяет увеличить диаметр мениска ртути в манометре без увеличения объема вредного пространства;
- 3) упрощает подготовку измерений и чередование измерений с разными резервуарами при различных температурах;
- 4) исключает возможность загрязнения рабочего газа парами ртути;
- 5) облегчает контроль работы манометра.

Конструкция разделительной камеры представлена на рис. 2.

Чувствительная мембрана диаметром 75 мм изготовлена из фосфористой бронзы толщиной 0,025 мм, натянута на медное основание и герметично соединена с ним.

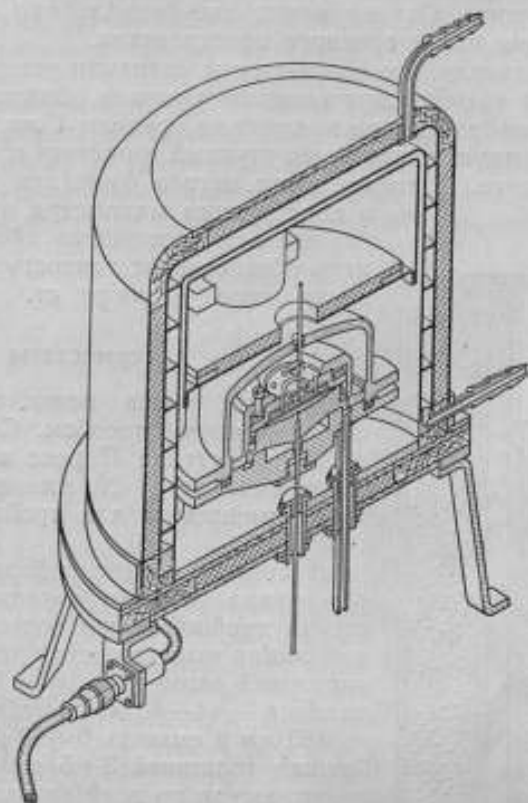


Рис. 2. Разделительная камера с емкостным отсчетом.

Детали, прилегающие к мембране с обеих сторон, образуют охраняющие поверхности сферической формы, защищающие ее от больших механических напряжений. Зазор между мембраной и охранной поверхностью в центральной части составляет от 0,07 до 0,08 мм и соответственно объем этого промежутка (один из этих объемов входит в объем вредного пространства) составляет около 150 мм^3 .

Смещение мембраны из положения равновесия контролируется емкостным методом. Средняя часть (диаметром около 50 мм) одной из охраняющих поверхностей, электрически изолированная от мембраны, образует вместе с ней конденсатор, емкость которого изменяется при смещениях мембраны. Этот конденсатор включен в плечо моста переменного тока 5 (рис. 1) (частота 1000 гц), три остальных плеча которого составлены из элементов с постоянными параметрами. Мост сбаланси-

рован при нулевой разности давлений, действующих на мембрану. Равновесие моста контролируется с помощью электронной фазочувствительной схемы со стрелочным прибором 4 на выходе. Благодаря этому в момент разбаланса моста можно судить не только о величине, но и о знаке разности действующих на мембрану давлений.

Разделительная камера помещена в термостатный кожух, в водяной рубашке которого циркулирует вода. Температура этой воды регулируется с точностью около $\pm 0,01 \div 0,02$ град с помощью термостата типа ТС-15. Это термостатирование необходимо для устранения тепловых деформаций деталей камеры, приводящих к нестабильности нулевого положения мембраны. Одновременно оно существенно облегчает контроль температуры части вредного пространства.

Испытания показали, что погрешности фиксации равенства давлений в разделительной камере определяются главным образом остаточными деформациями мембраны и не выходят за пределы 1 мк рт. ст.

В газовом термометре применен ртутный манометр с емкостной фиксацией уровня ртути. Описание этого метода фиксации уровня ртути и конструкции манометра изложено в других статьях настоящего сборника.* Манометр обеспечивает точность измерения давления около ± 3 мк рт. ст.

Термостаты

Тройная точка воды осуществлялась общепринятым способом. Сосуды, изготовленные из стекла Пирекс или термометрического стекла № 29, имели обычную форму, применяемую для тройной точки воды [3, 4].

В соответствии с габаритами рабочего резервуара газового термометра размеры сосуда тройной точки воды были увеличены: общая высота сосуда равнялась 550 мм, наружный диаметр — $150 \div 180$ мм, диаметр колодца — $44 \div 48$ мм, глубина его примерно 480 мм и емкость $9 \div 12$ л. Ледяная «рубашка» толщиной $3 \div 5$ см охватывала колодец сосуда по всей его длине и не доходила на несколько сантиметров до горловины сосуда. В колодец для улучшения теплового контакта наливали ртуть. При измерениях резервуар газового термометра погружали в ртуть так, чтобы до дна оставалось примерно 10 мм.

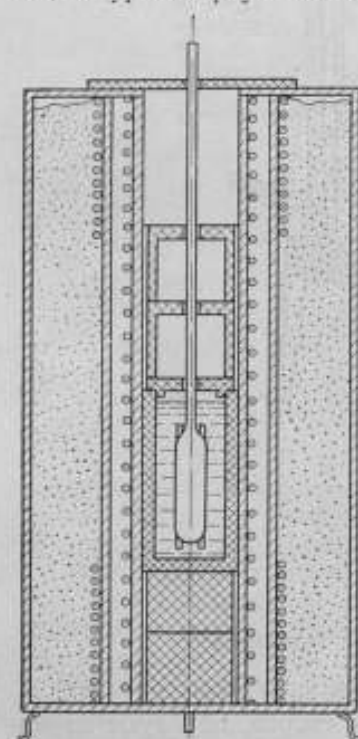


Рис. 3. Разрез печи для цинка.

При расчетах значения измеряемой температуры давление газа в резервуаре, соответствующее температуре тройной точки воды, принимали равным значению, полученному в тройной точке воды непосредственно после измерений при искомой температуре. Плавление цинка осуществлялось в вертикальной электрической печи с тремя независимо регулируемым нагревателями (рис. 3). Тигель из чистого графита (зольность около 0,02%) имел внутренние размеры: диаметр 80 мм и высоту 230 мм. Тигель наполняли цинком с приме-

* См. статьи настоящего сборника на стр. 5 и 12.

сями не более 0,0003%; в цинк при измерениях погружали резервуар газового термометра. При плавлении или затвердевании цинка температура резервуара оставалась неизменной в течение 1-2 ч.

Разработка печи выполнена Ф. З. Алиевой и В. П. Чекулаевым. Очистку цинка производила К. Я. Брегман.

Термодинамическую температуру затвердевания золота определяли следующим образом. Три платинородиевые термопары (ПР30/6) предварительно градуировали в точке золота. Спаян термопар платиновой проволокой привязывали к рабочему резервуару газового термометра в трех точках на различной высоте. Рабочий резервуар, помещенный в защитную кварцевую пробирку диаметром ~45 мм, погружали в олово, расплавленное в кварцевом тигле диаметром ~100 мм специальной ванны.

По показаниям упомянутых термопар температуру олова устанавливали равной температуре затвердевания золота.

Ванна для олова представляла собой специальную электрическую печь с тремя независимыми нагревательными обмотками (рис. 4 и 5). Силу тока в нагревателях печи регулировали по показаниям термопар.

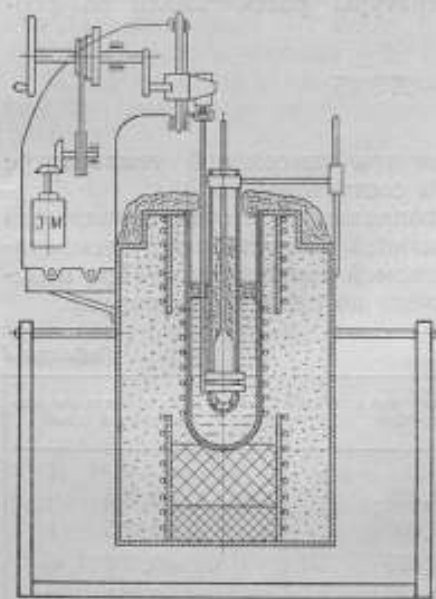


Рис. 4. Разрез печи для определения температуры затвердевания золота.

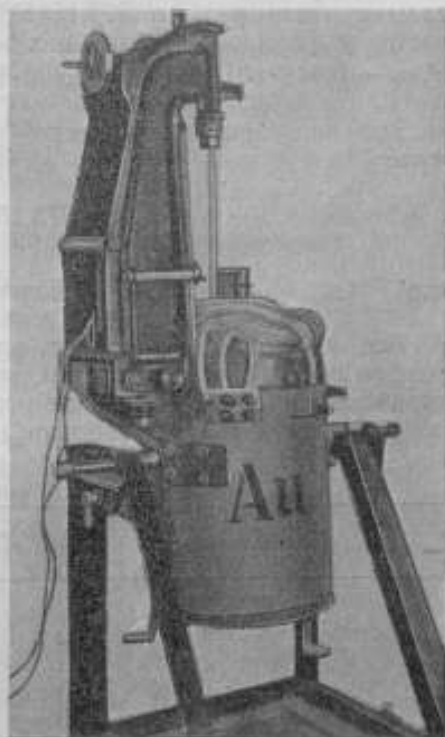


Рис. 5. Внешний вид печи для определения температуры затвердевания золота.

Олово между пробиркой и стенками тигля непрерывно перемешивалось кварцевой мешалкой, совершающей при помощи электромотора вертикальные колебания с амплитудой 80 мм и частотой около 1 гц.

Для защиты от окисления олово в тигле покрывали сверху слоем поваренной соли.

Печь была разработана А. Н. Гордовым, И. И. Киренковым, А. С. Аржановым и И. Ф. Фроловой [5].

При измерениях температура спаев термопар отклонялась от точки золота в среднем на $\pm 0,8$ град; разности температур между спаями трех термопар составляли в среднем $\pm 0,1$ град.

Для уменьшения влияния термоэлектрической неоднородности электродов термопар при их градуировке тигель с чистым золотом (менее 0,001% примесей) устанавливали в той же печи, в которой сравнивали их с показаниями газового термометра. В обоих случаях глубина погружения электродов в печь была приблизительно одинаковой.

Градуировку термопар выполняла Е. М. Камочкина.

Результаты измерений

Было проведено пять серий измерений термодинамической температуры равновесия между жидким и твердым цинком. В табл. 1 приведены результаты этих измерений и случайные погрешности, вычисленные по их разбросу.

При расчетах искомой температуры значение тройной точки воды считали равным $273,16^\circ \text{K}$, а второй вириальный коэффициент азота, выраженный в единицах «Амага», принимали равным [6, 7, 8]: $B_0 = -0,449 \cdot 10^{-3}$; $B_{419,5} = 1,102 \cdot 10^{-3}$ и $B_{1063} = 1,43 \cdot 10^{-3}$.

Значение термодинамической температуры рассчитывали по формуле

$$t = 273,16 \frac{P_t}{P_0} - 273,15,$$

где P_t и P_0 — давления рабочего газа при измеряемой температуре и в тройной точке воды соответственно.

Все необходимые поправки, кроме поправки на второй вириальный коэффициент азота и поправки, учитывающей разность между температурой резервуара в данный момент и искомой температурой (при измерениях в точке золота) вводили до расчета по последней формуле.

Таблица 1

№ серии	Фазовый переход	Результат измерений в точке кипка, $^\circ \text{C}$ *	Средняя квадратичная погрешность результата, град
1	Затвердевание	419,569	$\pm 0,002$
2	Плавление	419,605	$\pm 0,005$
3	Затвердевание	419,579	$\pm 0,004$
4	Плавление	419,553	$\pm 0,003$
5	Затвердевание	419,560	$\pm 0,002$
	Среднее взвешенное .	$419,57 \pm 0,01$	

* *Примечание редактора.* Определение результатов измерений, полученных при плавлении и затвердевании, может производиться только после доказательства близости условий равновесия твердой и жидкой фазы в том и другом случае. Среднее взвешенное значение температуры затвердевания цинка (по данным табл. 1), полученное с учетом весов, обратно пропорциональных дисперсии, оказывается равным $419,566^\circ \text{C}$, а плавления — $419,564^\circ \text{C}$. Однако расхождение двух полученных в последнем случае значений составляет $0,002^\circ \text{C}$. Поэтому достоверность последней цифры невелика и судить о степени скопления условий равновесия трудно. В связи с этим целесообразнее характеризовать только температуру затвердевания цинка.

Измерения при температуре затвердевания золота были выполнены по методике, описанной выше, и продолжались 1 ч 20 мин. За это время было сделано около 60 отсчетов давления рабочего газа в резервуаре. В результате измерений было получено значение $t_{Au} = 1064,36^\circ\text{C}$ со средней квадратичной погрешностью результата, равной $\pm 0,11$ град.

Погрешности

1. Средняя квадратичная погрешность измерения средней температуры ртути в манометре составляет около $\pm 0,02$ град,* что в пересчете на погрешность измеряемой термодинамической температуры для точки цинка дает

$$\Delta_1 T_{Zn} = \pm 0,003 \text{ град}$$

и для точки золота

$$\Delta_1 T_{Au} = \pm 0,005 \text{ град.}$$

2. Температура вредного пространства была определена по показаниям 8 термомпар, а в точке цинка — 12 термомпар, причем часть (около половины) объема вредного пространства была термостатирована кожухом разделительной камеры. В этих условиях средняя температура вредного пространства измерена с предельной погрешностью около $\pm 0,1$ град, что в тройной точке воды соответствует погрешности измерения давления около ± 1 мк рт. ст., в точке цинка — около ± 7 мк рт. ст. и в точке золота — около ± 15 мк рт. ст.

В пересчете на термодинамическую температуру средняя квадратичная погрешность от этого источника составляет в точке цинка

$$\Delta_2 T_{Zn} = \pm 0,003 \text{ град}$$

и в точке золота

$$\Delta_2 T_{Au} = \pm 0,015 \text{ град.}$$

3. Поправка на тепловое расширение кварца вводилась по результатам измерений, выполненных в интервале температур $0-500^\circ\text{C}$ лабораторией линейных и угловых измерений ВНИИМ (ст. н. сотр. А. Н. Королева) совместно с Кировским заводом. Измеряли образцы кварца, вырезанные из резервуара, причем резервуар для образцов и рабочие резервуары были взяты из одной партии, изготовленной заводом имени М. В. Ломоносова. По результатам измерений значение среднего коэффициента объемного расширения кварца для интервала температур $0-419^\circ\text{C}$ было принято равным $(1,92 \pm 0,03) \cdot 10^{-6} \text{ град}^{-1}$, а для интервала температур $0-1063^\circ\text{C}$ — равным $(1,9 \pm 0,1) \cdot 10^{-6} \text{ град}^{-1}$.

Эта погрешность в пересчете на термодинамическую температуру составляет:

для цинка

$$\Delta_3 T_{Zn} = \pm 0,015 \text{ град}$$

и для золота

$$\Delta_3 T_{Au} = \pm 0,1 \text{ град.}$$

* См. сноску на стр. 26.

4. Применение термопар вызывает дополнительные погрешности в точке золота, ориентировочно равные

$$\Delta_4 T_{Au} = \pm 0,1 \text{ град.}$$

При измерениях в точке цинка этот источник погрешности отсутствует.

5. Ориентировочное значение погрешности, определяемой неточным знанием свойств азота и их отличия от свойств идеального газа, составляет

$$\Delta_5 T_{Zn} = \pm 0,01 \text{ град.},$$

$$\Delta_5 T_{Au} = \pm 0,1 \text{ град.}$$

6. Средняя квадратичная погрешность, вызванная колебаниями нулевого положения манометра, составляет ± 1 мк рт. ст. [4]. В пересчете на термодинамическую температуру это дает

$$\Delta_6 T_{Zn} = \pm 0,003 \text{ град.},$$

$$\Delta_6 T_{Au} = \pm 0,01 \text{ град.}$$

7. Погрешность от теплового расширения шкалы манометра составляет

$$\Delta_7 T_{Zn} = \pm 0,005 \text{ град.},$$

$$\Delta_7 T_{Au} = \pm 0,01 \text{ град.}$$

8. Неоднородность температурного поля в рабочем пространстве термостата, окружающего резервуар, может привести к тому, что средняя температура резервуара (и газа в нем) не будет равна температуре равновесия между твердым и жидким металлом (при измерении в точке цинка) или средней температуре закрепленных на резервуаре термопар (при измерениях в точке золота). При этом необходимо учесть, что неоднородное температурное поле не может оставаться стационарным в течение длительного времени как в условиях затвердевания или плавления большой массы металла, так и в условиях интенсивного перемешивания жидкого металла (контроль распределения температуры производится с помощью термопар). Поэтому систематическая погрешность, вызванная неоднородностью температуры, вряд ли может быть в этих условиях больше случайной погрешности результата, определяемой по разбросу отсчетов, и в дальнейшем эта систематическая погрешность считается равной случайной погрешности результата, вычисленной для каждой серии измерений. Таким образом, неисключенный остаток рассматриваемой систематической погрешности принимается равным

$$\Delta_8 T_{Zn} = \pm 0,005 \text{ град.},$$

$$\Delta_8 T_{Au} = \pm 0,1 \text{ град.}$$

9. Случайная погрешность, проявляющаяся в разбросе результатов измерений, как показано в разделе «Результаты измерений», выражается числом

$$\Delta_9 T_{Zn} = \pm 0,01 \text{ град.},$$

$$\Delta_9 T_{Au} = \pm 0,1 \text{ град.}$$

Следует отметить, что остальные перечисленные погрешности (с $\Delta_1 T$ по $\Delta_8 T$), если и входят в случайную погрешность $\Delta_9 T$, то лишь в незначительной степени.

10. Погрешность от влияния примесей газов на второй вириальный коэффициент азота мала [2, 8]. Так, например, примесь 0,5% кислорода (что следует считать максимально возможным в рассматриваемой работе) исказила бы значение термодинамической температуры цинка или золота меньше чем на 0,001 град. Однако весьма опасными являются такие примеси, которые могут испаряться и конденсироваться в рабочем интервале температур. В описываемой работе наличие таких примесей исключалось, так как азот получали испарением жидкого азота, и после прохождения тракта очистки он дополнительно проходил ловушку с жидким азотом. При этом существенное значение имел тот факт, что благодаря разделительной камере контакт рабочего газа со ртутью отсутствовал.

11. Существует еще ряд источников погрешностей измерения термодинамической температуры, возникающих при поверке шкалы манометра и окуляр-микрометра отсчетного микроскопа, измерении вакуума в верхней головке манометра, определении равенства давлений в резервуаре и в манометре по показаниям разделительной камеры, а также погрешности, возникающие при учете изменения объема вредного пространства из-за прогиба мембраны во время отсчета и при определении барометрического коэффициента резервуара.

Однако все перечисленные здесь погрешности малы и могут не учитываться.

12. Еще одним источником погрешности является адсорбция и десорбция газа (азота) стенками резервуара при изменении температуры, т. е. при переходе от тройной точки воды к измеряемой температуре. В связи с принципиальной неизбежностью этой погрешности для всех газовых термометров и полной неопределенностью ее величины, эта погрешность в дальнейших расчетах не учитывалась. Возможно, что некоторое уменьшение влияния переменной адсорбции может быть достигнуто, если применять газовый термометр, работающий по методу «постоянной температуры резервуара», предложенному Мозером [2]. Однако этот метод обладает рядом недостатков (см. ниже).

Суммарная погрешность

Суммарная погрешность результата измерений была вычислена путем квадратичного сложения частных погрешностей (эти погрешности приведены в табл. 2).

Таблица 2

Обозначение погрешности	Источник погрешности (или измеряемая величина)	Величина погрешности, град	
		ΔT_{Zn}	ΔT_{Au}
$\Delta_1 T$	Температура ртути в манометре	$\pm 0,003$	$\pm 0,005$
$\Delta_2 T$	Температура вредного пространства	$\pm 0,003$	$\pm 0,015$
$\Delta_3 T$	Расширение резервуара	$\pm 0,015$	$\pm 0,1$
$\Delta_4 T$	Термопары	—	$\pm 0,1$
$\Delta_5 T$	Вириальный коэффициент азота	$\pm 0,01$	$\pm 0,1$
$\Delta_6 T$	Нулевое положение манометра	$\pm 0,003$	$\pm 0,01$
$\Delta_7 T$	Расширение шкалы	$\pm 0,005$	$\pm 0,01$
$\Delta_8 T$	Температурное поле термостата	$\pm 0,005$	$\pm 0,1$
$\Delta_9 T$	Случайные погрешности (разброс)	$\pm 0,01$	$\pm 0,1$
	Квадратичная сумма	$\pm 0,02$	$\pm 0,2$

Таким образом, результатом измерений можно считать:

$$t_{Zn} = 419,57 \pm 0,02^\circ \text{C}; \quad t_{Au} = 1064,4 \pm 0,2^\circ \text{C}$$

или

$$T_{Zn} = 692,72 \pm 0,02^\circ \text{K}; \quad T_{Au} = 1337,5 \pm 0,2^\circ \text{K}.$$

Сравнение полученных результатов с литературными данными

Цинк

На основании наших измерений наиболее вероятное значение термодинамической температуры равновесия между твердым и жидким цинком следует принять равным $419,57^\circ \text{C}$.

Золото

В 1956—1957 гг. впервые после 1911 г. были опубликованы две новые работы по измерению термодинамической температуры равновесия между твердым и жидким золотом: Ойши [1] и Мозера [2]. Кроме того, во ВНИИМ под руководством А. Н. Гордова в 1959 г. независимо от настоящей работы также выполнено измерение температуры затвердевания золота. Оценка результатов этих работ самими авторами дана в табл. 3.

Таблица 3

Год	Автор	$t_{Au}^\circ \text{C}$	Погрешность по оценке автора, град
1956	Ойши	1063,69	$\pm 0,05$
1957	Мозер	1064,76	$\pm 0,1$
1959	А. Н. Гордов	1064,5	$\pm 0,2$
1959	Настоящая работа	1064,4	$\pm 0,2$

Основным недостатком работы Ойши следует считать несовершенную конструкцию термостата, в котором осуществлялась измеряемая температура. В качестве термостата в этой работе была применена воздушная электропечь. Между тем хорошо известно, что в воздушной печи, во-первых, трудно обеспечить высокую однородность температуры, а во-вторых, в этих печах может длительно существовать стационарное неоднородное температурное поле. Поэтому погрешность от температурного поля в работе Ойши могла быть значительно выше, чем в настоящей работе. Кроме того, рабочий газ при измерениях находился в контакте со ртутью, пары которой могли конденсироваться и испаряться в резервуаре, изменяя количество рабочего газа при переходе от опорной температуры к измеряемой. Следует отметить, что в опубликованной работе Ойши не приводится убедительного анализа этих двух погрешностей. В отношении остальных погрешностей работа Ойши не имеет каких-либо преимуществ перед настоящей работой.

В работе Мозера также не рассмотрены погрешности от влияния температурного поля. Мозер погружал резервуар термометра непосредственно в золото (как сделано в настоящей работе с цинком), что дает его работе преимущество в части исключения погрешности, вносимой термопарами. Однако Мозер имел в своем распоряжении лишь неболь-

шое количество золота (1 кг), вследствие чего золото окружало резервуар слоем всего около 4 мм. При таких условиях затруднительно обеспечить наличие фронта затвердевания или плавления, окружающего резервуар со всех сторон, особенно с учетом переохлаждения золота при медленном охлаждении. Неоднородность температурного поля, которая при этом может возникнуть, вызовет существенную погрешность измерений, особенно при методике Мозера, когда необходимо во время одной площадки произвести последовательно измерение при двух давлениях, что исключает контроль стабильности средней температуры резервуара. К тому же в работе Мозера каждое измерение состояло из одного отсчета давления. В связи с этим он обсуждает выбранный им порядок измерений, но совершенно не рассматривает указанной погрешности теплового происхождения. Кроме того, в работе Мозера рабочий газ также имел контакт со ртутью, причем в большей степени, чем во всех других газовых термометрах.

Преимуществом работы Мозера является указанное выше исключение термодинамического пар. Кроме того, предложенный им метод «постоянной температуры резервуара», по-видимому, уменьшает погрешности от адсорбции и реадсорбции рабочего газа стенками резервуара, хотя Мозер и не приводит числовых данных, подтверждающих это соображение.

Не исключено, что указанные выше возможные источники систематических погрешностей — переменная концентрация ртутных паров в резервуаре и нестабильность температурного поля — при том порядке измерений, который принял Мозер, затрудняли качественную поверку ожидаемого преимущества метода «постоянной температуры резервуара». Наконец, применение различных рабочих газов позволяет убедиться в отсутствии существенной погрешности от неопределенности второго вириального коэффициента. Таким образом, в целом, по ориентировочной оценке, работа Мозера находится приблизительно на одном уровне точности с нашей работой.

В работе А. Н. Гордова применена та же печь с термодинамическими парами, что и в настоящей работе. Но газовый термометр, его резервуар и вся методика работы и исключения погрешностей были существенно различными. Поэтому все инструментальные погрешности, включая влияние теплового расширения резервуара, в обеих работах не могли совпасть по величине и знаку. Поэтому близкое совпадение результатов этих работ в некоторой степени подтверждает их надежность.

Сравнивая результаты, приведенные в табл. 3, можно сделать следующий вывод: среднее арифметическое из всех приведенных значений равно $1064,33 \pm 0,4^\circ \text{C}$.

Среднее из трех последних чисел этой таблицы равно $1064,55 \pm 0,15$. Наиболее вероятным, по-видимому, следует считать значение термодинамической температуры затвердевания золота равным $1064,5^\circ \text{C}$.

Заключение

1. Создан новый газовый термометр, не уступающий по уровню точности лучшим зарубежным образцам, и разработаны для него новые термостаты.

2. В газовом термометре применены устройства, обеспечивающие повышение его точности. Одним из этих устройств является специально разработанная разделительная камера, представляющая собой нулевой мембранный манометр, погрешность которого не превышает ± 1 мк рт. ст.

С применением разделительной камеры газовый термометр получил ряд метрологических преимуществ.

3. В основном ртутном манометре новой конструкции, разработанной для газового термометра, применена емкостная фиксация уровня ртути.

Манометр обеспечивает точность измерения давления порядка $\pm 2-3$ мк рт. ст.

4. В новом газовом термометре применены кварцевые резервуары с кварцевыми капиллярами. Это обеспечивает высокую точность измерения объемов вредного пространства и теплового расширения резервуара.

5. Новые термостатные устройства обеспечили высокую точность измерения в тройной точке воды, точке цинка и точке золота.

6. Измерена термодинамическая температура затвердевания цинка. Ее величина равна

$$t_{Zn} = 419,57 \pm 0,02^\circ \text{C}.$$

7. Измерена термодинамическая температура затвердевания золота, которая оказалась равной

$$t_{Au} = 1064,4 \pm 0,2^\circ \text{C}.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Oishi J., Awano M., Mochizuki T., Journ. Phys. Society of Japan, 11, 1956, 311.
2. Moser H., Otto J. und Thomas W., Zeitschrift für Physik, 147, 1957, 1.
3. Moser H., Ann. der Physik, 1, 1929, 341.
4. Алиева Ф. З., Труды ВНИИМ, вып. 35(95), 1958.
5. Гордов А. Н., Киренков И. И., Труды ВНИИМ, вып. 25(85), 1955.
6. Keesom W. H., Tuyl W., Travaux, Bur. Int. P. M., XX, 1936.
7. Thomas, Zeitschrift für Physik, 147, 1957, 1.
8. Roebuck, Murrel, Temperature, its Measurement and Control in Science and Industry, 1941, p. 60.

Поступила в редакцию
11/IV 1959 г.

Ф. З. АЛИЕВА, В. П. ЧЕКУЛАЕВ
ВНИИМ

АППАРАТУРА ДЛЯ ОСУЩЕСТВЛЕНИЯ ТОЧКИ КИПЕНИЯ ВОДЫ

В статье дано описание кипятильника, маностата и барометра, с помощью которых удается осуществить воспроизведение точки кипения воды с погрешностью $\pm 0,0006^\circ\text{C}$.

С 1956 г. в лаборатории средних температур ВНИИМ ведутся работы по повышению точности измерений при температуре кипения воды (100°C).

Длительное время для осуществления точки кипения воды в лаборатории использовали водяной кипятильник открытого типа с выходом в атмосферу. Такой способ не позволял осуществить точку кипения воды с высокой точностью, особенно при низком атмосферном давлении, когда его непостоянство во время измерений при определении температуры приводило к возникновению погрешности, доходящей до нескольких тысячных долей градуса. Для повышения точности измерений был создан новый водяной кипятильник закрытого типа с маностатом, а для измерения давления — барометр с интерференционным отсчетом уровня ртути. Новая аппаратура была изготовлена в 1957 г., а исследована и введена в действие в 1958 г. Полученные результаты показывают, что она обеспечивает точность измерений $\pm 0,0002^\circ\text{C}$ при условии исключения погрешностей электрических измерений.

Водяной кипятильник (рис. 1) представляет собой стеклянную колбу 3 с двумя нагревателями 1 и 2, герметически соединенную с барометром и маностатом. Схема соединений отдельных узлов аппаратуры приведена на рис. 2. Колба изготовлена из термостойкого и водоустойчивого стекла № 29 и выполнена как одно целое с холодильником 5 (рис. 1).

В колбу помещен алюминиевый экран 6 с внутренней цилиндрической трубкой для погружения платинового термометра сопротивления 7. Для лучшего теплового контакта цилиндрическая трубка заполнена глицерином 4.

Нагреватели конструктивно оформлены в виде цилиндрических печей, установленных одна над другой. Нижняя печь служит основным источником тепла для нагрева воды, а верхняя — создает тепловой барьер и уменьшает потери тепла столба паров воды в колбе.

В колбу кипятыльника заливается дистиллированная вода второй перегонки в таком количестве, чтобы ее уровень находился на высоте 260 мм ото дна. В воду погружены 120 стеклянных капилляров 8 диаметром 0,3 мм, концы их выступают над уровнем воды на 12÷15 мм. Нижний конец экрана расположен над уровнем воды приблизительно на 130 мм.

Маностат (рис. 3), служащий для поддержания давления паров воды постоянным и не зависящим от атмосферного, представляет собой цилиндр емкостью приблизительно 90 л. Грубая регулировка давления осуществляется с помощью нагнетательно-отсасывающего насоса 2, а тонкая (на доли миллиметра рт. ст.) — мембраной 4 с помощью вентиля 3.

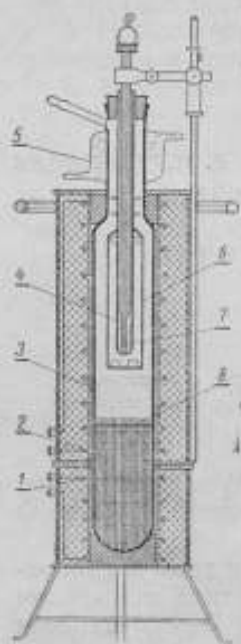


Рис. 1. Водяной кипятыльник.

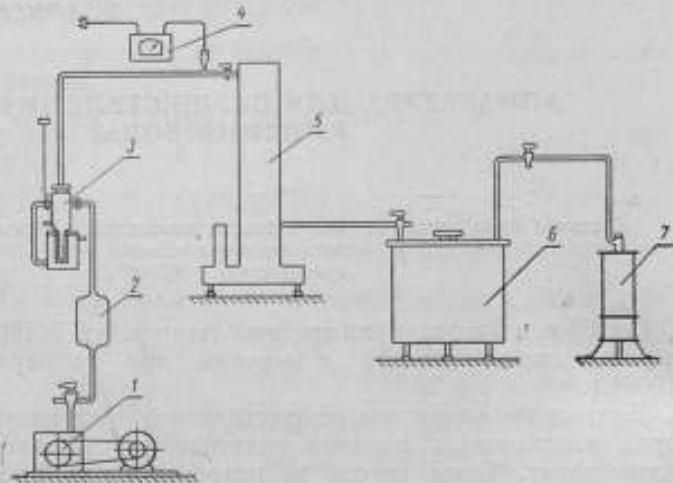


Рис. 2. Схема соединения отдельных узлов аппаратуры.
1 — вакуумнасос; 2 — форвакуумный блок; 3 — диффузионный парортутный насос; 4 — вакуумметр; 5 — барометр; 6 — маностат; 7 — водяной кипятыльник.

Для уменьшения влияния колебаний температуры внешней среды на давление газа в маностате, цилиндр 6 с воздухом (или инертным газом) помещен в бак 7 с водой емкостью приблизительно 100 л. Дополнительно маностат снабжен пробковой тепловой изоляцией 1.

Температура газа в маностате за период измерений остается постоянной в пределах $\pm 0,001^\circ\text{C}$. Контроль постоянства температуры осуществляется палочным ртутно-стеклянным термометром 5 с ценой деления $0,01^\circ\text{C}$.

Давление паров воды измеряется с помощью точного ртутного барометра с интерференционным отсчетом (рис. 4). Сущность измерения давления заключается в следующем: два зеркальных уровня ртути располагаются в камере барометра один над другим на расстоянии по нормали 730 ± 780 мм. Искомое расстояние между уровнями ртути измеряется путем сравнения его с образцовой концевой мерой длиной 750 мм, расположенной параллельно ртутному столбу барометра. Эта мера имеет на себе стеклянную шкалу с ценой деления 0,1 мм. К торцам меры притерты зеркала толщиной 10 мм; толщина верхнего зеркала входит в длину меры сравнения, так что общая длина меры составляет 760 мм. Отсчет производится с помощью микроскопа типа МИР-1м, имеющего окулярную насадку типа АМ9-2.

Действие отсчетного приспособления основано на использовании явления интерференции света, которое дает возможность определить

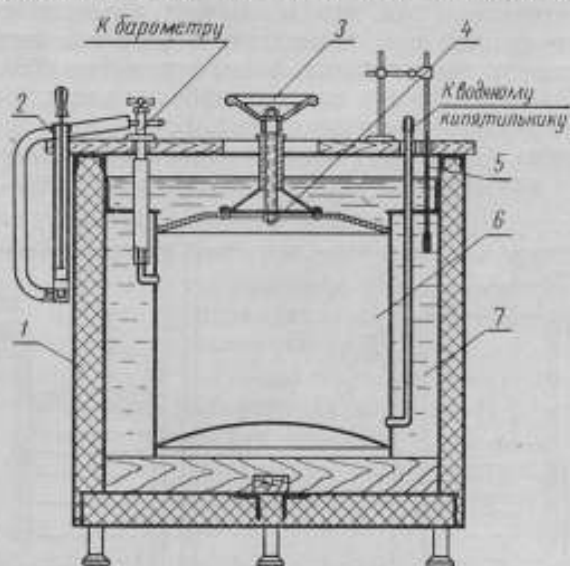


Рис. 3. Маностат.

с точностью до 1 мк разность положений двух уровней при совмещении их изображений в одной плоскости.

Колонка барометра изготовлена из нержавеющей стали марки Х17Н2 и имеет верхнюю и нижнюю цилиндрические полости диаметром по 50 мм, соединенные между собой каналом диаметром 15 мм. Большой диаметр верхней и нижней полостей колонки дает возможность получения в них широкой свободной поверхности ртути, что исключает необходимость введения поправки на капиллярность.

Для измерения температур ртути и образцовой меры применялись медь-константановые термопары, свободные концы которых находились в термостате. Температура термостата ($\sim 20^\circ\text{C}$) измерялась ртутно-стеклянным термометром с ценой деления $0,02^\circ\text{C}$. Измерение т. э. д. с. термопар производится с помощью чувствительного гальванометра типа ГПЗ-2.

Три термопары были установлены через равные промежутки непосредственно на образцовой мере и две, 1 и 6, с помощью металлических карманов 2 и 5, изготовленных из нержавеющей стали Х17Н2, введены в ртуть 3 и 4 (рис. 5).

За время измерения температура ртути барометра остается постоянной в пределах $\pm 0,015^\circ\text{C}$.

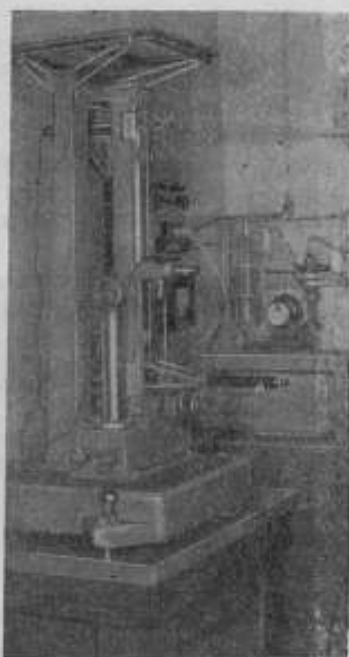


Рис. 4. Общий вид ртутного барометра с интерференционным отсчетом.

Барометр установлен в термостатированной комнате, имеющей автоматическую регулировку температуры. Поскольку барометр находится в помещении второго этажа, что исключает возможность применения изолированного фундамента, последний выполнен в виде полого деревянного постамент, заполненного балластом весом 750 кг, и установлен на полу. Для уменьшения влияния вибрации между полом и постаментом проложена войлочная прокладка. Благодаря такому устройству удалось частично устранить влияние колебаний здания и почвы и добиться получения четкой интерференционной картины. Задача полного

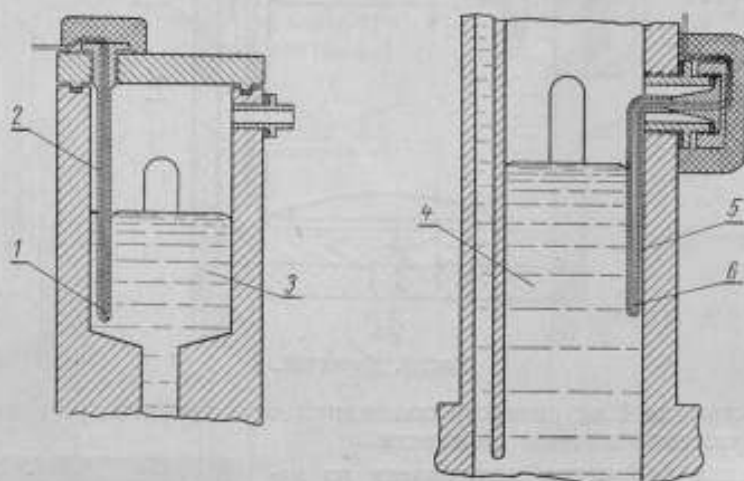


Рис. 5. Верхняя и нижняя полости барометра с введенными в них терморезисторами.

устранения влияния колебаний еще не решена, что сказывается на точности измерений. Барометр соединен через маностат с водяным кипятильником при помощи стеклянной трубки с внутренним диаметром 15 мм.

Для предотвращения попадания в барометр влаги между кипятильником и маностатом смонтирован дополнительный холодильник.

Исследование аппаратуры

Давление в системе кипятильник — маностат — барометр, приведенное к нормальному ускорению силы тяжести и к 0°С, вычисляется по формуле

$$H = \frac{1,001291 H_t}{1 + \beta_{рт} - \alpha (t_m - 20)}$$

где H_t — высота ртутного столба при температуре t ;
 1,001291 — коэффициент приведения к нормальному ускорению силы тяжести (ускорение силы тяжести в пункте ВНИИМ равно 981,931 см/сек²; нормальное — 980,665 см/сек²);
 α — температурный коэффициент удлинения концевой меры при 20°С, равный $11,48 \cdot 10^{-6}$ град⁻¹;
 β — коэффициент объемного расширения ртути, равный 0,00018183 град⁻¹.

При расчете коэффициента β исходили из плотности ртути, измеренной во ВНИИМ и равной $13,54584 \text{ г/см}^3$ для $t = 20^\circ$ и $13,5951 \text{ г/см}^3$ для $t = 0^\circ$;

$t_{рт}$ — среднее значение температуры ртути по показаниям трех дифференциальных термодпар, расположенных по вертикали ртутного столба через равные промежутки;

t_m — среднее значение температуры концевой меры сравнения, измеренной также по показаниям трех дифференциальных термодпар, установленных на мере через равные промежутки.

Погрешности измерения давления H зависят от погрешностей измерения ряда факторов и могут быть разделены на две группы.

Первая группа — это погрешности определения величины, значения которых при наших экспериментах принимаются неизменными. Главными из этой группы погрешностей являются:

1) средняя квадратичная погрешность измерения ускорения силы тяжести, равная (по данным лаборатории мер массы) $\pm 0,00001 \text{ м/сек}^2$, что дает погрешность при измерении давления $\pm 0,8 \text{ мк рт. ст.}$;

2) средняя квадратичная погрешность определения плотности ртути при $t = 20^\circ$, составляющая (по данным лаборатории мер массы) $\pm 1,3 \cdot 10^{-6} \text{ г/см}^3$, или $\pm 0,8 \text{ мк рт. ст.}$;

3) средняя квадратичная погрешность определения значения концевой меры и притертого к ней зеркала, равная (по данным лаборатории линейных и угловых измерений) $\pm 0,2 \text{ мк}$.

Другие составляющие погрешностей этой группы, как то: погрешность от непостоянства вакуума, капиллярной депрессии, неточности совмещения штрихов шкал микроскопа, неточности определения цены деления барабана окулярного микрометра, укорочение концевой меры в результате использования ее в вертикальном положении — невелики и их влияние при суммировании ничтожно.

Вторая группа погрешностей возникает при проведении каждого эксперимента и зависит главным образом от температурных условий помещения, в котором установлен барометр, и от вибрации здания в момент измерений.

Температура ртути барометра $t_{рт}$ и температура концевой меры t_m , как было указано выше, определяется как среднее из показаний трех термодпар. Как и следовало ожидать, погрешность усреднения температуры оказывается значительной, но она, тем не менее, не превышает $\pm 0,011^\circ \text{С}$. Эта погрешность в пересчете на давление составит $\pm 1 \text{ мк рт. ст.}$

Отсчет температуры свободных концов термодпар производится по ртутному термометру с точностью $\pm 0,005^\circ \text{С}$, так что погрешность отсчета температуры по дифференциальным термодпарам не будет превышать $\pm 0,01^\circ \text{С}$.

Средняя квадратичная погрешность установки для обеспечения требуемой интерференционной картины в условиях нашего эксперимента достигает $\pm 3 \text{ мк рт. ст.}$, главным образом из-за вибрации здания, при отсутствии которой погрешность могла бы быть уменьшена до $\pm 1 \text{ мк рт. ст.}$

В целом погрешность измерения давления оказывается равной $\pm 3,4 \text{ мк рт. ст.}$, что вызывает погрешность в измерении температуры менее $\pm 0,0002^\circ \text{С}$.

Температурное поле кипятыльника равномерно в таких пределах, что при изменении глубины погружения термометра на 50 мм и мощности кипятыльника на 10% температура кипения воды остается постоянной с погрешностью не более $\pm 0,0004^\circ\text{C}$.

Аппаратура и методика электрических измерений приведены в данном сборнике.* Анализ результатов градуировки платиновых термометров сопротивления в точке 100°C показывает, что погрешность измерения сопротивления достигает в настоящее время $\pm 0,00002\ \text{ом}$ (для 10-омных термометров), что составляет $\pm 0,0005^\circ\text{C}$.

Суммарная погрешность воспроизведения одной из основных репер международной шкалы — точки кипения воды — не превышает $\pm 0,0006^\circ\text{C}$.

В таблице представлены результаты градуировки трех термометров сопротивления при температуре кипения воды. Из таблицы видно, что средняя квадратичная погрешность ряда измерений по трем термометрам равна $\pm 0,0004^\circ\text{C}$.

Определяемые параметры	Результаты измерений по термометрам		
	S-187	R-13	№ 109
Сопротивление термометра в точке кипения воды R_{100} , ом	35,47917	39,87975	14,14118
	35,47907	39,87984	14,14117
	35,47904	39,87978	14,14116
	35,47907	39,87988	14,14119
	35,47906	39,87977	14,14116
	35,47903	39,87983	14,14118
	35,47901	39,87981	14,14114
R_{100} среднее, ом	35,47906	39,87981	14,14117
$\Delta R_{100} \cdot 10^6$ ом	4,8	4,0	1,3
Δt_{100} , град	0,0005	0,0004	0,0003

При условии исключения погрешностей электрических измерений средняя квадратичная погрешность воспроизведения точки кипения воды, по-видимому, не будет превышать $\pm 0,0002^\circ\text{C}$.

Таким образом, благодаря применению барометра с интерференционным отсчетом, маностата и кипятыльника закрытого типа точность измерения давления насыщенных паров воды повышена на один порядок.

В разработке новой аппаратуры принимали участие к. т. н. Е. Ф. Долинский, к. т. н. Б. Н. Олейник, конструктор В. И. Лейкум, механик Ф. М. Милков и стеклодув В. С. Алифанов.

Поступила в редакцию
29/XII 1959 г.

* См. статью настоящего сборника, стр. 49.

А. Д. БРОДСКИЙ, И. Б. ТРУЛЕВА

ВНИИМ

ВОСПРОИЗВОДИМОСТЬ ТОЧКИ КИПЕНИЯ КИСЛОРОДА

В статье приводятся результаты воспроизведения международной температурной шкалы в точке кипения кислорода. Рассмотрены результаты воспроизведения точки кипения кислорода конденсационными термометрами ВНИИМ и ИГИМИП. Проведена оценка погрешностей градуировки образцовых платиновых термометров сопротивления методом сличения их с эталонными термометрами.

В 1958 г. во ВНИИМ был проанализирован опыт последних десяти лет по воспроизведению реперной точки международной температурной шкалы — температуры кипения кислорода. Полученные за это время средние значения сопротивлений эталонных платиновых термометров сопротивления № 312 и 318 в точке кипения кислорода приведены в табл. 1.

Таблица 1

Год	Сопротивление, ом збс.	
	Термометр № 312	Термометр № 318
1947	2,7523	6,2125
1948	2,7524	6,2109
1949	2,7524	6,2117
1950	2,7523	6,2116
1951	2,7524	6,2114
1952	2,7525	6,2118
1953	2,7526	6,2114
1955	2,7576	6,2157
1956	2,7519	6,2109
1957	2,7523	6,2114

Примечание. В 1954 г. измерения не производились. Результаты измерений, полученные в 1955 г., несколько отличаются от результатов предыдущих лет вследствие неисправности конденсационного кислородного термометра и в дальнейших расчетах не учитываются.

Найденная из этой таблицы средняя квадратичная погрешность ряда измерений σ для термометра № 312 равна $2 \cdot 10^{-4}$ ом, что составляет

$4 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{C}$; для термометра № 318 $\sigma = 4 \cdot 10^{-4} \text{ ом}$, или соответственно $4 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{C}$. При этом следует отметить, что по данным авторов [1—3] воспроизводимость точки кипения кислорода составляет $0,01\text{—}0,02 \text{ }^\circ\text{C}$.

Полученные нами результаты воспроизводимости точки кипения кислорода в $4 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{C}$ достигнуты за счет улучшения стабилизации температурного поля в кислородной ванне и применения специальной установки для получения химически чистого кислорода. На основании изложенного можно считать, что эталонирование платиновых термометров сопротивления осуществляется во ВНИИМ со средней квадратичной погрешностью ряда измерений $\sigma_k = \pm(2 \div 4) \cdot 10^{-4} \text{ ом}$.

В целях исключения влияния систематических погрешностей рассмотрим воспроизведение точки кипения кислорода конденсационными термометрами различных конструкций. При этом сравним результаты, полученные в течение года с помощью термометра, принадлежащего лаборатории низких температур ВНИИМ, и термометра, изготовленного заводом «Эталон» для НГИМИП. Различие этих термометров заключается в способе измерения упругости насыщенных паров кислорода. В первом термометре упругость их измеряется с учетом атмосферного давления, во втором же термометре она измеряется непосредственно, так как воздух из свободного колена манометра откачивается до давления $1 \cdot 10^{-3} \text{ мм}$.

Результаты эталонирования платиновых термометров сопротивления в точке кипения кислорода приведены в табл. 2. Каждое значение является результатом 10 серий измерений. Для этих термометров погрешность оказалась одного порядка: $S = 2 \cdot 10^{-4} \text{ ом}$ и $\sigma = 6 \cdot 10^{-4} \text{ ом}$.

Таблица 2

Принадлежность термометра	Сопротивление, ом абс.	
	Термометр № 312	Термометр № 318
ВНИИМ	2,7523	6,2114
НГИМИП	2,7519	6,2114

Полученные результаты подтверждают, что стабильность платиновых термометров сопротивления находится в пределах воспроизводимости точки кипения кислорода. Поэтому было уделено большое внимание методике градуировки образцовых термометров сопротивления

сличением с одним из эталонных термометров, до этого тщательно градуированным в точке кипения кислорода с помощью конденсационного термометра. Сличение термометров производилось в медном блоке, погруженном в кислородную ванну и принявшем ее температуру. Температура в ванне остается постоянной длительное время, достаточное для осуществления необходимых измерений.

Таблица 3

Дата измерения 1958 г.	Сопротивление, ом абс.	
	Термометр № 105	Термометр № 111
22/X	2,4617	2,4204
	2,4605	2,4215
23/X	2,4612	2,4208
	2,4614	2,4214
	2,4603	2,4221
24/X	2,4612	2,4215
	2,4610	2,4212
	2,4607	2,4213
25/X	2,4606	2,4213
	2,4614	2,4206
Среднее значение . . .	2,4610	2,4212

В табл. 3 приведены результаты градуировки образцовых платиновых термометров сопротивления № 105 и 111, выполненной методом сличения с эталонным термометром № 312 в октябре 1958 г. Средняя квадратичная погрешность результата $\pm 1,5 \cdot 10^{-4}$ ом и ряда измерений $\pm 4 \cdot 10^{-4}$ ом.

Учитывая, что средняя квадратичная погрешность ряда измерений при сличении образцовых платиновых термометров сопротивления с эталонным составляет $\sigma_c = \pm 4 \cdot 10^{-4}$ ом, можно полагать, что суммарная погрешность образцового платинового термометра сопротивления составляет $\sigma = \sqrt{\sigma_c^2 + \sigma_{\text{с}}^2}$:

$$\sigma \cong \pm 5 \cdot 10^{-4} \text{ ом.}$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Тиходеев П. М., Очерки об исходных измерениях, Машгиз, 1954.
2. Приборы для измерения температуры и их поверка, Инструктивные материалы, Машгиз, 1955.
3. Методы измерения температуры, ч. 1, Сб. статей под ред. В. А. Соколова, ИЛ, 1954.

Поступила в редакцию
27/XI 1958 г.

Ф. З. АЛИЕВА
ВНИИМ

ОБ ЭТАЛОННЫХ ТЕРМОМЕТРАХ СОПРОТИВЛЕНИЯ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЙ В ОБЛАСТИ СРЕДНИХ ТЕМПЕРАТУР

В статье приведены значения сопротивлений эталонных термометров лаборатории средних температур, полученные в течение многих лет. Показано, что повышение точности электрических измерений, в том числе применение специальных мер сопротивления, позволяет повысить точность градуировки термометров на один порядок.

Первыми эталонными платиновыми термометрами сопротивления, которыми располагала лаборатория средних температур ВНИИМ до 1929 г., были термометры, изготовленные фирмой Cambridge Scientific Instruments. Значительные изменения их основных характеристик, не подчинявшиеся никакой закономерности, особенно при температурах, близких к 600°C , заставили отказаться от применения этих термометров в качестве эталонов.

В 1929 г. лаборатория получила три платиновых термометра сопротивления, № 210, 211 и 212, фирмы Hegeus, которые в 1938 г. были утверждены как эталоны. На фарфоровом каркасе крестообразного сечения этих термометров бифилярно навита платиновая проволока диаметром 0,1 мм, к каждому концу которой приварены по два небольших отрезка более толстой платиновой проволоки, а к ним, в свою очередь, приварены золотые проводники, идущие к четырем зажимам на головке термометра.

В табл. 1 приводятся градуировочные данные (средние значения за каждый год) этих термометров в первичных реперах температурной шкалы — точках плавления льда, кипения воды и серы. В результате анализа этих данных можно сделать вывод, что наблюдаемые изменения характеристик термометров могут быть отнесены, по-видимому, как за счет недостаточной чистоты платины термометров ($\alpha \approx 3,90 \cdot 10^{-3} \text{ град}^{-1}$), так и за счет погрешностей тепловых и электрических измерений, возникающих при осуществлении реперных точек.

В 1947 г. лаборатория приступила к изучению новых платиновых термометров сопротивления типа УНИИМ, изготовленных в ХГИМИП из отечественной платины, имеющей температурный коэффициент сопротивления более $3,92 \cdot 10^{-3}$. Эти термометры по конструкции и размерам чув-

ствительного элемента аналогичны термометрам фирмы Heraeus с той лишь разницей, что токовые и потенциальные выводы у них изготовлены из платины.

Таблица 1

Термометры	Год	R_0 , ом	Отклонение от верного значения, ом	R_{100} , ом	Отклонение от верного значения, ом	$R_{44,6}$, ом	Отклонение от верного значения, ом	$\alpha \cdot 10^6$
№ 210	1932	10,9007	—	15,1564	—	28,8484	—	3,9041
	1935	10,8970	0,0037	15,1530	0,0034	28,8465	0,0019	3,9057
	1937	10,8960	0,0047	15,1517	0,0047	28,8461	0,0023	3,9057
	1938	10,8956	0,0051	15,1512	0,0052	28,8468	0,0016	3,9058
	1946	10,8930	0,0077	15,1492	0,0072	28,8458	0,0026	3,9073
	1947	10,8927	0,0080	15,1490	0,0074	28,8433	0,0051	3,9075
	1948	10,8891	0,0116	15,1462	0,0102	28,8369	0,0115	3,9095
№ 211	1932	10,9505	—	15,2246	—	28,9750	—	3,9031
	1935	10,9454	0,0051	15,2200	0,0046	28,9737	0,0013	3,9054
	1937	10,9449	0,0056	15,2193	0,0053	28,9715	0,0035	3,9054
	1938	10,9448	0,0057	15,2197	0,0049	28,9737	0,0013	3,9059
	1941	10,9442	0,0063	15,2190	0,0056	28,9733	0,0017	3,9060
	1946	10,9437	0,0068	15,2201	0,0045	28,9734	0,0016	3,9076
	1947	10,9437	0,0068	15,2193	0,0053	28,9727	0,0023	3,9069
	1948	10,9430	0,0075	15,2184	0,0062	28,9728	0,0022	3,9070
	1949	10,9431	0,0076	15,2180	0,0066	28,9723	0,0027	3,9065
№ 212	1932	10,7112	—	14,8944	—	28,3521	—	3,9054
	1935	10,7103	0,0009	14,8929	0,0015	28,3519	0,0002	3,9052
	1938	10,7102	0,0010	14,8931	0,0013	28,3525	0,0004	3,9055
	1946	10,7084	0,0028	14,8920	0,0024	28,3476	0,0045	3,9068
	1947	10,6977	0,0135	14,8820	0,0124	28,3410	0,0111	3,9114
	1948	10,6977	0,0135	14,8807	0,0137	28,3329	0,0192	3,9106
	1949	10,6975	0,0137	14,8799	0,0145	28,3340	0,0181	3,9097

В 1950 г. эталонные термометры сопротивления № 210, 211 и 212 были заменены термометрами № 3, 4, 5 и 16, так как преимущество последних (с точки зрения стабильности) к этому времени стало очевидным. Результаты определения основных характеристик этих термометров приведены в табл. 2.

Следует обратить особое внимание на то обстоятельство, что если термометр сопротивления изготовлен даже из достаточно чистой платины, воспроизводимость его показаний будет существенно зависеть от совершенства аппаратуры, применяемой при осуществлении репер, от чистоты вещества реперы, от точности электронизмерительных приборов и барометра.

С этой точки зрения высокое качество новых эталонных термометров сопротивления не могло еще обеспечить ту точность измерений в области

Таблица 2

Термометры	Год	R_0 , о.м	Отклонение от первого показан., о.м	R_{100} , о.м	Отклонение от первого показан., о.м	$R_{44,5}$, о.м	Отклонение от первого показан., о.м	$\times 10^4$
№ 4	1947	11,3468	—	15,7964	—	30,1120	—	3,9215
	1948	11,3466	0,0002	15,7968	-0,0004	30,1114	0,0006	3,9219
	1949	11,3468	0,0000	15,7968	-0,0004	30,1115	0,0005	3,9218
	1950	11,3468	0,0000	15,7964	0,0000	30,1132	-0,0012	3,9215
	1951	11,3467	0,0001	15,7967	0,0003	30,1124	-0,0004	3,9217
	1952	11,3472	-0,0004	15,7972	-0,0008	30,1120	0,0000	3,9217
	1953	11,3470	-0,0002	15,7970	-0,0006	30,1121	-0,0001	3,9217
	1954	11,34676	0,00004	15,79764	-0,00124	30,11252	-0,00052	3,92259
	1955	11,34675	0,00005	15,79768	-0,00128	30,11040	0,00160	3,92264
	1956	11,34656	0,00024	15,79780	-0,00140	30,11553	-0,00353	3,92299
	1957	11,34660	0,00020	15,79782	-0,00142	30,11650	-0,00450	3,92295
№ 6	1947	11,4880	—	15,9954	—	30,4931	—	3,9234
	1948	11,4877	0,0003	15,9956	-0,0002	30,4936	-0,0005	3,9241
	1949	11,4882	-0,0002	15,9952	0,0002	30,4956	-0,0025	3,9232
	1950	11,4883	-0,0003	15,9949	0,0005	30,4957	-0,0026	3,9228
	1951	11,4922	-0,0042	15,9986	-0,0032	30,5007	-0,0076	3,9213
	1952	11,4923	-0,0043	16,0001	-0,0047	30,4958	-0,0027	3,9224
	1953	11,4922	-0,0042	15,9993	-0,0039	30,4957	-0,0026	3,9219
	1954	11,49216	-0,00416	15,99976	-0,00436	—	—	3,92233
	1955	11,49224	-0,00424	15,99998	-0,00458	30,4935	-0,0004	3,92242
	1956	11,49206	-0,00406	15,99972	-0,00432	30,50040	-0,00730	3,92241
	1957	11,49200	-0,00400	15,99970	-0,00430	30,50058	-0,00748	3,92247
№ 16	1947	11,8799	—	16,5397	—	31,5228	—	3,9223
	1948	11,8799	0,0000	16,5390	0,0007	31,5224	0,0004	3,9218
	1949	11,8798	0,0001	16,5382	0,0015	31,5229	-0,0001	3,9213
	1950	11,8802	-0,0003	16,5383	0,0014	31,5232	-0,0004	3,9208
	1951	11,8803	-0,0004	16,5383	0,0014	31,5241	-0,0013	3,9208
	1952	11,8803	-0,0004	16,5385	0,0012	31,5220	0,0008	3,9209
	1953	11,8802	-0,0003	16,5379	0,0018	31,5222	0,0006	3,9207
	1954	11,88016	0,00026	16,53880	0,00090	—	—	3,92136
	1955	11,88024	-0,00034	16,53854	0,00116	31,5215	0,0013	3,92105
	1956	11,87999	-0,00006	16,53825	0,00145	31,52196	0,00084	3,92110
	1957	11,88024	-0,00034	16,53849	0,00121	31,52190	0,00090	3,92101
№ 3	1947	11,4208	—	15,9018	—	30,3152	—	3,9236
	1948	11,4208	0,0000	15,9016	0,0002	30,3148	0,0004	3,9234
	1949	11,4207	0,0001	15,9014	0,0004	30,3152	0,0000	3,9236
	1950	11,4206	0,0002	15,9012	0,0006	30,3145	0,0007	3,9233
	1952	11,4209	-0,0001	15,9016	0,0002	30,3153	-0,0001	3,9228
	1953	11,4207	0,0001	15,9007	0,0011	30,3130	0,0022	3,9227
	1954	11,42055	0,00025	15,90128	0,00052	30,3129	0,0023	3,92339
	1955	11,42027	0,00053	15,90127	0,00053	30,3132	0,0020	3,92372

средних температур, которая удовлетворила бы запросы науки и промышленности. Так, до 1954 г. лаборатория применяла недостаточно чистый лед при осуществлении точки 0°C ; для осуществления точек кипения воды и серы использовался чашечный барометр, имеющий погрешность $0,1 - 0,2$ мм рт. ст.; образцовые катушки сопротивления были недостаточно стабильны; гальванометр малочувствителен и т. д.

Таблица 3

R_0 , ом	Отклонение от среднего значения		R_{100} , ом	Отклонение от среднего значения		$\alpha \cdot 10^6$
	ом	$^{\circ}\text{C}$		ом	$^{\circ}\text{C}$	
11,4919	0,0004	0,0100	16,0002	0,0001	0,002	3,9230
11,4921	0,0002	0,0050	16,0002	0,0001	0,002	3,9228
11,4924	0,0001	0,0020	16,0000	0,0001	0,002	3,9223
11,4925	0,0002	0,0050	16,0001	0,0000	0,000	3,9222
11,4924	0,0001	0,0020	16,0002	0,0001	0,002	3,9224
Среднее 11,4923	—	—	16,0001	—	—	3,9225

В табл. 3 приводятся данные градуировки эталонного термометра сопротивления № 6, полученные в разное время в 1952 г. Как видно из таблицы, среднее отклонение от среднего значения R_0 для этого термометра составляет $0,0002$ ом, что соответствует отклонению от 0 на $0,005^{\circ}\text{C}$.

В последующие годы лаборатория провела ряд исследований, в результате которых был осуществлен переход от температуры плавления льда к тройной точке воды [1], от чашечного барометра и открытого кипятыльника к точному барометру с интерференционным отсчетом и кипятыльнику с маностатом, от точки кипения серы к температуре затвердевания цинка [2], и, наконец, было достигнуто некоторое снижение погрешности электрических измерений за счет применения термостатированных в тройной точке воды специальных мер сопротивления вместо обычных образцовых катушек сопротивления.

Каков результат применения новой усовершенствованной аппаратуры, можно видеть по данным градуировки того же эталонного термометра сопротивления № 6, полученным в различное время в 1957 г. В этом случае максимальное отклонение от среднего значения сопротивления R_0 составляет $0,00005$ ом, что соответствует $0,001^{\circ}\text{C}$ (табл. 4).

Таблица 4

R_0 , ом	Отклонение от среднего значения		R_{100} , ом	Отклонение от среднего значения		$\alpha \cdot 10^6$
	ом	$^{\circ}\text{C}$		ом	$^{\circ}\text{C}$	
11,49260	0,00005	0,0010	15,99980	0,00008	0,0020	3,92255
11,49209	0,00004	0,0010	15,99964	0,00008	0,0020	3,92231
11,49209	0,00004	0,0010	15,99973	0,00001	0,0002	3,92238
11,49203	0,00002	0,0005	15,99972	0,00000	0,0000	3,92245
Среднее 11,49265	—	—	15,99972	—	—	3,92242

Несмотря на то, что приведенные данные наглядно демонстрируют возросшую точность измерений, она еще недостаточна, и лаборатория продолжает работать над ее повышением. Основное содержание предстоящей работы заключается главным образом в снижении погрешностей электрических измерений. Необходимо также повышение стабильности эталонных термометров сопротивления. Лаборатория в течение нескольких лет проводила изучение новых термометров сопротивления типа П. Г. Стрелкова [3] с целью утверждения их в качестве новых эталонов. Эти термометры имеют ряд преимуществ по сравнению с термометрами УНИИМ, в том числе и большую стабильность (табл. 5), однако в настоящее время и она уже стала неудовлетворительной, о чем можно судить после применения новой усовершенствованной аппаратуры.

Таблица 5

Термометр	Год	Сопротивление, ом абс.			$\alpha \cdot 10^5$
		R_0	R_{100}	$R_{444,5}$	
51-7	1956	$9,33748 \pm 6 \cdot 10^{-5}$	$13,00193 \pm 6 \cdot 10^{-5}$	$24,79050 \pm 22 \cdot 10^{-5}$	$3,92446 \pm 7 \cdot 10^{-5}$
51-13	1956	$10,08346 \pm 9 \cdot 10^{-5}$	$14,03798 \pm 20 \cdot 10^{-5}$	$25,76036 \pm 31 \cdot 10^{-5}$	$3,92178 \pm 14 \cdot 10^{-5}$
105	1956	$10,08353 \pm 2 \cdot 10^{-5}$	$14,04075 \pm 6 \cdot 10^{-5}$	$26,77102 \pm 8 \cdot 10^{-5}$	$3,92444 \pm 4 \cdot 10^{-5}$
111	1956	$9,91564 \pm 4 \cdot 10^{-5}$	$13,80616 \pm 8 \cdot 10^{-5}$	$26,32175 \pm 11 \cdot 10^{-5}$	$3,92359 \pm 7 \cdot 10^{-5}$
154	1956	$10,05792 \pm 2 \cdot 10^{-5}$	$14,00040 \pm 6 \cdot 10^{-5}$	$26,68393 \pm 31 \cdot 10^{-5}$	$3,91978 \pm 7 \cdot 10^{-5}$
23	1956	$11,26077 \pm 2 \cdot 10^{-5}$	$15,67722 \pm 12 \cdot 10^{-5}$	$29,88531 \pm 26 \cdot 10^{-5}$	$3,92194 \pm 11 \cdot 10^{-5}$
117	1957	$10,36582 \pm 5 \cdot 10^{-5}$	14,43394	—	3,92452
51-4	1958	$11,75211 \pm 5 \cdot 10^{-5}$	$16,36533 \pm 7 \cdot 10^{-5}$	—	$3,92544 \pm 6 \cdot 10^{-5}$
51-13	1958	$10,08344 \pm 2 \cdot 10^{-5}$	—	$25,88185 \pm 2 \cdot 10^{-5}$	—

Для дальнейшего повышения стабильности рабочих эталонов необходимы два условия: герметизация термометров и применение платины более высокой чистоты, имеющей коэффициент α , равный по крайней мере $3,926 \cdot 10^{-5}$ град. (Температурный коэффициент платиновых термометров, изготавливаемых в настоящее время во ВНИИФТРИ, сравнительно невысок и только у отдельных термометров он близок к $3,924 \cdot 10^{-5}$.) Во ВНИИМ такие термометры изготовлены с номинальными значениями 10 и 25 ом. В настоящее время проводится исследование стабильности их сопротивления.

В последнее время возникла необходимость в применении эталонных термометров сопротивления не только во ВНИИМ, но и в других тепловых лабораториях институтов Комитета. Основные параметры некоторых из этих термометров приведены в табл. 5. Все рабочие эталоны институтов Комитета ежегодно эталонируются в лаборатории средних температур ВНИИМ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алеева Ф. З., Осуществление тройной точки воды и исследование ее воспроизводимости. Труды ВНИИМ, вып. 35(95), 1958.
2. Алеева Ф. З., Исследование воспроизводимости температуры затвердевания цинка. Труды ВНИИМ, вып. 35(95), 1958.
3. Бриллиантов Н. А., Ливьков В. И., Стрелков П. Г., Изготовление и эталонирование группы термометров сопротивления с кварцевыми каркасами. Труды МГИМИП, Машгиз, 1950.

Поступила в редакцию
27/XI 1958 г.

Ф. З. АЛЛЕВА

ВНИИМ

МЕЖДУНАРОДНЫЕ СЛИЧЕНИЯ ТЕРМОМЕТРОВ СОПРОТИВЛЕНИЯ

Используя опубликованные материалы, автор дает сравнительный анализ аппаратуры, применявшейся в различных национальных лабораториях для эталонирования платиновых термометров сопротивления. Проведено сравнение результатов эталонирования трех платиновых термометров в разных странах.

В 1952 г. Консультативный комитет по термометрии рекомендовал провести сличения платиновых термометров сопротивления в точках плавления льда и кипения воды, реализованные в различных национальных лабораториях. Эта работа представляла интерес с точки зрения оценки достигнутой степени единства температурных измерений в различных странах. Выбор указанных реперных точек обусловлен тем, что точность измерений температур в любом диапазоне в известной степени зависит от точности воспроизведения основного интервала международной температурной шкалы.

Из результатов измерений, сообщенных каждой национальной лабораторией, можно было сделать вывод о степени сходимости для выбранных платиновых термометров полученных значений температурных коэффициентов сопротивления α в интервале $0 \rightarrow 100^\circ \text{C}$. Сравнение абсолютных значений сопротивлений термометров R_0 и R_{100} также представляло интерес, так как по этим данным можно было судить о достигнутой точности не только тепловых, но и электрических измерений.

Сличения были начаты в 1952 г. в Национальном бюро стандартов США (НБС) с термометрами: R-10, изготовленным в Национальной физической лаборатории Англии (НФЛ), и S-167, изготовленным в НБС. В период измерений в НБС в течение семи недель было замечено, что термометр R-10 нестабилен, в результате чего он был заменен подобным ему по конструкции термометром R-13. Поэтому дальнейшие измерения, проведенные последовательно в НФЛ в январе 1953 г., в Германском физико-техническом институте (ГФТИ) ФРГ в октябре 1953 г. и в Лейденской лаборатории (ЛЛ) Голландии в феврале 1954 г., осуществлялись термометрами R-13 и S-167.

В 1953 г. ВНИИМ принял предложение Консультативного комитета об участии в международном сличении; при этом Консультативный комитет согласился с предложением ВНИИМ о включении в состав группы третьего, советского, термометра сопротивления. Для этой цели был выбран принадлежащий МГИМИП термометр № 109 как один из наиболее исследованных.

Таким образом, начиная с 1953 г., в круговом международном сличении участвовали три платиновых термометра сопротивления: англий-

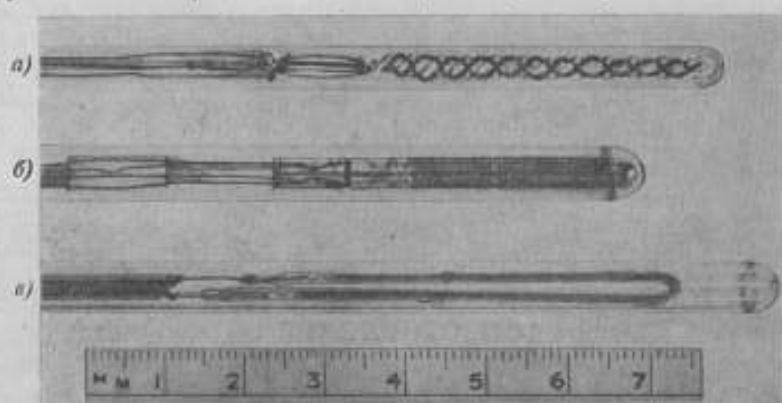


Рис. 1. Термометры сопротивления.

а — советский № 109; б — американский S-167; в — английский R-13.

ский R-13, американский S-167 и советский № 109. Все три термометра, изготовленные из платиновых проволок, имеющих приблизительно одинаковый температурный коэффициент сопротивления α ($3,924 \cdot 10^{-3}$), существенно различаются по конструкции чувствительного элемента (рис. 1). Кроме того, выводы у термометров R-13 и S-167 золотые, а у термометра № 109 — платиновые.

Первые измерения тремя термометрами сопротивления были осуществлены в НФЛ в марте 1954 г., затем в августе 1954 г. — во ВНИИМ; в ноябре 1954 г. в НФЛ было измерено R_0 и дальше в следующем порядке:

Год	Месяц	Лаборатория	Страна
1955	февраль	Токийский институт технологии (ТИТ)	Япония
	май	Центральный инспекционный институт мер и весов (ЦИИМВ)	Япония
1956	апрель	Национальная лаборатория стандартов (НЛС)	Австралия
	октябрь	Национальная физическая лаборатория (НФЛ) — повторно	Англия
1957	октябрь	Национальный исследовательский совет (НИС)	Канада
1958	апрель	Повторно: Национальное бюро стандартов (НБС)	США
	июнь	НФЛ	Англия
1959	май	ВНИИМ	СССР

В июле 1959 г. термометры возвращены в НФЛ.

Итоговый доклад для рассмотрения на заседании Консультативного комитета в июне 1958 г. был подготовлен Барбером и Холлом. В этот доклад не вошли результаты последних повторных измерений в НБС, НФЛ и ВНИИМ.

В настоящей статье приводится описание аппаратуры, методики и результатов измерений в том объеме, в каком они были изложены в сообщениях соответствующих лабораторий, а также дается некоторый сравнительный анализ этих результатов*.

В информациях национальных лабораторий были сообщены следующие сведения, позволившие обобщить результат проведенной работы по сравнению:

- 1) значения сопротивлений сличаемых термометров;
- 2) сила измерительного тока;
- 3) величина отклонения национального эталона сопротивления от международного эталона;
- 4) значение местного ускорения силы тяжести в потсдамской системе.

Отдельные лаборатории, однако, сочли нужным дать также и описание условий эксперимента. Правда, сведения, содержащиеся в докладах, не единообразны: в одних докладах они изложены чрезмерно кратко, в других — подробно освещены только отдельные детали эксперимента. Тем не менее сообщения каждой лаборатории представляют интерес, так как содержат богатый материал по обмену опытом в точной термометрии. Значения ускорения силы тяжести в потсдамской системе были сообщены не всеми лабораториями.

Аппаратура и методика измерений

Тройная точка воды

Вопрос, касающийся измерения сопротивлений термометров в тройной точке воды, в отчетах национальных лабораторий изложен недостаточно подробно. Только три лаборатории сообщили некоторые данные об использованных сосудах тройной точки.

Так, в отчете НФЛ [1, 2] указано, что в работе пользовались тремя разными сосудами — два из них были изготовлены в Теддингтоне, а один — в НБС. Все три сосуда соответствовали рекомендациям «Положения о международной шкале температур». Измерения производили тотчас по получении ледяной рубашки. При измерениях учитывали влияние гидростатического давления на температуру равновесия внутри сосуда.

НИС информирует о том, что в их лаборатории применялись сосуды как собственного изготовления, так и полученные из США от «J. and J. Instrument Company». Значения тройных точек воды в этих сосудах различались не более чем на $1 \cdot 10^{-4} \text{ }^\circ\text{C}$. В отчете указывается, что вокруг колодца намораживали толстый слой льда, быстро охлаждая его стенки твердой углекислотой. Перед каждым измерением тонкий слой льда расплавляли по всей длине колодца.

Сосуды использовали только через два дня после получения ледяной рубашки, так как, по мнению сотрудников НИС, повышение температуры равновесия в течение этого времени может достигать $6 \cdot 10^{-4} \text{ }^\circ\text{C}$.

* ВНИИМ получил от Международного бюро мер и весов копии сообщения каждой лаборатории.

ЦИИМВ указывает, что примененный ими специально изготовленный для международных сличений из стекла «Verge dur» сосуд тройной точки имел наружный диаметр 6,5 см, длину 46 см; диаметр термометрического колодца 1,5 см, длину 35,5 см; высоту столба чистой воды 40 см.

Другие лаборатории сообщают только о том, что измерения производили с помощью тройной точки воды, не упоминая каких-либо подробностей. Как показали исследования, проведенные во ВНИИМ в предшествующие годы [3], некоторые отклонения размеров сосудов от размеров, приведенных в докладе ЦИИМВ, а также отступление от методики намораживания ледяной рубашки, указанной НИС, не могут заметно повлиять на значение тройной точки. К сожалению, почти никто не уделил внимания таким факторам, как влияние гидростатического давления и времени установления равновесного состояния тройной точки воды. Только в сообщении НФЛ указано, что была введена поправка, учитывающая глубину погружения чувствительного элемента.

О времени установления равновесного состояния тройной точки воды имеется упоминание только в сообщениях НФЛ и НИС, правда, влияние последнего фактора учитывается этими двумя лабораториями по-разному: НФЛ сообщает, что каждое наблюдение производилось в сосуде со свеженамороженной ледяной рубашкой, а НИС — по истечении двух дней.

Использованные во ВНИИМ два сосуда тройной точки воды из водостойчивого термостойкого стекла № 29 имели длину 380 мм, диаметр 58 мм и диаметр колодца 10 и 14 мм. Для получения третьей фазы — льда — применяли растертую в порошок твердую углекислоту. С целью улучшения условий теплообмена перед измерением в колодец сосуда заливали ртуть, предварительно охлажденную до 0° С. Время установления равновесного состояния тройной точки воды было определено специальным экспериментом.

В течение трех дней проводили наблюдения за постоянством сопротивления двух платиновых термометров, погруженных в два разных сосуда тройной точки воды. Наблюдение было начато через час после намораживания ледяных рубашек. Опыт показал, что в течение первых 14 ч после получения ледяной рубашки сопротивление термометров возрастает в среднем на $3 \cdot 10^{-6}$ ом, затем это возрастание несколько замедляется и в течение следующих 24 ч возрастает только на $1 \cdot 10^{-6}$ ом. Спустя 36 ч с момента намораживания ледяной рубашки возрастание сопротивления практически прекращается.

Таким образом, точные измерения в тройной точке воды следует производить спустя $1\frac{1}{2}$ —2 суток после получения третьей фазы.

Точка кипения воды

Барометр

При описании метода измерения атмосферного давления все лаборатории указали, что для плотности ртути принято значение $13,5951 \text{ г/см}^3$ и что в каждом случае принимались значения ускорения силы тяжести, измеренные для данной местности и выраженные в потсдамской системе.

Кроме этих общих сведений, отдельные лаборатории приводят некоторые данные, касающиеся примененного барометра. Так, в сообщении НФЛ указано, что давление в кипятыльнике измеряли с помощью вторичного эталонного барометра типа Kew, имеющего диаметр трубки 15 мм. В этом барометре уровень верхнего мениска ртути наблюдали визуально — методом, при котором приводили в одну плоскость вер-

шины ртутного мениска и двух указателей, помещенных перед мениском и сзади него. Высоту ртутного столба измеряли с точностью до 0,005 мм. Нижний мениск не наблюдали, так как положение его по отношению к верхнему мениску неизменно. Сличение барометра с первичным эталонным до и после проведения измерений с термометрами сопротивлений дало совпадение показаний обоих приборов в пределах $\pm 0,002$ мм. Чтобы устранить ошибки от изменения формы нижнего мениска, трубку со ртутью накануне дня наблюдений неоднократно встряхивали. Высоту верхнего мениска барометра определяли при каждом измерении сопротивлений термометров. Температуру ртутного столба измеряли тремя медь-константановыми термопарами, установленными на разных высотах. Барометр был защищен двойным алюминиевым экраном, верхнюю часть которого можно было раздвигать при наблюдениях верхнего мениска. Температура ртутного столба оставалась постоянной в пределах 0,04° С.

В сообщении НИС указано, что в барометре уровень ртути фиксировали с помощью устройства с электростатической емкостью, а высоту столба определяли с помощью эталонной концевой меры. Барометр через промежуточный балластный резервуар объемом 70 л соединен с кипятивильником трубкой, наполненной гелием. В течение одного измерения сопротивления термометра давление оставалось постоянным в пределах ± 1 мк рт. ст.

В сообщении указано, что примененный барометр по конструкции сходен с барометром НБС. Измерение атмосферного давления осуществляется с суммарной погрешностью 4 мк рт. ст.

В ЦИИВМ использован барометр сифонного типа, трубка которого диаметром 30 мм изготовлена из стекла «Vetge dur». Столб ртути, предварительно очищенной методом дистилляции при пониженном давлении, окружен в барометре циркулирующей водой, благодаря чему температура ртути была однородна. Высоту столба ртути сравнивали с помощью вертикального компаратора с эталонной инварной шкалой, имеющей деления через 1 мм.

В отчете НИС упомянуто только о том, что был использован маностат с заполнением гелием, управляемый ртутным барометром.

Во ВНИИМ* был применен барометр с интерференционным измерением разности высот уровней ртути в двух его коленях путем сравнения с концевой мерой, установленной рядом со столбом ртути.

Колонка барометра изготовлена из нержавеющей стали и имеет верхний и нижний вертикальные цилиндры диаметром по 50 мм, соединенные между собой трубкой диаметром 15 мм. Большой диаметр верхнего и нижнего цилиндров колонки дает возможность получения в них широкой свободной поверхности ртути, что исключает необходимость введения поправки на капиллярность.

Для измерения температуры ртути и образцовой меры применены медь-константановые дифференциальные термопары.

Барометр установлен на постаменте в термokonстантной комнате, имеющей автоматическую регулировку температуры. За время измерения давления температура ртути барометра оставалась постоянной в пределах $\pm 0,015^\circ$ С. Суммарная погрешность измерения давления составляет $\pm 3,4$ мк рт. ст.

По сообщениям различных национальных лабораторий затруднительно произвести сравнительный анализ точности измерения давления насыщенных паров воды в кипятивильнике. Можно отметить как недостаток

* См. статью настоящего сборника, стр. 35.

небольшой диаметр трубки барометра НФЛ, вследствие чего приходилось вводить поправку на капиллярность; нельзя признать удачным применение в ЦИИМВ для измерения высоты столба ртути вертикального компаратора. Исходя из приведенных данных, можно, по-видимому, считать, что точность барометров НБС, НФЛ, НИС и ВНИИМ находится приблизительно на одном уровне.

Кипятильник

Об использованном для сличений термометров кипятыльнике подробно сообщают только лаборатории НФЛ и НИС. В описании НФЛ преобладают сведения, касающиеся конструкции, а НИС более подробно

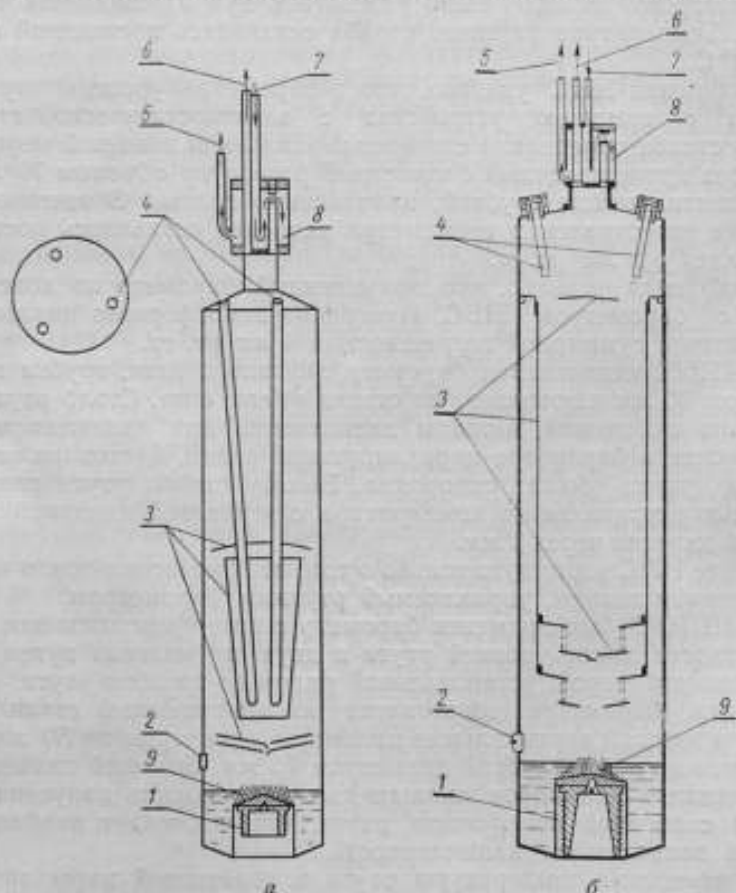


Рис. 2. Кипятыльник: а — меньший [СТ]; б — больший [ЛТ].

1 — нагреватель; 2 — отверстие для заправки в кипятыльник воды; 3 — акраны; 4 — гильзы для термометров; 5 — выход охлаждающей воды; 6 — трубка для сообщения с маностатом и барометром; 7 — вход охлаждающей воды; 8 — колокольчик; 9 — серебряная проволока.

освещает вопросы, связанные с точностью измерений. Что касается конструктивных особенностей кипятыльника, то в описании НИС, как и в случае барометра, упомянуто, что он подобен кипятыльнику НБС.

В отчете НФЛ сообщено, что применялись два медных луженых кипятыльника цилиндрической формы (рис. 2). В нижнюю часть каждого кипятыльника введен патрон, содержащий электрический нагрева-

тель. Объем одного кипятыльника в 2,7 раза больше другого. Меньший кипятыльник (а) имеет высоту 47 см и диаметр 9 см, больший (б) соответственно — 57 см и 13,5 см. В верхней части меньшего кипятыльника вмонтированы три колодца из сплава медь — никель (толщина стенок 0,15 мм и диаметр 8 мм) для погружения термометров сопротивления. Большой кипятыльник имеет вместо колодцев каучуковые вставки, с помощью которых термометры сопротивления погружают непосредственно в пар. Для уменьшения потерь тепла излучением наружных стенок меньший кипятыльник был помещен в сосуд Дьюара, а больший — в алюминиевый цилиндр и изолирован с помощью стеклянной ваты. Кроме того, для уменьшения влияния излучения применяли экраны, окружающие термометры. Мощность малого кипятыльника — 170 вт, а большого — 420 вт. Глубина погружения термометров в кипятыльники 30 см. В каждый кипятыльник можно было помещать одновременно по три термометра. Кипятыльник с помощью трубки диаметром в 3 мм соединен с маностатом объемом 90 л. Маностат соединен с барометром. Для исключения попадания в барометр влаги горизонтальную часть трубки охлаждали жидкой углекислотой. Давление в маностате поддерживали близким к атмосферному. Один наблюдатель с возможной тщательностью поддерживал постоянство давления в пределах $\pm 0,004$ ммб (что соответствует $0,0001^\circ\text{C}$), в то время как другой измерял сопротивление термометра на мосте. Температуру барометра измеряли в начале и конце каждой серии измерений.

В отчете НИС указано, что кипятыльник, примененный этой лабораторией, — медный, луженый. Для погружения термометров сопротивления он имеет пять колодцев диаметром по 7 мм и один диаметром 10 мм. Воду применяли третьей дистилляции. Давление в кипятыльнике поддерживали немного выше 1 ат так, чтобы температура была приблизительно равна $100,002^\circ\text{C}$. Флуктуации давления, вызываемые кипением воды, не превышали 1 мк рт. ст. Наблюдения показали, что сопротивление одного из наиболее стабильных термометров при измерении его в точке кипения воды сохраняется постоянным в пределах до $1 \cdot 10^{-5}$ ом, что соответствует $1 \cdot 10^{-4}^\circ\text{C}$ при изменении глубины погружения термометра от 10 до 30 см. Измерения сопротивлений, выполненные в каждом из шести колодцев, согласовывались между собой до $2 \cdot 10^{-4}^\circ\text{C}$, если колодцы были сухими; если для улучшения теплового контакта колодцы заполняли глицерином, согласованность сохранялась до $0,5 \cdot 10^{-4}^\circ\text{C}$. Все значения сопротивлений термометров, полученные при измерениях в колодцах, наполненных глицерином, находятся между значениями, полученными с сухими колодцами.

В ЦИИМВ, единственной лаборатории из числа приславших подробные отчеты, применяли открытый кипятыльник. Перед измерениями было проверено, что погрешности, вызываемые невоспроизводимостью глубины погружения термометра, колебанием мощности нагрева и т. д., малы по сравнению с погрешностью, обусловленной колебанием атмосферного давления. Было также установлено, что температура равновесия воспроизводится с точностью в несколько десятитысячных долей градуса.

В НИС был использован закрытый кипятыльник. В течение всей серии измерений температура кипения воды отклонялась от 100° не более чем на $0,07^\circ\text{C}$. В среднем это отклонение составляло $0,025^\circ\text{C}$.

Кипятыльник, примененный во ВНИИМ*, представляет собой стеклянную колбу из термостойкого стекла № 29 с двумя нагревателями,

* См. статью настоящего сборника, стр. 35.

расположенными один над другим. Нижний нагреватель служит основным источником тепла, а верхний — охранный, уменьшающий потери тепла в колбе. В кипятильнике имеется алюминиевый экран с цилиндрическим колодецом для погружения термометра сопротивления. Для улучшения теплового контакта в колодец наливают глицерин. Кипятильник герметически соединен с барометром через маностат объемом 90 л. В кипятильнике поддерживается постоянное давление, очень близкое к нормальному. Колба выполнена как одно целое с холодильником, что обеспечивает полную конденсацию паров воды в кипятильнике. Кипятильник заполняли дистиллированной водой второй перегонки. Температурное поле кипятильника однородно, и при изменении глубины погружения термометра на 50 мм и мощности кипятильника на 10% температура кипения воды изменяется не более чем на $\pm 0,0002^\circ \text{C}$.

Таким образом, конструкции кипятильников, примененных в разных лабораториях, хотя и различны, но обеспечивают достаточно высокую точность измерений. По-видимому, следует ожидать, что точность будет несколько ниже в ЦИИМВ, поскольку здесь был использован открытый кипятильник. Представляет интерес то обстоятельство, что кипятильники НФЛ и НИС позволяют без потери точности производить измерения сопротивлений нескольких термометров сопротивления.

Аппаратура для измерения электрического сопротивления

Отчеты НФЛ и НИС содержат достаточно полные сведения об аппаратуре для измерения электрического сопротивления.

В НФЛ измерение сопротивления производили с помощью семидекадного моста Смита. Для 25-омного термометра каждая ступень последней декады моста соответствует $0,0001^\circ \text{C}$. Катушки первой декады имеют сопротивления по 1000 ом, а отношение плеч моста 100/1. Влияние контактных сопротивлений уменьшено так, что изменение сопротивления контакта семи последовательных щеток составляет приблизительно 0,05 наименьшего подразделения моста, т. е. пренебрежимо мало. Температурный коэффициент сопротивления катушек равен $4 \cdot 10^{-6} \text{ град}^{-1}$. Температура моста поддерживается равной $27 \pm 0,02^\circ \text{C}$, поэтому никаких поправок на температуру вводить не приходилось.

Чувствительность усилителя гальванометра была достаточной для того, чтобы проводить измерения с точностью $0,0001^\circ \text{C}$ при силе тока в цепи термометра 0,5 ма. Для приведения моста в равновесие его регулировали до тех пор, пока изменения направления тока не переставали вызывать отклонений гальванометра. Таким образом влияние т. э. д. с. в цепи моста было ничтожно. Конструкция моста позволяла в значительной степени снизить влияние соединительных проводов. Однако остаточная погрешность, возникающая за счет разности сопротивлений соединительных проводов термометров сопротивлений, не была настолько малой, чтобы можно было пренебречь ее влиянием. Поэтому при обработке измерений обычно вычисляли среднее арифметическое из двух отсчетов с переключением направления тока.

В НИС измерения сопротивления производили на мосте Мюллера фирмы Лидс и Нортруп с дополнительной, шестой, декадой. Этот мост эталонировали через каждые 6 мес.: 10-омные катушки проверяли дополнительно один раз в месяц; в течение этого времени сопротивление каждой катушки изменяется не более чем на 2 мком. Измерительным гальванометром служил гальванометр также фирмы Лидс и Нортруп, смонтированный на antivибрационной подставке Мюллера и для защиты

от воздушных потоков помещенный в специальный колпак. Длина светового пучка равнялась 9 м. При силе тока через термометр в 1 ма измерение сопротивления в пределах 0—40 ом можно было производить путем интерполирования последней декады моста в 10^{-6} ом с точностью до 2 мком. Сопротивления термометров, соответствующие нулевому измерительному току, определяли по экстраполяции результатов измерений, полученных с помощью данного термометра при измерительном токе в 1 и 2 ма. Сопротивления термометров в тройной точке воды измеряли как до, так и после измерений в точке кипения воды.

Для вычисления R_0 , исходя из сопротивления в тройной точке воды, а также для вычисления R_{100} полагали, что постоянная B в интерполяционной формуле для всех трех термометров равна $5,85 \cdot 10^{-7}$. При измерениях в точке кипения воды поправка, придаваемая к измеренному значению сопротивления, была очень мала, так как давление в кипятыльнике поддерживалось очень близким к нормальному.

ЦИИМВ также использовал мост Мюллера фирмы Лидс и Нортруп. Катушки сопротивления моста эталонировали в электротехнической лаборатории института, температуру моста поддерживали равной $25 \pm 0,1^\circ \text{C}$.

В ИЛС применялся такой же мост Мюллера, эталонированный по эталону ома с погрешностью порядка $\pm 3 \cdot 10^{-7}$.

Во ВНИИМ был использован 5-декадный потенциометр и чувствительный гальванометр. Установка позволяла измерять температуру с точностью $\pm 2 \cdot 10^{-4}^\circ \text{C}$. Взамен обычных образцовых катушек были применены марганциновые меры сопротивления, термостатированные в тройной точке воды, номинальные значения которых с точностью до 0,1% были равны сопротивлению термометра в тройной точке воды или в точке кипения воды. (Для трех платиновых термометров было использовано шесть мер). Эталонирование этих мер было произведено только после измерений термометрами сопротивления, поэтому проконтролировать стабильность мер в период измерений оказалось невозможным. Вместе с тем анализ погрешностей электрических измерений мер в процессе каждого наблюдения показал, что применение новых мер обеспечивает более высокую точность, чем применение образцовой катушки сопротивления в 10 ом. Порядок измерения сопротивления, как и обычно, был следующим: измеряли падение напряжения U_t на термометре сопротивления при прямом токе, затем U_N — на образцовой мере, после чего с помощью инверсионного переключателя, изменив направление тока одновременно в цепи потенциометра и в цепи термометра сопротивления, снова измеряли падение напряжения на образцовой мере, а затем на термометре сопротивления. На этом завершался один цикл измерений. Каждая серия измерений состояла из 10 таких циклов. При использовании мер сопротивления компенсация, как правило, осуществлялась, когда на первых трех декадах потенциометра были выставлены «десятки» при измерении как U_t , так и U_N , т. е. в этом случае разница двух значений падения напряжения была настолько мала, что компенсацию производили только с помощью двух последних декад. Если применяли обычную образцовую катушку сопротивления, разница между U_t и U_N была такова, что компенсация осуществлялась с помощью всех декад потенциометра, т. е. в результате измерений в этом случае входили погрешности сопротивлений всех этих декад. Средняя квадратичная погрешность измерения сопротивления термометра с помощью образцовой меры составляла $(1 - 2) \cdot 10^{-5}$ ом, а с помощью образцовой катушки — $(8 - 10) \cdot 10^{-5}$ ом.

Таблица 1

Год	Месяц	Лаборатория	Термометр № 109		
			R_0 , о.м	R_{100} , о.м	$\alpha \cdot 10^3$ град $^{-1}$
1954	март	НФЛ	10,156177	14,141819	3,924353
			186	809	330
			189	827	344
			197	857	363
			202	829	328
			189	827	344
			197	827	329
			10,156191	14,141828	3,924342 $\pm 0,000012$
	июль	ВНИИМ	10,15569	14,14104	3,92425
	ноябрь	НФЛ	10,155793	—	—
1955	февраль	ТИТ	10,155871	—	3,924161
	май	ШНИИМВ	10,155952	14,141401	3,924248
			950	407	261
			950	425	271
				415	
				349	
				392	
				369	
				369	
			10,155951	14,141391	3,924260 $\pm 0,000011$
1955	май	НЛС	10,155830	14,140928	3,923951
			825	1149	4172
				1224	4246
			10,155827	14,141100	3,924123
1956	ноябрь	НФЛ	10,155861	—	3,924220
1957	октябрь	НИС	10,155833	14,141138	3,924154
			831	134	153
			838	129	138
			838	131	140
			852	143	133
			883	175	122
			875	185	142
			866	177	147
			876	172	128
			10,155855	14,141154	3,924140 $\pm 0,000007$
1958	июнь	НФЛ	10,15585	—	3,92414
1959	апрель	ВНИИМ	10,15587	14,14118	3,92414
			588	117	412
			586	116	414
			587	119	415
			586	116	414
			588	118	413
			586	114	412
			10,15587	14,14117	3,92413 $\pm 0,00001$ ($\pm 0,00025^\circ\text{C}$)

Примечание. Жирным шрифтом набраны средние значения, полученные в данной лаборатории.

Таблица 2

Год	Месяц	Лаборатория	Термометр S-167		
			R_{20} , ом	R_{100} , ом	$\alpha \cdot 10^3$ град ⁻¹
1952	август	НБС	25,478627	35,477754	3,924516
			741	820	479
	сентябрь		746	818	476
			699	840	510
			—	—	518
			782	848	468
			747	787	463
			760	835	475
			—	—	3,924488
	1953	январь	НФЛ*	—	—
октябрь		ГФТИ	25,47911	35,47850	3,92454
1954	февраль	ЛЛ	25,47912	35,47853	3,92455 $\pm 0,000005$
	март	НФЛ	25,479184	35,478503	3,924505
			175	413	475
			186	448	483
			191	458	484
			197	446	476
			190	461	485
			191	456	483
			25,479188	35,478455	3,924485 $\pm 0,000009$
	июль	ВНИИМ	25,47930	35,47845	3,92442
1955	ноябрь	НФЛ	25,479360	—	—
	февраль	ТИТ	25,479631	—	3,924511
	май	ЦИИМВ	25,479794	35,479443	3,924541
			771	472	565
			814	439	528
			811	409	518
			752	393	544
		763	397	540	
		25,479784	35,479425	3,924539	
1956	апрель	НЛС	25,479674	35,479158	3,924489
			700	35,479288	3,924540
			694		
			665		
					25,479683
	ноябрь	НФЛ	25,479685	—	3,924494

* См. табл. 2^а.

Год	Месяц	Лаборатория	Термометр S-167		
			R_0 , ом	R_{100} , ом	$\alpha \cdot 10^3$ град $^{-1}$
1957	октябрь	НИС	25,479688	35,479037	3,924442
			688	9011	429
			688	9010	429
			687	9006	428
			687	8986	420
			687	9005	427
			688	8999	424
			688	8996	423
			692	9000	423
			693	8993	419
			690	8995	422
			697	9015	426
			692	9006	425
					25,479690
1958	июнь	НФЛ	25,47963	—	3,92443
1959	апрель	ВНИИМ	25,47968	35,47917	3,92449
			965	907	447
			965	904	446
			962	907	449
			965	906	447
			962	903	447
			962	901	446
					25,47964

Примечание. Жирным шрифтом избраны средние значения, полученные в данной лаборатории.

Результаты измерений

В табл. 1—3 приведены значения сопротивлений термометров R-13, № 109 и S-167 в точках плавления льда и кипения воды. Некоторые лаборатории, как, например, ГФТИ, ЛЛ, ТИТ, ВНИИМ за 1954 г., НФЛ за 1956 г., привели только средние измеренные значения сопротивлений. По данным лабораторий, сообщивших полную сводку результатов измерений, можно судить о достигнутой в этих лабораториях точности.

Таблица 2*

Лаборатория, дата измерения и термометр	$R_0, \text{ом}$	$\epsilon \cdot 10^3 \text{ град}^{-1}$			
		наблюдатель у барометра кислородника LT		наблюдатель у барометра кислородника ST	
		NPR	CRB	NPR	CRB
НФЛ, январь 1953, термометр S-167	—	3,924508	—	3,924494	—
	25,479049	—	3,924534	—	3,924519
	051	506	—	495	—
	044	—	541	—	519
	068	523	—	489	—
	073	—	554	—	513
	043	514	—	490	—
	064	—	530	—	509
	067	535	529	493	482
	25,479057	3,924517	3,924538	3,924492	3,924508
		3,924528		3,924500	
		3,924514			

Примечания: 1. При измерениях в январе 1953 г. в НФЛ было два разных наблюдателя (NPR и CRB) на барометре и два кислородника. В дальнейших измерениях участвовал только один наблюдатель и наблюдения проводили в кислороднике LT.
2. Жирным шрифтом набраны средние значения, полученные в данной лаборатории.

Таблица 3

Год	Месяц	Лаборатория	Термометр R-13		
			$R_0, \text{ом}$	$R_{100}, \text{ом}$	$\epsilon \cdot 10^3 \text{ град}^{-1}$
1953	январь	НФЛ*	—	—	—
1954	октябрь	ГФТИ	28,63871	39,87921	3,92493
	февраль	ЛЛ	28,63895	39,87924	3,92483
					$\pm 0,000005$
	март	НФЛ	28,638841	39,879365	3,924923
			43	412	903
			41	366	928
			52	332	902
			58	339	906
			57	362	914
			62	322	898
			28,638851	39,879357	3,924910
			28,63897	39,87987	3,92486
			28,639156	—	—
1955	июль	ВНИИМ	28,639310	—	3,924921
	ноябрь	НФЛ	28,639519	39,880106	3,924853
	февраль	ТИТ	469	051	856
	май	ЦИИМВ	530	149	862
		517	053	833	
		494	140	876	
		539	186	871	
		521	188	880	
		399	—	—	
		447	—	—	
	449	—	—		
	28,639488	39,880125	3,924862		
			$\pm 0,0000014$		

* См. табл. 3*.

Год	Месяц	Лаборатория	Термометр R-13		
			R_p , ом	R_{100} , ом	$\alpha \cdot 10^3$ град $^{-1}$
1956	апрель	НЛС	28,639232	39,880055	3,924965
			250	029	3,924955
			270	—	—
1956	ноябрь	НФЛ	28,639251	39,88042	3,924960
1957	октябрь	НИС	28,639251	—	3,924949
			28,639256	39,879802	3,924874
			264	738	847
			270	738	843
			270	728	841
			269	734	844
			277	734	840
			277	736	840
			271	725	839
			268	745	848
			280	738	840
			28,639270	39,879742	3,924846
1958	июнь	НФЛ	28,63924	—	3,92485
1959	апрель	ВНИИМ	28,63920	39,87975	3,92488
			35	84	84
			32	78	83
			26	88	89
			29	77	85
			32	83	85
			32	81	84
			28,63930	39,87981	3,92485
					$\pm 0,00002$
					($\pm 0,0005^\circ\text{C}$)

Примечание. Жирным шрифтом набраны средние значения, полученные в данной лаборатории.

Таблица 3*

Лаборатория, дата измерения и термометр	$\alpha \cdot 10^{-3}$ град $^{-1}$				
	R_p , ом	наблюдатель у барометра кипятильника LT		наблюдатель у барометра кипятильника ST	
		NPR	СРВ	NPR	СРВ
НФЛ, январь 1953 г., термометр R-13	28,633634	3,924942	—	3,924942	—
	622	—	3,924940	—	3,924951
	634	937	—	939	—
	644	—	957	—	951
	651	953	—	925	—
	662	—	975	—	939
	629	944	—	926	—
	625	—	941	—	934
	642	949	—	909	—
	662	—	961	—	925
	28,638640	3,924945	3,924955	3,924928	3,924940
		3,924950		3,924934	
		3,924942			

Примечания: 1. При измерениях в январе 1953 г. в НФЛ было два разных наблюдателя на барометре и два кипятильника. В дальнейших измерениях участвовал только один наблюдатель и измерения проводили в кипятильнике LT.

2. Жирным шрифтом набраны средние значения, полученные данной лабораторией.

Для лучшего сравнения Барбер и Холл обобщили результаты, представленные различными лабораториями, и внесли в них небольшие поправки, вызванные следующими причинами: 1) расхождениями в значениях национального эталона ома данной страны и эталона Международного бюро мер и весов; 2) переходом к значению ускорения силы тяжести, выраженному в потсдамской системе; 3) экстраполяцией к нулевому измерительному току.

Исправленные значения R_0 и α каждого термометра представлены в виде графиков на рис. 3—5. Барбер и Холл в своем сообщении указывают, что R_0 для термометров S-167 и R-13 медленно возрастает и соответственно α немного уменьшается. Для термометра № 109 трудно оценить изменение α вследствие чрезмерно высокого значения первого измерения в НФЛ. С помощью кривых рис. 3—5 были получены средние значения α для каждого термометра.

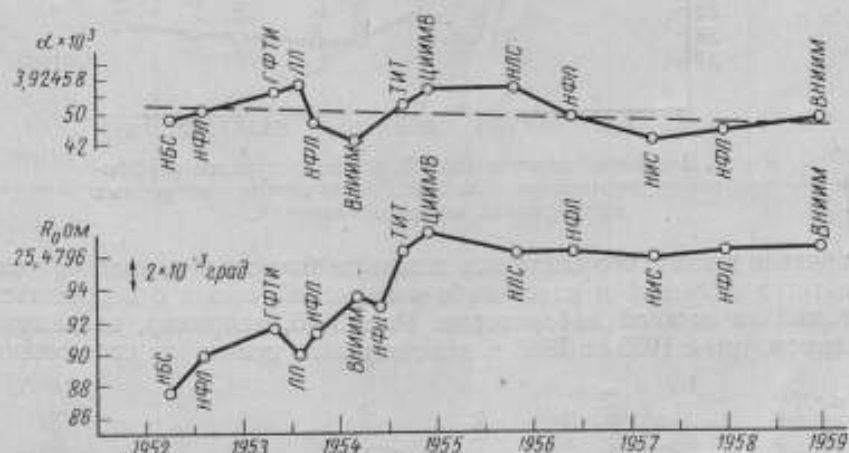


Рис. 3. Значения сопротивления R_0 и температурного коэффициента α термометра S-167, полученные в разных лабораториях в период сличений.

В результате международных сличений был сделан вывод, что сопротивление термометров при 0°C возросло на величину, соответствующую 0.008°C , а α в интервале $0-100^\circ\text{C}$ уменьшилось приблизительно на 0.002°C . Можно утверждать, что все участвующие лаборатории получили для этого интервала значение, совпадающее в пределах $\pm 0.001^\circ\text{C}$.

В материалах Консультативного комитета отсутствуют последние два значения для R_0 и α , показанные на рис. 3—5.

Результаты сличений в НФЛ в июне 1958 г. были сообщены во ВНИИМ специальным письмом в ответ на сообщение ВНИИМ о данных за май 1959 г. Кроме того, были проведены измерения в НБС в апреле 1958 г. (об этом упоминают Барбер и Холл в своем докладе), но данные еще не опубликованы.

Таким образом, в 1959 г. завершена интересная работа по круговому международному сличению платиновых термометров сопротивления в основных точках международной температурной шкалы: плавления льда и кипения воды. Эта работа была осуществлена в лабораториях, техника и точность измерений в которых, по-видимому, находятся приблизительно на одном уровне.

Существенным недостатком проведенной работы следует считать то, что не каждая лаборатория представила полное изложение методики измерений и описание примененной аппаратуры. Некоторые лаборатории вообще ограничились только сообщениями о средних значениях R_0 и α .

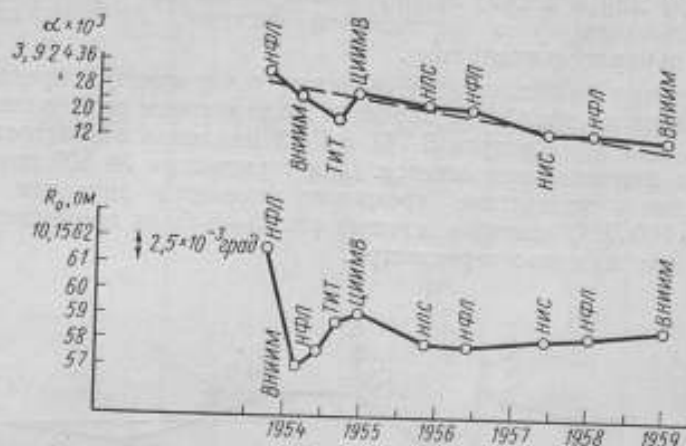


Рис. 4. Значения сопротивления R_0 и температурного коэффициента α термометра № 100, полученные в разных лабораториях в период сличений.

Это привело к тому, что оказалось невозможным сделать полный анализ результатов сличений и какой-либо конкретный вывод о погрешностях измерений в каждой лаборатории. Рис. 3—5, например, показывают, что термометры с 1953 по 1955 г. действительно повышали свое сопроти-

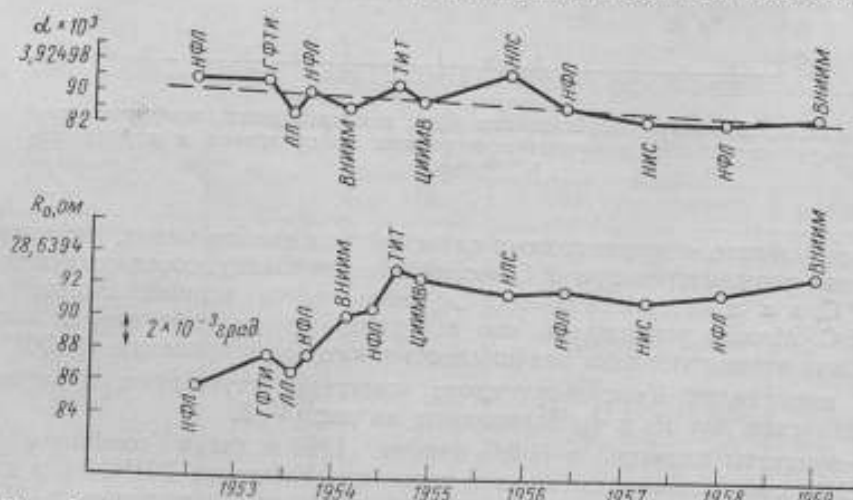


Рис. 5. Значения сопротивления R_0 и температурного коэффициента α термометра R-13, полученные в разных лабораториях в период сличений.

вление, как указывают Барбер и Холл, но это повышение не было равномерным. Можно ли его отнести за счет погрешностей измерений в отдельных лабораториях или за счет некоторой нестабильности самих термометров в результате сотрясения в период транспортировки — судить трудно. Начиная с 1955 г., значения сопротивлений R_0 термометров (по измерениям в НЛС, НФЛ, НИС и ВНИИМ) равномерно возраст-

тают, но незначительно. Это возрастание соответствует повышению температуры меньше чем на $0,0008^{\circ}\text{C}$.

В табл. 4 приводятся значения средних квадратичных погрешностей измерения R_0 , R_{100} и α . С точки зрения точности температурных измерений наибольший интерес представляет рассмотрение погрешности измерения α . Можно видеть, что эта погрешность в каждой лаборатории приблизительно одного порядка.

Таблица 4

Лаборатория	Год измерения	$\Delta R_0 \cdot 10^6$, ом	$\Delta R_{100} \cdot 10^6$, ом	$\frac{\Delta \alpha \cdot 10^6}{\text{град}^{-1}}$	Δt , $^{\circ}\text{C}$
Термометр R-13					
НФЛ	1953	1,4	—	1,5	0,004
"	1954	0,9	0,9	1,0	0,002
ЦИИМВ	1955	4,5	5,7	1,6	0,004
НЛС	1956	1,9	1,8	0,7	0,002
НИС	1957	0,7	2,2	1,0	0,002
ВНИИМ	1959	5,0	5,0	2,0	0,005
Среднее		2,4	3,1	1,3	0,003
Термометр № 109					
НФЛ	1954	0,8	1,5	1,3	0,003
ЦИИМВ	1955	0,1	2,6	1,1	0,003
НЛС	1956	Два измерения			
НИС	1957	2,1	2,3	1,1	0,003
ВНИИМ	1959	1,0	2,0	1,0	0,002
Среднее		1,0	2,1	1,1	0,003
Термометр S-167					
НБС	1952	5,1	3,1	2,3	0,006
НФЛ	1953	1,2	—	2,0	0,005
"	1954	0,7	2,7	1,0	0,002
ЦИИМВ	1955	2,6	2,8	1,6	0,004
НЛС	1956	1,6	9,2	3,6	0,009
НИС	1957	0,3	1,3	0,6	0,001
ВНИИМ	1959	2,0	5,0	1,0	0,002
Среднее		1,9	4,0	1,7	0,004

Анализ данных, приведенных в табл. 1—3, показывает, что результаты сличений во ВНИИМ за 1959 г. отличаются от результатов НФЛ за 1958 г. по трем термометрам в среднем не более чем на $\pm 0,0005^{\circ}\text{C}$.

В результате продолжавшейся в течение 7 лет работы по проведению круговых международных сличений трех платиновых термометров сопротивления в 9 различных национальных лабораториях может быть сделан следующий вывод.

1. Основной интервал международной шкалы температур воспроизводится в различных странах с погрешностью, не превышающей $\pm 0,001^\circ\text{C}$ (при условии исключения погрешностей за счет систематического снижения температурных коэффициентов сопротивления термометров).

2. Участвовавшие в сличении лаборатории путем соответствующих информационных обменов опытом работы, связанным с проведением важных экспериментальных исследований в области платиновой термометрии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Procès-verbaux des Séances, rapports et Comité Consultatif de Thermométrie, t. XXIV, 1955, T-107.
2. Там же, 1959, T-35.
3. Аллева Ф. З. Осуществление тройной точки воды и исследование ее воспроизводимости, Труды ВНИИМ, вып. 35(95), 1958.

Поступила в редакцию
7/XII 1959 г.

Б. Н. ОЛЕЙНИК
ВНИИМ

ЕДИНИЦЫ ИЗМЕРЕНИЯ КОЛИЧЕСТВА ТЕПЛА

В статье рассмотрены вопросы об унификации единиц количества тепла. Приведена таблица количественных соотношений между наиболее распространенными единицами.

Первые работы, имеющие существенное значение для точных измерений количества тепла, относятся к 40-м годам прошлого столетия: в 1842 г. Мейер вычислил значение механического эквивалента тепла из данных о теплоемкости газов, а в 1843 г. Джоуль провел его экспериментальное определение. Первые исследования по точным измерениям количества тепла представляют в основном поисковые работы. Исчерпывающие сведения о них содержатся в сообщении Всесоюзного научно-исследовательского института метрологии и стандартизации (ВИМС) VIII Генеральной конференции мер и весов [1].

Количество тепла Q определяли по величине повышения температуры Δt некоторого тела с известными массой M и удельной теплоемкостью c :

$$Q = cM\Delta t.$$

В качестве практической единицы измерения количества тепла была выбрана калория, определяемая как количество тепла, необходимое для нагревания 1 г воды на 1°С. Вначале предполагалось, что теплоемкость воды не зависит от температуры, и это привело к тому, что результаты исследований разных авторов оказались трудно сопоставимыми между собой. После установления температурной зависимости теплоемкости воды возникла необходимость в строгой фиксации температурного интервала нагрева. В связи с разнообразием применяемых разными авторами способов измерений и аппаратуры возникло значительное число «калорий» (0-градусная, 15-градусная, 20-градусная, средняя калория и др.). В Англии и США получила распространение так называемая британская единица количества тепла (Бте), основанная на фунте и градусе Фаренгейта. В таблице приведены установившиеся современные соотношения между различными единицами количества тепла.

Единица количества тепла	дж	ккал _{вт}	ккал ₁₅	ккал ₁₉	ккал ₁₉	ккал _м	ккал _ч	БТЕ
дж	1	0,238846	0,238920	0,239006	0,101972	2,77778 · 10 ⁻⁷	9,4781 · 10 ⁻⁴	
ккал _{вт}	4,1868	1	1,00031	1,00067	0,429936	1,163 · 10 ⁻⁶	3,96829 · 10 ⁻³	
ккал ₁₅	4,1865	0,99969	1	1,00036	0,428804	1,16264 · 10 ⁻⁶	3,96706 · 10 ⁻³	
ккал ₁₉	4,1840	0,99833	0,99661	1	0,426651	1,16222 · 10 ⁻⁶	3,96554 · 10 ⁻³	
ккал _м	9,80665	2,34228	2,34300	2,34385	1	2,72407 · 10 ⁻⁶	9,2948 · 10 ⁻³	
ккал _ч	3,6 · 10 ⁶	8,5985 · 10 ⁶	8,6011 · 10 ⁶	8,6042 · 10 ⁶	3,67100 · 10 ⁶	1	3412,12	
БТЕ	1055,06	251,997	252,075	252,166	107,587	2,93072 · 10 ⁻⁴	1	

Примечание. ккал_{вт} — калории международной таблица пара (см. ГОСТ 8550-57); ккал₁₅ — русская теплотехническая калория; ккал₁₉ — термодинамическая калория; БТЕ — британская тепловая единица.

Значительное число существующих практических единиц количества тепла затрудняло использование результатов научных исследований и вносило путаницу, так как многие авторы не указывали, какую калорию они использовали в своей работе. В связи с этим возникла необходимость в упорядочении единиц количества тепла.

Можно выделить два основных направления в унификации единиц количества тепла.

Одно из них связано с международными соглашениями, затрагивавшими довольно обширную область термодинамики и теплотехники, а также смежные разделы науки и техники.

В 1929 г. в Лондоне состоялась I Международная конференция по свойствам водяного пара. Конференция приняла решение о введении единой для всех стран единицы количества тепла — килокалории, равной 1/860 международного киловатт-часа:

$$1 \text{ ккал} = \frac{1}{860} \text{ межд. квт-ч}$$

или

$$1 \text{ кал} = 4,1877 \text{ абс. дж [2].}$$

Эта калория нашла широкое применение в теплоэнергетике и в других областях науки и техники. Ее называют «международной», «электротехнической» или «электрической» калорией. В 1930 г. в Берлине Международная энергетическая конференция также рекомендовала «международную» калорию в качестве практической единицы количества тепла.

В 1948 г. IX Генеральная конференция по мерам и весам приняла решение о переходе от международных электрических единиц к абсолютным. Между этими единицами были установлены следующие числовые соотношения:

$$1 \text{ межд. вольт} = 1,00034 \text{ абс. вольта,}$$

$$1 \text{ межд. ом} = 1,00049 \text{ абс. ома и}$$

$$1 \text{ межд. джоуль} = (1,00034)^2 : 1,00049 = \\ = 1,00019 \text{ абс. джоуля.}$$

Учитывая это, получим следующее соотношение «международной» калории с абсолютным джоулем:

$$1 \text{ кал} = \frac{3600}{860} \cdot 1,00019 = 4,1868 \text{ абс. дж.}$$

В 1954 г. в Филадельфии IV Международная конференция по свойствам водяного пара приняла решение перейти от практической единицы килокалории к абсолютной единице — джоулю. В 1956 г. в Лондоне V Международная конференция по свойствам водяного пара подтвердила необходимость применения единицы количества тепла джоуля [3]. Конференция приняла решение при составлении единых для всех стран таблиц свойств водяного пара принять систему МКС и вместо килокалории использовать джоуль [4].

Таким образом, в области термодинамики и теплотехники унификация единиц количества тепла привела к признанию одной единицы — джоуля, который определяется с помощью основных единиц системы МКС. Джоуль — это работа, совершаемая силой в 1 н при перемещении точки ее приложения по направлению действия силы на пути длиной

1 м. Джоуль можно определить также работой электрического тока мощностью 1 вт за время 1 сек:

$$1 \text{ дж} = 1 \text{ н} \cdot \text{м} = 1 \text{ вт} \cdot \text{сек.}$$

Второе основное направление в унификации единиц количества тепла связано с работами в области химической термодинамики и термохимии.

В 1926 г. был опубликован фундаментальный физико-химический справочник «Международные критические таблицы», где приведено одно из первых определений 15-градусной калории:

$$1 \text{ кал}_{15} = 4,185 \text{ абс. дж} = 4,1833 \text{ межд. дж.}$$

Это соотношение применялось до 1948 г., когда после перехода на абсолютные электрические единицы оно приняло вид:

$$1 \text{ кал}_{15} = 4,1840 \text{ абс. дж.}$$

В 1934 г. Постоянная термохимическая комиссия Международного химического общества опубликовала свое первое сообщение, в котором временно, в силу различия абсолютных и международных электрических единиц, в качестве условной единицы количества тепла принимала ту же 15-градусную калорию, определив ее как количество тепла, необходимое для нагрева 1 г воды от 14,5 до 15,5° С при нормальном атмосферном давлении.

В отличие от «международной» калории, равной 4,1868 дж, определяемой как величина, не зависящая от свойств вещества и имеющая постоянное соотношение с джоулем, 15-градусная калория связана со значением теплоемкости воды, точность определения которой зависит от уровня экспериментальной техники. В силу этого соотношение между 15-градусной калорией и джоулем не остается неизменным. Действительно, по работам 1921—1929 гг. $1 \text{ кал}_{15} = 4,1841 \text{ абс. дж}$, а по работам 1938—1941 гг. $1 \text{ кал}_{15} = 4,1858 \text{ абс. дж}$ [5]. В 1950 г. было получено значение $1 \text{ кал}_{15} = 4,1855 \text{ дж}$ [6].

Следовательно, использование единиц измерения, которые определяются свойствами вещества, известными с недостаточной степенью точности, не может быть признано целесообразным.

В СССР в разное время в качестве единиц количества тепла были приняты джоуль как основная единица и 20-градусная и «международная» калории — как факультативные единицы.

Первый общесоюзный стандарт «Тепловые единицы» ОСТ/ВКС 6259, введенный в действие в 1934 г., содержал следующие единицы количества тепла: джоуль ($1 \text{ дж} = 10^7 \text{ эрг}$) и калорию ($1 \text{ кал} = 4,182 \text{ дж}$) и кратные им единицы. Там же указывалось, что «килокалория практически (с точностью до 0,02%) равна количеству тепла, необходимому для нагревания массы воды в 1 кг от 19,5 до 20,5° С при нормальном атмосферном давлении».

Выбор 20-градусной калории в качестве факультативной единицы определялся тем, что температура 20° С наиболее близка к комнатной, при которой производятся многие другие измерения, и что эта температура принята в качестве нормальной.

Таким образом, ОСТ/ВКС 6259 в качестве основной единицы принял джоуль, калория была принята как факультативная единица, причем числовое соотношение между джоулем и калорией принято на основа-

нин наиболее точных в то время определений теплоемкости воды в интервале температур от 19,5 до 20,5°С.

Заметим, что дальнейшие работы по изучению теплоемкости воды привели к новым соотношениям.

Так, в 1940 г. в результате анализа ряда работ С. В. Липин рекомендует 20-градусную калорию, имеющую следующее соотношение с абсолютным джоулем [7]:

$$1 \text{ кал}_{20} = 4,1807 \text{ абс. дж.}$$

В 1957 г. был утвержден новый государственный стандарт — ГОСТ 8550—57 «Тепловые единицы» (срок введения 1/1 1958 г.). Этот ГОСТ, взамен отмененного ОСТ/ВКС 6259, был внесен Всесоюзным научно-исследовательским институтом метрологии им. Д. И. Менделеева. Принципиальные его положения были рассмотрены Б. И. Пилипчуком в его статье [8]*. В качестве основной единицы измерения количества тепла принят джоуль (см. ГОСТ 7664—55 «Механические единицы»); допускается применение и внесистемной единицы «калории», определенном которой является выражение

$$1 \text{ кал} = 4,1868 \text{ дж.}$$

Таким образом ГОСТ 8550—57 исправляет недостаток прежнего стандарта и вместо единицы, зависящей от свойства воды (20-градусная калория), рекомендует калорию, соотношение которой с джоулем является постоянным. Принятое числовое соотношение между этими единицами в последнем ГОСТ является тем же, что и рекомендованное Международной конференцией по свойствам водяного пара еще в 1929 г.

В направлении упорядочения систем единиц измерения проводит свою работу Международная организация по стандартизации (МОС). 12-й технический комитет МОС подготовил и обсудил проект Рекомендаций МОС № 276 по механическим величинам и единицам и проект Рекомендации МОС № 277 по тепловым величинам и единицам.

В проект включены все существующие единицы количества тепла, независимо от степени их распространенности. Наряду с основной единицей джоулем МОС ТК/12 рекомендует еще три единицы:

$$1 \text{ кал}_{15} = 4,1855 \text{ дж}, 1 \text{ кал}_{\text{ит}} = 4,1868 \text{ дж} \text{ и } 1 \text{ кал}_{\text{тн}} = 4,1840 \text{ дж.}$$

Подобный способ составления рекомендаций не решает вопроса об унификации единиц измерений.

При составлении документов, отражающих практику применения единиц измерения, желательно исходить из положения о максимальном сокращении внесистемных единиц. Авторам следует рекомендовать применение внесистемных единиц (калорий) только для сравнения с данными ранее проведенных измерений, но не для выражения результатов собственных исследований, которые желательно представлять в джоулях.

* Отдельные вопросы по истории возникновения некоторых тепловых единиц и температурных шкал изложены в статье Стивсона [9].

ЛИТЕРАТУРА

1. Липин С. В., О численном значении механического эквивалента теплоты и о соотношении между 15-градусной и 20-градусной калориями, Сообщение ВИМС VIII Генеральной конференции мер и весов, 1933.
2. Tech. News Bull. NBS, 156, 29, 1930.
3. Ромадин В. П., О новой единице тепловой энергии, «Теплоэнергетика», № 7, 1958.
4. Кириллин В. А., О международном сотрудничестве в области исследования термодинамических свойств пара, «Теплоэнергетика», № 7, 1958.
5. Попов М. М., Термометрия и калориметрия, 1954, стр. 317.
6. De Haas W. J., Procés-Verbaux, Comité International Poids et Mesures, 22, 85, 1950.
7. Липин С. В., Двадцатиградусная калория и ее соотношение с абсолютной единицей энергии, «Измерительная техника», № 1, 1940, стр. 6—9.
8. Пилипяк Б. И., Единицы измерения тепловых единиц, «Измерительная техника», № 1, 1959, стр. 23—28.
9. Stimson H. F., Am. J. Phys., 23, № 9, 614, 1955.

Поступила в редакцию
11/XI 1959 г.

Н. Н. ЭРГАРДТ

ВНИИМ

ВОСПРОИЗВЕДЕНИЕ И ПЕРЕДАЧА С ПОМОЩЬЮ ТЕРМОПАР ТЕМПЕРАТУРНОЙ ШКАЛЫ В ОБЛАСТИ 300–1063° С

В статье приведены данные о методике воспроизведения температурной шкалы по реперным точкам, передаче значений температуры к эталонным термопарам и термопарам 1-го и 2-го разрядов. Дана оценка погрешности градуировки термопар различных разрядов и различными методами.

Согласно Положению о международной температурной шкале 1948 г. воспроизведение ее в интервале 630 ÷ 1063° С осуществляется по реперным точкам — температурам затвердевания сурьмы, серебра и золота. Интерполяционным прибором служит платинородий-платиновая термопара, причем величина ее т. э. д. с. определяется при температуре свободных концов термопары, равной 0° С (температуре таяния льда). Между т. э. д. с. термопары и температурой ее рабочего конца существует зависимость, которая выражается квадратичной формулой

$$e = a + bt + ct^2. \quad (1)$$

Градуировка образцовых термопар 1-го разряда производится либо по вторичным реперным точкам — температурам затвердевания цинка (кадмия) сурьмы и меди, либо путем сличения их т. э. д. с. с т. э. д. с. эталонных термопар при температурах, близких к реперным точкам. Величины т. э. д. с. при температурах, промежуточных между реперными точками, также определяются по квадратичной формуле.

Градуировка термопар 2-го разряда во ВНИИМ производится методом сличения и лишь в исключительных случаях по реперным точкам.

Ниже приводится подробное описание установок ВНИИМ и методов работы на них при градуировке эталонных термопар и образцовых термопар 1-го и 2-го разрядов, а также излагается способ изготовления эталонных и образцовых термопар. В последнем разделе приведены величины погрешностей градуировки термопар во ВНИИМ.

Изготовление термопар

В качестве эталонных во ВНИИМ служат термопары, отрицательным термоэлектродом которых является проволока из спектрально

чистой платины марки «Победа», положительным — проволока из сплава платины марки «Экстра» с 10% родия. Для проверки чистоты применяемой платиновой проволоки из нее изготавливают либо термометр сопротивления, либо петлю (сопротивлением 0,1—0,2 ом), после чего определяют величину отношения сопротивлений проволоки при 0 и 100°С ($\frac{R_{100}}{R_0}$). Чистота платиновой проволоки, пригодной для изготовления эталонных и образцовых термомпар 1-го разряда, характеризуется отношением $\frac{R_{100}}{R_0} > 1,392$. Если же для данной платины $1,391 < \frac{R_{100}}{R_0} < 1,392$, то она может быть использована для изготовления термомпар 2-го разряда и, в исключительных случаях (после тщательной проверки на стабильность т. э. д. с.), для изготовления термомпар 1-го разряда.

Полученная с завода проволока до изготовления термомпар должна быть промыта в 50-процентном (по объему) растворе соляной кислоты, а затем 5—6 раз — в дистиллированной воде. Лишь после такой промывки и тщательной очистки спиртом допускается отжиг проволоки электрическим током: для платины — в течение 4 ч при температуре 1100°С; для платинородия — в течение 2 ч при температуре 1400°С (режим отжига проволоки определен в тепловой лаборатории Свердловского филиала ВНИИМ).

Отожженную проволоку разрезают на куски по 1 м и каждый кусок на длине около 700 мм армируют кварцевой или фарфоровой соломкой (с наружными диаметрами: одноканальной — не более 1,5 мм, двухканальной — не более 3—4 мм), а затем хлорвиниловыми трубками. Термомпаре присваивают номер, который наносят на бирку, надетую на свободные концы термомпары. На этой же бирке рекомендуется отметить положительный (платинородиевый) и отрицательный (платиновый) электроды термомпары. Армированные электроды сваривают в термомпару на дуге постоянного тока. Затем изготовленные и армированные термомпары отжигают в печи при температуре 1100°С для стабилизации их т. э. д. с. При отжиге электроды термомпары на длине не менее 500 мм от рабочего спая (участок, попадающий при градуировке термомпар в область высокой температуры или больших градиентов температуры) должны находиться в области равномерной температуры ($\pm 20^\circ\text{C}$).

Размеры рабочего пространства печи для стабилизирующего отжига термомпар (в дальнейшем будем ее называть «отжиговая печь») следующие: длина фарфоровой трубы 1000 мм, внутренний диаметр 15—18 мм, толщина стенки — около 2 мм. Нагревательную обмотку печи из нихрома ($7 \times 0,2$) мм² наматывают в средней части печи с зазором в 2,5—3 мм, по краям — в 1,5—2 мм. Теплоизоляционный слой печи делают минимальной толщины (практически 20—30 мм). До начала эксплуатации отжиговой печи проверяют ее температурное поле. Печь пригодна для отжига термомпар, если колебания температуры на ее длине около 500 мм при температуре 1100°С не превышают $\pm 20^\circ\text{C}$.

Предварительное определение стабильности термомпар производят путем измерения их т. э. д. с. при температуре затвердевания меди после каждых 4—6 ч отжига в отжиговой печи при температуре 1100°С. Термомпара считается стабилизированной, если после отжига в печи в течение 4—6 ч значение ее т. э. д. с. изменяется при температуре затвердевания меди не более чем на 2—3 мкв. Как правило, термомпары из платины, имеющей $\frac{R_{100}}{R_0} > 1,392$, для полной стабилизации необходимо отжигать в течение 14—18 ч.

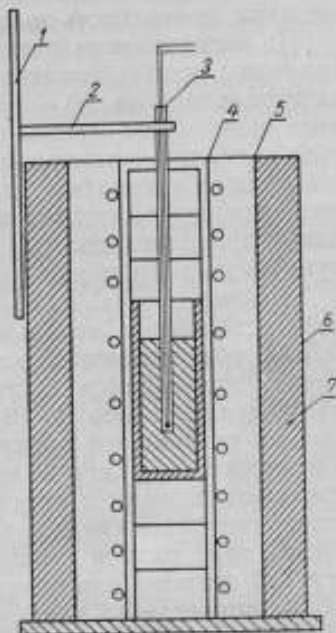
Градуировка эталонных термопар

Градуировка эталонных термопар производится по реперным точкам — температурам затвердевания сурьмы (вторичная реперная точка), серебра и золота.

Для осуществления первичных и вторичных реперных точек во ВНИИМ применяются вертикальные «шахтные» печи (см. рисунок) [1]. Рабочее пространство печи образуется трубой 4, изготовленной из фарфора или из непрозрачного кварца. Внутренний диаметр трубы 50 ÷ 55 мм, длина 500 мм. На трубу наложена обмотка из нихрома (7 × 0,2) в средней части трубы с зазором между витками в 3 — 4 мм, по краям — в 2 — 3 мм. Между обмоткой и фарфоровой трубой 5 для удобства ремонта печи имеется воздушный зазор шириной 40 ÷ 60 мм.

Чтобы нихромовая обмотка при нагреве не сползала и не произошло замыкания ее витков, обмотку обмазывают массой из смеси 48% окиси алюминия, 48% каолина и 4% буры. Массу разводят на воде до густоты сметаны и, обмазав ею трубу с обмоткой, дают просохнуть на воздухе в течение 3 — 4 ч. При несоблюдении этих условий обмазка разрушается. Между трубой 5 и наружной обшивкой 6 засыпана теплоизоляция 7, состоящая из смеси примерно $\frac{1}{3}$ окиси алюминия с $\frac{1}{3}$ пережженного асбеста и $\frac{1}{3}$ измельченного шамота легковеса. Снаружи к корпусу печи наглухо прикреплен штатив 1 с кремальерой 2, с помощью которой охранный колпачок 3 термопары (изготовленный из фарфора или из прозрачного кварца) может быть установлен по оси тигля с металлом. Снизу печь закрывают так, чтобы по возможности избежать подсоса воздуха, вызывающего быстрое горение графитовых тиглей. Тигли для плавки чистых металлов изготавливают из чистого графита (зольность не превышает 0,3%). Размеры тиглей в соответствии с Положением о международной температурной шкале 1948 г. следующие: внутренний диаметр 30 мм, высота 150 мм, толщина стенки и дна около 7 мм. Высота королька (слитка) металла в тигле 100 ÷ 120 мм. До установки тигля с металлом в печь измеряют с помощью рабочей термопары распределение температуры вдоль ее оси. В равномерное поле печи (колебания температуры вдоль участка длиной 70 ÷ 80 мм не должны превышать $\pm 0,5 \div 0,8^\circ\text{C}$) тигель устанавливают так, чтобы корольек металла располагался симметрично относительно границ равномерного температурного поля. Под тигель подкладывают подставки из кварца, глинисто-графитовой массы или графита. Сверху тигель накрывают графитовыми и кварцевыми крышками с отверстиями для охранный колпачка термопары или термометра сопротивления.

Для осуществления первичных реперных точек используются золото и серебро чистотой не менее 99,99%. Температуры затвердевания этих металлов, согласно Положению о международной температурной шкале 1948 г., принимаются равными: для золота — 1063°C , для серебра — $960,8^\circ\text{C}$.



Температуру используемого при градуировке эталонных и образцовых термодпар образца сурьмы определяют эталонным термометром сопротивления, градуированным по температурам тройной точки воды, кипения воды и серы.

Определение величины т. э. д. с. эталонных термодпар при температурах затвердевания указанных металлов (первичных и вторичных реперных точек) производится следующим образом. Печь медленно нагревают до тех пор, пока не расплавится слиток металла, находящегося в графитовом тигле. Следует заметить, что перед началом нагрева печи поверхности серебра и сурьмы должны быть покрыты слоем (5 - 10 мм) размельченного березового угля, предварительно промытого в слабом растворе соляной кислоты, в дистиллированной воде и тщательно просушенного. Поверхность серебра покрывают слоем угля для предотвращения окисления, а поверхность сурьмы — для уменьшения выгорания металла; поверхность золота углем не покрывают.

По расплавлению металла ток в нагревателе печи снижают до такой величины, чтобы температура металла превышала температуру его затвердевания на $10 \div 15^\circ \text{C}$. Величину тока в нагревателе печи при этом определяют заранее с помощью специального эксперимента. Охранный колпачок устанавливают по оси тигля, причем запаянный конец его должен находиться на расстоянии 10 - 20 мм от дна тигля. После проверки сохранности колпачка (опущенная в него соломка или платиновая проволока должны оставаться чистыми) в него погружают градуируемую термодпару.

Измерение т. э. д. с. термодпары осуществляется на компенсационной установке с использованием низкоомного потенциометра типа КЛ-48, обеспечивающего точность отсчета т. э. д. с. до $0,1 \text{ мкв}$. В установке используется гальванометр типа М 21/4 с постоянной по напряжению около $1 \cdot 10^{-7} \text{ в/мм}$. Для исключения искажений получаемых результатов паразитными т. э. д. с., неизбежно возникающими в измерительной цепи во время измерений, величину т. э. д. с. термодпары измеряют дважды с переменной полярности. За окончательный результат принимается среднее значение между величинами т. э. д. с., измеренными при разной полярности. При соблюдении указанных выше условий погрешность измерений т. э. д. с. на компенсационной установке не превышает $\pm 0,3 \text{ мкв}$.

После выдержки металла в течение $10 \div 12 \text{ мин}$ при температуре несколько выше температуры его затвердевания температуру в печи резко снижают. При этом изменение ее в тигле с металлом происходит не быстрее чем 1 град/мин . Через некоторый промежуток времени наблюдается прекращение снижения т. э. д. с. термодпары, что соответствует началу фазового перехода металла (площадка затвердевания). С этого момента т. э. д. с. термодпары измеряют через каждую минуту. При правильном осуществлении реперной точки продолжительность «площадки затвердевания» (колебания т. э. д. с. на ней не превышают 1 мкв) составляет $15 \div 30 \text{ мин}$. По Положению о международной температурной шкале 1948 г. для получения градуировочного значения т. э. д. с. термодпары достаточно пяти измерений, не отличающихся друг от друга более чем на 1 мкв . Поэтому во ВНИИМ за время наблюдения стабильной температуры на одной «площадке затвердевания» производится градуировка 2-3 различных термодпар [2], причем за одиночное градуировочное значение т. э. д. с. принимается среднее из 5, а из 7-8 измерений в течение одной «площадки затвердевания». Величины т. э. д. с. при этих измерениях отличаются друг от друга не более чем на $\pm 0,3 \text{ мкв}$.

После затвердевания металла температуру в печи вновь повышают, расплавляют металл и повторяют все операции либо с той же самой, либо с другой термонарой. По окончании работы с данной реперной точкой необходимо расплавить металл и вынуть из него охранный колпачок, иначе он будет при остывании раздавлен металлом.

За среднее градуировочное значение т. э. д. с. эталонных термопар принимают среднее из 4—5 отдельных значений, полученных в разное время при различной установке охранный колпачка в расплавленном металле, т. е. при независимом воспроизведении реперной точки.

Определение величины т. э. д. с. эталонных термопар при температурах, промежуточных между реперными точками, и проверка стабильности эталонных термопар

Как было указано выше, определение величины т. э. д. с. эталонных платинородий-платиновых термопар при температурах, промежуточных между реперными точками, производится по квадратичной формуле (1). Для облегчения расчетов эта формула была преобразована [3] и приняла вид:

$$e = e_1 \varphi_1(t) + e_2 \varphi_2(t) + e_3 \varphi_3(t),$$

где e_1, e_2, e_3 — т. э. д. с. термопар, измеренные в реперных точках: сурьма, серебро, золото;
 $\varphi_1(t), \varphi_2(t), \varphi_3(t)$ — функции влияния [3], рассчитанные по соответствующим формулам. Сумма φ_1, φ_2 и φ_3 должна быть равна единице.

Обычно расчет т. э. д. с. производят через каждые 100° С. Правильность расчета проверяют по вторым разностям т. э. д. с., которые должны быть постоянны до третьего знака после запятой.

Как известно [4], электроды термопары могут быть термоэлектрически неоднородными по длине, поэтому все вновь изготовленные во ВНИИМ термопары после градуировки их по реперным точкам взаимно сличают в горизонтальной печи [5], обладающей температурным полем, существенно отличающимся от температурного поля шахтных печей (различной протяженности и с различными градиентами температуры). Сличение производится поэлектродным методом, рассмотренным ранее [6]. Взаимные сличения т. э. д. с. эталонных термопар производят при температурах, близких к температурам затвердевания сурьмы, серебра и золота.

Т. э. д. с., полученные методом сличения, не должны отличаться от величин т. э. д. с., полученных расчетом или при градуировке по реперным точкам более чем на ± 2 мкв.

В паспорт на эталонную термопару вносится среднее значение т. э. д. с., полученное при градуировке по реперным точкам.

Градуировка образцовых термопар 1-го разряда

Градуировка образцовых термопар 1-го разряда может производиться двумя способами: по реперным точкам и сличением их т. э. д. с. с т. э. д. с. эталонных термопар. Рассмотрим эти методы.

Градуировка образцовых термопар 1-го разряда по реперным точкам

Для термопар, изготовленных из платины «Экстра», в качестве опорных (т. е. температур, по которым производится расчет термопары по квадратичной формуле) приняты реперные точки — температуры затвер-

девания цинка, сурьмы и меди. Для термопар с отрицательным электродом из платины «Победа» в качестве опорных точек целесообразнее использовать температуры затвердевания кадмия, сурьмы и меди, так как при этом исключается участок экстраполяции от 419,5 до 320,9° С.

Осуществление вторичных реперных точек производят способами, изложенными выше.

К градуировке термопар 1-го разряда по реперным точкам можно приступать лишь после определения температуры затвердевания образцов металлов, применяемых для воспроизведения реперных точек. Определение температуры затвердевания образцов металлов вторичных реперных точек производят эталонными термопарами и образцовыми низкоомными высокотемпературными термометрами сопротивления. Для этого измеряют т. э. д. с. или сопротивления термометра при затвердевании образца металла. Зная величины т. э. д. с. термопары или сопротивления элемента термометра сопротивления и данные их градуировок, определяют температуру затвердевания данного образца металла. Погрешность определения температуры затвердевания вторичных реперных точек с помощью эталонных термопар не превосходит $\pm 0,1^\circ \text{C}$.

Температуры затвердевания образцов кадмия, цинка и сурьмы, используемых для градуировки образцовых термопар 1-го разряда, периодически контролируют платиновым термометром сопротивления, градуированным при температурах 0, 100 и 444,6° С. Одновременно градуируют эталонные термопары в этих реперных точках. Тем самым для эталонных термопар определяется т. э. д. с. во вторичных реперных точках с большой точностью, что позволяет производить с их помощью измерение температуры при замене образцов металлов. Периодическая одновременная градуировка эталонных термопар и термометра сопротивления (для измерения температур в среднем диапазоне) позволяет осуществлять один и тот же участок международной температурной шкалы различными интерполяционными приборами.

Градуировка термопар 1-го разряда по вторичным реперным точкам производится изложенным выше методом. За градуировочные данные принимаются средние значения т. э. д. с., полученные из результатов трех независимых воспроизведений данной реперной точки.

После градуировки термопар 1-го разряда по реперным точкам для проверки степени однородности их термоэлектродов необходимо произвести взаимное сличение их т. э. д. с. в горизонтальной сличительной печи.

Величины т. э. д. с. при температурах, промежуточных между реперными точками, определяют по квадратичной формуле для интервала температур $300 \div 1100^\circ \text{C}$.

Градуировка термопар 1-го разряда методом сличения

При градуировке методом сличения т. э. д. с. термопары 1-го разряда определяются при температурах, величины которых получены по данным градуировки эталонных термопар.

Градуировка термопар 1-го разряда методом сличения может осуществляться на той же аппаратуре, которая применялась для проверки однородности электродов у эталонных и образцовых термопар. Градуировка образцовых термопар методом сличения производится при температурах, близких к реперным точкам.

За градуировочные данные образцовой термопары 1-го разряда принимаются значения, полученные при проведении не менее трех градуи-

ровок сличением. Величины т. э. д. с. при температурах, промежуточных между температурами градуировки термопар сличением, определяются расчетом по квадратичной формуле для интервала температур $300 \div 1100^\circ \text{C}$.

Градуировка термопар 2-го разряда

Градуировка термопар 2-го разряда производится методом сличения через каждые 100°C в интервале $300 \div 1300^\circ \text{C}$. В случае градуировки термопар 2-го разряда (в виде исключения) по реперным точкам расчет величин т. э. д. с. при промежуточных температурах производят по квадратичной формуле, причем если отрицательный электрод термопары изготовлен из платины «Экстра» ($1,391 < \frac{R_{100}}{R_0} < 1,392$), то при температуре 1300°C вводят поправку, равную минус 36 мкв. Если же отрицательный электрод изготовлен из платины «Победа» ($\frac{R_{100}}{R_0} > 1,392$), то при 1300°C вводят поправку, которая равна минус 15 мкв [1].

В свидетельстве на образцовую термопару 2-го разряда приводятся значения ее т. э. д. с. через 100°C .

Погрешности градуировки термопар

Эталонные термопары

Погрешность градуировки эталонных термопар складывается из следующих частных погрешностей:

1) σ_n — погрешности невоспроизводимости т. э. д. с. термопары в реперной точке, зависящей от условий теплообмена в печи;

2) $\sigma_{из}$ — погрешности измерения т. э. д. с., обусловленной погрешностью градуировки электроизмерительных приборов. Она мала по сравнению с остальными погрешностями и в дальнейших рассуждениях в расчет приниматься не будет;

3) σ_r — погрешности определения температуры затвердевания образца сурьмы, применяемого при градуировке эталонных термопар.

Как показали многолетние наблюдения [2, 7 и 8], суммарная квадратичная погрешность градуировки эталонных термопар не превышает

$$\sigma_{гр} = \sqrt{\sigma_n^2 + \sigma_r^2} = \sqrt{0,09^2 + 0,03^2} = \pm 0,1^\circ \text{C}.$$

Погрешность измерения температуры эталонными термопарами включает погрешность их градуировки $\sigma_{гр}$ и погрешность невоспроизводимости т. э. д. с. σ_n , т. е.

$$\sigma_{из} = \sqrt{\sigma_{гр}^2 + \sigma_n^2}.$$

В худшем случае она может быть оценена равной

$$\sigma_{из} = \sqrt{0,1^2 + 0,09^2} = \pm 0,14^\circ \text{C}.$$

Образцовые термопары 1-го разряда

Погрешность градуировки образцовых термопар по реперным точкам складывается из следующих частных погрешностей:

1) $\sigma_{из} = \sigma_{гр}$ — погрешности определения температур затвердевания образцов металлов, применяемых для градуировки термопар;

2) $\sigma_{\text{н}}$ — погрешности невоспроизводимости т. э. д. с. термопар в реперных точках.

Максимальная погрешность градуировки термопар 1-го разряда по реперным точкам не превышает $\pm 0,17^\circ \text{C}$:

$$\sigma_{\text{гр}} = \sqrt{\sigma_{\text{тм}}^2 + \sigma_{\text{н}}^2},$$

т. е.

$$\sqrt{0,14^2 + 0,09^2} = \pm 0,17^\circ \text{C}.$$

Погрешность градуировки образцовых термопар 1-го разряда методом сличения складывается из следующих частных погрешностей:

1) $\sigma_{\text{итэ}}$ — погрешности измерения температуры эталонными термопарами;

2) $\sigma_{\text{ис}}$ — погрешности невоспроизводимости т. э. д. с. термопар в сличительной печи.

Максимальная погрешность градуировки термопар 1-го разряда методом сличения может быть оценена равной

$$\sigma_{\text{ис}} = \sqrt{\sigma_{\text{итэ}}^2 + \sigma_{\text{ис}}^2},$$

или

$$\sqrt{0,14^2 + 0,15^2} = \pm 0,2^\circ \text{C}.$$

Погрешность измерения температуры образцовыми термопарами 1-го разряда в худшем случае будет равна

$$\sigma_{\text{итэ}} = \sqrt{\sigma_{\text{ис}}^2 + \sigma_{\text{н}}^2} = \sqrt{0,2^2 + 0,09^2} = \pm 0,3^\circ \text{C}.$$

Образцовые термопары 2-го разряда

Погрешность градуировки термопар 2-го разряда методом сличения складывается из квадратичной погрешности измерения температуры в печи термопарами 1-го разряда и квадратичной погрешности невоспроизводимости т. э. д. с. термопар 2-го разряда. В худшем случае она не должна превышать

$$\sigma_{\text{тэ}} = \sqrt{\sigma_{\text{итэ}}^2 + \sigma_{\text{н}}^2} = \sqrt{0,3^2 + 0,15^2} = \pm 0,35^\circ \text{C}.$$

Погрешность измерения температуры термопарами 2-го разряда в условиях ВНИИМ будет порядка $\pm 0,4^\circ \text{C}$.

Следует заметить, что оценка погрешности градуировки образцовых платиновой-платиновых термопар и погрешности измерения ими температуры проведена в предположении, что электроды термопар термoeлектрически однородны. При наличии неоднородности электродов, хотя бы и в небольшой степени, указанные погрешности могут существенно возрасти.

ЛИТЕРАТУРА

1. Аржанов А. С., Божовский В. Н., Осуществление международной температурной шкалы с помощью платино-платинородиевых термомпар, Труды ВИМС, № 132, 1933.
2. Эргардт Н. Н., Исследование платинородий-платиновых термомпар из материалов повышенной чистоты, «Измерительная техника», № 2, 1956.
3. Пилипчук Б. И., ЖТФ, т. XIX, вып. 6, 1949.
4. Гордов А. Н., Эргардт Н. Н., О точности измерения температуры жидкой стали термомпарами погружения различных типов, «Заводская лаборатория», № 6, 1957.
5. Приборы для измерения температур и их поверка, Инструктивные материалы, Машгиз, 1955.
6. Брагин Б. К., Градуировка и поверка платинородий-платиновых термомпар методом сличения одновременных термоэлектродов, «Измерительная техника», № 2, 1955.
7. Гордов А. Н., О точности воспроизведения термодинамической шкалы температур в области 660—1063° С, Труды ВНИИМ, вып. 5(65), 1949.
8. Аллева Ф. З., Применение низкоомных термометров сопротивления для воспроизведения международной температурной шкалы в области 630—1063° С, Труды ВНИИМ, вып. 25(85), 1955.

Поступила в редакцию

29/1 1959 г.

Б. К. БРАГИН, А. Н. ГОРДОВ

ВНИИМ

О СХОДИМОСТИ РЕЗУЛЬТАТОВ ГРАДУИРОВКИ ОБРАЗЦОВЫХ ТЕРМОПАР 1-го РАЗРЯДА В ИНСТИТУТАХ КОМИТЕТА

В статье сообщается о внедрении метода градуировки образцовых термодпар 1-го разряда по вторичным реперам. Указывается преимущество этого метода сравнительно с методом сличения с эталонными термомпарами в трубчатых печах.

До сравнительно недавнего времени образцовые платинородий-платиновые термомпары 1-го разряда поверочных органов Комитета градуировали исключительно во ВНИИМ, использовавшем для этой цели метод сравнения с эталонными термомпарами в трубчатых печах. Кроме необходимости транспортировки во ВНИИМ всех образцовых термомпар 1-го разряда, недостаток градуировки термомпар этим методом заключался в невозможности исключения погрешностей, свойственных самим эталонным термомпарам. Это относится прежде всего не только к погрешности градуировки эталонных термомпар, но и к неопределенности значений их т. э. д. с., связанной с увеличением неоднородности термоэлектродов при эксплуатации термомпары.

Предложенный в свое время метод градуировки термомпар сличением одноименных термоэлектродов [1], увеличивая производительность проверки, не освобождает, однако, метод от указанного недостатка.

Подробный анализ погрешностей воспроизведения термодинамической шкалы термомпарами [2] привел к выводу о возможности повышения точности градуировки образцовых термомпар 1-го разряда путем использования вторичных реперных точек — температур затвердевания цинка, сурьмы и меди. В этом случае для построения градуировочной кривой термомпар в области температур 300 — 1100°С применима обычная квадратичная формула.

Метод градуировки образцовых термомпар 1-го разряда по указанным вторичным реперным точкам в настоящее время уже прочно вошел в поверочную практику всех институтов Комитета. В связи с этим возникла необходимость провести сравнение результатов градуировки образцовых термомпар в различных институтах.

В 1958 г. институты Комитета провели «круговую» градуировку двух термомпар типа ППО (№ 070 и 078) в реперных точках цинка, сурьмы

и меди. Термопары были изготовлены на основе спектрально чистой платины и перед их первоначальной градуировкой были стабилизированы отжигом в печи при 1100° С в течение 8 ч.

Первоначальная градуировка термопар выполнена термометрической лабораторией Свердловского филиала ВНИИМ путем четырехкратного измерения т. э. д. с. каждой из термопар при температурах затвердевания цинка, сурьмы и меди. Степень чистоты применяемых лабораторией металлов: цинка 99,99%, сурьмы 99,99% и меди 99,999%.

Затем термопары были последовательно отградуированы в ХГИМИП, ВНИИК и ВНИИМ, и результаты градуировок направлены институтами независимо друг от друга в Свердловский филиал ВНИИМ.*

Для определения степени сохранности первоначальных градуировочных характеристик термопар они были подвергнуты заключительной контрольной градуировке в Свердловском филиале ВНИИМ. Результаты проведенной работы сведены в таблицу.

Градуировочные характеристики обеих термопар очень близки. Поэтому для сравнения результатов градуировки термопар в разных институтах мы посчитали возможным осреднить значения т. э. д. с. обеих термопар для данных реперных точек. Эти средние значения также включены в таблицу.

Металл и номера термопар	Институт и дата градуировки					Среднее т. э. д. с. (5 градуировок)
	Свердловский филиал ВНИИМ, февраль 1956 г.	ХГИМИП, июль 1958 г.	ВНИИК, сентябрь 1958 г.	ВНИИМ, декабрь 1958 г.	Свердловский филиал ВНИИМ (контрольная градуировка), февраль 1959 г.	
	т. э. д. с. термопар, мВ					
Цинк 070 078	3,432	3,432	3,431	3,432	3,432	3,432 ₀
	3,433	3,432	3,430	3,432	3,433	
Среднее	3,432 ₅	3,432 ₀	3,430 ₀	3,432 ₀	3,432 ₅	
Сурьма 070 078	5,530	5,529	5,527	5,528	5,528	5,529 ₀
	5,530	5,530	5,527	5,530	5,529	
Среднее	5,530 ₀	5,529 ₅	5,527 ₀	5,529 ₀	5,528 ₅	
Медь 070 078	10,530	10,528	10,525	10,527	10,528	10,528 ₅
	10,531	10,531	10,528	10,527	10,529	
Среднее	10,530 ₀	10,529 ₅	10,526 ₅	10,527 ₀	10,528 ₅	

Приведенные в ней данные показывают, что расхождение средних градуировок двух термопар, выполненных в различных институтах, не превышает 2 мкВ в точке цинка, 3 мкВ в точке сурьмы и 4 мкВ в точке меди.

* ХГИМИП участия в работе не принимал.

Сопоставив средние значения т.э.д.с. с датами их определения, можно заметить незначительное, но систематическое изменение градуировочных характеристик термомпар во времени, достигающее 2 мкв для точки меди. Если учесть это обстоятельство, то результаты градуировки термомпар, полученные в различных институтах методом реперных точек, следует признать вполне удовлетворительными. Некоторое исключение представляют лишь данные ВНИИК, имеющие отклонение от средних значений т.э.д.с. до 2 мкв в точках сурьмы и меди.

ЛИТЕРАТУРА

1. Брагин Б. К., Градуирование и поверка платинородий-платиновых термомпар методом сличения одноименных термоэлектродов, «Измерительная техника», № 2, 1955.
2. Гордов А. Н., О точности воспроизведения термодинамической шкалы температур в области 660—1063°С, Труды ВНИИМ, вып. 5(65), 1949.

Поступила в редакцию
20/IV 1969 г.

Б. К. БРАГИН

Свердловский филиал

ВНИИМ

О НЕОДНОРОДНОСТИ ТЕРМОЭЛЕКТРОДНЫХ ПЛАТИНОВЫХ И ПЛАТИНОРОДИЕВЫХ ПРОВОЛОК

В статье дано описание метода испытания термоэлектродного материала на неоднородность и принципиальное устройство блок-печи для определения неоднородности контактным методом.

Испытаниям на местную неоднородность были подвергнуты термоэлектродные проволоки отечественного производства из платины и ее сплава с 10% родия.

В условиях испытаний, выполненных «контактным» методом, т. э. д. с. неоднородности проволок находилась в пределах погрешности производимых определений, которая не превышала $\pm 1,5$ мкв при 850°C .

Одной из важных характеристик термоэлектродных материалов является их термоэлектрическая однородность. Она имеет особое значение для проволок из платины и ее сплава с 10% родия, поскольку эти материалы применяются для изготовления эталонных, образцовых и точных лабораторных термопар.

Различают два вида термоэлектрической неоднородности проволок:

а) местную неоднородность, вызываемую локальными включениями загрязняющих проволоку примесей. Неоднородность этого вида имеет характер скачкообразных изменений т. э. д. с. по длине проволоки;

б) протяженную неоднородность, связанную с ликвидацией легирующего элемента или примесей в слитках, из которых протягиваются термоэлектродные проволоки, а также с неравномерным нагревом этих проволок при отжиге.

У новых проволок протяженная неоднородность имеет характер плавного изменения термоэлектрических свойств, распространяющегося зачастую по всей длине бухты. Это создает затруднения при массовом выпуске взаимозаменяемых термопар со стандартной градуировкой. Поэтому величину протяженной неоднородности новых проволок контролирует сам завод-изготовитель. Допустимой является протяженная неоднородность, при которой изменения т. э. д. с. при 1200°C на отрезке проволоки длиной 10 м не превышают для платины 10 мкв и для платинородия 15 мкв. Таким образом, для термопар длиной около 1 м

с индивидуальной градуировкой допускаемая протяженная неоднородность новой проволоки обычно не представляет большой опасности.

При наличии в термоэлектродных проволоках местных неоднородностей могут возникнуть серьезные ошибки в измерении температур. До настоящего времени, однако, нет каких-либо данных, характеризующих, хотя бы приближенно, местную неоднородность платины и платинородия отечественного производства. Поэтому перед изготовлением больших партий образцовых термопар сначала в лабораторном, а в настоящее время и в промышленном масштабе, потребовалось провести контрольные испытания выпускаемых термоэлектродных проволок на отсутствие в них местных неоднородностей.

Для выявления неоднородности был применен контактный метод, при котором между испытуемой и «образцовой» проволоками создается перемещаемый контакт, места их соприкосновения нагреваются и измеряется

т. э. д. с. образованной таким способом пары.

В общем случае величина этой т. э. д. с. по длине испытуемой проволоки не остается постоянной, что обусловлено неоднородностью термоэлектрических свойств проволоки и случайными ошибками измерения т. э. д. с.

Практически контактный метод определения т. э. д. с. неоднородности весьма прост, но дает удовлетворительную воспроизводимость результатов лишь при соблюдении следующих условий:

а) поверхность проволоки должна быть чистой;

б) электрический и тепловой контакт между испытуемой и «образцовой» проволоками должен обеспечивать воспроизводимость результатов измерений т. э. д. с.;

в) распределения температур вдоль проволок должны быть во время измерений устойчивыми;

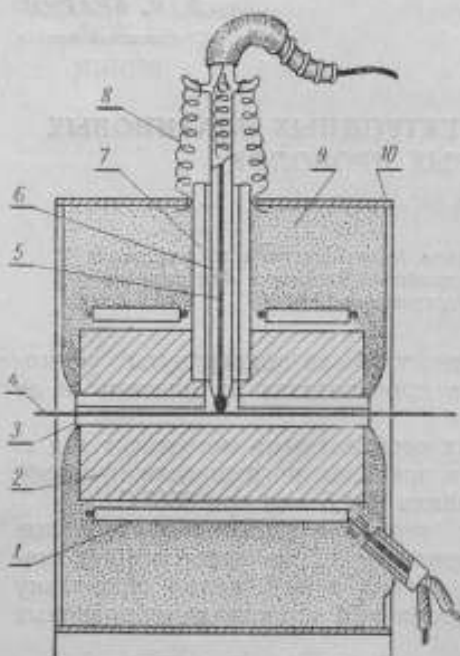
г) проволоки должны быть свободны от механических напряжений;

д) электрическая изоляция нагревателя должна исключать проникновение тока в измерительную цепь.

На рисунке показано принципиальное устройство блок-печи для определения т. э. д. с. неоднородности контактным методом.

Цилиндрический блок 2 из никеля или красной меди длиной 25 мм и с внешним диаметром 15 мм имеет два канала: один по оси цилиндра, сквозной, другой на половине длины блока, радиальный от его центра до поверхности. На боковой поверхности блока бифилярно размещается нагреватель 1 из нихрома в фарфоровой изоляции. В горизонтальном канале блока кварцевая трубочка 3 изолирует испытуемую проволоку 4 от блока.

Стабилизированный отжигом «образцовый» термоэлектрод 5, конец которого наварен в виде капли, изготавливается из термоэлектродного материала того же типа, что и испытуемая проволока. Кварцевая тру-



бочка 6 с «образцовым» термоэлектродом должна свободно перемещаться в направляющей трубке 7. Нажатие «образцового» термоэлектрода на испытуемую проволоку осуществляется силой четырех стальных пружин 8, равной ~ 100 ес. Блок с нагревателем, окруженный асбестовой теплоизоляцией 9, размещается в металлическом кожухе 10.

Для определения действительной величины т.э.д.с. местной неоднородности контактным методом необходимо, чтобы область температурного градиента ограничивалась местом контакта «образцовой» и испытуемой проволоки. Осуществить это условие не удается, так как градиент температуры в силу теплопроводности проволоки всегда оказывается растянутым по их длине. Поэтому практически удается определять лишь некоторое эффективное значение т.э.д.с., свойственное всему участку проволоки, оказывающемуся в момент измерений в области градиента температур. Если этот участок неоднороден, то с увеличением на его границах перепада температур будет возрастать т.э.д.с. В связи с этим весьма важно, чтобы градиент температуры при испытаниях термоэлектродов был возможно больше, чем в реальных условиях эксплуатации термопар.

В нашем случае градиент температуры достигал $35-40^\circ\text{C}$ на 1 мм длины проволоки. Участок проволоки с таким градиентом температуры имел протяженность около 15 мм.

Измерение и контроль постоянства температуры при испытаниях осуществлялись термопарой, размещенной в теле блока, параллельно его оси (на рисунке не показана). Применяя для питания нагревателя переменный ток стабилизированного напряжения, удавалось поддерживать температуру блока постоянной с точностью $\pm 5^\circ$.

В ходе испытаний, проведенных в Свердловском филиале ВНИИМ, было исследовано 16 образцов термоэлектродной платины и 10 образцов платинородия длиной от 0,5 до 1 м и диаметром 0,5 мм, взятых произвольно из различных партий проволоки непосредственно на заводе-изготовителе. Перед испытаниями они были последовательно вымыты горячей соляной кислотой, водой и спиртом, после чего для снятия механических напряжений отожжены электрическим током на воздухе при $1100-1150^\circ\text{C}$.

Определения т.э.д.с. при испытаниях образцов производились при температуре блока $850 \pm 5^\circ\text{C}$. При таком нагреве можно было рассчитывать, что термоэлектрические свойства испытуемых материалов и «образцового» термоэлектрода за время измерений не изменяются.

Измерения т.э.д.с. выполнялись на компенсационной установке через каждые 20 мм длины испытуемой проволоки с точностью отсчета 0,3 мкв. Испытания каждого образца повторяли 2-5 раз.

Средняя квадратичная погрешность ряда измерений т.э.д.с., установленная по результатам многократно повторенных испытаний платиновой проволоки, оказалась в пределах $\pm 1,5$ мкв. Следует иметь в виду, что погрешность измерений т.э.д.с. увеличивается с ростом измеряемой величины. Поэтому т.э.д.с. неоднородности может быть выявлена контактным методом тем точнее, чем ближе по своим термоэлектрическим свойствам «образцовый» термоэлектрод и испытуемый образец.

Представление о наибольших отклонениях отдельных измеренных значений т.э.д.с. от среднего по длине каждого образца дает таблица. Эти отклонения только в 15% случаев (4 из 26) выходили за пределы указанной выше средней квадратичной погрешности.

Таким образом, возможная неоднородность испытанных образцов термоэлектродов не превышала тех же пределов и не могла быть обнаружена использованным методом. Можно ожидать, что в условиях,

Проба №	Т. э. д. с. испытуемой проволоки при 150° С относительно условного образца, <i>мкс</i>			Наибольшее отклонение от среднего, <i>мкс</i>
	среднее по длине образца	минимум	максимум	
П л а т и н а				
3301	19,5	17,5	20,5	2,0
3302	3,5	3,0	4,5	1,0
3303	8,5	8,0	9,5	1,0
3354/1	16,5	15,0	17,5	1,5
3354/2	18,0	17,5	18,5	0,5
3039	3,5	3,0	4,5	1,0
4467	8,5	7,5	9,5	1,0
4223	22,0	21,5	23,0	1,0
4487	20,0	19,0	22,0	2,0
4471	29,5	27,5	31,0	2,0
4478	22,5	21,5	23,0	1,0
3442/1	19,5	19,0	20,0	0,5
3442/2	20,0	19,5	20,0	0,5
3249	19,0	18,5	20,0	1,0
5970	15,0	14,0	16,0	1,0
5261	25,0	25,0	27,0	1,0
П л а т и н о р о д и й				
1752/1	34,0	33,5	35,0	1,0
1752/2	41,0	40,0	42,0	1,0
1756/1	39,0	37,5	40,5	1,5
1756/2	39,5	38,5	40,5	1,0
1757	41,5	40,5	42,5	1,0
1759	38,0	37,0	39,5	1,5
1760	41,0	40,0	42,5	1,5
1762	38,0	36,5	38,5	1,5
5350	49,5	48,0	50,5	1,5
980	39,5	38,5	41,5	2,0

типичных для эксплуатации образцовых термпар, когда температурные градиенты обычно не превышают 100 град/см, т. э. д. с. неоднородности новых термоэлектродных проволок будет еще меньше.

Поступила в редакцию
17/XI 1959 г.

Н. Н. ЭРГАРТ
ВНИИМ

СПОСОБ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАЗИТНОЙ Т. Э. Д. С. НЕОДНОРОДНОСТИ ТЕРМОПАР

В статье дано краткое описание и анализ применявшихся способов определения паразитной т. э. д. с. неоднородности термоэлектродной проволоки для термопар. Приведен теоретический расчет распределения температуры и ее градиентов в испытательной печи. Дан способ определения величины паразитной т. э. д. с. в рабочей печи по результатам испытания данной проволоки в точечной печи.

Для получения высококачественного термоэлектродного материала для термопар перед выпуском необходимо проверить его на термоэлектрическую однородность. До настоящего времени существовали следующие три основных метода исследования термоэлектрической неоднородности платиновой и платинородиевой проволок.

Метод скрутки. От испытуемого материала отрезают кусок проволоки длиной около 0,5 м, принимаемый в дальнейшем за образцовый термоэлектрод, и скручивают с испытуемой проволокой поочередно в нескольких ее точках [1]. Спай образовавшейся термопары нагревают внешним нагревателем. Так как термоэлектрические свойства образцового термоэлектрода и испытуемой проволоки практически всегда бывают различны, то такая термопара развивает т. э. д. с., величина которой зависит от температуры спаев. Если места скруток образцового термоэлектрода с испытуемой проволокой обладают одинаковыми термоэлектрическими свойствами, то образующиеся термопары развивают т. э. д. с. одинаковой величины, и проволоку считают однородной. Колебания измеряемых т. э. д. с. характеризуют неоднородность проволоки в местах скрутки.

Метод точечной печи. Ранее во ВНИИМ испытание термоэлектродных материалов производилось методом точечной печи [2]. Рабочий спай термопары (испытуемая — образцовая проволока) в данном случае образуется с помощью специального платинового блока, помещенного в нагревательной печи. Образцовый электрод запрессован в этот блок. Испытуемую проволоку протягивают через блок и она образует с ним скользящий контакт. Тем самым контроль неоднородности проволоки по длине производится непрерывно.

Тот и другой методы определения неоднородности проволоки обладают рядом существенных недостатков, основным из которых является непостоянство контакта в месте соединения испытуемой и образцовой проволок и механическое повреждение проволоки при ее испытании.

Метод пружинного контакта. В Свердловском филиале ВНИИМ и на заводе-изготовителе термоэлектродных материалов испытания проволок производят с помощью печи, снабженной пружинным контактным устройством.* Однако на этой установке не всегда удается определить величину паразитной т. э. д. с. неоднородности, вызываемой сильными поверхностными загрязнениями проволоки.

Таким образом, в настоящее время нет надежного метода определения паразитной т. э. д. с. неоднородности платиновых и платинородиевых электродов.

Для исследования этого вопроса во ВНИИМ была изготовлена нагревательная печь, обмотка которой состоит из двух витков проволоки диаметром 0,7 мм. Длина рабочей трубки печи (внутри которой протягивают проволоку) 6 мм, диаметр ее 3 мм. В средней части трубки может быть достигнута температура до 1200°С. За счет малого коли-

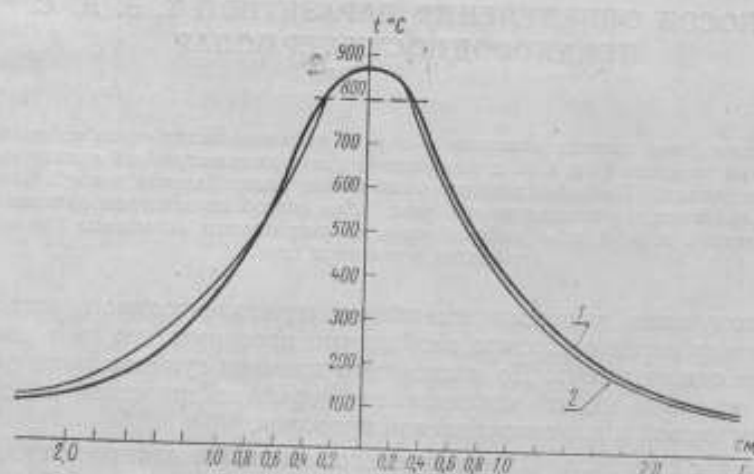


Рис. 1. Кривые распределения температуры вдоль испытуемой проволоки.

1 — теоретическая; 2 — экспериментальная.

чества витков обмотки в печи образуется пояс, нагретый до высокой температуры. Торцы печи имеют значительно более низкую температуру. Таким образом получается практически точечный нагрев проволоки. Испытуемую проволоку пропускают через печь. Концы ее присоединяют к измерительному прибору. Воспроизводимость измерений т. э. д. с. неоднородности равномерно протягиваемой через такую печь проволоки составляет ± 2 мкв.

Теоретическое вычисление распределения температуры вдоль проволоки при испытании ее на неоднородность было произведено, исходя из следующих предпосылок.

Предположим, что нагрев печи осуществляется бесконечно узкой полосой, расположенной в центре печи. Расположим условное начало координат в центре бесконтактной печи (рис. 1). В рассматриваемом участке проволоки выделим элементарный цилиндр, ограниченный

* См. статью настоящего сборника, стр. 85.

двумя параллельными плоскостями. Одна из них пересекает проволоку в точке x , а другая — в точке $x + dx$. Проволока движется в направлении возрастания положительных значений x . Количество тепла, вошедшее вследствие теплопроводности через плоскость x в рассматриваемый цилиндр за время $d\tau$, выразится уравнением

$$Q_m = -\lambda S \frac{dt}{dx} d\tau \Big|_x,$$

где λ — коэффициент теплопроводности материала проволоки;
 S — площадь поперечного сечения проволоки.

Количество тепла, перенесенное движущейся проволокой к рассматриваемому цилиндру (отнесенное к плоскости x) за время $d\tau$ будет

$$Q_{пер} = Sc\gamma \frac{dt}{d\tau} d\tau \frac{dx}{dx} \Big|_x,$$

где c — удельная теплоемкость материала проволоки;
 γ — вес единицы объема материала проволоки;

$\frac{dx}{d\tau} = v$ — скорость движения проволоки;

t — температура проволоки в сечении x .

Количество тепла, вышедшее из рассматриваемого элементарного цилиндра (отнесенное к плоскости $x + dx$) вследствие теплопроводности за промежуток времени $d\tau$, равно

$$Q_{m_2} = -\lambda S \frac{dt}{dx} d\tau \Big|_{x+dx}.$$

Количество тепла, вынесенное из рассматриваемого цилиндра вследствие движения проволоки за время $d\tau$, равно

$$Q_{пер_2} = Sc\gamma \frac{dt}{d\tau} d\tau \frac{dx}{dx} \Big|_{x+dx}.$$

На основании закона Ньютона количество тепла, отданное боковой поверхностью цилиндра за время $d\tau$, приближенно может быть вычислено по формуле

$$Q_{об} = \alpha p (t - t_{cp}) d\tau dx,$$

где $t_{cp} = \text{const}$ — температура окружающей среды;

α — коэффициент теплоотдачи боковых поверхностей проволоки;

p — периметр проволоки.

Применяя к данному случаю закон сохранения энергии, можно написать:

$$-S\lambda \frac{dt}{dx} d\tau \Big|_x + Sc\gamma \frac{dt}{d\tau} d\tau \frac{dx}{dx} \Big|_x = -S\lambda \frac{dt}{dx} d\tau \Big|_{x+dx} + Sc\gamma \frac{dt}{d\tau} d\tau \frac{dx}{dx} \Big|_{x+dx} + \alpha p (t - t_{cp}) d\tau dx.$$

Перенеся все члены равенства в левую часть, сгруппируем их. Сократив на $d\tau$ и считая, что dx достаточно мало и стремится к нулю, предыдущее уравнение можно написать в виде

$$\frac{d^2t}{dx^2} - \frac{v}{a} \cdot \frac{dt}{dx} - \frac{2h}{R} (t - t_{cp}) = 0,$$

где $h = \frac{\alpha}{\lambda}$ и $a = \frac{\lambda}{c\gamma}$ — коэффициент температуропроводности проволоки.

Общее решение этого дифференциального уравнения будет иметь вид:

для правой ветви

$$t_x = t_{cp} + C_1 e^{\left(\frac{v}{2a} + A\right)x} + C_2 e^{-\left(-\frac{v}{2a} + A\right)x} \quad (1)$$

и для левой ветви

$$t_x = t_{cp} + C_1 e^{\left(-\frac{v}{2a} + A\right)x} + C_2 e^{-\left(\frac{v}{2a} + A\right)x}, \quad (2)$$

где

$$A = \sqrt{\frac{v^2}{4a^2} + \frac{2h}{R}}.$$

Для определения постоянных интегрирования C_1 и C_2 зададимся следующими граничными условиями: во-первых, на достаточно большом расстоянии от печи вдоль проволоки не наблюдается изменения температуры, т. е. $x = \infty$, $\frac{dt}{dx} = 0$, и, во-вторых, предположим, что в центре печи температура максимальная и равна t_0 , т. е. $t = t_0$ при $x = 0$. Тогда решение уравнения для правой ветви имеет вид:

$$t_x = t_{cp} + (t_0 - t_{cp}) e^{\left(\frac{v}{2a} - A\right)x} \quad (3)$$

и для левой ветви

$$t_x = t_{cp} + (t_0 - t_{cp}) e^{\left(-\frac{v}{2a} - A\right)x} \quad (4)$$

По формулам (3) и (4) было рассчитано распределение температуры вдоль проволоки при движении ее через бесконтактную печь с различными скоростями v .

Для проведения расчетов по этим формулам были приняты следующие значения входивших в них параметров (все тепловые константы взяты применительно к платиновой проволоке):

$$c = 0,032 \text{ ккал/кг}\cdot\text{град}; \quad R = 2,5 \cdot 10^{-4} \text{ м};$$

$$\gamma = 21\,600 \text{ кг/м}^3; \quad t_{cp} = 20^\circ \text{ C};$$

$$\lambda = 60 \text{ ккал/м}\cdot\text{ч}\cdot\text{град}; \quad t_0 = 1020^\circ \text{ C};$$

$$a = \frac{\lambda}{c\gamma} = 0,087 \text{ м}^2/\text{ч};$$

Коэффициент теплоотдачи α был принят равным $100 \text{ ккал/м}^2\cdot\text{ч}\cdot\text{град}$, исходя из следующих соображений.

Подсчет коэффициента теплоотдачи от конвективного теплообмена между нагретой проволокой и окружающим воздухом может быть произведен по формуле

$$Nu = C (Cr \cdot Pr)^n,$$

где $\frac{\alpha_w d}{\lambda_1} = Nu$ — критерий Нуссельта;

$\frac{\nu}{a_1} = Pr$ — критерий Прандтля;

$\frac{g^{\frac{1}{2}} \Delta t d^{\frac{3}{2}}}{\nu^{\frac{1}{2}}} = Cr$ — критерий Грасгофа;

α_w — коэффициент теплопередачи при естественной конвекции;

d — диаметр проволоки;

ν , λ , и β — коэффициенты кинематической вязкости, теплопроводности, температуропроводности и объемного расширения воздуха;

Δt — разность температур поверхности тела и окружающей среды;

g — ускорение силы тяжести.

Величины C и n были приняты по данным М. А. Михеева [3] равными: $C = 1,18$ и $n = 1/8$. Расчетная величина коэффициента теплоотдачи для нашего случая оказалась равной $\alpha_r = 86 \text{ ккал/м}^2 \cdot \text{ч} \cdot \text{град}$. Коэффициент лучистой теплоотдачи нагретой проволоки определялся по формуле

$$\alpha_{\lambda} = \frac{C \left[\left(\frac{T}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_c}{100} \right)^4 \right]}{T - T_c},$$

где $C = 4,9 \epsilon_r$ — коэффициент излучения тела;

T — абсолютная температура нагретой проволоки, равная 1293°K ;

T_c — абсолютная температура окружающей среды, равная 293°K .

Для нашего случая $\alpha_{\lambda} = 16 \text{ ккал/м}^2 \cdot \text{ч} \cdot \text{град}$.

Таким образом, суммарный коэффициент теплоотдачи равен

$$\alpha = \alpha_r + \alpha_{\lambda} = 102 \text{ ккал/м}^2 \cdot \text{ч} \cdot \text{град}.$$

По приведенным выше формулам были рассчитаны кривые распределения температуры вдоль правой и левой частей проволоки, начиная от среза печи. Кроме того, распределение температур было снято экспериментально. Для этого используется платинородий-платиновая термопара с электродами, расположенными по прямой со срезом посередине. Такую термопару пропускали через печь вместо испытуемой проволоки и измеряли величины т. э. д. с. термопары. Кривую снимали при температуре в центре печи 1020°C (рис. 1). Как видно из графика, совпадение экспериментальной и теоретической кривых достаточно хорошее.

Так как величина паразитной т. э. д. с., возникающей в неоднородной проволоке, зависит от величины градиентов температуры в печи, то нами был проведен расчет градиентов температуры вдоль проволоки, протянутой внутри точечной печи, по следующим формулам:

$$\frac{dt_n}{dx} = (t_0 - t_{cp}) \left(\frac{v}{2a} - A \right) e^{\left(\frac{v}{2a} - A \right) x}, \quad (5)$$

$$\frac{dt_n}{dx} = - (t_0 - t_{cp}) \left(\frac{v}{2a} + A \right) e^{-\left(\frac{v}{2a} + A \right) x}. \quad (6)$$

Результаты расчета градиентов температуры вдоль движущейся с различными скоростями проволоки, представлены на рис. 2.

Как было указано выше, точечная печь имела длину 6 мм. Экспериментально было проверено влияние увеличения длины печи на снимаемые кривые т. э. д. с. неоднородности. При снятии кривой в более длинной (85 мм) печи сглаживаются колебания т. э. д. с., вызванные мелкими локальными неоднородностями. Это приводит к выводу о необходимости применения печи с минимальной длиной.

Исследование влияния повышения температуры на паразитную т. э. д. с., вызванную местной неоднородностью, проведенное для трех

образцов, показало, что зависимость т. э. д. с. неоднородности от температуры проволоки имеет линейный характер (рис. 3). Это очевидно и по теоретическим соображениям.

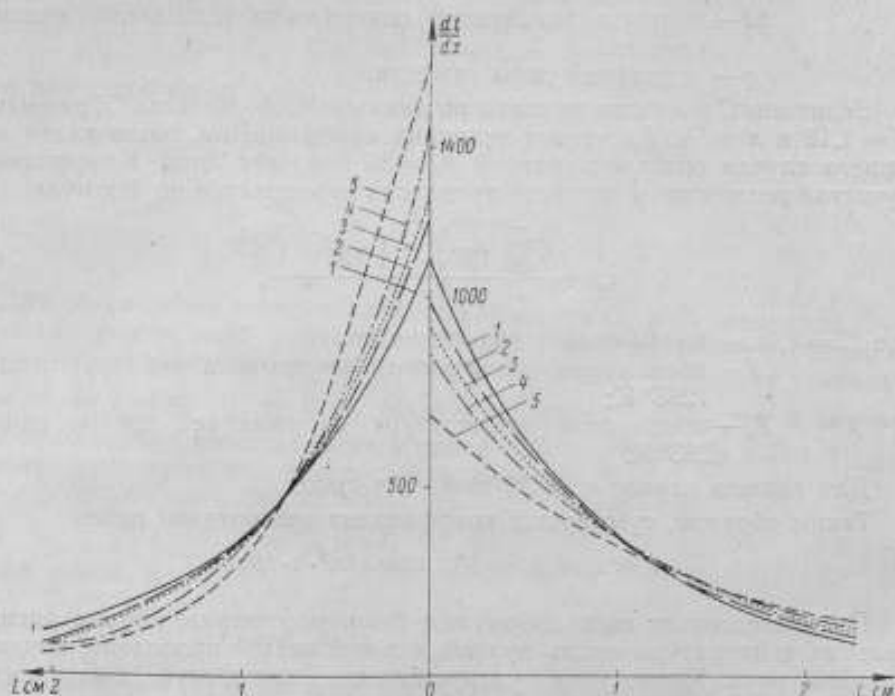


Рис. 2. Кривые распределения (градиентов) температуры вдоль испытуемой проволоки при различных скоростях ее движения.

1 — $v = 0$ м/с; 2 — $v = 1,5$ м/с; 3 — $v = 3$ м/с; 4 — $v = 5$ м/с; 5 — $v = 9$ м/с.

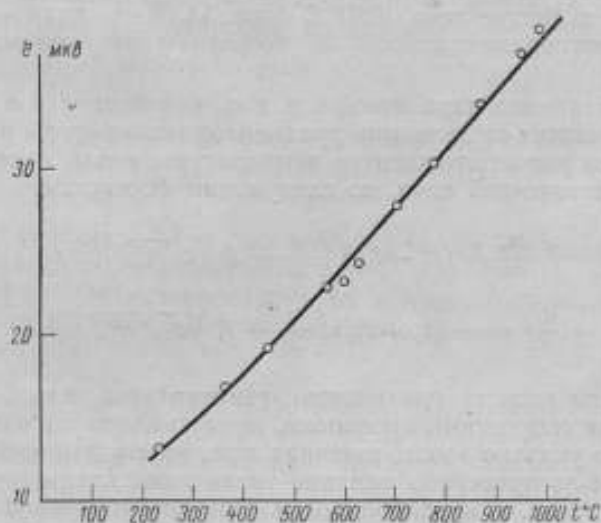


Рис. 3. Кривая зависимости т. э. д. с. неоднородности от температуры.

В связи с тем, что электроды термопары становятся неоднородными в результате их длительной эксплуатации в промышленных условиях

(особенно их концы, образующие рабочий спай), важно периодически проверять электроды работавших термопар на неоднородность.

Нами была сделана попытка найти способ перехода от кривых т. э. д. с. неоднородности, полученных с помощью бесконтактной точечной печи, к величине погрешности, вызванной неоднородностью данной проволоки в других рабочих печах. Ниже приводится ход рассуждений при таком переходе.

Возникающая вследствие неоднородности термоэлектродного материала локальная термопара [4] в рабочей печи попадает в область градиентов температуры, и в проволоке возникает тем большая т. э. д. с., чем больше градиент температуры вдоль проволоки. При снятии кривых неоднородности в точечной печи измеряемые паразитные т. э. д. с. тем больше, чем в больший градиент температуры попадает данное место испытуемой проволоки. Тогда для всего участка ($2L$) проволоки, нагретого точечной печью, можно написать

$$e_{0n} = \sum_{i=-L}^{i=+L} k_1 e_0 \frac{dt}{dx}.$$

Паразитная т. э. д. с., возникающая на участке той же проволоки, нагретом в рабочей печи, будет равна

$$e_{pn} = \sum_0^m k_2 e_0 \frac{dt}{dt} = \sum_0^m \frac{k_2}{k_1} \frac{e_{0n}}{\frac{dt}{dx}} \cdot \frac{dt}{dt},$$

- где m — число участков проволоки длиной $2L$ каждый;
 e_0 — паразитная т. э. д. с. данной точки проволоки, отнесенная к единице градиента температуры;
 $\frac{dt}{dx}$ — градиент температуры вдоль проволоки в данной точке при испытании в бесконтактной точечной печи;
 e_{0n} и e_{pn} — паразитные т. э. д. с., образующиеся под действием градиентов температуры соответственно в бесконтактной точечной и рабочей печах;
 $\frac{dt}{dt}$ — средний градиент температуры m -го участка проволоки в рабочей печи;
 k_1 и k_2 — коэффициенты.

Исходя из этих предпосылок, на основании кривых, снятых с помощью точечной печи, были определены и рассчитаны величины паразитных т. э. д. с., возникающих в термоэлектродах в условиях рабочей печи. Экспериментальное определение величины паразитной т. э. д. с. производили следующим образом. Испытуемую термопару погружали в соответствующую рабочую печь так, чтобы рабочий конец ее (спай) вышел с другого конца печи. Рабочий конец и каждый из свободных концов термопары опускали в пробирки со ртутью, которые были помещены в лед. В пробирки же были заведены концы соединительных проводов к потенциометру. Перемещая термопару вдоль оси печи, измеряли паразитную т. э. д. с., возникающую в каждом из электродов. Результаты, полученные расчетом и экспериментально для различных термопар, представлены на рис. 4. Из рассмотрения графиков видно хорошее согласование расчетных данных с экспериментальными.

Проведенные исследования подтвердили, что небольшая локальная неоднородность термоэлектрода при попадании в область большого градиента температуры может давать значительную величину паразитной

т. э. д. с. Так, у исследованных термопар она достигала при переводе в градусы 30—40. Приходим к заключению, что, по-видимому, недостаточно нормировать только измеренную величину т. э. д. с. неоднородности в разных точках по длине проволоки (как это предусмотрено ГОСТ 8588—57). Очевидно, целесообразно нормировать также и величину максимального градиента температуры, в котором допустимо работать с данной проволокой без внесения существенной погрешности в результаты измерений т. э. д. с. изготовленных термопар.

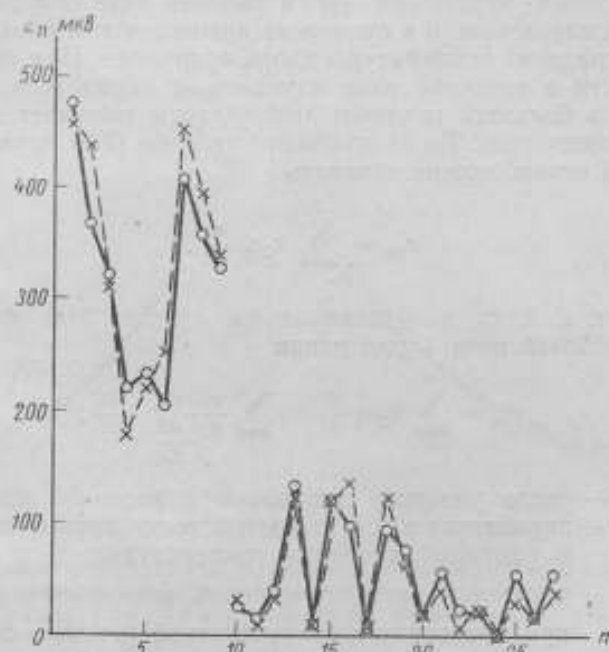


Рис. 4. Паразитные т. э. д. с. проволоки, полученные расчетом и экспериментально.
 — экспериментальные и — — — расчетные т. э. д. с.

Описанный метод определения суммарной паразитной т. э. д. с., возникающей в термоэлектродах, помещенных в эксплуатационную печь, дает возможность рассчитать ожидаемые величины погрешностей при работе с неоднородными образцовыми термопарами. Однако метод требует большой затраты времени и неудобен при определении т. э. д. с. технических термопар.

Для быстрого определения степени загрязнения и неоднородности рабочей части термопары целесообразно проверить градуировку ее и использовать для этой цели специальную печь, длина рабочего участка которой была бы намного меньше рабочего участка термопары. В этом случае рабочий участок термопары попадет в область больших градиентов температуры, и возникающие паразитные т. э. д. с. неоднородности резко исказят градуировку термопары. Изменение градуировки термопары при проверке в печи с малым погружением характеризует степень изменения термоэлектрических свойств ее рабочего конца, а следовательно, позволит решить вопрос о возможности ее применения в данных рабочих условиях. Подробнее вопросы косвенного испытания термопар на неоднородность с использованием метода малого погружения рассмотрены в статьях А. Н. Гордова и Н. Н. Эргардт [4, 5].

ЛИТЕРАТУРА

1. Методы измерения температур в промышленности. Под редакцией А. Н. Гордова. Металлургиздат, 1952.
2. Пластинин И. В. и Макаров А. В., Определение термоэлектрической неоднородности платиновой проволоки, ЖТФ, т. IV, вып. 5, 1934.
3. Михеев М. А., Основы теплопередачи, Госэнергоиздат, 1949.
4. Гордов А. Н. и Эргардт Н. Н., О некоторых источниках ошибок измерения температур с помощью термомпар, «Заводская лаборатория», № 12, 1958.
5. Эргардт Н. Н., Новый метод градуировки термомпар, «Измерительная техника», № 6, 1957.

Поступила в редакцию
31/XII 1959 г.

И. И. КИРЕНКОВ, Г. А. КРАХМАЛЬНИКОВА
ВНИИМ

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИМ МЕТОДОМ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ МОДЕЛИ ЧЕРНОГО ТЕЛА ПРИ ТЕМПЕРАТУРЕ ЗАТВЕРДЕВАНИЯ ЗОЛОТА

В статье описана градуировка фотоэлектрическим методом эталонных температурных ламп при температуре затвердевания золота. Приведено описание аппаратуры и методики, разработанной во ВНИИМ для этой цели, изложен анализ точности градуировки.

Все приборы для измерения высоких температур, независимо от принципа их действия, градуируются прямо или косвенно по основному пирометрическому эталону, воспроизводящему температуру равновесия между жидким и твердым золотом, равную 1063°С (Int, 1948).

В лаборатории высоких температур ВНИИМ применяются два метода осуществления этого эталона: метод вертикального [1, 2] и метод горизонтального тигля [3, 4].

До последнего времени работы по воспроизведению точки золота, так же как и другие точные пирометрические измерения, выполнялись с помощью визуального оптического или спектрального пирометра. Точность этих измерений ограничена и определяется свойствами человеческого глаза. Поэтому погрешность визуальных измерений не обеспечивает передачи значений температуры шкалы с требуемой точностью [5].

С целью повышения точности пирометрических измерений была разработана в ХГИМИП спектропирометрическая установка СПК-1, предназначенная для сличения температурных ламп по яркости в различных областях видимой части спектра [6, 7] и позволяющая обнаруживать изменение яркостной температуры источника света на несколько сотых градуса.

С помощью этой установки во ВНИИМ была создана группа температурных ламп, предназначенных для хранения шкалы цветовых температур и для поверки цветовых пирометров [8], а также выполнена экстраполяция температурной шкалы от 1063 до 2500°С.

Аппаратура

Для осуществления температуры затвердевания золота была изготовлена печь с расположением нагревательных элементов, выполненных по

предложению Б. К. Брагина с достаточно равномерным температурным полем. Схема устройства печи представлена на рис. 1. Печь имеет две обмотки. Обмотка 2 навита на фарфоровую трубку 1 с внутренним диаметром 30 мм и длиной 350 мм, образующую рабочее пространство печи. Секционированная обмотка 4 навита на фарфоровую трубку 3. Средняя секция этой обмотки зашунтирована сопротивлением, которое подобрано экспериментально по результатам измерения температурного градиента вдоль печи.

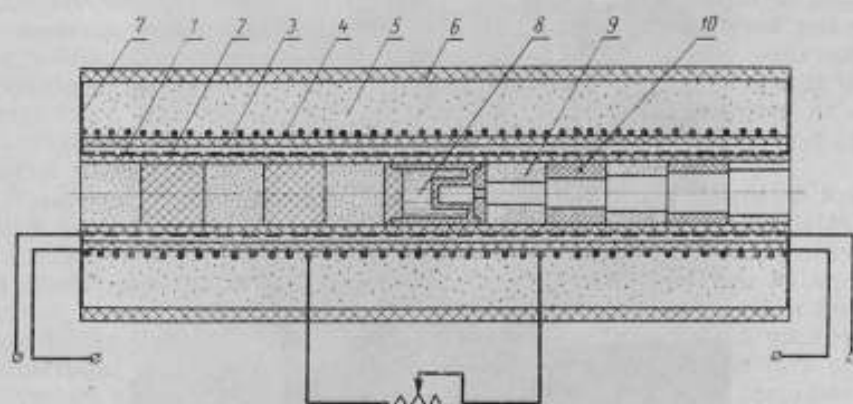


Рис. 1. Схематическое устройство печи с горизонтальной моделью черного тела при 1063°C.

Нагревательные трубы снаружи защищены от потери тепла порошкообразной окисью алюминия 5, засыпанной плотно между трубкой 3 и кожухом печи 6, выполненным из шамота. Трубы уплотнены на концах каолином и жидким стеклом 7.

Температурное поле в печи на протяжении 100 мм равномерно в пределах $\pm 1,5^\circ\text{C}$.

При работе с излучателем «черное тело» 8 последний устанавливают в области наименьшего градиента температур. Для уменьшения теплообмена между холодными концами печи и излучателем и для защиты его от быстрого обгорания перед излучателем установлены диафрагмы из графита 10 и шамота 9, а позади — цилиндры из этих же материалов.

Для установки печи в рабочее положение на оптической скамье СПК-1 применяется специальное приспособление (рис. 2), обеспечивающее три поступательных и два вращательных перемещения печи. Независимость перемещения и плавное движение по пяти степеням свободы облегчают процесс установки печи в строго определенное положение, что крайне необходимо в связи с повышенной точностью измерений. Печь укреплена между двумя парами зажимных скоб. На основании этого приспособления смонтированы две панели для удобства подключения обмоток печи к сети через регулировочные устройства.

В процессе работы с печью на установке СПК-1 возникают затруднения, связанные с совмещением изображения излучающего отверстия с входной щелью монохроматора. Объективы внешней оптики через призмы полного внутреннего отражения проектируют на щель монохроматора уменьшенные в 2,5 раза изображения излучающего отверстия и ленты градуированной температурной лампы. Для совмещения с входной щелью отмеченного индексом места на ленте температурной лампы и центра излучающего отверстия их изображения, отраженные от по-

верхности створок щели, рассматривают с помощью микроскопа. Створки щели по конструкции не рассчитаны на получение качественного отраженного изображения. Несмотря на это, при работе с лампой контур ее ленты виден достаточно четко благодаря большой разнице яркостей ленты и темного фона. Однако выделить на фоне крышки тигля излучающее отверстие при рассмотрении его отражения от створок щели невозможно.

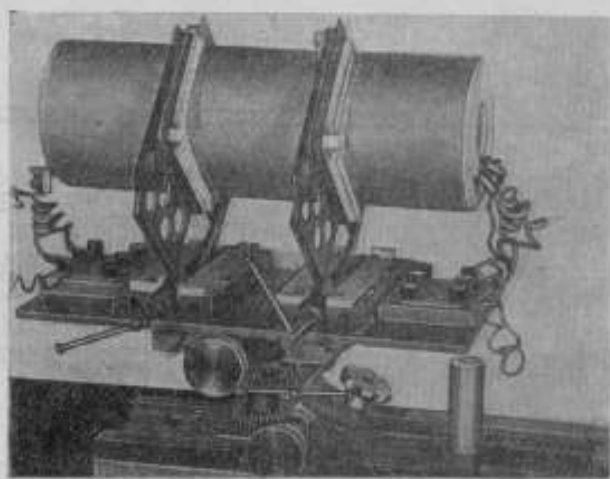


Рис. 2. Приспособление для работы с печью на спектрометрической установке СПК-1.

В связи с этим возникла необходимость сконструировать приспособление, позволяющее фиксировать излучающее отверстие, не используя для этой цели изображение его, отраженное от металлического зеркала. Решено было совмещать вне головки внешней оптики изображение излу-

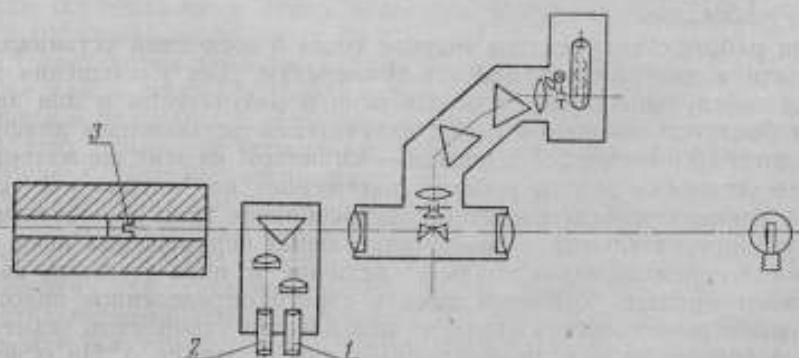


Рис. 3. Схематическое устройство юстировочного столика для работы с печью на СПК-1.

чающего отверстия с изображением входной щели монохроматора, освещенной обратным лучом. Для этого между печью и головкой внешней оптики помещали юстировочный столик, схема которого изображена на рис. 3. Юстировка модели черного тела заключается в установке печи в такое положение, при котором изображение щели монохроматора, освещенной лампочкой обратного луча, совмещается с центром окулярной сетки правого окуляра 1, а изображе-

ние излучающего отверстия 3 — с центром окулярной сетки левого окуляра 2. Правильность юстировки столика в процессе работы периодически проверяют по диафрагме, устанавливаемой вместо модели черного тела. При измерениях после юстировки изображений столик опускают в нижнее положение, при котором он не входит в поле зрения внешней оптики.

Осуществление реперной точки

Осуществление реперной точки при температуре 1063°С должно заключаться в такой фиксации яркости черного тела при этой температуре, которая позволила бы передать величину яркости образцовым пирометрам, поверяя их. Для этого на установке СПК-1 следует определить силу тока температурных ламп при равенстве яркостей их лент и излучающей полости черного тела, находящейся при температуре равновесия между твердым и жидким золотом.

Нами использована такая же модель черного тела, которую применяли в последние годы в лаборатории высоких температур ВНИИМ для осуществления эталонным методом реперной точки 1063°С при визуальных измерениях [4]. Она представляет собой полый цилиндр из чистого графита, к основанию которого с внутренней стороны примыкает вторая, излучающая, полость. Крышка цилиндра, отверстие которой визируется пирометром, съемная и при обгорании ее легко можно заменить новой. Наружный цилиндр, окружающий излучающую полость и закрываемый плотно завинчивающейся пробкой из того же чистого графита, служит тиглем для плавления золота.

Золото, используемое для этой работы и для других эталонных работ по измерению высоких температур, было специально очищено в химической лаборатории ВНИИМ. Чистота золота характеризуется цифрой 99,9997%; зольность графита, из которого изготовлен тигель, около 0,06%. Для заполнения тигля потребовалось около 170 г золота.

Регулирование температуры в печи производилось следующим образом. Медленным нагревом печь доводили до температуры, несколько превышающей температуру плавления золота. Момент окончания плавления золота определяли по быстрому возрастанию яркости визируемой полости тела. После этого уменьшали силу тока в основной обмотке печи. Сила тока в дополнительной обмотке оставалась всегда неизменной, равной 4 а. В результате ряда проб удалось подобрать при нагреве и охлаждении печи такую силу тока в основной обмотке печи, что постоянство яркостей на ступеньках плавления и затвердевания золота наблюдалось в течение 10—15 мин.

Пока яркость модели черного тела оставалась неизменной, с ней уравнивали яркость ленты температурной лампы и измеряли ее силу тока, что и обеспечивало градуировку этой лампы в реперной точке.

С помощью горизонтального излучателя «черное тело» были таким методом отградуированы температурные лампы № 943, 955 и 959 типа ЛТ-1 при значении эффективной длины волны 0,6571 мк.

Во всех измерениях был принят следующий порядок градуировки ламп. Лампу устанавливали на оптической скамье, после чего уравнивали ее яркость с яркостью излучающей полости черного тела при плавлении и при затвердевании золота. Затем, после перекладки внешней оптической системы и проверки (с корректировкой) наводки ее на лампу и излучающее отверстие, измерения повторяли. Всего было произведено по 8 серий измерений (4 при плавлении и 4 при затвердевании золота) для лампы № 943 и 955 и 26 серий измерений (13 при плавлении и 13 при затвердевании золота) для лампы № 959.

Для проверки градуировки ламп последние были сличены между собой на установке СПК-1 в лучах той же длины волны. За результат градуировки ламп принимались средние арифметические значения их силы тока, взятые по площадкам затвердевания и плавления. Значения силы тока температурных ламп, полученные при градуировке их фотоэлектрическим методом, указаны в табл. 1. Для сравнения в этой же таблице приведены результаты градуировки ламп № 943 и 955 визуальным методом по той же модели черного тела.

Таблица 1

№ лампы	Сила тока в лампах, μ		dI/dt , мА/град	ΔT , °C
	фотоэлектрический метод	визуальный метод		
943	10,278 ₈	10,274 ₂	8,9	0,5
955	10,098 ₈	10,090 ₈	8,3	1,0
959	9,283 ₂	—	—	—

Следует заметить, что при многократном повторении сличений ламп на фотоэлектрической установке СПК-1 систематически обнаруживалось расхождение в $0,5^\circ$ между данными градуировки ламп № 943 и 955 визуальным методом. Причиной расхождения являются либо погрешности визуальных измерений, либо неоднородность температурного поля ленты этих ламп.

Погрешности

К систематическим погрешностям можно отнести следующие погрешности градуировки ламп фотоэлектрическим методом в реперной точке:

а) погрешность за счет отступления свойств используемого графитового излучателя «черное тело» с золотом от свойств абсолютно черного тела, зависящая от конструкции модели ($\Delta_1 T$);

б) погрешность, обусловленная лучистым теплообменом между полостью излучателя и окружающим пространством ($\Delta_2 T$);

в) погрешность, связанная с измерением силы тока в температурной лампе, или погрешность электрических измерений ($\Delta_3 T$);

г) погрешность установления эффективной длины волны, при которой производится градуировка температурной лампы ($\Delta_4 T$).

К случайным погрешностям градуировки относятся:

а) погрешность уравнивания яркости ленты температурной лампы и модели черного тела ($\Delta_5 T$);

б) погрешность, возникающая при сличении ламп ($\Delta_6 T$).

Рассмотрим в отдельности величину средней квадратичной погрешности, вызванной перечисленными выше причинами.

Погрешность за счет отступления излучателя от абсолютно черного тела, зависящая от конструкции модели. Понижение яркостной температуры, вызванное наличием отверстия в излучающей полости, рассчитывается [9, 10] по формуле

$$\Delta_1 T = \frac{\lambda T^2 \rho S}{c_2 \pi D^2 (1 - \rho)}, \quad (1)$$

где λ — длина волны излучения;

S — площадь отверстия излучающей полости;

c_0 — постоянная Планка;

D — длина излучающей полости;

ρ — коэффициент отражения материала полости.

Для имеющейся модели наличие в излучающей полости отверстия диаметром 3 мм приводит к понижению ее яркостной температуры на 0,06 град при температуре $T = 1063^\circ\text{C}$ и длине волны $\lambda = 0,6571 \text{ мк}$.

Погрешность, обусловленная лучистым теплообменом между полостью излучателя и окружающим пространством, как и обычно при работе с моделями черного тела, является существенной, причем определение ее величины затруднительно.

Энергия, излучаемая через отверстие полости черного тела, компенсируется притоком тепла в полость через ее стенки от металла, которым она окружена. При этом возникает разность температур между внутренней и внешней поверхностью стенок полости, т. е. температура внутри полости оказывается не равной температуре металла, что приводит к погрешности измерений. Расчетом этой погрешности занимался ряд исследователей [3, 10, 11, 12]. Методика расчета была различной в зависимости от конструкции модели черного тела и печи. Во многих случаях сложность расчета не оправдывается, так как результаты его не получаются точными из-за сложности температурного поля печи.

Поэтому представляется целесообразным методику расчета несколько упростить и учесть высокую однородность распределения температуры в центральной части печи.

Рассматриваемый теплообмен подчиняется закону

$$Q = \tau (T^4 - T_{\text{опр}}^4) \frac{\Omega}{\pi} S, \quad (2)$$

где Q — тепловая мощность, отдаваемая (или получаемая) полостью;

σ — постоянная закона Стефана — Больцмана;

T — температура полости;

$T_{\text{опр}}$ — температура окружающих тел;

Ω — телесный угол, под которым видны из отверстия полости, окружающие тела;

S — площадь отверстия излучающей полости.

Лучистый обмен компенсируется тепловым потоком Q' , получаемым полостью от металла сквозь стенки. Он равен

$$Q' = \frac{F \Delta t \gamma}{h}, \quad (3)$$

где F — полная площадь внутренней поверхности полости;

Δt — разность температур между внутренней и внешней поверхностью стенок полости;

γ — коэффициент теплопроводности материала стенок полости;

h — толщина стенок полости.

Тепловым сопротивлением границы соприкосновения металла и стенок можно пренебречь. Формула (3) справедлива, если h мало по сравнению с размерами полости.

В формуле (2) следует различать теплообмен полости через отверстия диафрагмы с холодными внешними телами Q_1 и теплообмен ее с деталями, расположенными внутри печи, Q_2 . Теплообмен Q_1 можно вычислить по формуле (2), считая $T_{\text{опр}} \ll T$ и рассчитывая угол Ω по размерам и расположению диафрагм.

Объединяя формулы (2) и (3), получаем

$$Q = Q';$$

$$\Delta t_1 = \frac{\varepsilon (T^4 - T_{\text{окр}}^4) \Omega S h}{\pi F \gamma} \quad (4)$$

В нашем случае значение постоянной систематической погрешности, вызванной теплообменом полости через отверстия диафрагм с холодными внешними телами, составляет $\sim 0,01$ град.

Найдем вторую часть погрешности, вызванную лучистым теплообменом между полостью черного тела и внутренними деталями печи.

Для использованного в работе тигля, когда отверстие полости черного тела находится в плоскости торцевой стенки тигля, при применении формулы (2) следует, с учетом закона Ламберта, считать $\Omega_{\text{пол}} = \pi$. Тогда при $(T - T_{\text{печи}}) \ll T$ можно написать

$$\Delta t_2 = \frac{\varepsilon 4 T^3 (T - T_{\text{печи}}) S h}{F \gamma} \quad (5)$$

Для использованной модели черного тела получаем

$$\Delta t_2 = 0,03 (T - T_{\text{печи}}).$$

Учитывая однородность температурного поля в основной, центральной, части печи, будем в первом приближении считать $T_{\text{печи}}$ одинаковой для всех внутренних ее деталей.

Допустим, что регулирование режима печи проводят так, что в конце площадки фазового перехода $T - T_{\text{печи}} = 5$ град; тогда в начале площадки $\Delta t_2' = 0$ и в конце нее $\Delta t_2'' = 0,15$ град.

Естественно, что тепловой режим печи оказывает существенное влияние на эти цифры. Нельзя забывать, что яркость полости черного тела зависит от температурного поля печи.

В нашем случае при максимальной разности температур в центральной части печи около $1,5$ град следует ожидать, что в начале площадки погрешность $\Delta t_2'$ не превышает $\pm 0,05$ град, что следует считать систематической погрешностью, зависящей от неоднородности температурного поля. В конце длительной площадки погрешность $\Delta t_2''$ составляет около $\pm (0,1 + 0,2)$ град. При более быстром нагреве и охлаждении эта последняя погрешность увеличивается. Однако благодаря высокой чувствительности фотоэлектрического метода существует возможность отделить ту часть площадки, где разность температур между металлом и печью еще не обнаруживается и излучение держится постоянным, от той части площадки, где температура печи заметно изменилась и, следовательно, теплообмен между полостью и печью приводит к «ходу» — изменению температуры полости во времени.

Такой более строгий, чем при визуальных измерениях, выбор горизонтального участка площадки фазового перехода позволяет снизить погрешность, связанную с теплообменом между полостью черного тела и внутренними деталями печи, исключив отсчеты с нарастающей погрешностью.

Эти соображения подтверждаются опытом (рис. 4). Кривые изменения яркости при фазовом переходе, полученные фотоэлектрическим методом, позволяют выбрать участок площадки, где яркостная температура остается неизменной в пределах $\pm 0,05$ град в течение $5 - 20$ мин. и отбросить участки, характеризующиеся медленным, но непрерывным изменением яркостной температуры.

Так как рассматриваемая погрешность от теплообмена сильно зависит от режима печи, то успешность ее исключения в значительной мере контролируется экспериментально по расхождению результатов повторных измерений, выполняемых при различных тепловых режимах (различных силах тока в нагревателях во время площадки), а также при различных направлениях фазового перехода (плавление и затвердевание). При таких экспериментах из 13 серий измерений была определена средняя квадратичная погрешность, возникающая в процессе градуировки фотоэлектрическим методом лампы (№ 959) по температуре затвердевания золота. Погрешность ряда оказалась равной $\pm 0,11$ град, что в 3—5 раз меньше соответствующей погрешности визуальных измерений. Следует отметить, что на величину этой погрешности влияет также неоднородность и нестабильность температуры ленты лампы.

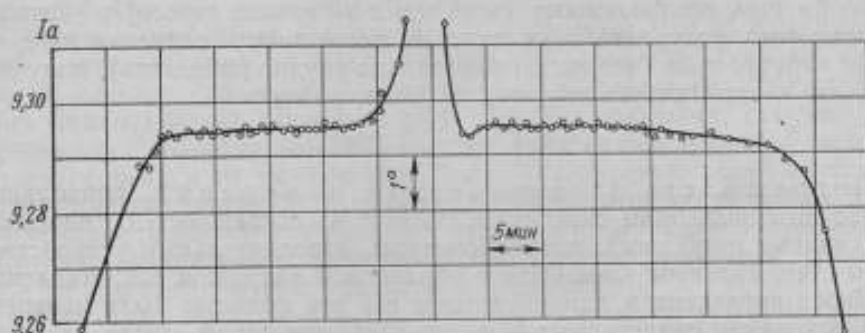


Рис. 4. Кривые плавления и затвердевания золота, полученные фотоэлектрическим методом.

Изменения режима печи в некоторых пределах не оказывают существенного влияния на результат градуировки лампы. Однако при выборе режима стремились получить четкие, не слишком растянутые площадки. На рис. 4 представлены две наиболее характерные площадки: площадка плавления, измеренная при силе тока основной обмотки печи, равной 10,4 а, площадка затвердевания — при силе тока 9,4 а. При измерениях на спектропирометрической установке никакой систематической разницы яркости при плавлении и при затвердевании практически не обнаруживается. Среднее расхождение яркостных температур модели черного тела при плавлении и при затвердевании золота составляет 0,02 град.

Это подтверждает принципиальную возможность исключения погрешности от теплообмена в пределах чувствительности измерительной установки. Кроме того, близкое совпадение результатов градуировки, получаемых при плавлении и при затвердевании золота, делает несущественным вопрос о том, следует ли результатом считать значения, полученные только при затвердевании золота, или принимать во внимание оба фазовых перехода. Это совпадение показывает, что температура золота при измерениях была близка к температуре равновесия между твердым и жидким золотом и что влияние примесей неощутимо.

При визуальных измерениях разброс значений яркостной температуры, получаемых при повторных площадках плавления и затвердевания, характеризуется средней квадратичной погрешностью ряда, равной в среднем $\pm 0,5—0,7$ град, причем в некоторых случаях яркость при плавлении золота систематически оказывается выше яркости при затвердевании.

Эту разницу также объясняли [10, 13] влиянием теплообмена между излучателем «черное тело» и трубой печи, который вызывает повышение яркости излучающего отверстия при плавлении и понижение ее при затвердевании золота. При этом недостаточная чувствительность визуальных измерений не дает возможности выделить участок площадки, где влияние теплообмена мало, что приводит к погрешности, величина которой определяется порогом чувствительности метода. К тому же однородность температурного поля печи была обычно невысокой.

Таким образом, применение фотоэлектрического метода позволило существенно снизить систематические погрешности, связанные с теплообменом между излучающей полостью и прилегающими участками печи, величина которых (погрешностей) зависит от теплового режима печи, а знак — от направления фазового перехода.

Считая перечисленные выше погрешности, обусловленные лучистым теплообменом, независимыми (хотя это и не вполне строго) и учитывая влияние температурного поля лампы на погрешность сличения их с моделью черного тела (что экспериментально трудно разделить), получаем среднюю квадратичную погрешность ряда, равную

$$\Delta_2 T = \pm 0,2 \text{ град.}$$

Погрешность электрических измерений, приводящая к неточным значениям силы тока, состоит из погрешностей, вносимых следующими приборами: потенциометром, дополнительным устройством к нему, нормальным элементом и образцовой катушкой сопротивления.

Перед проведением данной работы все эти приборы были поверены и на основании свидетельств в результаты измерений были введены соответствующие поправки. Считая, что относительная погрешность поверки электроизмерительных приборов составляет около $\pm (3-4) \cdot 10^{-6}$, получаем величину неучтенной систематической погрешности:

$$\Delta_3 T = \pm 0,08 \text{ град.}$$

Поскольку установка СПК-1 представляет собой спектропирометр и выделяемый спектральный интервал является достаточно узким, то эффективную длину волны можно определять [14, 15] на основании градуировки монохроматора с помощью приближенной формулы.

Средняя квадратичная погрешность, имеющая место при таком определении эффективной длины волны, равна $\pm 1,6 \text{ \AA}$, а значение эффективной длины волны с учетом влияния широких щелей и поправки на неравномерность дисперсии равно

$$\lambda_{\text{эф}} = (6571 \pm 2) \text{ \AA}.$$

Средняя квадратичная погрешность градуировки ламп, вызванная погрешностью установления эффективной длины волны, определяется следующим образом.

Дифференцируя по спектру известное уравнение

$$\frac{1}{S} - \frac{1}{T_c} = \frac{\lambda}{c_2} \ln \frac{1}{\epsilon_c}$$

и подставляя соответствующие значения входящих величин, получим

$$\Delta_4 T = dS = S^2 \frac{\ln \epsilon_c}{c_2} d\lambda = \pm 0,03 \text{ град.}$$

Для оценки случайной погрешности уравнивания яркостей ленты температурной лампы и изображения излучаю-

шего отверстия в пределах одного фазового перехода в золоте были использованы результаты измерения постоянной температуры черного тела, полученные при градуировке лампы № 959 в реперной точке. В результате обработки серии измерений, состоящей из 14 уравниваний яркости ленты лампы и излучающего отверстия, получена средняя квадратичная погрешность ряда уравнивания яркостей, равная

$$\Delta_5 T = \pm 0,05 \text{ град.}$$

Эта погрешность приблизительно в 10 раз меньше соответствующей погрешности визуальных измерений.

К перечисленным выше погрешностям следует добавить еще погрешность, возникающую при сличении ламп между собой. Такое сличение, выполняемое также фотоэлектрическим методом, применялось в настоящей работе для исключения несимметричности оптической системы установки СПК-1.

Попутно с основными измерениями и расчетами был проведен некоторый статистический анализ погрешностей сличения четырех ламп с целью оценить суммарную величину этой погрешности. Результаты такого анализа могут считаться лишь ориентировочными, так как эта погрешность в значительной степени зависит от индивидуальных свойств сличаемых ламп и от меняющихся условий измерения. Однако такой анализ позволяет определить порядок величины этой погрешности применительно к принятой методике отбора ламп и выполнения измерения.

Среднее квадратичное отклонение результатов единичной градуировки от арифметического среднего составило

$$\Delta_6 T = \pm 0,23 \text{ град.}$$

Эта погрешность носит случайный характер. Она в значительной мере зависит от качества температурных ламп. Точность применяемых в настоящее время температурных ламп, удовлетворительная для визуальных измерений, недостаточна при измерениях фотоэлектрическим методом и в значительной мере ограничивает достижимую при этом точность.

Экспериментальный материал дает возможность расчета погрешности градуировки ламп по излучателю «черное тело» фотоэлектрическим методом. Результаты вычислений отдельных частных погрешностей в градусах приведены в табл. 2.

Таблица 2

Погрешность	Метод	
	фотоэлектрический	визуальный
$\Delta_1 T$	-0,06	-0,06
$\Delta_2 T$	$\pm 0,2$	$\pm 0,5$
$\Delta_3 T$	$\pm 0,08$	$\pm 0,08$
$\Delta_4 T$	$\pm 0,03$	$\pm 0,10$
$\Delta_5 T$	$\pm 0,05$	$\pm 0,5$
$\Delta_6 T$	$\pm 0,23$	$\pm 0,5$
$\sqrt{\Sigma \Delta_i T^2}$	$\pm 0,3$	$\pm 0,8$

Таким образом, суммарная средняя квадратичная погрешность градуировки эталонных температурных ламп по черному телу в реперной

точке 1063°C при применении фотоэлектрического метода измерений составляет около $\pm 0,3$ град.

Воспроизводимость этой градуировки составляет около $\pm 0,2$ град. Неучтенные систематические погрешности, зависящие от несовершенства модели черного тела, по-видимому, также составляют около $\pm 0,2$ град.

Эти же погрешности при градуировке прежним, визуальным, методом больше указанных приблизительно в 3 раза. Это относится как к случайным, так и к систематическим погрешностям.

Из приведенного анализа погрешности следует, что систематическое расхождение результатов, полученных визуальным и фотоэлектрическим методами, не превышает суммарной погрешности воспроизведения шкалы обоими методами. Это расхождение может быть вызвано следующими причинами:

1) неоднородностью температурного поля ламп, влияющей на результат в связи с различием рабочих участков, используемых при применении двух методов, а также и на погрешность сличения ламп;

2) погрешностью уравнивания яркостей при визуальных измерениях;

3) низкой чувствительностью визуальных измерений, не позволяющей уменьшить влияние теплообмена полости с внутренними деталями печи.

Заключение

1. Разработаны аппаратура и методика для применения фотоэлектрического метода измерений при осуществлении эталонного метода воспроизведения температуры затвердевания золота для оптической пирометрии. При этой разработке использован прежний опыт ВНИИМ и ХГИМИП по точным фотоэлектрическим измерениям высоких температур. Достигнута точность около $\pm 0,3$ град, что лучше визуальных измерений приблизительно в 3 раза.

2. По разработанной методике выполнена градуировка группы температурных ламп.

3. Обнаружено систематическое расхождение результатов градуировки ламп по черному телу визуальным и фотоэлектрическим методами. Это расхождение не превышает суммарной погрешности градуировки двумя методами, полученной на основе проведенного анализа их точности.

4. Точность фотоэлектрических измерений в настоящее время ограничивается применением температурных ламп, обладающих недостаточной стабильностью и однородностью температурного поля.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гордов А. Н. О точности воспроизведения термодинамической шкалы температур в области $660-1063^{\circ}\text{C}$. Труды ВНИИМ, вып. 5(65), 1949.

2. Гордов А. Н., Лавина Э. А., Дюмидова Т. Г. Воспроизведение международной шкалы температур на участке от 1063°C и выше. Труды ВНИИМ, вып. 5(65), 1949.

3. Лавина Э. А. Воспроизведение международной температурной шкалы с помощью спектрального пирометра, канд. диссертация, ВНИИМ, 1953.

4. Лавина Э. А. Воспроизведение международной температурной шкалы с помощью спектрального пирометра, Труды ВНИИМ, вып. 25(85), 1955.

5. Гордов А. Н., Лавина Э. А. О методике подсчета допустимых погрешностей технических оптических пирометров, «Измерительная техника», № 5, 1958.

6. Кандыба В. В., Ковалевский В. А., Фотоэлектрический спектропирометр высокой точности, ДАН СССР, т. 108, № 4, 1956, стр. 633.

7. Кандыба В. В., Ковалевский В. А., Иоссельсон Г. А., Объективная спектропирометрическая установка СПК-1, «Измерительная техника», № 2, 1956.

8. Гордов А. Н., Киренков И. И., Лавина Э. А., Сличение ламп по цветовым температурам фотоэлектрическим методом, Труды ВНИИМ, 35(95), 1958.

9. Гордов А. Н., О точности воспроизведения термодинамической шкалы температур в области выше 1063°C , Труды ВНИИМ, вып. 9(69), 1950.

10. Рибо Г., Оптическая пирометрия, ОНТИ, 1934.

11. De Vos J. C., Physica, XX, No 10, Oct. 1954.

12. Wagenbreit H., Zeitschrift für angewandte Physik, Bd. X, H. 11, 1958.

13. Mendousse, Annales de physique, t. XVI, 1931, pp. 209—310.

14. Ковалевский В. А., Новая эталонная объективная спектропирометрическая установка, канд. диссертация ВНИИМ, 1956.

15. Киренков И. И., Ковалевский В. А. и Крахмальникова Г. А., Воспроизведение шкалы яркостных температур фотоэлектрическим методом, «Измерительная техника», № 2, 1960.

Поступила в редакцию

31/XII 1959 г.

А. Д. БРОДСКИЙ, А. В. САВАТЕЕВ
ВНИИМ

ИМПУЛЬСНЫЙ ШУМОВОЙ ТЕРМОМЕТР

В статье рассматривается новый метод использования тепловых шумов для измерения абсолютной температуры. Предлагается вариант практического осуществления метода, исключающий нестабильности аппаратуры и повышающий точность измерения температуры. Приводятся первые результаты экспериментального определения температуры кислородной ванны в сравнении со значениями ее по международной шкале температур.

В 1928 г. Джонсоном были открыты шумы сопротивлений, обусловленные тепловым хаотическим движением носителей тока и получившие название «тепловых». Зависимость среднего квадратичного значения напряжения теплового шума от абсолютной температуры сопротивления нашла свое отражение в известной формуле Найквиста

$$\overline{U_{\text{шр}}^2} = 4kT \int_{f_1}^{f_2} R_j df, \quad (1)$$

где k — постоянная Больцмана ($1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/град);

T — абсолютная температура сопротивления;

R_j — активная составляющая импеданса Z ;

f_1, f_2 — границы выделенного частотного спектра шумов.

Непосредственная связь между $\overline{U_{\text{шр}}^2}$ и T привлекла внимание Лаусона и Лонга, предложивших в 1946 г. использовать тепловые шумы сопротивления для измерения температуры [1]. В 1949 г. Гаррисон и Лаусон [2] осуществили эту идею на практике, создав абсолютный шумовой термометр для измерения высоких ($\sim 1000^\circ\text{C}$) температур с точностью 0,1%.

Этот новый метод измерения абсолютной температуры стал затем предметом исследований во Франции [3], в ФРГ [4] и в США [5]. Общим для всех этих работ является:

1) возможность измерения только высоких температур, где выполняется требование $\overline{U_{\text{шр}}^2} \gg \overline{U_{\text{шy}}^2}$ ($\overline{U_{\text{шy}}^2}$ — среднее квадратичное значение напряжения собственного шума усилителя);

2) применение методики, основанной на измерении выпрямленного значения $\overline{U_{\text{шр}}^2}$.

В данной статье для измерения температуры методом тепловых шумов предлагается воспользоваться не измерениями выпрямленных значений $U_{ш}^2$, а регистрацией за определенный интервал времени количества тех шумовых импульсов напряжения, амплитуды которых превышают определенное заданное значение напряжения, т. е. применить для измерения температуры современные методы экспериментальной ядерной физики, используя статистическую природу электрических импульсов напряжения теплового шума.

Описание метода

Возможность практического осуществления измерения температуры методом амплитудной дискриминации и счета числа импульсов напряжения очевидна из рассмотрения шумовых импульсов напряжения на экране осциллографа при двух разных температурах (рис. 1, а и б).

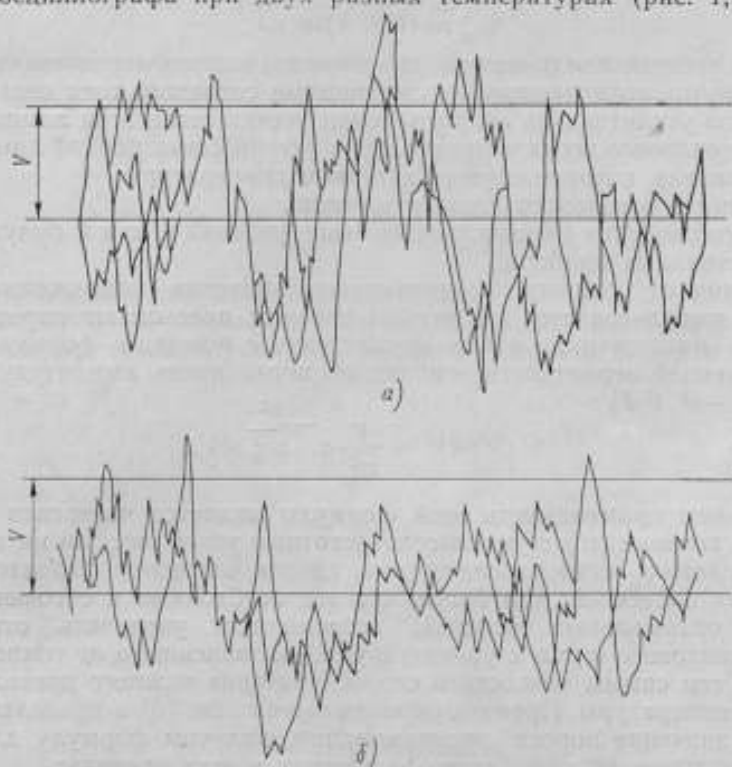


Рис. 1. Шумовые импульсы напряжения на экране осциллографа.
а — при температуре T_1 ; б — при температуре $T_2 < T_1$.

Предлагаемая методика основывается на следующих предположениях.

1. Усилительное устройство осуществлено так, что в нем имеют место только принципиально неустранимые хаотические шумы, подчиняющиеся нормальному закону распределения вероятностей. На практике это требование с достаточной точностью можно выполнить, исключив или сведя к минимуму микрофонный и фликер-эффекты, промышленные и атмосферные помехи, шумы элементов схемы, не удовлетворяющие этому предположению. Достигается это выбором соответствующей полосы пропускания усилителя, его экранировкой, амортизацией и рядом других известных средств.

2. Величина сопротивления, являющегося источником тепловых шумов, не зависит от температуры. Это требование в той или иной степени можно выполнить либо выбором соответствующего материала сопротивления, имеющего малый температурный коэффициент сопротивления, либо комбинацией двух сопротивлений, имеющих равные по абсолютной величине, но противоположные по знаку температурные коэффициенты сопротивления. Если с необходимой точностью нельзя удовлетворить этому требованию, то придется вводить поправку на зависимость сопротивления от температуры.

Предполагая неизменность частотной характеристики усилителя, соблюдение постоянства его температуры (термостатирование), а также выполнение требований (п. 1 и 2), можно показать, что формула для среднего квадратичного значения напряжения общего шума усилителя на его выходе будет иметь вид

$$\overline{U_w^2} = (b + h) + cT, \quad (2)$$

где даны средние квадратичные значения выходного напряжения:

h — шума, создаваемого флюктуациями сеточного тока первой лампы усилителя на сопротивлении утечки сетки этой лампы;

cT — теплового шума сопротивления утечки сетки первой лампы усилителя, которое служит датчиком температуры;

b — всего остального шума усилителя.

При соблюдении перечисленных выше условий b , c и h будут играть роль постоянных прибора.

Переход от среднего квадратичного значения напряжения шума к числу импульсов его, амплитуды которых превышают определенное значение напряжения, легко осуществить с помощью формулы [6, 7], определяющей вероятность огибающей шума иметь амплитуду в пределах $V \div V + dV$:

$$P(V) dV = \frac{V}{U_w^2} e^{-\frac{V^2}{2U_w^2}} dV. \quad (3)$$

Условием применимости этой формулы является частотная ограниченность компонентов шума высокочастотным узкополосным интервалом. Этому условию легко удовлетворить, сделав частотную характеристику усилителя полосовой, тем более, что это необходимо и с точки зрения выбора оптимальных условий, позволяющих увеличить отношение уровня теплового шума к уровню шума, не зависящего от температуры, повысив тем самым точность и снизив значение нижнего предела измеряемой температуры. Проинтегрировав выражение (3) в пределах $V - \infty$, где V — значение порога дискриминации, получим формулу для вероятности огибающей шума иметь амплитуду в этих пределах

$$P(>V) = e^{-\frac{V^2}{2U_w^2}}. \quad (4)$$

Очевидно, что число импульсов напряжения шума в единицу времени N , амплитуды которых превышают V , будет пропорционально $P(>V)$. В итоге, подставляя формулу (2) в формулу (4), получим

$$N = D e^{-\frac{V^2}{2(g+cT)}}, \quad (5)$$

где D — коэффициент пропорциональности, зависящий от спектральной плотности шума в полосе пропускания усилителя (в [7] это $\frac{\omega_w}{2\pi}$);

$$g = b + h.$$

Разрешив уравнение (5) относительно T , получим окончательную рабочую формулу

$$T = \frac{\frac{1}{2} V^2 - g(a - \ln N)}{c(a - \ln N)}, \quad (6)$$

где $a = \ln D$.

Значения постоянных импульсного шумового термометра a , c и g можно оценить при абсолютных измерениях расчетом, но более ценным является возможность их экспериментального определения с помощью вспомогательных опытов [8].

Чувствительность данного метода измерения температуры в первую очередь зависит от величины dN/dT . Продифференцировав уравнение (5) по T , получим

$$\frac{dN}{dT} = \frac{1}{2} DcV^2 \frac{e^{-\frac{V^2}{2(g+cT)}}}{(g+cT)^2} = \Psi(V, T). \quad (7)$$

Имея возможность варьировать порог дискриминации V , мы при любой измеряемой температуре можем добиться получения $\left. \frac{dN}{dT} \right|_{\max}$ при условии $V = V_{\text{opt}}$, где

$$V_{\text{opt}} = \sqrt{2(g+cT)}, \quad (8)$$

тогда

$$\left. \frac{dN}{dT} \right|_{\max} = \frac{Dc}{e} \cdot \frac{1}{g+cT}, \quad (9)$$

где e — основание натуральных логарифмов.

Из формулы (9) очевидно, что чувствительность метода растет по мере снижения температуры. Это позволяет сделать вывод о том, что

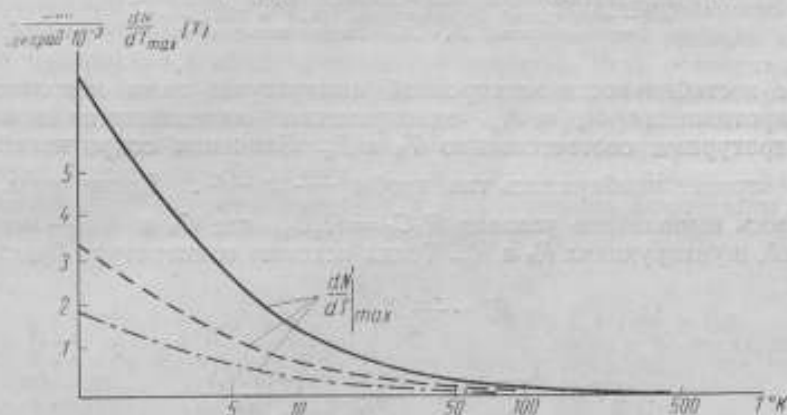


Рис. 2. Графики зависимостей $\left. \frac{dN}{dT} \right|_{\max}(T)$, рассчитанные при оптимальных условиях в предположении идеальной полосовой частотной характеристики усилителя.

— емкость 5 нФ; - - - - - то же, 10 нФ; - · - · - то же, 20 нФ.

предлагаемый метод не только пригоден для низкотемпературной термометрии, но что он эффективнее именно для этой области температур в противоположность методу, примененному Гаррисоном и Лаусоном.

На рис. 2 приведены расчетные кривые зависимости $\left. \frac{dN}{dT} \right|_{\max}(T)$, полученные при оптимальных условиях в предположении идеальной полосовой частотной характеристики усилителя.

Представление о высокой чувствительности данного метода при низких температурах (~ 1500 имп/сек·град при $T = 10^\circ \text{K}$ и входной емкости усилителя $C_{\text{вх}} = 5$ пф) дает рис. 2. Кроме того, по этому рисунку можно судить о существенном влиянии на чувствительность метода величины входной емкости усилителя $C_{\text{вх}}$.

Точность измерения температуры будет ограничена статистическим разбросом в значениях чисел импульсов шума при данной температуре. Однако имеется возможность повышения точности за счет увеличения времени измерения, что также является одним из достоинств этого метода. Влияние на точность измерения температуры аппаратурных погрешностей пока не учитывается, так как это будет предметом дальнейших исследований.

Результаты экспериментальных исследований

Экспериментальная установка была выполнена в соответствии с блок-схемой импульсного шумового термометра (рис. 3) в принципиально новом конструктивном оформлении. С тем, чтобы уменьшить

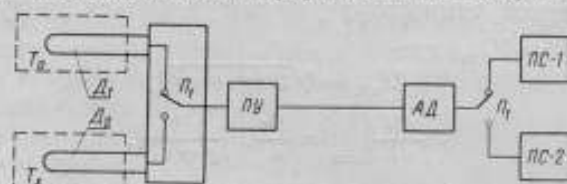


Рис. 3. Блок-схема импульсного шумового термометра.

P_1 — переключатель; $ПУ$ — предварительный усилитель; $АД$ — амплитудный дискриминатор; $ПС-1$ и $ПС-2$ — счетчики импульсов; D_1 и D_2 — датчики температуры.

влияние нестабильности электронной аппаратуры, нами использованы два сопротивления R_0 и R_x , одновременно находившиеся в ваннах с температурами соответственно T_0 и T_x . Значения сопротивлений R_0 и R_x заранее подбирались так, чтобы $\frac{R_0}{R_x} \approx \frac{T_x}{T_0}$. Кроме того, обеспечивалось выполнение условия $R_0 C_0 = R_x C_x$, где C_0 и C_x — значения емкостей, шунтирующих R_0 и R_x . Тогда искомая температура будет

$$T_x = \frac{R_0}{R_x} T_0 + \Delta T, \quad (10)$$

где

$$\Delta T = \frac{g_0 - g_x}{c_x} + \frac{V^2 (\ln N_x - \ln N_0)}{2c_x \ln \frac{D}{N_0} \ln \frac{D}{N_x}}. \quad (11)$$

Величина ΔT определялась по количеству шумовых импульсов напряжения N_0 и N_x , источником которых являются R_0 и R_x , а константы g и c_x определялись из дополнительных опытов. Значения R_0 и R_x измеряются при соответствующих температурах с большой точностью.

Погрешность определения ΔT , обусловленная применением электронной аппаратуры, составляет $(1 \pm 2)\%$. Так как $\Delta T \approx (1 \pm 2)^\circ \text{K}$, то абсолютная погрешность в определении $T \approx (0,02 \div 0,04)^\circ \text{K}$. Таким образом, точность измерения T_x при данной методике будет определяться точностью измерения отношения сопротивлений и ошибкой в измерении ΔT .

В таблице приводятся предварительные данные по определению температуры ванны с жидким техническим кислородом, сопоставленные с показаниями образцового термометра сопротивления.

Дата, 1960 г.	Опытные данные, °К		
	$T_{шт}$	$T_{шт}$	Δt
15/III	87,70	87,82	-0,12
16/III	88,31	88,27	+0,03
17/III	87,84	87,48	+0,36
18/III	87,07	87,67	-0,60
19/III	88,62	88,76	-0,14

Как видно из таблицы, расхождения значений температуры, полученной с помощью импульсного шумового термометра ($T_{шт}$), со значениями международной шкалы температур ($T_{шт}$) составляют в среднем $\pm 0,2^\circ$ и носят случайный характер.

Заключение

Предварительные экспериментальные данные свидетельствуют о пригодности предлагаемого метода измерения температуры по числу шумовых импульсов напряжения. Этот метод дает возможность производить абсолютные измерения температур в очень широком интервале: от высоких (верхний предел ограничивается температурой, при которой разрушается сопротивление) до очень низких (нижний предел ограничивается температурой, при которой начинает сказываться явление сверхпроводимости материала сопротивления). Чувствительность метода растет с уменьшением температуры, что выгодно для применения шумового термометра в области низких температур. Есть основания предполагать, что, используя счет числа импульсов за длительные промежутки времени при наличии высокостабильных температурных полей и высокостабильных коэффициента усиления усилительного тракта и порогов дискриминации амплитудного дискриминатора, удастся значительно повысить точность абсолютных измерений низких температур по сравнению с другими известными методами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Lawson A. W., Long A., Phys. Rev., v. 70, No 3, 4, 1946, p. 220.
2. Harrison J. B., Lawson A. W., Rev. Sci. Instr., v. 20, No 11, 1949, p. 785.
3. Aumont R., Romand J., Vodar B., C. r. Acad. Sci., v. 238, No 12, 1954, pp. 1293—1296.
4. Scheffer, Umschau, v. 55, № 7, 1955, pp. 199—201.
5. Sci. News Letter, v. 63, № 6, 1953, p. 95.
6. Гольдман С., Гармонический анализ, модуляция и шумы, ИЛ, 1951.
7. Бунимович В. И., Флуктуационные процессы в радиоприемных устройствах, Изд. «Советское радио», 1951.
8. Бродский А. Д., Саагатов А. В., Новый метод абсолютного измерения температуры, «Измерительная техника», № 5, 1960.

Поступила в редакцию

11/XI 1959 г.

А. В. САВАТЕЕВ

ВНИИМ

ВЫБОР УСЛОВИЙ НАИБОЛЬШЕЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ИМПУЛЬСНОГО ТЕРМОШУМОВОГО ТЕРМОМЕТРА И ВОЗМОЖНЫЙ СПОСОБ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЕГО ПОСТОЯННЫХ

Статья посвящена основным вопросам нового метода измерения температуры с использованием теплового шума как меры температуры.

В нашей статье совместно с А. Д. Бродским [1] был описан новый метод использования теплового шума сопротивления для измерения температуры. В этом методе в отличие от ранее опубликованных используются дискретные свойства шума, обусловленные статистическим движением элементарных носителей электрического тока. Использовать эти свойства шума удастся путем усиления, амплитудной дискриминации и счета числа статистически распределенных во времени и по амплитуде шумовых импульсов напряжения, количество которых при заданном пороге дискриминации зависит от температуры.

Такая методика позволяет разрешить проблему измерения низких и сверхнизких температур, когда средние квадратичные значения теплового шума сопротивления сравнимы с аналогичными значениями собственного шума усилителя. Существенной особенностью предложенного метода является возрастание его чувствительности с понижением температуры, причем максимальная чувствительность имеет место вблизи абсолютного нуля. Тем самым создаются предпосылки для эффективного использования этого метода при измерении именно низких, а при отсутствии явления сверхпроводимости у сопротивления термодатчика и сверхнизких температур. Построенный на изложенном принципе прибор получил название импульсного термошумового термометра.

Данная работа посвящена развитию предложенного в статье [1] метода в направлениях:

- 1) изыскания способа определения постоянных прибора;
- 2) выявления оптимальных условий, при которых обеспечивается максимальная чувствительность метода.

Вопросы точности определения постоянных прибора и точности полученного значения измеряемой температуры здесь не рассматриваются

Экспериментальные определения постоянных импульсного термошумового термометра

Автор поставил перед собой задачу определения постоянных импульсного термошумового термометра, основываясь только на принципе осуществления термодинамической шкалы температур по двум реперным точкам, определяющим величину градуса.

Основная формула импульсного термошумового термометра имеет вид

$$\ln N = a - \frac{V^2}{2(b+h+cT)}, \quad (1)$$

где N — количество в единицу времени (сек) шумовых импульсов напряжения, амплитуды которых при температуре T превышают значение порога дискриминации V ;

a, b, c, h — постоянные прибора, определяемые либо расчетным путем, либо экспериментально.

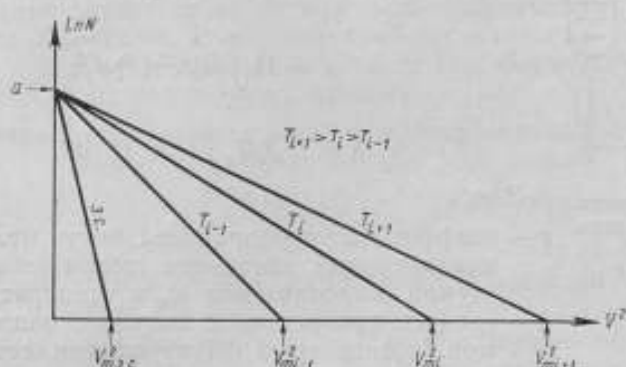


Рис. 1. Графическое представление экспериментальных зависимостей $N(V)$.

В координатах $\ln N$ и V^2 формула (1) дает семейство прямых (рис. 1), выходящих из точки a на координатной оси $\ln N$, причем каждая прямая соответствует определенной температуре T_i .

Таким образом, получив экспериментально при определенной температуре T_i зависимость $N(V)$ и построив по этим данным прямую в координатах $\ln N$ и V^2 , можно использовать значения точек пересечения полученной прямой с координатными осями для определения двух величин:

$$a = \ln N|_{V=0}; \quad (2a)$$

$$b+h+cT_i = \frac{V_{mi}^2}{2a}, \quad (26)$$

где

$$V_{mi}^2 = V_i^2|_{\ln N=0}.$$

Способ построения прямой в координатах $\ln N$ и V^2 на основании экспериментально полученной зависимости $N(V)$ и вытекающие из него уравнения (2) будут применяться в дальнейшем как для нахождения постоянных, так и для определения значения измеряемой температуры T .

Тем самым расчет постоянных и определение температуры могут опираться на несколько экспериментальных точек $N(V)$, благодаря чему

появляется возможность строгой математической обработки результатов измерений в нескольких точках методом наименьших квадратов. При этом увеличивается время измерения, но фактор времени может быть использован как средство повышения точности измерений за счет увеличения количества информации об измеряемом объекте.

Если в качестве термочувствительного элемента используется безиндуктивное сопротивление R_a , включенное непосредственно в цепь утечки сетки входной лампы усилителя, и если $R_a \ll R_{шл}$, где $R_{шл}$ — сопротивление сетка-катод лампы, то эквивалентную схему входа лампы можно представить рис. 2. Тогда постоянные прибора выражаются следующими формулами:

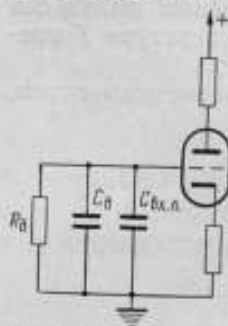


Рис. 2. Эквивалентная схема входа лампы.

$$b = 4kT_{\kappa} R_{шл} \int_{f_1}^{f_2} K^2(f) df + \Delta =$$

$$= 4kT_{\kappa} R'_{шл} \int_{f_1}^{f_2} K^2(f) df, \quad (3a)$$

$$c = 4k \int_{f_1}^{f_2} R_f K^2(f) df; \quad (3б)$$

$$h = 2e_0 I_c R_a \int_{f_1}^{f_2} R_f K^2(f) df. \quad (3в)$$

Здесь

- c — коэффициент пропорциональности между средним квадратичным значением напряжения тепловых шумов сопротивления R_x и температурой T ;
- h — среднее квадратичное значение напряжения шумов, создаваемых флуктуациями сеточного тока входной лампы на сопротивлении R_a ;
- b — среднее квадратичное значение напряжения остальных компонентов шума всего усилителя;
- k — постоянная Больцмана ($1,38 \cdot 10^{-23}$ дж/град);
- $R_{шл}$ — сопротивление, тепловой шум которого при температуре T_{κ} эквивалентен дробовому шуму входной лампы;
- T_{κ} — температура (обычно комнатная), принимаемая при расчете $R_{шл}$;
- $R'_{шл}$ — значение сопротивления, средняя квадратичная величина теплового шума которого при T_{κ} равна b (всегда $R'_{шл} > R_{шл}$ за счет Δ — среднего квадратичного значения напряжения шума всех каскадов усилителя, кроме первого, и теплового шума анодного сопротивления первой лампы);
- $K(f)$ — функция частотной характеристики всего усилителя;
- e_0 — заряд электрона ($1,6 \cdot 10^{-19}$ к);
- I_c — сумма абсолютных значений всех компонентов сеточного тока;

$$R_f = \frac{R_a}{1 + (2\pi f R_a C_{вх})^2} \text{ — действительная часть входного импеданса первой лампы;}$$

$$C_{вх} = C_{к.л.} + C_a \text{ — сумма входной емкости первой лампы и собственной емкости датчика.}$$

Постоянная a зависит только от полосы пропускания усилительного тракта.

Рассмотрение методов определения постоянных проведено в двух вариантах:

- а) R_x и C_x не зависят от T ;
- б) C_x не зависит, R_x зависит от T .

А. Вариант $R_x = \text{const}$ и $C_x = \text{const}$. Условие $C_x = \text{const}$ выполняется с практически достаточной точностью благодаря применяемой конструкции датчика.

Условие $R_x = \text{const}$ выполнить с той же точностью, что и $C_x = \text{const}$, практически невозможно, используя даже сопротивления с очень малым температурным коэффициентом ($\alpha_x \sim 10^{-4} \text{ град}^{-1}$). Однако ряд работ и, в частности [2], где приводятся экспериментальные данные по определению электропроводности соединения InSb в очень широком интервале температур ($1,3 \div 673^\circ \text{K}$) и делается вывод о практической независимости этой величины от температуры в интервале ($1,3 \div 373^\circ \text{K}$), дают основания надеяться на возможность практического осуществления варианта $R_x = \text{const}$. В этом случае обеспечивается независимость постоянных c и h от температуры датчика (см. формулы 3), а постоянная b не зависит от нее в обоих случаях.

Постоянная b определяется в опыте с закороченной сеткой (з. с.) по формуле

$$b = \frac{V_{m \text{ з. с.}}^2}{2a}, \quad (4)$$

где $V_{m \text{ з. с.}}^2$ — значение точки пересечения прямой $\ln N_{s, c} = f(V_{s, c}^2)$ с осью V^2 .

Постоянные c и h находятся из опытов при двух основных температурах: T_0 (точке таяния льда) и T_1 (точке кипения воды) с использованием рабочего и дополнительного датчиков. Эти датчики должны иметь обязательно не равные, но одного порядка величины R_x . Последнее условие необходимо для того, чтобы обеспечить постоянство значения I_c при замене рабочего датчика на дополнительный.

Следующие 4 уравнения (2 уравнения для рабочего датчика с индексом s и 2 — для дополнительного с индексом n), написанные в соответствии с формулой (26), выражают результаты этих опытов:

$$\begin{aligned} \frac{V_{m0s}^2}{2a} &= b + h_s + c_s T_0; & \frac{V_{m1s}^2}{2a} &= b + h_s + c_s T_1; \\ \frac{V_{m0n}^2}{2a} &= b + h_n + c_n T_0; & \frac{V_{m1n}^2}{2a} &= b + h_n + c_n T_1. \end{aligned}$$

Непосредственное вычитание одного из другого уравнений первой строки позволит найти c_s — значение постоянной c для рабочего датчика

$$c_s = \frac{V_{m1s}^2 - V_{m0s}^2}{2a \Delta t}. \quad (5)$$

Проделав ту же операцию с уравнениями второй строки, получим c_n — значение константы c для дополнительного датчика

$$c_n = \frac{V_{m1n}^2 - V_{m0n}^2}{2a \Delta t}. \quad (6)$$

Здесь $\Delta t = T_1 - T_0$ — основной интервал температурной шкалы. При нормальном атмосферном давлении $\Delta t = 100^\circ \text{C}$.

С другой стороны, исходя из тех же уравнений, для любого значения температуры T_i можно написать

$$V_{mis}^2 - 2a(b + h_s) = 2ac_s T_i; \quad V_{min}^2 - 2a(b + h_n) = 2ac_n T_i.$$

Разделив первое из этих уравнений на второе и приняв во внимание соотношение между постоянными c и h , вытекающее из формул (3б, в), а именно

$$\frac{h}{c} = \frac{e}{2k} I_c R_s \approx 5800 I_c R_s, \quad (7)$$

получим уравнение

$$\frac{V_{mis}^2 - 2a\left(b + \frac{e}{2k} I_c R_{zs} c_s\right)}{V_{min}^2 - 2a\left(b + \frac{e}{2k} I_c R_{zn} c_n\right)} = \frac{c_s}{c_n}.$$

Разрешив его относительно I_c , получим

$$I_c = \frac{c_n (V_{mis}^2 - 2ab) - c_s (V_{min}^2 - 2ab)}{\frac{e}{k} ac_s c_n (R_{zs} - R_{zn})}. \quad (8)$$

Совокупность формул (7) и (8) дает возможность определить

$$h_s = \frac{R_{zs}}{R_{zs} - R_{zn}} \cdot \frac{c_n (V_{mis}^2 - 2ab) - c_s (V_{min}^2 - 2ab)}{2ac_n}. \quad (9)$$

Индекс i указывает на возможность при расчете h_s пользоваться данными, полученными как при T_0 , так и при T_1 .

Такая методика определения постоянных дает возможность построить термодинамическую шкалу температур с помощью импульсного термодинамического термометра по формуле

$$T_x = \frac{1}{c_s} \left(\frac{V_{mx}^2}{2a} - b - h_s \right). \quad (10)$$

Если при определении термодинамической температуры таким термометром использовать известное значение T_0 , найденное другими методами, то необходимость в опытах с дополнительным датчиком отпадает, а постоянная h_s определится из опыта при температуре T_0 :

$$h_s = \frac{V_{m0x}^2}{2a} - b - c_s T_0. \quad (11)$$

Потребность в дополнительном датчике отпадает также и в том случае, когда усилитель выполнен в соответствии с требованием $f_2^2 \gg 2(f_{2opt}')^2$ (см. ниже). Тем самым обеспечивается выполнение неравенства $h_s \ll b$. Тогда в той области температур, где справедливо неравенство $\frac{h_s}{c_s} \ll T$, постоянной h_s можно пренебречь. Используя формулу (7), можно показать, что в области температур T_1 неравенство $\frac{h_s}{c_s} \ll T$ удовлетворяется с точностью $\approx 0,25\%$, если выполнено соотношение

$$5800 R_s I_c \leq 1. \quad (12)$$

Определив значения оставшихся постоянных b и c_x по формулам (4) и (5), искомую температуру для этого случая можно найти по формуле

$$T_x = \frac{1}{c_x} \left(\frac{V_{mx}^2}{2a} - b \right). \quad (13)$$

Предлагаемый ниже способ последовательных приближений дает возможность перейти от формулы (13) к формуле (10), справедливой для любого значения температуры.

Если опыты по определению c_x производятся при таких значениях температур T_0 и T_1 , что $c_x \cdot T_1 \gg h_x$, то формула (13) позволяет найти первое приближенное значение T_1 , а по нему — и первое приближенное значение $T_0 = T_1 - \Delta t$. Затем по формуле (11) можно найти первое приближенное значение h_x . Используя его, по формуле (10) находим уточненное значение T_1 , по которому определяется новое значение $T_0 = T_1 - \Delta t$. Подставив в формулу (11) значение T_0 , получим уточненное значение h_x и т. д. Многократное повторение такой операции дает возможность получить h_x , сколь угодно мало отличающееся от истинного. Известное значение h_x позволит при определении температуры пользоваться формулой (10).

Б. Вариант $R_x \neq \text{const}$, $C_x = \text{const}$. Наличие зависимости R_x от температуры обуславливает непостоянство полученных из расчета значений постоянных c и h , чем вызывается усложнение методики их определения и необходимость дополнительных источников информации.

Введем зависящий от температуры параметр

$$r_t = \frac{R_{xt}}{R_{x0}}, \quad (14)$$

где R_{xt} — значение сопротивления датчика при любой температуре T ; R_{x0} — то же при температуре T_0 .

Введение этого параметра и возможность его экспериментального определения позволят довольно просто учесть температурную зависимость постоянных c и h в следующих частных случаях:

$$\left. \begin{array}{l} \omega^2 \tau^2 \gg 1 \\ \omega^2 \tau^2 \ll 1 \\ \omega^2 \tau^2 \approx 1 \end{array} \right\} \text{ в полосе пропускания усилительного тракта.}$$

Рассмотрим каждый из этих случаев в отдельности.

1. В случае $\omega^2 \tau^2 \gg 1$ нетрудно показать (см. формулы 3б, в) справедливость следующих формул, выражающих зависимость c и h от температуры:

$$c = \frac{c_0}{r_t}; \quad (15a)$$

$$h = h_0 = \text{const}. \quad (15b)$$

Здесь c_0 и h_0 — значения постоянных c и h при температуре T_0 . Они могут быть найдены вычислением по приведенным ниже формулам при известных значениях T_0 и $\Delta t = T_1 - T_0$.

$$c_0 = \frac{V_{m1}^2 - V_{m0}^2}{2a} \cdot \frac{r_1}{T_0(1-r_1) + \Delta t}, \quad (16a)$$

где

$$r_1 = \frac{R_{x1}}{R_{x0}};$$

$$g = b + h = \frac{V_{m0}^2}{2a} - c_0 T_0 = \text{const.} \quad (166)$$

Необходимости в дополнительном опыте с закороченной сеткой в данном случае нет.

Искомая температура T_x при этом вычисляется по формуле

$$T_x = \left(\frac{V_{mx}^2}{2a} - g \right) \frac{r_x}{c_0}, \quad (17)$$

где

$$r_x = \frac{R_{xx}}{R_{x0}}.$$

2. В случае $\omega^2 \tau^2 \ll 1$ из формул (36, в) вытекает следующая зависимость значений постоянных c и h от температуры:

$$c = c_0 r_t; \quad (18a)$$

$$h = h_0 r_t^2. \quad (186)$$

Те же самые опыты, что в предыдущем случае, позволяют найти значения постоянных c_0 и h_0 по известным значениям температур T_0 и T_1 . Постоянная b определяется по результатам опыта с закороченной сеткой с помощью формулы (4).

Искомую температуру T_x найдем по формуле

$$T_x = \frac{1}{c_0 r_x} \left(\frac{V_{mx}^2}{2a} - b - h_0 r_x^2 \right). \quad (19)$$

3. Случай $\omega^2 \tau^2 \approx 1$ — промежуточный между двумя предыдущими, и можно ожидать получить $c = c_0$, $h = h_0 r_t$. Численный математический анализ подтверждает это предположение. Поэтому считаем

$$c = c_0 = \text{const}; \quad (20a)$$

$$h = h_0 r_t. \quad (206)$$

Тогда с помощью ранее предложенных опытов при температурах T_0 и T_1 , а также опыта с закороченной сеткой получим следующие формулы для определения постоянных c_0 и h_0 :

$$c_0 = \frac{1}{2a} \cdot \frac{V_{m0}^2 - \frac{V_{m1}^2 - V_{m0}^2}{r_1 - 1} - V_{m \text{ з. с. }}^2}{T_0 - \frac{\Delta t}{r_1 - 1}}; \quad (21a)$$

$$h_0 = \frac{V_{m0}^2}{2a} - b - c_0 T_0. \quad (216)$$

T_x определяется по формуле

$$T_x = \frac{1}{c_0} \left(\frac{V_{mx}^2}{2a} - b - h_0 r_x \right). \quad (22)$$

Условие $\omega^2\tau^2 \approx 1$ выполняется при

$$R_x = R_{x \text{ opt}} = \frac{1}{2\pi C_{\text{вх}} \sqrt{f_1 f_2}}$$

и узкополостной частотной характеристике усилителя ($f_2 \approx f_1$). Такой выбор значения R_x и полосы пропускания усилителя обеспечивает почти всегда максимальную, при всех прочих равных условиях, чувствительность метода. В этом случае формула (22) позволяет построить термодинамическую шкалу температур импульсного термошумового термометра по одной только точке T_0 .

Если, кроме того, выполнить требование, чтобы $f_2^2 \gg 2 f_{2 \text{ opt}}^2$, то, помимо дополнительного увеличения чувствительности, появляется возможность построения термодинамической шкалы температур с помощью импульсного термошумового термометра даже в случае наличия зависимости R_x от температуры. Это удастся благодаря тому, что в области температур, где $cT \gg h$ [а для температур $\sim T_1$ при условии выполнения соотношения (12)], постоянной h можно пренебречь. Методика определения постоянных и построения температурной шкалы аналогична таковой для случая $f_2^2 \gg 2 f_{2 \text{ opt}}^2$ раздела „А“.

Для определения значений всех постоянных необходимо проведение опытов при температурах T_0 и T_1 и при закороченной сетке. Взаимное вычитание двух уравнений вида (26), полученных в опытах при температурах T_0 и T_1 , дает следующую формулу для c_0 :

$$c_0 = \frac{V_{m1}^2 - V_{m0}^2}{2a \Delta t} - \frac{r_1 - 1}{\Delta t} h_0 = c_{\text{сп}} - \alpha_t h_0, \quad (23)$$

где α_t — температурный коэффициент сопротивления.

Так как $\alpha_t \approx 10^{-4}$ и $\frac{h_0}{c}$ не может быть много больше единицы, то в первом приближении за c_0 мы можем принять $c_{\text{сп}}$. Пренебрегая величиной h в области температур T_1 , найдем T_1' по формуле (13), подставив в нее значение $c_{\text{сп}}$. Первое приближенное значение T_1' даст первое приближенное значение $T_0' = T_1 - \Delta t$, по которому, используя формулу (21б), найдем и первое приближенное значение h_0 . Подставив найденное значение h_0 в формулу (23), получим более точное значение c_0 . Последнее даст возможность найти уточненные значения T_1' , T_0' и h_0 . Повторяя эту операцию необходимое число раз, придем к значениям c_0 и h_0 , сколь угодно мало отличающимся от истинных и опирающимся в своем определении только на значение Δt . Тогда формула (22) даст возможность осуществить термодинамическую шкалу температур даже в случае зависимости R_x от температуры.

Проведенное теоретическое рассмотрение вопроса дает возможность сделать следующие выводы:

1) предлагаемая методика определения постоянных позволит воспроизвести термодинамическую шкалу температур с помощью импульсного термошумового термометра даже в случае наличия зависимости R_x от температуры;

2) наиболее целесообразным для практического осуществления метода является вариант усилителя, удовлетворяющего условиям:

$$a) \omega^2\tau^2 \approx 1 \quad \text{и} \quad б) f_2^2 \gg 2 f_{2 \text{ opt}}^2.$$

В настоящее время проводится экспериментальная проверка и уточнение предлагаемой методики определения постоянных прибора и результаты будут изложены в другой статье автора.

Выбор условий наибольшей чувствительности метода

В статье [1] была получена общая формула для чувствительности метода

$$\frac{dN}{dT} = \frac{Dc}{2} \cdot \frac{V^2}{(g + cT)^2} e^{-\frac{V^2}{2(g+cT)}} \quad (24)$$

и показано, что $\frac{dN}{dT} = \Psi(V, T)$ имеет максимум при $V = V_{opt}$, где

$$V_{opt} = \sqrt{2(g + cT)} \quad (25)$$

и

$$\left. \frac{dN}{dT} \right|_{V_{opt}} = \frac{Dc}{e} \cdot \frac{1}{g + cT} \quad (26)$$

Здесь

$$D = e^a = N|_{V=0} \quad (\text{см. выше});$$

$a, c, g = b + h$ — постоянные прибора.

Обеспечивая при измерении температуры условие $V \approx V_{opt}$, будем иметь чувствительность метода, определяемую формулой (26). Соблюдение условия $V = V_{opt}$ дает не только выигрыш в чувствительности, но и упрощает дальнейший анализ, имеющий целью изменить соотношение между компонентами шума в пользу шума, зависящего от измеряемой температуры, а тем самым повысить и чувствительность метода. Это возможно благодаря тому, что средние квадратичные значения различных компонентов шума по-разному зависят от значений параметров R_x и $K(f)$.

Введем в рассмотрение величину $H = \frac{c}{g} = \frac{c}{b+h}$ и назовем ее эффективностью, ибо H представляет собой отношение среднего квадратичного значения теплового шума при температуре 1°K к среднему квадратичному значению шума усилителя. Тогда формула (26) примет вид

$$\left. \frac{dN}{dT} \right|_{V_{opt}} = \frac{1}{e} \cdot \frac{D}{\frac{1}{H} + T} \quad (27)$$

Исследование на максимум функции $\left. \frac{dN}{dT} \right|_{V_{opt}}$ проведем, исходя из эквивалентной схемы рис. 2 и в предположении идеально полосовой частотной характеристики усилителя.

Последнее предположение существенно упростит исследование. Так как итогом данного раздела должны явиться практические рекомендации по созданию прибора, которые никогда не могут быть точно реализуемы, то полученные выводы можно будет с определенной достоверностью распространить и на случаи функции $K(f)$ любого вида.

Тогда формулы (3) принимают вид:

$$c = \frac{2k}{\pi C_{из}} K_0^2 (\text{arc tg } 2\pi R_x C_{из} f_2 - \text{arc tg } 2\pi R_x C_{из} f_1); \quad (28a)$$

$$h = \frac{e_0 I_c R_x}{\pi C_{\text{вх}}} K_0^2 (\text{arc tg } 2\pi R_x C_{\text{вх}} f_2 - \text{arc tg } 2\pi R_x C_{\text{вх}} f_1); \quad (28б)$$

$$b = 4kT_n R'_{\text{на}} K_0^2 (f_2 - f_1). \quad (28в)$$

Здесь K_0 — коэффициент усиления усилителя в полосе пропускания.

Постоянная c , а следовательно, и уровень шума, зависящего от измеряемой температуры, принимает максимальное значение, равное

$$c|_{R_x \text{ opt}} = \frac{2k}{\pi C_{\text{вх}}} K_0^2 \left(\text{arc tg } \sqrt{\frac{f_2}{f_1}} - \text{arc tg } \sqrt{\frac{f_1}{f_2}} \right), \quad (29)$$

тогда, когда для датчика температуры выбрано сопротивление со значением $R_x = R_{x \text{ opt}}$, где

$$R_{x \text{ opt}} = \frac{1}{2\pi C_{\text{вх}} \sqrt{f_1 f_2}}. \quad (30)$$

Кроме того, как уже указывалось выше, выбор $R_x = R_{x \text{ opt}}$ при условии узкополосной частотной характеристики усилителя ($f_2 \approx f_1$) приводит к случаю $\omega^2 \tau^2 \approx 1$.

Таким образом, формула (30) дает возможность найти значение $R_{x \text{ opt}}$, если заранее известны $C_{\text{вх}}$, f_2 и f_1 . В статье [1] указывалось на сильную зависимость чувствительности метода от $C_{\text{вх}}$, поэтому конструкция датчика и способа его подключения к входной лампе усилителя, а также выбор типа этой лампы должны обеспечить минимально возможную $C_{\text{вх}}$. Границы же полосы пропускания усилителя f_1 и f_2 , удовлетворяющие наибольшей чувствительности метода, предстоит еще определить. Для этого введем параметр

$$x = \frac{f_2}{f_1}, \quad (31)$$

характеризующий относительную ширину полосы пропускания усилителя. Тогда

$$R_{x \text{ opt}} = \frac{\sqrt{x}}{2\pi C_{\text{вх}} f_2}, \quad (32)$$

а формулы (28) с учетом того, что

$$R_x = R_{x \text{ opt}}$$

и

$$\text{arc tg } \sqrt{x} - \text{arc tg } \sqrt{\frac{1}{x}} = 2 \left(\text{arc tg } \sqrt{x} - \frac{\pi}{4} \right),$$

перепишутся в виде

$$c = \frac{4k}{\pi C_{\text{вх}}} K_0^2 \left(\text{arc tg } \sqrt{x} - \frac{\pi}{4} \right); \quad (33а)$$

$$h = \frac{e_0 I_c}{\pi^2 C_{\text{вх}}^2 f_2} K_0^2 \left(\text{arc tg } \sqrt{x} - \frac{\pi}{4} \right) \sqrt{x}; \quad (33б)$$

$$b = 4kT_n R'_{\text{на}} f_2 K_0^2 \left(1 - \frac{1}{x} \right). \quad (33в)$$

Полученные формулы (33) позволяют написать выражение для входящей в формулу (27) величины $\frac{1}{H} = \frac{b}{c} + \frac{h}{c}$:

$$\frac{1}{H} = \frac{1}{H_b} + \frac{1}{H_c} = \beta_0 f_2 F_b(x) + \beta_c \frac{1}{f_2} F_c(x), \quad (34)$$

где

$$\beta_a = \pi T_n R_{шл} C_{шл}; \quad (35a)$$

$$F_a(x) = \frac{1 - \frac{1}{x}}{\arctg \sqrt{x - \frac{\pi}{4}}}; \quad (35b)$$

$$\beta_c = \frac{e_0 I_c}{4\pi k C_{шл}}; \quad (36a)$$

$$F_c(x) = \sqrt{x}. \quad (36b)$$

Если бы при определении температуры мы следовали методу измерения или сравнения средних квадратичных значений напряжения шума, как это делалось в ряде работ, например [3], то исследование формулы (34) на минимум привело бы к тем значениям f_2 и x , при которых доля теплового шума в общем шуме усилителя была максимальной. Тем самым обеспечивалась бы максимальная чувствительность метода.

При данной методике измерения температуры исследованию на максимум подлежит выражение (27). Для удобства этого исследования представим формулу (34) в виде

$$\frac{1}{H} = \beta_a f_2 F_a(x) \left[1 + \left(\frac{f_2 \text{opt}}{f_2} \right)^2 \frac{F_c(x)}{F_a(x)} \right], \quad (37)$$

где

$$f_2 \text{opt} = \sqrt{\frac{\beta_c}{\beta_a}} = \frac{I_a}{2\pi C_{шл}}; \quad (38)$$

$$\gamma_a = \sqrt{\frac{e_0}{k T_n} \cdot \frac{I_c}{R_{шл}}} \approx 6,3 \sqrt{\frac{I_c}{R_{шл}}}; \quad (38a)$$

$$(T_n = 293^\circ \text{K}).$$

Здесь γ_a — относительная «шумовая» постоянная входной лампы усилителя.

Для идеального полосового фильтра [4]

$$D = \frac{\sqrt{\omega_0^2 + \frac{1}{12} \Delta\omega^2}}{2\pi} = \frac{1}{2} \sqrt{(f_1 + f_2)^2 + \frac{1}{3} (f_2 - f_1)^2} = \frac{f_2}{\sqrt{3}} F_D(x), \quad (39)$$

где

$$F_D(x) = \sqrt{1 + \frac{1}{x} + \frac{1}{x^2}}. \quad (39a)$$

Подставив в формулу (27) значения величин $\frac{1}{H}$ и D из формул (37) и (39), получим окончательное выражение для чувствительности метода при $V = V_{\text{opt}}$ и $R_x = R_{x \text{opt}}$.

$$\left. \frac{dN}{dT} \right|_{V_{\text{opt}}}^{R_{x \text{opt}}} = \frac{1}{e\sqrt{3}} \cdot \frac{1}{\beta_a \frac{F_a(x)}{F_D(x)} \left[1 + \left(\frac{f_2 \text{opt}}{f_2} \right)^2 \frac{F_c(x)}{F_a(x)} \right] + \frac{f_2}{F_D(x)}}. \quad (40)$$

Рассмотрение формулы (40) позволяет сделать следующие общие выводы:

1) чувствительность метода растет с увеличением f_2 , поэтому целесообразно использовать усилитель с максимально возможным значением верхней границы полосы пропускания;

2) снижение значений постоянных β_a и $f_{2\text{opt}}$ также приводит к повышению чувствительности метода.

Характер зависимости чувствительности метода от x в общем случае выявить трудно, поэтому рассмотрим сначала 3 частных случая, на основании которых дадим затем общее заключение.

А. Случай $f_2^2 \ll \left(\frac{f_{2\text{opt}}}{2}\right)^2$. Такое соотношение между f_2 и $f_{2\text{opt}}$ обеспечивает выполнение неравенства

$$1 \ll \left(\frac{f_{2\text{opt}}}{f_2}\right)^2 \frac{F_c(x)}{F_a(x)}$$

даже при $x=1$, а тем более при больших значениях x , ибо $\frac{F_c(x)}{F_a(x)}$ растет с ростом x . Тогда в области температур, где удовлетворяется неравенство $T \gg 4\beta_a f_2$ [точнее, $T \gg \beta_a f_2 F_a(x)$], но с ростом x уменьшается $F_a(x)$, поэтому берем худший вариант $F_a(1)=4$] чувствительность метода определится формулой

$$\left. \frac{dN}{dT} \right|_{\substack{V_{\text{opt}} \\ R_{a\text{opt}}} } = \frac{1}{e\sqrt{3}} \cdot \frac{f_2 F_D(x)}{\frac{\beta_c}{f_2} F_c(x) + T} \quad (41)$$

Так как $F_D(x)$ с ростом x уменьшается от $F_D(1)=\sqrt{3}$ до $F_D(\infty)=1$, а $F_c(x)=\sqrt{x}$ увеличивается, то чувствительность метода в этом случае с ростом x будет падать. Интенсивность же этого уменьшения чувствительности будет зависеть от соотношения слагаемых знаменателя: в области температур, где $T \gg \frac{\beta_c}{f_2} F_c(x)$, падение чувствительности будет слабым, определяясь в основном $F_D(x)$; в области же более низких температур, где $T \ll \frac{\beta_c}{f_2} F_c(x)$, чувствительность должна была бы падать, как $\sim \frac{1}{\sqrt{x}}$, но условие $T \ll \frac{\beta_c}{f_2} F_c(x)$ может прийти в противоречие с условием $T \gg \beta_a f_2 F_a(x)$, при котором только и справедлива формула (41). Поэтому чувствительность метода в этом случае с ростом x будет уменьшаться более медленно, чем по закону $\frac{1}{\sqrt{x}}$.

Характерная особенность этого частного случая — возможность пренебречь постоянной b в той области температур, для которой справедлива формула (41), т. е. для температур $T \gg \frac{b}{c} = \beta_a f_2 F_a(x)$. Докажем это, приняв во внимание формулы (41), (39) и (34):

$$\begin{aligned} \left. \frac{dN}{dT} \right|_{\substack{V_{\text{opt}} \\ R_{a\text{opt}}} } &= \frac{\frac{1}{\sqrt{3}} f_2 F_D(x)}{e} \cdot \frac{1}{\frac{\beta_c}{f_2} F_c(x) + T} = \\ &= \frac{D}{e} \cdot \frac{1}{\frac{h}{c} + T} = \frac{Dc}{e} \cdot \frac{1}{h + cT} \end{aligned}$$

Здесь вместо постоянной $g=b+h$, как в формуле (26), стоит только постоянная h .

Б. Случай $f_2 \approx f_{2\text{opt}}$. Путем несложных преобразований формулы (40) можно прийти к следующему выражению для чувствительности метода:

$$\left. \frac{dN}{dT} \right|_{\substack{V_{\text{opt}} \\ R_{\lambda \text{opt}}} } \approx \frac{1}{\epsilon \sqrt{3}} \cdot \frac{\gamma_a}{2\pi C_{\text{ax}}} \cdot \frac{F_D(x)}{\frac{1}{2} \lambda_a [F_a(x) + F_c(x)] + T}, \quad (42)$$

где

$$\lambda_a = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{k} T_k I_c R'_{\text{max}}} \approx 1840 \sqrt{I_c R'_{\text{max}}} \quad (42a)$$

($T_k = 293^\circ \text{K}$).

Здесь λ_a — абсолютная „шумовая“ постоянная входной лампы усилителя.

Чувствительность метода в этом случае при тех же значениях $f_{2\text{opt}}$ будет выше, чем в случае „А“, за счет более высокого значения f_2 . Зато пренебречь какой-либо из постоянных для упрощения методики их определения мы не имеем права, так как компоненты шума (при невысоких значениях T) оказываются самоизмеримыми.

Формула (42) особенно удобна для исследования количественного влияния на чувствительность метода различных факторов. Рассмотрение ее позволяет дать следующие рекомендации:

1) для повышения чувствительности метода надо стремиться к увеличению значения $f_{2\text{opt}}$ за счет увеличения γ_a и уменьшения C_{ax} ;

2) увеличение чувствительности может быть осуществлено одновременным увеличением γ_a и уменьшением λ_a путем такого варьирования значений I_c и R'_{max} , чтобы при минимальном значении произведения $I_c \cdot R'_{\text{max}}$ иметь максимально возможное отношение I_c/R'_{max} .

Зависимость чувствительности метода от x в этом случае слабее, чем в случае „А“, и имеет такой характер, что в интервале $1 < x < 3$ чувствительность практически не зависит от x , а при $x > 3$ чувствительность с ростом x падает.

В. Случай $f_2^2 \gg f_{2\text{opt}}^2 \frac{F_c(x)}{F_a(x)}$. При этом достигается наибольшая чувствительность метода, которая в области температур, где $T \gg \frac{\beta_a}{f_2} F_c(x)$, может быть представлена формулой

$$\left. \frac{dN}{dT} \right|_{\substack{V_{\text{opt}} \\ R_{\lambda \text{opt}}} } = \frac{1}{\epsilon \sqrt{3}} \cdot \frac{f_2 F_D(x)}{\beta_a f_2^2 F_a(x) + T_a}. \quad (43)$$

Характер зависимости чувствительности метода от x будет определяться соотношением между слагаемыми знаменателя: при $T \gg \beta_a f_2^2 F_a(x)$ чувствительность с ростом x падает, но не более, чем в $\sim 1,7$ раза, а при $T \ll \beta_a f_2^2 F_a(x)$ чувствительность с ростом x должна была бы расти, но не более чем в $\sim 1,8$ раза. Но так как условие $T \ll \beta_a f_2^2 F_a(x)$ может противоречить условию $T \gg \frac{\beta_c}{f_2} F_c(x)$, при котором только и справедлива формула (43), то остается признать, что чувствительность метода в данном случае может либо практически вообще не зависеть от x , когда $T \sim \beta_a f_2^2 F_a(x)$, либо очень медленно уменьшаться с ростом x .

Особенностью этого частного случая является возможность пренебречь постоянной h в области температур, где $T \gg \frac{h}{c}$, ибо $\frac{h}{c} = \frac{R_c}{f_2} F_c(x)$, т. е. там, где справедлива сама формула (43). Доказывается это аналогично тому, как это делалось в случае „А“.

Проведенный разбор частных случаев позволяет сделать следующие общие выводы.

1. Чувствительность метода в самом общем случае [см. формулу (40)] практически не может увеличиваться с увеличением x и большей частью даже уменьшается. Поэтому целесообразно использовать узкополосные усилители ($f_2 \approx f_1$), тем более, что этим обеспечивается реализация при $R_x = R_{x \text{ opt}}$ варианта $\omega^2 \tau^2 \approx 1$. Этот вариант полезен тем, что постоянная c не зависит от температуры даже в случае зависимости от нее R_x .

2. Из всех рассмотренных частных случаев наилучшим для практического осуществления метода является последний. Обусловлено это двумя обстоятельствами: а) наибольшей чувствительностью и б) возможностью получить соотношение $\frac{h}{c} \ll 1$, которое дает право пренебречь постоянной h при температуре T_1 . Условием реализации этого частного случая при наличии узкополосного усилителя, когда $\frac{F_c(x)}{F_s(x)} \approx \frac{1}{4}$, будет выполнение неравенства

$$f_2 \gg \left(\frac{f_{2 \text{ opt}}}{2} \right)^2. \quad (44)$$

3. Оценку чувствительности метода в области низких и сверхнизких температур можно производить только по формуле (40) или по формуле (42), если $f_2 \approx f_{2 \text{ opt}}$.

4. Чувствительность метода максимальна вблизи абсолютного нуля температур и с повышением температуры падает.

Вместо заключения рассмотрим конкретный пример практического осуществления метода.

Пусть в качестве входной лампы усилителя используется 6Ж1П в таком режиме, что $C_{\text{вх. л}} \approx 5 \text{ пф}$, $R_{\text{инт}} \approx 2 \text{ ком}$, $I_c \approx 10^{-9} \text{ а}$. $R_{\text{инт}}$ будет мало отличаться от $R_{\text{инт}}$ в силу того, что среднее квадратичное значение напряжения шума остальных каскадов усилителя будет в $\sim K_1^2$ раз меньше среднего квадратичного значения напряжения шума первого каскада. Здесь K_1 — коэффициент усиления первого каскада. Положим, что собственная емкость датчика $C_0 \approx 10 \text{ пф}$, тогда $C_{\text{вх}} \approx 15 \text{ пф}$.

Прежде всего по формуле (38) оценим значение $f_{2 \text{ opt}}$. В данном примере $f_{2 \text{ opt}} \approx 47,5 \text{ кгц}$. Для осуществления частного случая „В“ необходимо построить усилитель со значением f_2 , удовлетворяющим неравенству (44), т. е. должно быть $f_2 > 250 \text{ кгц}$. Допустим, что $f_2 \approx 300 \text{ кгц}$. Для осуществления варианта $\omega^2 \tau^2 \approx 1$ зададим $x = 1,04$, определив тем самым нижнюю границу идеальной полосы пропускания усилителя $f_1 = 290 \text{ кгц}$. Тогда по формуле (32) найдем значение $R_{x \text{ opt}} = 36 \text{ ком}$.

Чтобы иметь возможность пренебречь постоянной h при температуре T_1 , надо удовлетворить неравенству (12), т. е. иметь $R_x = 170 \text{ ком}$.

А так как для сопротивления датчика выбрано значение $R_x = R_{x \text{ opt}} \approx \approx 36 \text{ ком}$, то постоянной h мы можем пренебречь даже при температурах жидкого кислорода и азота.

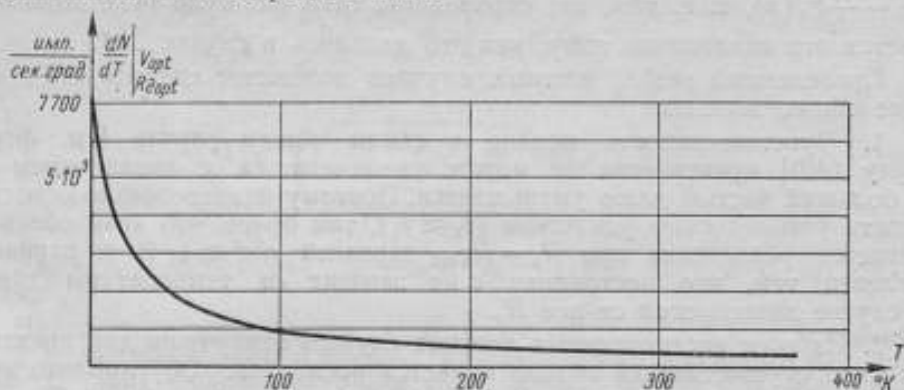


Рис. 3. График зависимости чувствительности метода от температуры в рассмотренном примере.

В таком исполнении и при условии $V = V_{\text{opt}}$ прибор обеспечит следующую чувствительность*

$$\left. \frac{dN}{dT} \right|_{\substack{V_{\text{opt}} \\ R_{x \text{ opt}}}} \approx \frac{111\,000}{14,4 + T + 0,09} = \frac{111\,000}{14,5 + T} \text{ имп./сек. град.}$$

Здесь $\frac{h}{c} = 0,09$.

Приведенный на рис. 3 график зависимости чувствительности прибора от температуры в рассмотренном примере дает наглядное представление о возможностях предложенного метода.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бродский А. Д., Саватеев А. В., Новый метод абсолютного измерения температуры, «Измерительная техника», № 5, 1960.
2. Наследов Д. Н., Халилов А. Ю., Электрические свойства In Sb, ЖТФ, т. 26, вып. 1, 1956, стр. 6.
3. Harrison J. V., Lawson A. W., Rev Sci. Instr., v. 20, № 11, 1959, p. 785.
4. Бунимович В. И., Флуктуационные процессы в радиоприемных устройствах, Изд. «Советское радио», 1951.

Поступила в редакцию
4/1 1960 г.

* Расчет произведен с помощью формулы (40).

В. И. ЛЕЙКУМ, Б. Н. ОЛЕЙНИК, Г. Я. СОЗИНОВ
ВНИИМ

ОБ ИЗМЕРЕНИИ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

В статье дан краткий критический обзор различных методов определения теплопроводности материалов. Выбран метод стационарного теплового потока, на основе которого создана аппаратура для измерения теплопроводности полупроводников.

Известно, что до последнего времени в вопросах изучения физических свойств полупроводников основное внимание уделялось их электрическим и магнитным свойствам [1]. Исследования, направленные на разработку методов и создание аппаратуры для определения теплофизических параметров полупроводников (в частности и коэффициентов теплопроводности), проводились в крайне ограниченном объеме.

Рассмотрим вопрос о методах, которые в настоящее время используются для измерения теплопроводности полупроводников, и о погрешностях измерения (по оценке самих авторов).

Для измерения теплопроводности полупроводников применяются главным образом как абсолютные [2—8], так и относительные [8—13] методы стационарного потока тепла*. Попытки некоторых авторов разработать другие методы, как, например, методы регулярного режима [14, 15], пока еще нельзя признать доведенными до конца: методика не отработана, анализ погрешностей измерений отсутствует, вопрос о применении предложенных методов для измерений в широком интервале температур вообще не ставится в программу дальнейших работ. Из методов нестационарного теплового потока наиболее разработанным следует признать метод, предложенный А. В. Иоффе и А. Ф. Иоффе, который используется для измерений при нормальной температуре [1, 16, 17]. Теоретический анализ этого метода, проведенный

* В соответствии с теорией стационарного потока тепла коэффициент теплопроводности λ исследуемого образца может быть определен по следующей формуле:

$$\lambda = \frac{QL}{\Delta t S},$$

где Q — количество теплоты, проходящее через площадь S поперечного сечения образца в единицу времени;

Δt — перепад температур в образце на расстоянии L .

Ю. С. Глебовым [18] и М. А. Кагановым [19], показывает, что он основан также на закономерностях регулярного теплового режима.

Беззондовый метод, предложенный Г. Н. Дульневым [20], основан на закономерностях системы с источником тепла, участвующей в теплообмене с окружающей средой. В литературе отсутствуют публикации о дальнейшей разработке этого метода или же о результатах измерений, выполненных на его основе.

Таким образом, методы нестационарного теплового потока не доведены до рабочего состояния, особенно в области как низких (практически до гелиевых), так и высоких (примерно до 1000°C) температур.

Результаты работ по измерению теплопроводности при комнатных температурах имеют ограниченную ценность при выборе метода и аппаратуры для широкого интервала температур. Что касается исследований, содержащих измерения в значительном диапазоне температур, в области ниже комнатных [2, 4, 5, 6, 21] и высоких температур [2, 3, 9, 12], то по аппаратурному оформлению они существенно различаются по точности полученных результатов и далеко не равноценны.

Среди работ, опубликованных после 1950 г., особое место занимает комплексная работа по измерению теплопроводности высокотемпературных материалов, обладающих полупроводниковыми свойствами, выполненная группой исследователей в Массачусетском технологическом институте по заданию организаций, определяющих развитие атомной промышленности США [8]. Авторы разработали стационарный метод для образцов в виде эллипсоида и провели большое число измерений теплопроводности ряда окислов, нитридов и карбидов при высоких температурах, в отдельных случаях доходящих до 1800°C . Ценность этих исследований состоит главным образом в детальном изучении температурной зависимости теплопроводности ряда важных для технического применения при высоких температурах огнеупорных материалов. В методическом отношении интерес представляют относительные методы в применении к образцам в форме куба и параллелепипеда; абсолютный метод авторы разработали применительно к образцам в форме эллипсоида.

Практика выдвигает задачу, с одной стороны, исследования теплопроводности уже готовых деталей, и с другой — исследования теплопроводности образцов малых размеров. С этой точки зрения методы, разработанные в Массачусетском институте [8], имеют ограниченное применение.

Как показал опыт, метод стационарного потока тепла можно использовать при измерении теплопроводности полупроводников в интервале температур от $1,5$ [5] до 2100°K [8]. Этот метод успешно применяется во всем интервале значений коэффициентов теплопроводности полупроводников $0,4 - 40 \text{ вт/м} \cdot \text{град}$.

В настоящее время не существует общепринятой аппаратуры и методов стационарного теплового потока, подвергшихся метрологическому анализу, и это затрудняет рациональный выбор метода для измерения теплопроводности полупроводников. В большинстве случаев погрешность результатов измерений оценивалась по среднему отклонению от среднего значения измеряемого параметра, а все остальные источники погрешностей, как правило, не учитывались.

Можно показать, что при измерении теплопроводности образцов длиной около 10 мм погрешности, возникающие за счет неточного определения расстояния между спаями дифференциальной термопары, измеряющей перепад температуры в образце, а также за счет ограниченной точности приборов для измерения электрической мощности, выделяющейся в нагревателе, достигают $\pm 3\%$ (относительная погрешность определе-

ния коэффициента теплопроводности). Если же учесть степень невоспроизводимости измерений, то можно ожидать, что погрешность измерения теплопроводности составит $\pm 5 \div 10\%$ в широком диапазоне температур.

Действительно, в большинстве опубликованных работ точность измерения характеризуется обычно степенью невоспроизводимости результатов и оценивается величиной $\pm 5 \div 10\%$. Из 21 упомянутой в настоящей статье работы в девяти вообще нет указаний на точности измерений, в четырех работах указывается, что погрешности достигают $\pm 5\%$ [4, 8, 15, 16], в работе [21] $\pm 8\%$, в работе [13] $\pm 10\%$, а в статьях с изложением результатов измерений теплопроводности при комнатных температурах [4, 10] утверждается, что погрешность имеет величину $\pm 1\%$. Эта цифра вызывает некоторые сомнения.

Что касается результатов измерения теплопроводности одних и тех же материалов, полученных разными авторами, то расхождения их достигают весьма больших величин. Например, теплопроводность сернистого молибдена по данным работ [2] и [3] различается более чем в два раза.

Таким образом, на основании изложенного материала можно сделать заключение о том, что в настоящее время наиболее разработанными методами для измерения теплопроводности полупроводников являются методы стационарного теплового потока.

Задача изучения теплопроводности полупроводников до настоящего времени ставилась и решалась в первую очередь с точки зрения создания аппаратуры для измерений, и только затем проводилось изучение погрешности измерений. Такое положение сложилось в результате того, что исследователи использовали метод стационарного теплового потока без критической оценки условий применимости этого метода для случая измерения теплопроводности полупроводников. При этом нужно иметь в виду следующую специфику условий измерений.

1. Диапазон измеряемых коэффициентов теплопроводности полупроводников не захватывает величины теплопроводности диэлектриков и металлов и это требует отработки специальных режимов эксперимента (установления надлежащей мощности, теплового контакта и градиентов температуры в исследуемом образце в зависимости от величины теплопроводности).

2. Во многих случаях практика требует измерений тепловых характеристик образцов, имеющих сравнительно небольшие размеры (длину $2 \div 20$ мм и диаметр $1 \div 10$ мм), что особенно важно при создании новых полупроводниковых материалов, получаемых в ограниченных количествах.

3. Не все модификации метода стационарного теплового потока могут быть использованы для измерения на образцах, имеющих небольшие размеры. Например, метод с охранными нагревателями более сложен, чем метод двух образцов с нагревателем между ними. В первом случае труднее осуществить условия, при которых можно надежно контролировать утечки тепла.

4. Конструктивное оформление метода и использование тех или иных материалов в аппаратуре будет в значительной мере определять погрешности измерений.

Однако перечисленные вопросы, подлежащие разработке, специально нигде не изучались и в литературе освещены совершенно недостаточно. Поэтому одной из первоочередных задач следует считать дальнейшую разработку методов стационарного теплового потока в применении к измерению теплопроводности полупроводников, имея в виду и создание конструктивно совершенной аппаратуры. Кроме этого, следует изыс-

квивать новые способы измерений на основе методов нестационарного теплового режима.

Созданная в 1958 г. во ВНИИМ лаборатория измерения тепловых величин направила свою деятельность в первую очередь на разработку методов и средств измерений для полупроводниковых материалов на основе метода стационарного потока тепла для системы двух образцов, имеющих длину 20 мм и диаметр 10 мм. Для этой цели была разработана и изготовлена установка в виде четырех отдельных блоков: вакуумной печи для температур $20 \div 800^\circ \text{C}$, низкотемпературного узла для температур от -180 до $+20^\circ \text{C}$, вакуумной системы и измерительного блока.

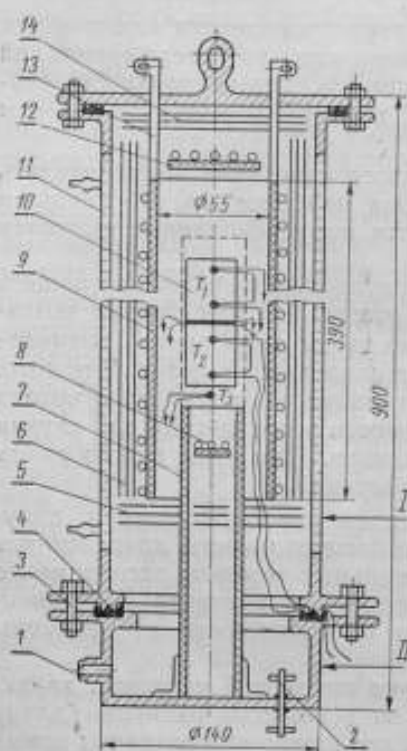


Рис. 1. Схема вертикальной вакуумной печи.

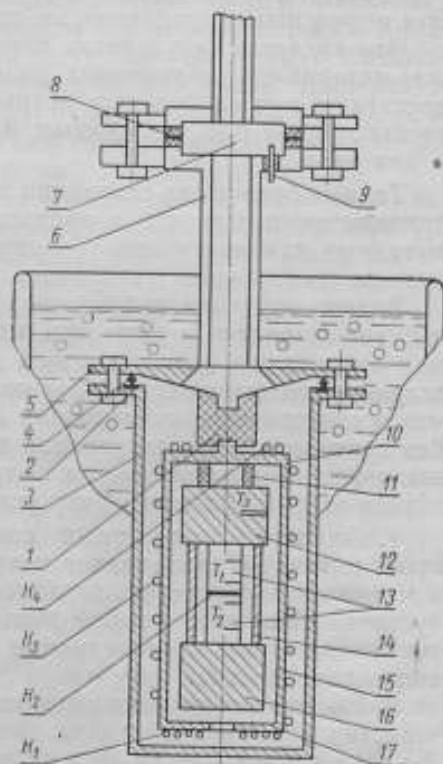


Рис. 2. Схема устройства для измерений при низких температурах.

В основу конструирования аппаратуры был положен стационарный метод измерения теплопроводности, получивший название метода «двух пластин». Он заключается в том, что испытуемый образец нарезают на две примерно равные части, между которыми помещают плоский нагреватель. В каждой из двух частей образца монтируют дифференциальные термодары, с помощью которых измеряют градиент температуры вдоль каждой из частей образца. Уровень температуры, при которой осуществляется измерение, определяют по показаниям третьей термодары (не дифференциальной), помещенной в тепловом контакте с образцом. Градиент температуры вдоль обеих частей образца определяют по показаниям дифференциальных термодар с учетом расстояния между их спаями.

На рис. 1 изображена схема вертикальной вакуумной печи. Испытуемый образец 10 помещают на подставке в виде кварцевой трубки 7.

Изменение температуры образца создается с помощью вертикального нагревателя 9, представляющего собой фарфоровую трубу с нихромовой обмоткой. Эта труба подвешена к крышке печи с помощью медных шин — токопроводов 13.

Потери тепла нагревателя 9 снижаются системой цилиндрических экранов 6, хромированных по поверхности. Печь имеет наружную рубашку 11 для водяного охлаждения.

Для создания равномерного температурного поля вокруг образцов высота нагревателя выбрана равной 390 мм при высоте образца около 40 мм. Кроме того, были приняты меры к уменьшению теплоотвода на краях нагревателя за счет создания системы экранов 5 и 14 и двух нагревателей 8 и 12. Опыт показал, что при температурах до 500° нет необходимости во включении нагревателей 8 и 12. Перепады температур в образцах измеряют с помощью дифференциальных медь-константановых термопар, которые могут быть использованы примерно до 300° С. Время установления заданной температуры в интервале 100—800° С составляет 4—6 ч.

Подготовка печи к измерениям проводится в следующей последовательности. Образец 10 устанавливают на кварцевой трубе 7. Выводы термопар пропускают через резиновую прокладку 4. Выводы нагревателя образцов присоединяют к зажимам 2. Затем печь 1 устанавливают на основании 11. Резиновые прокладки 4 уплотняют с помощью болтов 3. Вывод 1 служит для откачки печи.

Устройство для измерения теплопроводности при низких температурах от -180 до $+20^{\circ}$ С схематично изображено на рис. 2. Образцы 13, теплопроводность которых определяется по методу «двух пластин», с расположенным между ними нагревателем H_2 , зажаты между двумя массивными медными блоками 12 и 16, играющими роль холодильников. Нагреватель образцов H_2 изготовлен из нихромовой проволоки диаметром 0,1 мм, намотанной на слюдяном основании. Система образцов и блоков скреплена с помощью стержней 14; вся система окружена медными экранами, состоящими из медного цилиндра 15 и верхней и нижней крышек 10 и 17. Стержни 14 с блоками закрепляются в верхней крышке 10 через изоляционные втулки 11. В цилиндре 15 и нижней крышке 17 имеются отверстия для откачки воздуха и выводов проводников. Цилиндр 15 и обе крышки 10 и 17 имеют независимые нихромовые нагреватели H_1 , H_3 и H_4 . Образцы, экраны и нагреватели помещены внутри вакуумной рубашки, состоящей из медного кожуха 3 и крышки 5. Вакуумное соединение кожуха с крышкой осуществляется с помощью отожженного медного кольца 4 ромбического сечения, зажато болтами между фальцем крышки и стальным кольцом 2, впаянным во фланец кожуха 3. Для уменьшения теплопередачи между вакуумной рубашкой и нагревателями установлена эбонитовая втулка 1. Откачка системы производится через трубу 6, служащую также и для вывода всех проводов через распределительное устройство 7. Концы от термопар пропускаются между резиновыми прокладками 8, обеспечивающими вакуумное уплотнение. Проводники нагревателей закрепляются на уплотненных зажимах 9. Для измерения градиентов температур в образцах служат дифференциальные медь-константановые термопары T_1 и T_2 . О средней температуре образцов во время опытов можно судить по показаниям термопары T_3 , расположенной в одном из блоков. Заданная температура в системе устанавливается за 4—6 ч.

Вакуумная система, состоящая из форвакуумного насоса типа РВН-20 и диффузионного паромаслянного насоса типа ММ-40, позволяет создавать вакуум 10^{-4} мм рт. ст. и выше.

Измерительный блок состоит из прибора для измерения температур (компенсатор типа КЛ-48 для измерения т. э. д. с. термопар), мощности нагревателя образцов (вольтметр типа М-106 и амперметр типа М-104), вакуума (термовакuumетр типа ВИТ-1), нагрева и регулировки силы тока нагревательных элементов.

Созданная аппаратура испытана, и в широком диапазоне температур (примерно от -180 до $+500^\circ\text{C}$) были проведены измерения теплопроводности ряда материалов. В качестве примера можно привести результаты измерения коэффициентов теплопроводности плавленого кварца. Температурная зависимость теплопроводности в интервале температур от -180 до $+200^\circ\text{C}$ получена по способу наименьших квадратов в следующем виде:

$$\lambda = 0,264 + 5,11 \cdot 10^{-3} T - 4,00 \cdot 10^{-6} T^2 \text{ вт/м}\cdot\text{град.}$$

где T — температура в $^\circ\text{K}$.

Среднее относительное отклонение экспериментальных точек от соответствующих точек кривой этого уравнения составляет $3,2\%$.

Оценка точности разрабатываемого стационарного метода «двух пластин», осуществленного с помощью описанной аппаратуры, может быть сделана в более длительный период времени, когда будут накоплены экспериментальные данные по воспроизводимости измерений.

В заключение следует отметить, что разработка метода и создание соответствующей аппаратуры, удовлетворяющих запросы практики по точности измерений, еще не означают, что проблема точных измерений таким образом будет полностью решена. Опыт показывает, что на однотипной аппаратуре разные исследователи получают различные результаты. Поэтому перед лабораторией измерения тепловых величин ВНИИМ стоит очередная задача по созданию метода передачи к рабочим приборам и установкам значений теплопроводности полупроводников, определенных на образцовых установках лаборатории.

ЛИТЕРАТУРА

1. Иоффе А. Ф., Физика полупроводников, Изд. АН СССР, 1957.
2. Амирханов Х. И., Исследование тепловых и электрических свойств электронных полупроводников, Изв. АзССР, № 4, 1949.
3. Халилов Ю. А., Исследование температурной зависимости теплопроводности электронных и дырочных полупроводников, ДАН АзССР, № 10, 1951.
4. Десяткова Е. Д., Стивльбанс Л. С., Исследование влияния атомных примесей на теплопроводность кристаллической решетки, ЖТФ, № 6, 1952.
5. Fagen E., Goff J., Pearlman N., Thermal Conductivity and Thermoelectric Power of Germanium at Low Temperature, Phys. Rev., v. 94, № 5, 1954.
6. Carruthers, Geballe, Rosenberg, Ziman, The Thermal Conductivity of Germanium and Silicon between 2°K and 300°K , Proc. Roy. Soc., v. 238, No 1215, 1957.
7. Ratcliff E. H., Thermal Conductivities of Fused and Crystalline Quartz, Brit. J. Appl. Phys., v. 10, No 1, 1959.
8. J. Am. Ceram. Soc., v. 37, No 2, II—XI, 1954.
9. Десяткова Е. Д., Маслаковец Ю. П., Соминский М. С., Термоэлектрический эффект сернистого свинца, Изв. АН СССР, сер. физ. т. V, № 4—5, 1941.
10. Куртнер А. Д., Малышев Б. К., О теплопроводности селена и сплавов Гутчинса, ЖТФ, № 11—12, 1943.
11. Дунаев Ю. А., Измерение теплопроводности сернистого свинца, ЖТФ, № 10, 1946.

* Вопросы, связанные с разработкой метода, со способами оценки погрешностей измерений, сопоставление результатов измерений теплопроводности полупроводников с данными литературных источников является предметом для последующих публикаций сотрудников лаборатории.

12. Девяткова Е. Д., Мислаковец Ю. П., Сильбанс Л. С., О теплопроводности, электропроводности и термоэлектродвижущей силе системы Sb Zn, а также о влиянии на них незначительных примесей других металлов, ЖТФ, № 1, 1952.

13. Griego A., Montgomery H., Thermal Conductivity of Germanium, Phys. Rev., v. 86, 1952, p. 570.

14. Кондратьев Г. М., Бегункова А. Ф., Глебов Ю. С., Дульнев Г. Н., Исследование тепловых свойств оксидов, Труды ЛИТМО, вып. 12, 1954.

15. Чернякова М. А., Чудиновский А. Ф., Новый метод измерения термических характеристик полупроводников, ЖТФ, № 6, 1955.

16. Иоффе А. В., Иоффе А. Ф., Простой метод измерения теплопроводности, ЖТФ, № 12, 1952.

17. Иоффе А. В., Иоффе А. Ф., Измерение теплопроводности полупроводников вблизи комнатной температуры, ЖТФ, № 11, 1958.

18. Глебов Ю. С., Анализ точности определения коэффициентов теплопроводности полупроводников по методу А. В. Иоффе и А. Ф. Иоффе, Труды ЛИТМО, вып. 37, 1959.

19. Каганов М. А., Теоретический расчет метода измерения теплопроводности полупроводников, предложенного А. В. Иоффе и А. Ф. Иоффе, ЖТФ, № 11, 1958.

20. Дульнев Г. Н., Новый метод определения коэффициентов теплопроводности полупроводников, Труды ЛИТМО, вып. 12, 1954.

21. Slack G. A., Newman R., Thermal Conductivity of MnO and NiO, Phys. Rev. Letters, v. 1, No 10, 1958.

Поступила в редакцию

16/XI 1959 г.

Ю. А. КИРИЧЕНКО

ВНИИМ

МЕТОД И АППАРАТУРА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕМПЕРАТУРОПРОВОДНОСТИ С ПОМОЩЬЮ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ВОЛН

В статье содержатся результаты теоретической и экспериментальной разработки метода измерения температуропроводности с помощью радиальных температурных волн в цилиндре. Предлагается новый комплексный метод измерения теплофизических коэффициентов.

Краткий обзор методов определения температуропроводности

Коэффициент температуропроводности a веществ характеризует протекание нестационарных тепловых процессов в теле (скорость распространения тепла, термическую инерцию тела). Он связан с коэффициентом теплопроводности λ и удельной теплоемкостью c соотношением

$$a = \frac{\lambda}{c\gamma}, \quad (1)$$

где γ — удельный вес. Знать величину a для различных материалов и в широком интервале температур необходимо как при расчете нестационарных процессов, так и при решении вопросов, связанных с работой различных приборов, аппаратов и конструкций в условиях переменных температур. Точно так же величина a используется при решении ряда задач в металлургии (например, расчет промышленных печей, регенераторов, нагрева металлов [1, 2]), в строительном деле (например, при расчете и исследовании стен зданий и холодильников и изоляционных ограждений, подвергающихся периодическим воздействиям температуры), в машиностроении (например, при оценке термической стойкости материала) и т. д.

Коэффициент температуропроводности a можно определить косвенным путем, исходя из уравнения (1), если знать три другие величины, входящие в это уравнение. Но определение трех величин, особенно в широком интервале температур, представляет трудоемкую задачу; при использовании же литературных источников для нахождения всех или части величин, входящих в формулу (1), можно допустить грубые ошибки. Например, данные, полученные различными авторами для строительных материалов при комнатных температурах, могут расхо-

даться между собой на 100% и более [3]. (Это объясняется не только погрешностью самих измерений, но и тем, что разные авторы измеряли материалы, различающиеся по своему составу и физическим свойствам.) Поэтому температуропроводность α желательно определять непосредственно из экспериментов, проводимых в широком интервале температур.

Измерение α , кроме того, может служить контрольным или косвенным методом для определения λ . При высоких температурах (1000–2000°С) измерение коэффициентов теплопроводности веществ обычно применяемыми для этой цели стационарными методами становится чрезвычайно трудным, и более перспективными, вероятно, являются нестационарные методы, при которых определяется температуропроводность. При стационарных методах для измерения теплопроводности тела задача сводится к созданию и измерению постоянного направленного потока тепла и перепада температур на границах образца. Утечки тепла, сильно возрастающие при высоких температурах, искажают результаты измерений, не говоря уже о том, что снижение величины этих утечек (с помощью охранных нагревателей, теплоизоляции и пр.) значительно усложняет проведение экспериментов. При методах же, основанных на нестационарных режимах, измеряется только изменение температуры и время, за которое оно произошло. Эти величины можно измерить с большей точностью.

Можно привести другие примеры, когда необходимо непосредственное определение α . Например, при очень низких температурах (несколько десятых °К), где исследование теплопроводности и теплоемкости может дать очень ценные сведения для изучения и понимания строения вещества, прямое определение α затруднительно из-за ее сильного уменьшения, и теплоемкость находится по значениям α и λ [4 и 5]. Непосредственное определение температуропроводности сплавов может дать ценные сведения о кинетике фазовых превращений [6].

Наиболее употребительные методы измерения температуропроводности можно разбить на следующие группы:

- 1) методы регулярного режима 1-го рода;
- 2) методы, основанные на нагревании образца с постоянной скоростью (регулярный режим 2-го рода);
- 3) методы температурных волн;
- 4) методы неограниченного эталона;
- 5) зондовые методы.

Методы регулярного режима 1-го рода, разработанные Г. М. Кондратьевым и его школой [7, 8], основаны на закономерностях той стадии охлаждения или нагрева тела, когда его температура изменяется по экспоненциальному закону. Эти методы очень удобны для плохих проводников тепла и при не очень высоких температурах. Их достоинством является быстрота и простота проведения эксперимента и независимость получаемых данных от выбора места установки термодатчика.

Для осуществления регулярного режима 1-го рода должно выполняться постоянство температуры среды и коэффициента теплоотдачи. Выполнение этих граничных условий составляет основную трудность применения методов регулярного режима 1-го рода при высоких температурах.

А. В. Лыковым и его сотрудниками разработаны методы определения температуропроводности при нагревании образцов с постоянной скоростью (методы регулярного режима 2-го рода) применительно к образцам теплоизоляционных материалов [8, 9]. Существенной трудностью при осуществлении метода является изменение температуры среды со временем по линейному закону в широком интервале температур.

К этой же группе методов примыкает и разработанный О. А. Краевым метод измерения температуропроводности сталей и теплоизоляторов [10]. Достоинством этих методов является принципиальная возможность определить изменение температуропроводности в более или менее широком интервале температур за один опыт.

Методы температурных волн основаны на закономерностях распространения установившихся колебаний температуры в твердом теле. Применялись два метода: для неизолированного полубесконечного стержня, имеющего на своем конце источник периодического нагрева (метод Ангстрема [11]), и для полуограниченного пространства с периодическим изменением температуры поверхности. Достоинством первого из этих методов является возможность измерения с его помощью температуропроводности небольших образцов металлов и сплавов (в виде длинных и тонких стержней) как для самых низких [4, 5], так и для весьма высоких температур (до 500°) [6, 12]. Однако он не получил большого распространения, возможно, из-за относительно сложной техники эксперимента и затруднений, вызываемых соблюдением теоретических предпосылок метода. Второй метод, являющийся разновидностью первого, использовался главным образом для определения тепловых характеристик грунтов в естественном состоянии [13] и лишь эпизодически применялся для исследования твердых и дисперсных образцов плохо проводящих тепло материалов в лабораторных условиях [3, 14, 15]. В последнем случае для установления квазистационарного состояния требовался значительный промежуток времени (до нескольких десятков часов).

Методы неограниченного эталона [9, 13] основаны на результатах решения одномерной нестационарной задачи теплопроводности для образца простой формы, соприкасающегося с неограниченной средой. Методы применялись обычно для плохих проводников тепла при комнатных температурах. Их достоинством является то, что они позволяют определить все три термические характеристики материала (λ , a и c), а также простота эксперимента. К недостаткам метода можно отнести громоздкость и ограниченную точность расчетных формул, зависимость результатов от начального распределения температур и то, что сам метод является относительным. Исключение составляет случай, когда метод используется только для определения температуропроводности, тогда он может быть и абсолютным [16]. В последнее время разрабатывается и абсолютный комплексный метод [17].

Зондовые методы, основанные на решении задач теплопроводности для неограниченной среды (исследуемое вещество) с источником тепла, разработаны А. Ф. Чудновским и его сотрудниками [13]. Применение методов ограничено невысокими температурами и дисперсными материалами.

В настоящее время трудно указать достаточно проверенный, удобный и доведенный до приборного оформления способ измерения температуропроводности при высоких температурах. Поэтому имеет смысл развивать новые методы измерения температуропроводности, которые могут обеспечить достаточно высокую точность, могут быть применены при возможно более высоких температурах и оформлены в виде компактной и удобной установки.

Метод радиальных температурных волн в цилиндре

Новый метод измерения температуропроводности, основанный на закономерностях распространения радиальных температурных волн в неограниченном цилиндре, предлагался А. Н. Гордовым [18].

Если в среде, температура которой изменяется по гармоническому закону

$$t_c(\tau) = t_{c_0} + t_m \cos \omega \tau, \quad (2)$$

где $\omega = 2\pi f$, f — частота колебаний, t_{c_0} — средняя температура среды, а t_m — амплитуда ее колебаний, поместить цилиндрический неограниченный образец, то безразмерная температура $\theta(r, \tau)$ образца в точке с координатой r в момент времени τ будет определяться выражением

$$\begin{aligned} \theta(r, \tau) &= \frac{t(r, \tau) - t_{c_0}}{t_m} = \\ &= A_r \cos(\omega \tau - \varphi_r) - \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{\mu_n^4}{\mu_n^4 + H^4 R^4} - \frac{t_{c_0} - t_0}{t_m} \right) A_n J_0 \left(\mu_n \frac{r}{R} \right) e^{-\mu_n^2 \frac{a \tau}{R^2}} = \\ &= A_r \cos(\omega \tau - \varphi_r) - \sum_{n=1}^{\infty} \theta_n(r, \tau). \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь $t(r, \tau)$ — температура цилиндра;

$t_0 = t(r, 0)$ — начальная температура образца;

μ_n и A_n — табулированные величины, зависящие от критерия

Био ($Bi = \frac{\alpha R}{\lambda}$, где α — коэффициент теплоотдачи);

$$H = \sqrt{\frac{\omega}{a}}.$$

Сумма ряда $\sum_{n=1}^{\infty} \theta_n(r, \tau)$ по истечении определенного промежутка

времени достигнет достаточно малой величины, и в каждой точке цилиндра с координатой r установятся колебания температуры с постоянной амплитудой A_r и фазой φ_r (регулярный режим 3-го рода).

Сущность нового метода заключается в том, что по отношению амплитуд температурных колебаний в двух точках (на расстоянии r от оси и на самой оси цилиндра) можно найти критериальную величину Hr из зависимости

$$\frac{A_r}{A_0} = (\text{ber}^2 Hr + \text{bei}^2 Hr)^{\frac{1}{2}}. \quad (4)$$

Температуропроводность находится по формуле

$$a = \frac{\omega}{(Hr)^2} r^2. \quad (5)$$

В формуле (4) $\text{ber } x$ и $\text{bei } x$ — функции Томпсона, определяемые отношением $I_0(x\sqrt{\pm i}) = \text{ber } x \pm i \text{bei } x$, и I_0 — видоизмененная функция Бесселя первого рода нулевого порядка.

Метод может позволить определять на одном и том же приборе температуропроводность в широкой области температур, для образцов различного размера и для веществ, сильно различающихся по своей температуропроводности. Проведение опыта легко автоматизировать. Метод допускает самопроверку (измерение a при разных f , вычисление a не только по отношению амплитуд, но и по разности фаз).

Настоящая работа имеет целью детальную разработку метода радиальных температурных волн в цилиндре и его приборное оформление

для плохих проводников тепла. Впервые для твердых веществ метод был опробован по предложению А. Н. Гордова в дипломной работе В. А. Москалева [19]*.

Выбор оптимальных условий эксперимента

Исследуем возможные погрешности метода на основе формул (4) и (5), предполагая, что соблюдаются теоретические предпосылки, при которых была выведена формула (4): имеет место регулярный режим 3-го рода, коэффициенты теплопроводности и теплоотдачи и амплитуда колебаний температуры среды постоянны во время опыта, образец представляет собой неограниченный цилиндр, а термодатчики не искажают температурное поле образца.

Полагая, что погрешности Δr , $\Delta \omega$ и $\Delta(H^2 r^2)$ имеют чисто случайный характер, из формулы (5) получим выражение

$$\frac{\Delta a}{a} = \left\{ \left[\frac{\Delta(H^2 r^2)}{H^2 r^2} \right]^2 + \left(\frac{\Delta \omega}{\omega} \right)^2 + 4 \left(\frac{\Delta r}{r} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}}. \quad (6)$$

$\frac{\Delta(H^2 r^2)}{H^2 r^2}$ найдем из уравнения (4):

$$\begin{aligned} \frac{\Delta(H^2 r^2)}{H^2 r^2} &= 2 \left[\left(\frac{\Delta A_r}{A_r} \right)^2 + \left(\frac{\Delta A_0}{A_0} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \frac{\operatorname{ber}^2 Hr + \operatorname{bei}^2 Hr}{Hr (\operatorname{ber} Hr \operatorname{ber}' Hr + \operatorname{bei} Hr \operatorname{bei}' Hr)} = \\ &= \left[\left(\frac{\Delta A_r}{A_r} \right)^2 + \left(\frac{\Delta A_0}{A_0} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} F(Hr). \end{aligned} \quad (7)$$

Значения $F(Hr)$ в зависимости от Hr представлены в табл. 1.

Таблица 1

Hr	1	1,5	2	2,5	3	3,5	4	4,5	5	6	7	8	9
$F(Hr)$	33,2	7,24	2,91	1,70	1,24	1,00	0,88	0,75	0,64	0,54	0,45	0,39	0,35

Если равны абсолютные погрешности измерения амплитуд колебаний температуры ($\Delta A_r = \Delta A_0$), что и будет чаще всего осуществляться на практике, из формулы (7) будем иметь, учитывая зависимость (4) $\frac{A_r}{A_0}$ от Hr ,

$$\frac{\Delta(H^2 r^2)}{H^2 r^2} = \frac{\Delta A_r}{A_r} \left[1 + \left(\frac{A_r}{A_0} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} F(Hr) = \frac{\Delta A_r}{A_r} \varphi_1(Hr). \quad (8)$$

Из графика функции $\varphi_1(Hr)$ (рис. 1) можно найти, что оптимальные значения критерия Hr лежат в пределах $2,5 < Hr < 4$. Наименьшая погрешность будет при $Hr \approx 3$. Из соотношения (4) найдем соответствующее этому значению отношение амплитуд $\frac{A_r}{A_0} \approx 2$.

* Для жидкостей измерение теплопроводности методом радиальных температурных волн с использованием закона сдвига фаз было осуществлено Ван Зи и Бэбкоком (J. Amer. Cer. Soc., v. 34, № 8, 1951, p. 244).

В частном случае равенства относительных погрешностей амплитуд ($\frac{\Delta A_r}{A_r} = \frac{\Delta A_0}{A_0}$) получим

$$\frac{\Delta(H^2 r^2)}{H^2 r^2} = \frac{\Delta A_r}{A_r} \sqrt{2} F(Hr) = \frac{\Delta A_r}{A_r} \varphi_2(Hr). \quad (9)$$

Последний случай будет реализован на практике, например, когда ведется автоматическая запись колебаний температур и сигнал от центрального термодатчика усиливается до уровня сигнала от термодатчика с координатой r , или наоборот, последний ослабляется до уровня сигнала от центрального термодатчика.

В этом случае погрешность уменьшается по мере увеличения критерия Hr (рис. 1) и

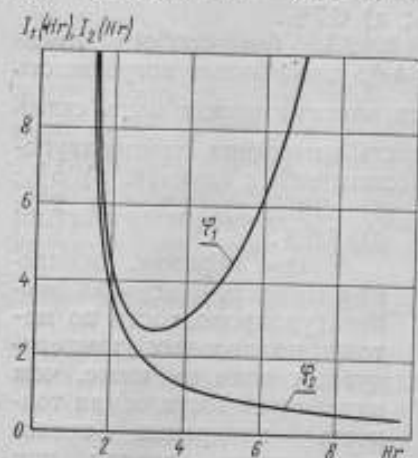


Рис. 1. Значение $\frac{\Delta(H^2 r^2)}{H^2 r^2} \left| \frac{\Delta A_r}{A_r} \right|$ при равенстве абсолютных погрешностей измерений амплитуд температурных колебаний $[\varphi_1(Hr)]$ и равенстве относительных погрешностей $[\varphi_2(Hr)]$.

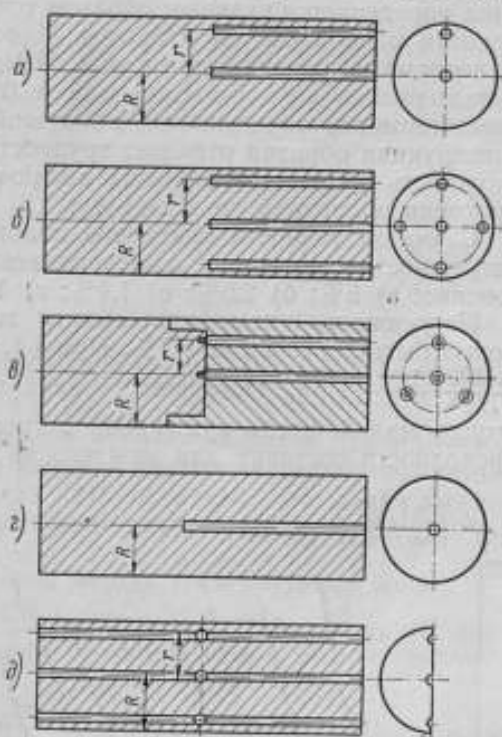


Рис. 2. Конструкции образцов, применяемых при измерении теплопроводности по методу радиальных волн.

выгоднее вести измерения при больших значениях критерия Hr ($Hr > 4$).

Положение центрального термодатчика практически не влияет на точность измерений. Действительно, если координата центрального термодатчика $r_0 = r'$, то измеряемое отношение амплитуд колебаний температуры $\frac{A_r}{A_{r'}} = \frac{A_r}{A_0} \left| \frac{A_{r'}}{A_0} \right|$ будет отличаться от расчетного на множитель $A_0/A_{r'}$, который мало отличен от единицы. Для оптимального значения $Hr = 3$ отклонение термодатчика на 15% от оси ($r'/r = 0,15$) вызывает погрешность измерения отношения амплитуд менее $0,1\%$ ($A_r/A_0 = 1,0007$).

На рис. 2 представлены возможные конструкции образцов для измерения теплопроводности по методу температурных волн. Отверстия для термодатчиков везде расположены не в радиальном, а в продольном направлении, чтобы не исказить сильно температурное поле образца и не проводить термодатчики через области с большими

градиентами температуры. Примем координату точки, в которой измеряется температура, во всех случаях равной 20 мм. Точность определения положения нецентрального термодатчика Δr , как показывает опыт, для образцов а) и б) будет не меньше 0,5 мм. Образец в) — разъемный; расположение термодатчиков относительно оси цилиндра может быть определено более точно, чем в двух предыдущих случаях (0,2 мм). В образце г) второй термодатчик располагается по поверхности образца. Точность измерения координаты внешнего термодатчика определяется главным образом точностью обработки и может быть принята равной 0,1 мм. Образец д) состоит из двух половинок, одна из которых и показана на рисунке. Измерители температуры (термопары) укладываются в узкую (шириной 0,10–0,15 мм) канавку; положение спаев термопар определяется с большой точностью (0,1 мм). При такой конструкции образца отпадает трудность сверления глубоких отверстий; сложность применения образца заключается в необходимости хорошей пригонки половинок друг к другу.

С учетом точности измерения положения термодатчиков частная погрешность измерения α , обусловленная Δr , будет равна соответственно: а) 5%; б) 2,5%; в) 1,4%; г) 1%; д) 0,7%.

Погрешность измерения амплитуды $\Delta A_r/A_r$, без особого труда может быть доведена до 0,5%. При $\Delta A_0 = \Delta A_r$ это вызовет погрешность $\frac{\Delta(H^2r^2)}{H^2r^2} \approx \pm 1,5\%$. Погрешность измерения частоты может быть сколь угодно малой; тогда суммарная погрешность измерения температуропроводности составит для каждого из рассмотренных случаев: а) 5%; б) 3%; в) 2%; г) 2%; д) 1,6%.

Таким образом, ожидаемая точность измерения температуропроводности по методу радиальных температурных волн не ниже, чем наивысшая достижимая точность измерения теплопроводности, равная при высоких температурах (1000°С) ~5% [8].

С увеличением длины образца усложняется конструкция прибора и увеличиваются трудности, связанные с монтажом термодатчиков и определением их положения. Найдем ту минимальную длину цилиндра $2l$ при заданном радиусе R , или то отношение $\delta = R/l$, при ко-

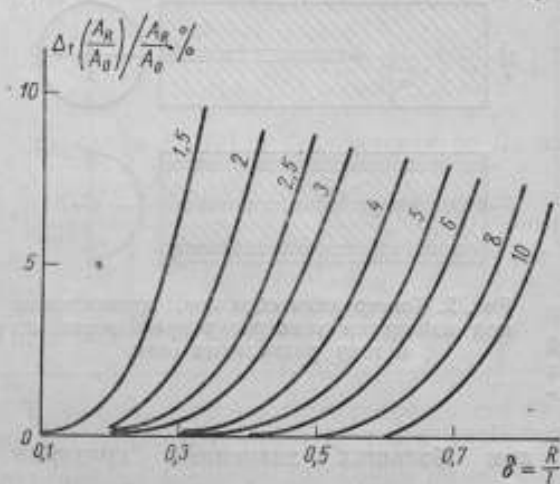


Рис. 3. Зависимость погрешности, обусловленной ограниченной длиной образца от δ для различных значений HR .

Цифры у кривых обозначают величину HR .

тором цилиндрический образец с нужной точностью мог бы считаться бесконечно длинным. Будем рассматривать температурное поле цилиндра как результат наложения температурных волн двух типов: цилиндрических, рассеивающихся на торцах, и торцевых, рассеивающихся на цилиндрической поверхности. Оценим при малых значениях критерия Био погрешность, возникающую при определении величины отношения амплитуды $\frac{A_r}{A_0}$ из-за торцевого эффекта и равную $\Delta_r \left(\frac{A_r}{A_0} \right) / \frac{A_r}{A_0}$. При этом рассеянием цилиндрической и торцевой волн можно пренебречь.

(Например, декремент затухания торцевых волн при наличии в цилиндре боковой теплоотдачи будет больше, чем при отсутствии теплоотдачи [20]). Тогда максимальную величину погрешности можно оценить отношением амплитуды колебаний в центре пластины толщиной $2l$ к амплитуде на оси неограниченного цилиндра радиуса R , имеющих на поверхности ту же амплитуду колебаний температуры, что и исследуемый образец. Применяя для определения затухания волн в пластине формулу

$$\frac{B_l}{B_0} = \left(\sin^2 \sqrt{\frac{1}{2}} Hl \operatorname{sh}^2 \sqrt{\frac{1}{2}} Hl + \cos^2 \sqrt{\frac{1}{2}} Hl \operatorname{ch}^2 \sqrt{\frac{1}{2}} Hl \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (10)$$

которую легко получить из решения аналогичной задачи для пластины [9], будем иметь

$$\max \Delta_1 \left(\frac{A_R}{A_0} \right) \left| \frac{A_R}{A_0} \right| \approx \frac{A_R}{A_0} \frac{B_l}{B_0} \approx \frac{B_l}{A_0}. \quad (11)$$

Вычисленные по формуле (11) зависимости $\max \Delta_1 \left(\frac{A_R}{A_0} \right) \left| \frac{A_R}{A_0} \right|$ от $\delta = \frac{R}{l}$ при разных HR показаны на рис. 3. Ограничив допустимую погрешность $\Delta_1 \left(\frac{A_R}{A_0} \right) \left| \frac{A_R}{A_0} \right|$ величиной 0,5%, получим для оптимального значения $HR = 3$ значение $\delta \leq 1/3$.

Сравнение данных, полученных с помощью описанной приближенной оценки, с найденными из точного решения задачи для колебаний температуры в ограниченном цилиндре [21] показало, что такая оценка является достаточно жесткой для любых значений критерия Био.

Аппаратура для осуществления метода температурных волн

Измерения температуропроводности по методу температурных волн были проведены на макете установки, основной частью которой является

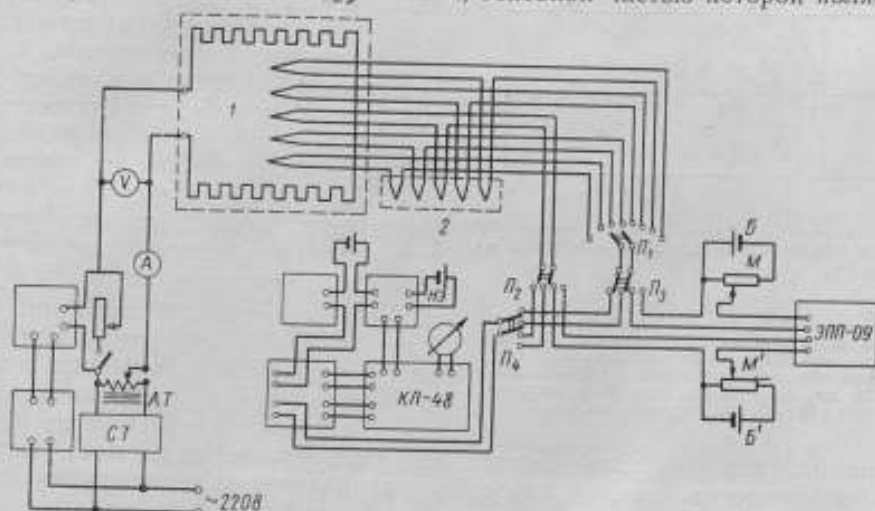


Рис. 4. Принципиальная электрическая схема установки.
1 — печь; 2 — термостатирование холодных сплавов.

малоинерционная печь, изготовленная из кварцевой трубы длиной 1 м и внутренним диаметром 55 мм (измерения с образцом диаметром 55 мм

проводились на аналогичной печи с внутренним диаметром 65 мм). Печь имеет нихромовую обмотку сопротивлением около 33 ом, изолированную тонким слоем асбеста. Образцы помещали в изотермическую часть печи на специальных держателях из плохо проводящего материала, обладаю-

Таблица 2

Средняя температура опыта, °С . . .	25	50	100	150	200	250	275
Мощность, подводимая к печи, вт . . .	15	90	300	500	850	1200	1480

щих малой тепловой инерцией. Питание печи осуществлялось переменным током от стабилизатора СТ и регулировалось автотрансформатором АТ (рис. 4). Колебания температуры на поверхности образца достигаются с помощью прерывистой подачи напряжения на зажимы печи.

Печь включали и выключали через разные промежутки времени с помощью генератора колебаний (на рис. 4 — нижний блок слева) — устройства, состоящего из синхронного мотора, редуктора и приводимых им во вращение двух кулачков, один из которых включает, а другой выключает цепь печи через специальное реле (верхний блок слева). Генератор позволяет создавать колебания температуры на поверхности образца с периодом от 5 сек до 1 ч. Зависимость средней температуры образца от мощности, подводимой к печи в период ее включения, приведена в табл. 2.

При работе печи в колебательном режиме она будет охлаждаться во время выключения напряжения тем сильнее, чем выше ее температура и больше период колебаний. Увеличение этих двух параметров приводит к возрастанию амплитуды колебаний температуры $\Delta t_p = A_p t_m$ на поверхности образца (рис. 5). Для снижения амплитуды колебаний температуры включениям и выключениям может подвергаться не вся мощность, подаваемая на печь,

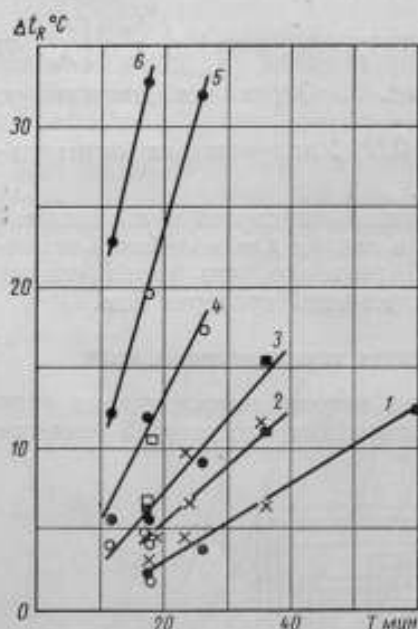


Рис. 5. Зависимость амплитуды колебания температуры на поверхности образца (Δt_p) от периода колебаний и подаваемой мощности.

1 — мощность 150 вт; 2 — мощность 200 вт;
3 — мощность 300 вт; 4 — мощность 500 вт;
5 — мощность 850 вт; 6 — мощность 1350 вт.
Диаметр образцов из азбита: ■ — 45 мм,
□ — 25 мм, × — 36 мм; из фторопласта-Б
● — 30 мм, ○ — 25 мм.

а лишь часть ее. Это достигается тем, что в цепь печи включается сопротивление, которое закорачивается при замыкании контактов реле. Спустя некоторое время после начала работы печи, управляемой генератором, в образце устанавливается регулярный тепловой режим 3-го рода, и после этого производят запись колебаний температуры в центральной и удаленной от оси точках образца.

На основе экспериментов, проведенных на макете, была спроектирована и построена лабораторная установка для измерения температуро-

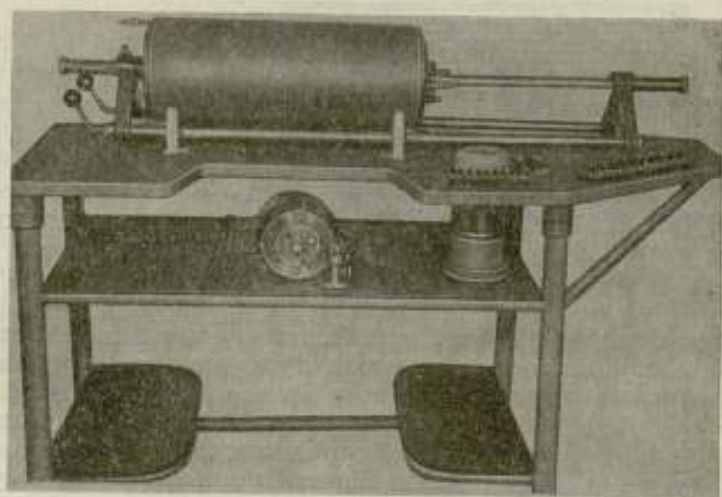


Рис. 6. Общий вид установки.

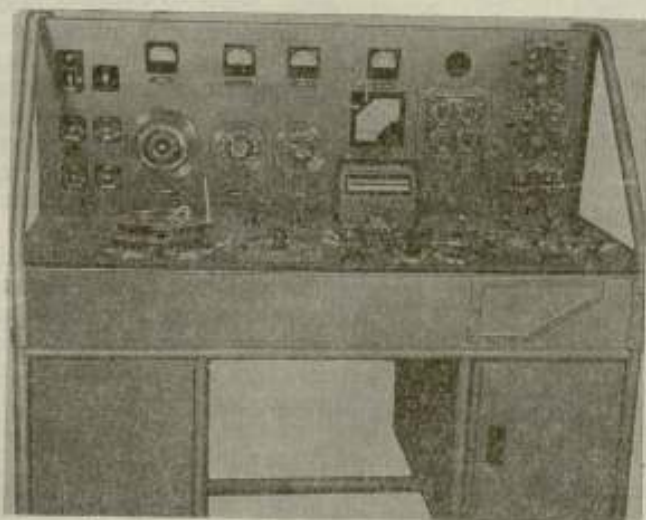


Рис. 7. Общий вид измерительного стенда.

проводности плохих проводников тепла (в частности пластмасс). На рис. 6 показан общий вид печи и генератора колебаний, на рис. 7

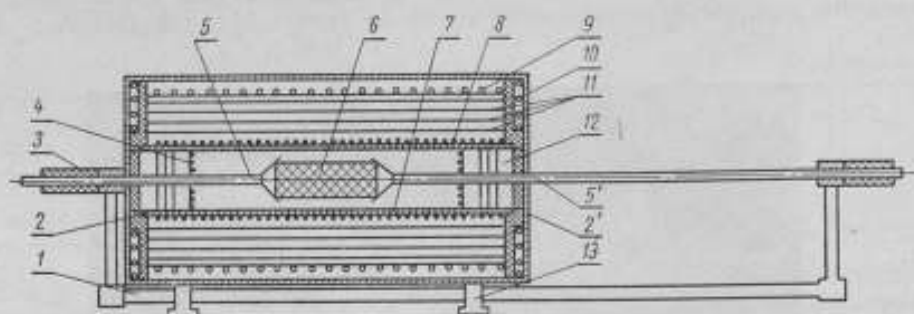


Рис. 8. Схематический разрез печи.

изображен пульт, на котором производятся измерения температуропроводности и осуществляется контроль и регулирование режима работы печи. Схематическое устройство печи представлено на рис. 8. Печь состоит из кварцевой трубы 7 (длиной 50 см) с нихромовой обмоткой 8, лежащей на керамических боковых стенках 2—2'. Внутри печи для создания равномерного температурного поля установлены охранные боковые нагреватели 4 и боковые экраны 12. Для устранения чрезмерных потерь тепла при высоких температурах печь окружена четырьмя съемными отражательными металлическими экранами 11. С целью стабилизации теплового режима печи она помещена в изотермическую оболочку, образуемую цилиндрическим холодильником 9, через который пропускается вода из водопровода или термостата. Для этой же цели служат и боковые холодильники 10. Образец 6 помещается на керамических держателях 5 и 5', зажимающих образец с помощью пружин 3, расположенных вне печи. Держатели с образцом можно выдвигать из печи с помощью направляющих 1, проходящих через подставку печи 13. Печь работает устойчиво и весьма экономично. Для создания средней температуры около 400°, что может считаться верхним пределом для пластмасс, печь потребляет около 400 вт.

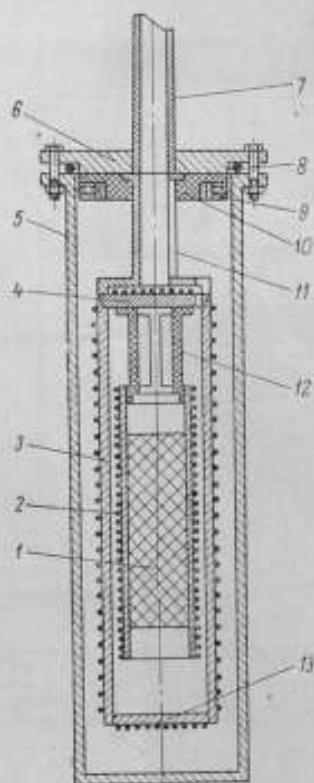


Рис. 9. Схематический разрез установки для низких температур.

Построена также установка для измерения температуропроводности при низких температурах ($-190 \pm +60^\circ \text{C}$) (рис. 9). Периодическое изменение температуры в образце 1 создается с помощью вертикальной печи 2, надетой непосредственно на образец и представляющей собой тонкостенный медный цилиндр, покрытый клеем БФ-2, на который намотан нагреватель из нихромовой проволоки. Печь с образцом помещается внутри медного экрана, состоящего из цилиндра 3 и верхней и нижней крышек 4 и 13. На каждой из составных частей экрана расположены

нихромовые нагреватели. Экран с нагревателями служит для создания определенного уровня температуры и поддержания равномерности температурного поля вдоль образца. Печь с образцом закрепляется на верхней крышке экрана с помощью специального сердечника 12 (из плексигласа или эбонита). Вся система размещается внутри вакуумной рубашки 5, изготовленной из нержавеющей стали. Вакуумное уплотнение рубашки 5 со стальной крышкой 6 осуществляется с помощью медного отожденного колечка 8, имеющего ромбическое сечение. Экран соединяется с вакуумной рубашкой с помощью фланца 11. Вакуумная рубашка помещается в ванну с постоянной температурой (жидкий азот, жидкий кислород, углекислота, тающий лед и т. д.). Промежуточные температуры достигаются с помощью экрана с нагревателями. Откачка и вывод проводов от нагревателей и термопар производятся через нейзильберовую трубу 7, припаянную к крышке рубашки. Для удобства монтажа все провода подведены сначала к переходной колодке 10 и клеммам 9, соединенным с постоянной проводкой, идущей вне установки. Переходная колодка размещена внутри вакуумной рубашки на ее крышке.

Методика измерений

Измерение амплитуд колебаний температур в образце осуществлялось с помощью термопар или термометров сопротивления. При применении термопар температуру измеряли в середине образца (рис. 2, а) на оси и в четырех точках на расстоянии r от оси и результаты усредняли. Т. э. д. с. термопар либо определяли на потенциометре типа КЛ-48, либо записывали на электронном автоматическом потенциометре типа ЭПП-09. Схема измерения представлена на рис. 4. С помощью переключателей P_2 и P_3 можно переключить измерения с автоматической записи на потенциометр типа КЛ-48. Переключатели P_1 и P_4 позволяют измерять поочередно т. э. д. с. любой из термопар. При автоматической записи величина т. э. д. с. термопар, соответствующая средней температуре опыта, компенсировалась напряжением, подаваемым от специальных цепей (батарея B и магазин сопротивления M).

Измерения с термометрами сопротивления проводились на образце, имеющем лишь одно осевое отверстие (рис. 2, в), куда на трении вставляли элемент термометра. Этот элемент, длиной 15–20 мм и диаметром 3 мм состоял из нескольких слоев медной проволоки диаметром 0,05 мм, изолированных друг от друга бакелитовым лаком. Несмотря на значительный диаметр внутреннего термометра, при соответствующем выборе его тепловых характеристик (c и a) присутствие его не сказывается ощутимо на температурном поле образца.* Каркасом термометра служит стеклянная палочка, оболочка изготовлена из алюминиевой фольги. Второй термометр сопротивления намотан непосредственно на поверхности цилиндрического образца в его средней части. Весь образец был покрыт тонким ровным слоем бакелитового лака. Такая конструкция термометров применялась до 100°С.

Термометры имеют некоторое преимущество перед термопарами: координата внешнего термометра весьма точно задается радиусом образца: термометры «интегрируют» температуру поверхности, и возможные неоднородности температурного поля не сказываются на измерениях; при измерениях с помощью термометров сопротивления достигается

* См. статью настоящего сборника, стр. 167.

большая чувствительность, чем с помощью термопар, что важно при автоматической записи.

Недостатками способа измерения с помощью термометров сопротивления являются значительные величины амплитуд высших гармоник на поверхности образца и сложность монтажа и градуировки внешнего термометра. Однако нет необходимости градуировать внешний термометр до начала экспериментов, достаточно проградуировать внутренний термометр, а внешний можно проградуировать по внутреннему уже в процессе измерений. Это возможно потому, что в диапазоне температур, при которых производились измерения с термометрами сопротивления, отклонение средней температуры на образующей образца от средней температуры на оси будет невелико. Эта разность, измеренная с помощью термопар, оказалась не превышающей $0,2^{\circ}$. Температурный коэффициент сопротивления внутренних термометров был около $4,25 \cdot 10^{-3} \text{ град}^{-1}$, внешних — около $4,45 \cdot 10^{-3} \text{ град}^{-1}$. Сопротивление термометров при 0°C составляло $50 \div 60 \text{ ом}$.

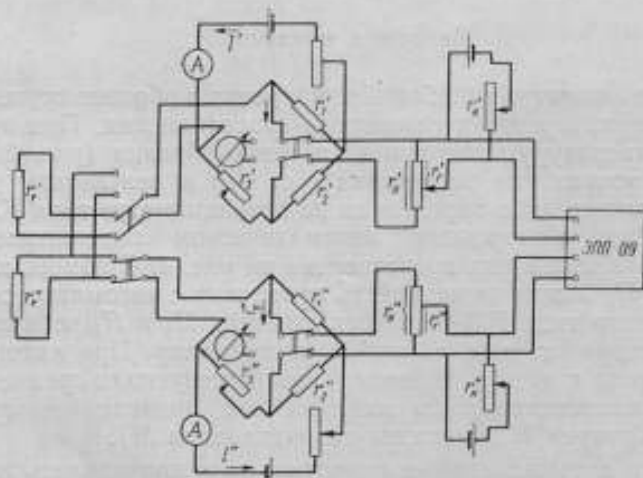


Рис. 10. Принципиальная схема измерений с помощью термометров сопротивления.

Принципиальная измерительная схема с помощью термометров сопротивления представлена на рис. 10. Измерения либо производили на мосте МВЛ-47, либо они автоматически записывались. В последнем случае каждый термометр (r_T и r_T') составлял плечо отдельного моста, сбалансированного при значении сопротивлений, соответствовавших средней температуре опыта (величины с одним и двумя штрихами относятся к схемам соответственно внутреннего и внешнего термометров). Величина разбаланса подавалась на вход электронного двухточечного потенциометра ЭПП-09, который одновременно записывал колебание падения напряжения на известных сопротивлениях r_T и r_T' , включенных в измерительную диагональ моста.

В соответствии с рис. 10 введем обозначения: r_T — сопротивление термометров при температуре $t = t_0 + \Delta t$, где t_0 — средний уровень температуры, Δt — отклонение от среднего уровня; r_0 — сопротивление из-

мерительной диагонали; r_1 и r_2 — сопротивление постоянных, а r_3 — переменного плеча моста; I — ток в диагонали питания моста;

$$k = \frac{r_2}{r_1} = \frac{r_2}{r_1};$$

$$m = \frac{r_0}{r_t}; \quad n = \frac{r_1}{r_t} = \frac{r_2}{r_3};$$

r_t — сопротивление термометра при температуре t_0 .

Формулу для тока разбаланса можно привести к виду, в котором сила этого тока будет пропорциональна отклонению температуры от среднего уровня

$$i_0 = I \frac{\alpha}{1 + \alpha t} \cdot \frac{k \Delta t}{(1 + k) \left(m + k + \frac{m}{n} + 1 \right)} \quad (12)$$

при условии

$$\frac{\alpha \Delta t \left(k + \frac{m}{n} + 1 \right)}{(1 + \alpha t) \left(m + k + \frac{m}{n} + 1 \right)} \ll 1. \quad (13)$$

Используемая мостовая схема — высокоомная и, следовательно, изменение сопротивления r_t вызывает пренебрежимо малые изменения тока I . Выбрав полные сопротивления диагоналей так, чтобы

$$\frac{r_0}{r_t} = \frac{r_0}{r_t}, \quad (14)$$

получим для амплитудных значений колебания температуры

$$\frac{\Delta U'_m}{U'_m} = \frac{\alpha' I' r'_t}{\alpha'' I'' r''_t} \cdot \frac{1 + \alpha'' t_0}{1 + \alpha' t_0} (1 + \gamma) \frac{U''_m}{U'_m} = B f(t_0) (1 + \gamma) \frac{U''_m}{U'_m}. \quad (15)$$

Здесь U — колебание напряжения, измеряемое потенциометром; индекс «м» обозначает амплитудные значения;

$\gamma = \frac{r_0 - r_0}{(m + k + 1) r_t}$ — играет роль малой поправки; условия опыта легко могут быть выбраны такими, что ею можно пренебречь;

$B = \frac{\alpha' I' r'_t}{\alpha'' I'' r''_t}$ — константа опыта;

$f(t_0) = \frac{1 + \alpha'' t_0}{1 + \alpha' t_0}$ — медленно меняющаяся функция средней температуры опыта, близкая к единице [в наших опытах $f(t_0) \approx 1 \div 1,02$].

Так как величины I и r_t выбираются произвольно, то B или $B f(t_0)$ может быть установлено равным единице. Тогда изменение напряжения, записываемого потенциометром, будет пропорционально отклонению температуры от ее среднего уровня для данного опыта.

При проведении опытов необходимо знать время наступления регулярного режима. Его можно считать наступившим, если отношение разности между двумя измерениями температуры, проведенными через время, равное периоду колебания температуры T , к величине амплитуды

колебаний (неход) будет достаточно мало*. Оно будет определяться выражением

$$\frac{\Delta \theta_1(r, \tau, T)}{A_r} = \frac{\theta_1(r, \tau) - \theta_1(r, \tau + T)}{A_r} = \Delta M_r(r, \tau), \quad (16)$$

где $\theta_1(r, \tau)$ — экспоненциальный член, величина которого определяется формулой (3).

Допустимая величина нехода характеризуется той погрешностью, которую он внесет в определение амплитуд температурных колебаний. При любых значениях NR и критерия Био относительное искажение амплитуды, вызванное неполнотой наступления регулярного режима 3-го рода, будет меньше $0,25 \Delta M_r(r, \tau)$.

Величину нехода легко определить по записи колебаний как разность между двумя последующими максимумами или минимумами. Время наступления регулярного режима τ^* можно определить из соотношения для точек на оси цилиндрического образца

$$\Delta M_r(0, \tau^*) = \frac{\theta_1(0, \tau^*)}{A_0} \left(1 - e^{-\frac{\tau_1^{*2}}{R^2 B^2}} \right) \leq \beta, \quad (17)$$

где β — допустимая величина нехода.

Для наших опытов время наступления регулярного режима, определенное по формуле (17) для $\beta = 0,03$, равно около 2—3,5 ч. Это же время, измеренное на опыте и отсчитываемое с момента включения печи для образцов из эбонита и фторопласта-4 диаметром 25—30 мм при периодах 17,5—26,3 мин составляло 2,5—4 ч. Время разогрева самой печи составляло около 1 ч. При переключении уже работающей печи на другую среднюю температуру, отличающуюся от первой на несколько десятков градусов, время наступления регулярного режима в образце сокращалось до 2—2,5 ч. Таким образом, формулу (17) можно использовать для приближенной оценки длительности опыта, несмотря на несоответствие тех теоретических предпосылок, при которых она была выведена (образец помещается в среду с уже установившимися колебаниями температуры), условиям опыта (печь разогревается вместе с образцом).

Таблица 3

№ п. п.	$T, \text{ мин}$	A'	$\Delta = \frac{A - A'}{A} \%$	A''	A'''	$\frac{A''}{A'} \%$	$\frac{A'''}{A'} \%$
1	18	59,3	10,4	1,1	4,4	1,9	7,4
2	24	82,3	10,5	1,3	6,1	1,6	7,4
3	60	60,5	12,5	1,1	6,0	1,8	9,9

Обозначения в таблице: A' , A'' и A''' — соответственно, 1-я, 2-я и 3-я гармоники в условных единицах.
 $\Delta = \frac{A - A'}{A}$ — отклонение амплитуды первой гармоники от суммарной измеренной амплитуды колебаний,
 т. е. погрешность, вносимая внешними гармониками.

Теория метода радиальных температурных волн в цилиндре построена в предположении синусоидальных колебаний температуры

* См. статью настоящего сборника, стр. 158.

среды. При осуществлении метода на установке, описанной в этой статье, высшие гармоники колебаний температуры будут затухать в самой печи и при надлежаще подобранных частотах колебания температуры внутри образца будут близки к синусоидальным. Однако на поверхности образца в составе колебаний значительную долю будут занимать высшие гармоники. В табл. 3 представлен состав колебаний на поверхности образца диаметром 36 мм для трех отдельных опытов, соответствующих разным периодам. Измерения поверхностной температуры производились с помощью термометров сопротивления, намотанных непосредственно на образец.

Из табл. 3 видно преобладание 3-й гармоники в температурных колебаниях на поверхности образца.

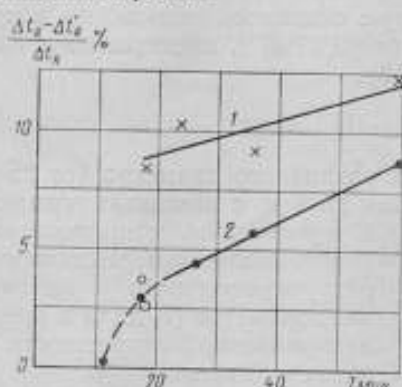


Рис. 11. Относительная погрешность, вносимая высшими гармониками при различных периодах колебаний температуры.

x — для поверхности образца; для относительной координаты $\frac{r}{R} = 0,8$. Диаметр образца из алюминия: □ — 25 мм; из фторопласта-4: ● — 30 мм, ○ — 25 мм.

Отклонение амплитуды колебаний от 1-й гармоники представлено на рис. 11 для поверхностной температуры (кривая 1) и для точки с относительной координатой $\frac{r}{R} = 0,8$ (кривая 2).

Анализ состава колебаний в глубине образца показывает, что влияние 3-й гармоники уменьшается. Это связано с тем, что 3-я гармоника затухает сильнее, чем 2-я. Отношение амплитуды 2-й и 3-й гармоник на расстоянии r от оси к амплитудам этих гармоник на оси выражается соответственно формулами

$$y_2 = \frac{A_r^2}{A_0^2} = (\text{ber}^2 \sqrt{2} Hr + \text{bei}^2 \sqrt{2} Hr)^{-\frac{1}{2}}, \quad (18)$$

$$y_3 = \frac{A_r^3}{A_0^3} = (\text{ber}^2 \sqrt{3} Hr + \text{bei}^2 \sqrt{3} Hr)^{-\frac{1}{2}}, \quad (19)$$

графики которых представлены на рис. 12.

Воспользовавшись законом затухания 3-й гармоники (и считая, что влияние высших гармоник уменьшается в той же степени), можно объяснить реальное уменьшение отклонения колебаний от синусоидальности в глубине образца.

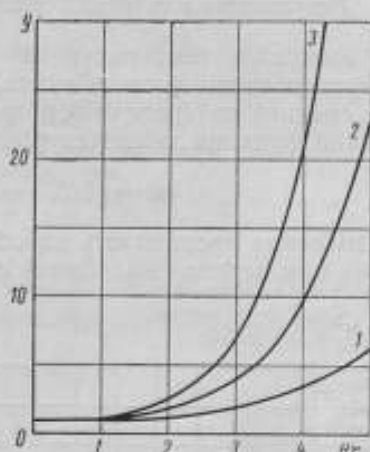


Рис. 12. Степень затухания 1-й (кривая 1), 2-й (кривая 2) и 3-й (кривая 3) гармоник в цилиндре.

Оценить влияние высших гармоник при обработке опыта можно различным образом. Можно найти 1-ю гармонику с помощью гармонического анализа. Для этой цели зарегистрированный полный период делится на 12 частей. Дальнейшая обработка происходит по известным формулам гармонического анализа [22]. Для менее точных измерений можно приближенно оценить долю, составляемую высшими гармониками, с помощью данных из рис. 11 и 12.

Наконец, можно выбрать такое расположение термоприемников и такие значения Hr , при которых можно было бы пренебречь влиянием высших гармоник.

Результаты измерения температуропроводности материалов

В интервале температур $20 \div 120^\circ\text{C}$ было проведено определение температуропроводности эбонита, которую оказалось возможным в пределах средней квадратичной погрешности $\pm(3 \div 4)\%$ представить в виде линейной функции температуры (рис. 13).

$$a = (1,26 - 0,0039 t) \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{сек.}$$

Измерения проводились на образцах различного диаметра (от 25 до 55 мм) при периоде колебаний от 12 мин до 1 ч с помощью термопар

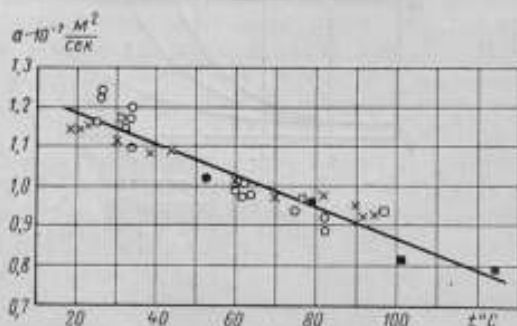


Рис. 13. Зависимость температуропроводности эбонита от температуры.

Измерение с помощью термометров сопротивления: \circ — образец диаметром 36 мм, \bullet — 35 мм. Измерения с помощью термопар: \square — образец 45 мм, \blacksquare — 25 мм. \times — измерения по методу акалориметра.

и термометров сопротивления. Контрольные измерения температуропроводности методом акалориметра [7] дали в пределах указанной погрешности те же результаты.

Для сравнения сообщим, что температуропроводность эбонита, измеренная методом мгновенного цилиндрического источника, при $18 \div 19^\circ\text{C}$ составляет $1,18 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{сек.}$

А. Ф. Чудновским [13] для дисперсных материалов был применен зондовый метод, при котором используется источник малого радиуса ($r \approx 0$) и на расстоянии r от него измеряется температура.

В наших опытах использовался цилиндрический нагреватель радиуса r и измеритель помещался на оси этого нагревателя ($r \approx 0$). Образец состоял из двух цилиндров с радиальными отверстиями. В большой цилиндр плотно вставляли малый с намотанным в специальной канавке нагревателем. По оси малого цилиндра измеряли температуру.

Описанное изменение метода позволяет несколько повысить точность измерения, в частности, уменьшается погрешность, связанная с измерением координаты, так как последняя задается весьма точно радиусам малого цилиндра.

Температуропроводность фторопласта-4 была измерена в интервале температур $60 \div 300^\circ\text{C}$ (рис. 14). От 100 до 300°C температуропроводность фторопласта-4 с точностью $\pm(2,5 \div 3,5)\%$ подчиняется линейной зависимости

$$a = (1,19 - 0,0015 t) \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{сек.}$$

При 60° температуропроводность фторопласта-4 равна $(1,03 \pm 0,03) \times 10^{-7} \text{ м}^2/\text{сек}$. Измерения проводились на образцах диаметром 25—30 мм с помощью термопар.

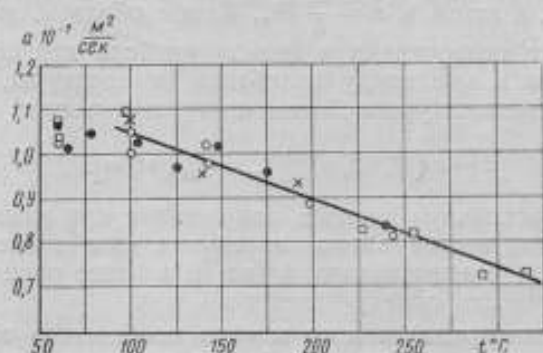


Рис. 14. Зависимость температуропроводности фторопласта-4 от температуры.

□ — образец диаметром 25 мм, период колебаний 17,52 мин;
●, ○, × — образцы 30 мм, период колебаний 17,52; 26,27 и 11,68 мин соответственно.

В табл. 4 представлены результаты измерений температуропроводности плексигласа в интервале температур $-180 \div +90^\circ \text{C}$, а в табл. 5 — полистирола в интервале $40 \div 100^\circ \text{C}$.

Таблица 4

$t, ^\circ\text{C}$	-180	-146	-116	-72	-39	38	59	75	88
$a \cdot 10^7 \text{ м}^2/\text{сек}$	2,10	1,92	1,61	1,47	1,36	1,08	1,02	0,95	0,84

Таблица 5

$t, ^\circ\text{C}$	44	51	59	69	77	87	100
$a \cdot 10^7 \text{ м}^2/\text{сек}$	1,16	1,13	1,11	1,08	1,01	0,93	0,81

Комплексный метод измерения тепловых констант с помощью радиальных температурных волн

Описанный метод определения температуропроводности послужил основой для разработки комплексного метода измерения тепловых констант (a и λ). Отношение амплитуд колебаний температуры на оси образца Δt и температуры t_m среды, в которой находится образец, является функцией критериев $Bi = \frac{aR}{\lambda}$ и $HR = \sqrt{\frac{\omega}{a}} R$:

$$\frac{\Delta t}{t_m} = A_0 = f_1(Bi, HR) \text{ и } Bi = f_2(A_0, HR).$$

Численные значения функции $f_1(Bi, HR)$ при различных значениях Bi и HR могут быть легко найдены [9, 18, 20]. Проведя измерения t_m

при определенных частотах и средних уровнях температуры и измерения при тех же условиях для образца сравнения определенного радиуса R с известной теплопроводностью λ_0 , можно найти $Bi_0 = f_2(A_0, HR)$, а затем и $\alpha = \frac{\lambda_0}{R} Bi_0$. Таким образом, можно определить коэффициент теплоотдачи в данном приборе для образцов определенного размера и амплитуду колебания температуры, как функции условий опыта (средних уровней температуры и частот)

$$\alpha = \alpha(R, \Delta t, \omega); \quad t_m = t_m(\Delta t, \omega).$$

После этого, используя данные, получаемые при измерении температуропроводности исследуемого материала, мы можем вычислить Bi (по Δt и HR) и, следовательно, λ (по Bi и ранее определенному α). Удельная теплоемкость определяется по λ и α .

При реализации предлагаемого метода необходимо обеспечить равенство коэффициентов излучения «образца сравнения» и исследуемого образца.

К достоинствам метода можно отнести принципиальную его применимость для высоких температур и то, что измерение как α , так и λ производится в одном опыте. Определенные ограничения на точность метода, сравнимые с теми, которые имеют место в методах регулярного режима I-го рода, будут накладывать относительность метода и погрешность определения α .

Используя в качестве образца сравнения плексиглас, для температуропроводности которого в данной работе получены значения, хорошо согласующиеся с имеющимися в литературе [15, 23, 24], были измерены коэффициенты теплопроводности эбонита, фторопласта-4 и полиэтилена высокого давления (табл. 6).

Таблица 6

Материал	$t, ^\circ\text{C}$	$\gamma, \text{кг/м}$	$\alpha \cdot 10^7, \text{м}^2/\text{сек}$	$\lambda, \text{вт/м} \cdot \text{град}$	$c, \text{дж/кг} \cdot \text{град}$
Эбонит	45	1200	1,09	0,171	1,34
Фторопласт-4	50	2180	1,14	0,242	0,97
Полиэтилен высокого давления	50	930	1,45	0,35	2,57

Заключение

Теоретически и экспериментально показано, что метод радиальных температурных волн в цилиндре позволяет производить измерение температуропроводности с точностью около 3%. Оценены оптимальные условия проведения опыта (выбор критерия HR , отношения диаметра образца к его длине и времени начала опыта). Разработаны схемы измерения и лабораторная установка. Измерена температуропроводность эбонита в интервале $20 - 120^\circ\text{C}$, фторопласта-4 в интервале $60 - 300^\circ\text{C}$, плексигласа в интервале $-180 - 90^\circ\text{C}$ и полистирола в интервале $40 - 100^\circ\text{C}$. Предложен новый комплексный метод измерения тепловых констант и приведены результаты измерения с помощью этого метода.

Автор выражает признательность А. Н. Гордову и Б. Н. Олейнику за постоянный интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Грошев М. В., Тепловые расчеты мартеновских печей, «Металлургия», 1957.
2. Гольдфарб Э. М. и др., Расчеты нагревательных печей, ДТБУ, 1958.
3. Billington N. S., The thermal diffusivity of some poor conductors, J. Scient. Instrum., v. 26, No 1, 1949, pp. 20—23.
4. Howling P. H., Mendoza E., Zimmerman J. G., Preliminary experiments on the temperature wave method of measuring specific heats of metals at low temperatures, Proc. Roy. Soc., v. 229, No 1176, 1955, pp. 86—109.
5. Заварицкий Н. В., Исследование тепловых свойств сверхпроводников. I. Олово (до 0,15° К), ЖЭТФ, т. 33, № 5(11), 1957, стр. 1085—1097.
6. Шандковский Е. Г., Измерение температуропроводности металлов по методу Ангстрема, ЖТФ, т. 8, № 10, 1938, стр. 935—947.
7. Кондратьев Г. М., Регулярный тепловой режим, Гостехиздат, 1954.
8. Кондратьев Г. М., Тепловые измерения, Машгиз, 1957.
9. Лыков А. В., Теория теплопроводности, Гостехиздат, 1952.
10. Краев О. А., Метод определения зависимости температуропроводности от температуры за один опыт, «Теплоэнергетика», № 4, 1956; Измерение температуропроводности металлов в широком интервале температур за один опыт, «Теплоэнергетика», № 12, 1957; Простой метод измерения температуропроводности теплоизоляторов, «Теплоэнергетика», № 4, 1958.
11. Angström A. J., Neue Methode das Wärmeleitungsvermögen der Körper zu bestimmen, Ann. d. Phys., Bd. 104, 1861, S. 513.
12. Sidles P. H., Danielson G. C., Thermal diffusivity of metals at high temperatures, J. Appl. Phys., v. 25, No 1, 1953, pp. 58—66.
13. Чудновский А. Ф., Теплообмен в дисперсных средах, Гостехиздат, 1954.
14. Tadokoro Y., On the determination of the thermal conductivity, specific heat, density and thermal expansion of different rocks and refractory materials, Science Rep. Tohoku Imp. Univ., 1 ser., v. 10, No 5, 1921, pp. 340—410.
15. Кравчук Е. М., Определение тепловых коэффициентов сыпучих и твердых материалов по методу плоских тепловых волн, «Инженерно-физический журнал», т. 1, № 40, 1958.
16. Кулаков М. В., К определению термических коэффициентов твердых теплоизоляторов, ЖТФ, т. 22, № 1, 1952.
17. Иванов А. А., Абсолютный метод комплексного определения теплофизических коэффициентов с мгновенным источником тепла, Ученые зап. Ярослав. технол. ин-та, т. 2, 1957.
18. Гордов А. Н., Температурное поле тел в условиях переменной температуры среды и меняющейся теплоотдачи, Труды ВНИИМ, вып. 35(95), 1958.
19. Москален В. А., Измерение температуропроводности методом температурных волн, Труды ЛИТМО, вып. 21, 1957.
20. Швидковский Е. Г., К теории плоских температурных волн, ЖТФ, т. 10, № 2, 1940, 144—157.
21. Кириченко Ю. А., Температурные волны в ограниченном цилиндре, Труды ВНИИМ, вып. 40(100), 1959.
22. Яковлев К. П., Математическая обработка результатов измерений, Гостехиздат, 1953.
23. Chung P. K., Jackson M. L., Thermal diffusivity of low conductivity materials, Ind. Eng. Chem., v. 46, No 12, 1954, pp. 2563—2566.
24. Теплотехнический справочник, т. I, Госэнергоиздат, 1957.

Поступила в редакцию

13/XI 1959 г.

Ю. А. КИРИЧЕНКО
ВНИИМ

РЕГУЛЯРИЗАЦИЯ ТЕПЛООВОГО РЕЖИМА НЕОГРАНИЧЕННОГО ЦИЛИНДРА, ПОМЕЩЕННОГО В СРЕДУ С ПЕРИОДИЧЕСКИ ИЗМЕНЯЮЩЕЙСЯ ТЕМПЕРАТУРОЙ

В статье исследуются закономерности вступления в регулярный тепловой режим 3-го рода тел простой формы (в частности неограниченного цилиндра). Выведены формулы для погрешности измерения амплитуд температурных колебаний в цилиндре при неустановившемся регулярном режиме.

Вопрос времени установления регулярного теплового режима 1-го рода исследовали: для тел простой формы Г. М. Кондратьев [1] и для тел произвольной формы Г. Н. Дульнев [2]. Б. Н. Олейник [3, 4] изучил дорегулярную стадию различных тепловых режимов (регулярных тепловых режимов 1-го и 2-го рода и теплового режима при экспоненциальном изменении температуры среды), главным образом с точки зрения последовательности вступления в регулярный режим отдельных точек тела. Численный расчет времени, необходимого для установления регулярного теплового режима 1-го рода для тел простой формы, проведен Д. В. Будриним и Е. Л. Сухановым [5]. Дорегулярное состояние регулярного теплового режима 3-го рода (установившиеся гармонические колебания температуры) нигде не рассматривалось. Однако его изучение представляет интерес при решении задач измерения периодически изменяющихся температур или измерения температур в теле, подвергаемом периодическому нагреву (как, например, это имеет место при определении температуропроводности методом радиальных температурных волн)*. В данной работе рассматриваются некоторые закономерности дорегулярной стадии регулярного теплового режима 3-го рода (в частности для цилиндра), что дает возможность оценить время наступления регулярного теплового режима, выбрать условия для скорейшего его достижения и оценить погрешность измерения амплитуд температурных колебаний, возникающую из-за того, что тепловой режим не установился.

В цеховых условиях температуру нагревательных печей зачастую поддерживают на заданном уровне с помощью автоматического двух-

* См. статью настоящего сборника, стр. 138.

позиционного регулирования. Такой способ неизбежно приводит к тому, что температура печи совершает периодические колебания с довольно устойчивым периодом вокруг некоторого среднего уровня. Соответственно температура внутри деталей, загруженных в печь, также совершает периодические колебания. Рассмотрение процесса регуляризации дает возможность оценить время, необходимое для установления в различных точках внутри цилиндрических деталей регулярного теплового режима 3-го рода (т. е. установление в каждой точке тела колебаний температуры вокруг среднего уровня температуры печи с определенной амплитудой).

Если в среду, температура которой изменяется по закону

$$t_c(\tau) = t_0 + t_m \cos \omega \tau, \quad (1)$$

где $\omega = 2\pi f$;

f — частота;

t_0 — средняя температура среды и

t_m — амплитуда ее колебаний,

помещено тело простой формы с начальной температурой, равной t_0 (неограниченный цилиндр, неограниченная пластина или шар) с определяющим размером R (радиус или полутолщина пластины), то температура тела в точке $\rho = \frac{r}{R}$ и в момент времени τ определяется [6] выражением

$$\begin{aligned} \theta(\rho, \tau) &= \frac{t(\rho, \tau) - t_0}{t_m} = A_\rho \cos \omega \tau - \\ &- \sum_{i=1}^{\infty} \frac{A_i}{1 + \frac{H^4 R^4}{\nu_i^4}} U(\nu_i \rho) e^{-\nu_i^2 Fo} = \\ &= A_\rho \cos(\omega \tau - \varphi_\rho) - \sum_{i=1}^{\infty} \theta_i(\rho, Bi, Fo, HR). \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь A_i и ν_i — функции критерия Био $Bi = \frac{\alpha R}{\lambda}$,

где α — коэффициент теплоотдачи;

λ — коэффициент теплопроводности материала рассматриваемого тела;

$Fo = \frac{a\tau}{R^2}$ — критерий Фурье;

где a — коэффициент температуропроводности материала;

$H = \sqrt{\frac{\omega}{a}}$.

Фундаментальные функции $U(\nu_i \rho)$ для упомянутых простых тел имеют вид:

для неограниченного цилиндра

$$U(\nu_i \rho) = J_0(\nu_i \rho)$$

для неограниченной пластины

$$U(\nu_i \rho) = \cos \nu_i \rho$$

для шара

$$U(\nu_i \rho) = \frac{\sin \nu_i \rho}{\nu_i \rho}$$

По истечении достаточно большого промежутка времени ряд $\sum_{i=1}^{\infty} \theta_i$ становится пренебрежимо малым по сравнению с амплитудой колебания температуры и наступает так называемый регулярный режим 3-го рода, при котором в каждой точке тела происходят колебания с определенной амплитудой A_p и фазой φ_p , зависящими от критериев Bi и HR .

Относительные амплитуды колебаний определяются из выражений: для цилиндра

$$A_p = \frac{Bi (ber^2 HR + bei^2 HR)^{\frac{1}{2}}}{[(Bi ber HR + HR ber' HR)^2 + (Bi bei HR + HR bei' HR)^2]^{\frac{1}{2}}}, \quad (4)$$

для пластины

$$A_p = \frac{Bi \left(ch^2 \sqrt{\frac{1}{2}} HR \cos^2 \sqrt{\frac{1}{2}} HR + sh^2 \sqrt{\frac{1}{2}} HR \sin^2 \sqrt{\frac{1}{2}} HR \right)^{\frac{1}{2}}}{[Bi^2 (ch^2 b \cos^2 b + sh^2 b \sin^2 b) + 2 b^2 (sh^2 b \cos^2 b + ch^2 b \sin^2 b) + Bi b (sh 2b - \sin 2b)]^{\frac{1}{2}}}, \quad (4')$$

для шара

$$A_p = \frac{Bi \left(sh^2 \sqrt{\frac{1}{2}} HR \cos^2 \sqrt{\frac{1}{2}} HR + ch^2 \sqrt{\frac{1}{2}} HR \sin^2 \sqrt{\frac{1}{2}} HR \right)^{\frac{1}{2}}}{b [(Bi-1)^2 (sh^2 b \cos^2 b + ch^2 b \sin^2 b) + 2b^2 (sh^2 b \sin^2 b + ch^2 b \cos^2 b) + b (Bi-1) (sh 2b + \sin 2b)]^{\frac{1}{2}}}, \quad (4'')$$

где для краткости введено обозначение $\sqrt{\frac{1}{2}} HR = b$.

Выражение для цилиндра (4) выведено А. Н. Гордовым [7], выражения (4') и (4'') могут быть получены из решения соответствующих задач, полученного операционным методом А. В. Лыковым [6].

Влияние дорегулярного теплового режима можно оценить отношением суммы членов, убывающих со временем в решении (2), к амплитуде колебаний температуры

$$M(\rho, Bi, Fo, HR) = \frac{\sum_{i=1}^{\infty} \frac{A_i}{H^2 R^2} J_0(\mu_i \rho) e^{-\mu_i^2 Fo}}{A_0}. \quad (5)$$

Назовем эту величину «недоходом».

Для оценки последовательности вступления отдельных точек тела в регулярный режим воспользуемся «критерием регулярного режи-

ма» Rr , представляющим отношение недохода в точке ρ к недоходу в центре тела (на оси цилиндра), как это было сделано Б. Н. Олейником [3, 4],

$$Rr(\rho, Bi, Fo, HR) = \frac{M(\rho, Bi, Fo, HR)}{M(0, Bi, Fo, HR)} = \frac{M_p(\tau)}{M_0(\tau)} =$$

$$= \frac{A_0}{A_p} \cdot \frac{\sum_{i=1}^{\infty} \frac{A_i}{H^4 R^4} U_0(\nu_i \rho) e^{-\nu_i^2 Fo}}{\sum_{i=1}^{\infty} \frac{A_i}{H^4 R^4} e^{-\nu_i^2 Fo}}. \quad (6)$$

Отношение амплитуд $\frac{A_p}{A_0}$ является простой функцией критерия HR , выражение для которой легко найти из формул (4), (4') и (4'') для цилиндра

$$\left. \begin{aligned} \frac{A_p}{A_0} &= (\text{ber}^2 HR + \text{bei}^2 HR)^{\frac{1}{2}} \\ &\text{для пластины} \\ \frac{A_p}{A_0} &= \left(\text{ch}^2 \sqrt{\frac{1}{2}} HR \cos^2 \sqrt{\frac{1}{2}} HR + \text{sh}^2 \sqrt{\frac{1}{2}} HR \sin^2 \sqrt{\frac{1}{2}} HR \right)^{\frac{1}{2}} \\ &\text{для шара} \\ \frac{A_p}{A_0} &= \frac{1}{HR} \left(\text{sh}^2 \sqrt{\frac{1}{2}} HR \cos^2 \sqrt{\frac{1}{2}} HR + \text{ch}^2 \sqrt{\frac{1}{2}} HR \sin^2 \sqrt{\frac{1}{2}} HR \right)^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Будем рассматривать дорегулярный режим при таких значениях Fo когда вместо суммы убывающих членов $\sum_{i=1}^{\infty} \vartheta_i$ можно воспользоваться одним первым членом ϑ_1 . При этом

$$M(\rho, Bi, Fo, HR) = \frac{A_1 U(\nu_1 \rho) e^{-\nu_1^2 Fo}}{\left(1 + \frac{H^4 R^4}{\nu_1^4}\right) A_0}, \quad (8)$$

$$Rr(\rho, Bi, HR) = \frac{A_0}{A_p} U(\nu_1 \rho). \quad (9)$$

Таким образом, отношение недоходов в двух точках не зависит от времени.

Так как $\frac{A_0}{A_p}$ и $U(\nu_1 \rho)$ равны единице при $\rho = 0$ и монотонно убывают при ρ , изменяющемся от 0 до 1, то $Rr(\rho, Bi, HR)$ также является монотонно убывающей функцией. Это означает, что позже всего в регулярный режим 3-го рода вступают точки, лежащие в центре тела (на оси), а остальные точки вступают в регулярный режим тем раньше, чем

дальше от оси они расположены. На рис. 1 даны значения критерия регулярного режима

$$Rr = J_0(\rho, \rho) (\text{ber}^2 Hr + \text{bei}^2 Hr)^{-\frac{1}{2}}$$

для цилиндра. Из графиков на рис. 1 видно, что с увеличением критериев Bi и HR , т. е. с увеличением интенсивности воздействия на тело внешней среды, критерий Rr уменьшается или увеличивается «недоход» центральных точек по отношению к другим точкам цилиндра. При малых

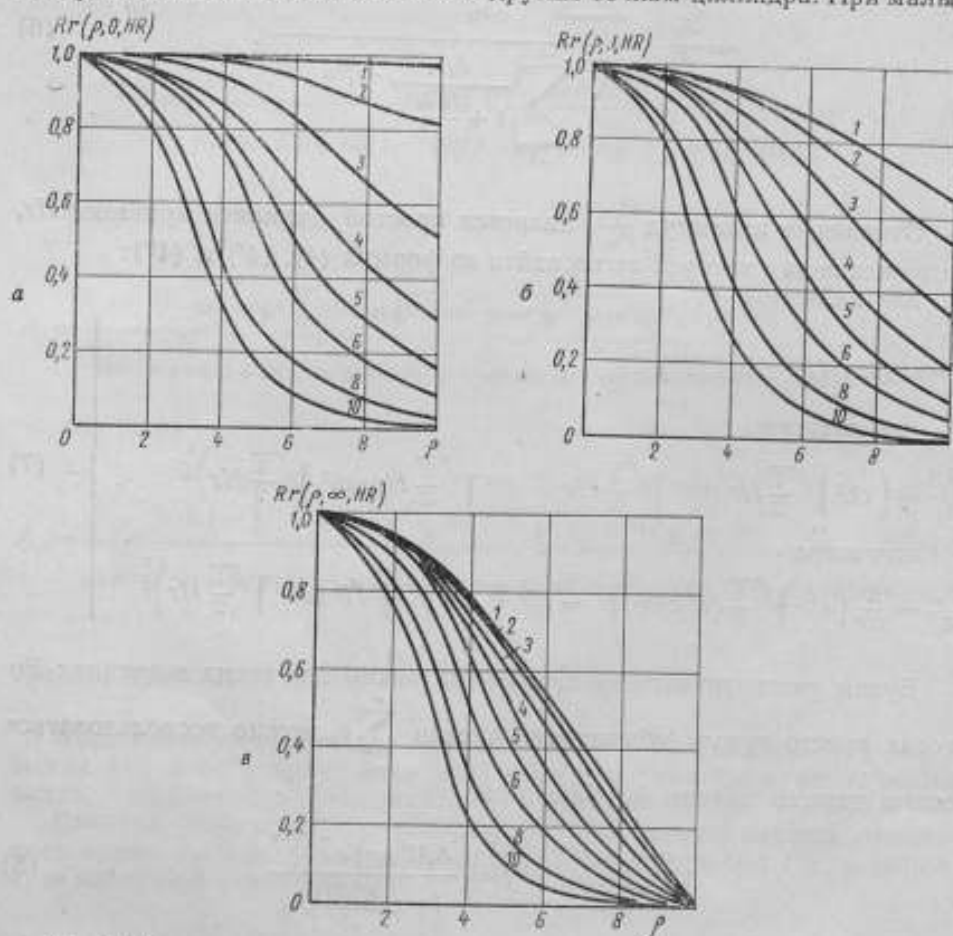


Рис. 1. Последовательность вступления в регулярный режим 3-го рода точек неограниченного цилиндра.
а — при $Bi = 0$; б — при $Bi = 1$; в — при $Bi = \infty$. Цифры около кривых означают величину HR .

же Bi и HR (рис. 1, а) точки центра «успевают» следовать за точками поверхности. Влияние критерия HR на неравномерность вступления отдельных точек в регулярный режим сказывается сильнее при малых Bi . Рассмотрим «недоход» для точек, расположенных на оси цилиндра:

$$M(0, Bi, Fo, HR) = \frac{A_1 e^{-\mu_1^2 Fo}}{A_0 \left(1 + \frac{H^4 R^4}{\mu_1^4}\right)} = M(0, Bi, 0, HR) e^{-\mu_1^2 Fo} \quad (10)$$

График функции $M(0, Bi, 0, HR)$ представлен на рис. 2. Эта функция характеризует зависимость от критерия HR недохода точек, лежащих на оси. Так как точки на оси вступают в регулярный режим позже всего, то $M(0, Bi, 0, HR)$ показывает и зависимость от HR регуляризации температурного поля всего цилиндра. Из рис. 2 видно, что $M(0, Bi, 0, HR)$ и, следовательно, $M(0, Bi, Fo, HR)$ имеют минимум, который смещается от $HR \approx 6,5$ при $Bi = \infty$ до $HR \approx 4,5$ при $Bi = 0,01$. Минимум $M(0, Bi, Fo, HR)$ характеризует наиболее благоприятные условия для наступления регулярного режима. Ограничив область применимых значений HR такими величинами, при которых $\frac{M}{M_{\min}} < 2$, будет иметь $3 < HR < 8$ для $0,01 < Bi < \infty$.

Время наступления регулярного режима можно найти из формулы (6), задавшись определенной величиной недохода $M(\rho, Bi, Fo, HR) = \beta$. Тогда

$$\frac{A_1 J_0(\mu_1 \rho)}{A_2 \left(1 + \frac{H^4 R^4}{\mu_1^4}\right)} e^{-\mu_1^2 Fo} < \beta$$

и

$$Fo(\rho) > \frac{1}{\mu_1^2} \ln \frac{A_1 J_0(\mu_1 \rho)}{\beta A_2 \left(1 + \frac{H^4 R^4}{\mu_1^4}\right)} = \frac{1}{\mu_1^2} \ln \frac{M(0, Bi, 0, HR)}{\beta} Rr. \quad (11)$$

Для точек, лежащих на оси,

$$Fo(0) > \frac{1}{\mu_1^2} \ln \frac{M(0, Bi, 0, HR)}{\beta} = \frac{1}{\mu_1^2} \ln M(0, Bi, 0, HR) - \frac{1}{\mu_1^2} \ln \beta. \quad (12)$$

Таким образом, функция $M(0, Bi, 0, HR)$ имеет тот смысл, что натуральный логарифм от нее с точностью до постоянного слагаемого пропорционален времени наступления регулярного режима точек, лежащих на оси цилиндра.

Для разности критериев Фурье центральных точек и точек с координатой ρ будем иметь

$$Fo(0) - Fo(\rho) = -\frac{1}{\mu_1^2} \ln Rr, \quad (13)$$

т. е. разность времен наступления регулярного режима для двух точек цилиндра, одна из которых лежит на оси цилиндра, пропорциональна натуральному логарифму критерия Rr и не зависит от заданной величины «недохода» β .

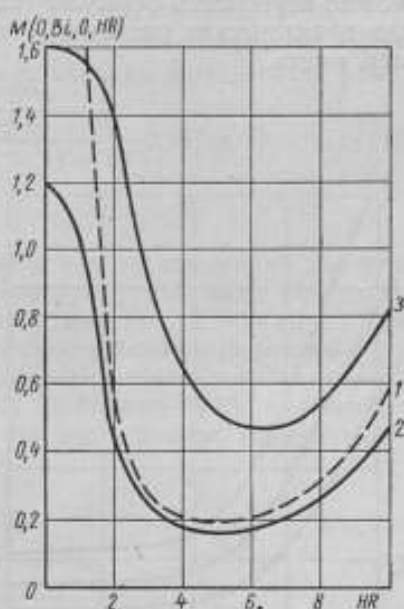


Рис. 2. Зависимость функции $M(0, Bi, 0, HR)$ от HR при различных значениях критерия Био. 1 — функция $M(0, 0,01, 0, HR)$; 2 — функция $M(0, 1, 0, HR)$; 3 — функция $M(0, \infty, 0, HR)$.

Приняв во внимание, что

$$Fo = \frac{a\tau}{R^2} = \frac{2\pi}{H^2 R^2} \cdot \frac{\tau}{T},$$

можно переписать формулы (12) — (14) в несколько ином виде, удобном для практических расчетов. Так, для центральных точек будем, например, иметь

$$\frac{\tau}{T} = \frac{H^2 R^2}{2\pi\alpha_1^2} \ln \frac{M(0, Bi, 0, HR)}{\beta}. \quad (14)$$

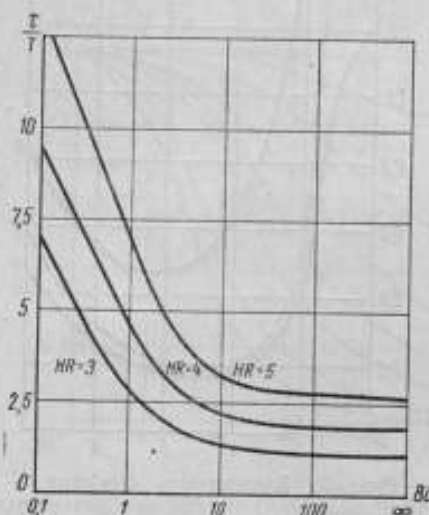


Рис. 3. Зависимость от критерия Био времени вступления в регулярный режим 3-го рода точек на оси цилиндра при «недоходе», равном 0,01.

На рис. 3 приведено вычисленное по этой формуле время наступления регулярного режима для обычно встречающихся при измерении теплопроводности методом температурных волн значений критерия HR в зависимости от Bi при $\beta = 0,01$. Время наступления регулярного режима резко уменьшается с увеличением Bi , но при $Bi > 10$ остается практически постоянной величиной.

Для того чтобы узнать практически, в какой степени установился регулярный режим 3-го рода, можно воспользоваться разностью между двумя максимумами или минимумами температуры, что дает

$$\theta(\rho, \tau + T) - \theta(\rho, \tau) = \theta_1(\rho, \tau) - \theta_1(\rho, \tau + T) = \Delta\theta_\tau(\rho, \tau).$$

Тогда, «кажущийся недостаток»

$$\Delta M_\tau(\rho, \tau) = \frac{\Delta\theta_\tau(\rho, \tau)}{A_\rho}$$

будет связан с «истинным недостатком» $M_\rho(\tau)$ соотношением

$$M_\rho(\tau) = \frac{\Delta M_\tau(\rho, \tau)}{1 - e^{-\frac{2\pi}{H^2 R^2} \frac{\tau}{T}}}. \quad (15)$$

Если амплитуда синусоидального колебания измеряется по трем экстремумам (2 максимума и 1 минимум или 2 минимума и 1 максимум), то относительная погрешность измерения амплитуды A_ρ при этих условиях из-за недохода будет соответственно равна

$$\frac{\Delta A_\rho}{A_\rho} = \mp \frac{1 - e^{-\frac{2\pi}{H^2 R^2} \frac{\tau}{T}}}{1 + e^{-\frac{2\pi}{H^2 R^2} \frac{\tau}{T}}} \Delta M_\tau(\rho, \tau). \quad (16)$$

В случае, если амплитуда 1-й гармоники периодического изменения температуры находится с помощью гармонического анализа, погрешность определения этой амплитуды, возникающая за счет недохода,

равна (если обработка результатов начинается с максимума или минимума):

$$\frac{\Delta A_p}{A_p} = \mp \frac{\gamma}{(1+\gamma^2)\pi} \Delta M_r(\rho, \tau) + \frac{1}{2\pi^2(1+\gamma^2)} \Delta M_r^2(\rho, \tau). \quad (17)$$

Если обработка начинается с участка кривой, отстоящего на $1/4$ периода от максимума (минимума), соответствующая погрешность равна

$$\frac{\Delta A_p}{A_p} = \pm \frac{1}{(1+\gamma^2)\pi} \Delta M_r(\rho, \tau) + \frac{1}{2\pi^2(1+\gamma^2)} \Delta M_r^2(\rho, \tau). \quad (18)$$

В выражениях (17) и (18) $\gamma = \frac{\mu_1^2}{H^2 R^2}$.

Соотношения (15) — (18) в применении к методу измерения теплопроводности способом радиальных температурных волн позволяют судить о времени, когда можно начинать измерения, и о погрешности, которая будет внесена при этом за счет неустановившегося режима.

Представляет определенный интерес сравнение длительности установления регулярного режима 3-го рода для неограниченного цилиндра и неограниченной пластины. При одних и тех же условиях (при одном и том же HR) будем иметь

$$\frac{\tau_u^*}{\tau_n^*} = \frac{\mu_{1n}^2}{\mu_{1n}^2} \cdot \frac{\ln \frac{A_{1n}}{\left(1 + \frac{H^2 R^4}{\mu_{1n}^2}\right) \frac{3}{2} A_{0n}}}{\ln \frac{A_{1n}}{\left(1 + \frac{H^2 R^4}{\mu_{1n}^2}\right) \frac{3}{2} A_{0n}}},$$

где τ^* — время установления регулярного режима.

При $Bi = 1$ и $HR = 3$ будет $\frac{\tau_u^*}{\tau_n^*} \approx 0,6$, т. е. в пластине регулярный режим наступает за промежуток времени почти в два раза больший, чем в цилиндре. Таким образом, при одних и тех же условиях теплоотдачи метод радиальных температурных волн имеет преимущество в скорости проведения эксперимента перед методом плоских температурных волн.

Выводы

1. Введя в рассмотрение понятие «недохода» (отношение убывающего члена к амплитуде), можно оценить время установления режима (12) и погрешность измерения амплитуды при неустановившемся режиме (16).

2. Раньше всего вступают в регулярный режим точки, расположенные на поверхности тела, и позже всего точки, лежащие в центре тела. «Запаздывание» центральных точек увеличивается с увеличением Bi и HR .

3. Разность времен установления регулярного режима для двух точек тела пропорциональна логарифму критерия регулярного режима $\ln Rg$.

4. Для рассмотренного в статье случая равенства начальной температуры тела и средней температуры среды зависимость недохода от HR имеет минимум при $HR \approx 5$.

При больших Bi регулярный режим устанавливается быстрее, чем при малых. Время установления регулярного режима τ^* для $Bi > 10$ при $HR = 3 \div 5$ практически не зависит от Bi .

5. В пластине τ^* больше, а в шаре меньше, чем в цилиндре. В связи с этим методы измерения теплопроводности, основанные на распространении плоских температурных волн, будут иметь большую длительность проведения эксперимента, чем методы цилиндрических волн.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кондратьев Г. М., Регулярный тепловой режим, Гостехиздат, 1954.
2. Дульнев Г. Н., Оценка длительности нерегулярного теплового режима тел произвольной формы, Труды ЛИТМО, вып. 20, 1956.
3. Олейник Б. Н., Регуляризация тепловых процессов, Труды ВНИИМ, вып. 35(95), 1958.
4. Олейник Б. Н., Регуляризация температурных полей, Труды ЛИТМО, вып. 37, 1959.
5. Будрий Д. В., Суханов Е. Л., Регуляризация температурных полей тел простой формы, «Инженерино-физический журнал», т. 2, № 1, 1959.
6. Лыков А. В., Теория теплопроводности, Гостехиздат, 1952.
7. Гордов А. Н., Температурное поле тел в условиях переменной температуры среды и меняющейся теплоотдачи, Труды ВНИИМ, вып. 35(95), 1958.

Поступила в редакцию

7/XII 1959 г.

Ю. А. КИРИЧЕНКО

ВНИИМ

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ВОЛНЫ В ДВУХСЛОЙНОМ НЕОГРАНИЧЕННОМ ЦИЛИНДРЕ

Решена задача о распространении температурных волн в оболочке и сердечнике двухслойного цилиндра. Дано асимптотическое выражение для отношения амплитуд колебаний в двух точках цилиндра при малом сердечнике.

Температурное поле в однородном цилиндре, подверженном воздействию периодически изменяющейся температуры, подробно исследовано [1, 2]. Так как многие объекты (термоприемники, либо тела, в которых изучается распределение температур) могут быть упрощенно представлены в виде достаточно длинного двухслойного цилиндра, то имеет смысл провести исследование температурного поля в таком сложном теле, рассматривая его для простоты рассуждений как неограниченное.

Определим амплитуды колебаний температур в любой точке двухслойного неограниченного цилиндра, состоящего из внутренней коаксиальной цилиндрической части (сердечника) радиуса R_1 и концентрически расположенной оболочки толщиной $R_2 - R_1$; температура поверхности цилиндра меняется по гармоническому закону. Для этой цели необходимо решить уравнения

$$\frac{\partial t_1(r, \tau)}{\partial \tau} = a_1 \left(\frac{\partial^2 t_1(r, \tau)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial t_1(r, \tau)}{\partial r} \right), \quad 0 \leq r \leq R_1, \quad (1)$$

$$\frac{\partial t_2(r, \tau)}{\partial \tau} = a_2 \left(\frac{\partial^2 t_2(r, \tau)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial t_2(r, \tau)}{\partial r} \right), \quad R_1 \leq r \leq R_2, \quad (2)$$

с начальным условием

$$t_1(r, 0) = t_2(r, 0) = 0, \quad (3)$$

и граничными условиями

$$t_2(R_2, \tau) = t_m \cos \omega \tau, \quad (4)$$

$$\frac{\partial t_2(R_1, \tau)}{\partial r} = K_1 \frac{\partial t_1(R_1, \tau)}{\partial r}, \quad K_1 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2}, \quad (5)$$

$$t_1(R_1, \tau) = t_2(R_1, \tau), \quad (6)$$

$$\frac{\partial t_1(0, \tau)}{\partial r} = 0. \quad (7)$$

Здесь:

$t_1(r, \tau)$ — температура сердечника в точке, находящейся на расстоянии r от оси в момент времени τ ;

$t_2(r, \tau)$ — температура соответствующей точки оболочки;

a_1 и a_2 — коэффициенты температуропроводности соответственно сердечника и оболочки;

λ_1 и λ_2 — коэффициенты их теплопроводности;

ω — круговая частота;

t_m — амплитуда колебаний температуры на поверхности цилиндра.

Используем для решения поставленной задачи методы операционного исчисления, основанные на преобразовании Лапласа [3]. Решение в изображениях с учетом (3) и (7) имеет вид

$$T_1(r, s) = A_1 I_0\left(\sqrt{\frac{s}{a_1}} r\right), \quad 0 \leq r \leq R_1, \quad (8)$$

$$T_2(r, s) = A_2 I_0\left(\sqrt{\frac{s}{a_2}} r\right) + B_2 K_0\left(\sqrt{\frac{s}{a_2}} r\right), \quad R_1 \leq r \leq R_2, \quad (9)$$

где $I_0(x)$ и $K_0(x)$ — функции Бесселя соответственно первого и второго рода нулевого порядка от мнимого аргумента.

Определяя из условий (4) — (6) произвольные постоянные A_1 , A_2 и B_2 , получим следующее решение в изображениях:

$$T_1(r, s) = t_m \frac{s}{s^2 + \omega^2} \cdot \frac{F_1(q_2 R_1) I_0(q_1 r)}{F_2(q_1 R_1, q_2 R_1) I_0(q_2 R_2) + F_3(q_1 R_1, q_2 R_1) K_0(q_2 R_2)}; \quad (10)$$

$$T_2(r, s) = t_m \frac{s}{s^2 + \omega^2} \cdot \frac{F_2(q_1 R_1, q_2 R_1) I_0(q_2 r) + F_3(q_1 R_1, q_2 R_1) K_0(q_2 r)}{F_2(q_1 R_1, q_2 R_1) I_0(q_2 R_2) + F_3(q_1 R_1, q_2 R_1) K_0(q_2 R_2)}. \quad (11)$$

Значения функций F_1 , F_2 и F_3 определяются выражениями

$$\left. \begin{aligned} F_1(q_2 R_1) &= I_1(q_2 R_1) K_0(q_2 R_1) + I_0(q_2 R_1) K_1(q_2 R_1) \\ F_2(q_1 R_1, q_2 R_1) &= I_0(q_1 R_1) K_1(q_2 R_1) + K_1 K_a^{-\frac{1}{2}} I_1(q_1 R_1) K_0(q_2 R_1) \\ F_3(q_1 R_1, q_2 R_1) &= I_0(q_1 R_1) I_1(q_2 R_1) - K_1 K_a^{-\frac{1}{2}} I_1(q_1 R_1) I_0(q_2 R_1) \end{aligned} \right\}, \quad (12)$$

где $q_1 = \sqrt{\frac{s}{a_1}}$, $q_2 = \sqrt{\frac{s}{a_2}}$, $I_1(x)$ и $K_1(x)$ — функции Бесселя от мнимого аргумента первого и второго рода нулевого порядка, $K_a = \frac{a_1}{a_2}$.

Переходя к оригиналу и рассматривая лишь ту часть решения, которая характеризует установившиеся колебания температуры, будем иметь

$$\theta_{1,2}(r, \tau) = \frac{t_{1,2}(r, \tau)}{t_m} = A_r \cos(\omega\tau - \varphi_r), \quad (13)$$

где

$$A_r = \frac{Y_1}{D}, \quad 0 \leq r \leq R_1, \quad (14)$$

$$A_r = \frac{Y_2}{D}, \quad R_1 \leq r \leq R_2, \quad (15)$$

причем

$$Y_1 = X(H_2 R_1) V_1(H_2 R_1) + X_1(H_2 R_1) V(H_2 R_1) - 2[Z(H_2 R_1) Z_1(H_2 R_1) + W(H_2 R_1) W_1(H_2 R_1)], \quad (16)$$

$$Y_2 = M_1 X(H_2 r) - 2M_2 P(H_2 r) + M_3 X_1(H_2 r), \quad (17)$$

$$D = M_1 X(H_2 R_2) - 2M_2 P(H_2 R_2) + M_3 X_1(H_2 R_2), \quad (18)$$

$$M_1 = X(H_1 R_1) V_1(H_2 R_1) + K_1^2 K_a^{-1} V(H_1 R_1) X_1(H_2 R_1) - 2K_1 K_a^{-\frac{1}{2}} [Z(H_1 R_1) Z_1(H_2 R_1) + W(H_1 R_1) W_1(H_2 R_1)], \quad (19)$$

$$M_2 = X(H_1 R_1) S(H_2 R_1) - K_1 K_a^{-\frac{1}{2}} [Z(H_1 R_1) P_1(H_2 R_1) + W(H_1 R_1) P_2(H_2 R_1)] + K_1^2 K_a^{-1} V(H_1 R_1) P(H_2 R_1), \quad (20)$$

$$M_3 = X(H_1 R_1) V(H_2 R_1) + K_1^2 K_a^{-1} X(H_2 R_1) V(H_1 R_1) - 2K_1 K_a^{-\frac{1}{2}} [Z(H_1 R_1) Z(H_2 R_1) + W(H_1 R_1) W(H_2 R_1)]; \quad (21)$$

$$H_1 = \sqrt{\frac{\omega}{a_1}}, \quad H_2 = \sqrt{\frac{\omega}{a_2}}.$$

Здесь приняты обозначения:

$$\left. \begin{aligned} X(x) &= \text{ber}^2 x + \text{bei}^2 x \\ V(x) &= \text{ber}'^2 x + \text{bei}'^2 x \\ Z(x) &= \text{ber } x \text{ ber}' x + \text{bei } x \text{ bei}' x \\ W(x) &= \text{ber } x \text{ bei}' x - \text{bei } x \text{ ber}' x \\ X_1(x) &= \text{ker}^2 x + \text{kei}^2 x \\ V_1(x) &= \text{ker}'^2 x + \text{kei}'^2 x \\ Z_1(x) &= \text{ker } x \text{ ker}' x + \text{kei } x \text{ kei}' x \\ W_1(x) &= \text{ker } x \text{ kei}' x - \text{kei } x \text{ ker}' x \\ S(x) &= \text{ber}' x \text{ ker}' x + \text{bei}' x \text{ kei}' x \\ P(x) &= \text{ber } x \text{ ker } x + \text{bei } x \text{ kei } x \\ P_1(x) &= \text{ber } x \text{ ker}' x + \text{ker } x \text{ ber}' x + \text{bei } x \text{ kei}' x + \text{kei } x \text{ bei}' x \\ P_2(x) &= \text{ber } x \text{ kei}' x - \text{kei } x \text{ ber}' x + \text{ker } x \text{ bei}' x - \text{bei } x \text{ ker}' x \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

Все функции (22), кроме трех последних, табулированы [4]. При выводе выражений (14) и (15) использованы соотношения

$$I_0(x\sqrt{\pm i}) = \text{ber } x \pm i \text{ bei } x,$$

$$K_0(x\sqrt{\pm i}) = \text{ker } x \pm i \text{ kei } x.$$

Для случая малого радиуса R_1 сердечника, когда $H_1 R_1 < 1$ и $H_2 R_1 < 1$, получим, используя асимптотические выражения для $\text{ber } x$, $\text{bei } x$, $\text{ker } x$ и $\text{kei } x$ [5]:

$$Y_1 = \frac{X(H, r)}{H_2^2 R_1^2}, \quad (23)$$

$$\begin{aligned}
Y_2 = & \left(\frac{1}{H_2^2 R_1^2} + \frac{\pi}{4} (K_c - 1) + \frac{H_2^2 R_1^2}{32} \left\{ K_a^{-2} + 7 - 8K_c + \right. \right. \\
& + \left. \left[\frac{\pi^2}{2} + 8(\alpha - \ln H_2 R_1)^2 \right] (1 - K_c)^2 + 4(\alpha - \ln H_2 R_1) (3 + K_c K_a^{-1} - 4K_c) \right\} + \\
& + \frac{\pi}{384} H_2^4 R_1^4 \left[-12K_c^2 + 12K_c + 6K_c K_a^{-1} + K_c K_a^{-2} - 3K_a^{-2} - 4 \right] X(H_2 r) - \\
& - \frac{H_2^2 R_1^2}{8} \left[4(1 - K_c)^2 (\alpha - \ln H_2 R_1) + 3 + K_c (K_a^{-1} - 4) \right] P(H_2 r) + \\
& + H_2^2 R_1^2 (1 - K_c)^2 X_1(H_2 r), \quad (24)
\end{aligned}$$

где $K_c = \frac{c_1 \gamma_1}{c_2 \gamma_2}$, c_1, c_2 — удельные теплоемкости, а γ_1 и γ_2 — удельные веса сердечника и оболочки; $\alpha = 0,11593$.

Выражение для D вытекает из выражения для Y_2 , при $r \rightarrow R$.

Полученные решения могут быть использованы при исследовании температурного поля тел, подвергаемых периодическим воздействиям температуры, например при измерении температуропроводности методом радиальных температурных волн в цилиндре*. Так, из решения формул (10), (14) и (23) ясно, что наличие оболочки не влияет на затухание температурных волн в цилиндре (отношение $\frac{A_r}{A_0}$ остается тем же при $0 < r < R_1$). При использовании термометров сопротивления в методе температурных волн* соотношения (23) и (24) позволяют оценить погрешность, вносимую наличием в центральной части образца термоприемника с весьма большим радиусом, и позволяют подобрать параметры термометра ($a, c\gamma$ и R_1) такими, чтобы максимально уменьшить эту погрешность.

Таблица 1

$K_a^{-1} - \frac{a_2}{a_1}$	$\frac{A_{R_2}}{A_0}$	$\frac{A_{R_1}}{A_{R_1}}$	$K_a^{-1} - \frac{a_2}{a_1}$	$\frac{A_{R_2}}{A_0}$	$\frac{A_{R_1}}{A_{R_1}}$
0	1,951	1,951	5	1,969	1,964
1	1,950	1,950	6	1,987	1,978
2	1,950	1,949	7	2,010	1,998
3	1,952	1,952	8	2,049	2,032
4	1,957	1,954	9	2,115	2,095
			10	2,149	2,123

В табл. 1 приведена зависимость $\frac{A_{R_2}}{A_0}$ и $\frac{A_{R_1}}{A_{R_1}}$ от a_2/a_1 при $H_2 R_2 = 3$, $R_1/R_2 = 0,1$ и $K_c = \frac{c_1}{c_2} = 1$. (Сходные условия имеют место при измерении температуропроводности упомянутым выше методом). Из сравнения отношения A_{R_2}/A_0 в двухслойном цилиндре с этим же отношением, равным 1,950 в однородном цилиндре ($R_1 = 0$), получим, что при температуропроводности оболочки меньше температуропроводности сердечника ($a_2 < a_1$) присутствие последнего не сказывается на рас-

* См. статью настоящего сборника, стр. 138.

пределении температур в цилиндре. При $a_2 > a_1$ температурное поле искажается (по сравнению с однородным цилиндром) тем сильнее, чем

больше a_2/a_1 . При $a_2/a_1 \cong 5$ искажения
$$\frac{\left(\frac{A_{R_1}}{A_0}\right)_{\text{о.н. цил.}} - \left(\frac{A_{R_2}}{A_0}\right)_{\text{д.н. цил.}}}{\left(\frac{A_{R_2}}{A_0}\right)_{\text{о.н. цил.}}}$$

достигают 1%.
 Гораздо сильнее температурное поле цилиндра с сердечником искажается при отличающихся теплоемкостях c_1 и c_2 . Так, при равных теплопроводностях двух составных частей $K_0 = \frac{a_1}{a_2} = 1$ искажения при тех же H_2 , R_1 и R_2 достигают 1% уже при $\frac{c_1}{c_2} = 1 \pm 0,25$ (табл. 2).

Таблица 2

$K_c = \frac{c_1 \gamma_1}{c_2 \gamma_2}$	0	0,5	0,75	1	1,25	1,5	2	4
$\frac{A_{R_2}}{A_0}$	1,877	1,916	1,932	1,950	1,967	1,984	2,015	2,139

ЛИТЕРАТУРА

1. Гордов А. Н., О распространении температурных волн в цилиндре, ЖТФ, т. 25, № 8, 1955, стр. 1444—1448.
2. Гордов А. Н., Температурное поле тел в условиях переменной температуры среды и меняющейся теплоотдачи, Труды ВНИИМ, вып. 35(95), 1958.
3. Лыков А. В., Теория теплопроводности, Гостехиздат, 1952.
4. Savidge H. G., Tables of the ber and bei and ker and kei functions, with futher formula for their computation. Phil. Mag., v. 19, No 109, 1910, pp. 49—58.
5. Russel A., The effective resistance and inductance of a concentric main, and method of computing the ber and bei and allied functions. Phil. Mag., v. 17, No 100, 1909, pp. 524—538.

Поступила в редакцию
 7/XII 1959 г.

А. Н. ГОРДОВ
ВНИИМ

ПРИМЕНЕНИЕ ТЕОРИИ ТЕПЛООБМЕНА К РЕШЕНИЮ НЕКОТОРЫХ ЗАДАЧ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

В статье изложены результаты исследования методических погрешностей измерений температур, возникающих при некоторых условиях применения контактных методов.

Температурное поле резервуара газового термометра

В азотном газовом термометре постоянного объема, созданном во ВНИИМ, в качестве термостата для платино-иридиевого резервуара, предназначенного для измерений до 1100°C , применяется ванна с жидким, непрерывно перемешиваемым оловом [1].

Платино-иридиевый резервуар емкостью 200 мл с участком приваренного к нему капилляра из того же материала помещается в кварцевую пробирку, которая погружается в жидкое олово на глубину l (рис. 1). Нагрев олова до нужной температуры и выравнивание температурного поля по вертикали осуществляется основным и двумя дополнительными нагревателями. Для создания в ванне с точностью до $0,1^{\circ}\text{C}$ однородного температурного поля используются три термопары, рабочие концы которых укреплены на образующей резервуара в трех точках T .

Таким образом можно считать, что часть резервуара ниже сечения $\theta-\theta$ имеет во всех точках одинаковую температуру, равную t_1 .

Верхняя часть ванны над уровнем олова до среза кварцевой пробирки утеплена плотным слоем асбестовой изоляции и поэтому, для упрощения решения задачи, приближенно будем считать, что кварцевая пробирка на всей своей длине имеет одинаковую температуру, равную t_1 .

По выходе из пробирки капилляр непрерывно охлаждается проточной водой и его температура поддерживается постоянной, равной t_2 . Так как температура t_2 значительно ниже t_1 , то вдоль капилляра от резервуара к верхнему срезу пробирки проходит тепловой поток, который, по-видимому, несколько снижает температуру верхней части резервуара.

Для обеспечения нужной точности газотермических измерений и исключения, по возможности, из их результатов систематических по-

грешностей представляется необходимым найти теоретическое решение двух задач:

1) определить снижение температуры верхней части резервуара длиной l_1 за счет оттока тепла по прилегающему к нему капилляру;

2) определить среднюю объемную температуру газа в капилляре на участке длиной l_2 от верхнего конца резервуара до среза кварцевой трубки.

Задачи решаются для установившегося теплового состояния. Обозначим k_1 коэффициент теплопередачи через цилиндрическую воздушную прослойку между пробиркой и резервуаром, а k_2 — коэффициент теплопередачи через цилиндрический слой асбеста между пробиркой и капилляром.

Очевидно, тогда задача сведется к решению уравнений теплопроводности:

$$\frac{d^2 \theta_1(x)}{dx^2} = b_1^2 [\theta_1(x) - t_1]; \quad (1)$$

$$\frac{d^2 \theta_2(x)}{dx^2} = b_2^2 [\theta_2(x) - t_1], \quad (2)$$

где

$$b_1^2 = \frac{k_1 p_1}{\lambda f_1}; \quad b_2^2 = \frac{k_2 p_2}{\lambda f_2};$$

f_1 , f_2 и p_1 , p_2 — площади поперечных сечений стенок и периметры соответственно резервуара и капилляра.

Первое из этих уравнений относится к участку резервуара длиной l_1 выше линии $0-0$ до места приварки капилляра, а второе — к капилляру длиной l_2 от места его приварки. Направление оси x вверх от нижней границы каждого участка — положительное.

Решения дифференциальных уравнений для рассматриваемых двух участков будут:

$$\theta_1(x) = t_1 + A_1' e^{b_1 x} + B_1' e^{-b_1 x}; \quad (3)$$

$$\theta_2(x) = t_1 + A_2' e^{b_2 x} + B_2' e^{-b_2 x}. \quad (4)$$

Значения произвольных постоянных A_1' , B_1' , A_2' и B_2' определяем из следующих граничных условий.

1. На нижней границе ($0-0$) рассматриваемый участок резервуара примыкает к изотермической области с температурой t_1 . Поэтому

$$\theta_1(0) = t_1.$$

2. В месте приварки капилляра к резервуару их температуры будут одинаковы:

$$\theta_1(l_1) = \theta_2(0).$$

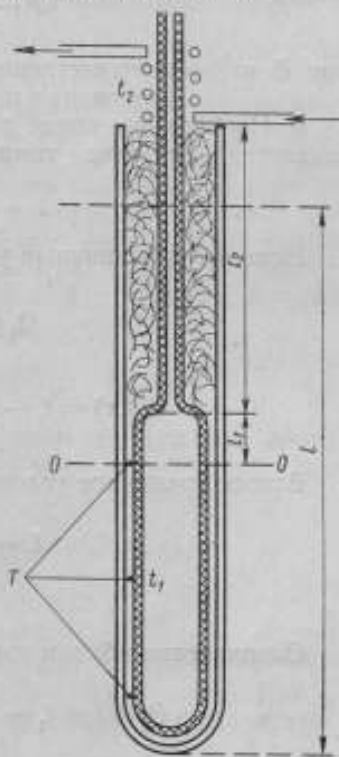


Рис. 1.

3. Тепловой поток, поступающий со стороны резервуара в капилляр, равен тепловому потоку, выходящему через торцовую поверхность резервуара

$$\lambda F \frac{d\theta_1(x)}{dx} \Big|_{l_1} = \lambda f \frac{d\theta_2(x)}{dx} \Big|_0 = L,$$

где F и f — соответственно площади поверхностей кольцевых сечений резервуара и капилляра.

4. На верхнем конце рассматриваемого участка капилляра поддерживается постоянная температура t_2 :

$$\theta_2(l_2) = t_2.$$

Используя граничные условия 1, 3 и 4, получим

$$\theta_1(x) = t_1 + \frac{L \operatorname{sh} b_1 x}{\lambda F b_1 \operatorname{ch} b_1 l_1}; \quad (5)$$

$$\theta_2(x) = t_1 - (t_1 - t_2) \frac{\operatorname{ch} b_2 x}{\operatorname{ch} b_2 l_2} - \frac{L \operatorname{sh} b_2 (l_2 - x)}{\lambda f b_2 \operatorname{ch} b_2 l_2}. \quad (6)$$

Второе граничное условие дает для L выражение

$$L = \frac{-\lambda (t_1 - t_2)}{\left[\frac{\operatorname{th} b_1 l_1}{F b_1} + \frac{\operatorname{th} b_2 l_2}{f b_2} \right] \operatorname{ch} b_2 l_2}.$$

Окончательно будем иметь

$$\theta_1(x) = t_1 - \frac{(t_1 - t_2) \operatorname{sh} b_1 x}{\left[\operatorname{th} b_1 l_1 + \frac{F b_1}{f b_2} \operatorname{th} b_2 l_2 \right] \operatorname{ch} b_1 l_1 \operatorname{ch} b_2 l_2}; \quad (7)$$

$$\theta_2(x) = t_1 - \frac{t_1 - t_2}{\operatorname{ch} b_2 l_2} \left[\operatorname{ch} b_2 x - \frac{\operatorname{sh} b_2 (l_2 - x)}{\left(\frac{f b_2}{F b_1} \operatorname{th} b_1 l_1 + \operatorname{th} b_2 l_2 \right) \operatorname{ch} b_2 l_2} \right]. \quad (8)$$

Уравнения (7) и (8), характеризующие распределение температур вдоль верхней части резервуара газового термометра и вдоль капилляра, были использованы для количественной оценки этого вида методической погрешности газового термометра.

Значения параметров, входящих в уравнения (7) и (8), следующие:

Высота части резервуара l_1 , расположенной выше линии $\theta-\theta$, мм . . .	40
Длина участка капилляра l_2 внутри кварцевой пробирки, мм . . .	335
Внутренний диаметр кварцевой трубки, мм	48
Наружный диаметр платино-иридиевого резервуара, мм	40
То же, капилляра, мм	2,2
Толщина стенок резервуара и капилляра, мм	0,7
Коэффициент теплопроводности резервуара и капилляра λ , ккал/м·ч·град	75
То же, воздуха при 1000°C	6,5
Соотношение геометрических размеров капилляра и резервуара F/f . . .	40

При вычислении коэффициента теплоотдачи, обусловленного лучистым теплообменом между стенками резервуара и кварцевой пробирки,

будем исходить из того, что этот коэффициент численно равен удельному потоку лучистой энергии при разности температур между телами в 1 град. Тем самым приближенно предполагается, что в рассматриваемом интервале температур коэффициент лучистого теплообмена не зависит от температуры. Тогда для коэффициента теплоотдачи при температуре резервуара $T_1 = 1300^\circ \text{K}$ получим

$$\alpha_1 = \frac{C \left[\left(\frac{1300}{100} \right)^4 - \left(\frac{1299}{100} \right)^4 \right]}{1300 - 1299}.$$

Для определения приведенного коэффициента излучения C воспользуемся известной формулой*, в которой для платино-платиновой резервуара $C_1 = 0,49 \text{ ккал/м}^2 \cdot \text{ч} \cdot \text{град}^4$ и $F_1 = 126 \text{ мм}$ (на единицу длины резервуара), а для кварцевой пробирки $C_2 = 4,54 \text{ ккал/м}^2 \cdot \text{ч} \cdot \text{град}^4$ и $F_2 = 151 \text{ мм}$ (на единицу длины пробирки). Тогда получим $C = 0,49 \text{ ккал/м}^2 \cdot \text{ч} \cdot \text{град}^4$. В этом случае

$$\alpha_1 = 44 \text{ ккал/м}^2 \cdot \text{ч} \cdot \text{град}^4.$$

Коэффициент теплопередачи цилиндрического воздушного зазора между стенками резервуара и кварцевой пробирки определится [2] по формуле

$$k_1 = \frac{\pi}{\frac{1}{44 \cdot 4 \cdot 10^{-2}} + \frac{1}{2 \cdot 6,5} \ln \frac{48}{40}} = 5,4 \text{ ккал/м}^2 \cdot \text{ч} \cdot \text{град}.$$

Отсюда вытекает, что $b_1^2 = 103 \text{ м}^{-2}$, или $b_1 = 10,15 \text{ м}^{-1}$. Следовательно, $b_1 l_1 = 0,406$.

Аналогичным путем рассчитывается коэффициент теплопередачи между капилляром и кварцевой пробиркой.

В этом случае необходимо иметь в виду, что пространство над резервуаром между капилляром и внутренней стенкой кварцевой пробирки заполняется пережженным и размельченным шнуровым асбестом, который засыпают в пробирку без уплотнения. Этим способом исключается конвективный и лучистый теплообмен.

Таким образом, остающаяся составляющая теплопередачи, обусловленная теплопроводностью в радиальном направлении, может быть рассчитана по теплопроводности спокойного воздуха, поскольку масса асбеста в этом воздушном промежутке мала.

Исходя из изложенных соображений, получим

$$k_2 = 1,3 \text{ ккал/м}^2 \cdot \text{ч} \cdot \text{град}.$$

Это дает

$$b_2^2 = 55 \text{ м}^{-2}; \quad b_2 = 7,4 \text{ м}^{-1}; \quad b_2 l_2 = 2,5.$$

Определим теперь температуру в месте перехода резервуара в капилляр. Для этой цели в формуле (7) положим $x = l_1$. Подставив в нее численные значения всех величин, получим

$$\theta_1(l_1) = 1000 - 1,56 = 998,44^\circ \text{C}.$$

* См., например, формулу (6, 19) в книге М. А. Михеева [2].

Для определения среднего значения температуры части l_1 резервуара проинтегрируем выражение (7) в пределах $0 \div l_1$ и разделим его на l_1 . Тогда

$$\bar{\theta}_1 = t_1 - \frac{t_1 - t_2}{b_1 l_1 \left(\operatorname{th} b_1 l_1 + \frac{F b_1}{f b_2} \operatorname{th} b_2 l_2 \right) \operatorname{ch} b_2 l_2} \left(1 - \frac{1}{\operatorname{ch} b_1 l_1} \right).$$

Подставив численные значения входящих в это выражение величин, получим $\bar{\theta} = 999,7^\circ \text{C}$, т. е. температуру, на $0,3^\circ \text{C}$ отличающуюся от t_1 .

Определим теперь среднюю температуру газа t_r в резервуаре газового термометра. Количество тепла, поступающего от газа путем конвективной теплоотдачи в часть резервуара, имеющую площадь поверхности f_1 , на длине l_1 , очевидно, равно количеству тепла, поступающего в газ путем конвективной теплоотдачи от остальной части резервуара, имеющей площадь поверхности f_2 и температуру t_1 . Поэтому можно написать

$$\alpha f_1 (t_2 - \bar{\theta}_1) = \alpha f_2 (t_1 - t_2),$$

откуда

$$t_2 = \frac{f_2 t_1 + f_1 \bar{\theta}_1}{f_1 + f_2}.$$

Так как для данных условий применения резервуара газового термометра $f_1 = 62,8 \text{ см}^2$, а $f_2 = 163 \text{ см}^2$, то получим

$$t_r = \frac{1000 \cdot 163 + 999,7 \cdot 62,8}{225,8} = 999,91^\circ \text{C}.$$

Таким образом, поправка, которую необходимо придавать к показаниям газового термометра вследствие оттока тепла по капилляру при температурах, близких к температуре затвердевания золота, равна $+0,1^\circ \text{C}$.

Перейдем теперь к определению средней температуры газа, находящегося в капилляре.

Вполне допустимо принять, что в установившемся состоянии средняя температура газа внутри капилляра равна средней температуре капилляра. Это допущение оправдывается тем обстоятельством, что при таком малом сечении цилиндрического объема воздуха, которое имеет место, в капилляре конвекция практически отсутствует. Тем более это имеет место при высоких температурах, когда вязкость воздуха резко повышается.

Тогда, исходя из уравнения (8), получим выражение для средней объемной температуры газа в виде

$$\bar{\theta}_2 = t_1 - \frac{t_1 - t_2}{b_2 l_2} \left[\operatorname{th} b_2 l_2 + \frac{\operatorname{ch} b_2 l_2 - 1}{\left(\frac{f b_2}{F b_1} \operatorname{th} b_1 l_1 + \operatorname{th} b_2 l_2 \right) \operatorname{ch}^2 b_2 l_2} \right].$$

Подставляя в это выражение значения входящих в него величин для рассматриваемых условий, получим

$$\bar{\theta}_2 = t_1 - 0,312 (t_1 - t_2),$$

или, если $t_1 = 1000^\circ \text{C}$, а $t_2 = 20^\circ \text{C}$, то $\bar{\theta}_2 = 695^\circ \text{C}$.

Таким образом осуществлено определение температуры среднего объема газового термометра на этом участке капилляра.

Отток тепла по электродам термопары

Строгое рассмотрение явлений оттока тепла вдоль электродов термопары с учетом всех особенностей ее конструкции представляет довольно сложную задачу, решение которой вряд ли целесообразно из-за большого разнообразия конструктивных форм термопар. Поэтому представляется более полезным исследовать особенности оттока тепла для общего случая цилиндрического стержня, коаксиально расположенного внутри многослойной цилиндрической стенки. Очевидно, что если надлежащим образом определить тепловое сопротивление стенки, то такое решение будет характеризовать отток тепла вдоль двухэлектродной термопары в соответствующей армировке.

Предположим, что однородный металлический стержень с коэффициентом теплопроводности λ погружен на глубину l_1 (рис. 2) в среду с температурой t_1 . Выступающая часть стержня длиной l_2 находится в среде с температурой t_2 . Коэффициенты теплопередачи для многослойной цилиндрической стенки арматуры термопары в этих двух средах будут соответственно k_1 и k_2 . Ввиду малости сечения металлического стержня можно пренебречь неоднородностью температуры вдоль его радиуса. Тогда задача становится одномерной, и ее решение для обоих участков стержня в этом случае принимает вид (если положить положительное направление координаты x вверх, а начало ее отсчета для первого участка — в месте спаивания термопары, а для второго — на границе раздела двух сред)

$$\Theta_1(x) = t_1 + A_1' e^{b_1 x} + B_1' e^{-b_1 x}; \quad (9)$$

$$\Theta_2(x) = t_2 + A_2' e^{b_2 x} + B_2' e^{-b_2 x}. \quad (10)$$

Значения постоянных A' , B' , A'' и B'' определяются с помощью граничных условий:

$$\text{при } x=0 \text{ будет } \frac{d\Theta_1(0)}{dx} = 0; \quad \text{при } x=l_1 \text{ будет } \Theta_1(l_1) = L;$$

$$\text{при } x=l_2 \text{ будет } \frac{d\Theta_2(l_2)}{dx} = 0; \quad \text{при } x=0 \text{ будет } \Theta_2(0) = L.$$

Подставив значение этих постоянных в уравнения (9) и (10), получим

$$\Theta_1(x) = t_1 + \frac{(L - t_1) \operatorname{ch} b_1 x}{\operatorname{ch} b_1 l_1}; \quad (11)$$

$$\Theta_2(x) = t_2 + (L - t_2) \frac{\operatorname{ch} b_2 (l_2 - x)}{\operatorname{ch} b_2 l_2}. \quad (12)$$

Значение L получим из условия непрерывности температуры стержня на границе раздела двух сред

$$L = \frac{t_1 b_1 + t_2 b_2 \frac{\operatorname{th} b_2 l_2}{\operatorname{th} b_1 l_1}}{b_1 + b_2 \frac{\operatorname{th} b_2 l_2}{\operatorname{th} b_1 l_1}}.$$

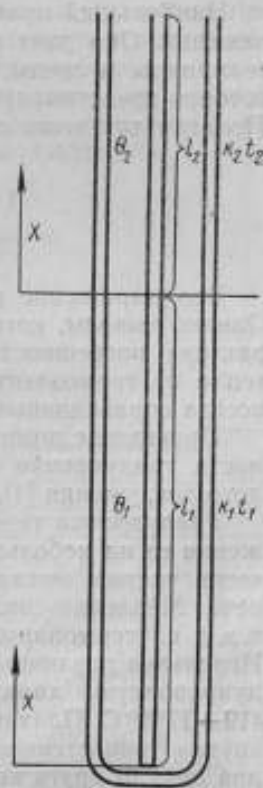


Рис. 2

Тогда будем иметь

$$\left. \begin{aligned} \Theta_1(x) &= t_1 - \frac{(t_1 - t_2) b_2 \operatorname{ch} b_1 x}{\left(\frac{\operatorname{th} b_1 l_1}{b_1} + b_2 \right) \operatorname{ch} b_1 l_1} \\ \Theta_2(x) &= t_2 + \frac{(t_1 - t_2) b_1 \operatorname{ch} b_2 (l_2 - x)}{\left(b_1 + b_2 \frac{\operatorname{th} b_2 l_2}{b_2} \right) \operatorname{ch} b_2 l_2} \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

Наибольший практический интерес представляет первое из этих выражений. Оно дает возможность определить разность температур спая термопары и среды, в которую введена термопара, т. е. ту разность, которая представляет собой погрешность измерения температуры среды. Полагая для этого случая в (13) $x = 0$, получим

$$t_1 - \Theta_1(0) = \frac{t_1 - t_2}{\left(1 + \frac{b_1 \operatorname{th} b_1 l_1}{b_2 \operatorname{th} b_2 l_2} \right) \operatorname{ch} b_1 l_1} \quad (14)$$

Это выражение не оригинально и встречается в литературе [3]. Однако выводы, которые делались на основании этого выражения о характере погрешностей температурных измерений, вызванных оттоком тепла по термоэлектродам, как будет показано ниже, оказываются не всегда справедливыми.

Проведем с помощью формулы (14) расчет соответствующей погрешности градуировки платинородий-платиновой термопары методом малого погружения [4].

Градуировка термопары этим методом осуществляется путем погружения ее на небольшую глубину (30—40 мм) в тигель с жидким технически чистым металлом, расплавленным в индукторе высокочастотной печи. Медленно снижая напряжение в индукторе, определяют величину т. э. д. с. термопары на площадке затвердевания данного металла. Используя различные металлы, от цинка до платины, можно найти градуировочную характеристику термопары в интервале температур $419 \div 1769^\circ \text{C}$. Платинородий-платиновую термопару погружают в металл внутри тонкостенного кварцевого колпачка с изоляцией термоэлектродов друг от друга кварцевыми соломками.

Небольшая высота индуктора позволяет допустить, что в тигле выше поверхности металла термопара не подвергается непосредственному нагреву и выше уровня жидкого металла температура окружающих термоэлектроды предметов равна комнатной. Тогда, учитывая условия армировки платинородий-платиновой термопары, можно приближенно определить величину оттока тепла от ее спая как среднее арифметическое из соответствующих величин, полученных из расчета теплового состояния платинового и отдельно платинородиевого термоэлектродов. Для расчета примем следующие исходные данные:

Диаметр, мм:

термоэлектродов	0,5
кварцевой соломки:	
внутренний	1,0
наружный	2,0
кварцевой пробирки:	
внутренний	5,0
наружный	7,0

Коэффициент теплопроводности	
λ , ккал/м·ч·град:	
плавленого кварца [5]	1,64
сухого воздуха (при 1400° С)	8,0
платины	77,0
платинородия	38,0

Суммарный коэффициент черноты излучения как для платины, так и для платинородия может быть принят равным $\varepsilon = 0,1$.

Воздушные зазоры между термоэлектродом и кварцевой соломкой, а также между соломкой и колпачком настолько малы, что конвективный теплообмен можно считать отсутствующим и теплопередачу через них происходящей только посредством лучистого теплообмена и теплопроводности. Тогда, подставив указанные значения в соответствующие формулы (для температуры 1450° С), получим коэффициент теплопередачи между жидким металлом и платиновым термоэлектродом:

$$k_1 = 1,27 \text{ ккал/м}^2 \cdot \text{ч} \cdot \text{град.}$$

Для коэффициента b_1 в формуле (14) будем иметь

$$b_1 = 0,357 \text{ м}^{-1}.$$

Таким же способом получим

$$b_2 = 5 \cdot 10^{-3} \text{ м}^{-1} \text{ или } b_2 l_2 = 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}^{-1}$$

$$(l_2 = 0,5 \text{ м}).$$

t°С	Платиновый термоэлектрод при погружении, мм			Платинородиевый термоэлектрод при погружении, мм		
	20	30	40	20	30	40
419	4,2	3,8	2,0	3,2	2,4	1,6
1063	12,0	8,1	6,0	8,5	5,7	4,2
1450	7,2	5,1	3,6	5,1	3,6	2,5
1769	5,8	3,9	2,9	4,1	2,8	2,0

В таблице приведены результаты расчетов погрешности (в °С) по формуле (14) для платинового и платинородиевого термоэлектродов для глубин погружения 20, 30 и 40 мм и температур 419, 1063, 1450 и 1769° С.

Заметим, прежде всего, что абсолютные значения полученных расчетом величин методической погрешности градуировки термомпар чрезмерно велики и объясняются принятым допущением о резком скачке температуры вблизи поверхности металла. В действительности такой скачок никогда не наблюдается, так как излучение с поверхности металла сильно сглаживает градиент температуры термоэлектродов в месте их выхода из металла. Поэтому абсолютные значения методических погрешностей градуировки термомпар, вызванные оттоком тепла по термоэлектродам, в действительности значительно ниже приведенных в таблице.

Из данных таблицы можно сделать очень важное для практики температурных измерений заключение: при не слишком высоких температурах повышение температуры жидкого металла приводит к возрастанию методической погрешности. При очень высоких температурах быстрое увеличение коэффициента теплоотдачи вызывает снижение погрешности градуировки термомпар. При температуре затвердевания платины (1769° С) эти погрешности оказываются вдвое меньше погрешностей при температуре затвердевания золота (1063° С).

Погрешность измерения температур поверхности «пяточковой» термопарой

В промышленной практике для измерения температур поверхности твердых тел получили распространение так называемые «пяточковые» термопары. Схематическое устройство такой термопары представлено на рис. 3. В металлический диск-«пяткачок» впаивают или сваривают два термоэлектрода (например, хромель и алюмель) длиной l_2 . Для обеспечения механической прочности конструкции применяют термоэлектроды диаметром 2—3 мм. Нижней поверхности пятачка придают форму той поверхности, для измерения температуры которой предназначается термопара (плоскость, цилиндрическая или сферическая поверхность и др.).

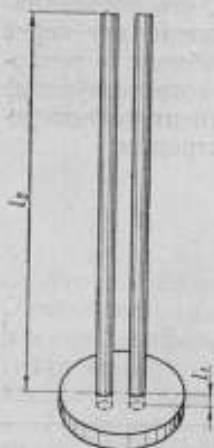


Рис. 3.

Точность показания пяточковой термопары зависит прежде всего от качества теплового контакта между пятачком и нагретым телом. Поэтому пяточковую термопару часто устанавливают с некоторым давлением на поверхность тела. Перепад температур в момент измерения между поверхностью тела и нижней поверхностью пятачка зависит как от качества обработки той и другой поверхности, так и от величины давления. Этот перепад будет различен не только для разных экземпляров пяточковых термопар, но и для разных установок одной и той же термопары. Поэтому в этом разделе мы проведем исследование источника методической погрешности измерения температур пяточковой термопарой, вызванного оттоком тепла. Т. э. д. с. пяточковой термопары образуется в результате замыкания термоэлектродов металлом пятачка. При хорошей пайке или сварке это замыкание происходит по всей поверхности отрезков электродов, утопленных внутрь пятачка. Но электрическая цепь с наименьшим сопротивлением образуется главным образом верхними поверхностными слоями пятачка, и температура этих слоев, в основном, представляет собой т. э. д. с. термопары. Поэтому ниже мы приведем расчет температуры верхней поверхности пятачка.

Установившийся тепловой поток, проникающий от тела через нижнюю поверхность пятачка, рассеивается вследствие конвективной теплоотдачи, частично через боковую и частично через верхнюю поверхность пятачка, а частично отсасывается термоэлектродами вследствие их теплопроводности и затем опять конвективной теплоотдачей от термоэлектродов рассеивается в воздух.

Как и в двух предыдущих разделах, задача сводится к расчету температурных полей двух участков, находящихся между собой в тепловом контакте: пятачка и термоэлектродов, причем последние рассматриваются как стержень с коэффициентом теплопроводности λ и площадью сечения, равной площади сечения одного из термоэлектродов, и с периметром сечения p , равным периметру одного из термоэлектродов. Если температуру воздуха обозначить через t_1 и провести решение соответствующих дифференциальных уравнений аналогично тому, как это было сделано на стр. 173, то его можно написать в виде формул (3) и (4), где

$$b_1^2 = \frac{\alpha_1 p}{\lambda_1 f}; \quad b_2^2 = \frac{\alpha_2 p_1^2}{\lambda_2 f};$$

α_1 и α_2 — коэффициенты конвективной и лучистой теплоотдачи соответственно для пятачка и для термоэлектродов;
 λ_1 и λ_2 — коэффициенты теплопроводности пятачка и данного термоэлектрода, соответственно.

Для определения произвольных постоянных A'_1, B'_2, A''_1, B''_2 примем следующие граничные условия.

1. На нижней поверхности пятачка, рассматриваемой как плоскость при $x=0$, считаем температуру равной

$$\Theta_1(0) = t_2.$$

2. На верхней поверхности пятачка ($x=l_1$) часть теплового потока уходит конвективной и лучистой теплоотдачей, а часть переходит в термоэлектроды. Поэтому

$$\lambda_1 \frac{d\Theta_1(l_1)}{dx} F = \alpha [\Theta_1(l_1) - t_1] (F - f) + \lambda_2 f \frac{d\Theta_2(0)}{dx},$$

где F — площадь верхней поверхности пятачка.

3. На этой же поверхности пятачка в силу непрерывности температурного поля должно быть

$$\Theta_1(l_1) = \Theta_2(0).$$

4. При достаточно большой длине термоэлектродов (практически $l_2 = \infty$) можно положить

$$\Theta_2(\infty) = t_2.$$

Используя граничные условия 1, 2 и 4, получим

$$\Theta_1(x) = t_1 + (t_2 - t_1) e^{b_1 x} + \frac{\left[\left[\lambda_1 b_1 - \alpha_1 \left(1 - \frac{f}{F} \right) \right] (t_2 - t_1) e^{b_1 l_1} + \lambda_2 \frac{f}{F} L \right] \operatorname{sh} b_1 x}{\lambda_1 b_1 \operatorname{ch} b_1 l_1 - \alpha_1 \left(1 - \frac{f}{F} \right) \operatorname{sh} b_1 l_1};$$

$$\Theta_2(x) = t_1 - \frac{L}{b_2} e^{-b_2 x}.$$

Применим теперь третье граничное условие. Тогда после ряда преобразований получим выражение для интересующей нас температуры на верхней поверхности пятачка

$$\Theta_2(0) = t_1 + \frac{(t_2 - t_1) \left[\alpha_1 \left(1 - \frac{f}{F} \right) \operatorname{sh} b_1 l_1 - \lambda_1 b_1 (\operatorname{ch} b_1 l_1 - 1) \right]}{\lambda_1 b_1 \operatorname{ch} b_1 l_1 - \alpha_1 \left(1 - \frac{f}{F} \right) \operatorname{sh} b_1 l_1 + \lambda_2 b_2 \frac{f}{F} \operatorname{sh} b_1 l_1}. \quad (15)$$

Эта температура в основном и определяет т. э. д. с. пятачковой терморпары. Разность температур $t_2 - \Theta_2$, представляющая собой методическую погрешность измерения температуры поверхности пятачковой терморпарой, получается соответственно равной

$$\Delta t = t_2 - \Theta_2(0) = \frac{(t_2 - t_1) \lambda_2 b_2 \frac{f}{F}}{\lambda_1 b_1 \operatorname{ch} b_1 l_1 - \alpha_1 \left(1 - \frac{f}{F} \right) \operatorname{sh} b_1 l_1 + \lambda_2 b_2 \frac{f}{F}}. \quad (16)$$

Рассматривая пятачковую терморпару с точки зрения ее теплообмена, можно высказать следующее соображение, касающееся конструкции терморпар этого типа.

Элементарная теория термоэлектрической цепи показывает, что замыкание двух разнородных термоэлектродов третьим проводником приводит к односпайной термопаре только в том случае, если места соединения этого проводника с термоэлектродами имеют одинаковые температуры.

Для того чтобы это условие соблюдалось в пятачковой термопаре, необходимо при ее конструировании принять специальные меры предосторожности.

Действительно, изготовление термопар типа пятачковых с термоэлектродами одинакового диаметра приводит к неравенству температур в местах их соединения с третьим проводником вследствие различия теплопроводности термоэлектродов. Место соединения третьего проводника с термоэлектродом, обладающим большим коэффициентом теплопроводности, будет иметь более низкую температуру, чем место контакта с другим термоэлектродом. В этом заключается второй источник методической погрешности измерений температур термопарами типа пятачковой.

Однако может быть рекомендован простой способ, позволяющий практически полностью исключить этот вид погрешности. Он заключается в том, что диаметры термоэлектродов термопары должны находиться между собой в соотношении, определяемом величинами их коэффициентов теплопроводности.

Это соотношение может быть без труда выведено из уравнения (16). Чтобы для различных термоэлектродов сохранялась одна и та же разность $\Delta t = t_2 - \theta_2(0)$ для всех термоэлектродов, как это вытекает из уравнения (16), должно сохраняться постоянным произведение

$$\lambda_2 b_2 f = \lambda_1 f \sqrt{\frac{ap}{\lambda_1 f}},$$

где f — площадь поперечного сечения и
 p — периметр данного термоэлектрода.

Введя все величины под корень и произведя соответствующие сокращения, получим, что требование сводится к постоянству произведения λpf . Для термоэлектродов круглого сечения это преобразование, следовательно, может быть сформулировано в следующем виде:

$$\lambda d^3 = \text{const}, \quad (17)$$

где d — диаметр термоэлектрода.

Таким образом, отношение диаметров термоэлектродов термопары должно быть обратно пропорционально кубическому корню из отношения их коэффициентов теплопроводности.

Эти соображения применимы не только к пятачковым термопарам, но имеют более общее значение. Так, например, они полностью применимы к термопарам, у которых в рабочем конце термоэлектроды соединяются посредством проволочки из сплава с определенной температурой плавления. Такие термопары подключаются к автоматически действующим устройствам, выключающим питание печи при обрыве цепи термопары, вызванном плавлением проволочки при данной предельной температуре. Они требуют, так же как пятачковая, одинаковых температур в местах приайки проволочки к термоэлектродам плавкой. Если оба термоэлектрода отличаются друг от друга коэффициентами теплопроводности и имеют одинаковые диаметры, то, как это вытекает из предыдущего, применение такой термопары приведет к искаженным результатам измерений температур.

Здесь уместно сказать несколько слов об особенностях применения другой термопары, используемой для измерения температур поверхностей главным образом цветных металлов и получившей вследствие особенностей своей конструкции название «штыковой». Схематическое устройство штыковой термопары представлено на рис. 4.

Для штыковой термопары применяются термоэлектроды из достаточно твердых сплавов, например из хромеля и алюмеля. Один из термоэлектродов термопары 1 закреплен в головке неподвижно, а второй 2 имеет возможность перемещаться вдоль своей оси и в нерабочем состоянии пружиной выдвигается ниже первого термоэлектрода.

Концы обоих термоэлектродов заточены на острие. При подведении термопары к телу значительных размеров, температуру которого необходимо измерять, поверхности тела касается сначала острие подвижного термоэлектрода. При дальнейшем нажиме на головку термоэлектрод 2 входит в нее до тех пор, пока острие термоэлектрода 1 не встретит металлической поверхности тела. Тогда оба острия прокалывают поверхностную пленку окисла металла, и этот металл замыкает электрическую цепь термопары.

При хорошей заточке концов термоэлектродов термопара дает надежные результаты измерений температуры поверхности цветных металлов, обладающих мягкой, легко прокалываемой пленкой окислов.

Применение штыковой термопары с затупленными остриями приводит к тому, что поверхности соприкосновения обоих термоэлектродов со слитком становятся сравнительно большими, в результате чего происходит охлаждение участков поверхности слитка в местах касания концов термоэлектродов — термопара дает явно заниженные показания температур. Однако уже через 20—30 сек тепло, поступающее из окрестных областей слитка, нагревает охлажденный участок, а с ним и концы термоэлектродов. Таким образом, штыковая термопара с затупленными концами в момент контакта дает заниженные показания температуры слитка, затем в течение нескольких десятков секунд ее показания растут, асимптотически приближаясь к устойчивому значению.

Это устойчивое значение соответствовало бы действительной температуре поверхности слитка, если бы оба термоэлектрода обладали одинаковыми коэффициентами теплопроводности. Для исключения неравенства температур на концах термоэлектродов можно, как в случае пятчковой термопары, рекомендовать применение термоэлектродов с разными диаметрами. Однако в данном случае эта мера будет неэффективной, так как размер образовавшейся на затупившемся конце термоэлектрода площадки соприкосновения зависит не столько от диаметра термоэлектрода, сколько от его твердости и ряда других случайных причин.

Следовательно, приходим к выводу о недопустимости применения штыковых термопар с затупленными остриями, так как показания такой

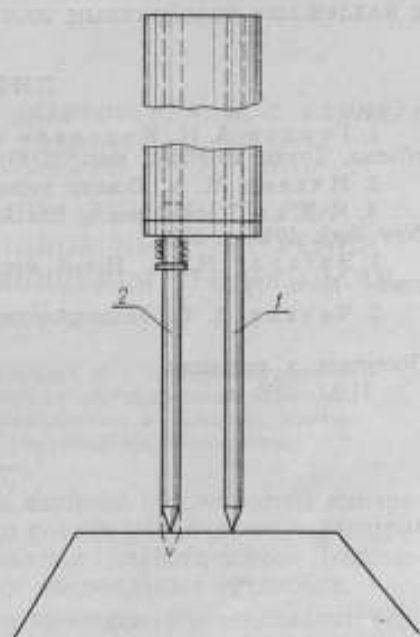


Рис. 4.

термопары не только будут неустойчивы во времени, но могут быть и ошибочными.

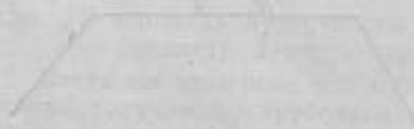
В заключение заметим, что недоучет влияния различия коэффициентов теплопроводности термоэлектродов термопары может привести к ощутимым погрешностям градуировки ее методом плавления «мостика» из мягкого металла, ввариваемого между термоэлектродами.

Даже при установке рабочего конца такой термопары с «мостиком» в однородное температурное поле всегда нужно иметь в виду возможность возникновения на концах «мостика» разности температур, вызванной различием теплопроводности термоэлектродов. В этом случае представляется совершенно необходимым использовать термоэлектроды с надлежаще подобранным соотношением диаметров.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гордов А. Н., Киренков И. И., Азотный газовый термометр постоянного объема, Труды ВНИИМ, вып. 25(85), 1955.
2. Михеев М. А., Основы теплопередачи, Госэнергоиздат, 1956.
3. Millar, Transactions of the American Institute of Electrical Engineers, v. 64, New York, 1945, p. 678.
4. Эргардт Н. Н., Новый метод градуировки термопар, «Измерительная техника», № 6, 1957.
5. Чиркин В. С., Теплопроводность промышленных материалов, Машгиз, 1957.

Поступила в редакцию
11/XI 1959 г.



А. Н. ГОРДОВ, З. У. ЗАБОРОВСКАЯ, М. С. КАЯНДЕР
ВНИИМ

УСТАНОВКИ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ДИНАМИЧЕСКИХ ПОГРЕШНОСТЕЙ ТЕРМОПРИЕМНИКОВ ПРИ ИЗМЕРЕНИИ ТЕМПЕРАТУР В УСЛОВИЯХ МЕНЯЮЩЕЙСЯ ТЕПЛОТДАЧИ

В статье дается описание установок, созданных для экспериментального определения величины погрешностей измерения нестационарных температур газового потока различными термодатчиками в условиях меняющейся со временем скорости потока (меняющейся теплоотдачи).

Для экспериментального определения величины погрешностей измерения нестационарных температур газового потока различными термодатчиками в условиях меняющейся со временем скорости потока (меняющейся теплоотдачи) во ВНИИМ созданы специальные установки.

Одна из установок предназначена для проведения исследований термодатчиков в условиях монотонно меняющихся температуры и скорости потока, а вторая — для аналогичных исследований при пульсирующих температурах и скоростях потока.

Эти исследования проведены в лаборатории высоких температур ВНИИМ с целью экспериментальной проверки некоторых важных выводов, полученных при теоретическом анализе характера изменения средней объемной температуры Θ однородного тела в газовом потоке переменных скорости и температуры [1].

Было показано, в частности, что при монотонных изменениях температуры и скорости газового потока температура тела, находящегося в нем, меняется по закону, существенно отличному от закона изменения температуры потока.

Найдено выражение, позволяющее рассчитать скорость изменения температуры потока по измеренной скорости изменения температуры термодатчика, если известны определяемые из предварительных экспериментов некоторые параметры, характеризующие данный термодатчик.

Для случая пульсирующих температур и скоростей потока теория показывает наличие смещения среднего уровня колебаний температуры термодатчика по отношению к среднему уровню колебаний температуры потока.

Созданные установки должны позволить не только экспериментально проверить эти положения, но и определить границы их применимости, а также возможность их распространения на случай использования сложных термодатчиков, для которых теоретическое решение задачи представляет часто непреодолимые трудности.

Исходя из этих соображений, в установках должна быть предусмотрена возможность получения воздушных потоков со скоростями и температурами, меняющимися со временем по заданным программам.

Измерительная аппаратура установок должна осуществлять измерения и непрерывную регистрацию трех величин: температуры воздушного потока, скорости потока и температуры испытуемого инерционного термодатчика. Регистрирующая аппаратура не должна вносить существенных динамических погрешностей в результаты записи всех трех термометров.

Установка для исследования динамических погрешностей при монотонно меняющихся скорости и температуре воздушного потока (МИТТ)

Установка МИТТ состоит из следующих основных узлов:

1) аэродинамической трубы, с одного конца которой установлен всасывающий вентилятор ротационного типа, а с другой — проволочный электронагреватель;

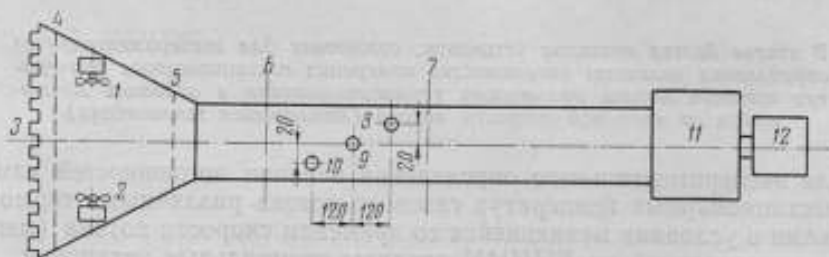


Рис. 1. Схема аэродинамической трубы установки МИТТ.

2) схемы питания установки, обеспечивающей требуемые программные изменения температуры и скорости потока посредством задающего устройства, управляющего работой двух электромашинных усилителей, питающих нагреватель 3 и мотор 12 вентилятора 11 (рис. 1);

3) измерительной схемы, обеспечивающей возможность измерения и регистрации температуры воздушного потока и показаний термоанемометра и исследуемого термодатчика.

Аэродинамическая труба, представленная схематически в плане на рис. 1, имеет длину 2 м и прямоугольное сечение площадью $15 \times 15 \text{ см}^2$. Помещенный на входе трубы проволочный нагреватель 3 представляет собой двухрядную сетку площадью $1 \times 0,7 \text{ м}^2$, натянутую из нихромовой проволоки диаметром 0,5 мм. Общее сопротивление нагревателя равно 7 ом. Рабочий участок трубы длиной 80 см ограничивается сечениями 6 и 7.

С целью выравнивания поля скоростей и поля температур потока между нагревателем и рабочим участком трубы установлены сетки 4 и 5.

Однако для выравнивания поля температур их действия оказалось недостаточно и пришлось создать принудительное перемешивание потока с помощью вентиляторов 1 и 2, установленных между сетками. Оси вращения вентиляторов перпендикулярны друг другу и каждая из них составляет угол 45° с горизонтом.

Исследования поля скоростей с помощью трубки Пито в разных сечениях трубы показали, что рабочий участок должен иметь нижнюю границу, расположенную на 4 см выше дна трубы, а верхнюю границу на 3 см ниже ее потолка. Таким образом высота рабочего участка составила 8 см. Средний квадрат колебаний скорости потока на всем рабочем участке оказался равным $\pm 0,1$ м/сек при 4 м/сек и $\pm 0,2$ м/сек при 15 м/сек.

Температурное поле в области рабочего участка аэродинамической трубы исследовалось с помощью дифференциальной медь-константановой термопары с диаметром термоэлектродов 0,1 мм; т. э. д. с. термопары измерялась лабораторным потенциометром.

Многokrатно проведенные измерения внутри рабочего участка с указанными выше границами показали, что средний квадрат колебаний температуры не превышал ни в одном случае $\pm 0,08^\circ\text{C}$.

Максимальная мощность, подаваемая на нагреватель, составляет 4,5–5,0 кВт; максимальная скорость воздушного потока — 20 м/сек; наибольший подъем температуры воздушного потока, вызванный работой нагревателя, оказался равным $\sim 10^\circ\text{C}$.

В гнездах 8, 9 и 10 рабочего участка трубы установлены вертикально три измерителя (рис. 1). Расстояния между измерителями указаны на рисунке. Во избежание взаимного «затенения» они смещены друг относительно друга в направлении, перпендикулярном потоку. В гнезде 10 установлен малоинерционный измеритель температуры воздушного потока; в гнезде 9 — испытуемый терморезистор и в гнезде 8 — термоанемометр.

Узел питания, осуществляющий программное изменение скорости и температуры потока, схематично представлен на рис. 2, 3 и 4. Как видно из них, структурные схемы и основные элементы регулирующих устройств в обоих случаях одинаковы.

Задающим элементом для схем рис. 2 и 3 является программное устройство, схематически представленное на рис. 4.

В нем синхронный двигатель 1 через редуктор 2 вращает сидящие на общей оси 3 профилированные кулачки 4. Эти кулачки через ролики 5 и трибку изменяют напряжения, снимаемые с потенциометров 6; один из потенциометров (P_1 на рис. 2) управляет схемой регулирования скорости, а другой (P_2 на рис. 3) — схемой регулирования температуры. Таким образом обеспечивается синхронность процессов изменения температуры и скорости, а тем самым и теплоотдачи.

Устанавливая в программном устройстве кулачки различных профилей, можно получить различные программы изменения температуры и скорости воздушного потока. Взаимный сдвиг начальных фаз процессов достигается поворотом кулачков.

Исполнительными звеньями в обеих схемах являются электромашинные усилители. Электромашинный усилитель ЭМУ-12А, управляющий скоростью потока, имеет мощность 1,2 кВт и питает якорь двигателя постоянного тока типа ПН-5, вращающего вентилятор.

Электромашинный усилитель ЭМУ-50, питающий нагреватель, имеет номинальную мощность 4,5 кВт и позволяет кратковременно получать с него до 5 кВт.

Электромашинные усилители были применены в схемах регулирования, так как они обладают рядом достоинств по сравнению с магнитными усилителями. Они обеспечивают высокий коэффициент усиления, позволяют при незначительной мощности, потребляемой в обмотках управления (1–2 Вт), получить больше мощности на выходе усилителя, не требуя сложной схемы управления, и при правильной настройке дают достаточную воспроизводимость регулируемого процесса.

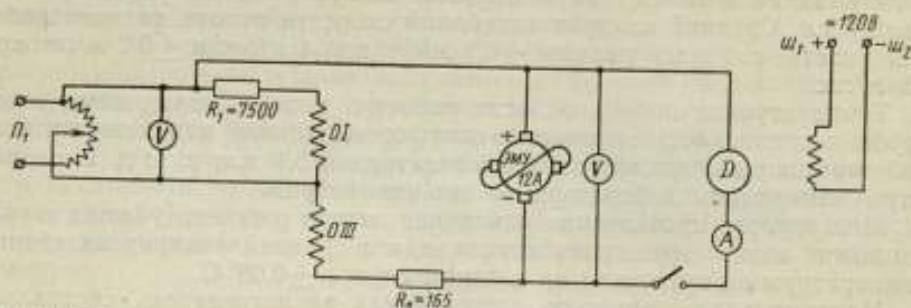


Рис. 2. Схема подключения электромагнитного усилителя ЭМУ-12А для питания вентилятора.

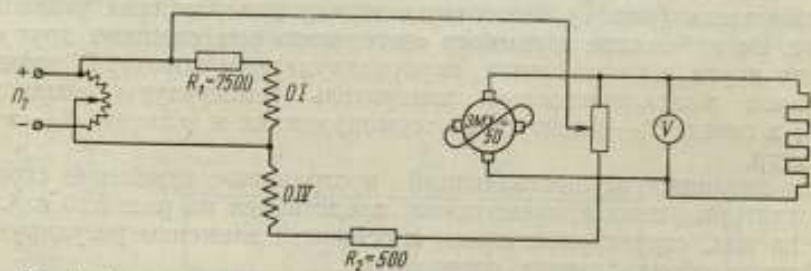


Рис. 3. Схема подключения электромагнитного усилителя ЭМУ-50 для питания нагревателя.

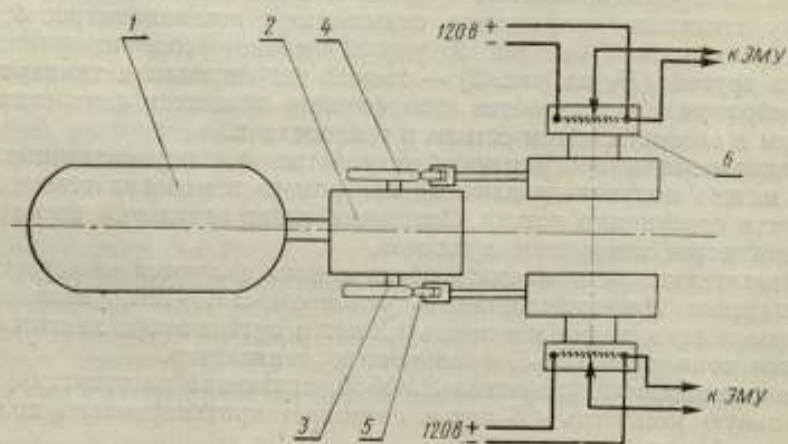


Рис. 4. Схема программного устройства.

Электромашинные усилители, как видно на рис. 2 и 3, включены по специальной схеме с обратной связью, позволяющей получить линейную зависимость между напряжением, подаваемым на управляющую обмотку ЭМУ, и напряжением, получаемым с его главных щеток.

Наличие схемы обратной связи значительно уменьшает влияние гистерезиса в магнитной цепи электромашинных усилителей и позволяет производить регулировку выходного напряжения ЭМУ, практически начиная от нуля.

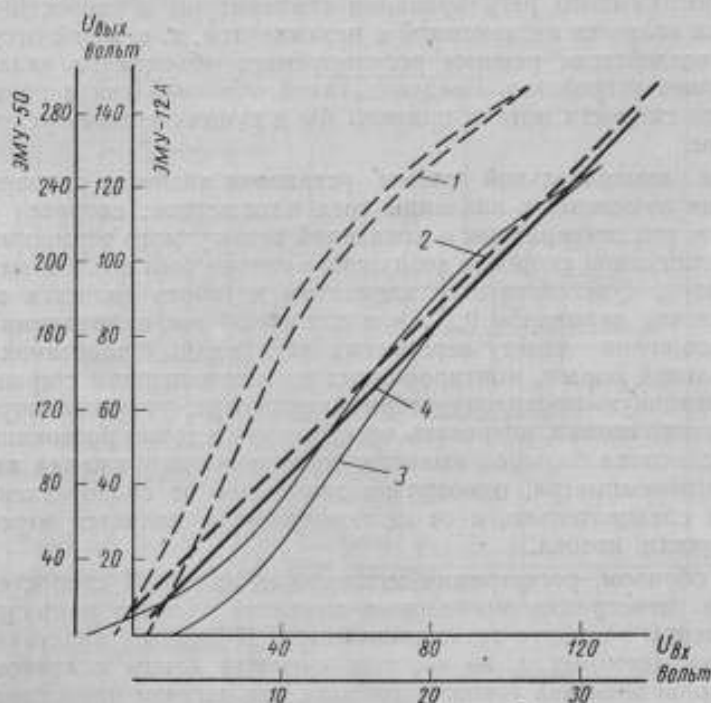


Рис. 5. Зависимость выходного напряжения электромашинных усилителей от входного.

1 — ЭМУ-12А без компенсации; 2 — с компенсацией; 3 — ЭМУ-50 без компенсации; 4 — с компенсацией.

На рис. 5 представлены зависимости выходного напряжения от входного для электромашинных усилителей ЭМУ-12А и ЭМУ-50 для случая отсутствия обратной связи и при наличии достаточно хорошо подобранной обратной связи.

Одним из основных испытаний обеих схем питания являлось определение воспроизводимости закона изменения входной величины в кривой изменения выходного напряжения, а также повторяемости этой кривой.

Для этой цели входное и выходное напряжения данного ЭМУ через делители напряжения подавали на вход 6-точечного электронного потенциометра типа ЭПП-09. Сопротивления обоих делителей подбирались так, чтобы снимаемые с них напряжения были по возможности одинаковыми по величине.

Полученная на электронном потенциометре запись входного (нечетные точки) и выходного (четные точки) напряжений ЭМУ оказалась такой, что все ее точки можно было соединить одной плавной кривой, т. е. воспроизводимость закона, заданного входным напряжением, ока-

заласть того же порядка, что и вариация показаний самопишущего прибора.

Повторные кривые (было снято 14 кривых) также отличались друг от друга не более чем на величину погрешности самопишущего прибора.

Это испытание, однако, характеризует только высокую стабильность электрической части схемы, так как сама нагрузка усилителей подвержена случайным изменениям, зависящим от начальной температуры, плотности воздуха и других факторов. Примененная система автоматического программного регулирования температуры и скорости воздушного потока является независимой и незамкнутой, т. е. в ней отсутствует обратное воздействие режима регулируемого объекта на задающее и регулирующее устройства. Введение такой обратной связи по температуре или по скорости потока привело бы к существенному усложнению аппаратуры.

Задачей измерительной схемы установки является одновременная регистрация мгновенных значений трех параметров: скорости воздушного потока, его температуры и показаний испытуемого термоприемника.

Для регистрации скорости воздушного потока был выбран метод термоанемометра, чувствительным элементом которого является платиновая проволочка диаметром 0,1 мм и длиной 50 мм, припаянная в натянутом положении между вершинами двух медных пластинок-контактов треугольной формы, монтированных на текстолитовом стержне. Если такую платиновую проволочку термоанемометра, установленную поперек воздушного потока, нагревать электрическим током постоянной величины от источника большой емкости, то падение напряжения на проволочке термоанемометра, однозначно зависящее от сопротивления проволочки, а следовательно, и от ее температуры, является мерой изменения скорости потока.

Таким образом, регистрация мгновенных значений скорости потока сводится к регистрации мгновенных значений падения напряжения на чувствительном элементе термоанемометра. К медным пластинкам-контактам термоанемометра, на которых крепятся концы платиновой проволочки, подведены два токовых провода для нагрева проволочки и два потенциальных.

В качестве измерителя температуры воздушного потока целесообразно было использовать термометр сопротивления с малой термической инерцией, по конструкции стойки для его крепления аналогичный термоанемометру с измерительной проволочкой, изготовленной из платины, диаметром 0,1 и длиной 50 мм. Элемент термометра сопротивления отличается от элемента термоанемометра только тем, что для исключения паразитных т. э. д. с. медные пластинки-контакты заменены платиновыми. Чтобы место контакта платины с медью вывести из зоны меняющейся температуры потока, от термометра отводят потенциальные платиновые провода, и переход на медные провода осуществляют вне аэродинамической трубы.

Если определению динамических погрешностей подвергается термоприемник, действующий по принципу термометра сопротивления, то задача измерений сводится к одновременной регистрации трех значений падения напряжения: на двух термометрах сопротивления и на термоанемометре.

Учитывая, что для программного регулятора используемого типа длительность подъема температуры воздушного потока и одновременного нарастания его скорости достаточно велика и достигает ~ 40 сек, можно в качестве регистрирующего прибора использовать автоматиче-

ский электронный потенциометр типа ЭПП-09 с быстродействием 2,5 сек и шкалой 0—20 мв.

На рис. 6 представлена принципиальная измерительная схема установки. Узел 5 схемы предназначен для питания соединенных последовательно токовых цепей малоинерционного и исследуемого инерционного термометров сопротивления. В эту схему включено образцовое сопротивление $R_3 = 1 \text{ ом}$, с помощью которого по полуавтоматическому потенциометру Р2/1 в обоих термометрах сопротивления устанавливается измерительный ток 2 ма.

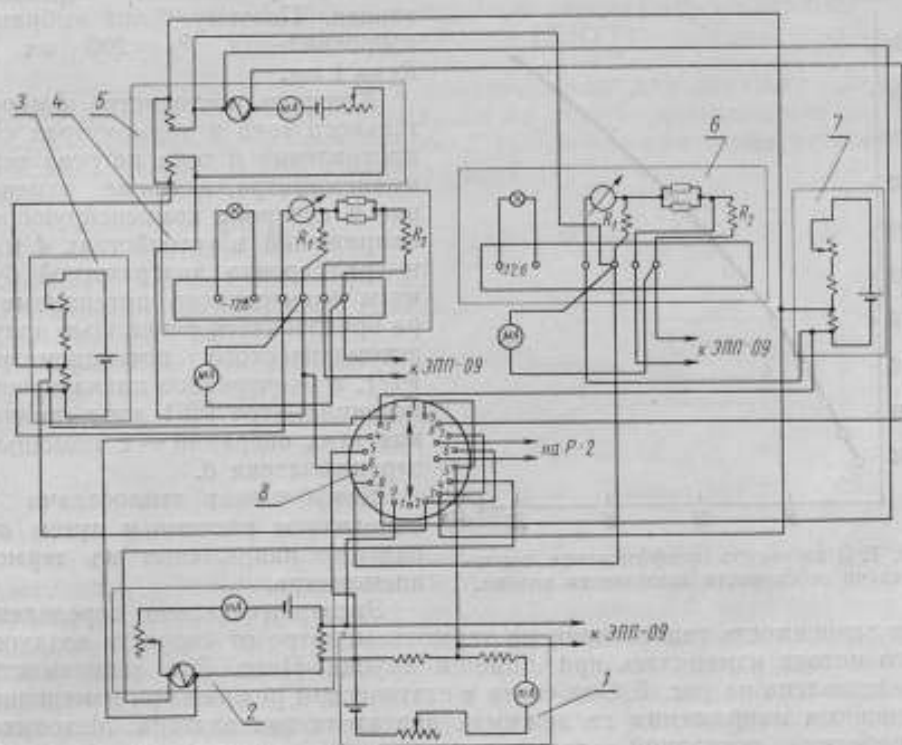


Рис. 6. Измерительная схема.

Аналогичный узел 2 схемы используется для установки в цепи термометра постоянного тока нагрева, равного 365 ма.

Падение напряжения на термометрах сопротивления и на термоанемометре в процессе измерения изменяется на относительно небольшую величину. Поэтому с целью увеличения чувствительности измерений в цепи каждого из трех измерителей были введены специальные узлы 1, 3, 7 для компенсации неизменных частей падений напряжения с тем, чтобы в диапазоне ширины диаграммной ленты электронного потенциометра укладывались только переменные части падения напряжения, характеризующие изменения измеряемых величин.

Чувствительность примененного электронного потенциометра оказалась достаточной для регистрации изменения падения напряжения на термоанемометре, но недостаточной для регистрации изменений падения напряжения на термометрах сопротивления. С целью усиления этих напряжений в схему включены промежуточные усилители 4 и 6.

Необходимый коэффициент усиления обеспечивается с помощью фотоэлектрических усилителей, в которых сопротивления R_1 и R_2 (рис. 6) подобраны соответствующим образом. Величина сопротивления R_2 ограничена требованием устойчивой работы электронного потенциометра, так как снимаемое с этого сопротивления падение напряжения непосредственно подается на вход ЭПП-09. Экспериментально было определено, что для используемого электронного потенциометра сопротивление, на которое замкнут его вход, может быть

доведено до 200 ом без существенного увеличения вариации записи. Поэтому были выбраны сопротивления $R_2 = 200$ ом и $R_1 = 1$ ом.

Контроль постоянства измерительного тока в термометрах сопротивления и тока нагрева термоанемометра, а также измерение и контроль компенсирующих напряжений в устройствах 4 и 6 и градуировка диаграммной бумаги электронного потенциометра производится с помощью полуавтоматического потенциометра P2/1, а поочередное подключение потенциометра P2/1 для выполнения этих операций — с помощью переключателя 8.

Коэффициент теплоотдачи α определяют расчетным путем по падению напряжения на термоанемометре.

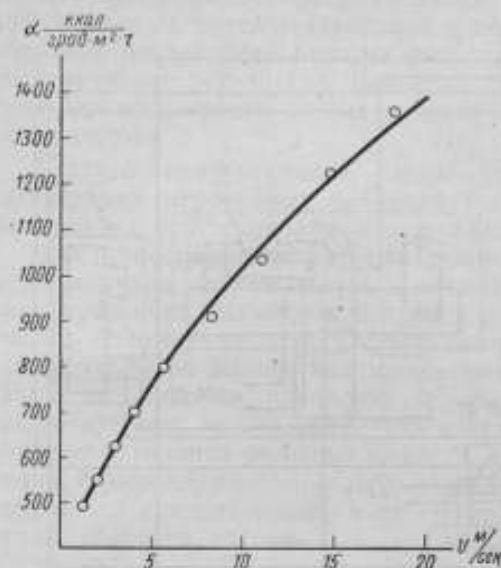


Рис. 7. Зависимость коэффициента теплоотдачи от скорости воздушного потока.

Экспериментально определенная зависимость теплоотдачи на термоанемометре от скорости воздушного потока измерялась при помощи трубки Пито. Эта зависимость представлена на рис. 7. Она снята в статическом режиме при изменении ступенями напряжения на зажимах двигателя вентилятора. Методика обработки показаний термоанемометра сводилась к следующему.

По результатам измерений силы тока в цепи термоанемометра и падения напряжения на нем, осуществленных с помощью потенциометра P-2, было определено сопротивление нити R_t , а затем и ее температура Θ с помощью формулы

$$\Theta = \frac{R_t(1 + 20\beta) - R_{20}}{\beta R_{20}}, \quad (1)$$

где R_{20} — сопротивление нити термоанемометра при 20° С и β — температурный коэффициент ее сопротивления.

Одновременно с измерениями сопротивления термоанемометра были проведены аналогичные измерения сопротивления элемента малоинерционного термометра, из которых с помощью той же формулы (1) определена температура воздушного потока. Таким образом, из результатов двух этих измерений была определена величина Δt превышения температуры проволоочки термоанемометра над температурой окружающего воздуха.

Тогда, определив мощность Q , выделяющуюся в термоанемометре и создающую данный перепад температуры Δt , расчетным путем был найден коэффициент теплоотдачи с помощью формулы

$$\alpha = \frac{Q}{F\Delta t}, \quad (2)$$

где F — площадь поверхности проволоки термоанемометра. Для используемого термоанемометра $F = 15,3 \text{ мм}^2$.

Установка для исследования динамических погрешностей термодатчиков при пульсирующих температуре и скорости воздушного потока (ПИТТ)

Созданная установка ПИТТ предназначена для изучения динамических погрешностей термодатчиков в условиях периодически меняющихся температуры и теплоотдачи. Принципиальная схема устройства установки ПИТТ представлена на рис. 8.

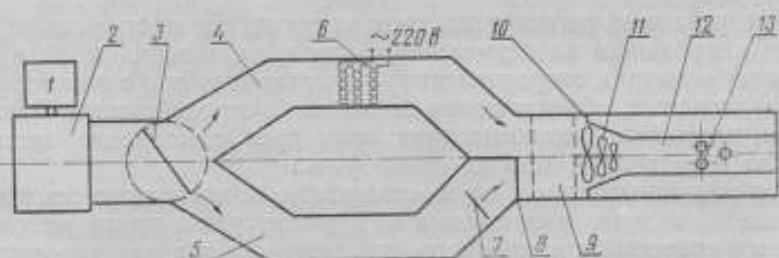


Рис. 8. Схема аэродинамической трубы установки ПИТТ.

Нагнетаемый с помощью вентилятора 2, приводимого во вращение двигателем 1, воздух поступает в трубу квадратного сечения. Вблизи от входа трубы, внутри нее, установлена заслонка 3, равномерно вращающаяся вокруг вертикальной оси и создающая периодические изменения скорости воздушного потока, разветвляющегося по двум симметричным каналам 4 и 5. В одном из этих каналов установлен нагреватель 6 из многовитковой нихромовой спирали, рассчитанной на расходуемую мощность до 10 кВт. Для уравнивания гидравлического сопротивления во втором канале установлена заслонка 7, управляемая извне и создающая частичное торможение потока.

Нагретый и холодный потоки воздуха опять смешиваются, пройдя через заслонку 8, равномерно вращающуюся вокруг горизонтальной оси. Эта заслонка представляет собой расположенный в вертикальной плоскости полукруг, при вращении которого вокруг горизонтальной оси, проходящей через центр круга, в камеру 9 поступает то горячий, то холодный поток или их смесь в периодически меняющемся соотношении. Обе заслонки приводятся в движение одним двигателем и этим обеспечивается такое их равномерное вращение, чтобы частота вращения заслонки 3 была вдвое меньше частоты вращения заслонки 8. Предусмотрена возможность менять взаимную фазу вращения заслонок. Камера 9 ограждена на входе и выходе густыми металлическими сетками.

За выходной сеткой камеры 9 установлена круговая диафрагма, после которой поток поступает в сужающийся конус 10. По оси конуса установлена вращающаяся от внешнего двигателя горизонтальная ось, на которой жестко закреплены три трехлопастных пропеллера 11, перемешивающих воздушный поток. Затем поток несколько расширяется

и поступает в рабочее пространство 12 постоянного сечения, в котором имеются три гнезда 13 для установки малоинерционного и инерционного термометров, а также термоанемометра.

Примененная система смешивания холодного и нагретого воздушного потоков обеспечивает хорошую равномерность температурного поля внутри потока.

Изучение записей пульсирующих температур воздушного потока, полученных с одним и тем же малоинерционным термометром сопротивления, поочередно устанавливаемым в различные гнезда 13, показывает, что при всех трех положениях термометра регистрируются колебания практически одной и той же амплитуды с практически одинаковыми средними уровнями.

Таким образом установка ПИТТ позволяет получать в рабочем пространстве воздушный поток с пульсирующими скоростями и температурами. Имеющийся редуктор позволяет создавать частоты пульсации, меняющиеся ступенями от 0,1 до 1 гц. Изменение тока в нагревателе 6 позволяет в некоторых пределах варьировать амплитуду колебания температуры.

Для непрерывной регистрации трех меняющихся во времени величин (падения напряжения на термоанемометре и малоинерционном и инерционном термометрах сопротивления) используются три самописца типа Н16 с усилителями, обладающими большим быстродействием. Различия скоростей протяжки бумажных лент всех трех самописцев настолько малы, что ими вполне можно пренебречь.

Компенсационные схемы, осуществляющие компенсацию постоянных составляющих падения напряжения на термометрах и термоанемометре, а также измерительная аппаратура, применяемая для градуировки диаграммных бумаг самописцев, аналогичны тем, которые используются в установке МИТТ.

Исследование основных источников погрешностей

Как было указано выше, установки предназначены для определения динамических погрешностей термоприемников, применяемых для измерения нестационарных температур в условиях меняющейся теплоотдачи. Невозможные неравномерности полей скоростей в рабочих пространствах установок и погрешности использованного метода регистрации изменений теплоотдачи лимитируют точность полученных результатов измерений динамических погрешностей термоприемников. Поэтому предельно достижимую точность подобных измерений в настоящее время, по-видимому, следует ограничить несколькими процентами. Погрешности статических измерений применяемой электроизмерительной аппаратуры очень невелики, и их можно не принимать во внимание.

В связи с этим основными частными погрешностями результатов измерений на установках в динамическом режиме можно считать следующие:

а) погрешности, обусловленные термической инерцией использованных датчиков и механической инерцией регистрирующей аппаратуры;

б) погрешности, вызванные несовершенством конструкции датчиков и обусловленные оттоком тепла вдоль измерительных проволок датчиков;

в) погрешности, вызванные невоспроизводимостью результатов измерений коэффициентов теплоотдачи с помощью термоанемометра.

Перейдем теперь к рассмотрению каждого из этих трех видов частных погрешностей.

Для установки МИТТ определение динамических погрешностей малоинерционного термометра сопротивления и термоанемометра проведем для условий линейного или близкого к линейному изменению со временем температуры газового потока.

Ранее было указано [2], что для линейного характера изменения температуры внешней среды постоянная термической инерции ε_2 неограниченного цилиндра равна

$$\varepsilon_2 = \frac{R^2}{8a} + \frac{Rc\gamma}{2\alpha}, \quad (3)$$

где $a = \frac{\lambda}{c\gamma}$;

R — радиус цилиндра;

λ , c и γ — соответственно коэффициент теплопроводности, удельная теплоемкость и плотность материала цилиндра;

α — коэффициент теплоотдачи.

Для используемой платиновой проволоочки имеем: $R = 5 \cdot 10^{-5}$ м; $\lambda = 70$ ккал/м·ч·град; $\gamma = 19,600$ кг/м³; $c = 0,03$ ккал/кг·град.

Что касается величины коэффициента теплоотдачи α , то проведем ее оценку по формуле М. А. Михеева [3]:

$$\alpha = B \frac{(\gamma w)^{0,8}}{d^{0,2}}, \quad (4)$$

где B — коэффициент, равный 2,8 (для воздуха при постоянной температуре);

w — скорость воздушного потока, м/сек;

d — диаметр цилиндра, м.

Расчет проведем для наихудшего случая, т. е. для наименьшей скорости потока (2 м/сек). Тогда формула (4) дает

$$\alpha = 100 \text{ ккал/м}^2 \cdot \text{ч} \cdot \text{град}.$$

Подставив все величины в формулу (3), получим

$$\varepsilon_2 \approx 0,4 \text{ сек}.$$

При используемом программном регуляторе установки МИТТ наибольшая скорость изменения температуры на линейном участке достигала $v = 0,3$ град/сек. При такой скорости v и постоянной термической инерции ε_2 отставание регистрируемых температур от действительных температур воздушного потока не превышает $v\varepsilon_2 \sim 0,1^\circ$. Аналогичное влияние оказывает термическая инерция платиновой проволоочки на результаты регистрации изменений скорости воздушного потока.

Время успокоения стрелки самописца типа Н-16 (по паспортным записям) составляет 0,4 сек. Следовательно, регистрация колебаний температур в выбранном диапазоне частот осуществляется без значительных искажений.

Оценка погрешности измерения температуры газового потока, вызванной оттоком тепла по проволочке термометра сопротивления, была проведена также расчетным путем с помощью уравнения теплопроводности, справедливого для стержня с теплоотдачей по поверхности [4] в стационарном режиме

$$\frac{d^2\theta}{dx^2} - a^2\theta = 0, \quad (5)$$

где $a = \sqrt{\frac{\alpha P}{\lambda F}}$; $\vartheta = \Theta - t$;

α — коэффициент теплоотдачи на поверхности проволоочки;

$P = \pi D$;

D — диаметр проволоочки;

$F = \frac{\pi D^2}{4}$;

λ — коэффициент теплопроводности проволоочки;

Θ — средняя по сечению температура.

Решением уравнения (5) будет

$$\Theta = Ae^{ax} + Be^{-ax}.$$

Полагая начало координат в середине проволоочки и приняв граничные условия:

$$\frac{d\Theta}{dx} = 0 \text{ при } x = 0; \quad \vartheta = \vartheta_0 \text{ при } x = l,$$

получим $\vartheta = \vartheta_0 \frac{\text{ch } ax}{\text{ch } al}$.

Отсюда средняя объемная температура $\bar{\vartheta}$ равна

$$\bar{\vartheta} = \frac{\vartheta_0}{al} \text{th } al. \quad (6)$$

Определение ϑ_0 — разности температуры платиновой пластинки термометра сопротивления в месте припайки к ней проволоочки и температуры воздушного потока — проведено экспериментально. Для этой цели в течение обычного процесса выполнения программы измерений температуры и скорости воздушного потока на установке МИТТ с помощью тонкой медь-константановой термопары было измерено одновременно изменение температуры платиновой пластинки и температуры проволоочки по изменению падения напряжения на ней. В результате измерений установлено, что если в начале цикла измерений температуры проволоочки и платиновой пластинки совпадают, то с течением времени изменение температуры пластинки начинает отставать от изменения температуры проволоочки и достигает 0,6 град. К концу цикла при больших скоростях потока обе температуры опять уравниваются. Следовательно, для рабочих режимов установки максимальная разность температур составляет 0,6 град.

В средней области процесса измерений, для которой было измерено максимальное значение ϑ_0 , значение коэффициента теплоотдачи $\alpha = 450 \text{ ккал/м}^2 \cdot \text{ч} \cdot \text{град}$. Поэтому в формуле (6) будет $a \approx 500$ и $al = 12,5$. Следовательно, отклонение средней объемной температуры проволоочки от температуры воздуха для условий работы на установке МИТТ в худшем случае будет составлять по формуле (6)

$$\bar{\vartheta} = \frac{\vartheta_0}{18} \approx 0,03 \text{ град},$$

т. е. величину, которой свободно можно пренебречь.

Невоспроизводимость результатов регистрации значений коэффициента теплоотдачи характеризуется средними квадратами отклонений, найденными из 10–15 серий измерений при 10 значениях коэффициентов теплоотдачи. В худшем случае, т. е. при наиболее высоких значениях

коэффициента теплоотдачи, когда чувствительность термоанемометра занижена, величина среднего квадрата отклонений не превышает 5%.

Установка МИТТ сконструирована В. И. Лейкумом, а ПИТТ — М. А. Липовским.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гордон А. Н., Температурное поле тел в условиях переменной температуры среды и меняющейся теплоотдачи. Труды ВНИИМ, вып. 35(95), 1958.
2. Гордон А. Н., О регулярном тепловом режиме 2-го рода, Труды ВНИИМ, вып. 25(85), 1955.
3. Михеев М. А., Основы теплопередачи, Госэнергоиздат, 1949.
4. Кирпичев М. В., Михеев М. А., Эйгельсон Л. С., Теплопередача. Энергоиздат, 1940.

Поступила в редакцию
11/XI 1959 г.

А. Н. ГОРДОВ, Э. У. ЗАБОРОВСКАЯ
ВНИИМ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДА
ОПРЕДЕЛЕНИЯ ДИНАМИЧЕСКИХ ПОГРЕШНОСТЕЙ ИЗМЕРЕНИЯ
ТЕМПЕРАТУР ГАЗОВОГО ПОТОКА ПРИ МОНОТОННО
МЕНЯЮЩИХСЯ ТЕМПЕРАТУРЕ И ТЕПЛОТДАЧЕ

В статье дано экспериментальное подтверждение метода учета динамических погрешностей измерения монотонно меняющихся температур в условиях переменной теплоотдачи. Оценены погрешности расчета температур газового потока с учетом меняющейся теплоотдачи.

В одной из предыдущих работ [1] были теоретически исследованы особенности изменения температуры тела в условиях нестационарного температурного поля среды и меняющейся со временем теплоотдачи.

Из этого исследования с очевидностью вытекает, что одновременные изменения со временем и температуры внешней среды и теплоотдачи неизбежно вызывают такое изменение при этом температуры тела, которое совершается по закону, существенно отличающемуся от закона изменения температуры окружающей среды.

Таким образом, термодатчик, помещенный в среду с меняющейся температурой, либо движущуюся с переменной скоростью относительно термодатчика, либо меняющую свою плотность, будет фиксировать изменения температуры, характер которых принципиально отличается от характера изменений температуры окружающей среды.

Эти отличия изменений температуры, фиксируемых термодатчиком, от изменений температуры окружающей среды в условиях меняющейся теплоотдачи и составляют динамические погрешности данного термодатчика. Очевидно, что наиболее рациональным способом снижения динамических погрешностей термодатчика является уменьшение его термической инерции. Однако конструктивные соображения и условия эксплуатации термодатчика зачастую лимитируют снижение его инерционности. Отказ же от применения контактных методов измерения меняющихся температур и использование для этой цели быстродействующих бесконтактных способов является также далеко не всегда возможным.

В случае монотонного характера изменения температуры среды и теплоотдачи один из выводов теоретической части работы имеет большое

значение для создания методов определения динамических погрешностей термодатчиков. Этот вывод выражен формулой

$$\frac{\frac{d\theta}{d\tau}}{\frac{dt}{d\tau}} = A + Bf(\tau), \quad (1)$$

которая устанавливает положение, что отношение мгновенных скоростей изменения температур датчика и внешней среды линейно связано с функцией $f(\tau)$, характеризующей изменение теплоотдачи во времени. Это положение было выведено для такого характера изменения температуры и теплоотдачи, который может быть представлен либо в виде полинома относительно τ , либо экспоненциальной функцией времени.

Таким образом, если по физической сущности изучаемого процесса можно ожидать монотонного изменения температуры окружающей среды, для получения действительной кривой этого изменения во времени может быть использована формула (1).

Как вытекает из этой формулы, мгновенная скорость изменения температуры среды $\frac{dt}{d\tau}$ может быть определена по измеренной скорости изменения показаний датчика, экспериментально установленным для данного датчика величинам A и B и с помощью функции, характеризующей изменение коэффициента теплоотдачи со временем. Эта функция должна быть независимо определена по отдельным вспомогательным экспериментам или установлена теоретическим путем на основании физических соображений о характере протекания изучаемого процесса.

При теоретическом решении задачи приходилось, естественно, абстрагироваться и существенно упрощать действительные условия измерений температур. Так, цилиндрический датчик рассматривался однородным, а изменение температуры среды и теплоотдачи — происходящим либо по линейному, либо по экспоненциальному законам. Действительные же условия измерений существенно отклоняются от этих идеализированных.

Экспериментальной частью работы, изложенной в этой статье, является проверка и определение границ применимости теоретических выводов о методах учета динамических погрешностей измерений монотонно меняющихся температур в условиях монотонно меняющейся теплоотдачи. Для этой цели была использована установка МИТТ, описанная в другой статье*.

При экспериментальных исследованиях были использованы датчики двух различных типов: термометры сопротивления и термопары.

Термометры сопротивления изготавливались из платиновой проволоки диаметром 0,1 мм и длиной 50 мм. Такая же платиновая проволока применялась для изготовления чувствительных элементов малоинерционного термометра и термоанемометра. Платиновую проволоку в испытуемых термометрах сопротивления окружали или равномерным и устойчивым слоем тепловой изоляции или несколькими слоями ее, образующими однородный или многослойный цилиндр заданного диаметра, обладающий требуемой термической инерцией. Таким образом, по изменению сопротивления платиновой проволоки определяли

* См. статью настоящего сборника, стр. 185.

не среднюю объемную температуру такого цилиндрического образца, а, практически, температуру только на его оси.

Для создания равномерной тепловой изоляции использовались толстостенные капилляры из молибденового стекла.

Вопрос о рациональном соотношении постоянной термической инерции исследуемого термодатчика и скорости протекания теплового процесса в данной экспериментальной установке является очень важным, и степень успешности его разрешения зачастую определяет точность определения динамических характеристик прибора. Действительно, малая инерционность термодатчика при сравнительно медленном процессе нагрева или охлаждения окружающей среды приводит к тому, что термодатчик успевает менять свою температуру, и характер ее изменения только с небольшим запаздыванием отражает характер изменения температуры среды. С другой стороны, чрезмерно большая для данной скорости изменения температуры среды термическая инерция термодатчика приведет к тому, что за время процесса температура термодатчика не выйдет из переходной стадии и, следовательно, будет исключена возможность исследования квазистационарной стадии нагрева.

Концы платиновой проволоки термометра, выходящие из стеклянного цилиндра, припаяют к платиновым пластинкам штатива, конструкция которого тождественна с конструкцией штатива малоинерционного термометра сопротивления*.

Определение мгновенных значений коэффициента теплоотдачи на поверхности испытуемого инерционного термодатчика осуществлялось по показаниям термоанемометра и малоинерционного термометра сопротивления по известной формуле стационарной конвективной теплоотдачи [2] для вынужденной конвекции при поперечном обтекании воздушным потоком цилиндрического тела

$$Nu = \frac{\alpha d}{\lambda} = 0,52 Re^{0,47} \quad (\text{при } 1 \cdot 10 < Re < 1 \cdot 10^3), \quad (2)$$

где $Re = \frac{w d}{\nu}$ — критерий Рейнольдса (w — скорость воздушного потока, ν — его кинематическая вязкость),

α — коэффициент теплоотдачи,

λ — коэффициент теплопроводности.

Из формулы (2) непосредственно вытекает соотношение между мгновенными значениями коэффициентов теплоотдачи α_1 и α_2 двух цилиндрических тел с диаметрами d_1 и d_2 , находящихся в воздушном потоке при поперечном их обтекании:

$$\alpha_2 = \alpha_1 \left(\frac{d_1}{d_2} \right)^{0,53}. \quad (3)$$

Эта формула и применялась в качестве расчетной при определении мгновенных значений коэффициента теплоотдачи на поверхности инерционного термодатчика.

Было установлено, что термическая инерция термоанемометра и малоинерционного термометра сопротивления настолько мала, что при длительности процессов, наблюдаемых на установке МИТТ, значения коэффициентов теплоотдачи, получаемые с помощью этих приборов, могут рассматриваться как мгновенные.

* См. сноску на стр. 199.

Перейдем теперь к описанию и анализу экспериментального материала, полученного на установке МИТТ.

Отметим прежде всего, что при накоплении экспериментального материала с целью изучения динамических характеристик различного типа термоприемников в условиях меняющейся теплоотдачи на установке МИТТ было произведено свыше 300 записей на электронном потенциометре одновременного изменения во времени трех параметров: температуры воздушного потока, коэффициента теплоотдачи на проволочке термоанемометра и показаний испытываемого термоприемника.

В настоящей работе даны описание и анализ наиболее типичных случаев и приводятся соответствующие цифровые данные, которые являются результатом статистической обработки ряда записей.

Прежде всего представляет несомненный интерес иллюстрация характера изменения температуры инерционного тела, находящегося в условиях линейно меняющихся со временем температуры среды и теплоотдачи (рис. 1 и 2).

На рис. 1 представлена запись № 256 испытания остеклованного термометра сопротивления № 12, а на рис. 2 — запись № 252 испытания платинородий - платиновой термопары.

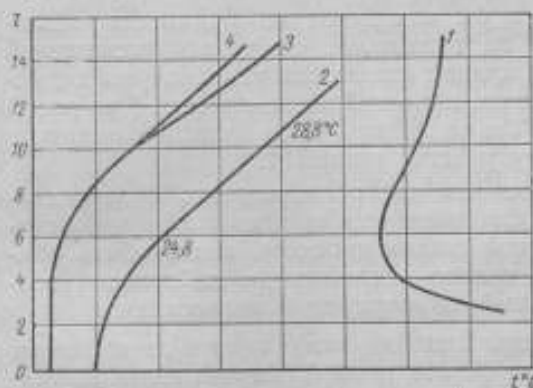


Рис. 2. Типовая запись показаний:

1 — термоанемометра; 2 — малоинерционного термометра сопротивления; 3 — термопары; 4 — термопары при постоянной теплоотдаче.

малоинерционного термометра сопротивления мгновенные значения α в функции времени τ для экспериментов № 256 и 252 представлены на рис. 3.

На диаграммах масштаб времени выбран таким, что расстояние между двумя соседними горизонтальными линиями (отметками времени) соответствует 3,75 сек. После ряда предварительных экспериментов профилированные кулачки в программном регуляторе удалось выбрать таким образом, чтобы и температура воздушного потока и значения α изменялись со временем по линейному закону. Как это видно

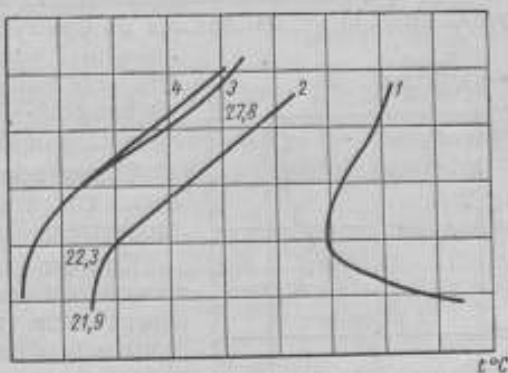


Рис. 1. Типовая запись показаний:

1 — термоанемометра; 2 — малоинерционного и 3 — инерционного термометров сопротивления; 4 — инерционного термометра при постоянной теплоотдаче.

Кривая 2 на рис. 1 и 2 характеризует изменение температуры воздушного потока; кривая 3 — изменение показаний испытываемого инерционного термоприемника, а кривая 1 — изменение температуры проволочки термоанемометра.

Вычисленные по показаниям термоанемометра и

на рис. 1 и 2, кривые изменения температуры воздушного потока (кривые 2) в интервалах между отметками времени 4 и 10 на рис. 1 и между отметками 5 и 12 на рис. 2 с высокой степенью точности следуют линейному закону.

Точно так же, на рис. 3 видно, что в тех же интервалах времени точки, определяющие мгновенные значения коэффициента теплоотдачи, очень хорошо укладываются на прямую. Для записи № 256 этот прямолинейный участок охватывает диапазон значений коэффициента теплоотдачи от 70 до 90 $\text{ккал}/\text{м}^2 \cdot \text{ч} \cdot \text{град}$, а для записи № 252 — диапазон от 60 до 80 $\text{ккал}/\text{м}^2 \cdot \text{ч} \cdot \text{град}$.

Таким образом, экспериментально удалось точно создать условия, положенные в основу теоретического решения задачи.

Кривые 3 на рис. 1 и 2, характеризующие изменения температуры испытуемых термометров (термометра сопротивления и термопары) в квазистационарной стадии процесса в полном согласии с теорией, не представляют собой отрезков прямых, а явно криволинейны.

На рис. 1 кривизна кривой 3, относящейся к термометру сопротивления, в интервале между отметками времени 3 и 7 определяется переходной стадией процесса. Квазистационарная же стадия процесса охватывает интервал времени между отметками 7 и 11.

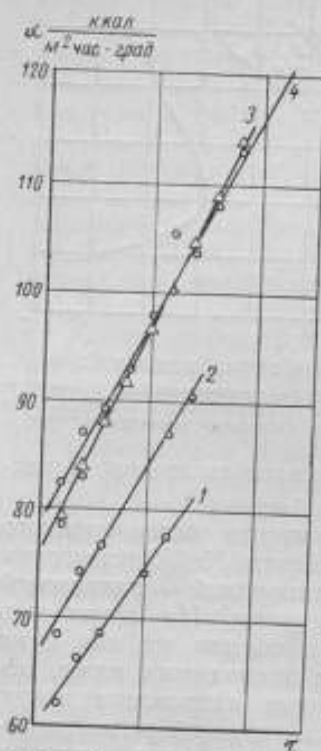
Если бы изменение коэффициента теплоотдачи не вызывало ощутимых искажений формы кривой изменения температуры термометра, кривая 3 после отметки 7 на рис. 1 пошла бы по прямой 4 параллельно прямолинейному участку кривой 2.

Сближение же обеих кривых, с очевидностью наблюдающееся на рис. 1 и 2 в квазистационарной стадии процесса, может быть объяснено только искажающим действием возрастающей одновременно теплоотдачи.

Из теории вытекает [1], что при линейно меняющихся со временем температуре среды и теплоотдаче форма кривой, выражающей характер изменения температуры тела в квазистационарной стадии процесса, должна описываться параболической функцией. Если с течением времени теплоотдача и температура возрастают ($b = \frac{da}{dt} > 0, v = \frac{dt}{dz} > 0$), то коэффициент $v \frac{b}{h_0}$ (где $h_0 = \frac{a_0}{\lambda}$) при квадратичном члене будет положительным, и, следовательно, по ходу процесса отставание температуры термометра от температуры потока будет уменьшаться, а эти кривые будут сближаться.

Проведем теперь и количественное сопоставление кривых, представленных на рис. 1 и 2, с теоретически выведенным выражением. Разности абсцисс кривых 2 и 3 для одних и тех же моментов времени пропорциональны соответствующим разностям температур.

Рис. 3. Зависимость коэффициента теплоотдачи для записей: 1 — № 252; 2 — № 256; 3 — № 221 и 4 — № 219.



В табл. 1 приведены разности абсцисс Δl (в мм) кривых 2 и 3 для обеих записей в соответствующие моменты времени. Используя экспериментально полученные разности абсцисс Δl , по способу наименьших квадратов можно определить коэффициенты квадратичных формул. Для термометра сопротивления полученная формула имеет вид

$$\Delta l = 55,82 - 1,08\tau - 0,22\tau^2,$$

а для термопары

$$\Delta l = 55,0 + 3,4\tau - \tau^2,$$

если τ выражается в целых интервалах времени (1 интервал = 3,75 сек). Вычисленные по этим эмпирическим формулам разности Δl также представлены в табл. 1.

Таблица 1

Запись № 256			Запись № 252		
отметка времени	разность Δl		отметка времени	разность Δl	
	экспериментальная	расчетная		экспериментальная	расчетная
7	51,0	54,02	9	57,5	57,4
8	52,3	52,28	10	57,5	57,8
9	50,1	50,10	11	56,5	56,2
10	47,5	47,48	12	52,5	52,6

Экспериментальные и расчетные разности Δl как для термометра сопротивления, так и для термопары совпадают между собой в пределах точности отсчета расстояний по диаграммной бумаге (0,3 мм). Таким образом, приходим к заключению, что в пределах точности приведенного в качестве примера эксперимента обе кривые в полном согласии с разработанной теорией представляют собой квадратичные параболы.

Из теории вытекает [1], что коэффициент при квадратичном члене равен $v \frac{b}{h_0}$, где $\frac{b}{h_0} = \frac{1}{a} \cdot \frac{da}{d\tau}$. По кривой 2 рис. 1 найдем, что на прямолинейном участке скорость изменения температуры потока $v \approx 0,22$ град/сек. Используя данные рис. 3, получим $\frac{1}{a} \cdot \frac{da}{d\tau} = 0,133$ сек⁻¹. Поэтому $v \frac{b}{h_0} = 0,029$ сек⁻² или отнесенный к принятому за единицу интервалу (3,75 сек) коэффициент $v \frac{b}{h_0} \approx 0,4$.

Найденное с помощью данных рис. 2 и 4 значение этого коэффициента для термопары оказалось также практически равным 0,4.

Отметим, что оба эмпирически найденных значения (0,22 и 1,0) коэффициента при квадратичном члене того же порядка, что и полученное для обоих случаев путем подстановки соответствующих величин в теоретически установленное выражение для этого коэффициента.

На большее совпадение экспериментальных данных с теоретическими расчетами в этом случае рассчитывать трудно, так как определение величины коэффициента при квадратичном члене на основании отрезка кривой, полученной за такой небольшой отрезок времени (~ 22 сек), не может претендовать на большую точность. При этом нужно также

учесть, что измеренные отклонения кривой от прямолинейности только на 1—1,5 порядка больше, чем точность измерения этих отклонений.

Разобранные выше два случая не могут рассматриваться как проверка теоретического положения об искажающем влиянии изменения условий теплоотдачи на форму кривой измеряемой температуры. Это положение логически настолько очевидно, что не нуждается в экспериментальном подтверждении. Разобранные же случаи приведены только в порядке иллюстрации этого важного явления.

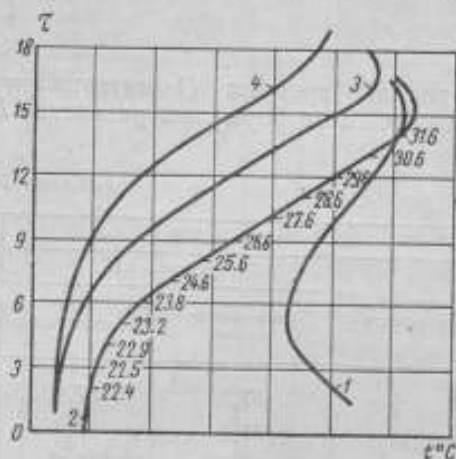


Рис. 4. Запись показаний:

1 — термоэлемента; 2 — малоинерционного и 3 — инерционного термометров; 4 — инерционного термометра при постоянной теплоотдаче.

теплоотдачи; кривая 1 — изменение на термометре. Кривая 4 получена путем переноса с записи № 102 зарегистрированного падения напряжения на том же термометре № 7, но в условиях постоянной теплоотдачи (при $\alpha = 60 \text{ ккал/м}^2 \cdot \text{ч} \cdot \text{град}$).

Обработка кривых 2 и 1 показала, что во время цикла измерений значения коэффициента теплоотдачи на поверхности термометра № 7 менялись от $66 \text{ ккал/м}^2 \cdot \text{ч} \cdot \text{град}$ в начале процесса до $124 \text{ ккал/м}^2 \cdot \text{ч} \cdot \text{град}$ в конце процесса. Следует иметь в виду, что температурный коэффициент сопротивления платины, вплавленной в стекло термометра № 7, как уже указывалось, существенно ниже, чем для малоинерционного термометра. Поэтому кривые изменения температуры $\Theta(\tau)$ для термометра № 7 должны иметь более крутой подъем, чем кривые 3 и 4, и в квазистационарной стадии процесса с течением времени приближаются к кривой 2. Различия в форме кривых 3 и 4 и в величинах их ординат наглядно иллюстрируют степень влияния переменных условий теплоотдачи на характер изменения во времени температуры тела.

Последовательное изложение метода и результатов исследования динамических характеристик различных термоприемников начнем с описания экспериментов, приведенных на установке МИТТ с термометром сопротивления № 4. Этот термометр, чувствительный элемент которого был изготовлен из платиновой проволоки диаметра 0,1 мм, вплавленной по оси толстостенного стеклянного капилляра с наружным диаметром 2,75 мм, характеризует температуру на оси однородного цилиндрического тела, поведение которого при переменной температуре среды и переменной теплоотдаче рассматривалось в теоретической части работы [1].

В другом примере, приводимом ниже также в качестве иллюстрации, дается сравнение показаний одного и того же термоприемника при постоянной и переменной теплоотдаче.

На рис. 4 представлена запись № 89, полученная в результате исследования на установке МИТТ термометра сопротивления № 7. Этот термометр представляет собой платиновую проволоку диаметром 0,1 мм, заплавленную в толстостенную стеклянную трубку с наружным диаметром 2,75 мм.

Кривая 2 дает изменение падения напряжения на малоинерционном термометре; кривая 3 — изменение падения напряжения на испытуемом термометре № 7 в условиях линейно меняющейся со временем

После монтажа термометра № 4 в рабочем пространстве установки МИТТ был сделан ряд одновременных записей показаний термометра № 4, малоинерционного термометра и термоанемометра в процессе изменения скорости и температуры воздушного потока. В этой группе экспериментов на программном регуляторе МИТТ были установлены такие профилированные кулачки*, которые позволяли получать температуру потока и значения коэффициента теплоотдачи, линейно меняющимися со временем.

Записи, полученные с термометром № 4, были вполне аналогичны диаграмме рис. 1. Поэтому ниже излагается только метод и приводятся результаты обработки этих записей. Для каждой отметки времени по кривым изменения температуры термометра № 4 и малоинерционного термометра находили значения производных $\frac{d\theta(r, \tau)}{d\tau}$ и $\frac{dt}{d\tau}$, а также их отношения $\frac{d\theta(r, \tau)}{dt}$. Одновременно для тех же отметок времени по

показаниям термоанемометра и малоинерционного термометра находили мгновенные значения α , которые затем пересчитывали по формуле (3) на значение диаметра термометра № 4.

Функция $f(\tau)$ в уравнении (1) характеризует изменение α со временем. Она может быть представлена в любом масштабе. Поэтому для удобства дальнейших расчетов находили

$$f(\tau) = \frac{\alpha - \alpha_0}{\alpha_0} = \frac{\Delta\alpha}{\alpha_0},$$

причем за α_0 принимали произвольно выбранное значение. Для данной группы экспериментов было принято $\alpha_0 = 100$ ккал/м²·ч·град.

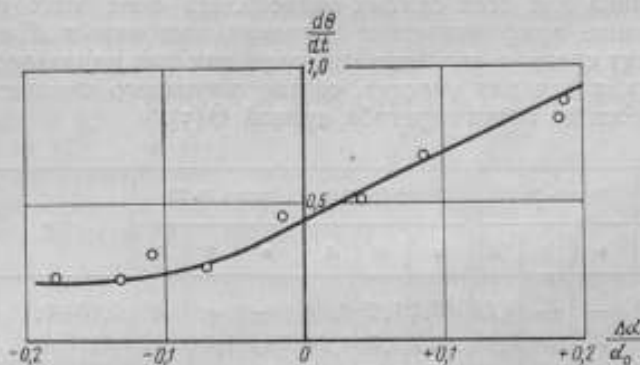


Рис. 5. Запись № 219 отношения $d\theta/dt$ от величины коэффициента теплоотдачи.

В качестве примера для записи № 221 и 219 вид функции $f(\tau)$ представлен на рис. 3. Как видно на рисунке, точки хорошо укладываются на прямую.

Далее, для каждой записи строили график, на котором по оси ординат откладывались отношения $\frac{d\theta}{dt}$, а по оси абсцисс — соответствующие значения функции $f(\tau) = \frac{\Delta\alpha}{\alpha_0}$. В ряде случаев, как это видно, например, на рис. 5 (запись № 219), начальные 2—3 точки графика не укладываются на прямую, в то время как на остальной части графика связь

* См. сноску на стр. 199.

этих величин хорошо выражается прямолинейной зависимостью. Такой характер графика, по-видимому, следует объяснить тем обстоятельством, что в начальной, переходной, стадии процесса изменение α со временем лучше выражается экспоненциальной зависимостью, чем линейной. Заметим, что верхние точки графика относятся к концу квазистационарной стадии процесса, завершающейся точкой перегиба кривой $f(\tau)$. Тем самым возникает необходимость рассматривать отрезок кривой с начала процесса до точки перегиба как два отдельных участка, из которых первый относится к переходной, а второй — к квазистационарной стадиям процесса.

Дальнейшая обработка осуществлялась следующим образом: если принятое значение α_0 выбрано так, чтобы начальный криволинейный участок кривой (рис. 5) охватывал область отрицательных значений аргумента $\frac{\Delta x}{\alpha_0}$, а прямолинейный участок — область его положительных значений, то значение постоянной A в формуле (1), общее для обоих участков графика, определится как значение $\frac{d\theta}{dt}$ при $\frac{\Delta x}{\alpha_0} = 0$. Тогда значение постоянной B для любой точки обоих участков графика может быть найдено по формуле

$$B = \frac{\frac{d\theta}{dt} - A}{\frac{\Delta x}{\alpha_0}} \quad (4)$$

Очевидно, что для прямолинейной части графика B выражает тангенс угла наклона этой прямой к оси абсцисс.

Этим способом определяются значения A и B данного испытуемого термометра для всех снятых записей. Из всех этих определений находят средние арифметические значения постоянных A и B , причем для B находят средние значения отдельно как для начального, переходного, участка, так и для участка, соответствующего квазистационарной стадии процесса до точки перегиба кривой $\theta(\tau)$.

Таблица 2

Запись № 210			Запись № 212			Запись № 219			Запись № 221			$B_{\text{ср}}$	$A_{\text{ср}}$
α	B	A	α	B	A	α	B	A	α	B	A		
75,6	1,15	0,56	—	—	0,55	82,2	1,29	0,44	—	—	0,62	1,63 ± 0,15	0,54 ± 0,04
81,2	1,49	0,56	—	—	0,55	86,9	1,76	0,44	78,8	1,84	0,62		
84,5	1,81	0,56	—	—	0,55	89,1	1,93	0,44	83,8	2,41	0,62	2,68 ± 0,1	
87,9	2,23	0,56	88,9	2,25	0,55	93,0	2,43	0,44	—	—	0,62		
91,8	2,80	0,56	92,0	2,25	0,55	98,3	2,94	0,44	88,6	3,16	0,62		
96,1	3,08	0,56	99,0	2,00	0,55	100,4	—	0,44	92,4	3,29	0,62		
101,6	3,12	0,56	100,0	—	0,55	103,9	2,31	0,44	98,3	2,94	0,62		
105,8	3,10	0,56	102,2	2,27	0,55	108,7	2,41	0,44	105,9	3,39	0,62		
111,6	3,10	0,56	106,3	2,38	0,55	118,3	2,40	0,44	104,1	3,41	0,62		
			109,9	2,22	0,55								

В табл. 2 дана сводка результатов определения значения постоянных A и B для термометра сопротивления № 4 по четырем записям. Там же приведены мгновенные значения коэффициента теплоотдачи на поверхности термометра, полученные по этим же записям.

Погрешности определения средних значений постоянных A и B представляют собой средние квадратичные погрешности результатов. Они получены из разброса значений этих постоянных, приведенных в таблице.

Имея средние значения постоянных A и B для данного испытуемого термодатчика, можно с помощью формулы рассчитать скорости $\frac{dt}{d\tau}$ изменения температуры потока для различных отметок времени. Исходными данными для такого расчета будут служить значения скоростей $\frac{d\theta}{d\tau}$, полученные из кривой изменения температуры инерционного термодатчика, а также значения функции $\frac{\Delta\theta}{\alpha_0}$ для тех же отметок времени, найденные по данным той же записи.

Наконец, по полученным расчетным значениям скоростей $\frac{dt}{d\tau}$ строят сами кривые $t(\tau)$ и сравнивают их с фактически зарегистрированными кривыми на данной диаграмме. Для такого построения кривой $t(\tau)$ необходимо предварительно определить величину начальной ординаты t , от которой ведется это построение. Смысл этой величины можно разъяснить с помощью рис. 6.

Скорости изменения температуры испытуемого термодатчика и потока находят последовательно для ряда отметок времени, начиная с первой. За первую отметку времени принимают ту, при которой имеет место уже заметное отклонение кривой $\theta(\tau)$ от нулевой линии. Соответственно на эти же отметки времени при построении расчетной кривой $t(\tau)$ приходится середина отрезков касательных, тангенс угла наклона которых определяется рассчитанной величиной производной $\frac{dt}{d\tau}$. Однако точка пересечения отрезка первой касательной с первой отметкой времени неопределенна. Для фиксации отрезка первой касательной его нижний конец строят на расстоянии δt от ординаты начальной температуры. Эта величина поправки δt определяется по кривым переходного периода для данного типа термометра. Так, для термометра сопротивления № 4 $\delta t = +0,4^\circ$.

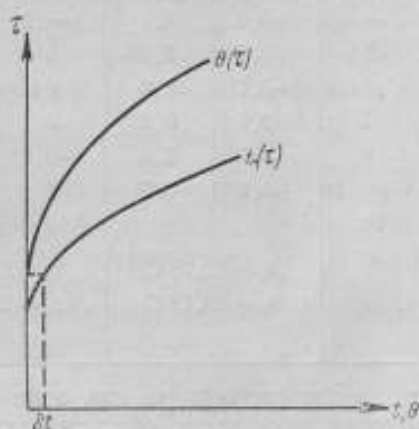


Рис. 6. Определение поправки на отставание инерционного термометра в начальной точке кривой.

После фиксации отрезка первой касательной построение всего участка кривой $t(\tau)$ до ее точки перегиба не встречает затруднений.

В табл. 3 приведены результаты расчета четырех кривых $t(\tau)$ до точек перегиба и сопоставление их с ординатами фактически зарегистрированных кривых. Цифры этой таблицы представляют собой величины полученных расхождений как в градусах, так и в процентах от диапазона изменения температуры.

Выше точки перегиба кривая $t(\tau)$ меняет знак своей кривизны, и для всей этой области до самого максимума кривой можно ожидать других значений постоянных A и B , определяющих соотношение между $\frac{d\theta}{d\tau}$

и $\frac{dt}{d\tau}$. С целью проверки этого предположения была проведена обработка пяти записей, полученных при исследовании инерционного термометра сопротивления № 11, по конструкции аналогичного термометру № 4, но с внешним диаметром стеклянной оболочки 3,95 мм и, следовательно, несколько более инерционного. В связи с этим кулачок в про-

Таблица 3

Отметка времени, №	Δt записей							
	№ 210		№ 212		№ 219		№ 221	
	°C	%	°C	%	°C	%	°C	%
1	+0,2	2,2	-0,1	1,2	+0,1	1,2	-0,3	3,7
2	+0,3	3,3	-0,1	1,2	-0,1	1,2	-0,2	2,4
3	+0,4	4,4	0	0	-0,1	1,2	-0,3	1,2
4	+0,6	6,7	-0,3	3,7	-0,2	2,4	-0,1	1,2
5	+0,7	7,8	0	0	-0,3	3,6	-0,1	1,2
6	+0,7	7,8	0	0	-0,3	3,6	+0,1	1,2
7	+0,6	6,7	0	0	-0,6	7,2	+0,2	2,4
8	+0,7	7,8	-0,1	1,2	-0,8	9,6	+0,5	6,1
9	+0,6	6,7			-0,9	10,8	+0,4	4,9
10					-0,9	10,8		
	$t_0 = 19,7^\circ \text{C};$ $t_k = 29,1^\circ \text{C}$		$t_0 = 21,1^\circ \text{C};$ $t_k = 29,9^\circ \text{C}$		$t_0 = 21,2^\circ \text{C};$ $t_k = 30,0^\circ \text{C}$		$t_0 = 23,3^\circ \text{C};$ $t_k = 32,1^\circ \text{C}$	

граммном регуляторе для этих серий измерений был выбран с более пологим профилем, обеспечивающим медленное возрастание температуры потока и теплоотдачи и несколько более продолжительный процесс измерений.

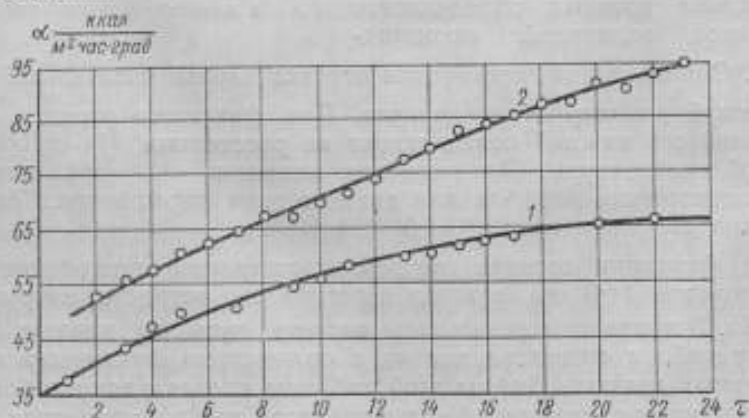


Рис. 7. Зависимость коэффициента теплоотдачи от времени: 1 — для записи № 264; 2 — для записи № 233.

Все пять записей, № 232, 233, 234, 235 и 236, были получены при аналогичных режимах изменения со временем температуры потока и коэффициентов теплоотдачи.

На рис. 7 для иллюстрации приведены кривые изменения со временем коэффициента теплоотдачи на поверхности термометра сопротивления № 11, полученные по данным записей № 233 и 264. По оси абсцисс отложены номера отметок времени, причем, как указывалось выше, интервал времени между двумя соседними отметками составляет 3,75 сек. Очевидно, что в течение всего цикла измерений (~94 сек) изменение во времени коэффициента теплоотдачи имеет монотонный характер.

При обработке записей каждую из кривых изменения температуры потока $t(\tau)$ и изменения показаний испытуемого термометра сопротивления разбивали на три участка. Первый из них относился к начальной, переходной, стадии, второй соответствовал монотонному изменению $t(\tau)$ до точки перегиба и третий — участку от точки перегиба до верхней точки максимума кривой. Для каждого из этих трех участков по той же методике, которая применялась для термометра сопротивления № 4, были найдены значения постоянных A и B сначала для каждой отметки времени, а по ним и средние значения этих постоянных для каждого участка. Эти средние значения по всем пяти изученным кривым оказались: для первого участка $A_1 = 0,64$, $B_1 = 1,61 \pm 0,1$; для второго $A_2 = 1,45$, $B_2 = 3,27 \pm 0,1$; для третьего $A_3 = 2,39$ и $B_3 = 7,2 \pm 0,5$.

По этим средним значениям постоянных A и B были вычислены по формуле (1) производные $\frac{dt}{d\tau}$ для всех отметок времени и для всех пяти кривых, исходя из соответствующих измеренных значений $\frac{d^2t}{d\tau^2}$ для термометра сопротивления № 11. Наконец, тем же способом, который был использован в случае обработки данных термометра № 4, были построены все пять кривых $t(\tau)$ и ординаты их для всех отметок времени сравнены с ординатами фактически измеренных с помощью малоинерционного термометра кривых $t(\tau)$.

Так как термометры сопротивления № 4 и 11 конструктивно вполне аналогичны, то представляется возможным сделать по обоим этим испытанным образцам общие выводы. Поэтому в табл. 4 сведены вместе найденные значения расхождений (в процентах) расчетных и измеренных величин ординат как для четырех кривых, полученных с термометром № 4, так и для пяти кривых, относящихся к термометру № 11. В последнем столбце этой таблицы выведены средние значения тех же расхождений для каждой отметки времени по всем девяти кривым. Цифры этого столбца показывают, что вряд ли можно констатировать какую-либо определенную закономерность в ходе средней погрешности построения кривых $t(\tau)$. Можно было ожидать, что примененный способ построения расчетных кривых по значениям производных $\frac{dt}{d\tau}$ вызовет отклонения расчетных кривых от фактически зарегистрированных, прогрессирующие по мере удаления от начальной точки построения. Действительно, погрешность в расчете значений $\frac{dt}{d\tau}$ для начальных отметок времени приводит к возникновению неправильного наклона кривой $t(\tau)$, и в этом случае расхождения между расчетными и измеренными значениями температур потока будут возрастать по мере удаления от начала процесса. Такое явно прогрессирующее нарастание расхождений наблюдается, например, на кривых, полученных по данным записи № 219, где, как это видно из табл. 4, расхождения уже на 9-й отметке времени достигают почти 11%. Однако средние значения отклонений, приведенные в табл. 4, такого закономерного хода не обнаруживают.

Из данных табл. 4 можно вывести среднее взвешенное значение (с учетом количества использованных кривых) найденных расхождений расчетных и экспериментальных кривых $t(\tau)$. Оно оказалось равным 3,4%. Эта цифра характеризует погрешность определения мгновенных значений температуры воздушного потока на основании разработанного метода и с использованием для этой цели однослойного термометра сопротивления.

Таблица 4

Отметка прямой, №	Δt записей									$\Delta t_{\text{ср}} \%$
	№ 210	№ 212	№ 219	№ 221	№ 232	№ 233	№ 234	№ 235	№ 236	
1	2,2	1,2	1,2	3,7						2,1
2	3,3	1,2	1,2	2,4	1,0	2,8	1,0	0	2,2	1,7
3	4,4	0	1,2	3,7	0	0	2,0	1,1	2,2	1,6
4	6,7	3,7	2,4	1,2	1,0	0,9	2,0	0	2,2	2,2
5	7,8	0	3,6	1,2	2,1	1,8	3,1	0	2,2	2,4
6	7,8	0	3,6	1,2	2,1	0,9	3,1	3,4	4,5	3,0
7	6,7	0	7,2	2,4	3,1	1,8	3,1	3,4	5,6	3,7
8	7,8	1,2	9,6	6,1	2,1	2,8	3,1	4,5	5,6	4,8
9	6,7		10,8	4,9	0	2,8	2,0	3,4	5,6	4,5
10			10,8		2,1	2,8	2,0	3,4	4,5	4,3
11					2,1	1,8	2,0	3,4	5,6	3,0
12					2,1	0,9	2,0	4,5	6,7	3,2
13					1,0	0,9	2,0	3,4	7,9	3,0
14					2,1	0	1,0	4,5	9,0	3,3
15					3,1	0	1,0	4,5	6,7	3,1
16					3,1	0	2,0	5,6	9,0	3,9
17					2,1	0,9	3,1	5,6	9,0	4,1
18					2,1	0,9	2,0	6,7	9,0	4,1
19					2,1	1,8	3,1	6,7	7,9	4,1
20					2,1	0,9	3,1	7,9	9,0	4,6
21					2,1	1,8	3,1	7,9	10,1	5,0
22					2,1	1,8	2,0	6,7	10,1	4,7
23					3,1	1,8	3,1	6,7	10,1	5,0
24						0,9	2,0	5,6		2,8
25							0			
26							0			

Среднее взвешенное $\pm 3,4\%$

Вся эта проверка справедливости уравнения (1) и оценка пригодности основанного на этом уравнении динамических погрешностей измерения монотонно меняющихся температур была проведена на результатах измерений, выполненных с термометрами сопротивления с однослойной тепловой изоляцией (платиновая проволока, заплавленная в толстостенный стеклянный капилляр). С такой конструкцией термометра дело сводилось к измерению температур на оси однородной цилиндри-

ческой стеклянной палочки. Поэтому хорошее согласование с экспериментом уравнения (1), выведенного из рассмотрения условий теплообмена однородного цилиндрического тела, является вполне оправданным. Следовательно, представляется совершенно необходимым провести аналогичное исследование, основанное на результатах измерений с физически неоднородным цилиндрическим термодатчиком.

В качестве таких термодатчиков были использованы термометры сопротивления, термочувствительные платиновые проволоки которых диаметром 0,1 мм вводили в каналы фарфоровых трубок с внутренним диаметром $\sim 0,3$ и наружным — 1,6 мм. Последние в свою очередь вводили в каналы толстостенных стеклянных трубок с наружным диаметром 2,75 мм у термометра № 12 и 5,15 мм у термометра сопротивления № 14. Несомненно, что между платиновой трубками каждого термометра и между фарфоровой и стеклянной трубками каждого термометра имеют место воздушные зазоры толщиной в десятые доли миллиметра.

Коэффициент теплопроводности для стекла $\lambda_{ст} = 0,6 \text{ ккал/м}^2 \cdot \text{ч} \cdot \text{град}$ для фарфора $\lambda_{ф} = 0,9 \text{ ккал/м}^2 \cdot \text{ч} \cdot \text{град}$ и, наконец, для воздуха $\lambda_{в} = 2,2 \cdot 10^{-2} \text{ ккал/м}^2 \cdot \text{ч} \cdot \text{град}$. Таким образом, использованные термометры сопротивления в тепловом отношении представляли собой сложные многослойные системы.

С термометром № 12 были сняты записи № 256, 257, 258 и 259. Кулачки программного регулятора были выбраны с профилем, обеспечивающим крутой подъем температуры и теплоотдачи, так что весь цикл измерений составлял 30—34 сек. С термометром сопротивления № 14 сняты записи № 264, 265 и 266. При этом, так как инерционность термометра сопротивления № 14 более высокая, эти кривые снимали с кулачками более пологого профиля, со временем цикла 90 сек. Для иллюстрации характера изменения коэффициента теплоотдачи на поверхности термометра № 14 в течение цикла приводим кривую на рис. 7, полученную в результате обработки записи № 264. Обработка кривых $\theta(\tau)$ и $t(\tau)$ на записях, определение средних значений величин A и B и оценка степени сходимости экспериментальных и расчетных кривых $t(\tau)$ были проведены по описанной выше методике, которая применялась для однослойных термометров сопротивления № 4 и 11. Различие заключалось только в том, что при определении значений температур по зарегистрированным кривым падения напряжения на испытуемых термометрах принимали значение температурного коэффициента сопротивления платины, равное $\beta = 0,003922 \text{ град}^{-1}$, вместо $\beta = 0,00385 \text{ град}^{-1}$ для остеклованных термометров № 4 и 11.

Для термометра сопротивления № 12 на первом переходном участке кривых средние значения постоянных A и B равны: $A_1 = 0,71$ и $B_1 = 1,77$; на втором участке — до точки перегиба $A_2 = 0,71$ и $B_2 = 3,80$.

Для термометра № 14 средние значения этих постоянных были получены равными: для первого участка $A_1 = 0,90$ и $B_1 = 2,75$; для второго участка $A_2 = 0,90$ и $B_2 = 4,02$ и для третьего участка (от точки перегиба до максимума кривой) $A_3 = 2,64$ и $B_3 = 13,44$.

Заметим, прежде всего, что, как и следовало ожидать, более инерционный термометр № 14 имеет и более высокие значения постоянной B на всех участках кривой. Еще нагляднее это положение выступает при сравнении данных для термометров № 14 и 4 (см. стр. 209): постоянная B для более инерционного термометра № 14 и в этом случае на всех трех участках имеет более высокие значения, чем для термометра № 4.

По средним значениям постоянных A и B и по кривым $\Theta(\tau)$ описанным выше методом были рассчитаны и сравнены с фактически зарегистрированными семь соответствующих кривых $t(\tau)$.

Результаты такого сравнения в виде полученных расхождений, выраженных как в градусах температуры, так и в процентах от диапазона изменения температуры, приведены в табл. 5.

Таблица 5

Отметка времени, №	Δt записей														$\Delta t_{\text{ср}}, \%$
	№ 256		№ 257		№ 258		№ 259		№ 264		№ 265		№ 266		
	°C	%	°C	%	°C	%	°C	%	°C	%	°C	%	°C	%	
1	-0,1	1,2	+0,1	1,2	+0,1	1,2	-0,2	2,5	+0,1	1,2	0	0	0	0	1,0
2	-0,1	1,2	+0,4	4,8	0	0	+0,1	1,2	+0,1	1,2	0	0	0	0	1,2
3	0	0	+0,3	3,6	-0,1	1,2	+0,3	3,8	+0,2	2,5	0	0	0	0	1,6
4	+0,1	1,2	+0,3	3,6	-0,2	2,5	+0,4	5,0	+0,4	4,9	0	0	+0,1	1,2	2,6
5	+0,1	1,2	+0,4	4,8	-0,4	4,9	+0,5	6,2	+0,4	4,9	0	0	+0,2	2,5	3,5
6	+0,2	2,5	+0,3	3,6	-0,4	4,9	+0,5	6,2	+0,4	4,9	-0,1	1,2	+0,1	1,2	3,5
7	+0,2	2,5	+0,4	4,8	-0,5	6,2	+0,6	7,5	+0,3	3,7	-0,1	1,2	+0,1	1,2	3,9
8			+0,5	6,0	-0,5	6,2			+0,3	3,7	-0,2	2,4	+0,2	2,5	4,2
9									+0,3	3,7	-0,2	2,4	+0,4	5,0	3,7
10									+0,4	4,9	-0,2	2,4			3,6
11									+0,4	4,9	-0,2	2,4			3,6
12									+0,5	6,2	-0,4	4,7			5,4
13									+0,6	7,4	-0,4	4,7			6,0
14									+0,7	8,6	-0,5	5,9			7,2
15									+0,7	8,6	-0,4	4,7			6,6
16									+0,8	9,9	-0,5	5,9			7,9
17									+0,8	9,9	-0,6	7,1			8,5
18									+0,8	9,9	-0,5	5,9			7,9
19									+0,7	8,6					
20									+0,7	8,6					
21									+0,8	9,9					
22									+0,7	8,6					
	$t_a = 21,9^\circ \text{C};$		$t_b = 22,3^\circ \text{C};$		$t_c = 22,2^\circ \text{C};$		$t_d = 23,1^\circ \text{C};$		$t_e = 18,8^\circ \text{C};$		$t_f = 16,8^\circ \text{C};$		$t_g = 19,0^\circ \text{C};$		
	$t_h = 30,0^\circ \text{C}$		$t_i = 29,6^\circ \text{C}$		$t_k = 31,0^\circ \text{C}$		$t_l = 30,4^\circ \text{C}$		$t_m = 27,3^\circ \text{C}$		$t_n = 27,8^\circ \text{C}$		$t_o = 27,7^\circ \text{C}$		
	Среднее взвешенное, $\pm 3,6\%$														

В последнем столбце этой таблицы приведены выраженные в процентах средние значения расхождений для каждой отметки времени, рассчитанные по данным всех семи кривых.

В отличие от средних значений отклонений, приведенных в табл. 4, средние отклонения в табл. 5 обнаруживают логически понятное некоторое возрастание по мере удаления от начальных точек кривых. Однако для сравнимости результатов с данными, полученными по однослойным термометрам, по данным табл. 5 было найдено значение среднего взвешенного расхождения, которое оказалось равным $3,6\%$. Это практически

совпадает со средним взвешенным расхождением для однослойных термометров сопротивления (3,4%).

Таким образом, рассмотренные материалы дают основание считать, что уравнение (1), выведенное из теоретического решения задачи о тепловом состоянии однородного цилиндра, имеет область применения с более широкими границами. Этот вывод имеет большое практическое значение, так как во многих случаях встречающиеся на практике термодатчики в тепловом отношении представляют собой довольно сложные системы. До сих пор в этом разделе описаны были случаи расчета ряда кривых $t(\tau)$, полученных с помощью средних значений коэффициентов A и B для данного термодатчика, выведенных на основании той же группы записей. Тем самым определялась, по существу, степень влияния разброса величин A и B на воспроизводимость результатов расчета кривых $t(\tau)$. Представляет теперь интерес оценить точность расчетов кривых $t(\tau)$, используя для этой цели значения коэффициентов A и B для данного термодатчика, найденные на основании другой группы записей.

Для этой цели были использованы записи № 291—295, снятые на установке МИТТ с термометром сопротивления № 11, для которого средние значения коэффициентов A и B были найдены ранее по результатам обработки записей № 232—236.

Записи № 291—295 были сняты спустя несколько месяцев после записей № 232—236, но в обоих случаях применялись одни и те же профилированные кулачки и, соответственно, имел место в общем аналогичный характер изменения температуры воздушного потока и теплоотдачи.

Результаты такого расчета кривых $t(\tau)$ и сравнение их с экспериментально полученными кривыми изменения температуры воздушного потока представлены в табл. 6. Средняя взвешенная величина расхождения рассчитанных и измеренных ординат для всей группы записей № 291—295 составляет 3,0% от диапазона изменения температуры потока. Дальнейшие эксперименты по исследованию методов определения динамических погрешностей измерения температур газовых потоков в условиях монотонно меняющейся теплоотдачи, основанных на применении формулы (1), были построены, исходя из следующих соображений.

Основным требованием к разрабатываемому методу является условие, чтобы при известном характере изменения во времени коэффициента теплоотдачи можно было рассчитать кривую изменения температуры газового потока по показаниям инерционного термодатчика и значениям коэффициентов A и B , найденным на лабораторной установке при характере изменения температуры потока, существенно отличающемся от искомого. Естественно, что только при соблюдении этого условия и можно ставить вопрос о получении достоверных данных об измерении температуры газового потока при не известном заранее характере ее изменения во времени.

Поэтому, определив на установке МИТТ значения коэффициентов A и B данного термодатчика при каком-то одном характере изменения во времени температуры воздушного потока, совершенно необходимо осуществить с их помощью определение существенно отличной кривой $t(\tau)$, сохранив при обоих экспериментах аналогичный характер изменения теплоотдачи.

С этой целью с помощью того же термометра сопротивления № 11, для которого коэффициенты A и B были найдены по записям № 232—236 при практически линейных законах изменения температуры

потока и теплоотдачи были сняты записи № 296—299 с сохранением приблизительно того же характера изменения теплоотдачи, но с существенно другим характером изменения во времени температуры потока.

Таблица 6

Отметка времени, №	Δt записей										Δt _{ср.} ‰
	№ 291		№ 292		№ 293		№ 294		№ 295		
	°C	‰	°C	‰	°C	‰	°C	‰	°C	‰	
1	0	0	-0,2	2,7	0	0	0	0	-0,2	2,7	1,1
2	0	0	0	0	0	0	-0,1	1,2	-0,1	1,4	0,5
3	0	0	+0,1	1,3	+0,1	1,2	-0,2	2,5	-0,1	1,4	1,3
4	0	0	-0,1	1,3	0	0	-0,1	1,2	-0,1	1,4	0,8
5	0	0	-0,1	1,3	0	0	-0,3	3,8	-0,1	1,4	1,3
6	-0,2	2,6	-0,1	1,3	+0,1	1,2	-0,3	3,8	-0,1	1,4	2,1
7	-0,3	3,8	-0,1	1,3	-0,1	1,2	-0,3	3,8	-0,1	1,4	2,3
8	-0,4	5,1	-0,1	1,3	-0,2	2,4	-0,4	5,0	-0,1	1,4	3,0
9	-0,5	6,4	-0,2	2,7	-0,3	3,6	-0,5	6,2	-0,1	1,4	4,1
10	-0,4	5,1	0	0	-0,3	3,6	-0,6	7,5	-0,1	1,4	3,5
11	+0,1	1,3	0	0	0	0	-0,6	7,5	+0,3	4,1	2,6
12	+0,1	1,3	+0,1	1,3	-0,1	1,2	-0,3	3,8	+0,1	1,4	1,8
13	+0,5	6,4	+0,4	5,3	+0,1	1,2	-0,1	1,2	+0,3	4,1	3,6
14	+0,6	7,7	+0,3	4,0	-0,1	1,2	0	0	+0,4	5,5	3,7
15	+0,6	7,7	+0,5	6,7	-0,2	2,4	0	0	+0,4	5,5	4,5
16	+0,6	7,7	+0,7	9,3	-0,1	1,2	+0,1	1,2			1,8
17	+0,7	9,0	+0,9	11,2	-0,1	1,3	+0,1	1,2			5,6
18	+0,5	6,0	+1,0	13,3	-0,3	3,6	-0,1	1,2			6,1
19			+1,1	14,6	-0,1	1,2	0	0			5,3
20			+1,1	14,6	-0,2	2,4	0	0			5,7
21					-0,1	1,2					1,2
	$t_0 = 22,1^\circ\text{C};$		$t_0 = 23,1^\circ\text{C};$		$t_0 = 22,4^\circ\text{C};$		$t_0 = 22,6^\circ\text{C};$		$t_0 = 22,9^\circ\text{C};$		
	$t_x = 29,9^\circ\text{C}$		$t_x = 30,6^\circ\text{C}$		$t_x = 30,6^\circ\text{C}$		$t_x = 30,6^\circ\text{C}$		$t_x = 30,2^\circ\text{C}$		
	Среднее взвешенное $\pm 3,0\%$										

В качестве иллюстрации на рис. 8 приведена запись № 297, из которой видно, что характер изменения со временем температуры потока $t(\tau)$ в этой группе экспериментов существенно отличается от линейного. На значительной своей части кривая $t(\tau)$ может быть представлена как экспонента.

В методику обработки записей в этом случае было внесено следующее изменение. При определении значения коэффициентов A_1 , A_2 и A_3 для всех трех участков кривых нагрева записей № 232—236 графики зависимости $\frac{d\theta}{dt}$ от $\frac{\Delta x}{x_0}$ строили при использовании произвольно выбранного значения α_0 . Однако эта произвольность выбора α_0 уже не имела места при обработке записей № 296—299. В этом случае при построении

рабочих графиков зависимости $\frac{d\theta}{dt}$ от $\frac{\Delta x}{\alpha_0}$ значение α_0 выбирали таким, чтобы $\Delta x = \alpha - \alpha_0$ для соответствующего участка кривой обращалось в нуль при значении $\frac{d\theta}{dt}$, равном значению коэффициента A . Только при соблюдении этого условия можно использовать те же значения коэффициентов A и B , которые были найдены по записям № 232—236.

В табл. 7 проведено сравнение ординат, снятых с непосредственно зарегистрированных кривых $t(\tau)$ записей № 296—299, и ординат, рассчитанных по кривым $\theta(\tau)$ и коэффициентам A и B , полученным при обработке записей № 232—236 с линейным изменением температуры воздушного потока.

Среднее расхождение расчета и эксперимента оказалось равным 3% от диапазона изменения температуры, т. е. той же величине, которая была найдена выше как характеристика воспроизводимости результатов расчета при одном и том же характере изменения температуры потока. Таким образом, переход от линейного характера изменения температуры потока к экспоненциальному не вносит ощутимых погрешностей в результаты расчета кривых $t(\tau)$ измеряемых температур.

К этой же группе экспериментов следует отнести и изучение записей № 282, 283, 285 и 286. Они были сняты на установке МИТТ с тем же термометром сопротивления № 11, постоянные A и B для которого были ранее определены при линейно возрастающих со временем температуре газового потока и теплоотдаче (по записям № 232—236). Записи № 282—286 были сняты также при линейно возрастающей со временем теплоотдаче, но при убывающей температуре $t(\tau)$ воздушного потока, причем это убывание носило скорее экспоненциальный, чем линейный характер. Для иллюстрации на рис. 9 приводим запись № 283 (без записи показаний термоанемометра).

Таким образом, как характер изменения температуры воздушного потока, так и направление этого изменения принципиально отличались от тех, при которых определялись числовые значения коэффициентов A и B . При обработке записей № 282—286 значение α_0 так же, как и в предыдущем случае, принимали не произвольно, а выбирали таким, чтобы при $\Delta x = 0$ значение $\frac{d\theta}{dt}$ было равно значению коэффициента A для соответствующего участка кривой.

В табл. 8 приведены результаты сравнения ординат кривых $t(\tau)$, экспериментально снятых и рассчитанных описанным способом. Среднее расхождение между расчетными и экспериментальными значениями составляет $\pm 3,3\%$ от диапазона изменения температур, т. е. практически ту же величину, которая составляет воспроизводимость расчетных значений $t(\tau)$.

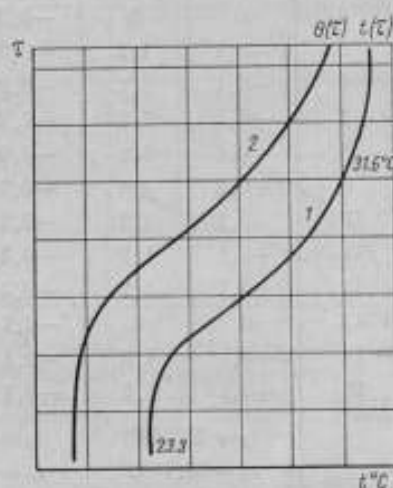


Рис. 8. Запись № 297 показаний при монотонно возрастающей температуре потока:

1 — малоинерционного и 2 — инерционного термометров сопротивления.

Таблица 7

Отметка времени, №	Δt данных								Δt _{ср} , %
	№ 296		№ 297		№ 298		№ 299		
	°C	%	°C	%	°C	%	°C	%	
1	+0,1	1,2	+0,1	1,2	+0,1	1,2	0	0	0,9
2	0	0	+0,1	1,2	0	0	-0,1	1,2	0,6
3	0	0	0	0	0	0	-0,1	1,2	0,3
4	0	0	-0,3	3,6	0	0	-0,2	2,4	1,5
5	-0,1	1,2	-0,6	7,3	0	0	-0,4	4,8	3,3
6	-0,1	1,2	-0,9	11,0	-0,3	3,7	-0,5	6,1	5,5
7	+0,1	1,2	-0,9	11,0	-0,4	4,9	-0,4	4,8	5,5
8	+0,1	1,2	-0,9	11,0	-0,3	3,7	-0,3	3,6	4,9
9	+0,2	2,4	-0,7	8,5	-0,2	2,5	0	0	3,4
10	+0,1	1,2	-0,5	6,1	-0,2	2,5	+0,2	2,4	3,0
11	+0,1	1,2	-0,3	3,6	-0,1	1,2	+0,3	3,6	2,4
12	+0,1	1,2	-0,3	2,4	-0,2	2,5	+0,3	3,6	2,4
13	0	0	-0,1	1,2	-0,2	2,5	+0,5	6,1	2,5
14	+0,1	1,2	-0,1	1,2	0	0	+0,5	6,1	2,1
15	+0,1	1,2	-0,1	1,2	—	—	—	—	1,2
	$t_0 = 23,8^\circ \text{C};$ $t_x = 32,1^\circ \text{C}$		$t_0 = 23,4^\circ \text{C};$ $t_x = 31,6^\circ \text{C}$		$t_0 = 23,4^\circ \text{C};$ $t_x = 31,5^\circ \text{C}$		$t_0 = 23,1^\circ \text{C};$ $t_x = 31,4^\circ \text{C}$		
Среднее взвешенное ±3,0%									

Таблица 8

Отметка времени, №	Δt данных								Δt _{ср} , %
	№ 283		№ 282		№ 285		№ 281		
	°C	%	°C	%	°C	%	°C	%	
1	-0,1	1,1	-0,1	1,0	+0,1	1,1	+0,3	3,3	1,6
2	+0,5	5,3	-0,1	1,0	+0,7	7,5	+1,0	0,9	0,2
3	+0,3	3,2	-0,4	4,0	+0,5	5,3	+0,9	9,8	5,6
4	0	0	-0,5	5,0	+0,3	3,2	+0,6	6,5	3,7
5	+0,1	1,1	-0,2	2,0	+0,3	3,2	+0,7	7,6	3,5
6	-0,1	1,1	-0,3	3,0	+0,3	3,2	+0,6	6,5	3,4
7	-0,2	2,1	-0,1	1,0	+0,1	1,1	+0,5	5,4	2,4
8	-0,2	2,1	-0,1	1,0	+0,1	1,1	+0,5	5,4	2,4
9	-0,3	3,2	+0,1	1,0	+0,1	1,1	+0,3	3,3	2,2
10	-0,3	3,2	+0,1	1,0	+0,1	1,1	+0,4	4,4	2,2
	$t_0 = 33,0^\circ \text{C};$ $t_x = 23,6^\circ \text{C}$		$t_0 = 33,2^\circ \text{C};$ $t_x = 23,4^\circ \text{C}$		$t_0 = 32,9^\circ \text{C};$ $t_x = 23,6^\circ \text{C}$		$t_0 = 32,6^\circ \text{C};$ $t_x = 23,4^\circ \text{C}$		
Среднее взвешенное ±3,3%									

Таким образом, последние два эксперимента доказывают, что ни направление изменения температуры газового потока, ни характер этого изменения не влияют на точность расчета значений температур $t(\tau)$ по данным записи $\Theta(\tau)$ показаний инерционного термодатчика. Тем самым можно считать доказанным применимость предложенного метода исключения динамических погрешностей измерения монотонно меняющихся температур газового потока в условиях монотонно меняющейся теплоотдачи термодатчиками типа термометров сопротивления.

Исследование разработанного метода исключения динамических погрешностей измерения меняющихся температур в условиях нестационарной теплоотдачи необходимо было провести не только с помощью термометров сопротивления, но и с каким-либо другим, принципиально иного типа термодатчиком. В качестве такого второго термодатчика была взята термопара.

Платинородий-платиновую термопару с диаметром термоэлектродов 0,5 мм армировали в кварцевую соломку и помещали в кварцевую пробирку, с наружным диаметром ~ 4 мм и толщиной стенок 1 мм. Спай термопары располагался вблизи дна пробирки.

Очевидно, что такой термодатчик имеет довольно сложную структуру и никак не может рассматриваться однородным цилиндром, для которого было выведено уравнение (1).

На установке МИТТ было получено несколько серий записей показаний термопары с одновременной записью температуры потока малоинерционным термометром сопротивления и теплоотдачи с помощью термоанемометра.

Записи № 300, 302 и 303 были сняты с кулачками программного регулятора, обеспечивающими линейные возрастания со временем температуры потока и теплоотдачи с длительностью цикла ~ 90 сек.

Для определения числовых значений коэффициентов A и B была применена так же методика, что и для термометров сопротивления. По полученным числовым значениям этих коэффициентов каждая из трех кривых записей $\Theta(\tau)$ может быть разделена на четыре участка. Первый участок соответствует начальному переходному режиму, в котором вентилятор аэродинамической трубы набирает скорость и, вследствие этого, теплоотдача еще не вышла на линейный участок кривой. Для этого участка по всем трем кривым были найдены средние значения $A_1 = 0,99 \pm 0,02$ и $B_1 = 1,73 \pm 0,07$.

Второй участок охватывает кривую $t(\tau)$ на всем ее отрезке линейного изменения температуры потока со временем. Для этого участка $A_1 = 0,99 \pm 0,02$ и $B_2 = 2,3 \pm 0,2$. На третьем участке кривая $t(\tau)$ меняет свою кривизну, но все еще остается довольно быстро возрастающей, здесь $A_3 = 1,86 \pm 0,07$ и $B_3 = 3,4 \pm 0,2$. Наконец, четвертый, конечный, участок соответствует асимптотическому приближению кривой $t(\tau)$ к постоянному значению температуры. Для этого участка $A_4 = 1,86 \pm 0,07$ и $B_4 = 11,5 \pm 1,2$.

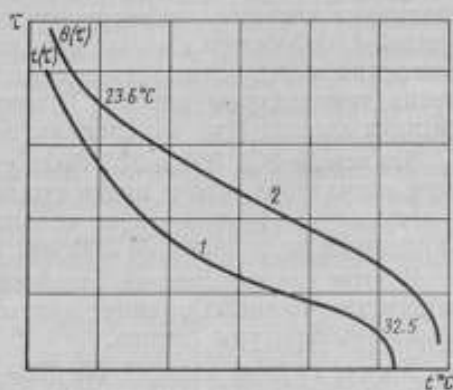


Рис. 9. Запись № 283 при монотонно убывающей температуре потока:

1 — малоинерционного и 2 — инерционного термометров сопротивления при монотонно убывающей температуре потока.

С целью выяснения степени влияния разброса значений коэффициентов A и B описанным выше методом были построены три соответствующие кривые $t(\tau)$ по зафиксированным кривым $\theta(\tau)$ и средним значениям коэффициентов. Построение велось, как и раньше, от начальной температуры до конечной, причем точка t (см. рис. 6), от которой начиналось построение первого отрезка кривой, определялась величиной $\delta t = 0,3^\circ \text{C}$.

Для краткости изложения не приводим всех числовых результатов сравнения расчетных и экспериментально полученных значений ординат кривой $t(\tau)$. Укажем только, что средняя арифметическая величина расхождений между этими данными составила $\sim 1,5\%$ от диапазона изменения температуры потока. Такова, следовательно, воспроизводимость расчета кривых $t(\tau)$ по средним значениям коэффициентов A и B .

Записи № 301, 304 и 305 были сняты при тех же кулачках программного регулятора, что и предыдущие кривые. Однако расчет кривых $t(\tau)$ в этом случае проводили по средним значениям коэффициентов A и B , найденным по записям № 300, 302 и 303.

В этом случае среднее расхождение расчетных и экспериментально зарегистрированных ординат кривых составило $2,8\%$ от диапазона изменения температуры потока.

Далее, группа записей № 306—310 была снята при сохранении, в общем, линейного характера изменения со временем теплоотдачи и существенно другом характере изменения температуры потока. Последняя претерпевала возрастание, аналогичное представленному на рис. 8. Такая кривая может рассматриваться как сопряжение двух монотонных кривых с точкой перегиба в середине. Обработку этих записей проводили по коэффициентам A и B , найденным по записям № 300, 302 и 303. При этом для всего участка кривой $\theta(\tau)$ от начала процесса до точки перегиба были применены значения $A_2 = 0,99$ и $B_2 = 2,3$, а для участка от точки перегиба до конца кривой — значения $A_4 = 1,86$ и $B_4 = 11,5$.

Такой выбор значений A и B был обусловлен следующими соображениями. Записи № 306—310 снимали при таком положении кулачков, когда к началу записи температурной кривой вращение вентилятора аэродинамической трубы приняло устойчивый нарастающий характер и, следовательно, значения коэффициентов A_1 и B_1 , найденные для переходного режима, в данном случае были неприменимы. Выше точки перегиба кривая $\theta(\tau)$ медленно подходила к своему асимптотическому значению и поэтому для этого участка были применимы коэффициенты A_4 и B_4 .

На группе записей № 306—310 была проверена возможность применения другого способа построения кривых $t(\tau)$, отличающегося от использованного ранее. Вместо построения кривой $t(\tau)$ от начальных точек к конечным было применено построение от конечных точек кривой к начальным. Каждый из этих способов имеет свои особенности применения. Построение кривой $t(\tau)$ от начальных точек может быть использовано тогда, когда есть основания полагать, что до начала изучаемого процесса изменения температуры и скорости потока начальные температуры потока и термодатчика одинаковы. В этом случае измерения могут быть прерваны еще до прекращения изменения температуры потока, а следовательно, и до выравнивания температур термодатчика и потока после окончания процесса.

С другой стороны, построение кривой $t(\tau)$, исходя из конечных точек кривой $\theta(\tau)$, возможно и при неравенстве начальных температур термодатчика и потока, но только при наличии выравнивания этих темпера-

тур после завершения процесса. Такое условие вытекает из необходимости знать числовое значение конечной температуры потока, от которой отрезками касательных ведется построение кривой $t(\tau)$. При этом точка построения отрезка первой касательной фиксируется не величиной отрезка Δt (см. рис. 6), определяемого экспериментально, а по времени «недохода» [3], которое рассчитывают по известным формулам, исходя из значения постоянной термической инерции термодатчика. Поэтому второй способ построения кривых $t(\tau)$ представляется более надежным.

Построение кривых $t(\tau)$ с использованием этого второго способа по записям $\Theta(\tau)$ № 306—310 и сравнение их с фактически зарегистрированными дало среднее арифметическое расхождение ординат этих кривых, равное 3,8% от диапазона изменения температуры потока.

Наконец, по аналогии с приведенными выше исследованиями метода в применении к термометрам сопротивления была осуществлена серия экспериментов, в которых при сохранении, в общем, линейного характера возрастания теплоотдачи изменение температуры имело резко нелинейный характер и вместо подъема давало снижение температуры во времени (характер изменения температуры потока аналогичен представленному на рис. 9).

Так с помощью термопары были сняты записи № 311—315. Их обработку по тем же соображениям, что и в предыдущем случае, производили по коэффициентам A_2 , A_4 , B_2 и B_4 , найденным с помощью записей № 300, 302 и 303, т. е. не только при принципиально другом характере изменения температуры потока, но и при другом направлении этого изменения. Расчет кривых $t(\tau)$ был проведен также, начиная с конечных точек кривых $\Theta(\tau)$. Сравнение числовых значений рассчитанных таким способом ординат и значений, снятых с непосредственно зарегистрированных кривых, показало, что расхождение между этими величинами в среднем по всем отметкам времени составило 5,4% от диапазона изменения температуры потока. Необходимо иметь в виду, что мало шансов, чтобы этот последний случай мог встречаться при практическом использовании метода. Действительно, если при постановке измерений температур газового потока характер изменения во времени температуры обычно и не известен, то направление ее изменения всегда может быть известно заранее. Поэтому и лабораторные испытания данного термодатчика могут быть проведены с тем направлением изменения температуры потока, которое ожидается на практике.

Таким образом, на большом экспериментальном материале, полученном как с помощью термопар, так и термометров сопротивления, можно считать доказанным, что формула (1) имеет широкие границы применимости. Она может быть применена для учета динамических погрешностей как однородных, так и многослойных термодатчиков в условиях измерения температур, характер изменения которых для разных интервалов времени может быть представлен отрезками монотонных кривых. Характер изменения во времени теплоотдачи при этом может быть как линейным, так и монотонно меняющимся.

Точность расчета кривых $t(\tau)$ изменения температур воздушного потока обеспечивает сходимость значения их ординат с ординатами фактически зарегистрированных кривых в среднем в пределах 3—4% от диапазона изменения температур потока.

Следует иметь в виду, что воспроизводимость значений коэффициентов теплоотдачи, измеряемых с помощью термоанемометра и используемых при расчетах кривых $t(\tau)$, также составляет около 3% и, следо-

вательно, без дальнейшего совершенствования методов измерения коэффициентов теплоотдачи в газовых потоках нет оснований рассчитывать на существенное улучшение сходимости расчетных и экспериментальных кривых изменения температур газового потока.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гордов А. Н., Температурное поле тел в условиях переменной температуры среды и меняющейся теплоотдачи. Труды ВНИИМ, вып. 35(95), 1958.
2. Михеев М. А., Основы теплопередачи, Госэнергоиздат, 1949.
3. Кондратьев Г. М., О некоторых типичных проявлениях термической инерции, Труды ВНИИМ, вып. 2(47), 1941.

Поступила в редакцию
18/III 1960 г.

Э. А. ЛАПИНА

ВНИИМ

МЕТОДИКА ПРОВЕРКИ ВЛИЯНИЯ УРОВНЯ ЯРКОСТИ ИСТОЧНИКА ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПОКАЗАНИЯ ЦВЕТОВЫХ ПИРОМЕТРОВ

В статье описывается методика испытания цветковых пирометров на погрешность от изменения яркости источника излучения.

В отечественных цветковых пирометрах типов ЦЭП-2М, ЦЭП-3, измеряющих температуру по методу красно-синего отношения, в качестве приемников излучения применяются фотоэлементы типа СЦВ-3, чувствительные к видимой области спектра. В пирометре типа ПИРСО-1 в качестве приемника излучения применяется германиевый фотодиод, позволяющий измерять цветовую температуру по излучению в близкой инфракрасной области спектра.

Одним из основных требований, предъявляемых к любому цветковому пирометру, является независимость его показаний от изменений уровня яркости объекта. Выполнение этого требования, в частности, позволяет не учитывать неселективное ослабление энергии излучения в промежуточной среде.

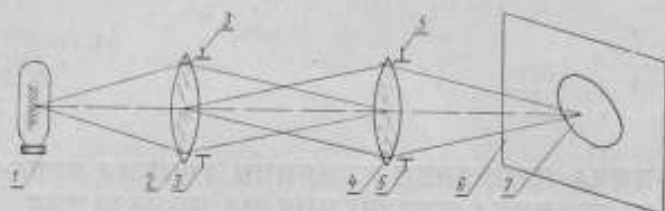
Пирометры типа ЦЭП-2М, ЦЭП-3, ПИРСО-1 позволяют измерять цветовую температуру при изменении уровня яркости источника по крайней мере в 10 раз; для этого измерительная схема указанных приборов должна осуществлять без искажения измерение отношения электрических сигналов, пропорциональных двум спектральным яркостям. Для выполнения этого условия в качестве переменного делителя напряжения в один из усилительных каскадов включено термосопротивление. В пирометрах типа ЦЭП-3 и ПИРСО-1, кроме того, предусмотрена следящая система для автоматического поддержания постоянным уровня яркости излучения, попадающего на фотоэлемент.

Проверка влияния изменения уровня яркости на показания цветковых пирометров при выпуске приборов из производства или при контрольных испытаниях осуществляется обычно с помощью металлических черенных сеток различной густоты, надеваемых на объектив прибора. При таком методе необходимо предварительно проверить, в какой мере коэффициент ослабления применяемых сеток зависит от длины волны проходящего через них излучения. Такая проверка затруднительна. Обычно

она не производится, и это может внести ошибку при оценке влияния уровня яркости на показания цветового пирометра с помощью сеток.

Для проверки влияния уровня яркости объекта на показания цветочных пирометров любого типа предлагается использовать источник излучения постоянного спектрального состава с регулируемой яркостью, имеющий следующее устройство (см. рисунок).

Источник излучения (лампа накаливания) 1 устанавливается перед светосильным объективом (см. рисунок) 2, с помощью которого действительное изображение тела накала лампы проецируется на поверхность второго светосильного объектива 4; при этом изображение тела накала лампы должно вписываться в круг, ограничивающий края объектива.



Оптическая схема установки для проверки влияния уровня яркости источника на показания цветочных пирометров.

В этом случае объектив 4 дает в своей фокальной плоскости на экране действительное изображение входной диафрагмы 3 объектива 2.

Предлагаемая оптическая система известна в спектроскопии как система с промежуточным изображением.

В нашем случае применялись объективы типа Ю-9 и кинопроекционная лента типа К-14 мощностью 750 вт. Ток в лампе регулировался лабораторным автотрансформатором. В качестве экрана 6 использовалась белая гипсовая пластинка размером 50×70 мм, которую помещали под углом к оптической оси таким образом, чтобы ее было удобно визировать с помощью исследуемого цветового пирометра.

Изменением диаметра входной диафрагмы 3 объектива 4 можно в широких пределах менять яркость изображения на экране. При этом размеры изображения, а также спектральный состав отраженного от экрана излучения остаются неизменными. Световое пятно 7 на белом экране является источником излучения, у которого цветовая температура остается постоянной, а яркость может изменяться в широких пределах. Для того чтобы с помощью такого устройства проверить влияние изменения яркости на показания цветового пирометра, необходимо подобрать подаваемое на лампу напряжение таким образом, чтобы показания индикатора уровня яркости прибора были близки к верхнему допустимому значению. Кроме того, необходимо поместить перед лампой светофильтры, понижающие цветовую температуру до значения, лежащего внутри используемого диапазона измерений цветового пирометра. Так, для проверки пирометра типа ЦЭП-3 с диском № 1 с пределами измерения $1400 \div 1650^\circ \text{C}$ перед лампой были установлены светофильтры типа ЖС-6, Ж-10 и ЖС-5 толщиной по 2 мм. Изменение угла раскрытия диафрагмы в объективе типа Ю-9 приводило к изменению показаний индикатора уровня яркости в пределах $0,1 \div 9,8 \text{ в}$ (при оговоренных в технических условиях изменениях $0,5 \div 8 \text{ в}$). При этих изменениях угла раскрытия и при постоянном накале лампы яркостная температура изображения, измеренная с помощью оптического пирометра, при длине волны $0,65 \text{ мк}$ изменялась от 1600 до 1100°C .

Подобного рода установка была использована для проверки влияния изменения яркости на показания цветowego пирометра типа ПИРСО-1, предназначенного для измерения цветовой температуры в интервале от 600 до 1400°С. Измерения были произведены при цветовой температуре источника порядка 1150°С; перед кинопроекционной лампой помещали светофильтр из стекла СЗС-17 толщиной 3 мм.

Эта установка может быть использована также для проверки величины угла визирования цветowych пирометров. Для этого необходимо, оставив постоянным положение диафрагмы объектива 4, изменять раскрытие диафрагмы 3 объектива 2. Тогда при постоянном напряжении питания лампы на экране будут изменяться размеры изображения при сохранении его яркости и спектрального состава.

Поступила в редакцию
7/V 1960 г.

А. Н. КОРОЛЕВА
ВНИИМ

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ ЛИНЕЙНОГО РАСШИРЕНИЯ КВАРЦЕВЫХ РЕЗЕРВУАРОВ В ИНТЕРВАЛЕ 0 — 100° С

В статье изложены результаты экспериментального определения абсолютным методом значений коэффициента линейного расширения двух кварцевых резервуаров газового термометра.

В связи с необходимостью повышения точности измерений при осуществлении термодинамической температурной шкалы в последнее время многие национальные метрологические институты ведут работы по созданию газовых термометров высокой точности.

На погрешность результата газотермического измерения существенное влияние оказывает погрешность определения коэффициента линейного расширения материала α , из которого изготавливают резервуары термометра.

В табл. 1* приводятся допустимые погрешности определения α материала резервуара, при подсчете которых исходили из условий требований к точности газотермического измерения. При всех расчетах объем резервуара принимался равным 200 см³, длина его — 100 мм.

Таблица 1

Измеряемая температура, °С . .	-183	+100	+500	+1000
Допустимая погрешность, град. .	0,001	0,002	0,005	0,05
Допустимая погрешность коэффициента линейного расширения α материала резервуара, 10^{-6} град ⁻¹	0,02	0,02	0,005	0,02

Для обеспечения указанной точности определения α удлинение образца следует измерять с погрешностью, указанной в табл. 2.

* Расчет табл. 1, 2 и 3 выполнен И. И. Киренковым.

Таблица 2

Измеряемая температура, °С	-183	+100	+500	+1000
Допустимая погрешность измерения удлинения, мк . . .	0,4	0,1	0,2	2

Высокие требования предъявляются и к температурному полю, создаваемому по длине образца.

В табл. 3 приведены максимальные разности температур по длине образца, допустимые при измерении α при разных температурах.

Таблица 3

Измеряемая температура, t° С .	-183	+100	+500	+1000	
Δt , град	{ кварц { металл или стекло .	7	0,8	1,5	20
		0,4	0,04	0,08	1

Чрезвычайно высокие требования к точности определения коэффициента линейного расширения α заставляют искать новые пути для его измерения, так как в настоящее время нет dilatометров, которые смогли бы обеспечить требуемую точность измерения. При выборе метода следует учитывать возможность определения α непосредственно резервуара, а не образца, изготовленного из того же материала.

Для определения коэффициента линейного расширения резервуара был выбран абсолютный компараторный метод. Сущность этого метода заключается в том, что длину исследуемой штриховой меры измеряют при различных температурах в заданном интервале методом поперечного компарирования*.

При сличении образцовую меру помещают в одну из ванн компаратора. Температура воды в этой ванне остается примерно постоянной и близкой к комнатной. Исследуемую штриховую меру помещают в другую ванну, где может быть создана любая нужная нам температура. Измеряя температуру и длину штриховой меры при каждой из выбранных температур, можно подсчитать коэффициент линейного расширения этой меры.

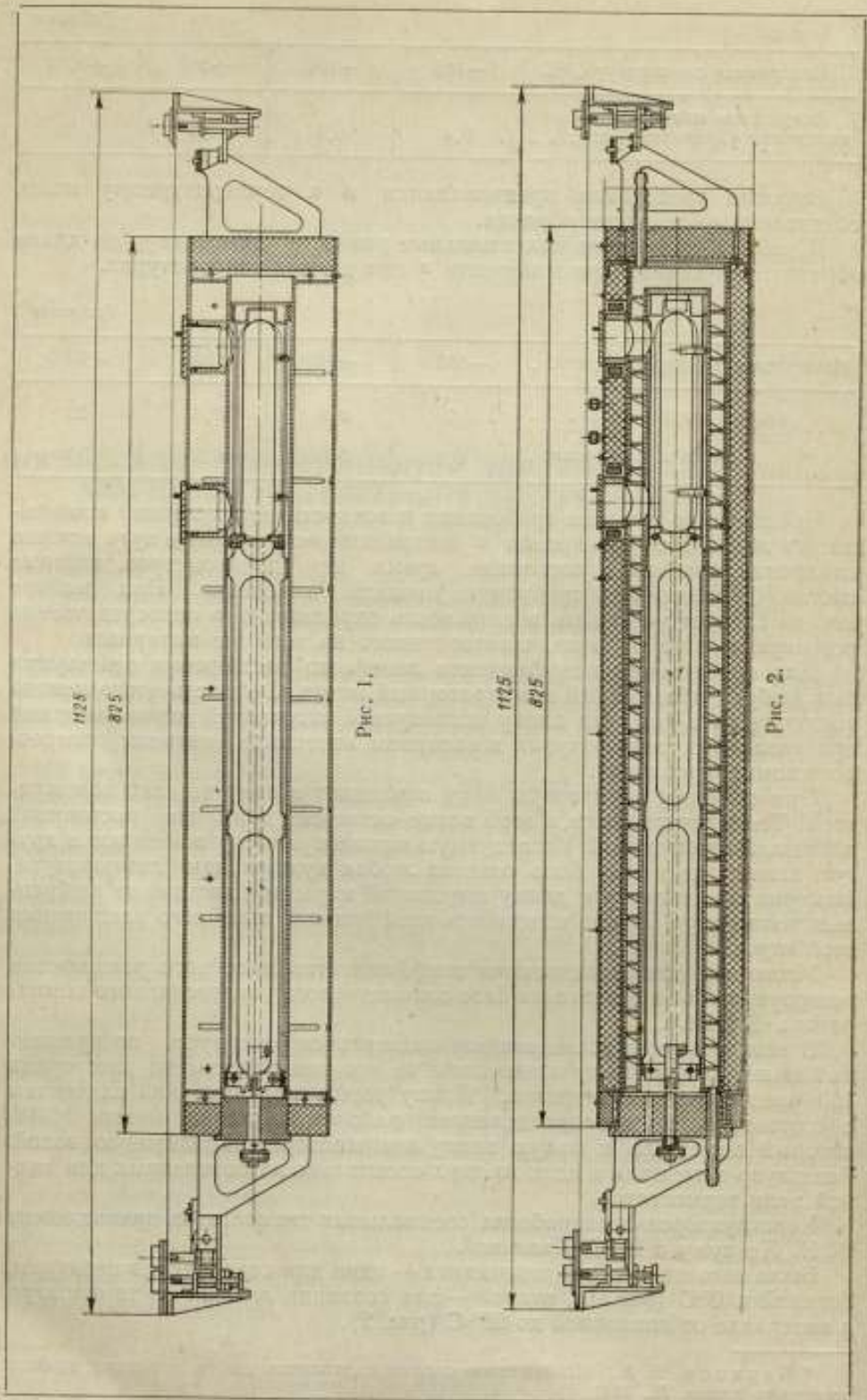
Установка для исследования коэффициентов линейного расширения резервуаров была создана на базе одномерного универсального компаратора ВНИИМ.

В нашем случае исследованию подвергался резервуар, превращенный в штриховую меру нанесением на его поверхности на расстоянии 150 мк двух систем штрихов. Длину резервуара измеряли сличением с соответствующим подразделением рабочего эталона метра М318, который помещали в малую ванну компаратора, наполненную водой. Резервуар помещали в один из двух специально изготовленных для данной цели термостатов.

Конструкторская разработка специальных термостатов принадлежит В. И. Лейкуму и И. С. Кавицкой.

Было изготовлено два термостата — один для создания температуры, близкой к 0°С (рис. 1), второй — для создания любой из температур в интервале от комнатной до 98°С (рис. 2).

* Баринов В. А., Современное состояние эталонов длины и методы точного измерения длины, Л., 1941.



Термостат для создания температуры, близкой к 0°C , имеет прямоугольное сечение. В центральной части его по всей длине проходит труба, в которую закладывается обойма с резервуаром. Последний в свободном состоянии покоится на двух опорах. Через верхнюю крышку термостат заполняют льдом. На специальных опорах, допускающих регулировку всего термостата в трех взаимно перпендикулярных направлениях, термостат устанавливают с небольшим зазором во внутренней ванне большого компаратора, а наружную ванну заполняют льдом.

Второй термостат имеет также прямоугольное сечение. Центральная камера термостата, окруженная змеевиком, выполнена в виде трубы, в которую помещается обойма с резервуаром. В змеевик из термостата типа ТС-15 подается вода нужной температуры, циркулирующая в течение всего процесса измерения. Штрихи на резервуаре рассматривают через специальные окна, имеющиеся в термостатах. Эти окна открывают лишь в момент наведения бисектора окулярного микрометра микроскопа на соответствующий штрих резервуара. Все остальное время они закрыты специальными экранами.

Температура метра М318 измерялась дифференциальными медь-константановыми термопарами с ценой деления шкалы гальванометра этих термопар $0,00300^{\circ}\text{C}$. (Средняя квадратичная погрешность результата определения цены деления не превосходит $\pm 0,00002^{\circ}\text{C}$). Температура резервуара была измерена с помощью платино-платинородневой термопары, т. э. д. с. которой определялась низкоомным потенциометром типа ПМС-48. Для контроля температурного поля вдоль резервуара была изготовлена специальная медь-константановая дифференциальная термопара. Цена деления шкалы гальванометра в комплекте с этой термопарой по результатам градуировки лаборатории линейно-угловых измерений близка к $0,001^{\circ}\text{C}$. (И в этом случае средняя квадратичная погрешность результата определения цены деления не превосходит $\pm 0,00002^{\circ}\text{C}$.) Спаи термопары укреплялись на резервуаре вблизи штрихов.

С целью установления возможности определения коэффициента линейного расширения выбранным нами методом с нужной точностью было произведено исследование установки.

Исследование температурного режима термостата для 0°C показало, что в нем можно получить температуру порядка $0,3 \div 0,4$ град, причем такая температура может оставаться постоянной в пределах $\pm 0,025$ град в течение нескольких часов (16—20 ч).

Разность температур по длине резервуара при закрытых окнах в течение всего времени измерений остается в пределах $0,1 \div 0,15$ град.

Удаление экранов на короткий срок (время отсчета по микрометру микроскопа компаратора) несколько нарушает температурное поле, но и в этом случае разность температур спаев термопары не превосходила $0,3$ град.

После того как смотровые окна закрывают, температурный режим в термостате быстро восстанавливается.

Второй термостат дает возможность получить любую температуру в интервале от 20 до $97 \div 98^{\circ}\text{C}$. Нужная температура может поддерживаться в течение длительного времени (10—12 ч) с точностью $0,05 \div 0,1$ град.

Разность температур по длине резервуара при закрытых окнах остается постоянной в пределах $0,15$ град. После удаления экранов неравномерность поля достигает $0,5 \div 0,6$ град. И в этом случае после перекрытия смотровых окон поле быстро восстанавливается. Время

выравнивания температуры вдоль резервуара исчисляется несколькими минутами.

Учитывая, что погрешность измерения температуры резервуара с помощью платино-платинородиевой термпары определяется величиной порядка $0,1 + 0,2$ град, а наибольший перепад температур вдоль резервуара составляет $0,3$ град, можно считать, что точность измерения температуры отвечает предъявляемым требованиям (табл. 3). Средняя квадратичная погрешность результата определения длины штриховой меры на однометровом компараторе не выходит за пределы $\pm 0,1$ мк.

На нашей установке было произведено определение коэффициентов линейного расширения для нескольких резервуаров, изготовленных из плавленного кварца. Предварительно на каждом резервуаре на специально изготовленных плоских площадках, покрытых тонким слоем алюминия, были нанесены штрихи.

Длина резервуара определялась при четырех температурах в интервале $0 + 95^\circ\text{C}$. При каждой температуре было выполнено не менее 6 приемов измерений. Измерение длины резервуара при каждой температуре производилось лишь после длительной выдержки (не менее 8 ч) при данной температуре.

Полученные результаты измерения обрабатывались по способу наименьших квадратов. В качестве примера приведем результаты определения величин α резервуаров № 3 и 4, изготовленных из кварца одной и той же плавки.

Чтобы иметь возможность судить о воспроизводимости результатов, определение α для резервуара № 3 было проведено дважды.

В первом случае на основании результатов измерений было составлено 24 условных уравнения, во втором случае 23. Обработывая результаты наблюдения по способу наименьших квадратов, получили системы нормальных уравнений:

первое определение

$$(I) \quad 24x - 415,180y = -161,470,$$

$$(II) \quad -415,180x + 37687,143y = +4697,381;$$

второе определение

$$(I) \quad 23x - 307,590y = -143,210,$$

$$(II) \quad -307,59x + 37713,350y = +3570,067.$$

Решение систем нормальных уравнений дало следующие значения неизвестных:

первое определение

$$x = -8,711, \quad y = +0,060;$$

второе определение

$$x = -0,735, \quad y = +0,048.$$

Для резервуара № 4 по результатам наблюдений было составлено 23 условных уравнения, после обработки которых получены нормальные уравнения

$$(I) \quad 23x - 344,380y = -194,630,$$

$$(II) \quad -344,380x - 35989,400y = 4456,240.$$

На основании решения этой системы были определены значения неизвестных:

$$x = -7,111, \quad y = +0,052.$$

Результаты определения удлинения резервуара на длине 150 мм сведены в табл. 4.

Сопоставление результатов, приведенных в табл. 4, свидетельствует о хорошей воспроизводимости значений α выбранным методом. Средняя квадратичная погрешность результата определения α не превосходит $2,5 \cdot 10^{-8} \text{ град}^{-1}$.

Таблица 4

Резервуар	Удлинение ($\mu\text{м} \cdot \text{град}^{-1}$) резервуара на длине 150 мм	Примечание
№ 3	0,060	1-е определение
№ 3	0,048	2-е определение
№ 4	0,052	—

На основании всего изложенного можно сделать следующие выводы:

1. Разработанный метод позволил впервые определить коэффициент линейного расширения непосредственно кварцевых резервуаров, а не образцов из того же материала.

2. Неравномерность температурного поля в термостате при $t=0^\circ$ может быть охарактеризована величиной $0,15 \text{ град}$ и $0,3 \text{ град}$ при температуре, близкой к 100°C .

3. Средняя квадратичная погрешность определения α не превосходит $2,5 \cdot 10^{-8} \text{ град}^{-1}$.

4. Значение коэффициента линейного расширения резервуара с погрешностью $\pm 2,5 \cdot 10^{-8} \text{ град}^{-1}$ позволило осуществить газотермические измерения в интервале $0 \div 100^\circ \text{C}$ с погрешностью $\pm 0,002^\circ \text{C}$.

Поступила в редакцию

18/VI 1960 г.

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
Предисловие	3
К. С. Израйлов, И. И. Киренков. Емкостный ртутный манометр для газового термометра	5
К. С. Израйлов. Устройство для емкостной фиксации высоты уровня ртути в газовом термометре	12
Н. В. Арсфьева, У. В. Дийков, К. С. Израйлов, И. И. Киренков, Н. В. Шеметалло. Термодинамические температуры равновесия между твердым и жидким цинком и между твердым и жидким золотом	23
Ф. З. Алиева, В. П. Чекулаев. Аппаратура для осуществления точки кипения воды	35
А. Д. Бродский, И. Б. Трулева. Воспроизводимость точки кипения кислорода	41
Ф. З. Алиева. Об эталонных термометрах сопротивления для измерений в области средних температур	44
Ф. З. Алиева. Международные сличения термометров сопротивления	49
Б. Н. Олейник. Единицы измерения количества тепла	67
Н. Н. Эргардт. Воспроизведение и передача с помощью термопар темпера- турной шкалы в области $300 \div 1063^\circ\text{C}$	73
Б. К. Брагин, А. Н. Гордов. О сходимости результатов градуировки образцовых термопар 1-го разряда в институтах Комитета	82
Б. К. Брагин. О неоднородности термоэлектродных платиновых и платино- родиевых проволок	85
Н. Н. Эргардт. Способ определения паразитной т. в. д. с. неоднородности термопар	89
И. И. Киренков, Г. А. Крахмальникова. Исследование фотоэлектри- ческим методом горизонтальной модели черного тела при температуре затвердевания золота	98
А. Д. Бродский, А. В. Саватеев. Импульсный шумовой термометр	110
А. В. Саватеев. Выбор условий наибольшей чувствительности импульсного термошумового термометра и возможный способ определения его по- стоянных	116
В. И. Лейкум, Б. Н. Олейник, Г. Я. Созинов. Об измерении тепло- проводности полупроводников	131
Ю. А. Кириченко. Метод и аппаратура для измерения коэффициента тем- пературопроводности с помощью температурных волн	138
Ю. А. Кириченко. Регуляризация теплового режима неограниченного ци- линдра, помещенного в среду с периодически изменяющейся темпера- турой	158

	Стр.
Ю. А. Кириченко. Температурные волны в двухслойном неограниченном цилиндре	167
А. Н. Гордов. Применение теории теплообмена к решению некоторых задач температурных измерений	172
А. Н. Гордов, З. У. Заборовская, М. С. Каяндер. Установки для определения динамических погрешностей термометров при измерении температур в условиях меняющейся теплоотдачи	185
А. Н. Гордов, З. У. Заборовская. Экспериментальное исследование метода определения динамических погрешностей измерения температур газового потока при монотонно меняющейся температуре и теплоотдаче	198
Э. А. Лапина. Методика проверки влияния уровня яркости источника излучения на показания цветных пирометров	221
А. Н. Королева. Определение коэффициентов линейного расширения кварцевых резервуаров в интервале $0 \div 100^\circ\text{C}$	224

Редактор издательства *Н. Н. Александрова*

Техред *Р. Г. Польская*

Корректоры *М. А. Беллева, Л. Н. Кириш*

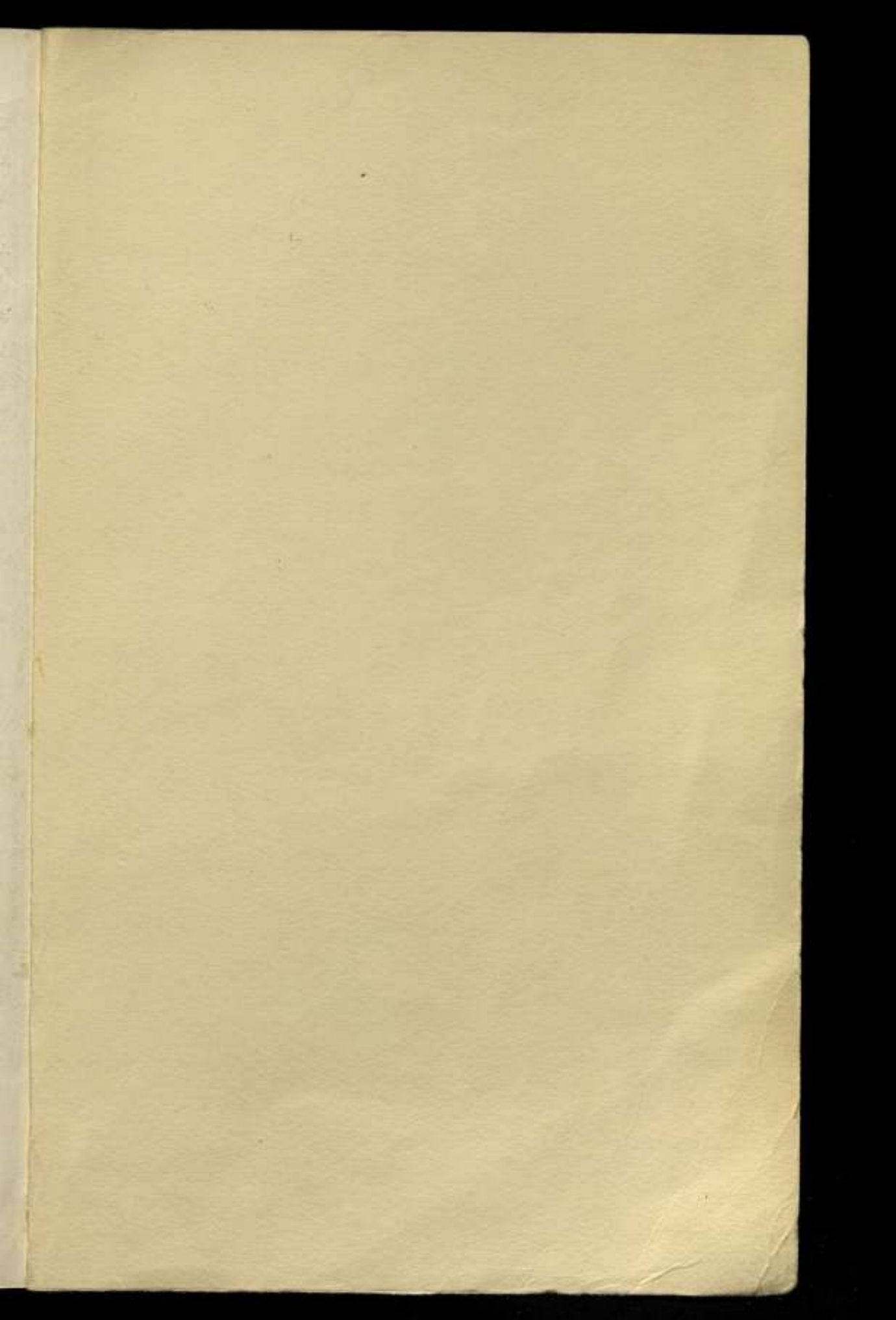
Подписано к печати 1961 г. 28.VI ф. ч. изд. л. 20,01

Формат бумаги 70×108^{1/16}

Печ. л. 14,5 М-08464 Тираж 3000

Зак. 2238

Картфабрика ВМФ



Цена 1 р. 40 к.

3