

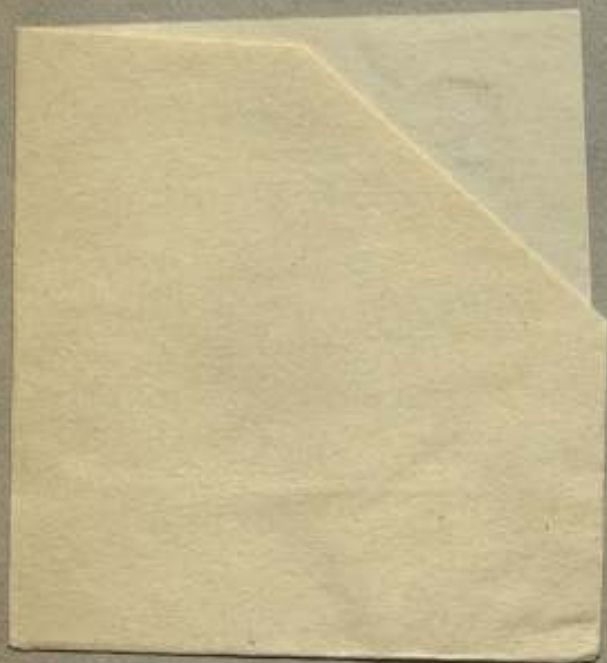
КОМИТЕТ ПО ДЕЛАМ МЕР И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

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

ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ ТЕПЛОВЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Труды ВНИИМ
выпуск 4 (59)

ИЗДАНИЕ ВНИИМ
ЛЕНИНГРАД 1947



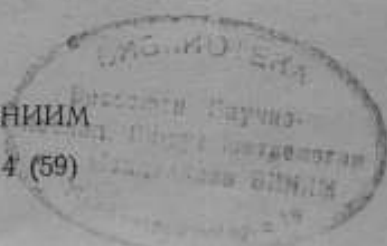
КОМИТЕТ ПО ДЕЛАМ МЕР И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

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

ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ ТЕПЛОВЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Труды ВНИИМ

выпуск 4 (59)

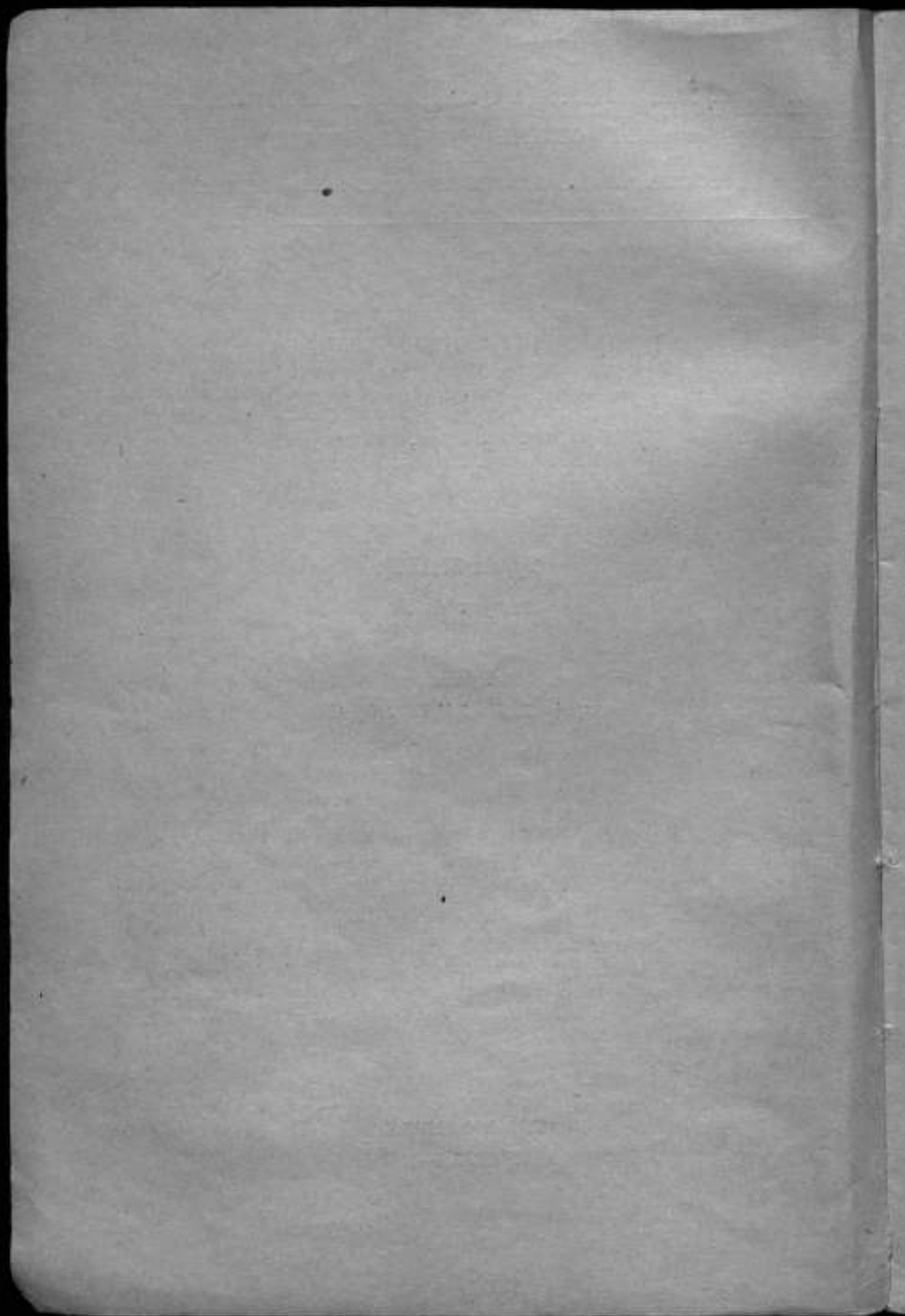


Отв. редактор

проф. *Б. М. ЯНОВСКИЙ*

ИЗДАНИЕ ВНИИМ

ЛЕНИНГРАД—1947



ПРЕДИСЛОВИЕ

Работы, помещенные в настоящем сборнике, несмотря на разнообразие затронутых в нем вопросов, объединены общей направленностью: каждая из них прямо или косвенно способствует решению той или иной задачи тепловых измерений, каждая, в конечном счете, ведет к расширению наших знаний по термометрии.

В статье Б. И. Пилипчука „Исследование постоянства некоторых термопар из благородных металлов в интервале температур от 0 до -100°C “ сообщаются результаты некоторых исследований медно-константановых и медно-копелевых, а также хромель-копелевых термопар. Автор устанавливает, что для термопар первых двух родов, даже изготовленных из материалов различного пров. х-ждения, градуировочные характеристики с большой точностью, а именно до $0,1^{\circ}\text{C}$ и до $0,05^{\circ}\text{C}$, могут быть представлены простой квадратичной формулой

$$e = at + bt^2,$$

действительной во всем интервале ($-100^{\circ}, 0^{\circ}$). Наблюдения, произведившиеся на протяжении двух лет, показали хорошее постоянство медно-константановых и медно-копелевых термопар, термопары же хромель-копелевые таким постоянством не отличаются.

Исследования Б. И. Пилипчука представляют большую ценность, особенно с точки зрения узко-метрологической, так как они дают полное основание ожидать, что более углубленное изучение медно-константановых термопар в дальнейшем приведет к созданию группы рабочих эталонных приборов, воспроизводящих международную шкалу температур в интервале от 0 до -100°C с точностью, достаточной в огромном большинстве случаев практики. Эталонирование этих термопар будет проводиться методом, совершенно аналогичным тому, который стал общепринятым в области высоких температур, — по реперным точкам.

Вторая статья Б. И. Пилипчука „О применении холодильных смесей для пезей термометрии“ касается вопроса, который до сих пор очень мало освещен в отечественной литературе, хотя возник уже давно и холодильными смесями часто пользуются в лабораториях. Автор рассматривает физическую сторону вопроса и на основе ее анализа указывает метод приготовления этих смесей, обеспечивающий поддержание постоянной и равномерной температуры в течение продолжительного времени.

Автор приводит результаты своих успешных опытов над эвтектическими льдами и дает описание воздушного термостата, основанного на применении криогидратного раствора хлористого натрия и предназначенного для исследования приборов при низких температурах.

Эти исследования Б. И. Пилипчука, независимо от их общезначительного интереса, важны еще с точки зрения метрологии, так как содержат указания на получение вторичных реперных точек, пригодных для градуировки и поверки измерителей температуры ниже 0°C , в частности тех термодпар, о которых идет речь в первой статье.

Третья статья—А. Н. Бойко „Радиационный метод измерения поверхностных температур“—посвящена вопросу о распространении метода, лежащего в основе устройства радиационных пирометров, нижней границей для которых является $+600^{\circ}\text{C}$, на измерение температур поверхностей значительно ниже этой границы. Радиационный метод, при котором отсутствует наложение термометра на измеряемую поверхность и, следовательно, исключаются ошибки, вызванные искажением температуры поверхности измерительным инструментом, влияние контактного давления и т. д.,—уже в течение ряда лет привлекает внимание исследователей. В частности, много работ относится к случаю, когда измеряемая температура лежит в интервале $10\text{--}40^{\circ}\text{C}$,—случаю важному в медицине и физиологии. Несмотря на большие трудности решения данной задачи—порядка принципиального и экспериментального,—за последние годы получены довольно приемлемые результаты. В статье А. Н. Бойко изложено современное состояние вопроса, дано описание основных элементов современных радиометров и сообщаются результаты некоторых исследований автора. Изложение прочих его исследований послужит предметом статей дальнейших выпусков трудов ВНИИМ.

Из статьи А. Н. Бойко видно, как много различных факторов, подчас не легко учитываемых, влияет на показание радиометрического прибора, поэтому вопрос его дальнейшей градуировки приобретает особенно острый характер и заслуживает особенного внимания метрологов.

Содержание четвертой статьи сборника—„Об основных положениях теории регулярного теплового режима“ Г. М. Кондратьева—выходит за границы проблемы тепловых измерений, но тем не менее тесно с нею связано, ибо знание этих положений необходимо для физически обоснованного решения задачи о тепловой инерции термометров. В этой статье изложены главные выводы математической теории открытого автором явления регуляризации теплового режима тел и систем. До настоящего времени строгая и общая формулировка законов этого явления отсутствовала; настоящая статья является восполнением этого пробела. Физическая интерпретация теории регулярного режима

(как принято называть в СССР законы регуляризации теплового режима) послужит предметом отдельной статьи.

В пятой статье сборника, принадлежащей тому же автору, — „Универсальный метод определения константы термической инерции термометров и пирометров“, — рассматривается одно из многочисленных практических приложений теории регулярного режима. Теория вносит ясность в вопрос о термической инерции приемников приборов и дает возможность чрезвычайно просто исследовать приемники¹ любой конструкции в различных условиях эксплуатации.

Этот вопрос представляет несомненный интерес для современной практической термометрии, которая, применяя электронику, почти целиком устранила явления запаздывания в частях приборов, служащих для передачи теплового импульса от приемника к указателю, но пока еще не преодолела трудностей измерения, возникающих вследствие теплового запаздывания самого приемника.

Несомненно, что и в ряде задач узко-метрологического характера термическая инерция приборов играет роль и ее необходимо принимать в расчет. Так неоднократно обсуждался вопрос о термической инерции эталонных и точных лабораторных термометров. Результаты исследования платиновых термометров сопротивления эталонного типа, принятого во ВНИИМ, изложены в шестой статье сборника — „О тепловой инерции эталонных платиновых термометров сопротивления“ Г. М. Кондратьева и М. П. Стаценко. Применение вышеуказанного универсального метода позволило обстоятельно исследовать этот вопрос и привело к некоторым выводам, не лишенным интереса.

Научный редактор Г. М. КОНДРАТЬЕВ

¹ В технической литературе по приборостроению и автоматическому регулированию применяют термин „датчик“, по смыслу равносильный нашему „приемник“.

Б. И. ПИЛИПЧУК

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОСТОЯНСТВА НЕКОТОРЫХ ТЕРМОПАР
ИЗ НЕБЛАГОРОДНЫХ МЕТАЛЛОВ В ИНТЕРВАЛЕ
ТЕМПЕРАТУР ОТ 0 ДО -100°C

Бурное развитие холодильной промышленности и возрастающий из года в год интерес к испытанию различных материалов и приборов при низких температурах настоятельно требуют раз-

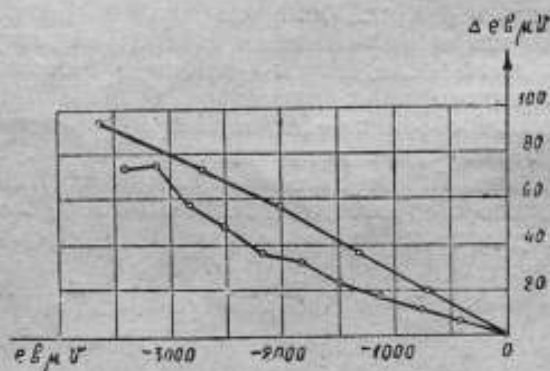


Рис. 1.

работки удобных и надежных способов измерения низких температур.

Согласно „Положению о международной температурной шкале“ в редакции 1927, 1933 и 1939 гг. [1] низкие температуры в области от 0 до -190° вычисляются по показаниям платинового термометра сопротивления, отвечающего определенным требованиям и градуируемого указанным в „Положении“ эталонным методом. Однако для целого ряда температурных измерений в лабораторной и промышленной практике применение эталонного платинового термометра сопротивления неудобно и нецелесообразно.

Платиновый термометр прежде всего дорогой и нежный прибор, требующий бережного и умелого обращения. Процесс из-

мерения температуры при помощи этого термометра сводится к измерению электрического сопротивления и требует довольно сложной прецизионной аппаратуры — мостов Витстона или потенциометров.

Точность измерения температуры в интервале 0° до -190° , достижимая при правильном использовании платинового термометра $-0,02^{\circ}$ — для многих случаев практики слишком высока и не оправдывает его применения.

Платиновый термометр обычного устройства обладает к тому же довольно большими размерами и значительной термической инертностью. Измерение нестационарных температур, меняющихся с переменной скоростью, требует поэтому введения особых поправок, которые можно получить только при помощи специального исследования каждого отдельного термометра (об учете влияния инертности термометра см. например [2], [3]).

Наряду с эталонным методом измерения низких температур необходимо разработать удобные и простые рабочие методы, пригодные для практики обычных технических измерений, указать рабочие эталоны и надежные способы их градуировки.

В настоящее время существуют три основных типа термометров для интересующей нас области температур: термометры сопротивления, жидкостные термометры и термопары.

Из термометров этих типов надо отдать, повидимому, предпочтение термопарам.

Всем термометрам сопротивления присущи в той или иной степени недостатки эталонного термометра.

Жидкостные термометры — спиртовые, толуоловые и пентановые — во многом уступают своему сородичу — хорошо известному ртутному термометру, применяемому для измерения температур от -35° до $+750^{\circ}$. Перечисленные термометрические жидкости при низких температурах очень вязки, медленно стекают, прилипают к стенкам капилляров, так как все они смачивают стекло. Введение поправки на температуру выступающего столбика очень ненадежно, а между тем очень часто при измерении температуры нельзя избежать выступающего столбика.

В известной книге Хенинга (F. Henning) [4] на стр. 89 подчеркнуты те предосторожности, которые надо соблюдать при измерении низких температур жидкостными термометрами. Сначала надо погружать в холодную среду только резервуар термометра и лишь после того, как показание термометра перестанет изменяться, можно погрузить термометр глубже, чтобы избежать чрезмерной длины выступающего столбика. Желая измерять изменяющуюся температуру, надо перед каждым измерением отогревать термометр до достижения полной подвижности жидкости. Если к описанию этих процедур добавить указания на то, что эти термометры обладают большой термической инерцией, и на то, что они обычно запотевают как раз в том месте, где надо

производить отсчеты, — станет ясным, что получить при помощи жидкостного термометра отсчет измеряемой температуры не так-то уж просто, как это казалось бы по аналогии с практикой применения ртутных термометров. К точности измерений при этих обстоятельствах нельзя предъявлять строгих требований. Измерение же жидкостными термометрами нестационарных температур подчас совершенно невозможно.

Термопары позволяют легко измерить значение температуры в заданной точке среды для заданного момента времени. Термическая инерция термопар сравнительно легко может быть сведена к пренебрежимой для практики величине. Сам способ измерения во многих случаях может быть сильно упрощен при использовании стрелочного гальванометра подходящей чувствительности, присоединяемого непосредственно к термопаре.

Условия эксплуатации термопар при низких температурах позволяют не опасаться тех вредных явлений распыления, окисления термоэлектродов и химического воздействия на них частей армировки, которые наблюдаются в области высоких температур. Однако до настоящего времени вопрос о постоянстве градуировки термопар почти не освещен в литературе, хотя от его исчерпывающего разрешения всецело зависит возможность выбора той или иной термопары в качестве рабочего эталона.

В большой статье Уайта (White) „Постоянство термоэлемента“ [5], посвященной специально этому вопросу, преобладают указания, очевидные a priori. Так например, он обращает внимание на следующие 3 фактора, от которых зависит постоянство термопары:

- 1) механические напряжения в проводниках термопары,
- 2) химические влияния,
- 3) неустойчивость электрической изоляции (например при наличии влажности и т. п.).

К этим факторам надо добавить искажающее влияние паразитных ТЭДС, возникающих в неоднородных проводниках в местах наибольшего градиента температуры. Уайт большую часть своей статьи посвящает описанию примененных им методов исследования однородности проводников. Он предложил способ уменьшения влияния неоднородности путем составления многослайной компенсированной термопары. Возможность такой компенсации вытекала из подмеченной Уайтом периодичности в распределении паразитных ТЭДС вдоль длины проводника. Для тех случаев, когда термопара составлена из неоднородных проводников, Уайт предложил вводить графическим путем дополнительную поправку.

В заключение статьи он указывает самоочевидное условие постоянства показаний неоднородной термопары: такая термопара должна применяться для измерений так, чтобы распределение температуры вдоль проводов ее было таким же, каким оно было при градуировке. Ценность поправок, предлагаемых Уай-

том, умаляется тем обстоятельством, что вычисление поправки предполагает именно знание распределения температур вдоль проводок термопары.

Таким образом, содержание статьи Уайта дает меньше, чем обещает ее заглавие: постоянство термопар в узком смысле слова в ней почти не затрагивается; речь идет лишь о подборе хороших проводников для термопары.

К этим вопросам Уайт возвращается в другой своей статье [6]. В начале статьи он формулирует теорему: каждая часть термоэлемента влияет на его показания пропорционально крутизне температурного градиента в ней. Постоянство термопары зависит от участков проводов, расположенных в местах наибольшего изменения температуры. Эти места находятся обычно на участках термопары, выступающих из той среды, температура которой измеряется. Термопара, изготовленная из неоднородных проводников, будет изменять свои показания при изменении глубины ее погружения, хотя бы температура была одинакова во всех точках среды. Самой важной частью работы по изготовлению хороших термопар является удачный подбор проводников. Для достижения точности, не превосходящей 0,05% (приблизительно $0,01^\circ$ при средних температурах), достаточно, подвергая поочередно разные участки проводника нагреванию, отбросить места, развивающие большие ТЭДС при таком испытании. Для получения большей точности надо прибегнуть к составлению компенсированной многоспайной термопары.

Идя по этому пути, Уайт изготовил две четырехспайных термопары. Градуировка одной из этих термопар в 1907 г. описана в статье, написанной Уайтом вместе с Мюллером (Mueller) [7]. О постоянстве градуировки за истекшие 3 года говорится только вскользь. Судя же по точности — $0,0001^\circ$, которая приписывается термопарам при измерениях температуры, их термопары должны были отличаться прекрасным постоянством.

Указанные выше статьи дают наиболее подробное освещение в литературе вопроса о постоянстве ТЭДС термопар. Опытный материал по этому вопросу почти совершенно отсутствует.

В лаборатории низких температур ВНИИМ в 1938 г. были градуированы некоторые термопары в целях создания опытных рабочих эталонов для измерения низких температур. Для экспериментального изучения поведения этих термопар в дальнейшем намечалось периодическое повторение градуировок. Содержание настоящей статьи составило сопоставление и обсуждение результатов двух градуировок — 1938 г. и 1940 г.

Для изучения были выбраны два типа термопар: медно-константановая и хромель-копелевая. Выбор термопар обусловлен тем обстоятельством, что, как известно из литературы, медно-константановые термопары пользуются большой популярностью, изучались многими авторами и, судя по неясным намекам, обладают удовлетворительным постоянством. Железо-константановая

термопара, например, в этом отношении должна значительно уступать медно-константановой по причине неизбежного ржавления железного термоэлектрода.

Хромель-копелевая термопара развивает значительную ТЭДС, почти вдвое большую, чем ТЭДС медно-константановой термопары, и ее можно было бы использовать в комбинации со стрелочным прибором.

В лаборатории низких температур были изготовлены в феврале 1937 г. две медно-константановые термопары, которым в дальнейшем были присвоены № 1 и № 2.

В декабре 1938 г. была изготовлена термопара № 4 — хромель-копелевая.

Для изготовления термопар были отобраны из запасов лаборатории следующие термоэлектродные материалы советского производства (завод „Севкабель“):

1. Медь	∅ 0,45 мм,	катушка № 17
2. Константан	0,40	№ 14
3. Копель	0,41	№ 20
4. Хромель	0,42	№ 3

Термопары армировались весьма тщательно, но вся конструкция их была очень простой. На проводники, отобранные для монтажа, надевались резиновые трубки малого диаметра. Концы термоэлектродных проводников, объединяемые в спай, вводились в тонкие двухканальные фарфоровые трубочки. Скрученные спаи сваривались в пламени вольтовой дуги под слоем буры, после чего на фарфоровые трубки надевались тонкостенные стеклянные закрытые на конце трубочки. Для лучшего контакта спаев термопары с окружающей средой они вплавлялись в небольшие корольки из металла Вуда, заполнявшие весь промежуток между спаем и стенками стеклянной защитной трубки на ее запаянном конце. В верхних открытых концах стеклянных трубок фарфоровые трубки укреплялись при помощи вара из канифоли и пичеина. Чтобы защитить проводник от механических повреждений в месте их выхода из фарфоровых трубок на них надевалась общая упругая резиновая трубка.

Выбранный нами способ армировки нельзя, конечно, считать безупречным, но он очень прост и позволяет изучать постоянство термопар именно в наиболее тяжелых условиях их эксплуатации.

Для измерений ТЭДС применялся низкоомный потенциометр № 54 завода „Эталон“. Принципиальная схема этого потенциометра, который ежегодно поверялся в лаборатории постоянного тока ВНИИМ, приведена в работе В. И. Кротовой [8]. Поправки к его показаниям на каждой из 4 последних декад не превышали 0,5 мкв, большинство поправок имело порядок около 0,2 мкв. Поправки изменялись достаточно плавно от одной поверки к другой.

Потенциометр был снабжен гальванометром малой модели фирмы Сименс и Гальске (сопротивление 90 Ω , чувствительность $7 \cdot 10^{-9} \frac{A}{м.м.м.}$) и нормальным элементом Вестона № 4014, проверенным в лаборатории электрических мер ВНИИМ.

Градуировка термомпар производилась в декабре 1938 г. по ряду точек постоянной температуры, а именно при следующих температурах:

- | | |
|---|----------|
| 1. Плавления льда | 0° |
| 2. Холодильной смеси льда и поваренной соли | - 21,2° |
| 3. Плавления чистой ртути | - 38,87° |
| 4. Возгонки твердой углекислоты | - 78,5° |
| 5. Плавления сероуглерода | - 112,6° |

Точки 1 и 3 получаются с достаточной точностью без всяких затруднений, в остальных точках необходимо было пользоваться для контроля температуры эталонным платиновым термометром сопротивления № 312 лаборатории низких температур, который в течение ряда лет градуировался на основании предписаний „Положения о международной температурной шкале“ и являлся носителем этой шкалы.

Свободные спай термомпар при градуировке находились в смеси льда с дистиллированной водой, приготовленной в цилиндрическом сосуде Дьюара. Во время измерений было обращено особое внимание на перемешивание смеси и ее уплотнение, чтобы обеспечить неизменность температуры свободных спаев.

В каждой точке постоянной температуры были произведены 5 серий наблюдений, позволившие вычислить среднее значение ТЭДС каждой термомпары в этой точке. Максимальные отклонения единичных наблюдений от средних значений не превосходили 1 мкв. После изучения полученного цифрового материала удалось установить, что зависимость ТЭДС от температуры для термомпар №№ 1, 2 и 4 может быть представлена при помощи эмпирических формул 2 степени:

$$e = at + bt^2.$$

Константы a и b для каждой термомпары были вычислены по способу наименьших квадратов (табл. 1).

Таблица 1

Эмпирические формулы для ТЭДС термомпар в интервале температур от 0° до - 100 С°

- | | |
|---------------------------------------|-------------------------------|
| Термомпара № 1 (медно-константановая) | $e = -39,322 t - 0,05129 t^2$ |
| Термомпара № 2 | $e = -39,321 t - 0,05120 t^2$ |
| Термомпара № 4 | $e = -63,247 t - 0,07172 t^2$ |

Для удобства пользования термопарами для каждой из них были вычислены таблицы e в зависимости от t и значения $\frac{de}{dt}$.

Незначительные расхождения между вычисленной и наблюдаемой температурой, найденной по показаниям эталонного термометра, учитывались введением поправок. Величина этих поправок была наибольшая у термопары № 4, достигая в точке -80° значения $-0,2^\circ$. Имея под руками эти таблицы, можно было по методу линейной интерполяции определить любую температуру в интервале от 0 до -100° с точностью, как предполагалось вначале, до $0,1^\circ$.

С момента градуировки в декабре 1938 г. медно-константановые термопары №№ 1 и 2 служили в лаборатории для измерения низких температур при проверке термометров и термопар. В большинстве случаев измеряемая температура была не ниже -70° . Во время специально поставленного опыта при температуре жидкого воздуха термопары находились в течение 200 часов. Число часов работы термопары № 1 за 2 года между 2 градуировками — около 100, термопары № 2 — около 300.

Термопара № 4 с момента первой градуировки в декабре 1938 г. служила в качестве чувствительного индикатора температуры в криованнах. Температуре жидкого воздуха она подвергалась в течение 2 часов. Всего термопара в промежутке между градуировками проработала около 200 часов.

В 1940 г. было произведено сличение термопар с эталонным платиновым термометром сопротивления № 312 в криостате № 2, построенном Ф. С. Морозом. Криостат охлаждался потоком жидкого воздуха. Поддержание постоянной температуры осуществлялось фотоэлектрическим терморегулятором по методу пропорционального регулирования мощности нагревания. Описание криостата можно найти в работе Ф. И. Мороза [9].

Температура в криостате измерялась эталонным платиновым термометром сопротивления № 312. Изменение температуры за время измерения в выбранной точке не превосходило $0,007^\circ$, т. е. оно лежало ниже чувствительности самих термопар.

Полученные результаты приводятся в табл. 2. В первой графе указана температура, вычисленная по сопротивлению платинового термометра. В графах под заголовком „термопара №...” приводятся сначала температура, вычисленная при помощи градуировочных данных 1938 г., а затем указывается та поправка, которую надо ввести в эти данные для получения действительной температуры.

Из рассмотрения цифр этой таблицы можно сделать два вывода:

1. Градуировка медно-константановых термопар за 2 года не изменилась заметным образом. Поправки к старой градуировке

изменяются от одной точки к другой плавно и по своей величине не превосходят $0,03^\circ$.

2. Поправки для хромель-копелевой термопары значительно больше, чем для медно-константановых термопар, доходя до $0,28^\circ$.

Результаты наших работ по градуировке медно-константановых термопар очень интересно сопоставить с результатами других авторов.

Статья Резера и Даля (W. F. Roeser и Andrew I. Dahl) [10] дает некоторые указания о том, с чем следует сравнить наши цифры для медно-константановых термопар. Основываясь на опытном изучении различных термоэлектродов американского происхождения, эти авторы пришли к выводу, что из всех таблиц, предложенных для ТЭДС медно-константановых термопар, таблицы Адамса (Adams) [11] являются лучшими и наиболее распространенными. Зависимость ТЭДС от температуры, указанная в этих таблицах, лежит примерно посередине между крайними возможными случаями отклонения от нее. Большинство термопар, применяемых в американской практике, имеют градуировочные кривые, близкие к кривой Адамса с точностью $\pm 0,75\%$. Кроме того, как показало опытное исследование, разность между ТЭДС какой-либо термопары и соответствующим значением ТЭДС, взятым из таблицы Адамса для той же температуры, является приблизительно линейной функцией, наблюдаемой у термопары ТЭДС. (Этот факт объясняется тем, что медь отличается большим постоянством своих термоэлектрических свойств, а ТЭДС константана в соединении с другим образцом константана приблизительно пропорциональна температуре.)

В табл. 3 наши результаты для термопары № 2 сопоставлены с таблицей Адамса, приведенной в работе Резера и Даля.

В нашей таблице в первой графе указана температура, во второй графе — ТЭДС нашей термопары № 2, округленные до целых микровольт для температур до -100° через каждые 10° . В следующей графе выписаны числа Адамса для ТЭДС медно-константановой термопары.

ТЭДС термопары № 2 больше ТЭДС стандартной термопары по Адамсу. Разность ТЭДС и отношение разности к абсолютному значению температуры, а также отношение разности к ТЭДС термопары № 2 указаны в последних 3 столбцах таблицы.

Как видим, до -40° отклонение $\Delta = e - e_0$ возрастает строго пропорционально температуре, в точке -50° происходит резкий скачок, после которого утрачивается закономерность в отношении $\frac{10 \cdot \Delta}{e}$. Отношение $\frac{10 \cdot \Delta}{e}$ до -40° нарастает в арифметической прогрессии. После -40° видимая закономерность исчезает. На рис. 1 результаты сопоставления изображены графически. Здесь, кроме кривой отклонения ТЭДС нашей термопары от таб-

Таблица 2

Сравнение результатов градуировки 1938 г. и 1940 г.

Температура в относительности, °C	Термопара № 1 (медно-конст.)		Термопара № 2 (медно конст.)		Термопара № 4 (хром.-коп.)	
	температура по градуировке 1938 г., °C	поправ- ка, °C	температура по градуировке 1938 г., °C	поправ- ка, °C	температура по градуировке 1938 г., °C	поправ- ка, °C
-0,29	—	—	-0,28	-0,01	-0,27	-0,02
-10,35	—	—	-10,36	+0,01	-10,20	-0,15
-10,51	-10,53	+0,02	—	—	—	—
-20,38	—	—	-20,39	+0,01	-20,10	-0,28
-21,23	-21,24	+0,01	—	—	—	—
-28,87	-28,90	+0,03	—	—	—	—
-30,41	—	—	-30,43	+0,02	-30,28	-0,13
-40,04	—	—	-40,05	+0,01	-41,04	-0,00
-49,83	—	—	49,83	+0,03	-49,75	-0,08
-59,90	—	—	-59,89	-0,01	-59,76	-0,14
-70,52	—	—	-70,52	-0,00	-70,31	-0,21
-80,10	—	—	-80,09	-0,01	-79,84	-0,26
-89,51	—	—	-89,51	-0,00	-89,36	-0,15
-98,82	—	—	-98,85	+0,03	-98,59	-0,23

Таблица 3

t, °C	ТЭДС термопары № 2 ϵ мкв	ТЭДС по таблице Адамса ϵ_0 мкв	Разность $\Delta = \epsilon - \epsilon_0$	$\frac{10 \cdot \Delta}{(t)}$	$\frac{10^3 \cdot \Delta}{\epsilon}$
				10 мкв град	10 ³ мкв град
0	0	0	0	—	—
-10	387	381	+6	6,0	1,55
-20	764	752	+12	6,0	1,57
-30	132	1114	+18	6,0	1,59
-40	1490	1466	+24	6,0	1,61
-50	1640	1607	+33	6,6	1,79
-60	2174	2137	+37	6,2	1,70
-70	2505	2456	+49	7,0	1,95
-80	2822	2765	+57	7,1	2,12
-90	3137	3063	+74	8,2	2,86
-100	3422	3349	+73	7,3	2,14

личных значений, указана также предельная кривая для термопар с большой ТЭДС. Из работы Резера и Даля и нашей мы видим, что наша термопара лежит в той же области, как и термопары,

исследованные ими. Отступления от линейности в ходе отклонений так малы, что ломаную можно было бы заменить прямой, проходящей между точками наблюдений, если бы ограничить точность измерений величиной $0,5^\circ$. Достижение подобной точности вполне достаточно для ряда технических измерений. Подмеченная же закономерность позволяет в этих случаях упростить методику градуировки термопары, измеряя ее ТЭДС в 2 или 3 точках интервала поверки и вычисляя затем линейную поправку к стандартной таблице. Совершенно очевидно, что принять эту таблицу и наметить наиболее выгодные точки измерения отступлений от нее нельзя без тщательного изучения ряда образцов константана отечественного производства.

Материалы, собранные в лаборатории низких температур, охватывают 20 медно-константановых термопар, изготовленных из отечественных материалов на различных заводах. Все эти термопары поступали на проверку в лабораторию в разное время. Если сопоставить их ТЭДС в определенной температурной точке, то они распадаются на две группы: группу термопар с большой ТЭДС и группу термопар с малой ТЭДС. В каждой группе ТЭДС меняется в очень узких пределах. (Например, в точке затвердевания ртути ТЭДС термопар первой группы колеблется от 1441 мкв до 1450 мкв; второй группы — от 1358 мкв до 1375 мкв).

Выводы

1. Проведенное сличение термопар с платиновым термометром сопротивления выявило удовлетворительное постоянство медно-константановой термопары на протяжении двух лет. Изменения градуировки не превышают $0,03^\circ$ по абсолютной величине.

2. Сравнение результатов градуировок показало возможность получить при помощи медно-константановых термопар простой конструкции большую точность измерений, а именно $-0,05^\circ$, чем предполагалось вначале ($-0,1^\circ$).

3. Можно предложить употребление медно-константановой термопары в качестве рабочего эталона низких температур в области от 0° до -100° С с легко достижимой точностью $\pm 0,1^\circ$ при потенциометрическом способе измерения ТЭДС. Однако надо тут же подчеркнуть то влияние, которое могут оказать на устойчивость и воспроизводимость показаний вновь изготавливаемых термопар различные обстоятельства, трудно поддающиеся учету. В виде примера можно указать на химическое взаимодействие изоляции с проводами термопары, затем на попадание влаги в оболочку сплав термопары и т. п. явления. В связи с этим о качестве каждой новой термопары можно будет судить только путем индивидуального изучения ее и путем периодических градуировок.

ЛИТЕРАТУРА

1. „Положение о международной температурной шкале“.
В ред. 1927 г. (VII генер. конфер. по мерам и весам), см. например, Попов М. М. „Термометрия и калориметрия, изд. 1934 г., стр. 20.
В ред. 1933 г. (VIII г. генер. конфер. по мерам и весам), см. „Труды VIII генер. конфер. по мерам и весам“.
В ред. 1939 г., см. „Проект положения о между. температур. шкале 1939 г., выработанный Междунар. консульт. комитетом по термометрии“.
2. Harter D. K. „Thermometrie Lag“ Bull. NBS, Vol. 8, N 4, 659 (1913).
3. Кондратьев Г. М. Универсальный метод определения констант термической инерции термометров и пирометров. См. статью в наст. сборнике.
4. Henning F. „Die Grundlagen, Methoden u. Ergebnisse der Temperaturmessung“, Verlag von Vieweg u. Sohn, Braunschweig (1915).
5. White. Phys. ZS., 8, 325 (1907).
White. Phys. Rev., XXIII, 449 (1906).
6. White. Phys. Rev., XXXI, 135 (1910).
7. White and Mueller, Phys. Rev., XXXI, 159 (1910).
8. Кротова В. И. „Потенциометры“, ВНИИМ, стр. 44 (1940).
9. Мороз Ф. С. „Описание криостатов системы Ф. С. Мороз“. Отчет термом. лабор. по теме № 20, 1940 г.
10. Roeser and Dahl. J. Research NBS, Vol. 20, N 3, p. 337 (1938).
11. „International Critical Tables of numerical data physics, chemistry and technology“. Mc Graw-Hill Book Company, 1-st edition (1927).
В русском переводе „Справочник физических, химических и технологических величин“ (приложение к „Технической Энциклопедии“), изд. 1927 г., т. I, стр. 69.

Б. И. ПИЛИПЧУК

О ПРИМЕНЕНИИ ХОЛОДИЛЬНЫХ СМЕСЕЙ ДЛЯ ЦЕЛЕЙ ТЕРМОМЕТРИИ

В целом ряде физико-химических справочников приводятся многочисленные рецепты холодильных смесей (см., например, [1], [2], [3], [4], [5], [6], [7]). Смешивая в должных пропорциях некоторые вещества — обычно лед и соль, — можно при подходящих условиях (достаточно низкая температура исходных материалов, надежная защита от притока тепла из окружающей среды и т. д.) получить заметное охлаждение смеси. Хотя этот древнейший из доступных человеку способов искусственного получения низких температур очень хлопотлив и связан с расходом веществ, он может быть полезным и в настоящее время для выполнения отдельных лабораторных опытов простыми средствами. Для термометрических же целей эти смеси важны не только как источник охлаждения, но и как самый простой способ поддержания постоянных температур — термостатирования — ниже 0° . Исходя из этой мысли, автор решил просмотреть довольно богатую литературу вопроса и поставить простейшие опыты получения постоянных температур в холодильных смесях. В 1939—1940 гг. автором были сделаны в лаборатории низких температур ВНИИМ опыты по получению нескольких эвтектических льдов. Собранные материалы в годы войны были утрачены. Настоящая работа составлена на основании немногих сохранившихся записей.

Прежде всего надо установить, какие температуры позволяет получить та или иная смесь. Здесь необходимо привести некоторые общеизвестные теоретические положения физической химии, которые будут стоять в органической связи с нашими дальнейшими выводами. Имея в виду применение теории к водным растворам одного вещества, ограничимся рассмотрением смеси двух веществ, не вступающих в химическое соединение, смеси, не обладающей также свойством, затвердевая, сохранять свою однородность при любом составе, образуя так называемый твердый раствор.

Отложим на отрезке AB (рис. 1) весовое процентное содержание вещества A в смеси двух веществ — A и B . Точка A (0%)

изображает чистое вещество А, точка В (100%) — чистое вещество В. Отрезки *АС* и *BD* представляют в известном масштабе температуры плавления чистых веществ. Опыт показывает, что смесь, содержащая, скажем, небольшое количество вещества В, остается жидкой при температуре затвердевания вещества А („растворителя“). При дальнейшем охлаждении раствора при некоторой температуре начнется выделение растворителя в твердом виде. Отметим эти температуры для растворов разной концентрации. Если исходить из растворов, богатых растворенным веществом, то в процессе охлаждения при известной температуре будет начинаться выпадение твердого вещества В („растворенного вещества“). Отметим и эти температуры на рисунке. Нанесенные на чертеже точки образуют кривую, кото-

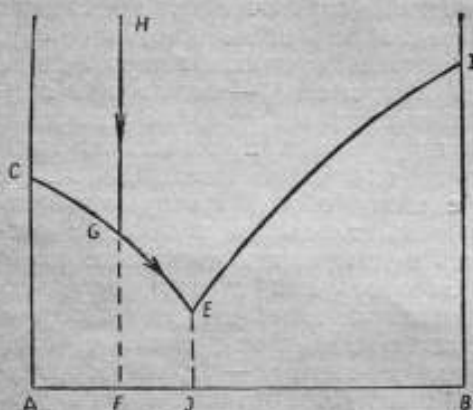


Рис. 1.

рая для водных растворов солей имеет типичный вид, указанный на нашем рисунке. Вдоль участка кривой *CE* происходит выделение вещества А, вдоль участка *DE* выделяется вещество В. Ветвь *CE* — криоскопическая кривая, ветвь *DE* — кривая насыщения раствора. В точке *E* обе ветви пересекаются, образуя точки излома на кривой.

Рассмотрим охлаждение раствора, первоначальная концентрация которого задана точкой *F*. При достижении температуры соответствующей точке *G* на кривой, начинается выделение в твердом виде вещества А. Эту температуру принято называть криоскопической температурой раствора. Концентрация раствора должна при выделении растворителя увеличиться и, если охлаждение будет продолжаться, увеличение концентрации будет сопровождаться понижением температуры всей смеси. Все явление можно описать, как переход от точки *G* к точке *E* по участку кривой левее точки *E*. Раствор, затвердевающий в конце всего процесса, имеет концентрацию, отмеченную точкой *I*. Раствор этой концентрации обладает свойством затвердевать нацело при неизменной температуре *IE*, образуя так называемый эвтектический сплав или эвтектику веществ А и В. Раствор произвольного, не эвтектического состава, отвердевает постепенно: выделение одного из составных веществ начинается при температуре *GF*, а при температуре *IE* процесс отвердевания заканчивается выделением эвтектики.

Обычно применяемая терминология является очень неудачной. Авторы технических руководств приводят таблицы температур затвердевания растворов. (См., например, справочник Комарова „Холод“, т. I, стр. 354—361, изд. 1934 г. или Руководство по холодильным машинам Цыдзика и Иоэлсона. В книге „Холодильная техника“, являющейся переводом Refrigerating Data Book, в некоторых таблицах принята более правильная терминология: „температура начала замерзания раствора“). Термин „температура затвердевания раствора такой-то концентрации“ заставляет поверхностного и неискушенного читателя предполагать, что растворы различных концентраций затвердевают при каких-то определенных температурах. В „Курсе физики“ проф. О. Д. Хвольсона [8] можно встретить ссылку на старую работу Coleman'a [9],

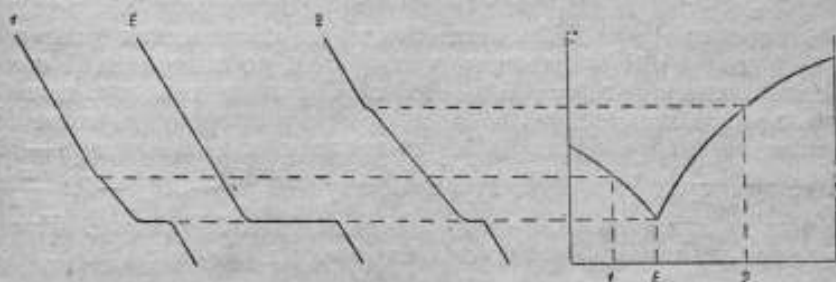


Рис. 2.

которому якобы удалось подобрать смеси глицерина с водой, плавящиеся при определенных температурах от 0 до -37° . Оригинальную работу Coleman'a достать не удалось, но, очевидно, здесь мы имеем дело с подобным же примером неясной терминологии. На самом же деле при так называемой „температуре затвердевания или плавления раствора“ он может находиться в равновесии с любым количеством чистого растворителя в твердом виде. При охлаждении раствора с этой криоскопической температуры начинается, если не будет переохлаждения, выделение одного из веществ в твердом виде, и на кривой охлаждения появляется излом, так как скорость понижения температуры уменьшается за счет освобождения скрытой теплоты при переходе этого вещества в твердое состояние. На рис. 2 приведены кривые охлаждения для трех различных растворов. Кривые охлаждения растворов не эвтектического состава отличаются положением точки излома. В процессе отвердевания этих растворов изменение концентрации и понижение температуры с замедленной скоростью идут параллельно друг другу. В конце каждой кривой наблюдается „площадка“ при температуре затвердевания эвтектики. Кривая охлаждения эвтектического раствора имеет

у себя только одну большую площадку и в этом отношении ничем не отличается от кривой охлаждения чистого жидкого вещества.

Разберем конкретный численный пример, пользуясь приближенными числами и упрощенными допущениями при подсчетах. Пусть мы имеем дело с охлаждением 1000 г 10%-го раствора хлористого натрия. Выделение льда из раствора начнется при -7° , процесс замерзания закончится образованием эвтектики при температуре $-21,1^\circ$. Состав эвтектики—22,4% NaCl и 77,6% воды, т. е. на весовую единицу соли в эвтектическом льде приходится 3,46 весовых единиц воды. В нашем случае образуется 446 г эвтектического льда. Принимая скрытую теплоту образования эвтектики, по данным Landolt-Börnstein'a [5], равной $55,4 \frac{\text{кал}}{\text{г}}$, вычислим скрытую теплоту образования 446 г эвтектического льда в 25200 кал. Во время охлаждения раствора от -7° до $-21,1^\circ$ выделяется чистый лед, не содержащий соли, в количестве 554 г (= 900 г — 346 г). Скрытую теплоту, связанную с образованием водного льда при температурах ниже 0° , оценим грубо, умножая скрытую теплоту плавления при -14° (т. е. при средней температуре между -7 и -21°) $-72 \frac{\text{кал}}{\text{г}}$ на общую массу льда¹. В результате получим 39900 кал. Пусть раствор охлаждается при условии неизменной скорости отвода тепла $-3000 \frac{\text{кал}}{\text{мин}}$. При таком допущении до температуры -7° скорость охлаждения составляет 3° в минуту (исходя из значения теплоемкости $0,9 \frac{\text{кал}}{\text{г. град}}$) с момента начала выделения льда до начала образования эвтектики скорость охлаждения будет составлять 1° в минуту и, в конце, плащдику эвтектической точки будет продолжаться около 8 минут.

Если мы поставим в подобные же условия охлаждения раствор эвтектического состава, то „площадка“ будет длиться около 19 минут.

Разобранный пример убеждает в преимуществе смесей эвтектического состава (подобные смеси, в которых одним из смешиваемых веществ является вода в твердом или жидком виде,

¹ По мере понижения температуры плавления скрытая теплота плавления уменьшается. Термодинамика дает следующую формулу для производной $\frac{dL_{пл}}{dT}$:

$$\frac{dL_{пл}}{dT} = (c_{ж}) \rho - (c_{т}) \rho - \frac{L_{пл}}{v_{ж} - v_{т}} \left(\frac{dv_{ж}}{dT} - \frac{dv_{т}}{dT} \right) + \frac{L_{пл}}{T_{пл}}$$

где $(c) \rho$ — теплоемкость при постоянном давлении, v — удельный объем, $L_{пл}$ — скрытая теплота плавления, $T_{пл}$ — абс. температура точки плавления. Индексы „ж“ и „т“ относятся, соответственно, к жидкой и твердой фазе. Вычисления теплоты плавления льда при разных температурах в интервале от 0 до -20° , с использованием имеющегося эмпирического материала были сделаны Гессом (Hess) в 1904 г.

принято также называть криогидратами или криогидратными смесями). При применении таких смесей наблюдается максимальное выделение скрытой теплоты при эвтектической температуре, и, кроме того, при правильной постановке опыта постоянство температуры обеспечивается равенством концентрации жидкой и твердой фазы и неизменностью ее во время всего процесса отвердевания или плавления. Получить же любую заданную температуру равновесия между жидким раствором и одним из веществ в твердом виде значительно труднее, точнее говоря, труднее ее использовать, так как при притоке тепла извне (например, при погружении в смесь какого-нибудь объекта) твердая фаза уменьшается в своем количестве, концентрация изменяется, температура равновесия также изменяется. С этим изменением температуры или приходится мириться или же приходится компенсировать изменение концентрации непрерывным добавлением нужного вещества, предварительно охлажденного вспомогательным источником холода до той температуры, которую желают поддержать. Ригардс и Джэксон (Richards and Jackson) в одной из своих статей ([10], см. также [11]) обращают внимание на разногласия в числовых данных, полученных разными наблюдателями при измерениях понижения температуры замерзания водных растворов. Причина этих разногласий заключается, по мнению авторов, между прочим, в том, что разные наблюдатели пользуются разными термометрами, у которых в разных точках шкалы ниже 0° могут быть неодинаковые поправки. Чтобы исключить ошибки градуировки, чтобы избежать совпадения показаний различных термометров при одной и той же температуре („во всем мире“, по буквальному их выражению), авторы предлагают свой новый, очень простой метод градуировки термометров в области температур ниже нуля, который позволяет найти поправку в любой точке шкалы. Этот метод заключается в понижении температуры смеси воды и льда при помощи подливания соляной кислоты. Химический анализ образца раствора, взятого пипеткой около резервуара поверяемого термометра, позволяет найти истинную температуру смеси в любой момент времени по заранее начерченной кривой понижения температуры в смесях льда и соляной кислоты. Зная истинную температуру, легко вычислить поправку к показаниям готового термометра или сделать отметку, необходимую для градуировки вновь изготовляемого термометра. Способ Ригардса и Джэксона очень непрактичен, так как требует больших предосторожностей (предварительное охлаждение погружаемых в смесь объектов до той же примерно температуры и т. п.), а достичь постоянства температуры по этому способу тем более трудно, что равновесие в любой точке криоскопической кривой (кроме эвтектической) является неустойчивым.

Непрактично также пользоваться смесями воды и солей. При растворении соли температура понижается за счет поглощения

от раствора теплоты разведения, но для длительного поддержания постоянной температуры пришлось бы пользоваться приточным методом, когда раствор изготавливается во все время поддержания постоянной температуры за счет притока новых количеств веществ. Такой метод предполагает или циркуляцию веществ — разведения с последующим выпариванием, — или большой расход их для проведения скромного опыта. Мы поэтому не останавливаемся на этих смесях, которые могут быть полезны в некоторых случаях, когда приток тепла очень мал (когда, например, не требуется вносить новые объекты в охлаждающую среду). Для термометрических целей сличения термометров в какой-либо определенной точке эти смеси не годятся, так как здесь как раз приходится все время вносить новые объекты. При всех термометрических работах надо всегда пользоваться криогидратными точками. Практически криогидратные точки можно осуществлять в трех различных вариантах:

- 1) как точку плавления смеси веществ,
- 2) как точку затвердевания криогидратного раствора и
- 3) как точку плавления криогидратного льда.

Чаще всего пользуются точкой плавления смеси веществ. Для опыта надо смешать между собой выбранные вещества в сосуде, хорошо защищающем смесь от притока тепла извне. Лучше всего пользоваться сосудами Дьюара, хотя при этом бывают случаи разрыва сосуда в результате смерзания отдельных льдинок плохо перемешанной смеси.

Нужно различать две разновидности приготовления смеси — сухой и мокрый способ. Сухой способ, пожалуй, теоретически, лучший из них, но он трудно осуществим на практике, так как смешение раздробленных в мелкий порошок твердых веществ надо по этому способу произвести при температуре ниже криогидратной точки и, значит, надо располагать каким-то побочным мощным источником холода. Чем лучше произведено смешение, тем лучше результаты, но, конечно, воспроизвести искусственно структуру эвтектического льда простым смешением не удастся. В зимнее время можно приблизиться к сухому способу, пользуясь естественным холодом для предварительного охлаждения составных частей смеси перед смешением. Так поступал, например, Цвергер (Zwenger) [12].

Мокрый способ не требует предварительного охлаждения составных частей до такой низкой температуры. Здесь довольствуются охлаждением, доступным по условиям опыта: охлаждают сосуд и соль до 0° или же обходятся без всяких забот о предварительном охлаждении. При смешении лед сразу начинает плавиться, и смесь получается мокрой. Каким бы тщательно измельченным льдом ни пользоваться — смесь всегда получает грубокомковатую структуру. Это объясняется тем, что нельзя сразу достичь идеального смешения: глыбки чистого льда смерзаются при понижении температуры, вызванном действием соли

на другие, соседние, глыбки. Часть соли падает на дно и образует осадок в жидкости, скопляющейся внизу. Нужно тщательное перемешивание, желателен избыток соли. Укладывая смесь в дьюаровский сосуд, нужно помнить, что плохо перемешанная смесь может вызвать разрыв сосуда.

Мокрый способ, применявшийся для поверок термометров в PTR в 1902 г., описан в статье Grützmacher'a „Apparat für Kältemischungen" (статья из серии, под общим заглавием „Neuere Thermostaten" [13]). Автор указывает, что получить хорошие результаты при механическом перемешивании смеси было нелегко. Смесь расслаивается на три слоя; внизу на дне осаждается нерастворившаяся соль, в середине собирается жидкость, а лед плавает на поверхности жидкости. Мешалка в виде сита с круглыми отверстиями, двигавшаяся возвратно-поступательно, и мешалка с клапанами для вовлечения смеси в принудительную циркуляцию не дали удовлетворительных результатов, так как они перемешивали только жидкую часть смеси, а не всю смесь. Окончательная конструкция термостата устроена по типу обычной водяной ванны для поверок и отличается от нее только двумя добавочными деталями. По дну ходит шабер из двух толстых латунных полос для перемешивания соли, а в верхней части, над выходом струи жидкости из направляющего цилиндра, вращается крыльчатка с радиальными крыльями. Эта крыльчатка служит для отбрасывания плавающих льдинок к стенкам термостата. Жидкость перемешивается, как обычно, пропеллерной мешалкой. С таким термостатом были получены хорошие результаты: температура в смеси за $2\frac{1}{4}$ часа изменилась только на $0,022^\circ$, за $3\frac{1}{4}$ часа — на $0,085^\circ$ (см. доклад Wiebe [14], где он также говорит о постоянстве температуры часами с точностью немногих сотых градуса).

Холодильная смесь льда с хлористым натрием очень часто применялась в лаборатории низких температур ВНИИМ. Для приготовления смеси пользовались мелкой столовой солью, смешиваемой со льдом в отношении 1:3,3 (на 100 г льда берется 30 г соли). Смешение производилось в большой фарфоровой чаше при комнатной температуре. Образующаяся при смешении жидкая каша отбрасывается прочь при засыпке готовой смеси в дьюаровский сосуд. В свежеприготовленной смеси неравномерность распределения температуры определяется неравномерностью распределения соли между кусочками льда. При самом тщательном смешении и тщательной укладке готовой смеси в дьюаровский сосуд трудно избежать разностей температур порядка десятых долей градуса. Можно, однако, пользуясь металлическими блоками или металлическими колпачками, надеваемыми на конец измерительного прибора, получить некоторое усредненное значение температуры. По мере таяния льда и накопления воды смесь начинает расслаиваться, лед всплывает наверх, нерастворившаяся же соль осаждается на дне. При наступившем расслаивании не-

разн^омерность распределения температуры резко увеличивается. Разности температур в разных местах смеси могут, по наблюдениям автора, доходить до 5°. В подобных случаях смесь надо заменять новой, так как ручное перемешивание здесь бессильно.

В табл. 1 приводятся некоторые цифры, полученные при измерении температуры свежей сухой смеси эталонным платиновым термометром сопротивления с медным кожухом на конце. Кожух имеет двойное назначение: как отмечалось выше, он „усредняет“ значение измеряемой температуры и, кроме того, он ограждает ценный прибор от поломки. Смесь всегда имеет

Таблица 1

Температура смеси льда с хлористым натрием

Опыт А		Опыт В	
Время	Температура, °С	Время	Температура, °С
I серия		I серия	
14 час. 58 мин.	-21,112	11 час. 47 мин.	-21,114
15 „ 11 „	-21,107	— 59 „	-21,114
— 20 „	-21,107	— 55 „	-21,114
— 29 „	-21,105	12 час. 05 „	-21,112
— 37 „	-21,103	— 09 „	-21,107
		— 14 „	-21,105
	Ср.—21,107	— 20 „	-21,103
			Ср.—21,110
II серия		II серия	
— 50 мин.	-21,134	— 34 мин.	-21,119
16 час. 00 „	-21,132	— 38 „	-21,119
— 08 „	-21,132	— 45 „	-21,116
— 14 „	-21,130	— 50 „	-21,114
		— 57 „	-21,112
	Ср.—21,132	13 час. 04 „	-21,107
			Ср.—21,115
III серия		III серия	
— 30 мин.	-21,136	— 55 мин.	-21,107
— 40 „	-21,135	14 час. 03 „	-21,107
— 47 „	-21,134	— 10 „	-21,107
— 54 „	-21,134	— 14 „	-21,105
		— 21 „	-21,105
	Ср.—21,132	— 25 „	-21,101
			Ср.—21,105

Примечание. В промежутках между сериями смесь подвергалась перемешиванию.

грубокомковатую структуру, и в подобную смесь погружать эталонный прибор без защиты было бы очень опасно.

Полученные результаты достаточно хороши, чтобы оправдать применение смеси в некоторых случаях, однако всегда надо располагать образцовым прибором для контроля ее температуры (см., например, скачок на $0,03^\circ$ между I и II сериями в опыте А).

Точками затвердевания криогидратных растворов и точками плавления криогидратных льдов пользуются сравнительно редко, хотя сама идея их применения выдвигалась в разное время разными исследователями Хенинг ([4] стр. 226) ссылается на Ролофа (Roloff) [15], предложившего точки затвердевания криогидратных растворов в качестве реперных точек термометрии низких температур. Французский ученый Понсо (A. Ponsot) в специальной заметке о применении криогидратов [16], писал, что „криогидратные льды можно было бы применять так же, как и чистый лед“ (очень интересное описание криоскопических работ Ponsot, натолкнувших его на эту мысль, можно найти в [17]).

В 1915 г. Хенинг ([4] стр. 242) указывает, однако, на то, что точки затвердевания криогидратов не играли до сих пор заметной роли.

В более позднее время — в 1930 г. — Редлих и Лефлер (Redlich u Löfler) [21] воспользовались эвтектической точкой водного раствора хлористого калия для градуировки термометра. Результаты измерений температуры затвердевания при помощи платинового термометра сопротивления дали прекрасные результаты: наблюдения, сделанные в разные дни, совпадают с точностью до 2—3 тысячных долей градуса. Окончательный результат измерений — $10,6455^\circ$ со средней ошибкой $0,0025^\circ$. Эти результаты настолько хороши, что они невольно наводят на мысль о том, что криогидраты могли бы играть в термометрии большую роль, чем они играли до сих пор. Для термометрии низких температур очень важно располагать легко воспроизводимыми вторичными реперными точками. Поиски таких точек производились, например, в области от 0° до -160° Тиммермансом (Timmermans), который в ряде работ (1911, 1924 и 1928 гг., см., соответственно, [18], [19], [20]) сообщил результаты своих определений точек затвердевания органических жидкостей. Эти жидкости довольно трудно получать в чистом виде, перед употреблением они требуют обезвоживания и, кроме того, большинство из них имеет незначительную скрытую теплоту плавления. В области умеренных низких температур — от 0° до -86° (эвтектика соляной кислоты) — криогидратные растворы могли бы соперничать с органическими жидкостями. Во всяком случае этот вопрос нуждается, конечно, в специальных исследованиях. Криогидраты имеют то преимущество, что поглощение влаги из воздуха, неизбежное при низких температурах, влияет только на часть кривой охлаждения, примыкающую к площадке, не смещая ее положения.

В лаборатории низких температур были осуществлены эвтек-

тические точки затвердевания и плавление хлористого калия и хлористого натрия.

Раствор хлористого калия готовился по рецепту Родбуша (Rodebush), которым пользовались также Редлих и Лефлер [21]: на 100 г воды бралось 24,3 г соли. Для получения криогидратного льда применялся медный цилиндр, внутренняя поверхность которого всякий раз перед опытом тщательно очищалась. Цилиндр погружался в охлаждающую среду — холодильную смесь или спирт, охлажденный твердой углекислотой до температуры около -20° . При таких условиях опыта лед на стенках цилиндра нарастает очень быстро. Для создания более тесного соприкосновения твердой и жидкой фаз лед при замерзании соскабливался со стенок фарфоровым шпателем. Когда оставшийся жидкий раствор принимал молочнобелый цвет от плававших в нем кусочков эвтектики, в него погружалась термомпара. После наблюдения точки затвердевания, для измерений температуры плавления, медный цилиндр с замороженной термомпарой ставился внутрь большого фарфорового кувшина. Пространство между стенками цилиндра и кувшина было заполнено несколькими слоями асбеста. В табл. 2 приводятся результаты двух опытов, относящиеся к двум разным образцам хлористого калия. Обращает на себя внимание тот факт, что температуры затвердевания и плавления этих образцов отличаются на значительную величину. Интересно также отметить то обстоятельство, что температура точки затвердевания первого образца лежит ближе к цифре, указанной в таблицах Landolt-Börnstein [5] на основании старых наблюдений, $-11,1^{\circ}$, чем к цифрам Родбуша ($-10,66^{\circ}$) и Редлиха и Лефлера ($-10,64^{\circ}$). Причина такого расхождения, вероятно, заключается в недостаточной чистоте хлористого калия, имевшегося в нашем распоряжении.

Таблица 2

Криогидратный раствор хлористого калия

Опыт А. Затвердевание		Опыт В. Плавление	
Время	Температура, $^{\circ}\text{C}$	Время	Температура, $^{\circ}\text{C}$
16 час. 15 мин.	$-11,10$	16 час. 00 мин.	$-10,84$
— 30	$-11,10$	— 30	$-10,80$
— 25	$-11,05$	17 00	$-10,81$
— 42	$-11,05$	— 30	$-10,81$
— 50	$-11,05$	— 40	$-10,81$

Примечание. Приведенные в таблице наблюдения охватывают только „площадку“ на кривой охлаждения или нагревания. В моменты времени, примыкающие к площадке, температура резко изменяется. Оба опыта произведены с двумя разными образцами химически чистого хлористого калия отечественного производства.

В процессе работ выяснилось, что практичнее и надежнее пользоваться точкой плавления криогидратного льда. Приготовляя лед замораживанием раствора, важно перемешивать раствор, особенно в первые моменты образования льда. Температура в толще плавящегося криогидратного льда постоянна до нескольких сотых градуса.

Криогидратный раствор хлористого натрия был использован в 1938 г. по предложению автора [23] для работ, проводившихся инж. П. Ф. Костюковым в аэрогидрометрической лаборатории ВНИИМ, связанных с длительным выдерживанием исследуемых приборов при низких температурах.

Прибор, созданный для этой работы, изображен на рис. 3. Пространство между стенками рабочего объема и наружной изоляцией заливается криогидратным раствором, охлаждаемым потоком жидкого воздуха до полного затвердевания. D — сосуд Дьюара, находящийся в напорном баке.¹ Жидкий воздух вытесняется в бифилярно свитый змеевик. С этой целью в напорном баке поддерживается избыточное давление $(0,3-0,4 \frac{\text{кг}}{\text{см}^2})$ при помощи баллона с сжатым воздухом B_1 и манодетандера M_1 . Давление в напорном баке контролируется манометром M_2 . Обычно вскоре после начала прохождения жидкого воздуха через змеевик давление начинает нарастать,² и баллон можно закрыть. В случае необходимости остановить нарастание давления включается ртутный или водяной ограничитель. Назначение остальных деталей установки ясно из рассмотрения чертежа. При расходе 18—20 л жидкого воздуха этот примитивный прибор позволял поддерживать постоянную температуру около -20° в течение примерно 12 часов.

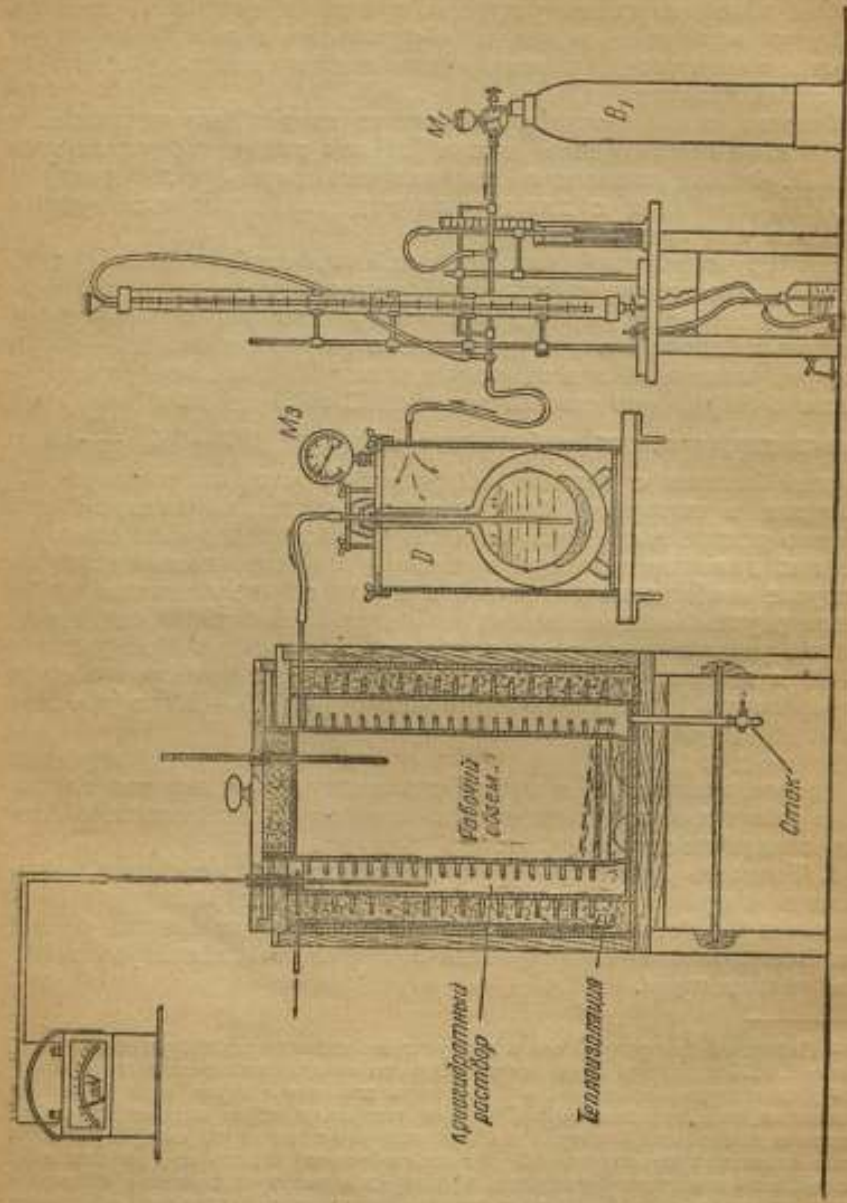
Выводы.

На основании опытов автора с холодильными смесями хлористого калия и хлористого натрия и их эвтектиками можно сделать следующие заключения:

1. Точность воспроизведения температуры смеси колеблется в очень широких пределах (\pm целые градусы) и зависит от 2 основных факторов: чистоты материалов и тщательности смешения. Всегда надо контролировать получаемую температуру хорошим термометром.

¹ Напорный бак разработан в лаборатории низких температур, по предложению И. Р. Лепина, для переливания жидкого воздуха из стеклянных дьюаров.

² Давление нарастает потому, что часть жидкого воздуха, испарившегося в змеевике, возвращается в газообразном состоянии через питающую трубку обратно в дьюаровский сосуд. В течение жидкого воздуха по змеевику наблюдается известная периодичность. Толчки сменяются затишьем. Причины этих явлений, быть может аналогичных в некотором отношении явлениям, наблюдаемым у гейзеров, достойны более детального анализа. В довольно обширном обзоре литературы, имеющемся в книге Шемкина и Михалева [24], охватывающем 925 работ, не указано ни одной работы, посвященной периодичности кипения сжатых газов.



Приспособление
к раствору

Термометр

Рабочий
сосуд

Отток

Рис. 3.

2. Легче всего получить удовлетворительные результаты, в смысле постоянства и равномерности распределения температуры, в смеси, бедной жидкостью. Необходимо смесь помещать в дюаровский сосуд и по возможности уменьшать подвод тепла через охлаждаемые объекты. Равномерность распределения температур определяется равномерностью распределения соли между кусками льда.

3. Смесь, богатая жидкостью, никогда не дает удовлетворительных результатов при ручном перемешивании.

4. Для получения более надежных результатов выгодно пользоваться металлическими блоками, погруженными в смесь.

5. При наблюдении точки затвердевания криогидратного раствора надо отщеплять куски образующегося льда и примешивать их к раствору. Это способствует равномерности распределения температур в растворе и однородности получающегося льда.

6. Точка плавления криогидратного льда позволяет получать постоянство температуры, достаточное для технических приложений без особых хлопот, если только охлаждаемый объект будет „соединен“ хорошими проводниками тепла с большой массой плавящегося льда.

ЛИТЕРАТУРА

1. Оствальд-Лютер-Друкер. Физико-химические измерения. Том I, стр. 93—94 (1934).
2. Попов М. М. Термометрия и калориметрия. Стр. 223—224 (1934).
3. Справочник физических, химических и технологических величин (перевод International Critical Tables). Приложение к „Советской технической энциклопедии“, том I, стр. 76; т. 6, стр. 385. (1927—1933).
4. Henning. Die Grundlagen, Methoden u. Ergebnisse d. Temperaturmessung. S. 225—226, 242—243 (1915).
5. Landolt-Börnstein Physikalisch-Chemische Tabellen. 5-te Aufl. Основные тома I, 626—629; II 132; (1923—1936). Дополнит. тома I, 793; II, 342—343; II, 1288, 1477; III, 485—525.
6. Kapoli. The production of cold. Journ. of the opt. Soc. of Am. 9,411 (1924).
7. Noack A new freezing mixture. Ind. Eng. Chem. 21,1001 (1929).
8. Курс физики. Том III, 3 изд.; 2 глава, § 11, в. V, стр. 49 (1923).
9. Coleman. Proc. Phil. Soc. Glasgow 15, p. 94 (1884).
10. Richards and Jackson. Eine neue Methode der Eichung von Thermometern unter 0°. ZS. phys. Chemie. 56, 1362 (1906).
11. Richards. Die Gefrierpunkte verdünnter Lösungen. ZS. phys. Chem. 44,563 (1903).
12. Zwetger. Ueber Kältemischungen und die in denselben verbrauchten Wärmemengen. (1881).
13. Grützacher. Apparat für Kältemischungen. Deutsche Mech. Zeitung. 1,194 (1902).
14. Wiebe. Ueber Erzeugung u. Messung tiefer Temper. Deut. Mech. Zeitung 1,231—232 (1902).
15. Roloff ZS f. phys. Chemie 18, 572—584 (1895) [4].
16. Ponsot. Remarques sur l'emploi des cryohydrates. C. R. 129,98 (1899).
17. Ponsot. Recherches sur la congélation des solutions aqueuses étendues. Ann. chim. et phys. 7(X), 79 (1897).

18. Timmermans J. Bull. de la Soc. chim. Belg. 25,300 (1911) [4].
19. Timmermans J. Rapport sur la température de congélation de Substances organiques capables de servir de réères pour l'échelle des basses températures. Suppl. N 51 b to Leiden Comm. NN 169-180.
20. Timmermans J. Deuxième rapport etc. Suppl. N 64 a to Leiden. Comm. NN 181-192.
21. Redlich u. Löffler. Neue Temperaturfixpunkte. ZS f. Elektrot. 36, 716 (1930).
22. Rodebush, Journ. Am. Chem. Soc. 40, 1204 (1918) [21].
23. Пилипчук. Криокамера для испытания технических приборов. Отчет за 1938.
24. Немякин и Михалева. Физико-химические периодические процессы (1938).

А. Н. БОЙКО

РАДИАЦИОННЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ТЕМПЕРАТУР

§ 1. Основы метода

По величине полного излучения нагретой поверхности в технике давно измеряют температуры от 600 до 1800° и выше. Приборы носят наименование пирометров суммарной радиации. Наши заводы выпускают аналогичные приборы под названием «радиационных пирометров». На приемную поверхность вычерненных сплав термопар фокусируется линзами или сферическими зеркалами изображение нагретого источника, отсчет ведется по показаниям милливольтметра. Градуировка делается путем наводки прибора на внутренность специальной печи с известной температурой, осуществляющей также условия абсолютно черного излучателя. В нужных случаях при практических измерениях вводится поправка на неполную черноту измеряемой поверхности.

Ниже речь будет идти об аналогичных приборах для сравнительно низких температур, порядка комнатных ($10-25^{\circ}$ С), или температур человеческой кожи ($25-40^{\circ}$ С). Пока они составляют предмет экспериментальных исследований и не изготавлиются в промышленном масштабе. Существует потребность в измерителях и для более высоких поверхностных температур—от 100 до 600° , не перекрываемых существующими радиационными пирометрами, например в технике сушки керамических заготовок при помощи радиационных ламп и температур горячих излучающих панелей в отопительном деле. Но упомянутый пробел еще ничем не заполнен.

Все теоретические основы, на которых строятся пирометры суммарной радиации для температур $600-1800^{\circ}$ С [1], применимы также к измерительным приборам для излучений при $25-40^{\circ}$ С, с тем отличием, однако, что здесь мы находимся целиком в области невидимых инфракрасных излучений. Части прибора непрерывно обмениваются излучением с исследуемой поверхностью и со всеми предметами в комнате. Измеряемая температура поверхности всего лишь на несколько градусов выше, чем у других предметов в комнате, а иногда и ниже. Температурный измеритель приобретает все черты актинометрического прибора и по праву носит наименование радиометра (измерителя радиации).

Измерительный процесс одновременно определяет две физические величины: температуру поверхности и ее излучение. Основные черты конструкции всякого радиометра: 1) система плоских вычеряенных термопар из очень тонких ленточек или пластинок, 2) концентратор лучей в виде конического отражающего зеркала в оправе прибора, как показано на рис. 1. Холодные спай термопар заделаны в корпус прибора или только закрапированы конусом от падающей радиации. Концентрация лучей на термоспай необходима ввиду малых величин излучения при умеренных (комнатных) температурах.

Хорошо полированное коническое зеркало может увеличить концентрацию лучей в 10—15 раз. Располагая два-три десятка термоспаяв перед отверстием конуса, можно получить термоэлектродвижущую силу порядка 0,5 мВ при поднесении прибора к человеческому телу.

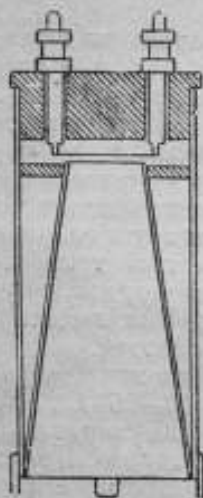


Рис. 1. Радиометр с коническим зеркалом.

Переход от видимых лучей в невидимую инфракрасную область меняет в корне наши обычные представления о „белых“ и „черных“ цветах. Большинство белых по цвету веществ, таких, как белая бумага, белые ткани, известковая и гипсовая штукатурка, светлые краски, дерево, фарфор, эмаль, вода, белая человеческая кожа, поглощают и испускают инфракрасную радиацию наивысшей черноты. Их излучение и количественно и качественно очень близко (разница в отдельных случаях 1—5%) к излучению теоретического абсолютно черного тела (замкнутая полость с малым отверстием), при тех же температурах. Одновременно это означает, что их излучение по своей структуре является диффузным и с достаточным приближением подчиняется закону Ламберта (закон косинусов).

Окраска этих веществ в любые добавочные цвета, в том числе и в черный, не вносит существенных изменений в их излучательную способность в инфракрасной области. Исключения составляют металлы с полированной блестящей поверхностью. Они заметно отступают от закона Ламберта, их излучательная способность при полировке падает до весьма малой величины в 4—8% от абсолютно черного тела (см. табл. 1).

Поверхности шероховатого и пористого строения, например, сильно окисленные металлические поверхности, представляют собрание микроскопических полостей, и в силу этого их излучательная способность приближается по величине к излучению черного тела (порядка 60—80%), и структура излучения носит диффузный характер.

Человеческую кожу следует рассматривать, как пористую

Таблица 1

Полная энергетическая испускательная способность ϵ , различных материалов в долях испускательной способности абсолютно черного тела, принятой за единицу.

Материалы и свойство поверхности	ϵ
Абсолютно черное тело	1,00
Сажа	0,98—0,99
Платиновая чернь	0,97—0,99
Человеческая кожа	0,95—0,99
Асбестовый сланец, шероховатый	0,96
Бумага белая, гладкая	0,94
Стекло гладкое	0,94
Эбонит гладкий, черный	0,94
Кирич красный, гладкий	0,93
Кровельный картон	0,91
Гипс	0,90
Лаковые покрытия, разно-окрашенные, среднее	0,90
Белая эмаль на железе	0,90
Дуб строганный	0,90
Стальная жель с окисленной пленкой	0,82
Чугун, пленка шероховатая	0,82
Чугун, пленка гладкая	0,80
Железная жель, взржавленная	0,68
Чугун свежеработанный	0,44
Алюминиевая краска с цапном	0,40
Жель, оцинкованная старая	0,28
Железная жель, очищенная наждаком	0,25
Латунь с грубообработанной поверхностью	0,07
Жель оцинкованная, блестящая	0,06
Жель никелированная и полированная	0,06
Латунь полированная	0,05
Алюминий полированный	0,05
Медь полированная	0,04

и оптически мутную среду, дающую диффузное излучение с поверхности и с небольших глубин порядка 0,5—2 мм. По исследованиям Харди [2, 3, 4, 5], излучательная способность кожи лишь на 1% меньше излучательной способности черного тела, а по данным других авторов, отступление достигает 5%.

Радиометры для невысоких поверхностных температур строятся, как измерители диффузной радиации, что определяет их конструктивные особенности и расчеты при градуировке. Приборы этого типа, градуированные по излучению черного тела, нельзя применять для измерения направленных излучений, например, солнечной радиации, представляющей поток почти параллельных лучей (видимый диаметр солнечного диска порядка 30—32 минут). Наоборот, такие приборы пригодны для измерения рассеянной радиации небесного свода, излучений и отражений от почвы и от других поверхностей (измерения альбедо).

Связь между температурой T_1 излучающей поверхности и температурой T_2 приемной поверхности прибора, каждая из которых излучает по закону Стефана-Больцмана пропорционально четвертой степени абсолютной температуры, определяется уравнением лучистого теплообмена между ними:

$$Q = K_1 \varepsilon_1 \sigma T_1^4 - K_2 \varepsilon_2 \sigma T_2^4,$$

где Q — интенсивность лучистого теплообмена;
 T_1 и T_2 — абсолютные температуры поверхностей;
 K_1 и K_2 — коэффициенты, учитывающие геометрические факторы (размеры и взаимное расположение поверхностей);
 ε_1 и ε_2 — излучательные способности поверхностей в инфракрасной области;
 σ — постоянная интегрального излучения абсолютно черного тела, равная $5,67 \cdot 10^{-5} \text{ эрг} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{град}^{-4} = 0,814 \cdot 10^{-10} \text{ кал} \cdot \text{мин}^{-1} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{град}^{-4}$ [6].

Путем приведения показаний радиометра непосредственно к излучению абсолютно черного тела удается исключить из рассмотрения геометрические факторы K_1 и K_2 , а также коэффициенты ε_1 и ε_2 , так как поглощательная способность черного тела равна единице. Связь отклонения гальванометра α с величиной теплообмена Q может быть выражена более простой формулой:

$$Q = \alpha \cdot m = \sigma(T_1^4 - T_2^4),$$

где m — градуировочная постоянная гальванометра, учитывающая все виды тепловых потерь радиометра.

Диффузный характер инфракрасного излучения поверхностей и применимость к нему закона Ламберта позволяют считать энергетическую яркость излучения B (угловую плотность лучистой энергии с единицы проекции источника на данное направление) одинаковой в любом направлении. Поэтому энергетическая светимость поверхности R в инфракрасной области соответствует полному полусферическому излучению, выражаемому постоянной σ в уравнении Стефана Больцмана, помноженной на T^4 , и связана с яркостью простым соотношением:

$$R = \pi B = \sigma T^4, \quad B = \frac{\sigma T^4}{\pi}.$$

В простейшем случае радиометра без концентрирующего зеркала мощность лучистого теплообмена между двумя параллельными черными поверхностями (кругами) может быть подсчитана по формуле:

$$Q = \frac{\sigma}{\pi} (T_1^4 - T_2^4) \frac{S_1 S_2}{l^2} \left(1 - \frac{a^2 + b^2}{l^2} \right),$$

где

a и b — радиусы излучающей и воспринимающей поверхностей;

S_1 и S_2 — их площади;

l — расстояние между ними.

Зеркало вносит осложнение в расчеты помимо потерь на отражение. Оно направляет на поверхность термобатареи дополнительное количество лучей. С другой стороны, термобатарея находится в лучистом теплообмене не только с излучающей поверхностью, но с зеркалом и со всеми частями прибора, теряет часть тепла путем теплопроводности в сторону холодных спаев и путем конвекции через воздух.

Необходимость в составлении аналитического выражения, которое охватывало бы все стороны теплообмена, может быть обойдена, если мы будем во время градуировки и во время измерений ставить прибор в такие условия, чтобы излучающие поверхности полностью перекрывали рабочий угол прибора и находились на одинаковом расстоянии от него.

Радиометр в таком случае превращается в вспомогательный прибор, позволяющий сравнивать излучение данной поверхности с излучением абсолютно черного тела.

Перенос измерения на тела „серые“, излучательная способность которых меньше, чем у абсолютно черного тела, мы будем получать не истинную температуру поверхности, а кажущуюся или радиационную температуру. Радиационная температура T_R в градусах Кельвина связана с истинной температурой T и с суммарной испускательной способностью серого тела ϵ , соотношением:

$$T_R = \sqrt[4]{\epsilon(T^4 - T_0^4) + T_0^4}$$

где T_0 — температура приемника.

Определение радиометром излучательной способности серых тел может иметь самостоятельный практический интерес.

§ 2. Концентрирование диффузного потока

Малая интенсивность излучения в области температур 20—40° С, не превышающая долей калорин в минуту с квадратного сантиметра, заставляет прибегать к концентрированию лучей при помощи оптических приспособлений. Полезная роль кони-

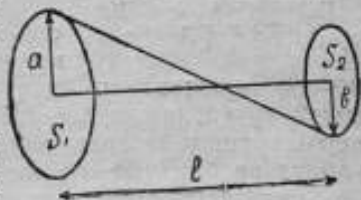


Рис. 2. Теплообмен между двумя параллельными поверхностями.

ческих и цилиндрических зеркал определяется геометрической структурой диффузного потока лучей.

Диффузное излучение имеет наибольшую интенсивность в направлении внешней нормали к поверхности. В других направлениях излучение уменьшается пропорционально косинусу угла с нормалью (закон косинусов):

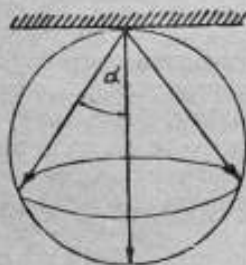


Рис. 3. Диаграмма распределения диффузного излучения.

$$I_{\alpha} = I_0 \cos \alpha.$$

Диаграммой пространственного распределения лучей служит шаровая поверхность, соприкасающаяся с излучающей поверхностью, а в плоском сечении — круг, как показано на рис. 3.

Величина потока в конусе лучей, ограниченном углом α с нормалью, пропорциональна $\sin^2 \alpha$ [7] и дана в табл. 2.

Поднося радиометр без оптических приспособлений к диффузно излучающей поверхности, как показано на рис. 4, мы

можем использовать для нагрева термометра лишь небольшой конус лучей, ограниченный входной диафрагмой наверху и размерами термометра внизу. Лучи более косых направлений упадут на боковые стенки прибора и будут ими поглощены.

Коническое зеркало позволяет путем отражений направить на термометраею дополнительное количество лучей косых направле-

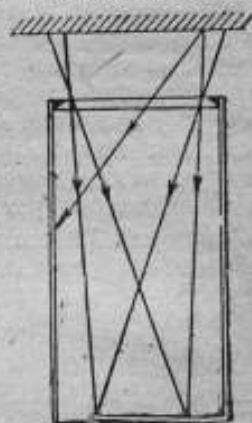


Рис. 4. Ход лучей в радиометре без зеркал.

Таблица 2

Угол конуса лучей	Величина потока	Угол конуса лучей	Величина потока
0	—		
3	0,008	50	0,587
10	0,030	55	0,671
15	0,067	60	0,750
20	0,117	65	0,821
25	0,179	70	0,884
30	0,250	75	0,933
35	0,329	80	0,970
40	0,413	85	0,992
45	0,500	90	1,000

ний и увеличить ее нагрев в 10—15 раз, как показывает практика. Было бы ошибочным предполагать, что воронка с широким отверстием соберет на дне наибольшее количество лучей. Путем построения геометрического хода лучей при последовательных отражениях легко убедиться, что даже весьма пологий

конус с углом при вершине в 18° не может использовать лучи, отклоняющиеся от оси более 30° . Направление входящих лучей с каждым отражением изменяется на величину полного угла конуса и после 2—3 отражений косые лучи поворачивают обратно и выходят из конуса в сторону излучающей поверхности. Коническое зеркало может использовать до 20% всего диффузного потока, охватываемого входным отверстием прибора. Следует отметить, что через нижнее отверстие конуса выходит много лучей почти нормально к поверхности зеркала, и освещенность дна быстро убывает при отходе от нижнего отверстия.

Конус, повернутый к термопарам своей широкой стороной, лучше направляет лучи в нужную сторону, число отражений сокращается, обратный выход лучей невозможен. Его невыгодная сторона: поток, входящий через малое отверстие, распределяется по большой поверхности, выигрыш в освещенности небольшой.

По нашим наблюдениям, интересные результаты дают цилиндрические зеркала в виде отрезков алюминиевых труб длиной в два диаметра. Они легко полируются внутри до совершенного блеска. Лучи любых

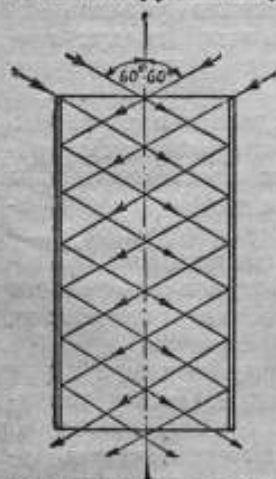


Рис. 6. Ход лучей в цилиндрическом зеркале.

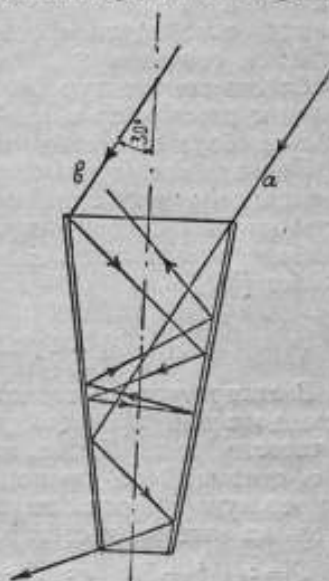


Рис. 5. Ход лучей в коническом зеркале.

направлений после определенного числа отражений приходят на дно с сохранением начального угла. Теоретически можно использовать весь конус лучей до 180° , как бы перенести термобатарейку в непосредственную близость к излучающей поверхности. Но лучи косых направлений, например, образующие с осью цилиндра 75° и более градусов испытывают более 7 отражений и заметно ослабляются к выходу из цилиндра. Использование диффузного потока приближается к 90%. Применять короткие цилиндрические зеркала не рекомендуется: необходимо избегать конвективной передачи тепла через нагретый воздух вблизи измеряемой поверхности и вообще надо устранить возможность действия случайных воздушных струй на термопары.

При визировании прибора на горячую поверхность или во время градуировки по черному телу необходимо считаться с широким углом захвата лучей коническим или цилиндрическим зеркалами, т. е. подносить прибор непосредственно к поверхности или к отверстию в полости черного тела, чтобы в его поле зрения не попадали предметы, имеющие другую температуру.

Идея создания радиометра для инфракрасных излучений в области температур 100—600° С, где понадобится вести измерения с расстояния в 1,5—2 м, потребует ограничения рабочего угла прибора вынесенными вперед входными диафрагмами.

Уменьшение доли используемого диффузного потока будет, по видимому, в достаточной степени скомпенсировано увеличением интенсивности излучения. За исходную схему для такого прибора можно взять модель пирометра суммарной радиации Туинга [8].

§ 3. Градуировка радиометра

В литературе по теплотехническим расчетам и гигиеническим исследованиям [9] часто делаются попытки рассматривать ход лучистого теплообмена, как подчиняющийся закону Ньютона, т. е. считают его пропорциональным первой степени разности температур в ограниченном температурном интервале, основываясь на алгебраическом преобразовании уравнения теплообмена:

$$Q = \sigma(T_1^4 - T_2^4) = \sigma(T_1 - T_2)(T_1^3 + T_1^2T_2 + T_1T_2^2 + T_2^3) = \\ = \sigma(T_1 - T_2) \cdot K.$$

Результат получается грубо приближенным. Простые подсчеты показывают, что если мы задаться неизменной разностью температур, например в 5°, и будем постепенно увеличивать общий уровень обеих температур, то на каждый градус прироста температур погрешность в вычислении радиации будет составлять 1%.

Ход теплообмена без грубой погрешности нельзя представить прямой линией и нельзя связать его линейным уравнением с показанием гальванометра, отклонения которого пропорциональны разности температур холодных и нагретых термоспаяев. Правильным будет вести градуировку по черному телу через небольшие интервалы температур и строить переводный криволинейный график отдельно для хода температур в зависимости от отклонений гальванометра и для хода лучистого теплообмена, так как радиометр одновременно решает обе задачи.

Холодные спай термобатарей обычно сохраняют температуру оправы прибора, которая, в свою очередь, определяется температурой помещения. Горячие спай никогда не нагреваются до температуры визируемой поверхности, так как расходуют получаемое тепло не только на образование термоэлектродвижущей силы, но и теряют его теплопроводностью, конвекцией через

воздух и лучистым теплообменом с зеркалом и другими частями прибора.

Иллюстрируем это явление примером из своей лабораторной практики.

Температура помещения, оправы прибора и холодных спаев 19°C . Визирование на черный излучатель с температурой 23° повышает температуру „горячих“ спаев на $0,9^{\circ}$, визирование на излучатель с температурой 32° повышает их температуру на $3,9^{\circ}$, т. е. до $22,9^{\circ}$, перепад температур между измеряемой поверхностью и термоэлементами достигает 9° .

Так как радиометр измеряет только разность излучений, или лучистый теплообмен, и разность температур, то для перехода к действительным температурам на измеряемых поверхностях необходима опорная расчетная температура. В качестве таковой удобно выбрать среднюю температуру помещения, получаемую, по предложению Харди, при помощи абсолютно черного излучателя упрощенной конструкции, который называется „телом комнатной температуры“. Подобный выбор вызван применением радиометра для измерения температуры и лучистой теплоотдачи человеческого тела в комнатных условиях.

„Тело комнатной температуры“ состоит из массивного алюминиевого блока с коническим вычерпанным углублением, имитирующим внутреннюю полость более рационально устроенного черного излучателя. В него вделан обычный ртутный термометр для отсчета температур. Алюминиевый блок, благодаря высокой теплопроводности, хорошо выравнивает температуру по всему объему. Его большая теплоемкость сглаживает случайные колебания температуры воздуха и тепловые воздействия самого наблюдателя. Он связан постоянным лучистым теплообменом со всеми частями помещения и находящимися в нем теплыми и холодными предметами. Показания его термометра дают нечто среднее между температурой воздуха и средней радиационной температурой помещения. Алюминиевый блок не является термостатом и медленно изменяет свою температуру, если меняется тепловой режим помещения. Он лишь до некоторой степени учитывает те факторы, которые в конечном счете определяют реальные теплотери человека в данном помещении.

„Тело комнатной температуры“ является необходимым приспособлением для градуировки и применения радиометра.

В своих опытных конструкциях мы выяснили возможность брать в качестве опорной температуры показания ртутного термометра, вделанного в металлическую оправу радиометра.

Абсолютно черный излучатель для температур до 100° представляет водяной термостат с подогревателем, мешалкой и ртутным термометром. В одну из стенок термостата вделан полый медный шар с небольшим наружным отверстием. Внутренность

шара вычернена. В конструкции Харди термостат представляет куб с ребром 10 см. В него вделан вычерненный металлический конус в качестве излучающей полости черного тела.

Процесс градуировки прибора начинается с визирования на „тело комнатной температуры“. Записывается отсчет по ртутному термометру и отклонение гальванометра, обычно небольшое, так как радиометр имеет примерно такую же температуру, или

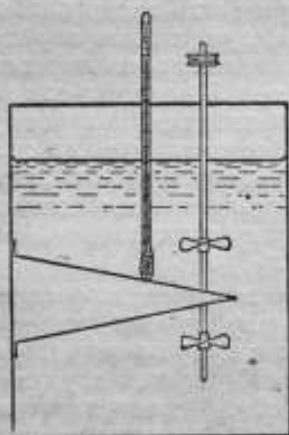


Рис. 7. Черный излучатель с конической полостью.

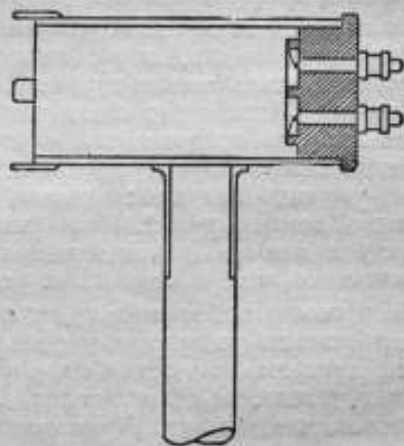


Рис. 8. Радиометр А. Н. Бойко с цилиндрическим зеркалом.

же вместо записи отклонения шкала гальванометра передвигается в нулевое положение и дальнейший счет отклонения ведется от нуля. Затем радиометр подносится вплотную к отверстию черного тела с установившейся температурой, делается запись отклонения гальванометра и показания ртутного термометра в термостате. Берется несколько точек в интервале подлежащих измерению температур. По этим данным строятся графики для перевода отклонений гальванометра в градусы $^{\circ}\text{C}$ или в величины излучения в калориях.

Измерение температур других поверхностей повторяет процедуру градуировки, с той только разницей, что записываются показания одного термометра, вделанного в „тело комнатной температуры“, а искомая разность температур или разность излучений берутся по отклонению гальванометра с градуировочных кривых.

§ 4. Оформление установки

В комплект приборов и принадлежностей, необходимых для измерений по радиационному методу, входят: 1) радиометр, 2) „тело комнатной температуры“, 3) абсолютно черный излучатель (термостат), 4) ртутный термометр 10—25° с делениями через 0,2°, 5) ртутный термометр до 50° с делениями через 0,2°, 6) стрелочный гальванометр на ленточном подвесе или зеркальный гальванометр с осветителем и шкалой, 7) таблица излучений по закону Стефана-Больцмана, 8) журнал (тетрадь) для записи наблюдений.



Рис. 9. „Тело комнатной температуры“ — алюминиевый цилиндр с конической полостью.

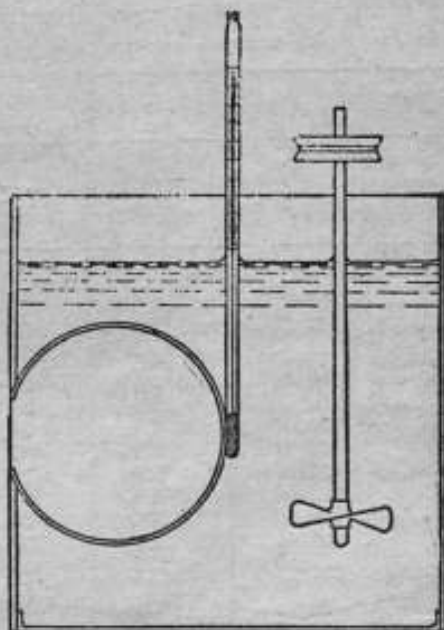


Рис. 10. Черный излучатель с шаровой полостью в водном термостате.

Лучшую точность отсчетов можно получить при замене гальванометра потенциометром (визкоомным), приспособленным для измерений небольших термоэлектродвижущих сил компенсационным методом с нуль-гальванометром в цепи компенсации и нормальным элементом в цепи напряжения.

Харди [5] комплектовал свою установку на основе специального потенциометра, в котором компенсирующее напряжение снимается с сопротивления в 1 Ω , а отсчет ведется по милли-

амперметру с подвижной шкалой для удобства установки на нуль при визировании на „тело комнатной температуры“.

На рис. 8, 9, 10 показаны изготовленные нами радиометр, „тело комнатной температуры“ и абсолютно черный излучатель.

Приборы нашли практическое применение при физиологических исследованиях для измерения температур и излучений человеческой кожи с точностью до $0,1^{\circ}\text{C}$.

Таблица 3

Полное полусферическое излучение абсолютно черного тела $l = T^4$ в области температур от 0 до 50°C , вычисленное при значениях: $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$ $\frac{\text{эрг}}{\text{сек. см}^2 \text{град}^4} = 0,814 \cdot 10^{-10} \frac{\text{кал.}}{\text{см}^2 \cdot \text{мин. град}^4}$, калории $20^{\circ} = 4,1812 \times 10^7$ эрга и точке таяния льда, равной $273,2^{\circ}\text{K}$

Температура	Излучение		Температура	Излучение	
	$\frac{\text{ватт}}{\text{см}^2}$	$\frac{\text{кал.}}{\text{см}^2 \cdot \text{мин}}$		$\frac{\text{ватт}}{\text{см}^2}$	$\frac{\text{к. л.}}{\text{см}^2 \cdot \text{мин}}$
0	31,60	0,453	26	45,46	0,652
1	32,07	0,460	27	46,07	0,661
2	32,54	0,467	28	46,69	0,670
3	33,01	0,474	29	47,31	0,679
4	33,49	0,481	30	47,94	0,688
5	34,00	0,488	31	48,58	0,697
6	34,47	0,495	32	49,21	0,706
7	34,97	0,502	33	49,87	0,716
8	35,47	0,509	34	50,52	0,725
9	35,98	0,516	35	51,18	0,735
10	36,49	0,524	36	51,85	0,744
11	37,01	0,531	37	52,52	0,754
12	37,53	0,539	38	53,21	0,764
13	38,05	0,546	39	53,89	0,773
14	38,60	0,554	40	54,59	0,783
15	39,14	0,562	41	55,29	0,793
16	39,68	0,570	42	55,99	0,804
17	40,23	0,577	43	56,71	0,814
18	40,79	0,585	44	57,44	0,824
19	41,35	0,594	45	58,16	0,835
20	41,92	0,602	46	58,89	0,845
21	42,50	0,610	47	59,63	0,856
22	43,08	0,618	48	60,38	0,867
23	43,67	0,627	49	61,14	0,877
24	44,26	0,635	50	61,90	0,888
25	44,86	0,644			

Радиометр в настоящем виде может быть использован также для нахождения средней радиационной температуры помещения, если поочередно визировать им по всем направлениям и брать среднее из всех определений.

Удобнее, однако, вести подобные измерения при помощи приборов с шаровой приемной поверхностью, о чем будет сделано сообщение в следующей статье.

ЛИТЕРАТУРА

1. Густав Рибо. Оптическая пирометрия. ГТТИ (1934).
 2. I. D. Hardy. The radiation of heat from the human body. An instrument for measuring the radiation and the surface temperature of the skin. J. of Clinical Investigation, vol. XII, 593 (1934).
 3. I. D. Hardy. A comparison of some methods of measurement J. of Clinical Investigation, XIII, 605 (1934).
 4. I. D. Hardy. The emission, reflection and transmission infra-red radiation by the human skin. J. of Clinical Investigation XIII, 615 (1934).
 5. I. D. Hardy and G. F. Sonderstrom. An improved apparatus for measuring surface and body temperature.
 6. R. T. Birge. Rev. of Modern Physics, 13, 223 (1941).
 7. П. М. Тиходеев. Световые измерения в светотехнике, стр. 68. ОНТИ (1936).
 8. Г. Рибо. Оптическая пирометрия, стр. 398.
 9. A. P. Gagge. Standard operative temperature. The Amer. Journal of Physiology, Vol 131, 93 (1940-1941).
-

Г. М. КОНДРАТЬЕВ

ОБ ОСНОВНЫХ ПОЛОЖЕНИЯХ ТЕОРИИ РЕГУЛЯРНОГО ТЕПЛООВОГО РЕЖИМА

В настоящей статье изложены основные положения созданной автором теории регулярного теплового режима в ее новой весьма общей форме, которая явилась результатом исследований последних лет и получила, в связи со своей общностью, новые многочисленные практические приложения. (Частному случаю общей теории и двум ее приложениям посвящена монография автора „Испытания на теплопроводность по методам регулярного режима“, Стандартгиз, 1936). Основные положения и некоторые выводы из них формулированы в виде математическом — как теоремы; мы преднамеренно не останавливаемся на физической интерпретации теории и лишь очень кратко — в виде иллюстрации — говорим в § 4 о практической стороне; эти вопросы, ввиду их обширности, рассматриваются в других наших трудах.

§ 1. Основные понятия. Теорема о темпе охлаждения системы

Под словом „система“ в дальнейшем мы будем понимать совокупность твердых, плотно соприкасающихся между собою, материальных тел. Эти тела могут состоять и из металлов и из термоизоляторов. Отличительным свойством металлов мы будем считать их чрезвычайно большую теплопроводность и температурупроводность, вследствие чего в металлических телах системы ни при каких обстоятельствах не могут возникнуть скольконибудь заметные градиенты температуры. Следовательно, в нашем понимании слово „металл“ имеет условный смысл.

Жидкости и газы тоже могут, в исключительных случаях, входить в состав системы, но лишь при соблюдении одного из двух условий: 1) или при условии, что распространение тепла в них подчиняется тем же законам, как и в твердых телах, 2) или, наоборот, что конвекционные токи в жидких или газообразных частях системы настолько интенсивны, что в каждый данный момент времени температура всей массы жидкости или газа одинакова, т. е. с точки зрения теплопередачи эта масса ведет себя, как металл.

Далее, мы предполагаем отсутствие температурных скачков внутри системы: температура меняется внутри нее непрерывно, хотя производная от температуры по нормали и претерпевает разрыв на границе раздела двух соседних частей системы.

Уже из этого определения видно, насколько широкий смысл придается здесь слову „система“. Заметим, что мы не исключаем и такое предположение: теплопроводность, теплоемкость и плотность какого-либо из тел, входящих в состав системы, не являются постоянными, а суть функции координат (пример: тело с непрерывно меняющейся по объему его плотностью).

Основная теорема теории регулярного режима относится к системе, понимаемой в указанном выше общем смысле, и отвечает на вопрос о том, как изменяется температурное поле любой системы с течением времени, если внешние условия остаются постоянными. Аналитическая теория теплопроводности позволяет дать следующий ответ на этот вопрос.

Эволюция системы распадается на три стадии. Первая стадия характеризуется особым влиянием на поле температур начального состояния, а это последнее, вообще говоря, имеет характер случайный; здесь сказываются резкие неравномерности его, например, местные перегревы; т. е. это — стадия неупорядоченного процесса. С течением времени он регуляризуется: влияние начальных неравномерностей сглаживается и закон изменения температурного поля приобретает форму, простейшую из возможных. Эту, вторую, стадию мы называем „регулярным режимом“. Наконец, третья стадия, наступающая лишь после весьма долгого времени — теоретически по истечении бесконечного долгого времени, — состоит в тепловом равновесии системы с окружающей средой: практически мы уже не можем установить сколько-нибудь заметных разностей между температурами отдельных точек системы и между ними и температурой внешней среды (следует заметить, что мы предполагаем отсутствие положительных или отрицательных источников тепла в системе и в окружающей среде).

Если в начальный момент времени температуры u точек системы выше температуры t окружающей среды, то рассматриваемый процесс представляет собою рассеяние во внешнюю среду тепловой энергии системы: мы имеем явление „простого охлаждения“. Если, наоборот, t больше u , то происходит накопление тепловой энергии системой за счет притока ее извне. Для определенности в дальнейшем мы будем рассматривать охлаждение.

Суть основной теоремы заключается в математической характеристике второй стадии тепловой эволюции системы, т. е. регулярного режима; в этой стадии явление подчиняется экспоненциальному закону (т. е. закону геометрической прогрессии), закону, имеющему универсальное значение в физике; этот закон был указан еще Ньютоном для охлаждения тела малых размеров в потске воздуха; основная теорема утверждает, что экспо-

иенциальный закон может быть распространен на любую систему, сколько бы сложной конфигурацией она ни обладала и из каких бы веществ ни состояли ее отдельные части (однородные или неоднородные).

В таком, весьма широком, обобщении вышеупомянутого закона и состоит новизна нашей основной теоремы, которая может быть применена к различным конкретным, интересным в практическом отношении, случаям.

Впервые ее частные случаи указал Фурье (Fourier) (охлаждение куба и шара), затем ее обобщил Буссинеск (Boussinesq). Наиболее же общая формулировка следующая.

Пусть вышеописанная система, предварительно нагретая, погружена в среду, температура которой t — постоянная, и охлаждается в этой среде, причем коэффициент теплоотдачи α на границе между средой и системой также остается постоянным, т. е. не зависит от времени τ .

Предположим, что с момента погружения системы в среду истек достаточно продолжительный промежуток времени, и рассмотрим температурное поле системы. Аналитическая теория теплопроводности приводит к заключению, что при достаточно больших значениях $\tau - \tau_0$, где τ_0 — начальный момент времени, температура u в любой точке M системы выражается формулой

$$u - t = AUe^{-m(\tau - \tau_0)}. \quad (1)$$

Здесь U — функция координат точки M , A — постоянное число, т. е. не зависит ни от времени, ни от координат точки M ; наконец, m — тоже постоянное положительное число. Следовательно, начиная с некоторого момента времени, изменение величины θ , равной разности температур точки u и окружающей среды t , подчиняется экспоненциальному закону. Абсолютное значение скорости изменения натурального логарифма этой разности, которое мы обозначим:

$$m = -\frac{\partial}{\partial \tau}(\ln \theta), \quad (2)$$

есть 1) величина постоянная и 2) одна и та же для всех точек системы. Это число m , характеризующее, таким образом, быстроту охлаждения системы в целом, независимо от выбора точки M , можно назвать „темпом охлаждения системы“. Оно не зависит от ее начального состояния и является функцией следующих параметров: 1) геометрических величин, определяющих форму и размеры системы и взаимное расположение ее составляющих тел; 2) физических свойств материалов этих тел; 3) граничных условий, определяемых величиной коэффициента теплоотдачи α от системы к среде.

В формуле (1) U — число, зависящее от координат рассматриваемой точки, от граничных условий, от геометрических параметров, но не зависящее от времени; A — постоянное число,

которое зависит от начального состояния и одинаково для всех точек какой-либо части системы. Числа A можно назвать амплитудами. Функцией U учитывается неравномерность распределения температур в данной части системы; если эта часть — из металла, то θ для всех ее точек одинаково, так что $U=1$ (на рис. 1 римскими цифрами I, II, III, ... обозначены части системы).

Формулированная здесь теорема справедлива только в том случае, если внешние условия остаются постоянными. Это значит, что:

1) температура среды, окружающей со всех сторон систему, остается постоянной, т. е. не зависит ни от времени ни от координат, и

2) условия на границе между системой и средой также остаются постоянными, т. е. коэффициент теплоотдачи α — величина постоянная, не зависящая от времени; но от координат точек внешней поверхности системы α может зависеть; другими словами, мы не накладываем ограничения на α — поле („альфа-поле“): оно может и не быть равномерным; существенно лишь независимость α от времени. В частности, α может быть бесконечно большим; это условие эквивалентно условию отсутствия температурного скачка между средой и наружной поверхностью системы; охлаждающее действие среды настолько интенсивно, что поверхность системы принимает ту же температуру t , как и среда. В соответствии со сказанным, граничные условия могут быть записаны двояким образом:

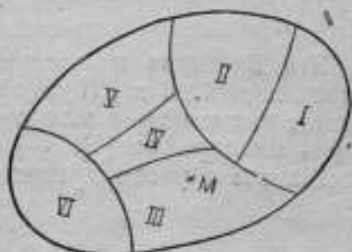


Рис. 1.

$$t = \text{const}, \alpha = \text{const} (A) \text{ или} \\ t = \text{const}, \alpha = \infty (B)$$

Физический смысл основной теоремы очевиден из предыдущего. Теорема в ее общей формулировке дает право применять теорию регулярного режима к телам сложного состава, например, к образцам технических термоизоляционных материалов, представляющих собою зачастую сложные конгломераты.

§ 2. Общая теория регулярного режима охлаждения однородного изотропного тела

Вся теория регулярного режима охлаждения такого тела охватывается двумя теоремами автора, изложенными в §§ 4 и 5 цитированной выше монографии [1]. В настоящей статье мы придадим этим теоремам новую форму, объединяющую их и дающую возможность наглядной графической интерпретации.

Обозначим буквами λ , c и a тепловые константы вещества

тела, т. е. его теплопроводность, удельную теплоемкость и температуропроводность. Видимую плотность обозначим γ .

Согласно определению

$$\lambda = ac\gamma. \quad (3)$$

Обозначим также C — полную теплоемкость, S — наружную поверхность тела.

Первая из упомянутых выше теорем указывает форму зависимости темпа охлаждения тела, т. е. m , от внешних условий, в предположении, что $\alpha \neq \infty$. Не вдаваясь в ее словесную формулировку, которая уже дана в нашей монографии [1], приведем формулу, которой выражается первая теорема:

$$m = a\psi \frac{S}{C}. \quad (4)$$

Эта формула и послужит отправным пунктом дальнейших рассуждений. В ней буквой ψ обозначено число нулевой размерности, заключенное между 0 и 1. Его физический смысл указан в § 4 монографии [1].

Введем в рассмотрение еще следующие величины:

$$\mu^2 = \frac{m}{a}, \quad (5)$$

$$h = \frac{a}{\lambda} \quad (6)$$

и объем тела V ; очевидно, что $C = c\gamma V$.

В уравнении (4) сделаем следующие замены:

$$\frac{S}{C} = \frac{S}{V} \cdot \frac{1}{c\gamma} = \frac{S}{V} \cdot \frac{a}{\lambda}; \quad m = a\mu^2$$

и обозначим дробь

$$\frac{V}{S} = l \quad (7)$$

(l — некоторый отрезок).

Тогда из (4) получится

$$\psi = \frac{m}{a} \cdot \frac{C}{S} = \frac{a\mu^2}{a} \cdot l \cdot \frac{\lambda}{a}$$

или

$$\psi = \mu^2 \cdot \frac{1}{h} \cdot l. \quad (4^*)$$

Как доказано нами ранее, ψ — функция критерия Нуссельта, который обозначим буквой ζ :

$$\zeta = Nu = L_0 h. \quad (8)$$

Здесь L_0 — один из отрезков, посредством которых определяются форма и размеры тела. В выборе L_0 имеется известный произвол: например, если тело представляет собою шар с полостью внутри, причем наружная и внутренняя его поверхности расположены концентрично, то за L_0 можно взять по желанию радиус либо той, либо другой поверхности. В (8) предполагается, что L_0 уже выбрано определенным образом.

Очевидно, что:

$$\Psi = \text{функция} \left(\frac{L_1 \zeta}{L_0}, \frac{L_2 \zeta}{L_0}, \frac{L_n \zeta}{L_0}, \dots \right).$$

Это следует из формы функциональной зависимости Ψ от h (нами доказано, что Ψ — функция от чисел $L_1 h, L_2 h, \dots$, где L_1, L_2, \dots — отрезки, достаточные и необходимые для полной геометрической характеристики тела — например, в случае прямого кругового цилиндра это могут быть высота и диаметр). Любое из этих чисел нулевой размерности можно представить, в силу (8), в виде

$$L_i h = L_0 h \frac{L_i}{L_0} = L_0 \zeta,$$

Короче предыдущее равенство можно написать в виде

$$\Psi = \Psi(\zeta).$$

Это значит, что мы рассматриваем одно и то же тело, но при разных граничных условиях.

Заменив в (4*) число h через $\frac{\zeta}{L_0}$, получаем

$$\zeta \Psi = \mu^2 / L_0.$$

Введем, наряду с отрезками l и L_0 , отрезок L , определив его посредством равенства:

$$L^2 = l L_0. \quad (9)$$

Тогда предшествующая формула примет вид:

$$\zeta \Psi = \mu^2 L^2.$$

В правой части ее стоит квадрат величины нулевой размерности, которая прямо пропорциональна темпу охлаждения m ; обозначим ее P . В силу (5) и (9)

$$P = L^2 \frac{m}{a}. \quad (10)$$

Отсюда получается основная формула

$$\zeta \Psi = P, \quad (11)$$

равносильная формуле (4).

Число P является новым критерием — критерием темпа

охлаждения; уравнение (11) показывает, каким образом P связано с критерием Нуссельта ζ .

Предположим теперь, что α стремится к бесконечности, т. е. что $\zeta \rightarrow \infty$, и воспользуемся второй теоремой, доказанной в § 5 нашей монографии. В силу ее при устремлении α и ζ к бесконечности число m стремится к предельному значению m_∞ , не равному нулю или бесконечности; следовательно, и P , прямо пропорциональное m , стремится тоже к пределу $\neq 0$ или ∞ . Обозначим этот предел буквой Π . Следовательно, P , рассматриваемое как функция ζ , обладает тем свойством, что существует предел

$$\lim_{\zeta \rightarrow \infty} P = \Pi \quad (12)$$

Число Π (очевидно, отвлеченное), связано с введенным нами ранее [1] „коэффициентом формы“ K зависимостью

$$K = \frac{L^3}{\Pi}. \quad (13)$$

Формула (13) является следствием определения числа $K = \frac{\alpha}{m_\infty}$ и формул (10) и (12).

Равенства (11) и (12) содержат в весьма сжатом виде всю теорию регулярного охлаждения однородного и изотропного твердого тела, любой формы и любых размеров. Остановимся на их физическом смысле.

Опыт говорит, что скорость охлаждения системы возрастает с возрастанием α ; поэтому и число m (физический смысл которого установлен основной теоремой теории регулярного режима) — возрастающая функция α . А отсюда следует, что число P , являющееся функцией критерия Нуссельта ζ , также будет возрастающей его функцией: чем больше теплоотдача, тем скорей охлаждается тело. Каков вид этой функции, опыт нам ничего не говорит; теория же регулярного режима дает вполне определенный ответ на этот вопрос; он содержится в формуле (11): P есть произведение из критерия Нуссельта ζ на функцию от него, лежащую между 0 и 1 и обозначенную нами Ψ . При этом теория приводит к заключению, что Ψ убывающая функция ζ и при $\lim \zeta = \infty$ стремится к 0.

Далее, опыт не дает вполне определенных указаний на существование предела числа P или m при бесконечном возрастании ζ ; нельзя вперед предвидеть, будет ли P , другими словами — темп охлаждения, во всех случаях возрастать бесконечно с ζ или же он стремится к пределу, не равному бесконечности. Вторая теорема, выражающаяся равенством (12) или (13), говорит, что этот предел существует во всех случаях: как бы ни было интенсивно охлаждающее действие среды, оно никогда не вызовет бесконечно быстрого охлаждения тела.

Графическая интерпретация изложенной здесь теории очевидна. Если воспользоваться декартовыми координатами, откладывая по оси абсцисс критерий Нуссельта ζ , а по оси ординат критерий темпа охлаждения P , то для любого тела зависимость между P и ζ изобразится кривой с началом в начале координат, с асимптотой, параллельной оси абсцисс и находящейся в расстоянии Π от нее. Кривая обращена выпуклостью в сторону положительных ординат и имеет вид, представленный на рис. 2.

Наряду с критерием P введем, для удобства вычислений, число p , положив

$$p^2 = P \frac{L_0}{\alpha}.$$

Очевидно, что

$$p = L_0 \sqrt{\frac{m}{a}}. \quad (14)$$

В физическом смысле p равносильно P .

Функция Ψ представляет собою второй введенный нами критерий: это — критерий степени неравномерности температурного

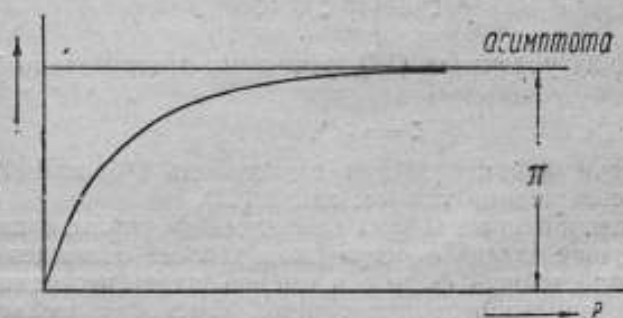


Рис. 2

поля тела. Если температуры в теле отсчитывать не от 0° , а от температуры окружающей среды, т. е. принять условно $t=0$, то

$$\Psi = \frac{\theta_s}{\theta}, \quad (15)$$

где θ_s — средняя поверхностная температура тела, а θ — его средняя объемная температура. Таков физический смысл критерия Ψ .

Естественно возникает вопрос, в какой мере теория регулярного теплового режима связана с учением о тепловом подобии, столь плодотворно разрабатываемым в СССР академиком М. В. Кирпичевым и его школой. Эта связь существует и выра-

жается в том, что исходная формула (4) теории регулярного охлаждения однородного изотропного тела установлена при помощи учения о тепловом подобии. Однако математическое выражение функций $\Psi(\zeta)$ и $P(\zeta)$ и структура критерия P находятся посредством теории регулярного режима, которая, во-первых, указывает основные свойства функции P и, во-вторых, дает метод вычисления P или p и Π в любом конкретном случае. Для этого следует проинтегрировать основное уравнение задачи

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \tau} = a \cdot \Delta_2 \Phi$$

и применить общую теорию. Именно таким путем решены нами задачи о регулярном режиме тел простейшей формы — шара, цилиндра, прямоугольного параллелепипеда, трубчатого цилиндра. Результаты некоторых исследований сведены в табл. 1 (см. ниже). У нас везде вместо P фигурирует число p , определяемое (14). Очевидно, что

$$p = f(\zeta), \quad (16)$$

причем $f(\zeta)$ — возрастающая функция ζ :

$$f(\zeta) = \left[\frac{L_0}{L} \zeta \Psi(\zeta) \right]^{\frac{1}{2}}.$$

Обратно, из уравнения (16), решив его относительно ζ , получим

$$\zeta = \varphi(p). \quad (16^*)$$

Графически функциональная зависимость (16) или (16*) изображается совершенно так же, как и (11).

В помещенной ниже табл. 1 приведены формулы, содержащие полное решение задачи о регулярном режиме охлаждения некоторых тел простейшей формы, а именно шара, неограниченного кругового цилиндра и неограниченной плоскопараллельной пластинки. Для полного описания геометрических свойств любой из этих форм достаточен один параметр: радиус R в случае шара и цилиндра и толщина Z в случае пластинки. В качестве L_0 в формуле (14) мы здесь возьмем R и $\frac{1}{2}Z$. Этим определяется и отрезок L , согласно формуле (9) (ибо l равно соответственно $\frac{R}{3}$, $\frac{R}{2}$, $\frac{1}{2}Z$).

§ 3. Общая теория регулярного режима охлаждения двухсоставных тел

Полые тела

Под термином „двухсоставное тело“ мы понимаем систему, состоящую из двух простых однородных и изотропных тел (которые в дальнейшем обозначены цифрами I и II). Эти тела могут

Таблица 1

Параметры	Ш а р	Цилиндр	Пластика
$L_0 =$	R	R	$\frac{1}{2} Z$
$\Pi =$	$\frac{\pi^2}{3} \approx 3,29$	$\frac{x_1^2}{2} \approx 2,892$	$\left(\frac{\pi}{2}\right)^2 \approx 2,47$
$\zeta = \varphi(p) =$	$1 - p \cotg p$	$\frac{p J_1(p)}{J_0(p)}$	$p \operatorname{tg} p$
$\psi =$	$\frac{p^2}{3\zeta}$	$\frac{p^2}{2\zeta}$	$\frac{p^2}{\zeta}$

J_0 и J_1 — знаки Бесселевых функций первого рода порядков 0 и 1; x_1 — наименьший корень функции $J_0(x)$; $x_1 = 2,4048 \dots$

быть различным образом расположены относительно друг друга, вещества, из которых они состоят, могут быть и термозолоторами и металлами.

Довести решение до конца оказывается возможным лишь для некоторых простейших форм при условии симметрии во взаимном расположении тел I и II. Одна из этих форм — цилиндрическая, рассмотрена в одной из статей сборника¹: Труды Всесоюзного научно-исследовательского института метрологии за 1941 г., вып. 5(50).

Даже и в этих случаях решение задачи имеет сложный вид.

Здесь мы выведем некоторые общие формулы, могущие служить исходными пунктами для дальнейших исследований, причем ограничимся лишь двумя видами двухсоставных тел, как имеющими наибольшее практическое значение:

первый вид — «ядро» из термозолотора, заключенное в металлическую оболочку (рис. 3);

¹ Статья «Регулярное охлаждение двухсоставного цилиндра — теории и практические приложения».

В статье «Теория охлаждения вальцового термометра» рассмотрен еще один случай двухсоставного тела.

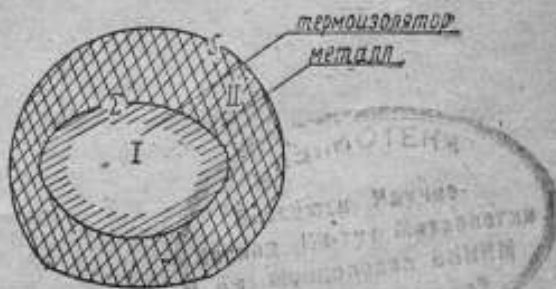


Рис. 3.

второй вид — металлическое ядро, окруженное со всех сторон термоизолятором (рис. 4).

Охлаждение ядра из термоизолятора, заключенного в металлическую оболочку

Введем следующие обозначения:

- S — наружная поверхность двухсоставного тела;
 Σ — внутренняя поверхность — граница между термоизолятором и металлом;
 C — полная теплоемкость термоизолятора;
 C' — полная теплоемкость металла;
 U'_{cp} и U''_{cp} — средние значения основных гармонических функ-

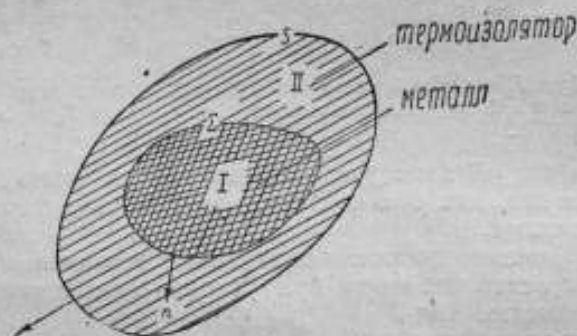


Рис. 4.

ций U' и U'' , дающих решение задачи для тел I и II , предполагая, что осреднение производится по объему;

$U''_{ср}$ — среднее значение функции U'' , относящейся ко II телу, в предположении, что осреднение производится по наружной поверхности S .

В силу основной теоремы имеем, согласно равенству (2):

$$\vartheta = A' U' e^{-m\tau}, \quad \vartheta'' = A'' U'' e^{-m\tau}. \quad (17)$$

В § 12 цитированной выше монографии автора [1] выведено уравнение¹

$$\alpha S U''_{ср} = m \left(\frac{A'}{A''} U'_{ср} C + U'' C' \right). \quad (18)$$

Применим это уравнение к нашему случаю, когда тело II — металл; тогда

$$U''_{ср} = U'_{ср} = U' = 1.$$

¹ В монографии вместо C употреблено обозначение C' , и вместо C' — обозначение C'' .

Введем еще условие на поверхности Σ ; в силу нашей основной предпосылки о плотном касании отдельных частей системы (см § 1) на Σ отсутствует скачок температуры, т. е.

$$\theta'_{|\Sigma} = \theta''_{|\Sigma}.$$

Отсюда, на основании (17), получаем следующее уравнение:

$$A' U'_z = A'' U''_z.$$

Здесь U'_z — среднее значение функций U' на поверхности Σ , U''_z — такое же среднее значение функции U'' ; так как $U'' = 1$, то и $U'_z = 1$; следовательно,

$$\frac{A'}{A''} = \frac{1}{U'_z}.$$

В силу этого соотношения основное уравнение (18) примет вид

$$\alpha S = m \left(C \frac{U'_{cp}}{U'_z} + C' \right). \quad (19)$$

Обратим внимание на физический смысл дроби $\frac{U'_z}{U'_{cp}}$; оче-

видно, что она равна отношению чисел $\frac{\theta'_z}{\theta'}$, если понимать под θ'_z среднюю поверхностную температуру ядра I , а под θ' — его среднюю объемную температуру¹. Это отношение обозначим буквой Ψ' :

$$\Psi' = \frac{\theta'_z}{\theta'}. \quad (20)$$

Уравнение (19), по введении в него числа Ψ' , может быть преобразовано к виду:

$$\frac{mC}{\alpha S} \cdot \frac{1}{\Psi'} = 1 - \frac{m}{\alpha} \cdot \frac{C'}{S}. \quad (21)$$

Замечательно сходство формулы (21) с формулой (4), выражающей основную теорему о регулярном охлаждении простого однородного тела: формула (21) отличается от (4) лишь присутствием члена $\frac{C'}{S} \cdot \frac{m}{\alpha}$ в правой ее части, выражающего влияние металлической оболочки на темп охлаждения.

¹ За начало отсчета температур принята температура t окружающей среды.

Случай охлаждения однородного тела (из термозолатора или из металла) получится из (21) при частных предположениях относительно тела II или I: полагая тело II исчезающе малым, мы имеем $C' \rightarrow 0$, и уравнение (21) обращается в уравнение (4); полагая тело I исчезающе малым по сравнению со II, имеем $C \rightarrow 0$, и уравнение (21) обращается в уравнение $\frac{m}{a} \cdot \frac{C'}{S} = 1$, характеризующее регулярное охлаждение металлического тела.

Практическое значение выведенных здесь формул заключается в том, что, во первых, они позволяют вывести строго „поправку на оболочку“ для ламбдакалориметра любой формы,¹ и, во вторых, являются основанием для общей теории тепловых зондов (альфакалориметров).

Охлаждение ядра из металла, заключенного в термозолационную оболочку

Для этого вида двухсоставного тела сохраним предыдущие обозначения. Кроме того, буквой n обозначим направление внешней нормали к поверхности Σ и буквой n_1 — направление внешней нормали к поверхности S (см. рис. 4). Численные значения ϑ' и ϑ'' температуры в каких-либо двух точках M' и M'' тел I и II выразятся теми же формулами (17); так как ядро I — из металла, то $U' = 1$, и поэтому

$$\vartheta' = A'e^{-m\tau}, \quad \vartheta'' = A''U''e^{-m\tau}. \quad (22)$$

Выразим аналитически тот факт, что полное количество тепловой энергии, потерянное за элемент времени $\delta\tau$ телом I и прошедшее через поверхность Σ , поступило в окружающее его со всех сторон тело II и вызвало в бесконечно тонком слое тела II вблизи Σ отрицательные градиенты температуры, равные $\frac{\partial \vartheta''}{\partial n}$; мы получим равенство:

$$C'\delta W = \int_{\Sigma} \lambda \frac{\partial \vartheta''}{\partial n} d\Sigma \cdot \delta\tau. \quad (23)$$

Здесь δ — знак дифференцирования по времени; интеграл в правой части последнего равенства берется по поверхности Σ ; $d\Sigma$ — знак дифференциала поверхности, λ — теплопроводность термозолатора, из которого состоит тело II.

На основании (22)

$$\delta \vartheta' = -A'me^{-m\tau} \delta\tau, \quad \frac{\partial \vartheta''}{\partial n} = A''e^{-m\tau} \left(\frac{\partial U''}{\partial n} \right)_{\Sigma}.$$

¹ Эта „поправка“ иногда достигает 50% измеряемой величины.

Подставив эти выражения в равенство (23), можем переписать его в виде

$$-C'A'm = \lambda A'' \int_{\Sigma} \left(\frac{\partial U''}{\partial n} \right)_{\Sigma} d\Sigma.$$

Условие непрерывности температуры, т. е. отсутствия температурного скачка на поверхности Σ , приводит к равенству:

$$\theta'|_{\Sigma} = \theta''|_{\Sigma}$$

или, в силу (22):

$$A' = A'' U''|_{\Sigma}.$$

Поэтому из предшествующего уравнения исключаются константы A' и A'' , зависящие от начальных условий и нас не интересующие, и оно принимает вид:

$$-mC'U''_{\Sigma} = \lambda \int_{\Sigma} \left(\frac{\partial U''}{\partial n} \right)_{\Sigma} d\Sigma. \quad (24)$$

Для простоты обозначений уничтожим значок $''$ у буквы U'' , т. е. положим $U'' = U$. Обозначим среднее значение производной по нормали n_1 от функции U на поверхности Σ символом $\left(\frac{\partial \bar{U}}{\partial n} \right)_{\Sigma}$; тогда (24) можно написать в виде:

$$-mC'U_{\Sigma} = \lambda \left(\frac{\partial \bar{U}}{\partial n} \right)_{\Sigma} \Sigma. \quad (25)$$

В случае, если ядро I — сплошное металлическое тело, плотность которого равна γ' , удельная теплоемкость c' и объем V' , уравнению (25) можно придать другую форму, вводя на место C' равное ему $V'c'\gamma'$. Положим также, по аналогии с § 2 [см. (14)]:

$$m = a \frac{\rho^2}{L_0^2}, \quad (14^*)$$

и заменим λ через $ac\gamma$. Тогда уравнение (25) преобразуется к виду:

$$-\frac{\rho^2}{L_0^2} \frac{C'}{\Sigma} U = c\gamma \frac{\partial U}{\partial n}$$

или

$$-\frac{\rho^2}{L_0^2} \frac{V'}{\Sigma} \frac{c'\gamma'}{c\gamma} U_{\Sigma} = \left(\frac{\partial U}{\partial n} \right)_{\Sigma}.$$

Выражение $\frac{V'}{\Sigma L_0^2}$ имеет размерность, обратную длине; обозначим поэтому

¹ Если поверхность Σ рассматривать, как принадлежащую телу II , то n — направление внутренней нормали.

$$\frac{L_0^2 \Sigma}{V'} = L', \quad (26)$$

где L' — некоторая длина; тогда окончательно получим:

$$p^2 \frac{c' \gamma'}{c \gamma} \frac{U_z}{L'} = - \left(\frac{\partial U}{\partial n} \right)_z. \quad (27)$$

Второе условие получится из граничных условий на поверхности S и напишется в форме:

$$\left(\frac{\partial U}{\partial n_1} + hU \right)_s = 0. \quad (28)$$

Напишем уравнение (25) в ином виде, заменив в нем U через ψ'' , при помощи второй из формул (22):

$$-\lambda \left(\frac{\partial \psi''}{\partial n} \right)_z = m \frac{C'}{\Sigma}. \quad (29)$$

Здесь под символом $\left(\frac{\partial \psi''}{\partial n} \right)_z$ понимается среднее значение производной от нормали в какой-либо точке A поверхности Σ (см. рис. 4), направленной от тела I внутрь тела II . Температура ψ'' одинакова во всех точках поверхности Σ . Уравнение (29) выражает в самой общей форме закон регулярного охлаждения металлического ядра, заключенного в оболочку из термоизолятора.

Охлаждение полого тела

Под полым телом мы понимаем тело, внутри которого имеется одна полость, совершенно разобщенная с наружной средой, т. е. со всех сторон окруженная однородным и изотропным термоизолятором (рис. 5).

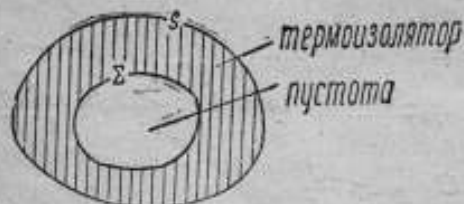


Рис. 5.

Теория регулярного охлаждения полого тела по существу ничем не отличается от общей теории, изложенной в § 2; все выводы этого параграфа сохраняют силу и для данного случая. Но граничные условия здесь должны быть дополнены еще условиями на внутренней поверхности Σ . Эти последние могут быть получены из (25), если положить там $C' = 0$, т. е. если рассматривать случай полого тела, как „вырождение“ предыдущего случая, когда теплоемкость ядра становится бесконечно малой. Поэтому мы получаем:

$$\text{усл. на пов. } \Sigma: \left(\frac{\partial U}{\partial n} \right)_z = 0.$$

$$\text{усл. на пов. } S: \left(\frac{\partial U}{\partial n_i} + hU \right)_S = 0.$$

Функция же U от координат должна, как всегда, удовлетворять уравнению в частных производных

$$\Delta_2 U + \mu^* U = 0.$$

Этим дается общий метод решения задачи.

Довольно простой вид оно получает для тел простейших форм: полого шара, полого цилиндра и полого симметричного диска; для них вид функции U , зависящей лишь от одной координаты, определяется без труда.

Эти случаи имеют практическое значение, и поэтому мы сочли полезным их указать. Они вместе со своими приложениями являются предметом дальнейших работ.

§ 4. Заключение. Применение изложенной выше теории

Обобщение теоремы § 2 на случай какой угодно системы

Теория, основные черты которой изложены в §§ 1, 2, 3, оказалась весьма плодотворной по своим приложениям на практике, причем возможности приложений ее далеко еще не исчерпаны. Их можно классифицировать следующим образом.

1. На основе теории регулярного режима разработан ряд новых методов определения тепловых констант термоизоляторов. Кроме первых двух методов, изложенных в нашей специальной монографии [1] и в настоящее время значительно усовершенствованных, нами разрабатываются два новых метода, III и IV, также уже нашедшие применение на практике. Выполненные в течение 1936—1939, 1945 и 1946 гг. по этим методам исследования О. И. Рауша в Институте огнеупоров [2], Ю. Я. Белинской в ЦКТИ, М. П. Стаценко, А. В. Тарховой и Н. Г. Резцова во ВНИИМ и в Ленинградском институте холодильной промышленности, исследования З. А. Яшумовой и А. В. Тарховой в Ленинградском институте гигиены труда и профзаболеваний [3] и пр., показали их универсальность и ценность. Цикл исследований, сюда относящихся, еще не приходится считать законченным: три метода — II, III, IV — в настоящее время подвергаются дальнейшей экспериментальной разработке для повышения точности и более широкого охвата температур.

Не следует упускать из виду, что все методы измерения величин λ , α , c плохих проводников тепла сопряжены с большими трудностями, преодоление которых требует накопления достаточных опытных данных и поэтому известного времени. Это относится к методам, разработкой которых уже в течение нескольких десятилетий занимаются выдающиеся экспериментаторы различных стран. Естественно, что методы регулярного режима, воз-

никшие около 1930 г. (если говорить о I и II методах), в настоящий момент, в 1947 г., еще нельзя считать окончательно выкристаллизовавшимися: они могут быть улучшены и даже теоретически более глубоко развиты. Впрочем, как показывает критический анализ М. П. Стаценко и Р. Г. Черной [4], а также и другие исследования, точность методов регулярного режима в их настоящем виде не хуже точности, достигаемой при применении иных методов.

2. Теория регулярного режима позволила нам дать общую теорию „тепловых зондов среды“, на основе которой построены различные приборы. Этим положено начало новым типам измерительных приборов, которые в дальнейшем могут быть значительно развиты и широко использованы для контроля работы тепловых установок и в научных исследованиях. Иллюстрация идеи, заложенной в одном из приборов подобного рода, дана в § 3 статьи автора „Регулярное охлаждение двухсоставного цилиндра, теория и практические приложения“ в сборнике Трудов Всесоюзного научно-исследовательского института метрологии за 1941 г.

3. Теория регулярного режима позволяет по-новому трактовать вопросы тепловой инерции систем и, в частности, термометров; разрозненные наблюдения и замечания отдельных авторов благодаря этому обобщаются и получают простое выражение. Этот вопрос, важный и для метрологии в узком смысле слова и для приборостроения, рассмотрен в § 8, 9, 10 статьи того же сборника „О некоторых типичных проявлениях тепловой инерции“ и в ныне печатаемой статье „Универсальный метод определения термической инерции термометров и пирометров“.

4. Теория регулярного режима дает возможность простого приближенного решения некоторых практически важных задач о прогреве и охлаждении тел и систем. Сюда, например, относится задача о влиянии формы тела на темп его охлаждения. В случае $Nu = \infty$ или $\alpha = \infty$ ее решение сводится к нахождению „коэффициента формы“ K . Если $Nu \neq \infty$, для решения задачи может быть использована основная теорема (§ 2). В настоящее время и этот случай нами рассмотрен.

Итак, теория регулярного режима может найти — и уже нашла — всестороннее и широкое применение в различных областях. Объяснение этого факта заключается во всеобщности основной теоремы (§ 1), ибо она указывает, „как происходит установление теплового режима (любой системы), вытекающее из постоянства физических законов“, по выражению знаменитого Ж. Буссинеска.¹

В заключение укажем еще одно замечательное обобщение, а именно обобщение теоремы (§ 2), которая доказана для случая

¹ Comment se font ces rétablissements de régime tenant à la constance des lois physiques (B o u s s i n e s q., Théorie analytique de la chaleur, tome I, 129, 1901).

любого тела, предполагая его однородным и изотропным: эта теорема может быть обобщена на случай любой системы, для которой имеет место общая теорема § 1, и ее можно формулировать следующим образом.

Какова бы ни была охлаждающаяся система — простая или сколь угодно сложная, — всегда зависимость темпа ее регулярного охлаждения, т. е. числа m , от внешних условий, численно оцениваемых коэффициентом теплоотдачи α , выражается моно-

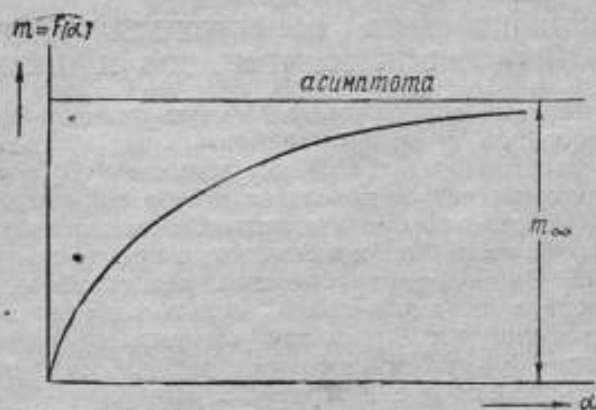


Рис. 6.

тошно возрастающей функцией α , которая при $\lim \alpha = \infty$ стремится к пределу m_{∞} — числу, не равному бесконечности. Графически зависимость $m = F(\alpha)$ изобразится кривой с выпуклостью, обращенной в сторону положительных α -ов и с асимптотой, параллельной оси α -ов, находящейся на расстоянии m_{∞} от нее (см. рис. 6).

Мы не приводим здесь доказательства этой теоремы, оставляя его для одной из дальнейших статей. Заметим лишь, что на настоящем уровне развития теории регулярного режима мы еще не в состоянии придать только что высказанной теореме форму зависимости, аналогичную формуле (11) § 2, т. е. связи между критериями нулевой размерности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. М. Кондратьев. Монография „Испытания на теплопроводность по методам регулярного режима“, Стандартиз, §§ 3, 5 (1936).
2. Труды Института огнеупоров, вып. XX (1936).
3. З. А. Яшумова. Приложение методов регулярного режима к исследованию теплозащитных свойств одежды и обуви. Доклад на научной конференции по вопросам гигиены военных тканей и одежды 21—25 октября 1946 г. (печатается).
4. Журн. „Техн. физика“, т. VI, вып. II, 1995—2012 (1936).

УНИВЕРСАЛЬНЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОНСТАНТЫ ТЕРМИЧЕСКОЙ ИНЕРЦИИ ТЕРМОМЕТРОВ И ПИРОМЕТРОВ

Рассматриваемый вопрос имеет большое значение для метрологии, поверочного дела, экспериментальной физики и для измерений на производстве. Поэтому уже с самого возникновения точной термометрии он привлекал к себе внимание и послужил предметом довольно многочисленных исследований, которые, как будет видно ниже, еще и в настоящее время нельзя считать законченными. Здесь будут сообщены некоторые результаты наших последних исследований. С целью сделать изложение доступным для широкого круга лиц, которым приходится иметь дело с температурными измерениями, мы войдем в некоторые подробности довольно элементарного характера.

§ 1. Постановка вопроса; его история. Отставание термометра и его тепловая (термическая) инерция

Прежде всего дадим общую схему любого температурного измерения, в каких бы условиях оно ни производилось: при точнейших работах — эталонированиях, сравнениях эталонов с нормальными приборами, — в физических экспериментах, на производстве и т. д. Для определенности предположим, что речь идет об измерении температуры выше комнатной. Эту температуру мы будем обозначать буквой t , выражая ее в стоградусной термодинамической или стоградусной международной шкале ($^{\circ}\text{C Int}$ или $^{\circ}\text{C}$).

Обозначим среду (жидкую, газообразную, твердую, сыпучую), температура которой подлежит измерению, буквой A ; среду, где находятся наблюдатель и измерительные приборы, буквой B ; границу раздела сред A и B , — это чаще всего твердая стенка, — буквой C . В измерителе температуры мы различим три основные части: 1) орган, подвергающийся непосредственному воздействию среды A , т. е. находящийся с ней в непосредственном соприкосновении и состоящий главным образом из тех элементов, посредством которых реализуется термометрическое свойство, лежащее в основе устройства данного типа термометра; этой части, которую мы обозначим буквой T , пусть будет присвоено название „термоприемник“; 2) передаточный „механизм“, посред-

ством которого тепловой импульс, полученный термоприемником T от среды A , передается на шкалу и указатель прибора; эту часть термометрической (или пирометрической) установки обозначим буквой R ; 3) шкала и указатель или равносильное им по назначению измерительное устройство Z .

Формулированная таким образом схема измерения температуры представлена на рис. 1.

Эту общую схему иллюстрируем конкретными примерами.

1-й пример. Эталонирование платинового термометра сопротивления в точке плавления льда (рис. 2).

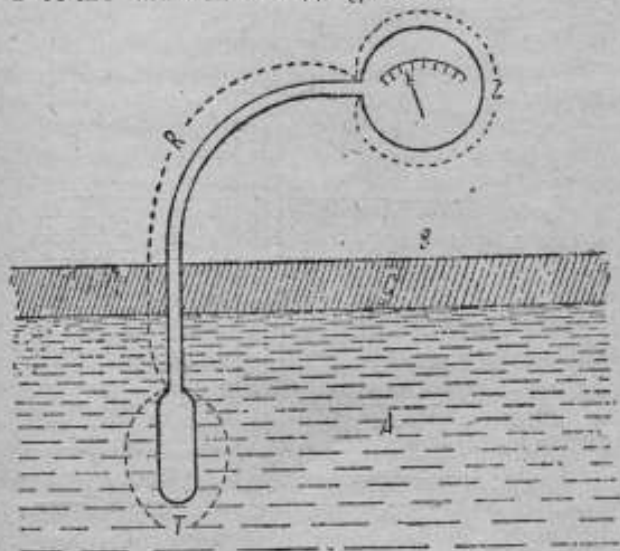


Рис. 1

Здесь „стенка“ C сводится к поверхности раздела водно-ледяной смеси и воздуха. Термометрическим свойством термометра данного типа является электрическое сопротивление платиновой проволоки; главная часть термоприемника — обмотка, навитая на держатель (крест фарфоровый, кварцевый); термоприемником здесь служит сложная система тел, состоящая из: платиновой обмотки, держателя, на котором она покоится, газа — наполнителя трубки термометра (воздух, водород), нижней части охранной (фарфоровой, стеклянной) трубки термометра и некоторой части подводных проводов. Передаточный механизм в данном случае состоит из подводных измерительных токов и ведущих к потенциометру проводов. Шкала с указателем в данном примере заменяется сложной электроизмерительной установкой, включающей точный потенциометр, например, известный потенциометр с 5-ю декадами Диссельгорста, со всеми

принадлежностями — нуль-гальванометром, батареей аккумуляторов и пр.

2-й пример. Измерение температуры пара манометрическим термометром (рис. 3).

В этом примере термоприемником является система, состоящая из: резервуара термометра, нижней части охранной трубки

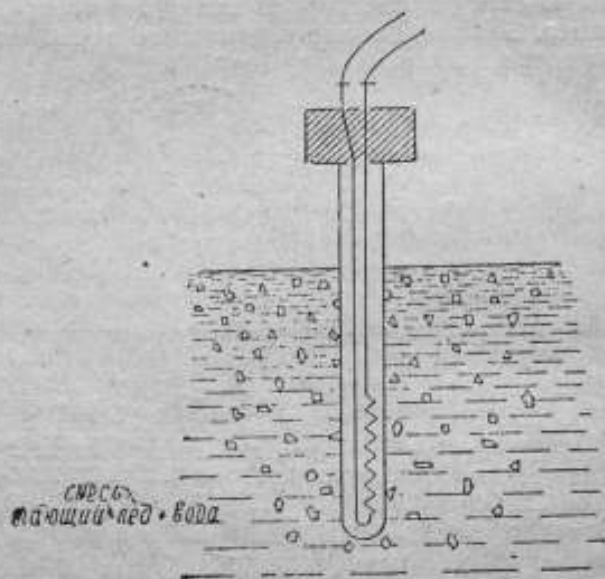


Рис. 2.

и нижней части штуцера („кармана“), ввинченного в стенку трубопровода, а также жидкого или сыпучего наполнителя нижней части штуцера. Трубопровод снабжен термозоляцией.

Здесь стенка *C* состоит из стенки трубы и из слоя этого термоизоляционного материала.

Передающим механизмом является механизм Бурдоновского манометра, состоящий из пружины Бурдона, механизма, передающего его деформацию на стрелку, и из трубки, соединяющей резервуар с пружиной Бурдона.

3-й пример. Измерение температуры газа в лабораторной или заводских печах посредством малоинерционного термоэлектрического пирометра (рис. 4).

В этом примере термоприемником является торчащий из пирометрической трубки спай термопары, непосредственно омываемый газом, температура которого подлежит измерению. Передающий же механизм состоит из термоэлектродов, проводов и

подвесной системы пирометрического милливольтметра, снабженного стрелкой и шкалой.

4-й пример. В обыкновенном жидкостном стеклянном термометре термовприемником служит резервуар, наполненный жид-

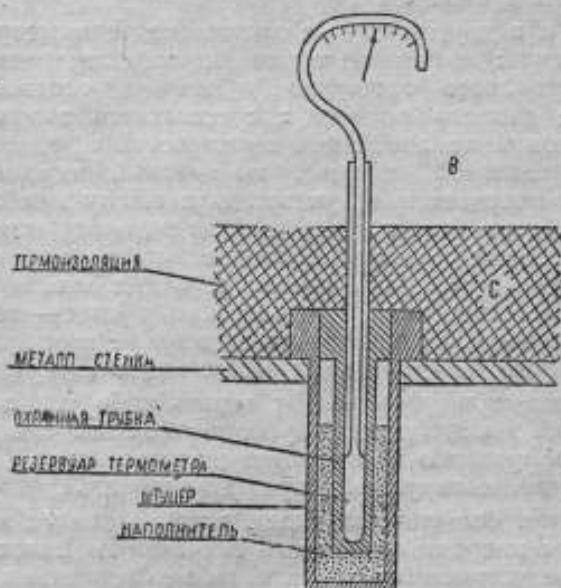


Рис. 3.

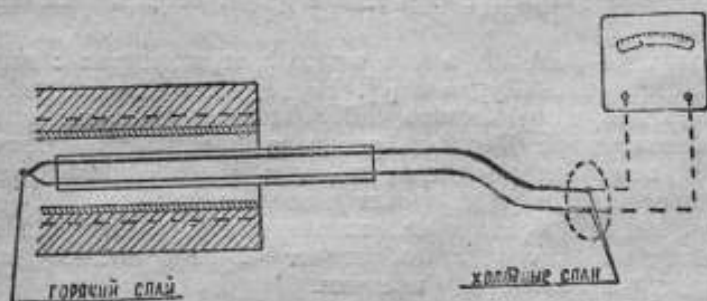


Рис. 4.

костью, — „шарик“; роль передаточного механизма играет столбик термометрической жидкости, находящейся в капилляре термометра; его мениск является указателем.

После этого предварительного замечания переходим к отста-

ванию (или „запаздыванию“) термометра, причем различим два случая.

1-й случай: измеряемая температура — постоянная и

2-й случай — она переменная: t — функция времени, которое мы обозначим буквой τ .

И в том и в другом случае отставание термометра складывается из двух явлений: по-первых, термоприемник переходит от своего прежнего теплового состояния к новому, соответствующему температуре данного момента τ , с некоторым запаздыванием; это явление назовем тепловой или термической инерцией прибора; во-вторых, тепловой импульс, полученный термоприемником от среды A , передается на указатель и шкалу прибора, в свою очередь, не мгновенно, а с запаздыванием, присущим передаточному механизму и обусловленным его особенностями. Это явление не получило особого названия; будем его называть конструктивно-механической инерцией или проще — механической инерцией прибора. Наблюдаемое отставание является результатом совместного действия этих обоих видов „инерции“.

Преобладающую роль может играть либо тот либо другой вид; метролог и конструктор приборов должны правильно учитывать роль каждого из них применительно к той конкретной частной задаче, которую они призваны решать.

В огромном большинстве задач, встречающихся на практике, механическая инерция особенного значения не имеет и ее вредное действие устраняется заботливым изготовлением передаточной и измерительной частей прибора. В качестве примеров приведем хорошо известное термометристам явление „мертвого хода“ в жидкостных стеклянных термометрах [1], в частности скачкообразное движение мениска в ртутно-стеклянных термометрах [2].

Аналогичное явление имеет место в термометрах с манометрической пружиной Бурдона [3]. Точно так же электромеханические явления в столь часто употребляемом физиками и техниками гальванометре Депрэ-д'Арсонваля приходится учитывать только в немногих вопросах; хорошо разработанная теория этого гальванометра [4] помогает разобраться в каждом отдельном случае и подобрать такой гальванометр, электромеханические свойства которого обеспечат пренебрежимо малую величину его механической инерции.

Правда, в некоторых случаях измерения температуры механическая инерция играет центральную роль, так, например, когда применяется термоэлектрический метод (термопара) для измерения температуры в какой-либо точке закаливаемого металлического изделия малых размеров (порядка нескольких дюймов); в этом примере термическая инерция ничтожна, но механическая инерция гальванометра Депрэ-д'Арсонваля, даже наиболее чувствительного, слишком велика, ибо падение температуры

происходит чрезвычайно быстро; приходится применять хотя бы струнный гальванометр [5].

На основании вышесказанного мы ограничим нашу задачу рассмотрением только термической инерции. Прежде чем к ней перейти, изложим общепринятый критерий оценки величины отставания. Он установлен уже давно Гильомом (Guillaume) и другими [6]. Он основан на упрощенном математическом истолковании явления, а именно, что изменения исправленного на инструментальную ошибку показания прибора $d\theta$ за бесконечно малый промежуток времени $d\tau$ прямо пропорционально этому промежутку и разности температур θ и окружающей среды t , т. е.

$$d\theta = m (\theta - t) d\tau. \quad (1)$$

Коэффициент пропорциональности m (число всегда положительное) имеет размерность $\frac{1}{\text{ед. врем.}}$, его обратная величина

$$s = \frac{1}{m} \quad (2)$$

имеет размерность времени и служит мерой отставания термометра. Предполагая, что это величина постоянная, т. е. независящая от времени, и проводя опыт в условиях

$$t = \text{const}, \quad (3)$$

т. е. в условиях вышеупомянутого „случая первого“, из уравнения (1) находят, что абсолютное значение разности между θ и t , которое пусть обозначено $|\theta - t|$, меняется со временем по экспоненциальному закону, так что

$$|\theta - t| = |\theta_0 - t| e^{-m(\tau - \tau_0)}, \quad (4)$$

стремясь к 0 при $\tau \rightarrow \infty$.

Здесь θ_0 показание термометра в начальный момент времени τ_0 , который есть момент погружения термометрического прибора в среду A .

Заметим тот момент времени τ_1 , для которого показатель у e (основание натуральных логарифмов) в формуле (4) станет равным -1 (минус единица). Из формул (4) и (2), полагая $\tau = \tau_1$, заключаем, что для этого момента времени разность между температурой среды и показанием термометра станет равной $\frac{1}{e}$, т. е. равной приблизительно 0,4 своего первоначального значения — того, которое она имела в момент погружения термометра в среду; одновременно мы видим, что тогда должно быть $\tau_1 - \tau_0 = s$. Таково обоснование наглядного определения термина „постоянная или константа отставания“, принятого, в частности, и проектом ГОСТ, выработанным термометрической лабораторией ВНИИМ в июле 1941 г., где говорится, что „ s — время,

за которое при постоянной¹ температуре среды, термометр, нагретый выше этой среды, охлаждается на $\frac{1}{\tau}$ первоначальной разности температур термометра и среды". (ГОСТ. Теплотехнические измерения. Основные термины, обозначения и определения).

Явление, интерпретацией которого являются формулы (1) и (4), состоит в простом охлаждении (если $\theta_0 > t$) или нагревании (если $\theta_0 < t$) термометра, и оно то положено в основу опытного определения константы отставания. Обычно опыт ведут таким образом, что замечают моменты времени τ и соответствующие им показания термометра θ , причем измеряют постоянную тем-

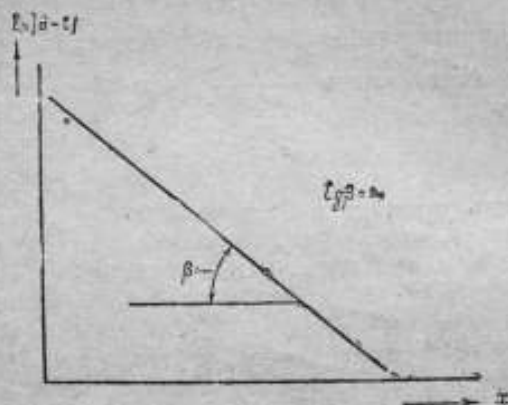


Рис. 5.

пературу t среды, куда введен термометр. Обработка опытных данных состоит в вычислении значений $\ln |\theta - t|$ и построении по точкам линии

$$\ln |\theta - t| = -m (\tau - \tau_0) + B \quad (5)$$

формула (5) является следствием формулы (4).

Эта линия должна быть прямой линией, если верно предположение о постоянстве числа m . Она представлена на рис. 5, где кружками отмечены экспериментальные точки. Из формул (5) и (2) видно, что котангенс угла, составляемого этой прямой с осью абсцисс—осью времен,—и есть искомая константа отставания.

И действительно, опыт показывает, что в большинстве случаев отклонение графика рис. 5 от прямой настолько незначительно, если только достаточно хорошо соблюдается условие

¹ Обозначение взято тоже из проекта.

(3), что отклонение это скорее следует приписать несовершенству постановки опыта, чем относить к неправильности исходной предпосылки, которая приводит к уравнениям (4) и (5). Почти все авторы, занимавшиеся вопросами отставания термометров, довольствовались построением прямых (5) в различных условиях и разбором полученных данных, не вникая более глубоко в суть дела. Только в 1912 г. Гарпер (Harper) в своем обширном исследовании [7] обратил внимание на отклонение от прямолинейной формы графика для термометров Бекмана и дал объяснение этого обстоятельства, но он только этим ограничился. В том же роде рассматривали вопрос и другие авторы, например, Ливенег [8], Буссе [9] и пр.

Исключение представляет собою исследование Мак-Лода (MacLeod), появившееся более 20 лет тому назад [10], где автор применил аналитическую теорию теплопроводности; полученные им сложные формулы мало пригодны для практических приложений; кроме того, они относятся лишь к ограниченному классу приборов.

Наконец, в предвоенные годы нами была предпринята попытка несколько глубже рассмотреть вопрос и систематизировать те факторы, от которых зависит отставание термометра. Об этом сообщается в одной из работ, опубликованных в Трудах ВНИИМ, и будет повторено в следующем параграфе, причем будут внесены некоторые дополнения, а в дальнейших параграфах мы перейдем собственно к предмету данной статьи и укажем направление будущих экспериментальных исследований.

§ 2. Анализ понятия о константе термической инерции на основе теории регуляризации теплового режима и физическое обоснование нового метода ее экспериментального определения

В только что изложенном определении величин m и ϵ (так, как оно дано в проекте ГОСТ), очевидно, учитываются одновременно и термическая и механическая инерция прибора, а при исследовании их следует разделить, ибо это величины физически совершенно различные, причем вторая в большинстве случаев — а в практических измерениях всегда — оказывается, как уже ранее говорилось, по своему эффекту пренебрежимой сравнительно с первой.

Поэтому предположим, что тепловой импульс от термоприемника передается на шкалу и указатель мгновенно и, следовательно, величины, обозначенные m и ϵ в § 1, — чисто термические величины. Тогда экспериментальное определение ϵ , там указанное, неизбежно приводит к изучению явления простого охлаждения или нагревания термоприемника при условии, что тепловое воздействие на него среды A остается постоянным. Это условие характеризуется двояко; во-первых, имеет место уравнение (3);

во-вторых, коэффициент теплоотдачи α на границе между наружной поверхностью S термодатчика T и средой A также остается постоянным:¹

$$\alpha = \text{const} \quad (6)$$

Отсюда уже сразу усматривается, что константа α должна зависеть от α . Далее усматривается и другое обстоятельство, которым никак нельзя пренебречь во многих случаях и которое почти все исследователи оставляли без внимания. Оно заключается в следующем.

Термодатчик многих приборов представляет собою сложную систему — см., например, рис. 3 или рис. 6, на которых изображен термодатчик технического пирометра. Это — си-

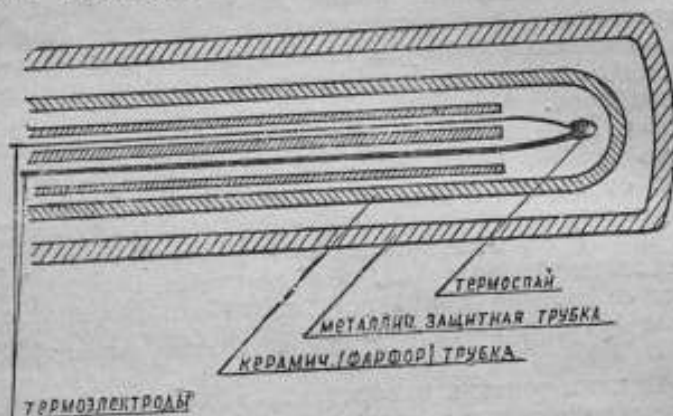


Рис. 6.

стема, состоящая из различных тел, часто даже не только из твердых и жидких, но и газообразных (примером может служить стакан оправы технического термометра, наполненный маслом); материалы этих отдельных частей термодатчика часто принадлежат к плохо проводящим тепло материалам; поэтому зачастую распределение температур по объему термодатчика далеко от равномерности: когда точки внешней его поверхности S уже почти успели принять температуру t среды A , внутренние его точки еще имеют температуру, заметно отличающуюся от t . Это обстоятельство приходится учитывать не только в таких сложных и массивных термодатчиках, как у технических приборов, но даже, при некоторых условиях измерений (например,

¹ В вышеупомянутом проекте ГОСТ дано следующее определение: «интенсивность теплоотдачи, определяемая как количество тепла, проходящее через единицу поверхности в единицу времени при разности температур поверхности тела и окружающей его среды равной одному градусу».

при больших значениях α), в простейших жидкостных стеклянных термометрах, как уже давно было указано Мак-Лодом и нами [11]. Температура выравнивается лишь постепенно и будет равномерно распределена по объему термоприемника, теоретически говоря при $\tau \rightarrow \infty$. Это иллюстрировано на принципиальной схеме термоприемника, изображенной на рис. 7; его различные части помечены цифрами I, II, III.

Температура в какой-либо точке его M обозначена буквой u , температура в точке M_1 на поверхности — символом u_1 . Вообще говоря, $u_1 \neq u$.

Рассматривая с точки зрения физико-математической процесс охлаждения или нагревания сколь угодно сложной системы, мы установили общий закон, который гласит, что, каково бы ни было начальное тепловое состояние системы (т. е. распределение температуры в ней в момент погружения ее в среду A), всегда, по истечении достаточного прошедшего времени, ее тепловой режим „регуляризуется“, делается правильным, регулярным; регуляризация выражается в том, что изменение температуры u в любой точке M подчинено экспоненциальному закону, другими словами, что логарифм абсолютного значения разности $|u - t|$ температур в M и в среде A , т. е. $\ln|u - t|$, меняется пропорционально времени и, что особенно важно, коэффициент пропорциональности один и тот же для всех точек системы: он характеризует поведение системы в целом безотносительно к ее отдельным точкам. Это значит, что полулогарифмические графики изменения температурных разностей $|u - t|$, построенные аналогично графику рис. 5, представляющие собою систему параллельных прямых. Общий их угловой коэффициент обозначим той же буквой m , которая была введена нами ранее, но которая теперь уже приобретает определенный физический смысл. Обратную величину обозначим, по-прежнему, по (2), буквой ε . Очевидно, то же свойство имеет и температура, полученная усреднением температур по какой-либо части объема или по всему объему или поверхности системы. Одна из этих температур и будет соответствовать той, которая в § 1 обозначена буквой θ , т. е. исправленному показанию прибора.

Таким образом, из теории регулярного режима вытекает, что действительно в формуле (1) и ей равносильной (4) коэффициент m не зависит от времени. Но эта теория дает больше того: 1) она указывает, что постоянство m имеет место во всех

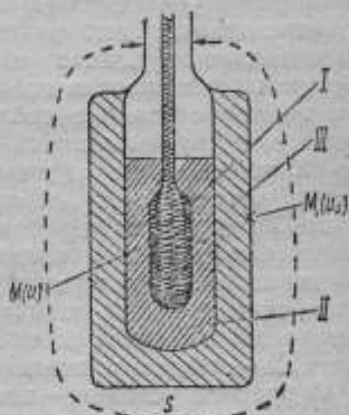


Рис. 7.

случаях, каково бы ни было распределение температур по отдельным точкам термодатчика; 2) она указывает, какие условия необходимы и достаточны, чтобы испытание термометра или пирометра на отставание, производимое по общепринятой схеме, как описано в § 1, давало достаточно обоснованный, с физической точки зрения, результат. Остановимся на последнем обстоятельстве.

Закон регуляризации относится к телам и системам твердым; если в состав последних входят жидкие и газообразные тела, то предполагается, что или распределение температур в них равномерное, или же оно следует закону передачи тепла в твердых телах. Это условие, определяющее явление внутри термодатчика, равносильно гипотезе Фурье. Далее, существенно соблюдение уравнения (6) во всех точках поверхности S . А это условие означает, что явление теплообмена на ней подчиняется так называемому „закону охлаждения Ньютона“. Если два только что указанные условия соблюдены, то закон регуляризации имеет силу. Первое условие соблюдается почти во всех термодатчиках, ибо для имеющихся в них жидких и газообразных включений верно выше сделанное предположение. Второе условие также почти всегда соблюдается, если не в первые моменты после погружения термодатчика в среду, то по истечении некоторого времени, когда разность $n_2 - t$ станет малой, ибо, как только это наступит, закон Ньютона возымает силу. При этом, если среда A находится в движении, необходимо, чтобы все время характер и скорость движения не менялись; если среда A — газ, то и давление его при этом не должно меняться. О третьем условии — постоянстве t — мы уже говорили.

Анализ, подтверждаемый опытами, показывает, что ε (или m) зависит, по-первых, от свойств самого термодатчика, а именно от формы, размеров и взаимного расположения его составных частей, и от физических свойств материалов, из которых они изготовлены, и, во-вторых, от значения коэффициента теплоотдачи α .

Найти эту зависимость современный математический анализ помогает только в немногих случаях, однако, он дает указание на то, в каком направлении следует вести экспериментальные исследования.

Если бы датчик состоял из однородного и изотропного вещества и имел теплоемкость C , то константа термической инерции могла бы быть вычислена по формуле

$$\varepsilon = \frac{\Phi}{\alpha V}, \quad (7)$$

в которой Φ означает константу, зависящую только от свойств датчика, ибо она равна

$$\Phi = \frac{r}{S}, \quad (8)$$

α Ψ — отвлеченное число, лежащее между 0 и 1 и зависящее от α , а также от свойств вещества приемника. Физический смысл Ψ : это число учитывает неравномерность распределения температур по приемнику. Если обозначить u_s среднюю поверхностную его температуру, а u_v — его среднюю объемную температуру, то

$$\Psi = \left| \frac{u_s - t}{u_v - t} \right|. \quad (9)$$

Его свойство: при α , стремящемся к 0, число Ψ приближается к 1; когда α стремится к ∞ , — а физически это обозначает измерение в плотной, находящейся в энергичной циркуляции жидкости или плотной вязкой или твердой массе и т. п., — тогда Ψ стремится к 0.

В случае сложной системы математический анализ бессилён для решения задачи; однако, заменяя приемник эквивалентным однородным и изотропным телом, можем сохранить формулу (7). Заметим, что если бы в каждый момент времени можно было считать распределение температур равномерным, т. е. $\Psi = 1$, то формула (7), обращаясь в

$$\varepsilon = \frac{\Phi}{\alpha}, \quad (7')$$

была бы справедливой для приемника сколь угодно сложного состава; вводя в (7') поправочный коэффициент Ψ , можем распространить (7') и на случай неравномерного распределения температур по приемнику.

Предыдущий анализ показывает, в какой форме следует искать зависимость ε от конструкции термоприемника и от внешних условий.

Конструкция отражается прежде всего на величине Φ , которая только от нее и зависит — см. формулу (8). От внешних условий измерения, характеризуемых коэффициентом теплоотдачи α , число Φ не зависит: это — константа, присущая терморисмнику, т. е. константа прибора. (Правда, она несколько изменится с температурой t , постольку, поскольку изменяется с температурой и удельная теплоемкость всех веществ, а следовательно, меняется C , а также не сохраняется постоянным S — в силу теплового расширения).

Что касается Ψ , то это величина сложная, зависящая не только от α , но и от конструкции термоприемника. Зависимость ее от них в огромном большинстве случаев придется устанавливать эмпирически.

Интенсивность теплового воздействия среды A на прибор определяется величиной α , и от этого параметра в широчайшей степени зависит тепловая инерция, что очень рельефно показывает формула (7): ε приблизительно обратно пропорциональна α .

Пусть имеется определенный термоприемник, т. е. выбран определенный термометр; пусть его применяют в различных условиях, например, для измерения температур газов, жидко-

стей — воды, масла и т. п., спокойных и движущихся; во всех этих случаях коэффициент α будет различным, и тепловая инерция прибора ϵ также будет варьироваться. Поставим вопрос: как ϵ зависит от α ? Ответ на это дает кривая, изображающая эту зависимость [12]. Ее мы назвали характеристической кривой тепловой инерции: ее уравнение дается формулой [7], в которой Φ постоянное, а ψ — функции α . Эта кривая для любого термометра имеет гиперболообразный вид, как показано на рис. 8.

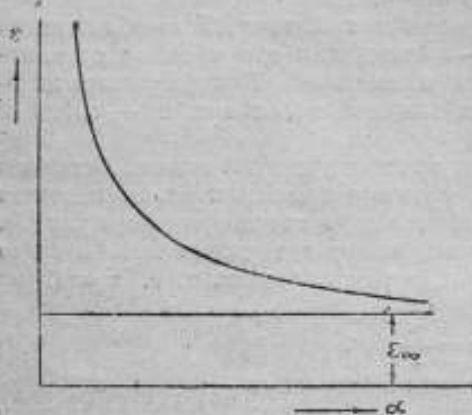


Рис. 8.

Для полного суждения о свойствах прибора данного типа является необходимым построить эту кривую, хотя бы в той ее части, которая соответствует нормальным условиям применения прибора.

Обратим внимание на одно свойство этой кривой, имеющее немаловажное практическое значение. Мы видим, что ϵ монотонно убывает с возрастанием α ; спрашивается, не может ли

случиться, по крайней мере для некоторых типов теплоприемников, что их термическая инерция станет в пределе — при $\alpha = \infty$ равной нулю? На это приходится ответить отрицательно: если предельное значение константы термической инерции, соответствующее бесконечному α , обозначим ϵ_{∞} , то это число никогда не будет равно нулю; к такому заключению приводят установленные нами основные законы регуляризации теплового режима (см. статью „Об основных положениях теории регулярного теплового режима“ в этом сборнике).

Правда, подбирая теплоприемник ничтожных размеров, можно снизить ϵ_{∞} до практически нулевого значения, но если наименьший возможный размер приемника ограничен, то ни при каких условиях нельзя сделать его термическую инерцию как угодно малой; она ограничена размерами приемника, ибо ϵ_{∞} — функции этих размеров. По этому поводу см. наши предыдущие работы [12].

Правда, подбирая теплоприемник ничтожных размеров, можно снизить ϵ_{∞} до практически нулевого значения, но если наименьший возможный размер приемника ограничен, то ни при каких условиях нельзя сделать его термическую инерцию как угодно малой; она ограничена размерами приемника, ибо ϵ_{∞} — функции этих размеров. По этому поводу см. наши предыдущие работы [12].

§ 3. Новый универсальный метод определения константы термической инерции, основанной на выводах теории предыдущего параграфа

Экспериментальное определение термической инерции, как оно до сих пор производилось, возможно только на изготовленном и уже выверенном термометре или пирометре, ибо в рас-

четной формуле (5) фигурирует температура θ той части термодатчика, которая непосредственно воздействует на передаточный механизм. Такой метод обладает двумя недостатками: 1) в нем не отделена термическая инерция от механической и 2) он сложен в экспериментальном отношении, если приходится иметь дело со сколько-нибудь сложным прибором. Так, например, если требуется исследовать отставание платинового термометра сопротивления, то необходимо его предварительно градуировать, а эксперимент вести с помощью довольно громоздкой в обращении электроизмерительной аппаратуры; другой пример: исследованию термической инерции термопары должна предшествовать ее градуировка и т. д.

Общий закон регуляризации теплового режима, изложенный в § 2, позволяет значительно упростить процесс измерения ϵ и при этом дает широкие возможности изучения самых различных по конструкции термодатчиков в самых разнообразных условиях; никаких выверенных приборов при применении этого нового метода определения ϵ , как будет видно из дальнейшего, не требуется; необходимо только располагать достаточно чувствительным зеркальным гальванометром. Для исследования некоторых технических приборов, например отсасывающих пирометров [13], новый метод дает не только существенную экономию во времени, но является, пожалуй, и единственно надежным.

Его идея очень проста и состоит в том, что, исходя из основной нашей теоремы (§ 2), для получения ϵ пользуются данными наблюдений над изменением со временем абсолютного значения разности температур $|u - t|$ любой точки M внутри термодатчика и температуры t среды A ; обозначим буквой θ

$$|u - t| = \theta \quad (10)$$

значение ее для любого момента времени τ , а символами θ_1 и θ_{11} значения ее для двух моментов времени τ_1 и τ_{11} ($\tau_{11} > \tau_1$), взятых произвольно, но уже после наступления регулярированного режима. Для измерения θ воспользуемся дифференциальной термопарой,² помещая один ее спай внутрь термодатчика, в точке M , взятой так, как нам представится удобней, а другой — в точке N среды A ; приключим термопару к зеркальному гальванометру. Схема приведена на рис. 9. В силу основного закона регуляризации график изменения величины $\ln \theta$ с течением времени τ позволит определить ϵ , ибо аналогично формуле (5) имеем, заменив $(\theta - t)$ через θ (см. формулу (10)):

$$\ln \theta = -\epsilon \tau + H, \quad (11)$$

где H — постоянная, т. е. величина, не зависящая от τ (хотя и имеющая различные значения для разных точек приемника).

² Спаи термопары в точке M настолько мал по сравнению с приемником, что его наличие не изменяет заметно термическую инерцию последнего.

Относя уравнение (11) к двум моментам времени τ_1 и τ_{II} , получаем, исключив из них H , формулу для вычисления ϵ :

$$\epsilon = \frac{\tau_{II} - \tau_1}{\ln \psi_1 - \ln \psi_{II}} \quad (12)$$

Хотя, теоретически говоря, для определения m достаточно

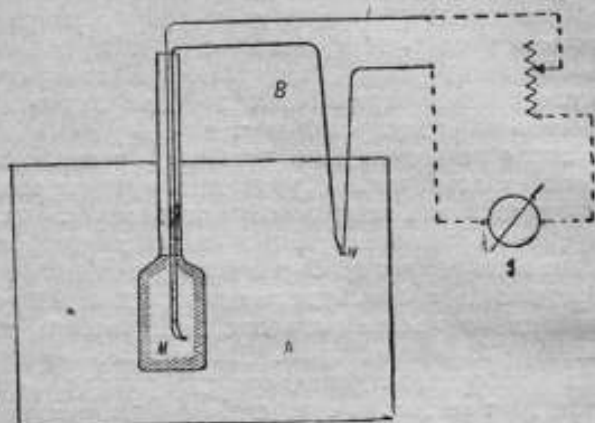


Рис. 9.

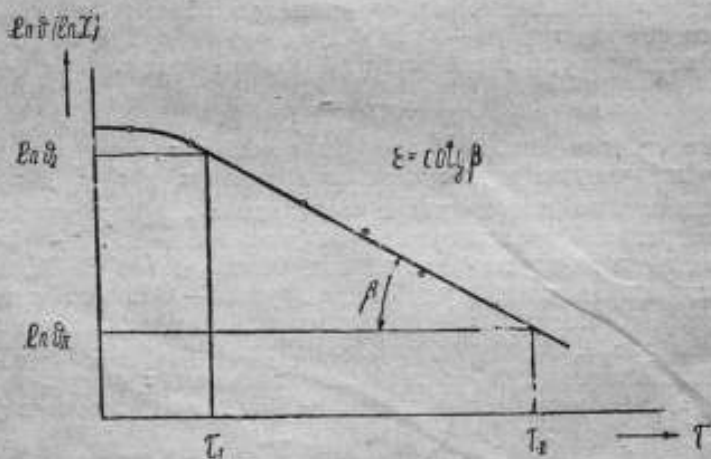


Рис. 10.

взять только два наблюдения, тем не менее берут, в целях повышения точности, ряд их, строят прямую и находят ϵ из графика $\ln \psi$ — функция τ , как это показано на рис. 10.

Теперь обратим внимание на одно обстоятельство, существенное для нашего метода. Какими бы из употребительных металлов ни пользоваться для изготовления применяемой здесь термопары, всегда с совершенно достаточной степенью точности можно считать разность температур ϑ (она — порядка нескольких градусов или десятков градусов) пропорциональной отклонению зайчика гальванометра от положения равновесия; обозначив это отклонение буквой X , а коэффициент пропорциональности буквой k , получаем

$$\vartheta = kX. \quad (13)$$

Пропорциональность эта обосновывается, во-первых, характером градуировочных кривых термопар, и во-вторых, самой сутью конструкции зеркального гальванометра. Поэтому $\frac{\vartheta_1}{\vartheta_{II}} = \frac{X_1}{X_{II}}$ и, следовательно, формулу (12) можно заменить следующей:

$$\varepsilon = \frac{\tau_{II} - \tau_1}{\ln X_1 - \ln X_{II}}. \quad (14)$$

Значит, нет необходимости градуировать дифференциальную термопару.

Из предыдущего ясно, что для испытания любого термодатчика на термическую инерцию по описанному методу требуется иметь:

- 1) термостатированную среду A , в которой осуществляются данные условия измерения, т. е. требуемое t и требуемое α ,
- 2) зеркальный гальванометр с нечрезмерно большим периодом колебаний и обычной амперной чувствительностью,
- 3) дифференциальную термопару,
- 4) часы или секундомер.

§ 4. Некоторые практические приложения изложенной теории

1. Время установления прибора.

В практике температурных измерений нередко приходится решать следующую задачу.

Термометр или пирометр погружают в среду A измеряемой температуры на короткое время, ибо долгое его выдерживание в среде по той или иной причине недопустимо (хотя бы потому, что среда агрессивная; пример: угольнокарборундовая термопара Фиттерера погружена в жидкую сталь); в момент погружения τ_0 термодатчик, естественно, имеет температуру ϑ_0 , иногда весьма значительно (если не применен предварительный подогрев термодатчика) отличающуюся от измеряемой температуры. Спрашивается, через сколько времени следует извлечь пирометр из

среды A , чтобы ошибка измерения не превзошла заданной величины Δt ?

Очевидно, что ответ дается формулой (4): искомое время — обозначим его Z — будет найдено, как равное

$$Z = \varepsilon \ln \frac{|\theta_0 - t|}{|\Delta t|}. \quad (15)$$

Следовательно, для определения Z необходимо знать ε , если считать заданной величину $|\theta_0 - t|$, которая оценивается сообразно обстановке измерения в каждом отдельном случае особо.

Изложенный нами метод позволит быстро испытать термодатчики различного устройства, а формулы (7) и (8) в некоторых случаях дадут возможность оценить порядок величины ε , а следовательно, и ожидаемое Z . Такая предварительная оценка может быть полезной в том смысле, что она сразу заставит отказаться от ряда конструкций и тем сократит число испытаний.

2. Примером такой предварительной оценки могут служить сделанные нами расчеты численного значения константы термической инерции для ртутно-стеклянных термометров с шаровым резервуаром. О них сообщается в одной из наших прежних работ [12].

Немалую трудность в таких расчетах представляет оценка α . Здесь уместно заметить, что обычно, чтобы характеризовать условия измерения, т. е. α , описывают ту среду A , в которой производится измерение: спирт, вода, масло и т. д. Правильнее было бы указывать соответствующее значение α , ибо отставание в двух различных средах может оказаться и одинаковым, если одна из них — в спокойном состоянии, а другая подвергается энергичному перемешиванию.

В некоторых случаях приходит на помощь современное учение о теплообмене, ибо многие из термодатчиков имеют форму цилиндра, теплоотдача которого изучена довольно подробно [14]. Исследования показали, что для цилиндра приближенно можно считать

$$\alpha = K \frac{W^n}{D^p}, \quad (16)$$

где положительные числа K , p , n оцениваются сообразно условиям обтекания цилиндра и физическим свойствам среды; W — скорость движения среды, D — диаметр цилиндра.

Как можно более подробное и точное описание условий измерения необходимо при указании численной величины ε для данного прибора: выражение „константа термической инерции такого-то термометра“ лишено определенности, пока это описание отсутствует.

Возникает, естественно, вопрос: какова величина наименьшей возможной для данного термодатчика константы тепловой

инерции? Этот вопрос равносильен задаче об определении асимптотического значения ϵ_{∞} этой константы. Нахождение его аналитическим путем представляет большую математическую трудность даже для самых простых видов термодатчиков, а потому почти единственный возможный путь решения задачи — эксперимент, поставленный в надлежащих условиях. Теория все же может быть полезна в том отношении, что она дает указания о верхнем и нижнем пределах, между которыми заключена искомая величина ϵ_{∞} . Подчеркнем еще раз, что для данного термодатчика ни при каких обстоятельствах его термическая инерция не может быть снижена сколь угодно мало: как нами доказано, ϵ_{∞} всегда отлично от 0 (см. конец § 2).

3. Примером могут служить советские эталонные платиновые термометры сопротивления, по своему устройству подобные эталонам других государств: для них ϵ_{∞} — число порядка 50—60 сек. Константа термической инерции термометров этого типа была исследована подробно по описанному здесь методу в 1940 г., о чем сообщается в следующей статье этого сборника. Результаты, как и следовало ожидать, вполне согласуются с результатами иностранных исследователей, полученными обычным приемом.

Отсюда заключение: если будет признано необходимым снизить термическую инерцию нынешних эталонных платиновых термометров, то этого можно достичь только путем коренного изменения их конструкции.

4. Изложенные здесь (§ 2) общие законы могут быть применены к расчету термометров с искусственно повышенной тепловой инерцией. Такие термометры применяются в некоторых измерениях на производстве [15], для измерения температуры сыпучих тел, особенно же часто в геологии для измерения температуры в буровых скважинах [16]. Эти термометры иногда называют „ленными“.

Идея их устройства очень простая: шарик ртутно-стеклянного термометра плотно заделывают в небольшой блок, имеющий приблизительно цилиндрическую форму и изготовленный из материала, плохо проводящего тепло, после чего его помещают

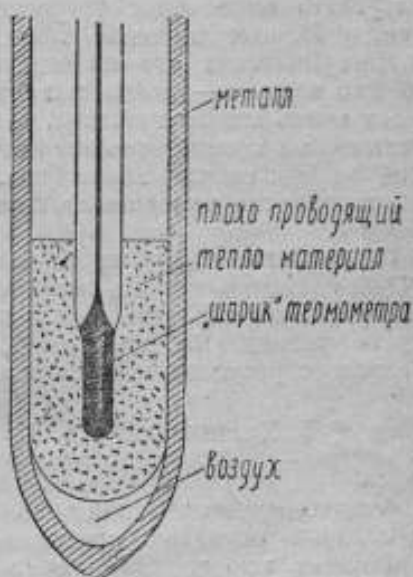


Рис. 11.

в прочную, чаще всего металлическую трубку, которая играет примерно ту же роль, как и пирометрический жезл, предохраняя основную часть прибора от вредных воздействий внешней среды A . Термоприемник, таким образом, конструируется по схеме, изображенной на рис. 11.

При погружении ленивого термометра в среду A он довольно быстро — примерно в 30—40 минут — принимает ее температуру, так как эти термометры применяются в условиях больших значений α , что соответствует точкам характеристической кривой, близким к ее асимптоте; таким образом, при измерении ε близко к ε_{∞} . По извлечении термометра из среды A он попадает в среду B , которая имеет температуру, сильно отличающуюся от t ; термическая его инерция ε в условиях этой среды — спокойного воздуха — очень велика, ибо в спокойном воздухе α имеет очень малые значения, которым соответствуют на характеристической кривой большие значения ε . Поэтому термоприемник прибора при отсчитывании (т. е. в воздухе) не успевает сколько-нибудь заметно изменить свою температуру, равную температуре среды t .

По заданию одного из научно-исследовательских институтов в 1939 г. нами были спроектированы ленивые термометры для геологических исследований; в качестве термонизолятора использована резина. Расчет термической инерции дал достаточное согласие с результатами опытов.

§ 5. Критика метода. Необходимость дальнейших исследований

Физико-математическая теория явления термической инерции, на которой основаны приведенные в § 2 формулы, не вполне охватывает всю картину теплообмена термоприемника с окружающими его телами: в ней есть пробел. Чтобы его уяснить, обратимся к общей схеме измерения температуры, представленной на рис. 1 и иллюстрированной ранее (в § 1) несколькими примерами.

Для определенности предположим, что измеряемая температура выше температуры воздуха и что термометр в начальный момент времени τ_0 имеет температуру ниже t .

По погружении термоприемника в среду A он получает тепло от A и аккумулирует его; но одновременно он отдает некоторую долю получаемого тепла через свой держатель или оправу и через неразрывно с ним связанную часть конструкции передаточного механизма путем кондукции от более нагретых мест к более холодным (на фиг. 12 это показано стрелками вверх).

Этой долей тепла мы пренебрегли при выводе наших формул, в чем и заключается неполнота нашей теории.

Единственное теоретическое обоснование законности такого

пренебрежения заключается в том, что тепловоспринимающая поверхность S термометрической установки, вообще говоря, велика по сравнению с поперечным сечением той ее части, которая служит местом сопряжения с R и с оправой—на рис. 12 оно помечено ab , в то время как поверхность S есть acb .¹

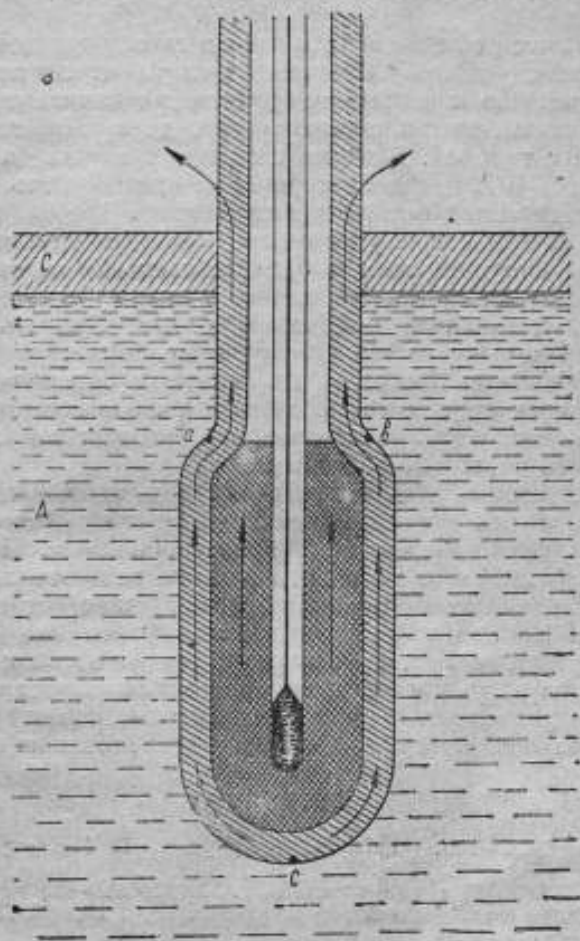


Рис. 12.

Влияние этих выступающих наружу—в среду B —частей термометрической установки учесть аналитическим путем, повидимому, в высшей степени трудно.

Чтобы все же выяснить характер возможной структуры эмпирических формул, мы (в 1940 г.) применили аналитическую тео-

рию теплопроводности к наипростейшему случаю — охлаждению или нагреванию жидкостного стеклянного термометра палочного типа — и выяснили влияние на стержня термометра, введя при этом еще дополнительно упрощающее условие, а именно, предположив, что среды *A* и *B* между собой совпадают (пример: ведется наблюдение над охлаждением термометра в комнатном воздухе).

Оказалось, что решение задачи даже в такой упрощенной трактовке имеет сложную форму. Стержень, который играет роль держателя по отношению к шартику термометра, увеличивает инерцию. Некоторые опыты, хотя и незаконченные, дали удовлетворительное согласие с теорией. Влияние стержня в наших опытах оказалось порядка 10%, и, следовательно, им пренебрегать при более точных исследованиях было бы неправильно.

Поэтому настоящее исследование, дающее удобный метод испытания на инерцию, хотя и представляет собою шаг вперед в разрешении задачи, тем не менее, должно быть дополнено новыми исследованиями, имеющими целью выяснить влияние выступающих наружу частей арматуры приборов.

Эти исследования будут иметь главным образом экспериментальный характер; однако нам думается, что некоторые приближенные формулы, устанавливаемые при помощи новых предположений, и здесь окажутся полезными.

Вторая величина, подлежащая исследованию, — коэффициент теплоотдачи α ; как видно из нашего анализа, без ее знания решение вопроса не может быть признано полным. Имеющиеся на сей день решения, о которых вскользь говорилось в § 4, 2, далеко не охватывают всего разнообразия случаев, встречающихся на практике. Необходимо измерять α одновременно с измерением ϵ ; этот вопрос может быть разрешен на основании тех же общих законов регуляризации, которыми мы пользовались здесь. Однако его рассмотрение уже выходит за рамки настоящей статьи и послужит предметом особого исследования.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ostwald-Lüther. Handbuch der phys.-chem. Messungen, стр. 95 (192).
2. Ebert, ZS für Instrumentenkunde, стр. 398 (1930).
3. И. И. Сидоров. Манометры и их поверка, 1930, (№ 75 Гл. Паааты мер и весов), стр. 11 (1930).
4. М. М. Попов. Термометрия и калориметрия, стр. 100 (1934).
5. Г. Френч. Исследование закалки стали, стр. 8–9 (1933).
6. Ch. Guillaume. Traité de la Thermométrie de Précision, стр. 90 (1888).
7. Harper. Lag of Thermometers, изд. NBS RP 185 (1912).
8. Arch. für Techn. Messen Lief. 89, BIT 143, статья Lieneweg'a (1938).

¹ То обстоятельство, что эксперимент хорошо подтверждает экспоненциальный закон изменения θ , а также хорошее согласие расчетов инерции с результатами опытов, о которых говорилось в § 4 пп. 2 и 4, еще недостаточно, чтобы считать вопрос окончательно выясненным.

9. Temperature, its Measurement and Control in Science and Industry (Symposium) стр. 233 (1941 г.).
 10. Mc.Leod. On the Lag of Thermometers. Philos. Magaz. Vol. XLIII, стр. 49—69 (1922).
 11. Г. М. Кондратьев. Временник Гл. палаты мер и весов, вып. 2 (14), стр. 101 (1928).
 12. Г. М. Кондратьев. Труды ВИС за 1936 г., вып. 10 (26). Сборник Теплового исследования и измерения, стр. 42—47.
 13. П. П. Кульбуш. Электрические пирометры, стр. 274 и 288—290 (1932).
 14. Кириичев, Михеев, Эйгенсон. Теплопередача, стр. 139 (1910).
 15. Nation. Phys. Labor. Collected Researches, статья Ez. Griffiths and J. H. Awbrey (1916) „Thermometre Lag“.
 16. Труды ВНИИМ за 1941 г. вып. 5 (50), стр. 26—31.
-

Г. М. КОНДРАТЬЕВ и М. П. СТАЦЕНКО

О ТЕПЛОЙ ИНЕРЦИИ ЭТАЛОННЫХ ПЛАТИНОВЫХ ТЕРМОМЕТРОВ СОПРОТИВЛЕНИЯ

Во время посещения одним из авторов (в июле 1939 г.) Французской испытательной лаборатории Национального института искусств и ремесел (Laboratoire d'Essais du Conservatoire National des Arts et Métiers) при беседе с директором этой лаборатории доктором Бутри по вопросам уточнения международной шкалы температур, мы пришли к заключению, что представляет несомненный метрологический интерес тщательно изучить термическую инерцию платиновых термометров сопротивления, применяемых для осуществления международной шкалы температур. Такое изучение позволило бы не только повысить точность эталонирований, но дало бы необходимые указания при выборе рациональной конструкции прибора (см. в связи с этим замечание на стр. 19 отчета о деятельности Испытательной лаборатории за 1937 г., составленного Пераром, изд. 1939 г.). Соответствующие работы были нами начаты в 1940 г., и лаборатория низких температур ВНИИМ выполнила первый этап намеченного исследования, представляющий собой законченное целое. Его изложение и составляет содержание настоящей статьи.

О ТЕПЛОЙ ИНЕРЦИИ ЭТАЛОННЫХ ПЛАТИНОВЫХ ТЕРМОМЕТРОВ СОПРОТИВЛЕНИЯ

§ 1. Идея нового метода определения *

„Константу термической инерции“ или „константу отставания“ эталонных платиновых термометров сопротивления необходимо знать при сличениях с ними жидкостных образцовых термометров и при эталонированиях, ибо во всех этих случаях требуется: 1) оценить время установления прибора и 2) учесть влияние изменений температуры ванны на показания приборов, а для этого необходимо, в первую очередь, знать константу отставания. Ее мы обозначим буквой ϵ , а величину, ей обратную, буквой m :

$$m = \frac{1}{\epsilon} \quad (1)$$

(число m можно назвать „тепловой восприимчивостью“ термометра).

Здесь мы не будем заниматься общими определениями и закономерностями, относящимися к вопросам отставания термометров, они рассмотрены в наших предыдущих статьях.¹ Таким образом, мы предполагаем, что общая принципиальная и теоретическая сторона этого вопроса читателю известна и применим общую теорию к данному частному случаю, что позволит нам по-новому поставить эксперимент.

Для этого мы будем исходить из общих положений теории регулярного режима.

Приемник платинового термометра сопротивления представляет собою довольно сложную систему, и особенности применяемой при эталонировании электроизмерительной аппаратуры сильно затрудняют отсчитывание мгновенных значений сопротивления R_t термометра, не говоря уже о том, что переход от R_t к температуре связан с громоздкими и длительными вычислениями. Таким образом, прямой отсчет по термометру при измерении меняющейся его температуры должен быть исключен. Этого можно достичь, применив к термометру основную теорему теории регулярного режима, относящуюся к коэффициенту m .² В силу нее для получения m из опыта достаточно наблюдать изменение со временем разности температур: u — в любой точке M

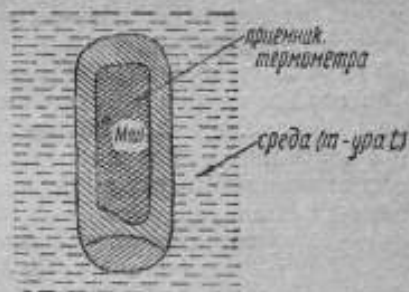


Рис. 1.

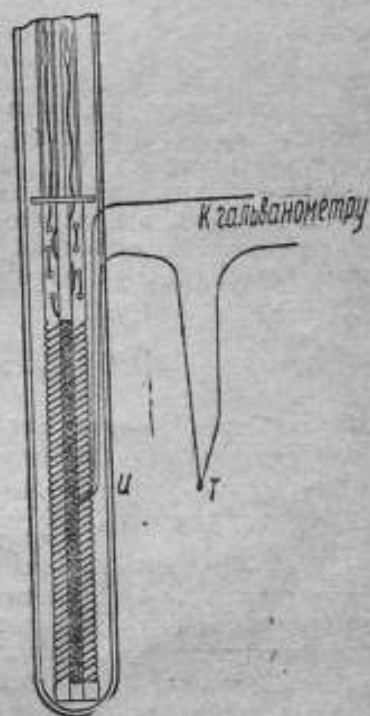


Рис. 2.

¹ Сборник «Тепловые исследования и измерения» ВИМС, 1936 г., вып. 10 (26), стр. 37—56 и статья Г. М. Кондратьева «Некоторые типичные проявления тепловой инерции». (Сдана в печать). Труды ВНИИМ, вып. 2 (47), 1941, стр. 52—70.

² Ее формулировку — новую, обобщенную см. в статье Г. М. Кондратьева «Универсальный метод определения константы термической инерции термометров и пирометров», § 2.

пр смника прибора и t —температуры ванны (рис. 1). Выбор точки M не отражается на величине m , т. е. и на величине ϵ .

Отсюда следующая методика эксперимента. Внутри приемника прибора укрепляют один из спаев дифференциальной термопары U (рис. 2), другой же ее спай T погружают в ванну, температура которой t остается постоянной; температура приемника в момент погружения не равна t . Наблюдают изменение разности температур u и t , записывая моменты времени τ и соответствующие им абсолютные численные значения этой разности, т. е. величины $\vartheta = |u - t|$. К этому и сводится весь эксперимент.

Далее по точкам строят полулогарифмический график изменения ϑ со временем и получают из его прямолинейной части величину

$$m = -\frac{\partial}{\partial \tau} (\ln \vartheta). \quad (2)$$

Для измерения разности температур к дифференциальной термопаре присоединяют зеркальный гальванометр достаточной чувствительности.

Короче говоря, здесь применяется методика измерений, ставшая стандартной в практике так называемых методов регулярного режима. Это чрезвычайно упрощает ведение опыта и позволяет в короткий срок накопить достаточно большой опытный материал.

§ 2. Результаты определения

В качестве объекта для экспериментов нами был избран платиновый термометр сопротивления эталонного типа № 3

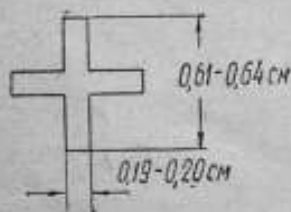


Рис. 3.

Харьковского государственного института мер и измерительных приборов. Его наружная оболочка, изготовленная из стекла, имеет длину 50 см, внутренний ее диаметр равен 0,81—0,82 см, наружный равен 1,03—1,04 см; обмотка термометра помещается на фарфоровом кресте, поперечное сечение и размеры которого изображены на рис. 3. Вообще же термометр изготовлен по образцу эталонных платиновых термометров сопротивления термометрической лаборатории ВНИИМ и настолько мало от них отличается, что в опытах по термической инерции он может вполне заменить наши эталонные платиновые термометры сопротивления.

Способ ввода рабочего спая дифференциальной термопары внутрь термометра показан на рис. 2.

Остальные детали опытов настолько просты, что не требуют пояснений.

Чтобы возможно более полно изучить отставание термометра в зависимости от внешних условий, мы их варьировали в широ-

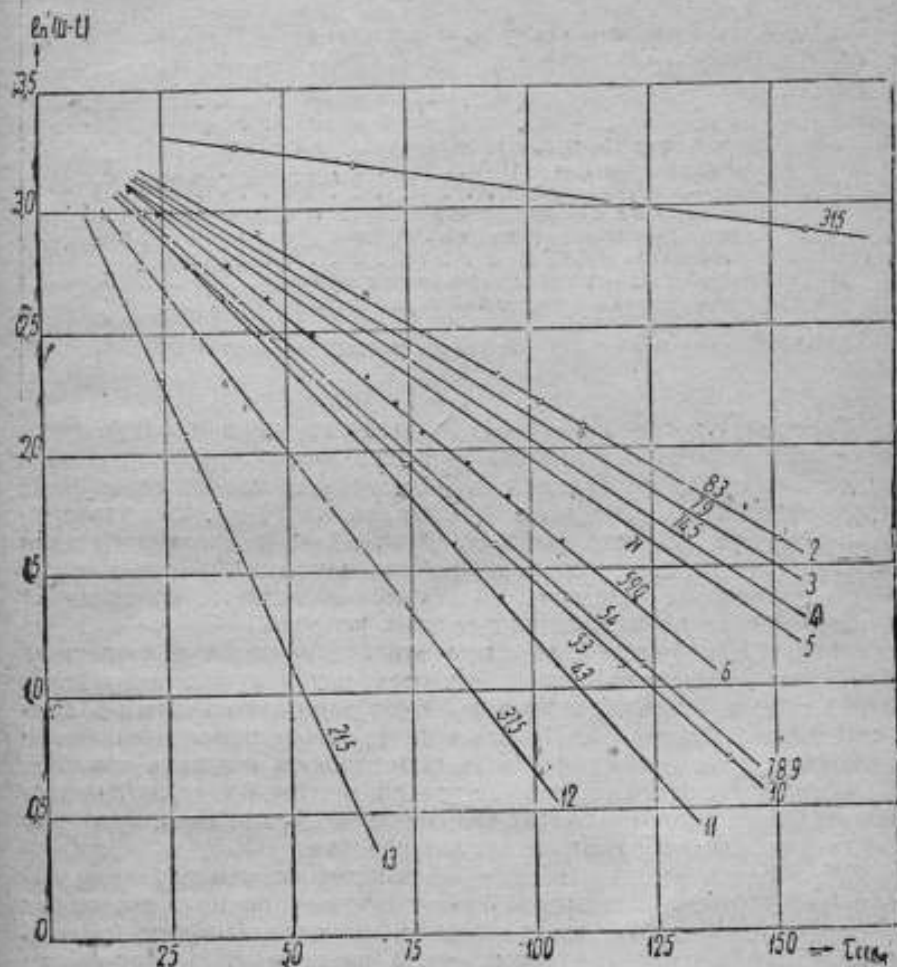


Рис. 4.

ких пределах — начиная от охлаждения в спокойном воздухе и кончая охлаждением в перемешиваемой воде; первое соответствует малым, второе — большим значениям коэффициента теплоотдачи α . Результаты опытов графически представлены на рис. 4 в виде совокупности полулогарифмических графиков №№ 1—13 и сведены в табл. 1.

Таблица 1

№№ графи- ков	Условия охлаждения	τ в сек.
1	Камера спокойного воздуха, температура $t = +18,6^\circ\text{C}$	315
2	Воздушный поток скорости $V = 2$ м/сек	83
3	" " " " $V = 3$ м/сек	79
4	" " " " $V = 3,9$ м/сек	74,5
5	" " " " $V = 4,7$ м/сек	71
6	Кислородная ванна открытого сосуда Дьюара без перемешивания $t = -180^\circ\text{C}$	59
7	Тоже — с перемешиванием	54
8	Водяная ванна с перемешиванием (ком. температуры)	} 54
9	Кислородная ванна другой конструкции с перемешиванием ($t = -180^\circ\text{C}$)	
10	Тающий лед, залитый дистиллированной водой	53
11	Водяная ванна с интенсивным перемешиванием ($t = +17,5^\circ\text{C}$)	43
12	Тающий лед, трубка термометра наполнена спиртом	37,5

Условия опытов №№ 6—11 соответствуют в полной мере условиям работы термометра при его эталонировании и при сличениях с ним образцовых термометров. В частности, глубина погружения его в ванну везде была равна 24 см, как это принято в наших обычных работах. Опыты 1—5 не соответствовали нормальным условиям эталонирования; они имели целью установить возможные пределы колебаний „константы отставания“ в зависимости от изменения внешних условий.

Из таблицы видно, что при эталонированиях и сличениях константа отставания эталонного термометра лежит в пределах от 43 сек. до 59 сек.;¹ вариации обусловлены различиями в конструкциях термостатов. Но даже интенсивное перемешивание не позволяет значительно понизить термическую инерцию прибора; единственным радикальным средством к тому будет либо изменение конструкции термометра, либо введение в его трубку какого-нибудь наполнителя взамен воздуха.

Оставляя в стороне вопрос об изменении конструкции, ибо это связано уже с заменой существующей группы эталонных термометров сопротивлением новыми, мы должны были избрать второй прием снижения термической инерции. Для этого было естественно заменить воздух какой-либо жидкостью; можно было ожидать, что ее лучшая теплопроводность по сравнению с газом позволит уменьшить инерцию. Замена воздуха спиртом действительно позволила снизить инерцию с 53 до 37,5 сек., как это видно из графика 12 и табл. 1. Этот выигрыш не настолько значителен, чтобы стоило дальше идти по пути подыскания наполнителя

¹ Напомним, что обычным приемом при охлаждении во льду ранее мы получали $\tau = 50$ сек.

оболочки: мало шансов на то, чтобы замена воздуха значительно уменьшила термическую инерцию. Эта замена может быть полезной в другом отношении (например, для низкоградусных термометров она позволит избежать осаждение влаги на обмотке термометра).

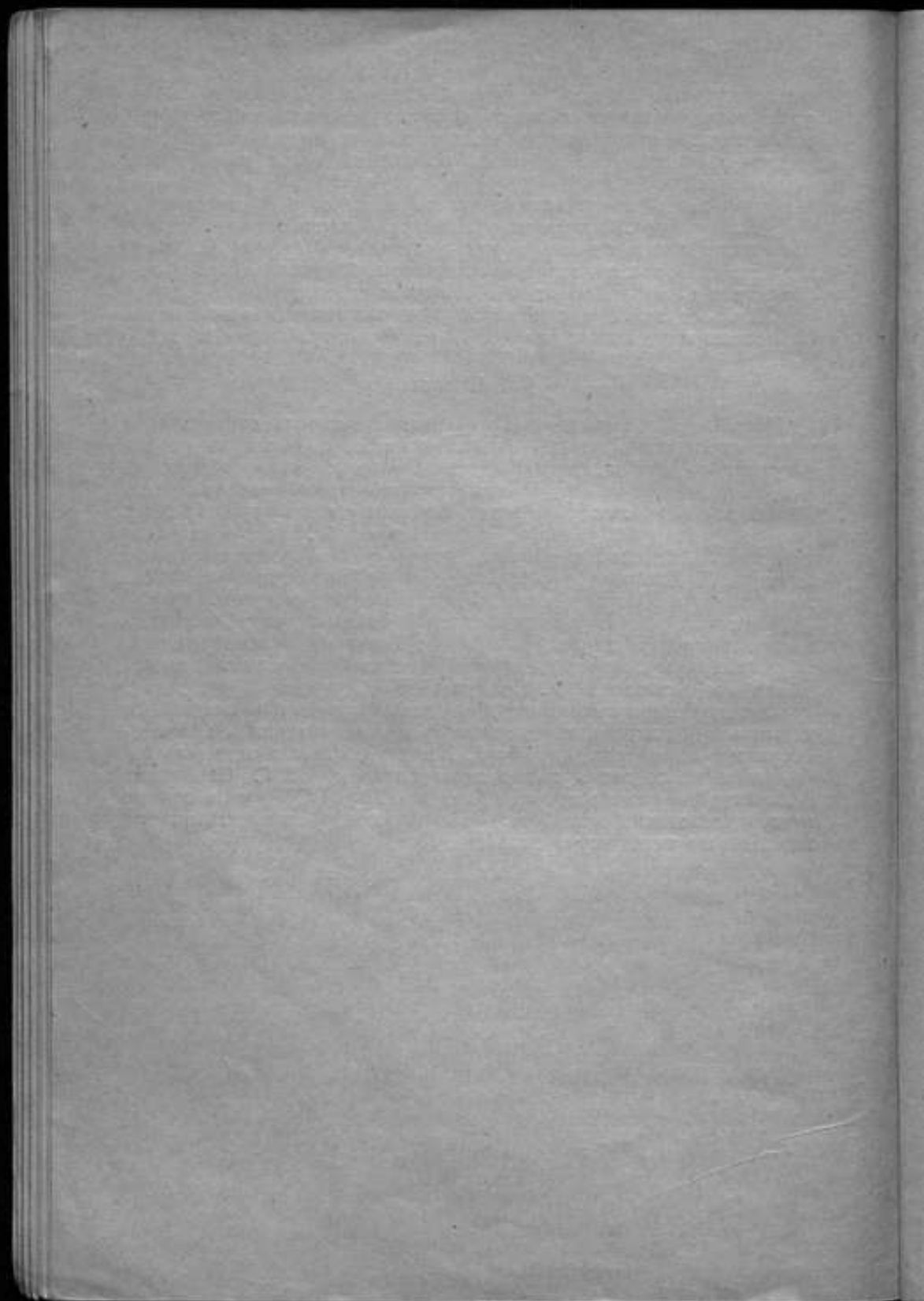
Фарфоровый крест должен играть немалую роль в тепловой инерции прибора. В этом мы убедились, измерив тепловую инерцию платинового термометра сопротивления фирмы O. Wolff того же типа, как эталонные термометры, близкого к ним по габаритам и единственно от них отличающегося тем, что фарфоровый крест заменен слюдяным. Мы получили для константы отставания в тающем льде $\epsilon = 21,5$ сек. (ср. с графиками 10 и 12).

§ 3. Выводы

Новый, общий, метод определения константы отставания ϵ термометров какой угодно конструкции, основанный на теории регулярного режима, здесь применен к исследованию термической инерции эталонных платиновых термометров сопротивления. Метод дал возможность измерить константу ϵ для разнообразных условий работы термометра, указанных в табл. 1, что в дальнейшем позволит построить характеристическую кривую термической инерции. Такое подробное исследование произведено над эталонными термометрами, сколько нам известно, впервые.

Измерив константу отставания для данных условий эксперимента, нетрудно вычислить величину ошибки эталонирования, обусловленную тепловой инерцией, как это разъяснено в вышеупомянутой статье Г. М. Кондратьева „О тепловой инерции“.

Одновременно выяснилось, что для значительного понижения термической инерции необходимо существенное изменение конструкции приемника прибора. Мы предполагаем в недалеком будущем исследовать термометры системы П. Г. Стрелкова (Институт физических проблем Академии Наук СССР) и на основе этих исследований выработать новую конструкцию эталонного платинового термометра сопротивления.



СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
Предисловие	3
Б. И. Пилипчук. Исследование постоянства некоторых термометров из нoble благородных металлов в интервале температур от 0 до -100°C .	6
Б. И. Пилипчук. О применении холодильных смесей для целей термо- метрии	17
А. Н. Бойко. Радиационный метод измерения поверхностных тем- ператур	31
Г. М. Кондратьев. Об основных положениях теории регулярного теплового режима	44
Г. М. Кондратьев. Универсальный метод определения константы термической инерции термометров и пирометров	60
Г. М. Кондратьев и М. П. Стадеяко. О тепловой инерции ста- нонных платиновых термометров сопротивления	84



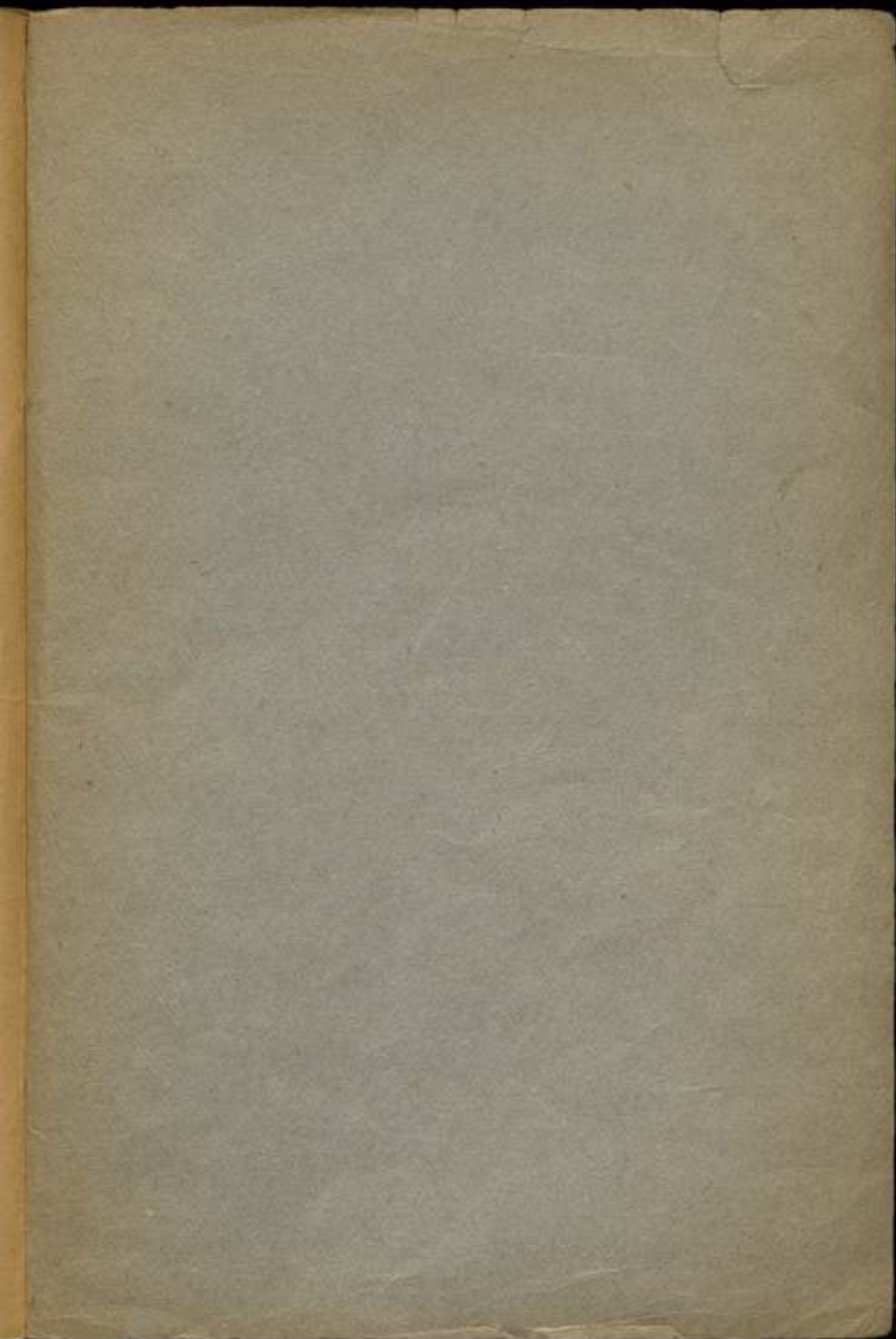
Научный редактор профессор
Г. М. Кондратьев
Технический редактор
А. А. Дворисовская
Корректор *Н. А. Кюхе*

МО 6843

Подписано в печать 10/X-47 г.
Объем 5,73 печ. л. Учетн. лит. 6,0 л.

Тираж 1800 экз.
Типо-рефай № 3 Управления
издательства и полиграфии
Исполкома Ленгорсовета
Зак. № 729.

Отпечатано с готовых матриц во 2-й
типо-литографии Гидрометеонаучата
Прачевский пер. 6 Зак. № 2014.



Цена 8 руб.

СКЛАД ИЗДАНИЙ:
Ленинград, Межгосподиздат, 19
ВНИИМ