

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

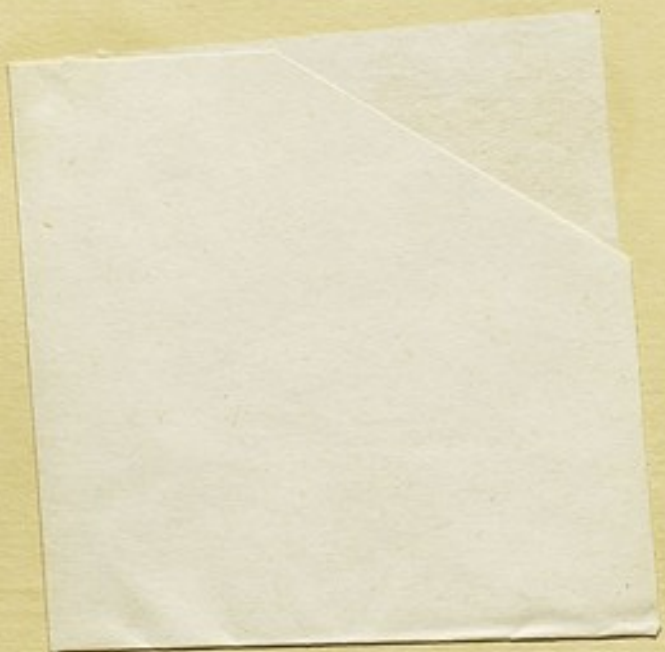
**ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ  
ТЕМПЕРАТУРНЫХ  
ИЗМЕРЕНИЙ**

ТРУДЫ ИНСТИТУТОВ КОМИТЕТА

ВЫПУСК 71 (131)

СТАНДАРТГИЗ  
—  
МОСКВА — ЛЕНИНГРАД  
1963

v





КОМИТЕТ СТАНДАРТОВ, МЕР И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ  
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

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

12978g.  
МЕ ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ  
ТЕМПЕРАТУРНЫХ  
ИЗМЕРЕНИЙ

ТРУДЫ ИНСТИТУТОВ КОМИТЕТА

ВЫПУСК 71 (131)

*Под редакцией*  
канд. физ.-мат. наук А. Н. ГОРДОВА



ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО СТАНДАРТОВ  
СТАНДАРТИЗ

МОСКВА — ЛЕНИНГРАД  
1963

Редакционный совет

П. Н. Агалецкий, К. К. Аглинцев, Н. Н. Александрова,  
В. О. Арутюнов, С. В. Горбацевич, Е. Ф. Долинский,  
М. К. Жоховский, Л. М. Закс, В. В. Кандыба, Л. К. Каяк,  
И. И. Киренков, Д. К. Коллеров, Е. Т. Чернышев,  
К. П. Широков, Е. Г. Шрамков, Б. М. Яновский

Ответственный редактор

д-р техн. наук проф. В. О. АРУТЮНОВ



## ПРЕДИСЛОВИЕ

Тематика этого сборника очень широкая, но все включенные в него статьи объединяются общей направленностью. Они все посвящены вопросам усовершенствования аппаратуры и методов измерения температур в широком диапазоне.

В сборнике рассматриваются работы по осуществлению термодинамической шкалы температур методами газовой термометрии, приводится изложение исследований по усовершенствованию аппаратуры для воспроизведения Международной практической температурной шкалы методами яркостной пирометрии как в видимой, так и в инфракрасной области спектра. Часть статей посвящена решению отдельных частных вопросов, относящихся как к методам осуществления некоторых постоянных точек (точек меди и палладия), так и к воспроизведению шкалы температур с помощью законов излучения черного тела.

Далее приводится описание аппаратуры и даются результаты определения энтальпии образцовых веществ (окиси алюминия и хлористого калия), выполненного при температурах от комнатной до 800 и 850° С соответственно. Изложены результаты исследования возможности измерения температур в нижнем и среднем диапазонах шкалы с помощью образцового платинового термометра сопротивления, градуированного только в двух постоянных точках вместо трех, предусмотренных действующими в настоящее время инструкциями.

Несколько статей содержат результаты исследования методов и аппаратуры для измерения переменных температур. Описывается термостат до 600° С, в котором в качестве термостатированной перемешиваемой жидкой среды применено расплавленное олово.

Наконец, последняя статья содержит описание интерференционного абсолютного dilatометра для исследования коэффициентов расширения твердых тел в интервале температур 20 ÷ 1000° С.

Вследствие такого широкого охвата тем, специалисты ряда смежных областей измерений смогут найти в сборнике отражение многих интересующих их вопросов.

*Редактор*

SECTION THREE

THE FIRST PART OF THE REPORT...

THE SECOND PART OF THE REPORT...

THE THIRD PART OF THE REPORT...

THE FOURTH PART OF THE REPORT...

THE FIFTH PART OF THE REPORT...

THE SIXTH PART OF THE REPORT...

THE SEVENTH PART OF THE REPORT...

THE EIGHTH PART OF THE REPORT...

THE NINTH PART OF THE REPORT...

И. И. КИРЕНКОВ

ВНИИМ

### О РАСХОЖДЕНИЯХ МЕЖДУ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЙ И МЕЖДУНАРОДНОЙ ПРАКТИЧЕСКОЙ ТЕМПЕРАТУРНЫМИ ШКАЛАМИ

*Достижения экспериментальной метрологии последних лет дают возможность заново пересмотреть понятия и практические приемы, относящиеся к определению и методам осуществления термодинамической и практической температурных шкал. В настоящей статье рассматриваются некоторые вопросы, касающиеся возможности и своевременности расширения и уточнения температурных шкал и способов их воспроизведения, на основе значения этих шкал и результатов их экспериментального исследования.*

Как известно, обеспечение единства, точности, научных основ и возможности технического совершенствования температурных измерений требует четкого определения и точного экспериментального осуществления температурной шкалы [1].

В принципе в основу определения и построения температурной шкалы можно положить любое явление или свойство, зависящее от температуры и доступное для точных измерений. Однако для того, чтобы температуру как физическую величину удобно было выразить аналитически и вводить в формулы, выражающие физические законы, необходимо, чтобы термометрическое свойство, принимаемое за основу температурной шкалы, само подчинялось общим физическим законам, справедливым для всех веществ.

Такому требованию удовлетворяет термодинамическая температурная шкала, основанная на законах цикла Карно; из термодинамики известно, что эти законы не зависят от свойств рабочего вещества. В соответствии с определением этой шкалы, термодинамическая температура считается прямо пропорциональной количеству тепловой энергии, получаемой и отдаваемой телом, работающим по циклу Карно. При этом, в соответствии со вторым началом термодинамики, сохраняет силу максвелловское качественное определение температуры как характеристики состояния вещества, определяющей направление передачи энергии при теплообмене.

Еще одно важное обстоятельство говорит в пользу термодинамической температурной шкалы. Если за исходное термометрическое свойство выбрать частное свойство какого-либо вещества (например расши-



рение ртути в стекле), то любые температурные аномалии этого свойства вошли бы в температурную шкалу, что затруднило бы ее применение.

Законы идеального газа также являются общими физическими законами, справедливыми для всех веществ; в принципе любое вещество можно привести в газообразное состояние, а любой газ можно привести в состояние, сколь угодно близкое к идеальному. То же относится к ряду других физических явлений: тепловому излучению абсолютно черного тела, адиабатическому размагничиванию и т. д. Все эти явления связаны между собой достаточно строгими, в пределах повседневной метрологической практики, физическими закономерностями. Поэтому существует много путей экспериментального осуществления термодинамической температурной шкалы. Выбор пути решают практические соображения: степень сложности эксперимента и, главным образом, достижимая точность.

Эти обстоятельства привели к выбору нескольких основных методов, с помощью которых до настоящего времени осуществляется термодинамическая температурная шкала. Эти методы следующие:

- 1) метод газового термометра — для температур от 10 до 1336° К;
- 2) метод адиабатического размагничивания парамагнитных веществ и метод упругости насыщенных паров — для температур ниже 10° К;
- 3) метод абсолютно черного тела — для температур выше 1336° К.

Всем тепловым измерениям присущи большие экспериментальные трудности. Это особенно относится к точным абсолютным измерениям. При относительных измерениях, как всегда, может быть достигнута более высокая точность, чем при абсолютных.

По этой причине оказалось нецелесообразным строить эталоны температуры на принципах, позволяющих осуществить термодинамическую температурную шкалу. Работа с такими эталонами была бы слишком сложна и трудоемка для повседневной метрологической практики, а точность и воспроизводимость показаний недостаточна. Так, например, воспроизводимость показаний термометра сопротивления почти в сто раз выше, чем газового термометра, а техника применения неизмеримо проще.

По этим соображениям была предложена и принята к повсеместной практике Международная практическая температурная шкала (МПТШ) [2]. Численные значения постоянных точек, составляющих основу МПТШ, а также ее интерполяционных формул, выбраны по результатам измерения этих точек с помощью газового термометра. Поэтому МПТШ совпадает с термодинамической шкалой в пределах той точности газотермических измерений, которая была достигнута ко времени утверждения МПТШ.

По мере развития техники повышается точность экспериментального осуществления как МПТШ, так и шкалы термодинамической. При этом постепенно выявляются расхождения между этими шкалами, которые не устраняются сразу, по мере их обнаружения: частые изменения температурной шкалы затрудняли бы градуировку измерительных приборов, и потому МПТШ зафиксирована международным соглашением. Однако с течением времени неизбежно возникнет необходимость пересмотра положения о ней. Всякий стандарт требует своевременного уточнения, ограничения или отмены. Расхождения МПТШ с термодинамической шкалой приводят к систематической погрешности измерений, одинаковой для термометров любых типов, но различной в разных областях температурной шкалы. Эта погрешность не имеет никакого значения в тех случаях, когда контролируемый температурный режим установлен или уточнен эмпирически, что обычно имеет место при промыш-

ленных измерениях температуры; в этом случае пригодна любая условная температурная шкала. Иначе обстоит дело при измерениях температуры, связанных с физическими закономерностями, при исследовании температурной зависимости физических явлений; здесь результат измерения принципиально должен быть выражен в градусах термодинамической температурной шкалы, так как физические законы связаны только с термодинамической температурой. В этих случаях пределом точности измерения температуры является та точность, с которой градуировка применяемого термометра соответствует термодинамической шкале. При этом крайним физическим пределом точности служит точность экспериментального осуществления термодинамической температурной шкалы.

Таким образом, в связи с требованиями повышения точности измерения температуры при научных исследованиях возникают две метрологические задачи, касающиеся температурных шкал:

- 1) необходимо повышать точность экспериментального осуществления термодинамической температурной шкалы;
- 2) по результатам исследования термодинамической шкалы необходимо корректировать МПТШ.

#### Изменения, внесенные в Международную практическую температурную шкалу

За последние годы в положение о МПТШ были внесены некоторые уточнения [2]. Они относятся к рекомендациям по замене точки таяния льда тройной точкой воды и точки кипения серы — точкой затвердевания цинка, а также изменения численного значения температуры затвердевания серебра, значения постоянной  $C_2$  и замены формулы Вина формулой Планка.

В результате двух последних уточнений, касающихся законов излучения, численные значения высоких температур (выше  $1063^\circ\text{C}$ ) несколько изменяются, причем МПТШ приближается к термодинамической. Остальные изменения шкалы, заключающиеся в замене постоянных точек, обеспечивают лучшую воспроизводимость градуировки эталонных приборов при осуществлении МПТШ, но не имеют отношения к уменьшению ее расхождений со шкалой термодинамической. Наоборот, температуры новых рекомендуемых постоянных точек выбраны таким образом, чтобы численные значения температур, измеряемых по МПТШ, остались прежними. Это сделано по соображениям стабильности МПТШ, а также из-за недостатка данных (в период 1948—1960 гг.) о возможности ее уточнения.

#### Работы последних лет по уточнению термодинамической шкалы

В последнее время в ряде стран выполнены работы, направленные на уточнение термодинамической температурной шкалы. Эти работы имеют разный характер и направления.

1. На X Генеральной конференции по мерам и весам в 1954 г. в определение термодинамической температурной шкалы было внесено изменение, касающееся определения единицы измерения температуры — градуса.

Прежде градус определялся как одна сотая часть температурного интервала между точкой таяния льда и точкой кипения воды. В новом определении градуса точка кипения воды не участвует, а взамен точки таяния льда рассматривается тройная точка воды как воспроизводимая

с большей точностью. Этой точке, по новому определению градуса, приписано значение точно  $273,16^\circ \text{K}$  [3].

Таким образом один градус термодинамической температурной шкалы теперь равен  $1/273,16$  температурного интервала между тройной точкой воды и абсолютным нулем температурной шкалы. При этом положение абсолютного нуля считается соответствующим нулевому показанию газового термометра или другого прибора, измеряющего термодинамическую температуру.

Основное значение нового определения градуса заключается в том, что оно вносит определенность в связь между абсолютной и стоградусной термодинамической температурой. При прежнем определении шкалы температура таяния льда по абсолютной шкале была известна с погрешностью около  $\pm 0,02 \text{ град}$ , и эта неопределенность сохраняла свою величину для всей температурной шкалы, что теперь устранено. Это особенно важно при измерении низких температур. Возникшая новая неопределенность термодинамической температуры кипения воды (около  $\pm 0,005 \text{ град}$ ) не имеет теперь значения для остальных областей шкалы. Кроме того, увеличение основного интервала температуры, определяющего размер градуса ( $273,16 \text{ град}$  вместо  $100 \text{ град}$ ), способствует снижению погрешностей экспериментальной экстраполяции значений термодинамических температур (выполняемой обычно с помощью газового термометра), причем в области низких температур экстраполяция вообще устраняется.

2. В самые последние годы ряд национальных лабораторий выполнил новые большие работы по измерению термодинамических температур нескольких постоянных точек с помощью газового термометра. Результаты этих работ опубликованы [4—9]. В большинстве работ существенно усовершенствованы конструкция газового термометра и приемы работы с ним. Поэтому, как правило, точность измерения и сходимость результатов значительно улучшились по сравнению с работами прежних лет.

Основные результаты новых измерений даны в табл. 1. Цифры погрешностей в ней приведены по оценкам авторов работ.

Таблица 1

Температура, $^\circ \text{C}$ (межд.)	Ойши и др. (Япония)	Мозер и др. (ФРГ)	ВНИИМ, газовый термометр		Наиболее вероятное значение
			№ 1	№ 3	
1	2	3	4	5	6
231,91	--	--	--	$231,94 \pm 0,01$	231,94
321,03	--	--	--	$321,11 \pm 0,015$	321,11
419,505	--	$419,58 \pm 0,02$	--	$419,57 \pm 0,02$	$419,57_5$
630,48	--	630,65 --	--	--	630,65
778,3	--	779,1, --	--	--	779,1 <sub>1</sub>
960,8	$961,2_8 \pm 0,05$	961,9 <sub>3</sub> --	--	--	961,9 <sub>3</sub>
1063,0	$1063,6_9 \pm 0,05$	$1064,4_8 \pm 0,1$	$1064,5_4 \pm 0,2$	$1064,3_6 \pm 0,2$	$1064,4_6$

Результаты работ Ойши расходятся с остальными; вероятные причины этого рассматривались ранее [9]. Поэтому они (эти результаты) не учитывались при дальнейших расчетах. Результаты других работ хорошо согласуются между собой. Поэтому мы сочли возможным при-



пять их или их арифметическое среднее за наиболее вероятное значение (графа 6).

3. В некоторых странах — в США (НБЭ), Англии (НФЛ) и СССР (ВНИИФТРИ) — выполнены работы по осуществлению термодинамической температурной шкалы в области 10—90° К [10—12]. Были построены газовые термометры для этих температур и проведены сличения газового термометра с платиновым термометром сопротивления с точностью около 0,01 град. Результаты открывают возможность построения практической шкалы и в этой области температур. Сличение между собой разных термометров сопротивления, также выполненное в указанных лабораториях, дает возможность установить необходимые закономерности поведения платины разных сортов при температурах 10—90° К. Предстоящие международные сличения термометров сопротивления в рассматриваемом температурном интервале позволят более уверенно судить о достигнутой точности.

4. В области высоких температур — выше 1063° С (межд.) — в ряде стран проводятся работы по переходу с визуального метода осуществления температурной шкалы на объективный фотоэлектрический метод. СССР здесь имеет наибольшие достижения. Советский Союз первым начал эти работы (ХГИМИП) и построил ряд фотоэлектрических спектрометрических установок разной конструкции [13—15], основанных на нулевом модуляционном методе фотоэлектрических измерений [16]; в том числе во ВНИИМ разработана установка СП-4К\* с двойным монохроматором, предназначенная для экстраполяции значений температурной шкалы выше 1063° С (межд.). С помощью этой аппаратуры осуществлена температурная шкала в области температур от 1063 до 2600° С в широком спектральном интервале\*\* [17].

Разработка фотоэлектрической аппаратуры и исследование фотоэлектрических методов построения температурной шкалы в настоящее время проводится также в Англии, ФРГ, США, Австралии.

Применение фотоэлектрического метода при осуществлении температурной шкалы сулит неоспоримые преимущества [17, 18]:

повышение чувствительности — исключение порога контрастной чувствительности глаза, лимитирующего точность визуальных измерений, что открывает широкие перспективы для прогрессирующего повышения точности;

исключение субъективных свойств наблюдателя;

исключение границ видимой части спектра;

возможность использования узких спектральных интервалов и тем самым возможность точного определения эффективной длины волны;

возможность неограниченного (в пределах уровня современной техники) повышения верхнего предела температурной шкалы.

Шкала высоких температур, осуществляемая оптическими методами по положению о МПТШ, может совпадать с термодинамической шкалой в пределах максимальной возможной точности, если при расчете экстраполируемой температуры для точки золота взять значение по термодинамической шкале и для  $S_2$  взять наиболее вероятное значение. Поэтому применение фотоэлектрического метода способствует уточнению как МПТШ, так и термодинамической температурной шкалы.

\* См. статью на стр. 30.

\*\* См. статью на стр. 46.

5. Разработаны новые методы осуществления термодинамической температурной шкалы [19—21], основанные на явлениях: тепловых электрических флуктуаций («термошумовые» методы); скорости распространения звука; квадрупольного ядерного резонанса.

Точность новых методов приближается к точности существующих методов реализации термодинамической шкалы. Исследования их продолжают, причем намечены международные сравнения результатов измерения.

Значение новых методов двойное. Во-первых, будучи основаны на новых научных и технических приемах, они открывают перспективы существенного повышения точности термодинамической температурной шкалы. Во-вторых, как и при всяких абсолютных измерениях, осуществление термодинамической шкалы различными методами позволит наилучшим образом судить о степени исключения систематических погрешностей, что значительно повысит надежность оценки точности шкалы температур. Указанные новые методы осуществления температурной шкалы наиболее перспективны в области низких температур.

#### Назревшие новые изменения Международной практической температурной шкалы

Результаты измерений с газовыми термометрами, охватывающие интервал температур от  $231^{\circ}\text{C}$  (межд.) до  $1063^{\circ}\text{C}$  (межд.), указывают на реальную возможность уточнения МПТШ. Обнаруженные расхождения между этой шкалой и шкалой термодинамической имеют всюду один знак и достаточно плавный ход.

Возникает вопрос, каковы должны быть методы интерполяции температурной шкалы, если для постоянных точек принять новые значения. Различные новые методы интерполяции предлагались ранее [22, 23]. Применение того или иного закона интерполяции тесно связано с численными значениями постоянных точек, первичных и вторичных.

Анализ цифр, приведенных в табл. 1, показывает, что переход на новые значения постоянных точек возможен при сохранении существующего метода интерполяции.

При расчете такого изменения шкалы мы придерживались следующих условий:

1) в соответствии с существующими интерполяционными формулами изменения числовых значений температуры подчиняются квадратичному закону — отдельно для области  $0-630^{\circ}\text{C}$  и отдельно для области  $630^{\circ}\text{C}-1063^{\circ}\text{C}$  (межд.);

2) отклонения расчетных значений температуры от экспериментальных подчиняются требованиям способа наименьших квадратов с учетом роста погрешностей газового термометра при повышении измеряемой температуры;

3) значения температур  $0^{\circ}\text{C}$  и  $100^{\circ}\text{C}$  сохранены без изменений;

4) для точки золота принято округленное значение, равное  $1064,5^{\circ}\text{C}$ .

Результаты такого расчета приведены в табл. 2, где  $\vartheta_{\text{экспер}}$  — экспериментальные значения уточнений температур постоянных точек, рассчитанные как разность цифр, указанных в графах 6 и 1 табл. 1;  $\vartheta_{\text{расч}}$  — значения изменений температур постоянных точек, вычисленные в соответствии с перечисленными выше условиями;  $\Delta_{\text{ср}}$  — разности между экспериментальными и расчетными значениями температур, вычисленные как разность  $\vartheta_{\text{экспер}} - \vartheta_{\text{расч}}$ ;  $\Delta_{\text{max}}$  — максимальные разности между экспериментальными и расчетными значениями температур,

рассчитанные по данным  $\vartheta_{\text{расч}}$  и граф 3, 4 и 5 табл. 1. Наконец,  $t_{\text{расч}}$  — рекомендуемые значения температур постоянных точек, основанные на цифрах  $\vartheta_{\text{расч}}$ .

Таблица 2

Реперные точки	Sn	Cd	Zn	Sb	Ag — Cu	Ag	Au
$\vartheta_{\text{экспер}}$	+0,03	+0,08	+0,07	+0,17	+0,81	+1,13	+1,46
$\vartheta_{\text{расч}}$	+0,020	+0,047	+0,088	+0,22	+0,74	+1,26	+1,50
$\Delta_{\text{ср}}$	-0,010	-0,033	+0,018	+0,05	-0,07	+0,13	+0,04
$\Delta_{\text{max}}$	-0,010	-0,033	+0,023	+0,05	-0,07	+0,13	+0,14
$t_{\text{расч}}$	231,930	321,087	419,593	630,70	779,04	962,06	1064,50

Данные табл. 2 позволяют оценить результаты изменения значений постоянных точек при сохранении методов интерполяции температурной шкалы между этими точками. Приведенные значения  $\Delta_{\text{ср}}$  и  $\Delta_{\text{max}}$  по своей величине приблизительно соответствуют погрешностям измерений с газовым термометром; это указывает на допустимость применения приведенных значений  $\vartheta_{\text{расч}}$ . В то же время сопоставление значений  $\Delta_{\text{ср}}$  и  $\Delta_{\text{max}}$  со значениями  $\vartheta_{\text{экспер}}$  показывает, что предлагаемые изменения уменьшат расхождения между термодинамической и практической шкалами в 3—10 раз и вновь приведут МПТШ в соответствие с современным уровнем знаний.

Естественно, что перечисленные в табл. 1 и 2 постоянные точки по-прежнему должны быть разделены на первичные и вторичные.

Кривая предлагаемых изменений, соответствующая значениям  $\vartheta_{\text{расч}}$  табл. 2, обнаружит излом в точке Sb, т. е. в точке перехода между двумя квадратичными кривыми. Такой ход кривой является естественным и необходимым: он позволит в некоторой степени скомпенсировать существующий в настоящее время излом МПТШ в этой точке.

В свое время в Массачузетском технологическом институте (США) были проведены сличения газового термометра с платиновым термометром сопротивления в области от 0° до 444,6°С (межд.) и по их результатам вычислена формула перехода от МПТШ к термодинамической шкале.

Наши цифры для этой области температур на 0,05—0,06 град ниже американских; эти расхождения уменьшаются при пересчете на новое значение температуры таяния льда. Расхождения приблизительно соответствуют точности газового термометра Массачузетского института.

Предлагаемые изменения МПТШ могли бы быть рассчитаны другими путями. Возможны чисто расчетные уточнения, связанные с некоторой произвольностью оценки погрешностей измерений, выполняемых с газовым термометром. Возможны также уточнения, основанные на новых результатах газотермических исследований, если они появятся в ближайшее время. И та и другая коррекция вряд ли будет значительной. Наконец, возможны предложения об изменении методов интерполяции значений температуры между постоянными точками.

Во всяком случае, приведенные рассуждения указывают на реальную возможность и своевременность некоторого пересмотра положения о МПТШ на основе последних экспериментальных данных, полученных с газовыми термометрами.

До принятия окончательного решения об этих изменениях новые значения температур постоянных точек, в комбинации с прежними



методами интерполяции, могут быть рекомендованы для тех случаев, когда результат измерения температуры необходимо выразить в градусах термодинамической температурной шкалы.

Изложенное позволяет сформулировать следующие предложения об изменениях МПТШ:

1. Уже в настоящее время целесообразно изменить численные значения постоянных точек МПТШ от 0 до 1063°С (межд.), что позволит существенно уменьшить расхождение этой шкалы с термодинамической. Такая возможность убедительно обоснована экспериментом.

2. Необходимо форсировать расширение МПТШ на область 10—90°К. Однако решению по этому вопросу должно предшествовать начатое недавно международное сличение платиновых термометров сопротивления, градуированных в этой области температур в разных национальных лабораториях.

3. Применение фотоэлектрического метода осуществления шкалы в области высоких температур не требует обязательного изменения текста положения о МПТШ. Однако, вероятно, было бы целесообразно при пересмотре других разделов положения ввести рекомендации о применении в области высоких температур фотоэлектрического метода ввиду его неоспоримых преимуществ.

Таким образом в настоящее время выявлены и могут быть снижены в несколько раз расхождения между МПТШ и шкалой термодинамической во всей области температур выше 0°С.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Кондратьев Г. М., О Международной шкале температур и задачах Консультативного комитета по термометрии, «Метрология и поверочное дело», № 6, 1939.
2. Положение о Международной практической температурной шкале 1948 г. Редакция 1960 г., Труды институтов Комитета, вып. 63 (123), 1962.
3. Comptes rendus des séances de la dixième conférence générale des poids et mesures 1954, Paris, 1955, Résolution 3.
4. Oishi, Awano, Moshisuki, J. of the Physical Society of Japan, 11, 3, 1956.
5. Moser H., Symposium on Temperature, Columbus, Ohio, USA, 1961.
6. Гордов А. Н., Аржанов А. С. и Дийков У. В., Новое определение температуры затвердевания чистого золота, ДАН СССР, т. 133, № 4, 1960.
7. Кириков И. И., Новые измерения термодинамической температуры затвердевания золота и цинка, «Измерительная техника», № 6, 1960.
8. Аржанов А. С., Гордов А. Н., Дийков У. В., Новые определения температуры затвердевания чистого золота, Труды ВНИИМ, вып. 49 (109), 1960.
9. Арефьева Н. В., Дийков У. В., Израйлов К. С., Кириков И. И., Шеметилло Н. В., Измерение термодинамической температуры равновесия между твердым и жидким цинком и между твердым и жидким золотом, Сообщение Консультативному комитету, Труды ВНИИМ, вып. 49 (109), 1960.
10. Hoge H. I., Brichwedde F. G., J. Res. Nat. Bureau of Standards, № 22, 1939, p. 351.
11. Скотт Р. Б., Низкотемпературные шкалы, Сб. «Температура и ее измерения», ИЛ, 1960.
12. Боровик-Романов А. С., Орлова М. П., Стрелков П. Г., Установление шкалы низких температур, Стандартгиз, 1954.
13. Кандыба В. В., Ковалевский В. А., Фотоэлектрический спектропирометр высокой точности, ДАН СССР, т. 108, № 4, 1956.
14. Ковалевский В. А., Иоссеельсон Г. Л., Кандыба В. В., Объективная спектропирометрическая установка СПК-1, «Измерительная техника», № 2, 1956.
15. Фикельштейн В. Е., Старунов Н. Г., Спектропирометр для измерения температуры по монохроматическому инфракрасному излучению, «Приборы и техника эксперимента», № 3, 1960.

16. Ковалевский В. А., О нулевом модуляционном методе при фотоэлектрических измерениях, «Приборы и техника эксперимента», № 3, 1959.
17. Кириенков И. И., Ковалевский В. А., Крахмальникова Г. А., Воспроизведение шкалы яркостных температур фотоэлектрическим методом, «Измерительная техника», № 2, 1960.
18. Lovejoy D. R., Accuracy of Optical Pyrometry in the Range 800° C to 4000° C, Canadian Journal of Physics, v. 36, 1958.
19. Бродский А. Д., Саватеев А. В., Новый метод абсолютного измерения температуры, «Измерительная техника», № 5, 1960.
20. Бродский А. Д., Электроакустический газовый термометр для области низких температур, «Измерительная техника», № 6, 1961.
21. Соловьев В. И. и Бродский А. Д., Установка для измерения температуры по ядерному квадрупольному резонансу, «Приборы и техника эксперимента», № 2, 1962.
22. Гордов А. Н., О точности воспроизведения шкалы температур в области 660—1063° C, Труды ВНИИМ, вып. 5 (65), 1949.
23. Алеева Ф. З., Применение низкоомных термометров сопротивления для воспроизведения Международной температурной шкалы в области 630—1063° C, Труды ВНИИМ, вып. 25 (85), 1955.

Поступила в редакцию  
11/III 1962 г.

**Н. В. АРЕФЬЕВА, У. В. ДИЙКОВ, А. Г. ДОБРОХОТОВ,  
К. С. ИЗРАИЛОВ, И. И. КИРЕНКОВ,  
Л. В. НИКИТЕНКО, Н. В. ШЕМЕТЛЛО**

ВНИИМ

### **НОВЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ С ПОМОЩЬЮ ГАЗОВОГО ТЕРМОМЕТРА**

*В статье приведены результаты измерений термодинамической температуры равновесия между твердым и жидким кадмием и между твердым и жидким оловом, выполненных во ВНИИМ в 1961 г. с новым газовым термометром № 3. Описаны особенности устройства и работы новой аппаратуры, даны основные параметры термометра и рассмотрены некоторые вопросы, относящиеся к технике и методике эксперимента, а также к оценке погрешностей измерения.*

Основным прибором для практического осуществления термодинамической шкалы температур служит газовый термометр.

Измерения термодинамической температуры, выполненные в разных странах за последние десять лет, показали, что результаты их сильно расходятся. Так, для термодинамической температуры затвердевания золота в Японии найдены значения  $1063,69 \pm 0,05^\circ \text{C}$  [1, 1956 г.], а в ФРГ  $1064,76 \pm 0,1^\circ \text{C}$  [2, 1957 г.], что дает расхождение с данными Японии более 1 град и почти на 2 град отличается от значения, принятого по Международной практической температурной шкале (МПТШ), и которое, кстати говоря, основывается на измерениях Дея и Сосмана [3], проведенных еще в 1910 г.

В то же время, требования к точности измерения температур в термодинамической шкале в последние годы еще более повысились. Исходя из этого, было признано необходимым провести новые исследования по уточнению шкалы [4]. Естественно, имело смысл осуществить эти исследования на базе более точной аппаратуры и новой методики газотермических измерений. Поэтому в ряде стран велись и ведутся работы по созданию более совершенных методов и аппаратуры для измерения термодинамической температуры в широком диапазоне.

Во ВНИИМ вошел в строй в 1959 г. новый точный газовый термометр № 3 [5], которым в течение 1959—1961 гг. определены термодинамические температуры затвердевания золота, цинка, кадмия и олова.

Параллельно с этими измерениями, но независимо от них, температура в точке золота определялась во ВНИИМ другим прибором — газовым термометром № 1 [6], созданным ранее и затем усовершенст-

вованным для проведения новых измерений. В результате была установлена термодинамическая температура равновесия между твердым и жидким золотом по измерениям с газовым термометром № 1 [7]

$$t_{Au} = 1064,5 \pm 0,2^\circ \text{C}$$

и с газовым термометром № 3 [8]

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

Для термодинамической температуры равновесия между твердым и жидким цинком, измеренной термометром № 3, было получено новое значение [8]

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

Поскольку газовые термометры № 1 и № 3, их рабочие резервуары и методика измерений были существенно разными, то совпадение (в пределах погрешности измерения) результатов обеих работ в точке золота свидетельствовало о их надежности.

Следует отметить, что предпринятая недавно Мозером [9] в ФРГ перепроверка собственных исследований привела его к новому значению  $t_{Au} = 1064,4$ , близкому к данным ВНИИМ.

Температура равновесия между твердым и жидким цинком является первичной постоянной точкой температурной шкалы. Эта температура введена в МПТШ на правах постоянной точки, заменяющей точку кипения серы. Поэтому точка цинка, вместе с точками 0 и  $100^\circ \text{C}$ , составляет основу шкалы средних температур, и определение термодинамической температуры равновесия между твердым и жидким цинком явилось выполнением одной из важных задач температурной метрологии.

В области средних температур промежуточные значения температуры между постоянными точками устанавливаются по эталонному термометру сопротивления. При этом принимается (по МПТШ) квадратичная зависимость между сопротивлением эталонного термометра и температурой. Допустимость применения квадратичного закона может быть проверена методами газовой термометрии.

По этим соображениям в 1960—1961 гг. были проведены во ВНИИМ измерения термодинамической температуры в промежуточных точках: в точках Cd ( $321^\circ \text{C}$ ) и Sn ( $232^\circ \text{C}$ ).

### Особенности конструкции газового термометра № 3

Новый газовый термометр [5, 8], представляющий по принципу действия термометр постоянного объема (и массы) газа, имеет следующие особенности. Его основной манометр [5], при помощи которого измеряют давление термометрического газа (чистого азота) в рабочем резервуаре термометра, присоединен к последнему не непосредственно, как это обычно имеет место, а через специальную разделительную камеру [10 и 11]. Благодаря этому открываются широкие экспериментальные возможности, обеспечивающие газовому термометру серьезные метрологические достоинства.

Другую особенность нового газового термометра составляет емкостный отсчет высоты уровня ртути в манометре [12]. Этот способ заменил оптический (с помощью катетометра), который связан с рядом погрешностей, снижающих точность отсчета давления до нескольких микронов ртутного столба.



При новом способе отсчета уровень ртути в коленях манометра фиксируется по электрической емкости конденсатора. Этот конденсатор образован поверхностью ртути и расположенным над ней электродом. При помощи мостовой схемы, работающей с электронным фазочувствительным индикатором равновесия, можно произвести емкостную фиксацию уровня ртути с погрешностью, меньшей  $\pm 133 \text{ н/м}^2$ .

Новый манометр благодаря особенностям конструкции позволил измерять любые давления термометрического газа, задаваемые в пределах его шкалы, и потому стало возможным определять термодинамическую температуру в широком интервале от  $-182^\circ \text{C}$  до  $+1100^\circ \text{C}$ .

### Усовершенствования аппаратуры газового термометра

#### Рабочий резервуар из оптического кварца

Опыт показал, что рабочий резервуар термометра должен быть изготовлен из высококачественного оптического кварца, в противном случае возникает ряд технических неудобств. Так, например, после измерений, особенно при температурах, близких к  $1000^\circ \text{C}$ , в неоптическом кварце возникает помутнение, вследствие процесса рекристаллизации и местного испарения, а некоторые из свилей в стенках резервуара могут дать выход наружу. Это приводит к потере прочности у стенок резервуара и создает трудности при удалении металлов, проникающих в образовавшиеся полости.



Рис. 1. Резервуар № 0-1 из оптического кварца.

Один из резервуаров (№ 0-1), изготовленных из оптического кварца, показанный на рис. 1, применялся при определении температуры в точке кадмия, а аналогичный резервуар (№ 0-2) использован при измерении температуры затвердевания олова.

Важными элементами газового термометра являются приспособления, позволяющие присоединять рабочий резервуар к разделительной камере, к откачивающей системе и к установке, служащей для заполнения его очищенным азотом. К этим приспособлениям предъявляются серьезные требования. Так, их объем, составляя часть вредного объема термометра, должен быть мал и строго учитываться, кроме того, эти приспособления должны обеспечивать герметичность всех соединений. С этой целью были сконструированы кран-сильфон и разъемное соединение, снабженное холодильником, которые наилучшим образом удовлетворяли поставленным требованиям.

#### Кран-сильфон

Эскиз крана представлен на рис. 2, внешний вид — на рис. 3. На центральной опорной плите 4 смонтированы все части крана. Ко дну сильфона 7, открытого с одного конца, припаян сердечник 8, который при сжатии сильфона с помощью винта 11 с маховиком 12 своей рас-

точкой 5 находит на выступ плиты с канавкой 14. Расточка заполнена прокладкой из вакуумной резины, при помощи которой уплотняется центральный узкий канал 13 с внутренним диаметром 0,5 мм, просверленный в выступе плиты. Через канал 13 и трубку 1 откачивается и заполняется азотом резервуар термометра. Трубка 1 имеет внутренний диаметр 0,6 мм и припаяна с одной стороны к плите, а с другой стороны — к отдельному тройнику с капилляром, к которому присоединяется резервуар с помощью трубки 2, постоянно сообщающейся с внутренним

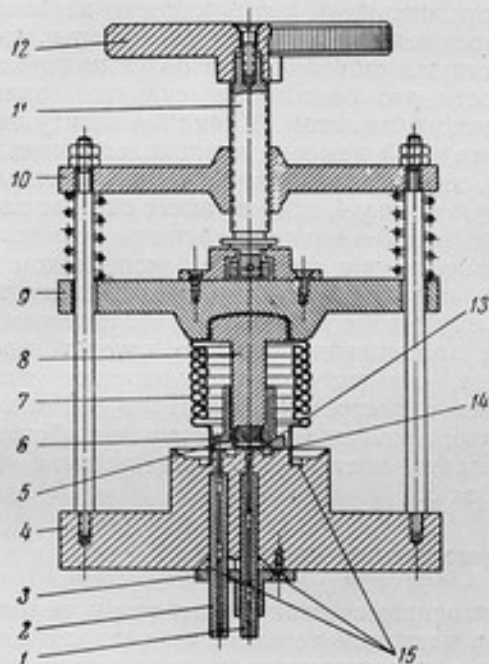


Рис. 2. Эскиз крана-сиффона.

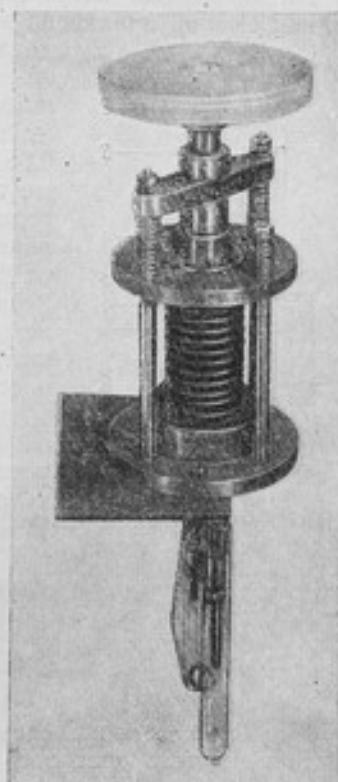


Рис. 3. Внешний вид крана-сиффона.

пространством сиффона. При отведенном сердечнике эта трубка, в свою очередь, сообщается с капилляром через паз в направляющей 6.

При помощи направляющей 6, фланца 9, припаянного ко дну сиффона, а также кронштейна 10 обеспечивается скользящая посадка сердечника 8 на выступ, основание которого плоское и обработано по 10-му классу чистоты поверхности. Трубка 1 плотно заделана в плиту и без всякого зазора примыкает к стенкам канала. Поскольку диаметр канала очень мал, изменение вредного объема под влиянием этой прокладки существенного значения не имеет.

Помимо горячей пайки припоем, для полной герметизации объема крана-сиффона и всех его соединений пазы 15 заполняются разогретым гликольфталатом. Крышка 3 защищает замазку в пазах от внешнего механического воздействия. Кран-сиффон перед сборкой и после пайки тщательно промывается.

Для быстрого (не изменяющего вредный объем газового термометра) и герметичного соединения рабочего резервуара со стальной узкой (внутренний диаметр около 0,5 мм) трубкой, идущей от разделительной камеры и крана-сильфона, разработано специальное разъемное соединение, снабженное холодильником (рис. 4).

На кварцевый капилляр 10 рабочего резервуара термометра эпоксидной смолой приклеена втулка 9, на основании которой закрепляются детали разъемного соединения. Доведенные до

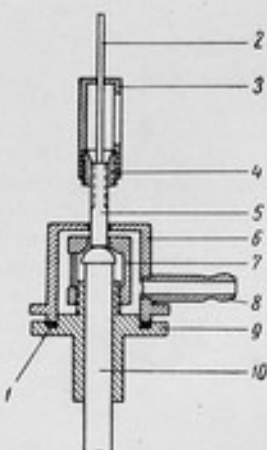


Рис. 4. Разъемное соединение с холодильником.

14-го класса чистоты поверхности торцы кварцевого капилляра 10 и стального наконечника 5, имеющие отклонение от плоскостности не более 0,05 мкм, посажены на оптический контакт и, кроме того, стянуты гайкой 7. Для более надежной герметичности это соединение снаружи оплавляется гликольфталатом. Капилляр 2, идущий от разделительной камеры, припаивается к наконечнику 5 серебром. Колпачок 3, навинченный на резьбовую втулку 4, предохраняет спай от расшатывания, которое может нарушить герметичность соединения капилляра 2 с наконечником 5.

Для охлаждения разъемного соединения на основании втулки 9 с резиновым уплотнителем 1 установлен холодильник 6, через который протекает вода, нагнетаемая из термостата типа ТС-15. Вода с постоянной температурой около  $+20^{\circ}\text{C}$ , безопасной для уплотняющего действия гликольфталата, поступает в холодильник 6 через патрубок 8.

### Термостаты

Для точного определения термодинамической температуры необходимо не только построить прибор (газовый термометр), позволяющий измерять эту температуру с малыми погрешностями, но и создать термостаты для измерения температуры в условиях, обеспечивающих требуемую точность.

Погрешности, зависящие от работы термостатных устройств (тепловые), вместе с погрешностями газового термометра (инструментальными) являются главными, определяющими, таким образом, точность измерения температуры.

Определение температуры газовым термометром № 3 основывается на измерении давлений рабочего газа при исходной и искомой температурах. В качестве исходной температуры для современной термодинамической шкалы с одной опорной точкой принята температура тройной точки воды ( $+0,01^{\circ}\text{C}$ ), которая реализуется в термостате — сосуде тройной точки воды.

Все применяемые для работы с газовым термометром № 3 термостаты должны иметь рабочее пространство такого размера, чтобы дать возможность помещать в него резервуары термометра, высотой приблизительно 180 мм и диаметром 40 мм.

В рабочем пространстве термостата необходимо получить достаточно постоянное и однородное температурное поле, которое можно было бы

надежно контролировать. Эту задачу можно решить с помощью термостатов, в которых применяются фазовые переходы чистых веществ. С учетом этих требований и создавались термостаты.

#### Тройная точка воды

Сосуд для тройной точки воды и методика ее осуществления в наших исследованиях были в основном такими же, что и при измерениях в точках цинка и золота [8, 13]. На рис. 5 показан сосуд тройной точки воды, подготовленный к охлаждению.

На рис. 6 дается распределение восьми медь-константановых термопар (№ 1—8) по зонам, на которые был поделен вредный объем термометра при измерениях в тройной точке воды, проводимых до и после измерений в точках кадмия и олова. На этом рисунке пунктиром обведен контур верхней части сосуда тройной точки воды и схематично показано соединение резервуара со стальным капилляром (участок от № 2 до № 7) и через него с краном-сильфоном (участок между № 4 и № 5) и разделительной камерой (участок между № 7 и № 8).

Сосуд тройной точки воды (общей высотой 550 мм, наружным диаметром 150 мм и емкостью около 12 л, с глубиной и внутренним диаметром колодца соответственно 480 мм и 44 мм) был изготовлен из термометрического стекла № 29. Помещен он в термостат, представляющий собой прямоугольный ящик с двойными стенками. Пространство

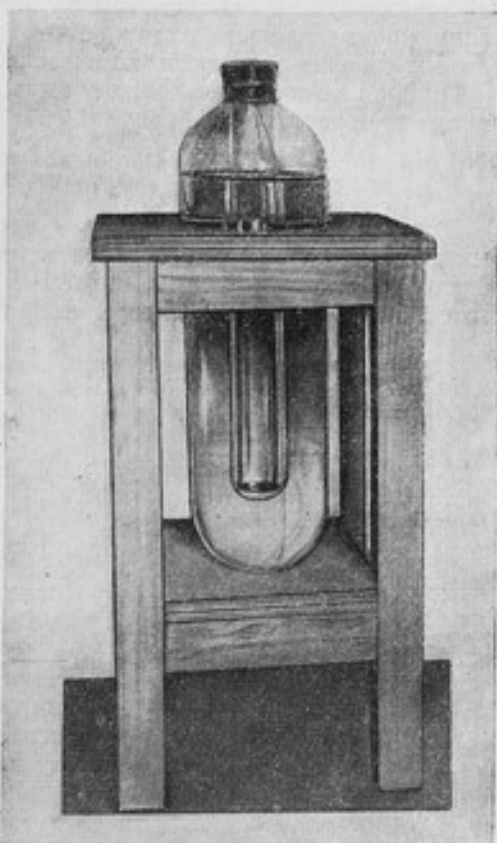


Рис. 5. Сосуд тройной точки воды.



Рис. 6. Распределение термопар № 1—8 по участкам вредного объема газового термометра с резервуаром № С-1 при измерениях в тройной точке воды.

между внутренней стенкой ящика и сосудом заполняется строганным чистым льдом. Кроме того, сверху сосуд дополнительно покрывается ватой и деревянной крышкой. Это позволяет обеспечить хранение тройной точки воды не меньше двух недель.



Чтобы улучшить теплообмен между резервуаром термометра и сосудом тройной точки воды, зазор (2 мм) между стенками его колодца и резервуаром заполняют ртутью (170 см<sup>3</sup>).

Сосуд тройной точки воды, как и другие термостаты, в которые погружается рабочий резервуар, устанавливается при работе на подъемном столе, позволяющем наклонять эти термостаты в требуемых пределах и тем обеспечивающем сохранность резервуара при погружении его в жидкий металл.

Рабочий резервуар термометра должен быть погружен в сосуд тройной точки воды не позднее чем за 2 ч до измерений, что при использовании предварительно охлажденной до 0°С ртути вполне достаточно для достижения теплового равновесия.

Тройная точка воды должна быть подготовлена за 3—4 суток до начала измерений.

#### Печи для плавки кадмия и олова

Для определения температуры затвердевания и плавления кадмия был сконструирован и изготовлен термостат (рис. 7) с тремя независимо регулируемыми обмотками, питаемыми от сети переменного тока с частотой 50 гц через регуляторы напряжения типа РНО-10.

В настоящей конструкции, в отличие от ранее применявшихся [1, 2, 8], дополнительные нагреватели располагаются внутри основного нагревателя на пути теплового потока, идущего вдоль трубы этого нагревателя к торцам. Такое расположение нагревателей позволяет получить однородное температурное поле внутри трубы основного нагревателя, т. е. в зоне термостатируемого объекта.

Это достигается подбором силы тока в основном и дополнительных нагревателях. При испытаниях термостата без тигля с металлом разность температур на длине 300 мм не превышала 0,5°С.

Введение в зону нагрева тигля с чистым металлом и использование фазового равновесия позволяет не только повысить однородность температурного поля по длине резервуара, но и получать стабильную температуру в течение длительного времени.

Внутреннюю зону нагрева термостата (печи) образуют две трубы из непрозрачного кварца, вложенные

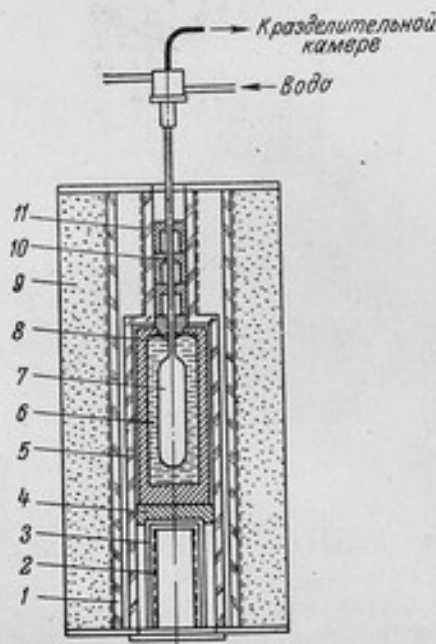


Рис. 7. Печь для определения термодинамической температуры затвердевания кадмия.

одна в другую. Наружная кварцевая труба 1 несет на себе основной нагреватель. Внутренняя труба 5 сварена из двух кварцевых труб разного диаметра. На ее верхнюю часть, меньшего диаметра, намотан дополнительный (верхний) нагреватель 11. Нижний дополнительный нагреватель 2 расположен внутри нижней части трубы 5. Для обеспечения чистоты зоны термостатирования нагреватель 2 закрывается специальным кварцевым стаканом 3. Таким образом, обмотки дополнитель-

ных нагревателей отделены от зоны термостатирования, что обеспечивает чистоту в зоне.

Графитовый тигель 8 устанавливается на кварцевом стакане 3 на графитовой подложке 4. Тигель 8 для кадмия имеет наружный диаметр 120 мм, внутренний диаметр 90 мм, высоту 280 мм и вмещает 9 кг кадмия. Резервуар 7 вводится в расплавленный кадмий 6 через горловину внутренней трубы 5, после чего тигель 8 закрывают графитовыми крышками 10. В качестве тепловой изоляции 9 применена окись алюминия.

Подбор токов в основной и дополнительных обмотках и исследование температурного поля производились с помощью хромель-алюмелевых термопар. Режим накала нагревателей подбирался таким образом, чтобы площадка затвердевания или плавления продолжалась от 30 мин до 1 ч 30 мин.

Термостат для определения температуры затвердевания и плавления олова имеет аналогичную конструкцию, только в нем для более надежного выравнивания температурного поля между наружной и внутренней кварцевыми трубами помещен медный массивный цилиндр, размером несколько больше размера тигля, но при этом он не перекрывает зону нагрева дополнительных нагревателей.

Результаты исследования этого термостата аналогичны результатам, полученным при исследовании термостата для определения температуры затвердевания и плавления кадмия. Более подробные данные по исследованию и конструкции термостатов будут изложены в отдельной статье.

Расположение термопар по участкам вредного объема газового термометра, принятое при измерениях в точке кадмия, показано на рис. 8.



Рис. 8. Расположение термопар по участкам вредного объема газового термометра при измерениях в точке кадмия.

Аналогичное расположение задавалось и при измерении в точке олова. Всего было установлено 13 тщательно отградуированных термопар. Из них четыре (№ 1'—4') были хромель-алюмелевые, а девять (№ 5' и № 1—8) — медь-константановые.

Показания медь-константановых термопар снимались по гальванометру типа ГПЗ-2 с ценой деления 0,064 град/дел. Температура их свободных концов измерялась при помощи аттестованного ртутно-стеклянного термометра с ценой деления 0,05° С, помещенного в пробирку с трансформаторным маслом, окруженную теплоизолирующей рубашкой.

Отсчет показаний остальных термопар производился на потенциометре типа ППТН1. Температура свободных концов этих термопар, теплоизолированных, как указано выше, определялась также при помощи ртутно-стеклянного термометра с ценой деления 0,1° С.

### Измерение температур фазового равновесия

Постоянство массы рабочего газа достигалось полной герметизацией после тщательной промывки в растворителях (дихлорэтан, спирт, азотная кислота, дистиллированная вода) и последующей ежедневной

вакуумной обработкой рабочего резервуара, разделительной камеры и всех элементов аппаратуры, служащих для соединения их друг с другом и с откачивающей системой.

Рабочий резервуар во время откачки и промывки его чистым азотом нагревался приблизительно до  $600^{\circ}\text{C}$ .

Важное место перед измерениями термодинамической температуры занимает определение объема «вредного» пространства. У газового термометра № 3 этот объем складывается из объемов: 1) кварцевого капилляра, приваренного к горловине рабочего резервуара, 2) стального капилляра со специальным наконечником и с краном-сильфоном и 3) подмембранного пространства разделительной камеры.

Объем кварцевого капилляра измерялся отдельно от остальной части вредного пространства взвешиванием ртути, заполняющей этот капилляр. Измерением длины столбика, перемещаемого по капилляру, определялось распределение объема капилляра по его длине. В результате было найдено, что при длине капилляра 458,7 мм резервуары № 0-1 и № 0-2 имеют соответственно объемы  $0,2430 \pm 0,0005 \text{ см}^3$  и  $0,1584 \pm 0,0004 \text{ см}^3$ . Остальная часть «вредного объема» была найдена методом сжатия газа. Для этой цели ее присоединяли к измерительному устройству, состоящему из набора калиброванных стеклянных сосудов-шариков. Воздух, находящийся в этой системе, сжимали, заполняя ртутью в различной последовательности каждый из шариков. Давление сжатого воздуха измеряли основным точным манометром газового термометра, используя разделительную камеру.

Калибровочное устройство (шарики) окружено термостатной ванной, наполненной водой. Температура этой воды с помощью термостата ТС-15 поддерживалась постоянной и близкой к температуре помещения с отклонениями от нее  $\pm 0,05 \text{ град}$  и измерялась с точностью  $\pm 0,01 \text{ град}$ .

По данным этих измерений рассчитывался «вредный объем» на основании известных газовых законов и с учетом второго вириального коэффициента для воздуха.

«Вредный объем» газового термометра № 3 был вычислен как среднее из пяти серий измерений. Каждая серия состояла из определения давления воздуха при двух различных объемах, полученных из комбинации заполнений шариков ртутью. В результате получено, что «вредный объем» газового термометра № 3 равен

$$V_{\text{вп}} = 2047 \pm 1 \text{ мм}^3.$$

Определение соответствующего измеряемой температуре давления газа в новом газовом термометре складывается из четырех основных операций: 1) определения «нулевого» положения отсчетных устройств манометра; 2) установления равенства между давлениями в коротком колене манометра и в рабочем резервуаре; 3) создания соответствующего столба ртути и 4) отсчета искомого давления.

1. Определение «нулевого» положения отсчетных устройств манометра, т. е. отсчет по шкале манометра положения уровня ртути в головке короткого (неподвижного) колена при разности давлений в обоих коленах, равной нулю, производится с помощью точного микроскопа. Этот микроскоп связан с головкой длинного (подвижного) колена в момент, когда зазоры между ртутью и электродами в головках строго фиксированы по емкости.

2. Равенство между давлениями в коротком колене манометра и в рабочем резервуаре устанавливается с помощью разделительной камеры и компенсатора давления.

3. Столб ртути, уравнивающий измеряемое давление и обеспечивающий получение на зазорах аналогичного уровня ртути, создается подъемом головки длинного колена на соответствующую высоту и, при необходимости, введением в оба колена манометра добавочного количества ртути. Для этой цели в манометре имеются специальные механизмы и устройства, позволяющие быстро поднять головку и ввести в нее ртуть, а затем очень плавно с точностью, измеряемой долями микрона, установить на нужной высоте как головку, так и уровень ртути в обеих головках [5].

4. Отсчет искомого давления выполняется с помощью того же микроскопа, что и для определения «нулевого» положения. Предварительно должны быть устранены все перекосы оси микроскопа и электродов в емкостных головках, если эти перекосы возникли за время перемещения головки длинного колена. При этом необходимо быть уверенным, что «нулевое» положение манометра за то же время не изменилось. Перекосы устраняются с помощью имеющихся в манометре юстировочных средств.

Оценка стабильности «нулевого» положения манометра производится на основании данных многократного систематического контроля этого положения в период подготовки к измерениям, после них, а также между отдельными сериями измерений.

Благодаря применению разделительной камеры, как было сказано, проверка «нуля» может проводиться практически в любой момент измерения, так как, не нарушая наполнения рабочего резервуара термометра, его манометр можно отключить от разделительной камеры. Это дает возможность обнаружить случайные дефекты в работе манометра, неожиданно возникшие по какой-либо причине во время измерений. Требования к стабильности «нуля» манометра становятся теперь менее жесткими и сводятся лишь к тому, чтобы «нуль» заметно не смещался в процессе отдельных серий измерений давления. Смещение «нуля» между сериями измерений всегда может быть учтено и потому не будет оказывать существенного влияния на величину погрешности измерения давления.

Тем не менее, изучение воспроизводимости «нулевого» положения манометра важно с той точки зрения, что оно позволяет определить недостатки существующей конструкции манометра и пути дальнейшего повышения его точности. С этой целью в течение года велись наблюдения за воспроизводимостью «нулевого» положения манометра. Было установлено, что в течение рабочего дня между некоторыми сериями измерений давлений может иметь место случайный разброс отдельных значений «нулевого» отсчета. Но при этом погрешность отсчета давления не превышала  $\pm 133$  н/м<sup>2</sup>.

«Нулевое» положение мембраны в разделительных камерах, а также калибровка схем, регистрирующих смещения мембраны, тщательно контролировались до и после каждого измерения. За время наблюдений в течение более двух лет не было обнаружено каких-либо отклонений от нормы в работе комплекта разделительной камеры.

Объемы рабочих резервуаров № 0-1 и № 0-2 перед определением температуры в точках кадмия и соответственно олова определялись, как обычно, методом многократного точного взвешивания этих резервуаров до и после заполнения их дистиллированной водой второй перегонки. Перед взвешиванием резервуары выдерживали в течение нескольких часов в термостатированном помещении при 20° С и при этом следили



за тем, чтобы в воде не было пузырьков воздуха. Объем резервуара № 0-1 вместе с приваренным к нему кварцевым капилляром оказался равным  $V = 150,06_4 \pm 0,005 \text{ см}^3$ , а резервуара № 0-2 был равен  $V = 159,45_2 \pm 0,005 \text{ см}^3$ .

Чистый азот, который служил термометрическим газом, добывался испарением свежеприготовленного жидкого технического азота. Последний очищался во время пропускания его через электрически накаливаемые до  $900^\circ \text{C}$  кварцевые печи с медными стружками; остатки примесей вымораживались в ловушках, охлаждаемых жидким азотом. После такой очистки загрязнение азота кислородом может составлять около 0,1%. Влияние этой примеси на второй вириальный коэффициент ничтожно.

Перед наполнением рабочего резервуара чистым азотом резервуар, а также подводящую к нему систему промывали таким же азотом не менее пяти раз. Этот азот затем откачивали.

Таким образом, подготовительная работа складывалась из следующих этапов:

- 1) определения основных параметров рабочего резервуара и газового термометра в целом;
- 2) проверки «нуля» мембраны, чувствительности и стабильности электрической схемы разделительной камеры и манометра;
- 3) контроля правильности работы термопар для печи, «вредного объема» и манометра, а также вспомогательных термостатов, обслуживающих разделительную камеру и холодильник наконечника капилляра рабочего резервуара;
- 4) определения «нулевого» положения манометра;
- 5) контроля герметичности соединений рабочего резервуара и короткого колена манометра с разделительной камерой, а также герметичности длинного колена (верхней головки) манометра;
- 6) подготовки тройной точки воды;
- 7) заполнения резервуара чистым азотом;
- 8) пробных измерений в тройной точке воды с целью окончательной проверки герметичности и правильности взаимодействия основных узлов и устройств газового термометра.

Так, перед измерением в точке кадмия было проведено два таких контрольных измерения давления в тройной точке воды: по три серии в каждом измерении.

Сопоставим, например, результаты определения давления при температуре тройной точки воды или при искомой температуре.

Из семи измерений давления газа по 3—7 серий, проведенных при температуре тройной точки воды, отклонение от среднего значения составило в двух измерениях  $+0,4 \text{ н/м}^2$ , а в остальных  $\pm 0,1 \text{ н/м}^2$ . Эти сравнения проводились после введения поправки на температуру вредного пространства.

Средние значения давления перед измерением температуры затвердевания кадмия, полученные например, 7/1 (47 788,6  $\text{н/м}^2$ ) и 12/1 1961 г. (47 788,7  $\text{н/м}^2$ ), отличались друг от друга всего лишь на 0,1  $\text{н/м}^2$ .

Точно так же при четырех измерениях давления при искомой температуре, состоящих каждое из большого числа серий, наибольшее отклонение от среднего составляло в двух измерениях по 0,4  $\text{н/м}^2$ , в одном измерении 0,5  $\text{н/м}^2$  и в одном измерении 0,9  $\text{н/м}^2$ . При этом, например, средние значения давлений при температуре плавления кадмия, полученные 6/1 1961 г. (104 033,5  $\text{н/м}^2$ ) и 12/1 1961 г. (104 032,85  $\text{н/м}^2$ ), отличались друг от друга на 0,65  $\text{н/м}^2$ .

Это свидетельствует о хорошей сходимости результатов и, следовательно, о соблюдении необходимых требований к герметичности и чистоте устройств газового термометра, а также об отсутствии каких-либо нарушений в ходе самих измерений.

### Методика измерений

Одним из трудных и очень важных элементов измерения является надежный контроль температуры в рабочем пространстве термостата, позволяющий уловить момент, близкий к тепловому равновесию (для тройной точки воды) или к достижению необходимой стабилизации температуры («выход на площадку» при плавлении или затвердевании металла). Этот контроль дает возможность обеспечить полную готовность измерительной аппаратуры и работающих с нею операторов. До сих пор такой контроль осуществлялся только по показаниям помещенных в термостат термопар, чувствительность которых для этой цели недостаточна.

Целесообразной поэтому оказалась новая методика измерений, которая была применена при определении температуры в точке кадмия и олова. Рабочий резервуар термометра вводился в зону нагрева верхней обмотки термостата и постепенно погружался в металл, принимая по мере расплавления металла его температуру. Благодаря этому температурное поле в термостате не испытывало резких изменений, а металл не охлаждался до затвердевания, что могло бы привести к повреждению рабочего кварцевого резервуара.

Начало фазового перехода в термостате определялось грубо по термопарам, расположенным в его рабочем пространстве, а более точно — при помощи разделительной камеры. Это давало возможность проводить измерения в течение всего фазового перехода.

Печь с металлом заранее включалась для постепенного разогрева. Не позднее чем за 6 ч до начала измерений включались вспомогательные термостаты, вентиляторы, обеспечивающие перемешивание воздуха в кожухе термостата манометра, и вакуумные насосы, откачивающие короткое и длинное колена манометра, и за 2 ч до измерений включалась электрическая измерительная аппаратура.

Затем определялось «нулевое» положение манометра, после которого измерялось давление термометрического газа при температуре тройной точки воды.

Проверка «нулевого» положения манометра производилась всякий раз перед началом измерений как в тройной точке воды, так и при искомой температуре и тотчас после этих измерений.

Давление в тройной точке воды измерялось непосредственно перед измерением искомой температуры (в точке кадмия или олова) и, как правило, тотчас же после этих измерений, а также на другой и в последующие дни. Эти измерения производили, чтобы убедиться в отсутствии каких-либо нарушений герметичности, которые могли появиться в процессе измерений, и для контроля влияния адсорбции азота стенками резервуара.

Рабочий резервуар термометра перед погружением в печь, особенно после измерения в тройной точке воды, тщательно обмывался дистиллированной водой, выдерживался в крепком (75%) растворе азотной кислоты, чтобы удалить следы ртути, а затем для ликвидации остатков случайных загрязнений многократно обмывался спиртом и дистиллированной водой.

По окончании измерений в тройной точке воды и после того, как была обеспечена полная чистота резервуара, последний вводился в печь и погружался в расплавленный металл.

По термопарам печи контролировалась ее температура, а по показаниям выходного прибора электрической схемы разделительной камеры контролировалась скорость изменения и стабильность этой температуры, а также определялся момент, при котором тепловой режим печи соответствовал «выходу на площадку». До этого момента головка длинного колена и уровень ртути в нем были подняты на высоту, соответствующую ожидаемому при искомой температуре давлению газа в рабочем резервуаре (приблизительная высота ртутного столба).

Момент «выхода на площадку» являлся началом основных измерений. При этом с помощью компенсатора давлений газ (воздух) в коротком колене манометра и в верхнем отсеке разделительной камеры доводился до давления, равного давлению внутри рабочего резервуара (это соответствовало приходу мембраны в «нулевое» положение и контролировалось по балансу мостовой схемы разделительной камеры).

Указанное равенство давлений служило сигналом для отсчета по манометру.

### Результаты измерений

Значение термодинамической температуры  $T$  рассчитывалось по формуле

$$T = T_0 \frac{P(T)}{P(T_0)} + \Delta T_{\text{ид}},$$

где  $T_0$  — температура тройной точки воды (273,16° K);

$P(T)$  — давление азота в рабочем резервуаре при измеряемой температуре;

$P(T_0)$  — давление азота в рабочем резервуаре при температуре тройной точки;

$\Delta T_{\text{ид}}$  — поправка на неидеальность рабочего газа (азота).

Величина  $P$  определяется как сумма, в которую входит: высота ртутного столба, уравновешивающего измеряемое давление, и ряд поправок, учитывающих: 1) вредный объем, 2) тепловое расширение рабочего резервуара, 3) температуру ртути в коленах манометра, 4) остаточное давление в головке длинного колена, 5) разбаланс разделительной камеры, возникающий за время отсчета давления, 6) неточность калибровки отсчетной шкалы манометра, 7) линейное расширение шкалы, 8) барометрический эффект рабочего резервуара, 9) гидростатическое сжатие этого резервуара, происходящее при его погружении в расплавленный металл или ртуть (при измерении давления в тройной точке воды).

Поправка на неидеальность термометрического газа вводилась с учетом только второго вириального коэффициента, который для азота в единицах «Амага» принимался равным

$$B_0 = -0,449 \cdot 10^{-3}; B_{221,1} = +0,958 \cdot 10^{-3}; B_{221,9} = +0,762 \cdot 10^{-3}.$$

Для определения термодинамической температуры равновесия между жидким и твердым кадмием и между жидким и твердым оловом (при чистоте металлов 99,999%) было проведено по четыре измерения, из них два — при затвердевании и два — при плавлении. Каждое изме-

рение состояло из нескольких серий, включавших по 5—6 отсчетов давления газа. Результаты измерений приведены в табл. 1.

Таблица 1

Число и месяц 1961 г.	Металл и фазовый переход	Число серий	Среднее значение результата измерения °С	Средняя квадратичная погрешность результата $\Delta T \cdot 10^3$ град
6/1 12/1	Кадмий — затвердевание	8	321,120	$\pm 0,5$
		8	321,112	$\pm 1,4$
			<i>321,119 <math>\pm 0,003</math></i>	
6/1 12/1	Кадмий — плавление	3	321,118	$\pm 2,5$
		17	321,103	$\pm 0,4$
			<i>321,103 <math>\pm 0,002</math></i>	
10/VII 13/VII	Олово — затвердевание	15	231,956	$\pm 1,2$
		16	231,942	$\pm 1,8$
			<i>231,951 <math>\pm 0,006</math></i>	
10/VII 13/VII	Олово — плавление	13	231,949	$\pm 1,2$
		9	231,924	$\pm 3,3$
			<i>231,940 <math>\pm 0,010</math></i>	

Примечание. Курсивом даны средние взвешенные значения.

Среднее взвешенное результата измерений  $\bar{L}_0$  определялось по формуле [14]

$$\bar{L}_0 = \frac{\sum (P_k L_k)}{\sum P_k},$$

где  $P_k = \frac{1}{S_k^2}$  — вес каждого измерения ( $S_k$  — средняя квадратичная погрешность результата отдельного измерения);  
 $L_k$  — среднее арифметическое значение температуры (каждого измерения);  
 $k$  — номер измерения.

Погрешность среднего взвешенного  $\varepsilon$  была оценена равенством

$$\varepsilon = t_\alpha \sqrt{\frac{\sum P_k V_k^2}{(k-1) \sum P_k}},$$

где  $t_\alpha = 1,6449$  — коэффициент, взятый из таблиц квантилей нормированного нормального распределения [15] для принятой надежности;

$$\alpha = 0,9 \text{ и } V_k = L_k - \bar{L}_0.$$



## Погрешности

Влияние систематических погрешностей на результат измерений термодинамической температуры было учтено введением рассмотренных выше поправок. Основные частные погрешности более  $0,5 \cdot 10^{-3}$  град, представляющие собой неисключенные остатки систематических погрешностей, приведены в табл. 2. Эти погрешности имеют случайный характер и выражены, в пересчете на температуру, средней квадратичной погрешностью.

Таблица 2

Источник погрешности (или измеряемая величина)	Средняя квадратичная погрешность ( $\Delta T \cdot 10^3$ град) измерений			
	в тройной точке воды	в точке кадмия	в тройной точке воды	в точке олова
Вакуум в манометре . . . . .	1	0,5	0,7	0,4
Температура ртути в манометре:				
длинное колено . . . . .	1,7	1,5	1,2	1,3
короткое колено . . . . .	1,5	0,7	1,2	0,7
Тепловое расширение резервуара . . . . .	—	3	—	3
Неидеальность азота . . . . .	—	3,4	—	3,3
Вредный объем . . . . .	—	6	—	4
Температура вредного объема	1	1	1	1
Шкала манометра . . . . .	0,5	—	0,5	—
Температурное поле термостата . . . . .	—	2	—	2
Случайные погрешности (разброс) . . . . .	—	10	—	8
Квадратичная сумма . . . . .	$7 \cdot 10^{-6}$	$165 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-6}$	$107 \cdot 10^{-6}$
Суммарная средняя квадратичная погрешность измерения, град . . . . .	0,013		0,011	

В результате произведенных измерений найдена термодинамическая температура равновесия между жидким и твердым кадмием

$$t_{Cd} = 321,110 \pm 0,013^\circ \text{C}$$

и оловом

$$t_{Sn} = 231,95 \pm 0,01^\circ \text{C}.$$

### Выводы

1. Особенностью конструкции нового газового термометра является применение разделительной камеры и емкостного отсчета уровня ртути, что позволило получить ряд метрологических преимуществ и обеспечить измерение давления с погрешностью  $\pm 133 \text{ н/м}^2$ .

2. В работе применялись резервуары из высококачественного оптического кварца.

3. Термометрическим газом служил очищенный азот.
4. Рассмотрены вопросы, относящиеся к технике и методике эксперимента, а также дана оценка погрешностей.
5. В результате проведенных измерений найдена термодинамическая температура кадмия

$$t_{\text{Cd}} = 321,110 \pm 0,013^\circ \text{C}$$

и олова

$$t_{\text{Sn}} = 231,95 \pm 0,01^\circ \text{C}.$$

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Oishi J., Awano M., Mochizuki T., J. Phys. Soc. of Japan, v. 11, 1956, p. 31.
2. Moser H., Otto J. und Thomas W., Z. f. Phys., Bd. 147, 1957, SS. 59—75.
3. Day A. and Sosman R. B., Am. J. Sci., v. 29, 1910, p. 93.
4. Comité intern. poids et mesures, Procès verbaux des séances de 1948, v. 21, 1948, т. 30.
5. Израйлов К. С., Киренков И. И., Емкостный ртутный манометр для газового термометра, Труды институтов Комитета, вып. 51 (111), 1961.
6. Гордов А. Н., Киренков И. И., Азотный газовый термометр постоянного объема, Труды ВНИИМ, вып. 25 (85), 1955.
7. Аржанов А. С., Гордов А. Н., Дийков У. В., Новые определения температуры затвердевания чистого золота, Труды институтов Комитета, вып. 49 (109), 1960.
8. Арефьева Н. В., Дийков У. В., Израйлов К. С., Киренков И. И., Шеметилло Н. В., Термодинамические температуры равновесия между твердым и жидким цинком и между твердым и жидким золотом, Труды институтов Комитета, вып. 51 (111), 1961 и вып. 49 (109), 1960.
9. Moser H., Review of Recent Determinations of Thermodynamic Temperatures of Fixed Points above 419°C, Symposium of temperatures its measurement and control in science and industry, Columbus, Ohio, 1961, p. 24.
10. Израйлов К. С., Интерференционная разделительная камера для газотермических измерений, Труды институтов Комитета, вып. 63 (123), 1962.
11. Израйлов К. С., Разделительная камера с емкостным отсчетом, Труды институтов Комитета, вып. 63 (123), 1962.
12. Израйлов К. С., Устройство для емкостной фиксации высоты уровня ртути в газовом термометре, Труды институтов Комитета, вып. 51 (111), 1961.
13. Алиева Ф. З., Осуществление тройной точки воды и исследование ее воспроизводимости, Труды ВНИИМ, вып. 35 (95), 1958.
14. Маликов М. Ф., Основы метрологии, 1949.
15. Арлей Н. и Бух К., Введение в теорию вероятностей и математическую статистику, ИЛ, 1951.

И. И. КИРЕНКОВ, Г. А. КРАХМАЛЬНИКОВА

ВНИИМ

### СПЕКТРОПИРОМЕТРИЧЕСКАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ПОСТРОЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ШКАЛЫ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

*В статье описана спектропирометрическая установка СП-4К, разработанная во ВНИИМ и представляющая собой модификацию установок СПК, созданных в ХГИМИП. Изменения конструкции выполнены применительно к требованиям, возникающим при построении шкалы высоких температур. Описаны методика и результаты исследования установки.*

#### Принцип действия установки

Спектропирометрическая установка СП-4К предназначена для метрологических работ в области высоких температур. Основные принципы конструкции установки СП-4К аналогичны принятым в установках СПК, созданных в ХГИМИП и подробно описанных в литературе [1—3]. Их действие базируется на нулевом модуляционном методе уравнивания яркостей.

Принцип действия установки заключается в следующем. Излучение сравниваемых источников, пройдя через призменный монохроматор, попадает на фотоумножитель. При этом специальный модулятор направляет с заданной частотой в щель монохроматора световые потоки от обоих сравниваемых источников поочередно. Замещение одного потока другим модулятор осуществляет таким образом, что при равных яркостях источников суммарный световой поток, попадающий на фотоэлемент, остается постоянным по времени и по расположению в пространстве и фототок не содержит переменной составляющей. В случае неравных яркостей фототок имеет переменную составляющую с частотой, равной частоте модуляции. Отсутствие этой переменной указывает на равенство яркостей. Установка позволяет обнаруживать изменение яркостной температуры источника на несколько сотых градуса.

В конструкцию новой установки внесены изменения, учитывающие специфику требований, возникающих при решении задачи построения с максимальной точностью температурной шкалы эталонным методом. Эти требования и пути их выполнения выявлены в результате опыта работы ВНИИМ по метрологическим исследованиям фотоэлектрического метода измерения.

Основные особенности конструкции установки СП-4К следующие:

1. Электрическая часть установки выделена в отдельный агрегат, включающий усилительно-детекторные устройства, все источники питания схемы, реостаты для ламп и все измерительные приборы. Вторая, оптическая часть установки состоит из оптической скамьи, системы внешней оптики с модулятором, монохроматора и фотоячейки.

Освобождение оптической части от электрических устройств существенно улучшило маневренность установки и облегчило юстировку как самой установки, так и монтируемых на скамье устройств: ламп, печей, устройств для удвоения яркостей и других оптических деталей.

2. В установке применен двойной монохроматор, что позволило радикально решить вопрос о точности определения эффективной длины волны.

3. В конструкции деталей внешней оптической системы приняты меры для существенного ослабления рассеянного света.

4. Конструкция фотоячеек обеспечивает контроль юстировки фотомножителя и отсутствие нарушений юстировки при затемнении фотоячейки.

#### Расположение основных узлов

Приборы, входящие в комплект спектропиromетра СП-4К, расположены таким образом, что все измерения может выполнить один человек, сидящий у пульта управления.

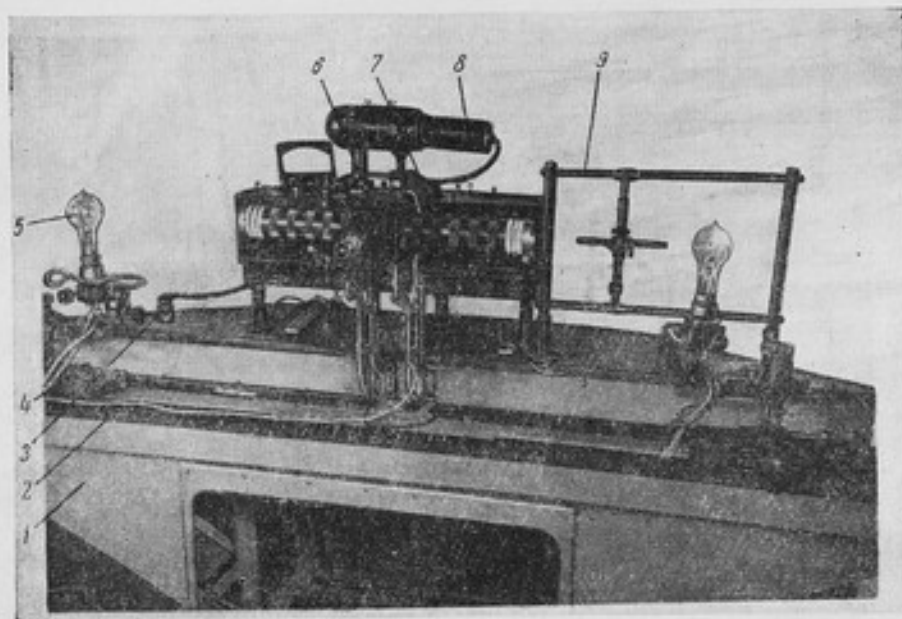


Рис. 1. Оптическая часть спектропиromетрической установки СП-4К.

Установка СП-4К состоит из оптической части (рис. 1), смонтированной на отдельной станине, и стенда спектропиromетра (рис. 2). На основании 1 (рис. 1) оптической скамьи размещены следующие узлы: рельсы 2 для перемещения кареток 4, на которых укреплены держатели температурных ламп 5, внешняя оптическая система 6 с модулятором, двойной монохроматор 7, сменные фотоячейки 8, кронштейн 9 для



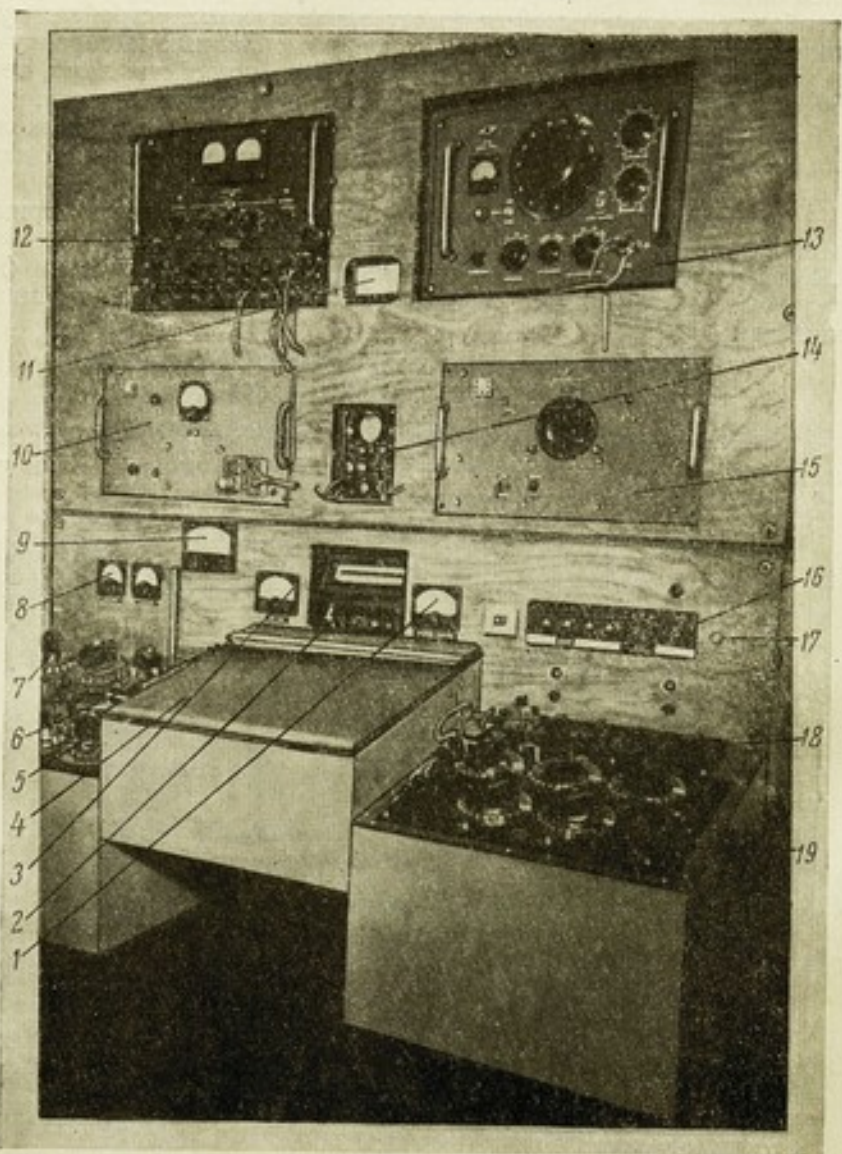


Рис. 2. Стенд спектропиометрической установки СП-4К.

светофильтров, кронштейн устройства для удвоения яркостей (на рисунке его нет), разъем 3 для подключения ячейки к блоку электроники.

В горизонтальной части стенда спектропирометра (рис. 2) смонтированы слева реостаты 7 и 5 температурных ламп, имеющие каждый по пяти ступеней регулирования. Справа размещены потенциометр 19 типа КЛ-48 и регулирующее устройство 18, служащее для регулирования рабочего тока потенциометра.

В центре стенда под крышкой столика 4 помещены четыре образцовые катушки сопротивления (две по 0,005 ом и две по 0,001 ом). Там же находится нормальный элемент и дополнительное устройство к потенциометру.

Все электронное устройство установки расположено в гнездах вертикальной части стенда. В нижней части расположен пульт управления, в состав которого входят щитовые приборы: амперметры 8, показывающие силу тока в температурных лампах; вольтметр 9, указывающий напряжение ФЭУ; переключатель 6 для обеспечения поочередного измерения силы тока сличаемых ламп; индикатор 3 для контроля фототока; гальванометр 2 типа ГПЗ-2; указатель равенства яркостей (УРЯ) 1; щиток 16 с ручками управления электронной части; сигнальные лампочки (например, лампочка 17, сигнализирующая о включении питания всей установки).

Над пультом управления расположены два блока 10, 15 стабилизированного источника высокого напряжения типа «Орех» для питания фотоумножителя и усилителя, осциллограф 14, универсальный источник питания 12 типа УИП-1, звуковой генератор 13 типа ЗГ-10 и миллиамперметр 11, указывающий ток шлейфа.

Доступ к деталям узкополосного усилителя и синхронного детектора открывается после снятия облицовочного листа правой стенки стенда.

#### Внешняя оптическая система

Назначение и взаимодействие деталей внешней оптической системы можно проследить по схеме рис. 3.

Световые пучки от температурных ламп 1 проходят через объективы 3 головки внешней оптики и попадают на алюминированную снаружи разделительную призму 4. Отразившись от призмы, пучки попадают на зеркальце 7 модулятора и на зеркало 9, затем световой пучок проходит через объектив 12, кассету для светофильтров 11 и фокусируется на входной щели двойного монохроматора. На выходе монохроматора помещена фотоячейка 21, сменная для различных фотоумножителей 22, закрепляемая неподвижно над выходной щелью 20 монохроматора.

Разделительная призма 4 состоит из двух половинок, между которыми вклеена зачерненная стальная пластинка толщиной 0,1 мм между призмами и 0,3 мм в выступающей части. Расширенная ее часть задерживает рассеянный свет от переднего ребра разделительной призмы. Вся пластинка препятствует попаданию света от одной лампы к другой. Для этой же цели служат перегородки 5 и 6.

В установке СП-4К объективы внешней оптики 3 могут смещаться вдоль оптической оси. Это обеспечивает быструю и удобную фокусировку системы, а также позволяет изменять в широких пределах размеры изображений ламп.

Объективы дают на входной щели 8 монохроматора уменьшенные изображения лент обеих температурных ламп 1, наложенные одно на другое. Эти изображения рассматриваются с помощью микроскопа 2,

закрепленного в передней стенке головки внешней оптики. На фоне изображений ламп видно зеркальце 7 модулятора. Это позволяет непосредственно видеть излучатель, проектируемый на зеркальце и его участок, используемый для измерений.

Обойма микроскопа подвижная; во втором положении микроскоп позволяет проверить юстировку оптических деталей и ход лучей от модулятора до входной щели монохроматора.

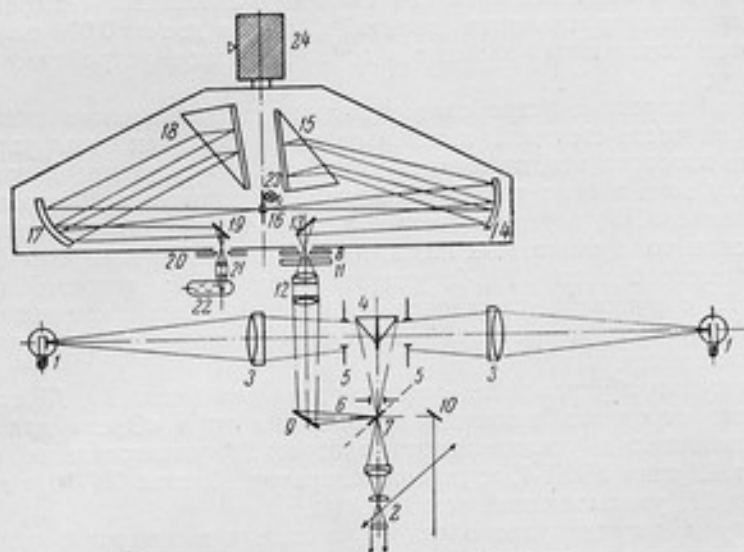


Рис. 3. Схема оптики СП-4К.

Ход лучей на рис. 3 показан схематически. В действительности лучи между деталями 7—9, 9—10 и 19—21 идут перпендикулярно плоскости чертежа так, что луч 4—7 проходит над лучом 9—12, а выходная щель 20 и фотоячейка 21 расположены над зеркалом 19.

В установке СП-4К применен модулятор новой конструкции с колеблющимся зеркальцем, разработанный в ХГИМИП [4].

Принцип действия этого модулятора заключается в следующем. Колеблющееся зеркальце, подобное зеркальцу магнитоэлектрического шлейфа, посылает в щель монохроматора свет от обоих сравниваемых источников поочередно. При покоящемся зеркальце каждый световой пучок заполняет половину коллиматорного объектива монохроматора. При колебаниях его световые пучки поочередно сменяют друг друга.

Если яркости сравниваемых ламп равны, то части объектива, освещенные разными лампами, сливаются, не образуя видимой границы раздела. Объектив оказывается равномерно освещенным при любом положении колеблющегося зеркальца. Таким образом, эта система удовлетворяет условию постоянства структуры пучка [4]. Питание шлейфа модулятора осуществляется от звукового генератора ЗГ-10.

### Монохроматор

При работе с одинарным монохроматором в установке СПК-1 пришлось иметь дело с рассеянным светом, появляющимся в приборе вследствие многократного отражения от внутренних деталей монохроматора. Наличие рассеянного света вносит погрешность в определение



эффективной длины волны, а его количественное измерение затруднительно. Применение светофильтров для устранения рассеянного света малоэффективно, причем заметно ослабляется и регулярный свет. Наиболее радикальным способом исключения рассеянного света является применение двойных монохроматоров, что и принято в установке СП-4К.

Оптическая схема примененного в установке СП-4К монохроматора представлена на рис. 3.

Световой пучок входит через щель 8 и, отразившись от плоского зеркала 13, падает на внеосевое параболическое зеркало 14.

Далее пучок падает на 30-градусную призму 15, к катетной грани которой прижата пластинка, покрытая отражательным слоем алюминия. Возвращаясь обратно, пучок развертывается в спектр в плоскости средней щели 16, через которую некоторый узкий участок спектра проходит во вторую половину монохроматора. Далее, отражаясь от второго внеосевого параболического зеркала 17, пучок падает на призму 18 и здесь еще раз испытывает спектральное разложение, после чего возвращается на второе внеосевое параболическое зеркало 17. Отражившись от зеркал 17 и 19, световой поток проходит через выходную щель 20 монохроматора.

Переход от одной области спектра к другой осуществляется вращением диспергирующих призм 15 и 18 с помощью отсчетного барабана 24. Синхронность поворота призм обеспечивается параллелограммным механизмом.

На отсчетном барабане имеется винтовая канавка, вдоль которой нанесена равномерная шкала. Углы поворота отсчитываются по нониусу, перемещающемуся по винтовой канавке отсчетного барабана.

Рядом со средней щелью помещена лампочка обратного луча 23, посылающая с помощью небольшой линзы световой пучок в обратном направлении через первую часть монохроматора и внешнюю оптику. Свет лампочки позволяет проследить путь всех пропускаемых монохроматором лучей во внешней оптической системе вплоть до температурных ламп. Лампочка обратного луча включается при юстировке оптической системы установки СП-4К, а также при установке температурных ламп в правильное положение, и значительно облегчает указанные работы.

Диспергирующие призмы монохроматора изготовлены из стекла ТФ-3. Общая база призм составляет 228 мм. Внеосевые параболические зеркала имеют диаметр 80 мм и фокусное расстояние 270 мм. Дисперсия монохроматора в интервале длин волн 0,45÷1,0 мкм изменяется в пределах от 27 до 300 Å/мм.

#### Фотоячейки

В комплект установки СП-4К входят три фотоячейки: горизонтальная, вертикальная большая и вертикальная малая.

Горизонтальная фотоячейка (рис. 4) предназначена для работы с фотоумножителями типов ФЭУ-22 и ФЭУ-17. К корпусу 6 ячейки снизу прикреплен тубус 1 с регулируемой по высоте линзой 2, концентрирующей световой пучок на фотокатоде ФЭУ. На этот же тубус надевается крышка для соединения ячейки с выходной щелью монохроматора.

В фотоячейке, кроме того, помещается первый каскад усилителя 9 — лампа типа 6Ж1Ж с деталями, образующими схему катодного повторителя, а также делитель напряжения, от которого питаются эмиттеры



фотоумножителя 3. Фотоячейка соединяется с блоком узкополосного усилителя гибким шлангом 8.

Фотоумножитель вставляется в панель 10 и вместе с ней и первым каскадом усиления может перемещаться на 40 мм вдоль корпуса 6 фотоячейки. Это позволяет, во-первых, обеспечить попадание пучка на фотокатод для различных экземпляров фотоумножителей и, во-вторых, при закреплении фотоячейки на монохроматоре проверить качество получаемого изображения в плоскости фотокатода, для чего фотоумножитель вместе с панелью смещается по горизонтали.

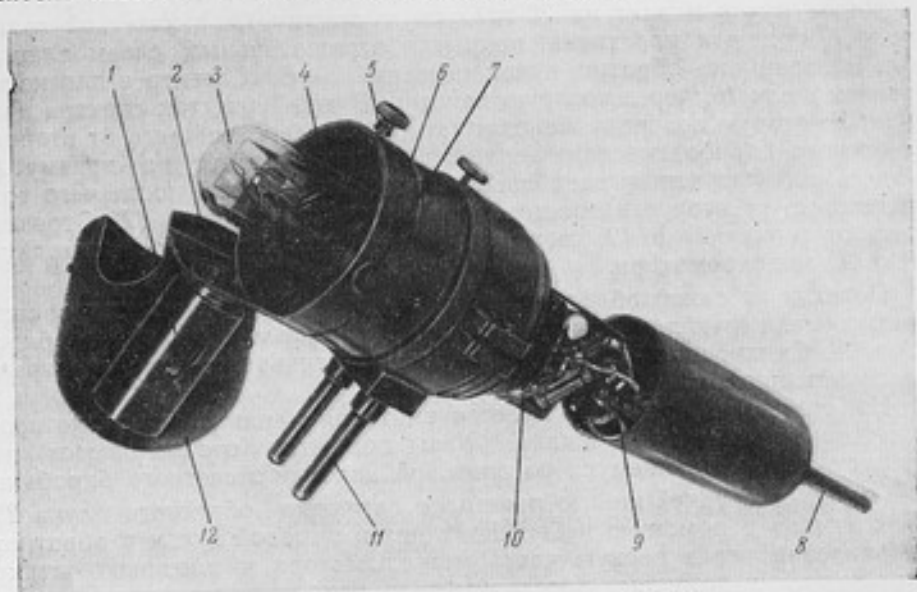


Рис. 4. Горизонтальная фотоячейка СП-4К.

Конец баллона фотоумножителя, противоположный цоколю, с помощью двух плоских пружин и регулировочных винтов может быть установлен в правильное положение и закреплен. Пружины 4 и регулировочные винты 7 расположены на корпусе 6 фотоячейки. Съемный колпачок 12 надевается на корпус фотоячейки и закрепляется винтом 5. Фотоячейка вставляется в кронштейн 11, с помощью которого она закрепляется над выходной щелью монохроматора.

Фотоумножитель вместе с фотоячейкой установлен таким образом, что фотокатод, имеющий форму прямоугольника, располагается параллельно тому направлению, в котором перемещается спектр при повороте диспергирующих призм.

На катод фотоумножителя в установке СП-4К фокусируется не параболическое зеркало, а выходная щель. Это вызвано тем, что при использовании шлейфного модулятора граница раздела (изображение ребра разделительной призмы) проектируется на параболическое зеркало. В то же время граница не должна проектироваться на фотокатод.

Большая вертикальная фотоячейка (рис. 5) предназначена для фотоумножителей типа ФЭУ-29, а малая вертикальная фотоячейка — для фотоумножителей типа ФЭУ-25. По своей конструкции вертикальные фотоячейки подобны горизонтальной, описанной выше. На нижней части корпуса фотоячеек предусмотрена поворотная часть с тремя окошками для наблюдения за правильностью установки фотоумножи-

телей над выходной щелью монохроматора. Так же как и в горизонтальной ячейке, фотоумножитель вставляется в панель, вместе с которой он может перемещаться по вертикали.

Переменная составляющая фототока после катодного повторителя проходит узкополосный усилитель, синхронный детектор и фильтр низких частот, откуда сигнал разбаланса подается на указатель равенства яркостей. Питание анодных цепей и накала всех этих устройств, а также фотоячейки и шлейфа модулятора осуществляется от стандартных источников питания.

Основные технические характеристики установки СП-4К, касающиеся ее чувствительности, инерционности измерительной схемы, стабильности и независимости от внешних влияний, являются такими же, как у установок СПК, разработанных в ХГИМИП.

Порог чувствительности составляет 0,02—0,05 град в области спектра от 0,47 до 1 мкм, при полосе пропускания 0,01—0,03 мкм, температуре излучателей 1063° С и постоянной времени измерительной схемы 5 сек. Влияние напряжения на ФЭУ, а также влияние напряжения сети, силы тока через шлейф, температуры помещения и т. д. при правильной эксплуатации установки ничтожно. Преимущества установки заключаются в более радикальном устранении рассеянного света в монохроматоре и системе внешней оптики, а также в большем удобстве и, следовательно, надежности юстировки всех оптических устройств. Эти усовершенствования, как показал опыт, совершенно необходимы для обеспечения требуемой точности эталонных работ по осуществлению температурной шкалы.

Переход на новый метод осуществления температурной шкалы без потери точности требует тщательного метрологического исследования новой аппаратуры. Методика исследования параметров и погрешностей оптико-механических и фотоэлектрических устройств, разработанная и примененная при осуществлении температурной шкалы фотоэлектрическим методом, как правило, использует высокую чувствительность установки СП-4К.

#### Градуировка монохроматора

Для градуировки монохроматора по длинам волн были использованы два приема: запись спектра с помощью самопишущего прибора и фотоэлектрический метод точной градуировки.

Градуировка производилась по спектрам водорода, ртути, гелия и криптона (при ширине щелей 0,1—0,2 мм) и охватывала область спектра от 0,45 до 1,19 мкм. Для записи спектра самопишущий прибор типа Н-373 присоединяли к СП-4К вместо указателя равенства яркостей. Отсчетный барабан (поворачивающий диспергирующие призмы) плавно вращали от мотора с червячным редуктором ременной

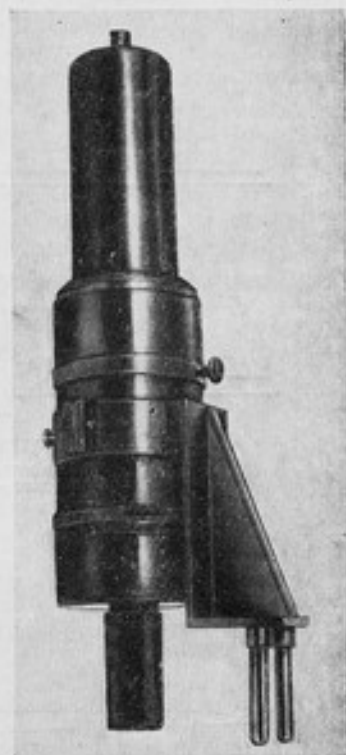


Рис. 5. Вертикальная фотоячейка СП-4К.

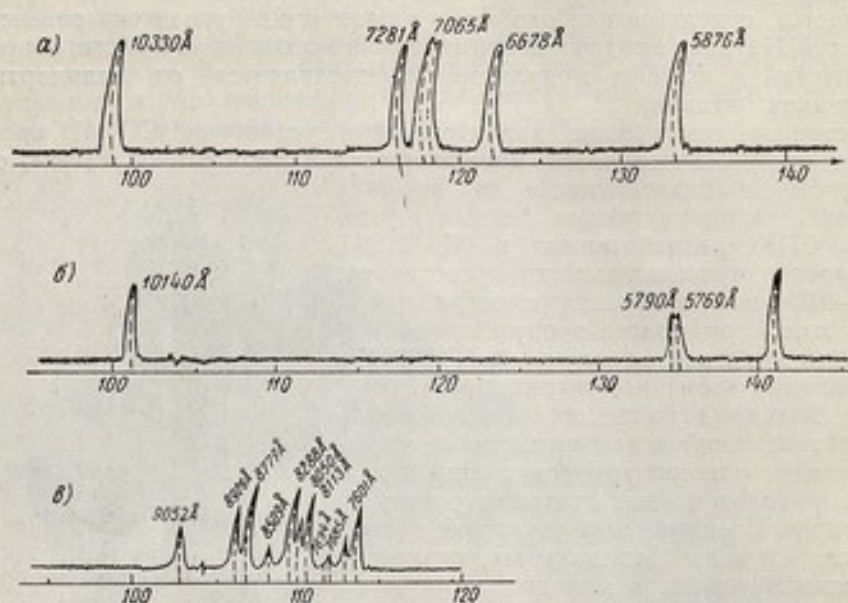


Рис. 6. Запись градуировки монохроматора при работе с ФЭУ-22.  
 а) — спектр гелия; б) — спектр ртути; в) — спектр криптона.  
 По горизонтали — деления отсчетного барабана монохроматора.

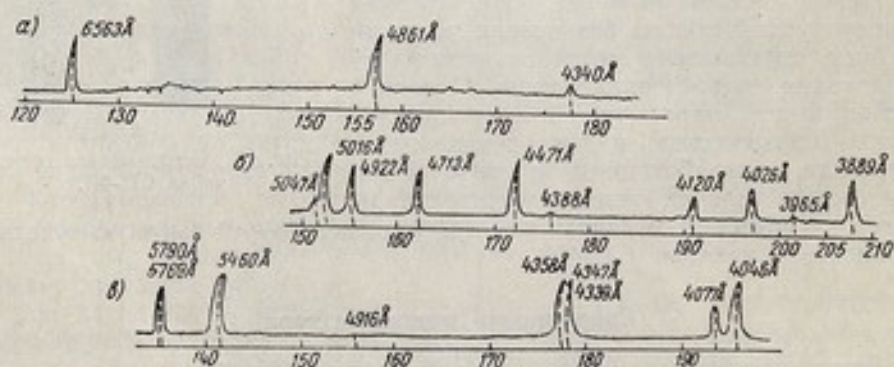


Рис. 7. Запись градуировки монохроматора при работе с ФЭУ-17.  
 а) — спектр водорода; б) — спектр гелия; в) — спектр ртути.  
 По горизонтали — деления отсчетного барабана монохроматора.



передачей. Результаты записи спектров даны на рис. 6 и 7. По горизонтали отложены деления отсчетного барабана, у вершин «пиков» написана предполагаемая длина волны.

Запись спектра дала следующие практические результаты:

1) позволила выявить и устранить искажения спектра, зависящие от юстировки оптических деталей монохроматора;

2) позволила проверить, в какой мере разрешается каждая спектральная линия, и тем самым обеспечила надежный выбор линий для точной градуировки;

3) обеспечила надежную идентификацию спектральных линий.

Для точной градуировки монохроматора использовали фотоэлектрический метод, предложенный В. А. Ковалевским [5]. При градуировке щель совмещали поочередно с краем линии по обе стороны от ее центра. Симметричность этих двух положений щели относительно центра линии определяли по отсчетам показаний указателя равенства яркостей. Расчет среднего значения дает положение щели, соответствующее центру линии. Для повышения надежности результата производили три пары таких отсчетов при различных фототоках, т. е. при различных расстояниях от центра щели до центра линии. Таким способом была выполнена градуировка по 28 спектральным линиям.

Интерполяцию градуировки производили на основе формулы Гартмана

$$\lambda_0 = A - \frac{B}{x - C},$$

где  $\lambda_0$  — длина волны в ангстремах, при которой монохроматическое изображение входной щели располагается симметрично относительно краев выходной щели;

$x$  — отсчет в делениях барабана, вращающего диспергирующие призмы;

$A$ ,  $B$  и  $C$  — параметры, определяемые экспериментально путем градуировки по спектральным линиям известной длины волны.

#### Определение спектральной ширины щелей и дисперсии монохроматора

Градуировка монохроматора с поворотными призмами по спектральным линиям не дает суждения о линейной дисперсии. Поэтому для обеспечения требуемой точности спектральная ширина щелей определялась непосредственным экспериментом.

В цепь анода фотоумножителя включали магнитоэлектрический микроамперметр. С одной стороны головки внешней оптики устанавливали поочередно спектральные источники излучения и с каждым источником снимали зависимость фототока от устанавливаемой длины волны.

По градуировочной кривой определяли значения длин волн, соответствующие отсчетам барабана, вращающего диспергирующие призмы, и вычисляли значения спектральных интервалов для этих длин волн. При равенстве входной и выходной щелей ( $a_{вх} = a_{вых}$ ) график фототока  $I_\phi = f(\lambda)$  имеет вид треугольника (рис. 8, а), основание которого равно спектральному интервалу для данной длины волны. При  $a_{вх} \neq a_{вых}$



график (рис. 8, б) имеет вид трапеции, верхнее основание которой равно разности спектральной ширины щелей, а нижнее — их сумме. На основании полученных данных рассчитывали спектральную ширину щелей, а также линейную дисперсию  $D$  монохроматора как частное от деления спектральной ширины щелей на их геометрическую ширину.

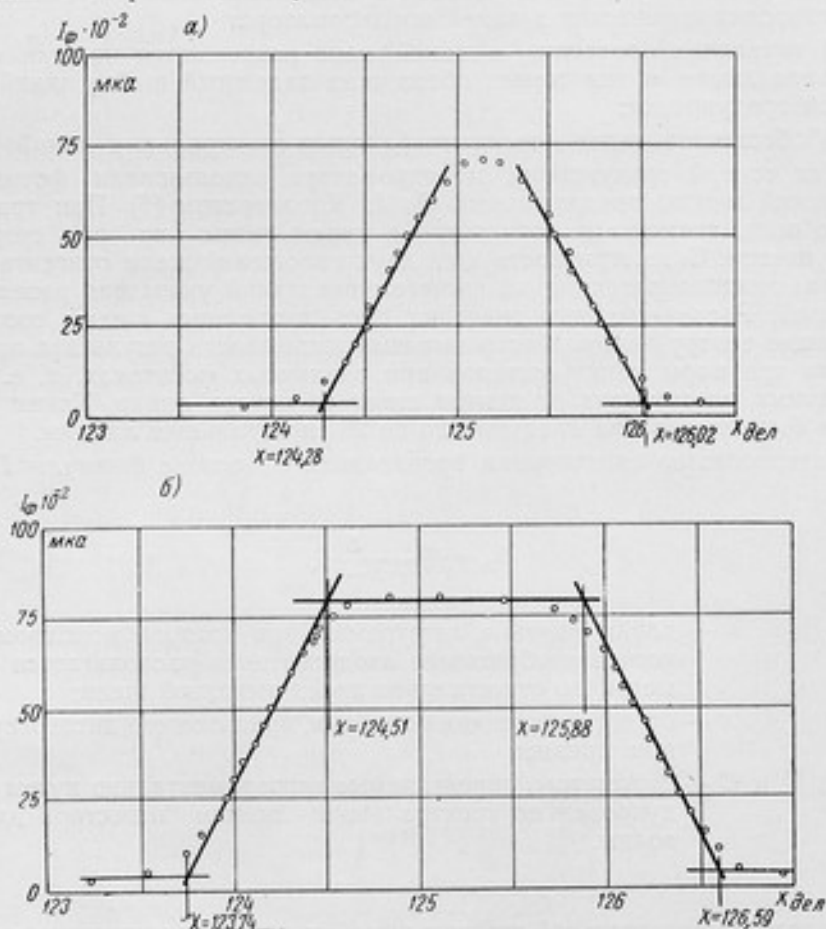


Рис. 8. Определение спектральной ширины щели по контуру спектральной линии  $\lambda = 6563 \text{ \AA}$ .

а)  $a_{\text{вх}} = a_{\text{вых}} = 0,7 \text{ мм}$ ; б)  $a_{\text{вх}} = 0,7 \text{ мм}$ ,  $a_{\text{вых}} = 1,5 \text{ мм}$ .

Обычно работа на спектропирометре производилась при ширине входной щели 0,7 мм и выходной 1,5 мм. Значения спектральной ширины щелей при таком раскрытии и дисперсии для всего используемого интервала длин волн приведены в таблице.

$\lambda_0 \text{ \AA}$	СП-4К			$\lambda_0 \text{ \AA}$	СП-4К		
	$D, \text{ \AA/мм}$	$a_{\text{вх}}, \text{ \AA}$	$a_{\text{вых}}, \text{ \AA}$		$D, \text{ \AA/мм}$	$a_{\text{вх}}, \text{ \AA}$	$a_{\text{вых}}, \text{ \AA}$
4 700	36,5	23,0	62,0	7 500	154,5	97,3	262,6
5 000	44,2	27,8	75,1	8 000	184,0	115,9	312,8
5 500	61,0	38,4	103,7	8 500	215,5	135,8	366,3
6 000	80,5	50,7	136,8	9 000	241,0	151,8	409,7
6 563	107,1	67,5	182,1	9 500	273,0	172,0	464,4
7 000	127,5	80,3	216,8	10 000	306,0	192,8	520,2

### Определение спектральной характеристики фотоумножителей

Как известно, эффективная длина волны зависит от наклона спектральной характеристики приемника излучения.

Нами при построении шкалы температур применялись два вида фотоумножителей: кислородно-цезиевый типа ФЭУ-22 для интервала длин волн  $6563 \div 10\ 000 \text{ \AA}$  и сурьмяно-цезиевый типа ФЭУ-17 для интервала длин волн  $4700 \div 6563 \text{ \AA}$ .

Был применен следующий метод экспериментального определения спектральных характеристик. Перед одним из объективов спектропирометра устанавливали температурную лампу. Вторым объективом освещали. При пониженном напряжении на ФЭУ и силе тока температурной лампы, соответствующей цветовой температуре около  $1750^\circ \text{ K}$ ,

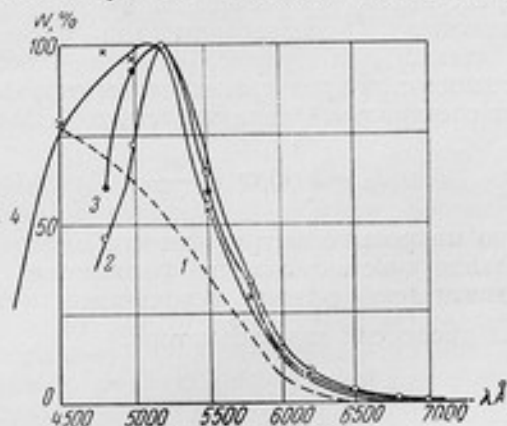


Рис. 9. Спектральная характеристика ФЭУ-17.  
Фотоумножители: 1 — по литературным данным;  
2 и 3 — № 92; 4 — № 107.

спектр перемещали вдоль выходной щели; через каждые  $200\text{--}300 \text{ \AA}$  записывали показания микроамперметра, включенного в цепь анода фотоумножителя. По значениям фототока  $I_{\text{ф}}$  рассчитывалась спектральная чувствительность фотокатода  $w(\lambda)$ .

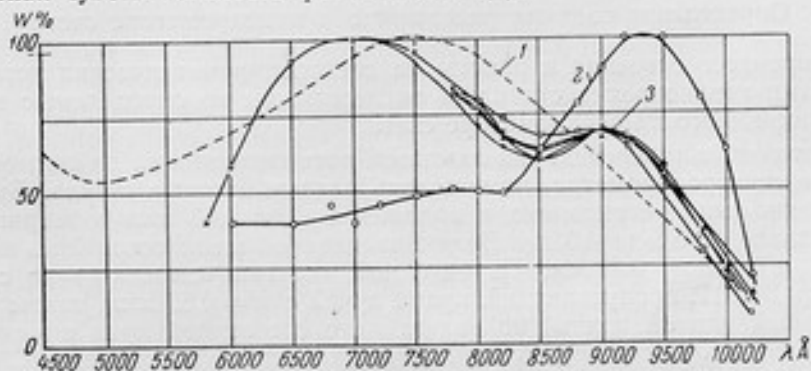


Рис. 10. Спектральная характеристика ФЭУ-22.  
Фотоумножители: 1 — по литературным данным; 2 — № 227; 3 — № 399.

Спектральные характеристики, снятые на СП-4К для тех экземпляров ФЭУ, с которыми в дальнейшем выполнялись измерения, приведены на рис. 9 и 10. Для сравнения на тех же рисунках даны спектральные характеристики фотоумножителей, взятые по литературным данным [6].

Расхождение хода спектральных кривых ФЭУ-22 с литературными данными объясняется селективными потерями света в монохроматоре. Для области спектра  $0,8 \div 0,95$  мкм (рис. 10), где эти расхождения особенно заметны, была проведена опытная проверка отсутствия рассеянного света, искажающего спектральный состав проходящего излучения. Специальные эксперименты с применением фильтров, отрезающих нерабочую часть спектра, показали независимость характеристики ФЭУ от действия этих фильтров и тем самым подтвердили качество монохроматизации. Другие причины, вызывающие неравномерность спектрального пропускания монохроматора, не влияют на точность выполняемых измерений.

Полученные зависимости фототока от установленной длины волны могут быть непосредственно, без расчета по ним спектральной характеристики фотоумножителя, использованы для расчета эффективной длины волны.\* Однако для сравнения двух способов расчета  $\lambda_{\text{эф}}$ , а также для сравнения с литературными данными о фотоумножителях, проводился расчет спектральной характеристики ФЭУ по формуле

$$I_{\Phi} = b(\lambda) w(\lambda) \frac{d\lambda}{dx},$$

где  $I_{\Phi}$  — отсчет по микроамперметру (фототок);  
 $w(\lambda)$  — спектральная чувствительность фотокатода;  
 $b(\lambda)$  — монохроматическая яркость источника;  
 $\frac{d\lambda}{dx}$  — линейная дисперсия монохроматора.

Отсюда

$$w(\lambda) = \frac{I_{\Phi}}{b(\lambda) \frac{d\lambda}{dx}}.$$

Результаты расчета эффективной длины волны двумя методами совпали до долей ангстрема; только в области большой крутизны характеристик ФЭУ (около  $\lambda = 1$  мкм) расхождения составили  $2 \div 3 \text{ \AA}$ .

#### Определение наличия рассеянного в монохроматоре света

В процессе освоения и работы на спектропирометрических установках нами неоднократно ставились эксперименты по определению влияния рассеянного в монохроматоре света.

С этой целью перед двумя лампами, расположенными на оптической скамье спектропирометра, помещались разные цветные стекла. Выходная щель была установлена в положение  $\lambda = 0,53$  мкм и ширина ее изменялась от 0,5 до 4,0 мм. Величина входной щели оставалась постоянной и равной 0,7 мм. Перед одной из ламп устанавливали светофильтр ЖС-17, пропускающий, кроме лучей с  $\lambda = 0,53$  мкм, также лучи с большей длиной волны, но значительно срезающей лучи с меньшей длиной волны. Перед другой лампой устанавливали светофильтр СЗС-10 со спектральной характеристикой, имеющей наклон в обратном направлении по сравнению с ЖС-17.

Измерения производились следующим образом. В кассету монохроматора, расположенную между головкой внешней оптики и входной

\* См. статью на стр. 78.

щелью двойного монохроматора, поочередно устанавливались светофильтры, также срезающие в одном случае преимущественно коротковолновую часть спектра (ЖС-18), в другом — длинноволновую (СЗС-18). Эти светофильтры в рабочей части спектра срезали в равной мере излучение обеих ламп, так как яркости последних уравнивались, а рассеянный свет от каждой лампы срезался светофильтром в различной степени, в соответствии со спектральными характеристиками.

В результате такого эксперимента нами не было обнаружено в монохроматоре СП-4К никакого рассеянного света в пределах чувствительности установки.

### Воспроизводимость сличения ламп

Воспроизводимость результатов сличения ламп проверялась продолжительное время, в течение которого этот процесс повторяли неоднократно.

Во время этих экспериментов была обнаружена зависимость результатов сличения от угла поворота ламп вокруг вертикальной оси и от их наклона. Как правило, на применявшихся до сих пор лампах типа ЛТ-1 имеется блик от ленты. Излучение, отраженное от передней стенки баллона лампы и образующее блик, как правило, частично попадает на ленту. Отражаясь от ленты, это излучение увеличивает ее яркость в направлении отражения. При поворотах и наклонах лампы этот отраженный пучок может попадать в объектив и вызывать весьма ощутимые изменения показаний.

Эксперименты производили с тремя лампами. На первых двух лампах блик был расположен на уровне ленты лампы, на третьей — значительно ниже самой ленты. Опыт показал, что разворот этой лампы почти не сказывается на равенстве яркостей, разворот же первых двух ламп вокруг вертикальной оси требует для уравнивания яркости изменения температуры ленты на 2—3°С. Такой эксперимент с поворотом ламп производили на спектропирометрических установках СПК-1 и СП-4К.

Для исключения неопределенности при установке ламп на оптическую скамью на задней стороне баллона ламп мы нанесли нитролаком перекрестия. Лампу устанавливали на скамье таким образом, чтобы центр обратного луча, проходящего через конец индекса лампы, попадал в центр перекрестия. После этого изображение рабочего участка ленты выводили на щель монохроматора, для чего, не поворачивая лампы, перемещали ее по параллели. Следовательно, при измерении яркости ленты оптическая ось пирометра должна проходить параллельно линии, соединяющей конец индекса с центром перекрестия.

После нанесения на лампы крестов сличили две лампы между собой, устанавливая их всякий раз заново. Воспроизводимость результатов по шести сериям измерений получилась хорошей в пределах температурного поля ленты лампы. Максимальный разброс составил 0,4 град.

Было произведено также многократное сличение трех ламп в течение 2 мес. (12 серий измерений). Этот опыт также подтвердил, что результаты сличения ламп воспроизводятся с погрешностью 0,1—0,4 град. Большие расхождения наблюдаются только при плохих температурных полях ленты ламп, при неисправностях аппаратуры и других промахах в проведении измерений.



## Влияние боковых лучей на точность градуировки ламп по излучателю «черное тело»

При работе с графитовым излучателем «черное тело», помещенным в печь, может возникать погрешность измерения яркостной температуры за счет боковых лучей, обусловленная тем, что внутренняя часть печи имеет температуру, приблизительно равную температуре излучающего отверстия. Эти боковые лучи непосредственно фокусируются в плоскости выходной щели, но вне ее отверстия. Однако, рассеиваясь во внешней оптической системе, они могут попадать в щель, что приводит к существенной погрешности, зависящей от геометрических размеров излучателя. Эта погрешность была исследована экспериментально.\* Помещенное перед одним из объективов матовое стекло с наклеенной на него диафрагмой, диаметр которой равен внутреннему диаметру печи, освещалось вспомогательным источником света. Яркость матового стекла уравнивалась с яркостью температурной лампы, установленной перед вторым объективом и имеющей температуру приблизительно  $1063^{\circ}\text{C}$ . В центре матового стекла после уравнивания яркостей прикреплялся кружок из черной бумаги, соответствующий размеру излучающего отверстия. Объектив со стороны температурной лампы плотно закрывался крышкой. Если боковые лучи не оказывают влияния на измерения, то стрелка миллиамперметра (указателя равенства яркостей) не отклоняется. В противном случае отклонение позволяет судить о величине погрешности.

При этих экспериментах в процессе исследования разных конструкций разделительной призмы и других деталей внешней оптической системы было установлено, что в неблагоприятных случаях наблюдается значительная погрешность от влияния рассеянных боковых лучей, достигающая  $1\text{ град}$  и более при измерении температуры, равной  $1063^{\circ}\text{C}$ . Это наблюдалось при наличии рассеянного света от фаски шириной около  $0,1\text{ мм}$  на рабочем ребре разделительной призмы, при плохом алюминиевом покрытии на разделительной призме или при загрязнении оптических деталей. Большое значение имеет также уменьшение числа оптических поверхностей (способных рассеивать свет), особенно расположенных со стороны лампы до зеркальца модулятора. Поэтому была удалена линза, проектирующая разделительное ребро на коллиматор монохроматора.

В результате была выбрана описанная выше конструкция разделительной призмы и перегородок возле нее. Эксперименты, проведенные с новой призмой, свидетельствуют о том, что погрешность за счет влияния боковых лучей устранена в установке СП-4К в пределах ее чувствительности (сотые доли градуса).

Перечисленные исследования фотоэлектрической спектропирометрической установки СП-4К показали высокий метрологический уровень ее характеристик и подтвердили возможность применения ее для точных работ по осуществлению температурной шкалы фотоэлектрическим методом.

Разработка конструкции установок выполнена конструкторами В. И. Лейкумом и Е. Ф. Федоровым. В наладке и исследовании установки принимали участие В. И. Угольников и Л. И. Ошарина.

\* См. статью на стр. 85.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Кандыба В. В., Ковалевский В. А., Фотоэлектрический спектропирометр высокой точности, ДАН СССР, т. 4, 1956, стр. 108.
2. Ковалевский В. А., Иоссельсон Г. Л., Кандыба В. В., Объективная спектропирометрическая установка СПК-1, «Измерительная техника», № 2, 1956.
3. Финкельштейн В. Е., Старунов Н. Г., Спектропирометр для измерения температуры по монохроматическому инфракрасному излучению, «Приборы и техника эксперимента», № 3, 1960.
4. Ковалевский В. А., О нулевом модуляционном методе при фотоэлектрических измерениях, «Приборы и техника эксперимента», № 3, 1959.
5. Ковалевский В. А., Новая эталонная объективная спектропирометрическая установка, Канд. диссертация, ВНИИМ, 1956.
6. Чечик Н. О., Файнштейн С. И., Лифшиц Т. К., Электронные умножители, Гостехиздат, 1957.

Поступила в редакцию  
19/II 1962 г.

Г. А. КРАХМАЛЬНИКОВА

ВНИИМ

### ПОСТРОЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ШКАЛЫ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИМ МЕТОДОМ В ШИРОКОМ СПЕКТРАЛЬНОМ ИНТЕРВАЛЕ

*В статье рассматриваются аппаратура, методика и результаты построения температурной шкалы новым, фотоэлектрическим, методом. Описаны источники погрешностей, методы их изучения и устранения. Приводится анализ точности результатов всей работы, направленной на замену визуального метода измерений при эталонных работах в области высоких температур объективным фотоэлектрическим методом.*

В СССР в практике метрологических работ по оптической пирометрии за последние годы получил большое развитие фотоэлектрический метод измерений.

В ХГИМИП разработаны спектропирометрические установки СПК, предназначенные для градуировки температурных ламп на яркостные и цветовые температуры [1—3]. С помощью такой установки во ВНИИМ была разработана методика градуировки ламп на цветовые температуры и созданы группы эталонных и образцовых ламп [4]. Это было первым внедрением фотоэлектрического метода в практику метрологических работ по оптической пирометрии, осуществленным применительно к случаю, когда визуальный метод не обеспечивал требуемой точности.

Во ВНИИМ были проведены также исследования построения температурной шкалы фотоэлектрическим методом, касающиеся экстраполяции значений температуры выше точки золота в области красных лучей [5] и осуществления точки золота при фотоэлектрических измерениях [6]. Была разработана и изучена методика построения температурной шкалы, исследованы погрешности, оценена реально достижимая на сегодняшний день точность измерений и создана большая часть необходимой аппаратуры.

Основными нерешенными вопросами в прежних работах ВНИИМ были: нестабильность температурных ламп и влияние рассеянного света в оптической аппаратуре.

Следует различать два вида нестабильности температурных ламп: 1) необратимые изменения градуировочных характеристик ламп, возникающие по мере их эксплуатации при высоких температурах;

2) колебания градуировочных характеристик ламп, возникающие при изменениях условий их применения.

В работах ВНИИМ по фотоэлектрическим измерениям применялись температурные лампы типа ЛТ-1 и ЛТ-3 производства завода «Эталон». Нестабильность характеристик этих ламп при эксплуатации известна из опыта применения их во ВНИИМ и в других организациях. В связи с этим на Московском электроламповом заводе по инициативе ВНИИМ была разработана новая конструкция температурной лампы. Стабильность этих ламп несравнимо выше, чем ламп типа ЛТ-1 или ЛТ-3, что позволило устранить существенное препятствие для повышения точности измерений. Лампы этого типа и были использованы при наших исследованиях.

Влияние рассеянного света в оптических устройствах, в случае фотоэлектрических работ по высокотемпературной метрологии, проявляется, в основном, тремя путями\* [7]:

1) рассеянный свет в монохроматоре спектропирометра затрудняет точное определение эффективной длины волны;

2) рассеянный свет во внешней оптической системе спектропирометра при исследовании и градуировке излучателя затрудняет фиксацию его рабочего участка, яркость которого измеряется;

3) рассеянный свет в устройстве для экстраполяции значений температуры снижает точность удвоения яркостей.

Последнее обстоятельство — влияние рассеянного света при удвоения яркостей — было тщательно изучено в прежних работах ВНИИМ: были разработаны соответствующие требования к аппаратуре, построено и исследовано устройство для удвоения яркостей, удовлетворяющее этим требованиям [5]. Поэтому при настоящих исследованиях в это устройство были внесены лишь небольшие усовершенствования по ранее установленным принципам.

Устранение рассеянного света в монохроматоре требует двойной монохроматизации. С этой целью была спроектирована и изготовлена на заводе «Эталон» новая фотоэлектрическая спектропирометрическая установка с двойным монохроматором, получившая название СП-4К.\*\*

### Осуществление постоянной точки 1063° С

Для осуществления температуры затвердевания золота была изготовлена горизонтальная двухобмоточная печь, устройство которой описано в работе [6].

Для приближения режима печи к рабочему измерение температурного градиента вдоль печи производилось при заполненном рабочем пространстве ее втулками из шамота и графита (рис. 1). Вместо тигля с золотом в печи были установлены две втулки, общая длина которых равна длине тигля. Распределение температуры вдоль печи определялось платинородий-платиновой термопарой, помещенной в кварцевый колпачок.

Подбором шунтов к секциям дополнительной обмотки достигнута равномерность температурного поля печи в пределах  $\pm 1^\circ\text{C}$  на длине около 100 мм. Сила тока на дополнительной обмотке равна 4,6 а, на основной — 13,8 а при плавлении и 12,5 а при затвердевании золота. Распределение температуры вдоль печи представлено на рис. 1.

\* См. статью на стр. 85.

\*\* См. статью на стр. 30.



Тигель, являющийся излучателем и позволяющий осуществлять модель черного тела, устанавливается в область наименьшего градиента температур.

Для визуальной наводки изображения отверстия черного тела на щель монохроматора установок СП-4К или СПК-1 применяли подсветку внутреннего пространства печи с помощью кинопроекционной лампы

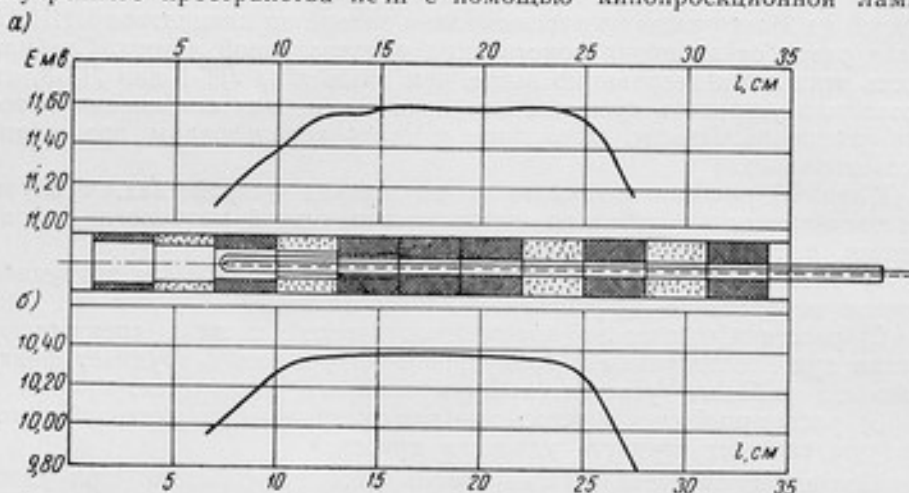


Рис. 1. Измерение температурного градиента печи.  
а — режим плавления; б — режим затвердевания.

с конденсорной линзой и зеркалом. Зеркало небольшого размера устанавливалось перед отверстием печи под углом и делило ее апертурный угол на две части: через одну часть лучи от кинопроекционной лампы проходили в печь и фокусировались приблизительно в плоскости отверстия модели черного тела, а одновременно через вторую часть апертурного угла внутренняя часть печи визирувалась внешней оптической системой фотоэлектрической установки. Во время измерений подсвечивающее зеркало отодвигалось.

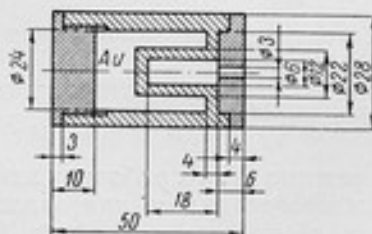


Рис. 2. «Малая модель» черного тела.

При градуировке ламп нами использовались две модели черного тела:

1) так называемая «малая модель» (рис. 2) — это такая же модель, которую применяли в лаборатории высоких температур ВНИИМ для осуществления эталонным методом постоянной точки  $1063^{\circ}\text{C}$  (межд.) при визуальных и фотоэлектрических измерениях [6, 7];

2) другая, «удлиненная модель» (рис. 3), отличается от первой тем, что диафрагма, отверстие которой визируется пирометром, вставляется внутрь полости черного тела. Это способствует уменьшению потерь за счет теплообмена между расплавленным золотом и диафрагмами.

Осуществление постоянной точки при температуре  $1063^{\circ}\text{C}$  должно заключаться в такой фиксации яркости черного тела при указанной температуре, которая позволила бы при поверке образцовых пирометров передать им данную яркость. Для этого на установках СПК-1 или СП-4К определяли силу тока температурных ламп при равенстве яркостей их лент и излучающей полости черного тела, находящейся при температуре равновесия между твердым и жидким золотом. Измерения производили при следующих 12 значениях длины волны ( $\mu\text{м}$ ): 0,47; 0,50; 0,55; 0,60; 0,6563; 0,70; 0,75; 0,80; 0,85; 0,90; 0,95; 1,00.

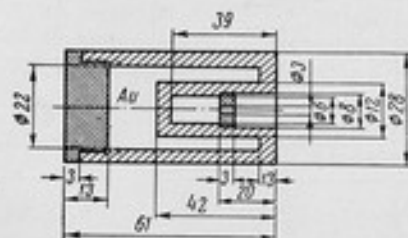


Рис. 3. «Удлиненная модель» черного тела.

Для работы в области длин волн от 0,47 до 0,6563  $\mu\text{м}$  использовали фотоумножители типа ФЭУ-17 и в области длин волн от 0,6563 до 1,00  $\mu\text{м}$  — фотоумножители типа ФЭУ-22. Как для этой, так и для других эталонных работ по измерению высоких температур использовалось золото, специально очищенное в химической лаборатории ВНИИМ и содержащее около 0,0002% примесей. Тигель был изготовлен из графита с зольностью около 0,03%. Для заполнения «малой модели» потребовалось золота около 125 г, для «удлиненной модели» — около 180 г.

С помощью горизонтального излучателя «черное тело» двух типов были отградуированы на двух спектропирометрических установках, СП-4К и СПК-1, температурные лампы № 1022 типа ЛТ-1 и № 64 и 67. Лампы были предварительно отожжены при яркостной температуре  $1500^{\circ}\text{C}$  в течение 16 ч. Всего было произведено 105 серий измерений (52 при плавлении и 53 при затвердевании золота). Из них наибольшее число (40 серий измерений) было специально произведено при  $\lambda = 6563 \text{ \AA}$  для оценки воспроизводимости результатов градуировки лампы. Эта длина волны была выбрана как имеющая наибольшее распространение в пирометрии.

Для проверки градуировки лампы были взаимно сличены на спектропирометрических установках. За результаты градуировки ламп принимались средние арифметические значения силы тока, полученные в результате непосредственной градуировки ламп по модели черного тела при взаимном сличении трех ламп.

Для сравнения результатов градуировки температурных ламп по модели черного тела фотоэлектрическим и визуальным методами нами были отградуированы в точке золота эталонные лампы № 673, 315 и 563 (табл. 1). Среднее квадратичное расхождение составляет 0,8 град и вызвано погрешностями визуальных и фотоэлектрических измерений, а также неоднородностью температурного поля ленты этих ламп.

Такое совпадение результатов градуировки визуальным и фотоэлектрическими методами можно считать удовлетворительным.

Таблица 1

№ лампы	$\lambda_0$ , Å	Сила тока (а) в лампах при градуировке методом		$\Delta t$ , °C
		фотоэлектрическим	визуальным	
673	5200	7,6682	7,6795	+1,4
	5500	7,6994	7,708	+1,4
	6000	7,7612	7,765	+0,5
	6563	7,8274	7,8319	+0,5
	6590	7,8306	7,8352	+0,5
	7000	7,8797	7,877	-0,4
315	6900	9,4105	9,410	-0,05
563	6500	9,7628	9,764	+0,15

### Устройство для удвоения яркостей

В соответствии с положением о Международной практической температурной шкале 1948 г. (МПТШ) значение температуры выше 1063°С должно определяться по уравнению

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{e^{\frac{c_2}{\lambda T_2} - 1}}{e^{\frac{c_2}{\lambda T_1} - 1}}, \quad (1)$$

где  $E_1$  и  $E_2$  — интенсивности излучения с длиной волны  $\lambda$  при температурах чёрного тела  $T_1$  и  $T_2$  соответственно;

$c_2$  — постоянная формулы Планка.

Точность воспроизведения температурной шкалы обусловлена точностью, с какой на применяемой аппаратуре могут быть измерены отношения яркостей  $E_1/E_2$  и эффективная длина волны используемого излучения. Применение фотоэлектрического метода позволяет существенно повысить точность измерения обеих величин по сравнению с визуальным методом благодаря резкому снижению порога чувствительности аппаратуры.

При воспроизведении температурной шкалы обычным визуальным методом измерения отношения яркостей двух источников наиболее точно осуществляются уравниванием их яркостей при ослаблении излучения одного из источников вращающимся секторным диском с известным углом раскрытия. При нулевом методе фотоэлектрических измерений применять метод секторных дисков затруднительно [5].

В основу разработанного метода удвоения яркостей положен принцип суперпозиции. Два или несколько световых пучков равной интенсивности тем или иным способом совмещаются. Суммарная яркость полученного таким образом пучка равна яркости одного пучка, умноженной на число складываемых пучков. Такой принцип был предложен В. А. Ковалевским.\*

\* Авторское свидетельство № 104096, 1956 г.

Во ВНИИМ было разработано [5] зеркальное устройство для удвоения яркостей, основными частями которого являются два полупрозрачных зеркала 2 и 4 (рис. 4). Зеркало 2 разделяет излучение лампы 1 на два пучка, которые снова соединяются вместе с помощью второго полупрозрачного зеркала 4. С помощью заслонок 5 и 7 можно перекрывать полностью любой из двух пучков или пропускать оба пучка одновременно в объектив внешней оптической системы спектропирометра. Для регулирования яркости пучков служат оптические клинья 3 и 6.

При разработке конструкции устройства для удвоения яркости учитывалось, что рассеянный свет в этом устройстве может привести к погрешности удвоения яркости.\* Необходимо, чтобы не было составляющей излучения, не зависящей от положения заслонок, и, кроме того, чтобы перемещение заслонки, перекрывающей один (любой) луч, не влияло на интенсивность второго луча. Эти качества аппаратуры были проверены экспериментально. В существующем устройстве поставлены черные матовые перегородки, полностью изолирующие оба луча. Все

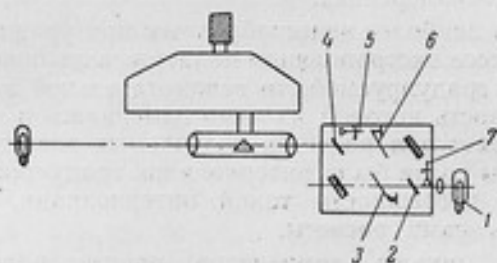


Рис. 4. Принципиальная схема работы с устройством для удвоения яркостей.

устройство имеет оклеенный изнутри черным бархатом защитный кожух, который обеспечивает защиту зеркал от постороннего света, пыли и от механических повреждений. В конструкции кожуха предусмотрены закрывающиеся окна для прохождения светового пучка и доступа к юстировочным винтам.

Для увеличения изображения ленты вспомогательной лампы в плоскости входной щели служит линза, имеющая три степени свободы для установки ее на оптическую ось.

Прибор устанавливался на оптической скамье между объективом внешней оптики и вспомогательной лампой так, чтобы оптическая ось объектива проходила через середины зеркал.

Для изготовления непрозрачных и полупрозрачных зеркал была применена методика нанесения на стекло алюминия испарением в вакууме.

Простой расчет показывает, что потери света в устройстве для удвоения яркости будут наименьшими, если коэффициенты пропускания и отражения у полупрозрачных зеркал будут приблизительно равны между собой. Кроме того, поглощение света в этих зеркалах должно быть как можно меньшим. В противном случае придется сильно перегревать вспомогательную лампу, что может вызвать ее нестабильность.

После изготовления полупрозрачных зеркал были измерены в оптической лаборатории ВНИИМ их коэффициенты пропускания и отражения.

\* См. статью на стр. 85.



Для работы выбрали зеркала, у которых эти коэффициенты, измеренные в белом, красном, зеленом и оранжевом свете, были приблизительно равными. При выборе зеркал обращалось внимание на равномерность покрытия.

Для полупрозрачных зеркал стекла выбраны толщиной 5 мм. Такая толщина обеспечивает смещение побочного отражения от нерабочей стороны зеркала на достаточное расстояние от основного отраженного луча. В результате побочный луч не попадает в монохроматор.

### Построение температурной шкалы до 2500° С

Методика экстраполяции составлена таким образом, чтобы обеспечить, с одной стороны, удобство и быстроту измерений и последующих вычислений. С другой стороны, методика измерений должна обеспечить полное использование той точности, которая может быть получена при фотоэлектрических измерениях.

Было признано наиболее целесообразным при уравнивании яркостей двух ламп в процессе экстраполяции поддерживать поочередно постоянной силу тока то градуируемой, то вспомогательной лампы, в зависимости от того, яркость которой из ламп измерялась в предыдущей операции. Это позволяет при расчетах получаемых значений температуры избежать какой бы то ни было интерполяции градуировки лампы и тем самым устранить погрешности такой интерполяции, а также существенно упростить сами расчеты.

Экстраполяция шкалы температур производилась на лампах № 57, 59, 79. Эти лампы были предварительно отожжены в течение 14 ч при яркостной температуре около 2000° С и проверены на равномерность температурного поля ленты. Затем лампы были отградуированы при температуре затвердевания золота по образцовым лампам № 1022, 64 и 67.

При построении температурной шкалы на одной стороне установки СП-4К устанавливали градуируемую лампу, а на другой — вспомогательную лампу и зеркальное устройство для удвоения яркостей. Настройку зеркального устройства и накал вспомогательной лампы подбирали таким образом, чтобы при пропускании каждого пучка света от вспомогательной лампы в отдельности фотоэлектрическая установка показала равенство сравниваемых яркостей обеих ламп. В связи с некоторой селективностью зеркал регулировку клиньев производили после того, как выходную щель монохроматора устанавливали на рабочее значение длины волны.

Удвоение яркости градуируемой лампы производили последовательно несколько раз до достижения предельной температуры, до которой желательно градуировать эту лампу. Температура ленты градуируемой лампы, возрастающая степенями при удвоении ее яркости, должна рассчитываться по формуле Планка (1).

Практически расчеты производились по формуле Вина

$$\frac{E_1}{E_2} = e^{-\frac{c_2}{\lambda_2} \left( \frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right)} \quad (2)$$

Поправки на неточность формулы Вина вводились в окончательные таблицы градуировки ламп.

Обозначая отношение монохроматических яркостей через  $L = 2^k$  (где  $k$  — число удвоений яркости), можно представить формулу (2) в удобном для расчета виде:

$$\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} = k \frac{\lambda_2}{c_2} \ln 2, \quad (3)$$

где  $T_1 = 1063^\circ \text{C} = 1336,15^\circ \text{K}$  и  
 $c_2 = 14\,380 \text{ мкм} \cdot \text{град}$ .

Подставляя соответствующие значения в формулу (3), получим значения  $T_2$  градуируемой лампы для эффективных длин волн, при которых производили экстраполяцию температурной шкалы (табл. 2).

Таблица 2

Число удвоений	Температура $T_2$ , °C для эффективных длин волн в Å				
	4701,3	5500,3	6557,9	7504,4	9958,7
1	1104,73	1112,08	1121,91	1130,87	1154,59
2	1149,14	1164,89	1186,26	1205,99	1259,63
3	1196,51	1221,89	1256,81	1289,59	1381,36
4	1247,14	1283,59	1334,54	1383,22	—
5	1301,38	1350,60	1420,59	1488,78	—
6	1359,64	1423,63	1516,37	—	—
7	1422,37	1503,55	1623,63	—	—
8	1490,11	1591,37	—	—	—
9	1563,50	—	—	—	—
10	1643,26	—	—	—	—

Экстраполяцию производили от десяти удвоений при  $\lambda = 0,47 \text{ мкм}$  до трех при  $\lambda = 1 \text{ мкм}$ . Дальнейшее увеличение числа удвоений могло привести к перекалу вспомогательной лампы. Всего было произведено 22 серии экстраполяции шкалы температур. Они распределялись следующим образом:

$\lambda, \text{Å}$	4701,3	5500,3	6557,9	7504,4	9958,7
Число серий . . . . .	5	5	5	4	3

Применяемая до последнего времени графическая или расчетная интерполяция градуировки ламп приводит к дополнительной погрешности около 0,5—1 град (а иногда и более), что допустимо при визуальном методе градуировки, но совершенно недопустимо при фотоэлектрических измерениях вследствие существенного различия в точности.

Методика интерполяции значений температурной шкалы между опорными точками, полученными при удвоенных яркостях, должна по

своей точности соответствовать высокой точности построения шкалы фотоэлектрическим методом.

По новой методике интерполируется не градуировка лампы непосредственно, а отклонения этой градуировки от квадратичной кривой. Благодаря малой величине этих отклонений и их плавному ходу точность интерполяции существенно повышается. По средним значениям силы тока трех ламп при трех значениях температур были рассчитаны коэффициенты уравнения вида:

$$i = a + bt + ct^2.$$

Затем для каждой из трех ламп были вычислены разности между их градуировкой и вычисленной квадратичной кривой. Интерполяция по квадратичному уравнению и кривой разностей обеспечивает точность около 0,1 град.

Следует заметить, что новая методика интерполяции не только точнее прежней, но и проще ее, так как позволяет избежать тщательного вычерчивания громоздкого графика, точность построения которого сильно влияет на погрешность интерполяции.

Для сравнения результатов построения температурной шкалы фотоэлектрическими и визуальными методами нами были взаимно сличены на спектропирометре СП-4К две лампы (№ 59 и 203) при значении эффективной длины  $\lambda_e = 6558 \text{ \AA}$ . Предварительно на лампе № 203 была нанесена визуальными методами температурная шкала от 900 до 1700° С при  $\lambda_e = 6590 \text{ \AA}$ . Результаты градуировки лампы № 203 представлены в табл. 3.

Таблица 3

t, °С	Сила тока (i) в лампах при градуировке методом		di/dt, мА/град	$\Delta t$ , град	$\Delta t$ с учетом $\Delta i$ , град
	фотоэлектрическим	визуальным			
1100	10,879	10,87	9,24	+1,0	+1,4
1200	11,851	11,86	10,65	-0,8	-0,3
1300	12,983	12,98	12,02	+0,2	+0,7
1400	14,263	14,27	13,39	-0,5	-0,1
1500	15,670	15,68	14,66	-0,7	0,0
1600	17,187	17,24	15,88	-3,4	-2,6
1700	18,842	18,82	17,12	+1,3	+2,2

Как видно из этой таблицы, среднее квадратичное расхождение для интервала температур 1100 ÷ 1700° С составляет 1,5 град, что следует считать удовлетворительным.

Для воспроизведения температурной шкалы до температур более высоких, чем допустимая температура накала градуируемой лампы, были применены поглощающие стекла так же, как это делается в визуальных оптических пирометрах. В нашей работе, с целью обеспечения высокой стабильности ламп, поглощающие стекла вводились, начиная с температуры, близкой к 1600° С (и около 1400° С для  $\lambda = 1 \text{ мкм}$ ). \* Эти

\* См. статью на стр. 71.

стекла обеспечили расширение предела воспроизведения шкалы до 2400—2600°С в видимой части спектра и до 2000°С в ближней инфракрасной области.

#### Погрешности построения температурной шкалы

Полученный экспериментальный материал дал возможность рассчитать погрешности осуществления температурной шкалы фотоэлектрическим методом. Ниже изложены результаты этого расчета, сначала для области температур 1063÷1600°С, где шкала построена без применения поглощающих светофильтров, а затем для области 1600÷2500°С, где применены светофильтры.

Погрешность воспроизведения температурной шкалы в интервале 1063÷1600°С складывается из следующих частных погрешностей:

- 1) погрешности градуировки ламп в исходной постоянной точке ( $\Delta T'$ );
- 2) погрешности, возникающей из-за неточного знания эффективной длины волны, которую следует подставить в формулу для расчета численного значения экстраполированной температуры ( $\Delta T''$ );
- 3) случайной погрешности экстраполяции температурной шкалы ( $\Delta T'''$ );
- 4) систематической погрешности экстраполяции температурной шкалы, зависящей от несовершенства устройства для удвоения яркостей ( $\Delta T^{IV}$ );
- 5) погрешностей электрических измерений, приводящих к неточным значениям силы тока, приписываемым лампам в результате градуировки.

#### Погрешность градуировки ламп в постоянной точке

Для вычисления погрешности  $\Delta T'$  дифференцируем уравнение (3), считая  $\lambda_2$  постоянной величиной,

$$\Delta T_2 = \Delta T' = \Delta T_1 \left( \frac{T_2}{T_1} \right)^2. \quad (4)$$

Значение  $\Delta T_1$  составляет  $\pm 0,3$  град для всех длин волн от 0,47 до 0,75 мкм и  $\pm 0,5$  град для длины волны 1 мкм. Подробный анализ этой погрешности опубликован в работе [6].

Таблица 4

$t_2$ °С	$\Delta T'$ град		$t_2$ °С	$\Delta T'$ град	
	$0,47 \text{ мкм} < \lambda < < 0,75 \text{ мкм}$	$\lambda = 1 \text{ мкм}$		$0,47 \text{ мкм} < \lambda < < 0,75 \text{ мкм}$	$\lambda = 1 \text{ мкм}$
1063	$\pm 0,2$	0,4	1400	$\pm 0,32$	0,65
1100	$\pm 0,22$	0,45	1500	$\pm 0,35$	0,7
1200	$\pm 0,24$	0,5	1600	$\pm 0,39$	0,8
1300	$\pm 0,28$	0,55			

Значения погрешностей  $\Delta T'$ , рассчитанных по формуле (4), приведены в табл. 4.



Погрешность, возникающая из-за неточного знания эффективной длины волны

Значение этой погрешности следует подставлять в формулу для расчета численного значения экстраполированной температуры. Расчет эффективной длины волны производили по упрощенной формуле [8]

$$\lambda_y = \lambda_0 + \frac{a_1^2 + a_2^2}{12} \left[ m + \frac{c_2}{2\lambda_0^2} \left( \frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) - \frac{6}{\lambda_0} \right], \quad (5)$$

или по формуле И. И. Киренкова \*

$$\lambda_y = \lambda_0 + \frac{a_1^2 + a_2^2}{12} \left[ \frac{c_2}{2\lambda_0^2} \left( \frac{1}{T_1} + \frac{1}{T_2} - \frac{2}{T_0} \right) + y - \frac{1}{\lambda_0} \right]. \quad (6)$$

Основные погрешности, имеющие место при таком определении эффективной длины волны, вызваны: 1) погрешностью градуировки монохроматора ( $\Delta\lambda_0$ ), 2) неопределенностью спектральной характеристики ФЭУ ( $\Delta\lambda_m$ ), 3) неточным определением спектральной ширины щелей ( $\Delta\lambda_a$ ).

Оценка и учет погрешности определения эффективной длины волны, вызванной рассеянным в монохроматоре светом, не производились; экспериментальное определение этой погрешности затруднительно, а применение двойной монохроматизации света дает известную уверенность в практическом отсутствии рассеянного света.

Значения перечисленных выше частных погрешностей (в А) приведены в табл. 5.

Таблица 5

$\lambda_0 \lambda$	4 700	5 500	6 563	7 500	10 000
$\Delta\lambda_0$	1,2	2,4	2,8	4,0	12,0
$\Delta\lambda_m$	0,1	-0,2	-1,0	-0,1	-5,0
$\Delta\lambda_a$	0,7	0,3	-3,2	4,0	22,0
$\Delta\lambda_y$	$\pm 1,4$	$\pm 2,4$	$\pm 4,4$	$\pm 5,6$	$\pm 25,5$

Таблица 6

$t_2$ °C	$\Delta T$ град при $\lambda$				
	4 700	5 500	6 563	7 500	10 000
1100	$\pm 0,01$	$\pm 0,02$	$\pm 0,04$	$\pm 0,04$	$\pm 0,21$
1200	$\pm 0,04$	$\pm 0,07$	$\pm 0,10$	$\pm 0,11$	$\pm 0,40$
1300	$\pm 0,08$	$\pm 0,12$	$\pm 0,19$	$\pm 0,21$	$\pm 0,76$
1400	$\pm 0,13$	$\pm 0,19$	$\pm 0,28$	$\pm 0,31$	$\pm 1,06$
1500	$\pm 0,17$	$\pm 0,25$	$\pm 0,39$	$\pm 0,43$	—
1600	$\pm 0,22$	$\pm 0,33$	$\pm 0,51$	—	—

Некоторые из этих погрешностей носят чисто случайный характер, другие представляют собой несклоненные остатки систематических погрешностей. Эти остатки имеют неопределенный знак и значение в пределах, указанных в табл. 5. Поэтому вычисление суммарной погрешности производили путем квадратичного сложения частных погрешностей.

Суммарная средняя квадратичная погрешность определения эффективной длины волны определена по формуле

$$\Delta\lambda_y = \pm \sqrt{\Delta\lambda_0^2 + \Delta\lambda_m^2 + \Delta\lambda_a^2}.$$

\* См. статью на стр. 78.

Значения погрешности

$$\Delta T'' = T_2^2 \frac{\Delta \lambda_2}{c_2} \cdot \frac{k \lg 2}{0,43429}, \quad (7)$$

полученной дифференцированием уравнения (3), приведены в табл. 6.

Случайная погрешность экстраполяции температурной шкалы

Эта погрешность зависит от порога чувствительности фотоэлектрической установки, свойства температурных ламп, воспроизводимости установки ламп при измерениях, внешних влияний на лампы и т. д. Эта погрешность проявляется в расхождениях при сличении между собой температурных ламп, каждая из которых независимо друг от друга участвовала в экстраполяции температурной шкалы. Погрешность самого сличения также влияет на величину этих расхождений.

Значение случайной погрешности экстраполяции температурной шкалы ( $\Delta T'''$ ) вычислено на основании данных измерений (для трех ламп и для пяти областей спектра) как средняя квадратичная погрешность ряда измерений. Результаты расчета приведены в табл. 7.

Таблица 7

$t^\circ \text{C}$	1100	1200	1300	1400	1500	1600
$\Delta T''' \text{ град}$	0,5	0,55	0,55	0,55	0,75	0,95

Систематическая погрешность удвоения яркостей

В устройстве для удвоения яркостей каждая из заслонок, перекрывающая один из пучков, не должна влиять на интенсивность второго пучка. Отсутствие этого влияния проверено в пределах чувствительности фотоэлектрической установки. За пределами порога чувствительности влияние двух пучков света друг на друга может иметь место и привести к систематической погрешности удвоения яркостей.

Иными словами, эта погрешность возникает из-за того, что в формуле (3)  $L \neq 2^k$ .

Пусть  $L = M^k$ . Тогда

$$\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} = \frac{\lambda_2}{c_2} k \ln M.$$

Дифференцируя это уравнение, получаем

$$\frac{\Delta T^{IV}}{T_2^2} = \frac{\lambda_2}{c_2} k \frac{\Delta M}{M}. \quad (8)$$

Относительная погрешность  $\Delta M/M$  определяется случайной погрешностью уравнивания яркостей. При сличении ламп на спектропирометрической установке эта погрешность не превышает  $\pm 0,03 \text{ град}$ . Выясним, чему равна относительная погрешность уравнивания яркости.

Как известно,

$$b = c_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T_1}},$$

отсюда

$$\Delta b = c_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T_1}} \frac{c_2}{\lambda T_1^2} \Delta T_1 = b \frac{c_2}{\lambda T_1^2} \Delta T_1.$$

Относительная погрешность уравнивания яркостей

$$\frac{\Delta b}{b} = \frac{\Delta M}{M} = \frac{c_2}{\lambda_0 T_1^2} \Delta T_1 \quad (9)$$

В уравнении (9) равенство  $\frac{\Delta b}{b} = \frac{\Delta M}{M}$  основано на том, что относительная погрешность суммы равна относительной погрешности слагаемых. Подставляя  $\Delta M/M$ , определяемое уравнением (9), в формулу (8), получаем

$$\Delta T^{IV} = \frac{T_2^2 k \Delta T_1}{T_1^2} \quad (10)$$

или

$$\Delta T^{IV} = \frac{0,051}{1336^2} k T_2^2 = 0,28 \cdot 10^{-7} k T_2^2.$$

Значения  $\Delta T^{IV}$ , рассчитанные по формуле (10), представлены в табл. 8. Они очень близки для всех длин волн.

Таблица 8

Погрешности электрических измерений

$t_2$ °C	$\Delta T^{IV}$ град
1100	0,02
1200	0,14
1300	0,24
1400	0,35
1500	0,47
1600	0,65

Эти погрешности приводят к неточным значениям силы тока, приписываемым лампам в результате градуировки, и состоят из погрешностей, вносимых: потенциометром КЛ-48, дополнительным устройством к нему, нормальным элементом, образцовыми катушками сопротивления.

Все эти приборы были поверены в 1961 г. Свидетельства о поверке дают возможность вычислить соответствующие поправки. Погрешность, вычисления для  $t = 1063^\circ \text{C}$  равна  $\pm 0,1$  град. Такой погрешностью можно пренебречь по сравнению с другими. Эти погрешности в дальнейшем больше не анализировались и не учитывались.

Суммарная средняя квадратичная погрешность воспроизведения шкалы температур в интервале  $1063 \div 1600^\circ \text{C}$

Среднее значение этой погрешности, вычисленной по формуле

$$\Delta T_2 = \pm \sqrt{(\Delta T')^2 + (\Delta T'')^2 + (\Delta T''')^2 + (\Delta T^{IV})^2},$$

представлено в табл. 9.

Таблица 9

$t_2$ °C	$\Delta T_2$ град при $\lambda_0$					Среднее значение $\Delta T_2$ град
	4 700	5 500	6 563	7 500	10 000	
1100	0,54	0,55	0,55	0,55	0,70	0,58
1200	0,62	0,62	0,62	0,63	0,86	0,67
1300	0,67	0,67	0,69	0,70	1,12	0,77
1400	0,74	0,75	0,78	0,79	1,40	0,89
1500	0,97	0,98	1,03	1,04	—	1,00
1600	1,24	1,28	1,32	—	—	1,28

Воспроизведение температурной шкалы выше 1600° С, как уже указывалось, осуществлено с помощью светофильтров. Расчет температуры выше 1600° С произведен по формуле

$$\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_3} = A,$$

где  $A$  — пирометрическое ослабление стекла;  
 $T_2$  и  $T_3$  — температура лампы соответственно со светофильтром и без него.

Следовательно, средняя квадратичная погрешность  $\Delta T_3$  воспроизведения температурной шкалы выше 1600° С может быть вычислена по формуле

$$\Delta T_3 = \pm \sqrt{(\Delta A \cdot T_3^2)^2 + \left[\left(\frac{T_3}{T_2}\right)^2 \Delta T_2\right]^2}. \quad (11)$$

Средняя квадратичная погрешность  $\Delta A$  определения пирометрического ослабления светофильтров складывается из трех погрешностей:

- 1) случайной погрешности  $\Delta A'$ , вычисленной при измерении  $A$  и равной  $0,22 \cdot 10^{-6} \text{ град}^{-1}$ ;
- 2) погрешности  $\Delta A''$  из-за неточного измерения температуры  $T_1$ , входящей в формулу расчета пирометрического ослабления;
- 3) погрешности  $\Delta A'''$  из-за неточного измерения температуры  $T_2$ , также входящей в формулу расчета пирометрического ослабления

$$\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} = A.$$

Из этого уравнения находим

$$\Delta A'' = \frac{\Delta T_1}{T_1^2} = \pm 0,16 \cdot 10^{-6} \text{ град}^{-1};$$

$$\Delta A''' = \frac{\Delta T_2}{T_2^2} = \pm 0,32 \cdot 10^{-6} \text{ град}^{-1}.$$

Погрешность  $\Delta A$  определения пирометрического ослабления светофильтров, вычисленная по формуле

$$\Delta A = \pm \sqrt{(\Delta A')^2 + (\Delta A'')^2 + (\Delta A''')^2}$$

для всех длин волн, равна  $\pm 0,4 \cdot 10^{-6} \text{ град}^{-1}$ .

Подставляя в формулу (11) численные значения всех входящих в нее величин, получаем среднюю квадратичную погрешность  $\Delta T_3$  воспроизведения температурной шкалы выше 1600° С.

На основании графического усреднения были получены значения погрешности воспроизведения температурной шкалы, примерно одинаковые для всех длин волн. Результаты представлены в табл. 10. Сравнение приведенных в этой таблице цифр с цифрами, характеризующими точность действующих эталонов, показывает повышение ее в полтора раза. Однако фактическое повышение точности больше.

Прежде при оценке точности ныне действующих эталонов в качестве исходной величины часто применялась вычисляемая методами статистики погрешность результата измерений. Между тем проверка результатов тепловых (в том числе температурных) измерений почти всегда показывает, что отдельные серии измерений не относятся



к общей генеральной совокупности, и, следовательно, недопустимо оценивать их точность по погрешности результата, вычисляемой методами статистики. Это объясняется преобладающим влиянием неисключенных остатков систематических погрешностей.

Таблица 10

$t^{\circ}C$	$\Delta T_3$ град
1500	$\pm 1,6$
1600	$\pm 1,8$
1700	$\pm 2,0$
1800	$\pm 2,2$
1900	$\pm 2,5$
2000	$\pm 2,7$
2100	$\pm 2,9$
2200	$\pm 3,2$
2300	$\pm 3,5$
2400	$\pm 3,8$
2500	$\pm 4,2$

Поэтому в настоящей работе погрешности результата измерений вообще не вычислялись по методам математической статистики и для оценки точности использована только погрешность ряда измерений. Это, естественно, привело к существенно завышенным, по сравнению с прежними расчетами, цифрам погрешностей. Поэтому можно считать, что в настоящей работе точность эталонов повышена не в полтора раза, как показывает формальное сравнение цифр, а, по крайней мере, в два раза — по скромной оценке.

### Выводы

В результате настоящего исследования созданы и полностью подготовлены к эксплуатации новые эталоны высоких температур, градуированные фотоэлектрическим методом. Тем самым подготовлен полный

отказ от применения в дальнейшем визуального метода измерений при метрологических работах по пирометрии и переход на фотоэлектрический метод.

С помощью построенной и исследованной аппаратуры отградуированы эталонным фотоэлектрическим методом шесть температурных ламп: № 1022, 64, 67, 57, 59, 79. Градуировка их охватывает область спектра от 0,47 до 1 мкм и область температур от 1063 до 2600°С.

При этом в области температур от 1600 до 2600°С лампы работают с применением специально изготовленных и изученных поглощающих стекол.

Благодаря применению при градуировке ламп фотоэлектрического метода измерений реально достигнуто повышение точности приблизительно в два раза по сравнению с действующими эталонами, градуированными визуальным методом. При этом существуют ясные перспективы дальнейшего повышения точности.

Достигнутые в настоящем исследовании точности градуировки ламп эталонного назначения указаны в табл. 9 и 10.

Контроль этой точности проведен несколькими путями:

- а) взаимным сличением вновь созданных ламп — хранителей температурной шкалы;
- б) пробной градуировкой образцовой лампы независимо по нескольким новым лампам эталонного назначения;
- в) сличением новых ламп с действующими эталонами, градуированными визуальным методом.

Все эти эксперименты подтвердили значение достигнутой точности.

В работе принимали участие: И. И. Киренков (постановка задачи и обсуждение экспериментов и результатов), Л. И. Ошарина (выполнение измерений и расчетов), В. И. Угольников, С. Г. Гончарук и С. Т. Васильев (наладка аппаратуры).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Кандыба В. В., Ковалевский В. А., Фотозлектрический спектропирометр высокой точности, ДАН СССР, т. 108, вып. 4, 1956.
2. Ковалевский В. А., Иоссельсон Г. Л., Кандыба В. В., Объективная спектропирометрическая установка СПК-1, «Измерительная техника», № 2, 1956.
3. Финкельштейн В. Е., Старунов Н. Г., Спектропирометр для измерения температуры по монохроматическому инфракрасному излучению, «Приборы и техника эксперимента», № 3, 1960.
4. Гордов А. Н., Киренков И. И., Лапина Э. А., Сравнение ламп по цветовым температурам фотозлектрическим методом, Труды ВНИИМ, вып. 35 (95), 1958.
5. Киренков И. И., Крахмальникова Г. А., Ковалевский В. А., Воспроизведение шкалы яркостных температур фотозлектрическим методом, «Измерительная техника», № 2, 1960.
6. Киренков И. И., Крахмальникова Г. А., Исследование фотозлектрическим методом горизонтальной модели черного тела при температуре затвердевания золота, Труды институтов Комитета, вып. 51 (111), 1961.
7. Лапина Э. А., Воспроизведение Международной температурной шкалы с помощью спектрального пирометра, Труды ВНИИМ, вып. 25 (85), 1955.
8. Ribaud G., Peuchés L., Corrections dues aux largeurs des fentes dans les mesures photométriques et pyrométriques effectuées au spectrophotomètre, Rev. Opt., t. 11, № 6—7, 1932, p. 241.

Поступила в редакцию  
1/III 1962 г.

Э. А. ЛАПИНА

ВНИИМ

### МЕТОД И АППАРАТУРА ДЛЯ ОСУЩЕСТВЛЕНИЯ МЕЖДУНАРОДНОЙ ПРАКТИЧЕСКОЙ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ШКАЛЫ С ПОМОЩЬЮ ИНФРАКРАСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

*В работе изложены результаты исследования и модернизации инфракрасного спектропирометра, предназначенного для измерения температуры по излучению в ближней инфракрасной области. Приведены результаты градуировки спектропирометра по моделям черного тела в интервале от 400 до 1100°С и данные о погрешности передачи значений температурной шкалы в спектральном интервале 0,9–2,2 мкм*

Разработка новых полупроводниковых приемников излучения — германиевых и кремниевых фотодиодов и фотоспротивлений — открыла широкие возможности применения инфракрасного излучения для бесконтактных методов измерения как яркостной, так и цветовой температуры.

Отечественной и зарубежной промышленностью разработан ряд яркостных пирометров с нижним пределом измерения температуры 400°С и менее.

Отечественные приборостроительные организации создали опытные образцы цветových спектропирометров, использующие инфракрасное излучение.

В качестве приемников излучения применены германиевые и кремниевые фотодиоды.

Эти приборы дадут возможность вести надежный температурный контроль, а также осуществить автоматизацию тепловых процессов в промышленных условиях.

Для градуировки и поверки новых пирометров излучения, а также для исследования их метрологических характеристик необходимы образцовые приборы и образцовые излучатели, воспроизводящие как яркостную, так и цветовую температуры в инфракрасной области спектра.

При аттестации образцовых излучателей и градуировке образцовых приборов в новой спектральной области должно быть обеспечено единство температурных измерений. Выполнение этого требования может быть обеспечено только при условии воспроизведения Международной практической температурной шкалы (МПТШ) в тех температурных

и спектральных интервалах, для работы в которых предназначены новые приборы.

Таким образом, задача настоящих исследований состояла в воспроизведении и передаче МПТШ для спектрального интервала  $0,9 \div 2,2$  мкм.

#### Прибор, примененный для воспроизведения и передачи МПТШ, и его исследование

Для воспроизведения и передачи МПТШ в интервале от 400 до  $1100^\circ\text{C}$  был использован фотоэлектрический инфракрасный спектропирометр, разработанный В. Е. Финкельштейном в 1957 г. [1] и модернизированный во ВНИИМ в 1960 г.

Прибор представляет собой высокоточный компаратор яркости, работающий по нулевому модуляционному методу, применяемому в прецизионной пирометрии. Он состоит из оптико-механической системы и электронного устройства.

С помощью двух объективов и разделительного зеркала изображения двух источников излучения проектируются на зеркало модулятора, расположенное перед входной щелью автоколлимационного монохроматора. Один из источников расположен вне прибора, и его температура измеряется, второй источник — температурная ленточная лампа — встроен в прибор. Модулятор представляет собой шлейф осциллографа с зеркалом размерами  $1,5 \times 2$  мм, укрепленным на тонких вольфрамовых проволоках, расположенных в зазоре постоянного магнита. При колебаниях зеркала, вызванных прохождением тока через проволоки, в щель монохроматора поочередно попадает излучение двух сравниваемых источников. Перед выходной щелью расположен приемник излучения — фотосопротивление типа ФСА-1.

При равенстве яркостей двух источников в выбранном для их сличения спектральном интервале колебания шлейфа не вызывают появления на приемнике излучения переменной составляющей фототока. При неравенстве яркостей на приемнике возникает переменный сигнал с частотой, равной частоте колебания шлейфа. Амплитуда сигнала пропорциональна разности яркостей сравниваемых источников.

После усиления узкополосным усилителем и прохождения через фазочувствительный детектор величина сигнала может быть отсчитана по показывающему прибору. Процесс измерения температуры с помощью инфракрасного спектропирометра сводится, таким образом, к подбору силы тока в температурной лампе, встроенной в прибор, при которой показывающий прибор не обнаруживает сигнала.

Спектропирометр, разработанный в ХГИМИП, позволял сравнивать яркости для интервала длин волн  $2,25 \div 1,25$  мкм. Этот интервал определяется свойствами как приемника излучения, так и пирометра.

В современных промышленных пирометрах использованы кремниевые и германиевые фотодиоды, чувствительные в спектральном интервале  $0,8 \div 1,7$  мкм; в связи с этим целесообразно применить и в спектропирометре ХГИМИП такие же приемники излучения. Уровень шумов фотодиодов намного ниже шумов фотосопротивлений типа ФСА-1, при этом в равных условиях отношение сигнал/шум у фотодиодов в 2—5 раз больше, чем у фотосопротивлений типа ФСА-1.

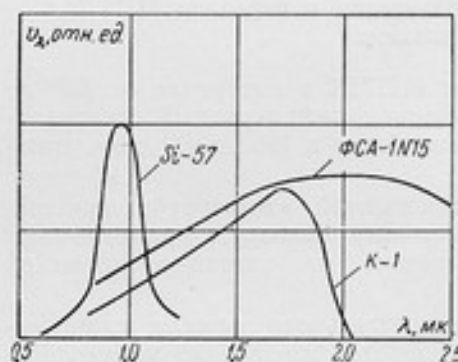
Для того чтобы применять в инфракрасном спектропирометре ХГИМИП германиевые и кремниевые фотодиоды, было разработано новое электронное устройство с большим коэффициентом усиления и со сниженным уровнем собственных шумов усилителя.



Для повышения надежности работы, а также пределов измерения спектропирометра встроенная в него лампа была изготовлена Московским электроламповым заводом из материалов и по технологии, применяемой при изготовлении новых температурных ламп.

Учитывая характер поглощения излучения в воздухе, были выбраны участки спектра с длинами волн 0,8; 0,9; 1,0; 1,25; 1,65 и 2,2 мкм, при которых возможны надежные измерения яркостной температуры с помощью спектропирометра.

Спектропирометр после модернизации был тщательно исследован, что позволило оценить точность измерения с его помощью яркостной и цветовой температуры. Исследование было выполнено по следующей программе:



1. Определение порога чувствительности спектропирометра и погрешности сличения яркости источников излучения в различных участках спектра при температурах от 400 до 1100°С.

2. Определение воспроизводимости сличения температурных ламп по яркостной и цветовой температуре.

3. Определение эффективных длин волны прибора.

4. Исследование влияния рассеянного света на результаты сличения ламп.

Порог чувствительности спектропирометра в зависимости от длины волны и измеряемой температуры имеет следующие значения:

Порог чувствительности, град . . .	0,4—0,3	0,15—0,05	0,1—0,05
Длина волны $\lambda$ , мкм . . . . .	2,2÷1,65	0,9÷2,2	0,8÷2,2
Температура, °С . . . . .	400	800	1000

Зависимость спектральной чувствительности  $v_\lambda$  приемников излучения от длины волны представлена на рисунке.

Чтобы определить погрешность сличения источников по яркости, лампу, встроенную в прибор, многократно сличали с лампой, расположенной перед прибором, не изменяя юстировки последней. Эта погрешность, аналогичная погрешности визуального уравнивания яркости в оптической пирометрии, имеет значения, указанные в табл. 1.

Оценка воспроизводимости сличения источников излучения (температурных ламп различных типов) была произведена по яркостной температуре при длительных измерениях и при различном расположении ламп перед спектропирометром. При этом оказалось, что воспроизводимость сличения в интервале температур 400÷1100°С составляет  $\pm 0,8$  град для ламп, у которых перепад температуры вблизи участка ленты, отмеченного указателем, равен  $\pm 0,5 \div \pm 0,7$  град.

Этот перепад температуры соответствует смещению на  $\pm 0,2 \div 0,3$  мм визируемого участка на ленте лампы от места, отмеченного указателем. Измерение цветовой температуры с помощью спектропирометра

осуществляется по методике, разработанной ранее в лаборатории высоких температур при аттестации эталонных температурных ламп с помощью спектропирометрической установки СПК-1 [2].

Таблица 1

$t, ^\circ\text{C}$	Спектральный интервал от $\lambda_1$ до $\lambda_2$ , $\mu\text{м}$	Средняя квадратичная погрешность уравнивания яркостей (град) при измерении температуры	
		яркостной	цветовой
400	1,65÷2,2	±0,7	—
500	1,25÷2,2	±0,5	—
600	1,65÷2,2	—	±3,5
700	0,9÷2,2	±0,3	±2,5
900	0,9÷2,2	±0,2	±2,0
1000	0,8÷2,2	±0,2	±1,5
1100	0,8÷2,2	±0,2	±1,5
1300	0,8÷2,2	—	±1,5
1400	0,8÷2,2	—	±1,5

Эффективная длина волны спектропирометра в различных участках спектра для четырех образцов приемников излучения, использованных при работе со спектропирометром, была вычислена по приближенной формуле Рибо и Пеше [3]. При этом значение относительного наклона кривой  $\left(\frac{1}{v} \cdot \frac{dv}{d\lambda}\right)_\lambda$  спектральной чувствительности каждого из приемников было вычислено из экспериментально найденной зависимости спектральной чувствительности приемников  $v_\lambda$  от длины волны  $\lambda$ .

Спектральная чувствительность приемников определялась с помощью инфракрасного спектропирометра. Для этого при узкой входной и выходной щелях измерялся сигнал на микроамперметре пирометра в зависимости от длины волны при условии, что освещение приемника производилось только одной температурной лампой.

Далее расчетным путем вводились поправки, учитывающие селективность излучения вольфрамовой лампы, освещавшей приемник, а также поправки, учитывающие зависимость дисперсии пирометра от длины волны. При этих расчетах остается неучтенным влияние поглощения света в монохроматоре на величину  $v$ , которым в нашем случае можно пренебречь.

Значения эффективных длин волн спектропирометра в зависимости от измеряемой температуры и длины волны центра спектрального интервала, а также от типа приемника излучения приведены в табл. 2. Здесь же указана ширина спектрального интервала в рабочих условиях.

Одним из основных источников погрешности при измерении яркостной температуры с помощью спектропирометра данной конструкции является влияние рассеянного света, источником которого служат отражение и рассеяние света от механических деталей прибора и его оптической системы.

Влияние рассеянного света особенно сильно проявляется при измерениях в спектральной области, где чувствительность приемника мала по сравнению с максимальной.

Таблица 2

°С	Значения $\lambda_{эфф}$ спектропирометра при длине волны центра спектрального интервала, $\lambda$ , мкм													
	2,2		1,65		1,25		1,0				0,88			
	1	1	2	1	2	1	2	3	4	1	2	3	4	
400	2,193	1,655	1,646	1,264	1,265	1,014	1,014	—	—	—	—	—	—	
600	2,192	1,654	1,644	1,262	1,012	1,012	1,012	1,005	1,005	—	0,889	0,892	0,897	
800	2,191	1,652	1,642	1,259	1,259	1,010	1,010	1,003	1,002	0,890	0,887	0,890	0,895	
1100	2,189	1,649	1,639	1,255	1,256	1,006	1,006	0,999	0,998	0,887	0,885	0,885	0,892	
Ширина спектрального интервала, мкм	0,204	0,228		0,186		0,146				0,114				

Примечание. В таблице приняты следующие обозначения: 1 — фотосопротивление ФСА-1 № 15; 2 — германиевый диод № К-1; 3 — кремниевый диод № МД и 4 — кремниевый диод № СИ-57.

Искажающее влияние рассеянного света обнаруживается при сличении излучателей, имеющих разные цветовые температуры. Так, например, оно искажает результаты градуировки пирометра по черному телу. В этом случае производится сличение в различных участках спектра черного тела и лампы с вольфрамовой лентой — излучателей, имеющих существенно разные цветовые температуры.

Искажающее влияние рассеянного света приводит к нарушению плавности кривых зависимости силы тока в лампе пирометра от длины волны при данной яркостной температуре. Характер искажения кривых определяется зависимостью спектральной чувствительности приемника излучения от длины волны и различием в относительном распределении энергии по спектру у черного тела и лампы с вольфрамовой лентой.

Наличие рассеянного света ограничивает область применения каждого из приемников излучения. Надежные результаты сличения источников по яркости с помощью спектропирометра могут быть получены при использовании приемников излучения в зависимости от значения длины волны (табл. 3).

Таблица 3

Приемник излучения	Рабочий интервал длин волн, мкм
Фотосопротивление ФСА-1	2,2 ÷ 1,25
Фотодиоды:	
германиевый . . . . .	1,65 ÷ 1,0
кремниевый . . . . .	1,0 ÷ 0,8

В связи с тем, что для измерений яркостной температуры при разных значениях длины волны используются различные приемники излучения, было рассмотрено влияние расположения их перед щелью монохроматора на результаты сличения источников по яркости. Погрешности этих сличений, вызванные смещением приемников перед выходной щелью монохроматора, не превышают 0,3—0,5 град для кремниевых и германиевых диодов и 0,1—0,2 град для фотосопротивления при сличении

чении источников с близкой цветовой температурой. При сличении источников с резко различными цветовыми температурами максимальная погрешность достигает 2-3 град. Источником этой погрешности может быть неравномерность спектральной чувствительности приемников излучения по поверхности, вызывающая изменение эффективной длины волны при смещении приемника, а также влияние рассеянного света. Исключить указанные источники погрешностей при данной конструкции оптической системы прибора не представляется возможным.

Рассмотрение влияния различных факторов на результаты сличения источников по яркости показывает, что с помощью инфракрасного спектропиromетра это сличение различных источников типа температурных ламп может быть осуществлено со средней квадратичной погрешностью  $\pm 1$  град для интервала 400-1100° С.

#### Градуировка инфракрасного спектропиromетра по яркостной температуре в интервале от 400 до 1100° С

Градуировка спектропиromетра состоит в установлении зависимости силы тока, питающего его лампу, от яркостной температуры и от длины волны; градуированный таким образом спектропиromетр позволит измерять яркостную температуру образцовых излучателей и тем самым воспроизводить и передавать шкалу температур.

В интервале температур 400-1063° в соответствии с положением о МПТШ последняя осуществляется с точностью  $\pm 0,1$  град с помощью эталонных платинородий-платиновых термпар. В связи с этим инфракрасный спектропиromетр можно градуировать по модели черного тела: 1) температура которого измеряется с помощью эталонной термпары, а также 2) находящегося при температуре постоянных точек (Zn, Sb, Cu, Au, Ag).

Оба указанных метода и были использованы при градуировке спектропиromетра. Для осуществления их была изготовлена печь с двумя обмотками, в центральной части которой на участке 7-10 см температура оставалась постоянной в пределах 1-2 град.

В качестве моделей черного тела использовались горизонтальные тигли, заполненные металлом, а также никелевый блок. Конструкция тиглей разработана при воспроизведении температурной шкалы с помощью спектропиromетра [4].

Температура никелевого блока измерялась с помощью эталонной термпары. Отступления излучения моделей от излучения абсолютно черного тела могут вызвать при 1063° С систематическую погрешность результатов градуировки в несколько десятых градуса.

Сходимость результатов градуировки лампы спектропиromетра, полученных по температуре фазового перехода в сурьме и никелевой модели черного тела, была проверена при двух значениях эффективной длины волны: 2,2 и 1,65 мкм (табл. 4).

Хорошая сходимость результатов свидетельствует о равноценности методов градуировки. Необходимо указать, что оба метода имеют ряд одинаковых источников систематической погрешности, вызванных несовершенством модели черного тела.

Градуировка спектропиromетра была произведена при длинах волн: 2,2; 1,65; 1,25; 1,0; 0,9; 0,8 мкм.

Значения силы тока в лампе спектропиromетра были установлены как среднее из 9 независимых сличений яркости ленты этой лампы с яркостью никелевой модели черного тела при измерении температуры модели от 400 до 1100° С. При сличениях были использованы четыре



приемника излучения и при обработке результатов учтены различия в эффективной длине волны спектропирометра, связанные с применением различных приемников.

Таблица 4

Метод градуировки	$\lambda = 2,2 \text{ мкм}$	$\lambda = 1,65 \text{ мкм}$
Фазовый переход в сурьме:		
плавление . . . . .	6,818	6,016
затвердевание . . . . .	6,814	6,019
среднее между плавлением и затвердеванием . . . . .	6,816	6,017
Модель черного тела с регулируемой температурой . . . . .	6,815	6,016
<i>di/dt лампы равно 0,007 а/град</i>		

Погрешность градуировки инфракрасного спектропирометра, а следовательно, погрешность воспроизведения с его помощью шкалы яркостных температур, складывается из следующих частных погрешностей:

- 1) уравнивания яркости лампы и яркости черного тела;
- 2) установления эффективной длины волны;
- 3) погрешности, связанной с влиянием рассеянного света;
- 4) погрешности, связанной с влиянием установки приемника излучения перед щелью монохроматора;
- 5) погрешности измерения тока в лампе;
- 6) погрешности, вызванной несовершенством модели черного тела;
- 7) погрешности измерения температуры модели черного тела эталонной термпарой.

Суммарная погрешность была установлена путем суммирования частных погрешностей, а также по разбросу результатов девятикратной градуировки пирометра по черному телу. Среднее квадратичное значение этой погрешности составляет  $\pm 2 \text{ град}$ , а средняя квадратичная погрешность передачи шкалы путем градуировки излучателей, например температурных ламп, для интервала температуры  $400 \div 1100^\circ \text{C}$  равна  $\pm 2,5 \text{ град}$ .

Температурная шкала, воспроизведенная с помощью инфракрасного пирометра, была сличена с температурной шкалой, воспроизведенной с помощью спектропирометрической установки СП-4К\* и визуального спектропирометра [5]. Сличение осуществлялось путем градуировки одних и тех же температурных ламп с помощью различных приборов, при этом было найдено, что среднее квадратичное расхождение между результатами градуировки при  $1000$  и  $1100^\circ \text{C}$  составляет  $\pm 2,2 \text{ град}$ .

#### Измерение цветовой температуры в инфракрасной области спектра с помощью фотоэлектрического спектропирометра

Инфракрасный спектропирометр, градуированный на яркостную температуру в широком спектральном интервале, позволяет производить измерения цветовой температуры по методу красно-синего отноше-

\* См. статью на стр. 30.

ни» [4]. Для этого измеряют яркостную температуру при двух значениях длины волны, а цветовую температуру вычисляют по формуле

$$T_c = \frac{\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}}{\frac{1}{\lambda_1 S_1} - \frac{1}{\lambda_2 S_2}},$$

где  $S_1$  и  $S_2$  — яркостные температуры, измеренные с помощью спектропирометра при длинах волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ .

Из десяти возможных комбинаций длин волн были выбраны восемь, приведенных в табл. 5.

Таблица 5

Номер комбинации длин волн	1	2	3	4	5	6	7	8
$\lambda_1$ , мкм	2,2	2,2	2,2	2,2	1,65	1,65	1,65	1,65
$\lambda_2$ , мкм	1,65	1,25	1,0	0,9	1,25	1,0	0,9	0,9

Вычисление цветовой температуры для различных комбинаций длин волн, выбранных таким образом, позволяет при измерении цветовой температуры разных источников выявить наличие систематической зависимости цветовой температуры от выбранного при ее измерении участка спектра.

Применение большего числа комбинаций  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  при измерении цветовой температуры позволяет несколько снизить возникающие при этом случайные погрешности [4].

Таблица 6

$\lambda_1$ , мкм	$\lambda_2$ , мкм	Поправки цветовой температуры (градусы)		
		1450° К	1550° К	1700° К
2,2	1,65	+6	+9,5	+23
2,2	1,25	+2	+5,5	+13
2,2	1,00	+2	+4,5	+9
2,2	0,9	+2	+3,5	+7
1,65	1,25	—	+3	+18
1,65	1,0	—	+1	+8,5
1,65	0,9	—	+1	+8

Как известно, формула (1) является следствием формулы Вина, справедливой при условии, что  $\lambda T < 2300$  мкм·град. Анализ возможности применения формулы (1) для инфракрасного излучения показывает, что при вычислении цветовой температуры по результатам измерения яркостной температуры при длине волны 2,2 и 1,65 мкм должна быть введена поправка.\* Численные значения этих поправок в градусах указаны в табл. 6.

\* См. статью на стр. 91.

Погрешность измерения цветовой температуры с помощью инфракрасного спектропирометра или погрешность воспроизведения шкалы цветových температур составляет от  $\pm 8$  до  $\pm 11$  град для интервала температур  $600 \div 1400^\circ \text{C}$ .

Передача шкалы цветových температур осуществляется градуировкой образцовых излучателей, разработанных для этой цели в лаборатории высоких температур ВНИИМ.

В результате исследования и модернизации инфракрасного спектропирометра, а также его градуировки на яркостные температуры по моделям черного тела обеспечена возможность передачи шкалы яркостных температур от  $400$  до  $1100^\circ \text{C}$  со средней квадратичной погрешностью  $\pm 2,5$  град в интервале  $2,2 \div 0,9$  мкм.

С помощью этого же прибора производится градуировка на цветовую температуру образцовых излучателей, а следовательно, передача шкалы цветových температур в близкой инфракрасной области от  $600$  до  $1400^\circ \text{C}$  со средней квадратичной погрешностью  $\pm 10$  град.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Финкельштейн В. Е., Старунов Н. Г., Образцовый инфракрасный спектропирометр, «Измерительная техника», № 1, 1960, стр. 28.
2. Гордов А. Н., Киренко И. И., Лапина Э. А., Сличения ламп по цветovým температурам фотоэлектрическим методом, Труды ВНИИМ, вып. 35 (95), 1958.
3. Ribaud G. et Peyghés L., Revue d'Optique, October, 1932, p. 243.
4. Лапина Э. А., Измерение цветовой температуры с помощью спектрального пирометра, Труды ВНИИМ, вып. 25 (85), 1955.
5. Лапина Э. А., Воспроизведение Международной температурной шкалы с помощью спектрального пирометра, Труды ВНИИМ, вып. 25 (85), 1955.

Поступила в редакцию  
23/II 1962 г.

И. И. КИРЕНКОВ, Г. А. КРАХМАЛЬНИКОВА

ВНИИМ

### ПОГЛОЩАЮЩИЕ СВЕТОФИЛЬТРЫ ДЛЯ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ В ШИРОКОМ СПЕКТРАЛЬНОМ ИНТЕРВАЛЕ

*В статье рассматриваются принципы и методика выбора поглощающих стекол для построения температурной шкалы фотоэлектрическим методом, имеющие значение и для других пирометрических работ в широкой области спектра. Приведены результаты работы по подбору комплекта светофильтров для широкого спектрального интервала.*

Для расширения предела измерения пирометров до температур, превышающих допустимую температуру ламп накаливания, широко применяются поглощающие светофильтры [1]. Использование таких светофильтров практикуется как при эталонных работах по осуществлению температурной шкалы визуальным и фотоэлектрическими методами [2—4], так и в технических пирометрах, предназначенных для измерения высоких температур во многих областях науки и техники [1, 5, 6]. В монохроматических яркостных пирометрах, использующих красные лучи, применяются стеклянные поглощающие светофильтры марки ПС-2, а иногда марки НС-13. Условия эксплуатации таких светофильтров и требования к ним тщательно изучены, хотя и допускают дальнейшее усовершенствование.

В связи с развитием фотоэлектрической пирометрии, а также спектральных методов измерения высоких температур, в пирометрической практике все шире используются самые разнообразные области спектра. В связи с этим вновь, но теперь применительно к широкой области спектра, встала проблема выбора поглощающих светофильтров и методики их исследования. Решение такой задачи, возникшей из требований практических измерений, естественно, оказалось совершенно необходимым при выполнении метрологических работ, направленных на создание эталонов для измерения высоких температур в широкой области спектра.

При осуществлении во ВНИИМ температурной шкалы фотоэлектрическим методом в широком спектральном интервале встал вопрос о выборе типа поглощающих стекол. Платиновые поглотители обеспечивают большую гибкость эксперимента: обладая плавной спектральной характеристикой, они допускают интерполяцию значений пропускания по спектру. Однако их спектральная характеристика не соответствует известным требованиям [5], необходимым для обеспечения высокой точ-



ности измерения. Поглощающие стекла не обладают плавностью спектральной кривой в широкой области спектра, свойственной платиновым поглотителям. Поэтому для каждого участка спектра необходимо применение отдельного стекла, что полностью исключает возможность интерполяции по спектру получаемой с этими стеклами градуировки эталонных ламп: градуировка имеет принципиально дискретный характер. Однако при этом оказывается возможным для каждой достаточно узкой области спектра подобрать стекла с заданным ходом спектральной характеристики, что является основным условием высокой точности поглощающих пирометрических светофильтров. Между тем при работах по осуществлению температурной шкалы, как и при большей части практических измерений температуры, эффективная длина волны пирометрической аппаратуры должна быть фиксирована.

По этим соображениям было решено при градуировке основных ламп эталонного назначения поступиться гибкостью эксперимента, чтобы обеспечить высокую точность измерений и применить стеклянные поглощающие фильтры. При этом с целью обеспечения высокой стабильности ламп поглощающие стекла вводятся, начиная с температуры приблизительно  $1600^{\circ}\text{C}$  (и около  $1400^{\circ}\text{C}$  для  $\lambda = 1 \text{ мкм}$ ).

К поглощающим стеклам были предъявлены два обычных требования, касающихся:

- 1) стабильности оптической плотности и
- 2) заданного хода спектральной характеристики.

Спектральная характеристика пирометрических светофильтров должна удовлетворять известному критерию Фута [7], который можно выразить уравнением

$$\lambda \ln \tau = \text{const.}$$

При подборе светофильтров мы остановились на стеклах марки ТС-2 для длин волн  $4700 \div 5500 \text{ \AA}$ , марок НС-13 и ПС-2 для волн  $6563 \div 7500 \text{ \AA}$  и марки СС-5 для волн  $10\,000 \text{ \AA}$ .

Как известно, оптическая плотность зависит от температуры самого стекла. Эта зависимость различна для каждой марки стекла и для некоторых марок изучена в лаборатории высоких температур ВНИИМ [8], причем оказалось, что температурные коэффициенты оптической плотности стекол марок ПС-2 и НС-13 имеют разные знаки и соответственно равны  $+2,6 \cdot 10^{-4} \text{ град}^{-1}$  и  $-4,6 \cdot 10^{-4} \text{ град}^{-1}$ .

Учитывая необходимость обеспечить высокую точность измерений, особенно в области красных лучей, при выполнении указанной выше работы было решено добиться существенного уменьшения температурного коэффициента оптической плотности поглощающего светофильтра для этой области спектра.

Поэтому светофильтр был изготовлен из двух стекол, марок ПС-2 и НС-13, склеенных по периметру.

Такой способ получения поглощающих светофильтров с низким температурным коэффициентом плотности предложен авторами настоящей статьи и впервые осуществлен ими в 1958 г.

При расчете пирометрического ослабления  $A$  каждого стекла исходили из следующих соображений.

Во-первых, для определения значения  $A$  экспериментальным путем необходимо, чтобы светофильтр понижал яркостную температуру от принятого максимально допустимого для ламп значения к исходной точке  $1063^{\circ}\text{C}$ .

Во-вторых, соотношение плотностей двух поглощающих стекол, из которых составлен светофильтр, должно быть таким, чтобы их температурные коэффициенты оптической плотности взаимно скомпенсировались.

Соотношение температурных коэффициентов можно представить в виде

$$\frac{\frac{1 \cdot dA_1}{A_1 \cdot dt}}{\frac{1 \cdot dA_2}{A_2 \cdot dt}} = -\frac{2,6 \cdot 10^{-4}}{4,6 \cdot 10^{-4}} \approx -\frac{4}{7},$$

где  $A_1$  и  $A_2$  — пиromетрическое ослабление стекол марок ПС-2 и НС-13 соответственно.

Исходя из соображений температурной компенсации, можно написать

$$\frac{dA_1}{dt} + \frac{dA_2}{dt} = 0.$$

Подставляя сюда значения из предыдущего уравнения, получим

$$4A_1 - 7A_2 = 0.$$

С другой стороны, для расширения шкалы температур до  $2500^\circ \text{C}$  общее пиromетрическое ослабление светофильтра должно быть

$$A_1 + A_2 \approx 190 \cdot 10^{-6} \text{ град}^{-1}.$$

Решая эту систему уравнений, находим пиromетрическое ослабление для стекла марки ПС-2

$$A_1 = 121 \cdot 10^{-6} \text{ град}^{-1}$$

и для стекла марки НС-13

$$A_2 = 69 \cdot 10^{-6} \text{ град}^{-1}.$$

По этим требованиям были изготовлены стекла марок ПС-2 и НС-13. В окончательном виде они имели толщину 1,30 и 0,68 мм соответственно. Светофильтр был вставлен в специальную кассету, надеваемую на объектив головки спектропиromетра.

Такой поглощающий светофильтр может с успехом применяться в любых оптических пиromетрах, использующих красные лучи, в первую очередь — в пиromетрах повышенной точности.

Ввиду отсутствия данных о температурных коэффициентах плотности других стекол, кроме стекол марок ПС-2 и НС-13, поглотители для  $\lambda = 0,47; 0,75$  и  $1 \text{ мкм}$  оставлены без температурной компенсации. Подбор толщины этих стекол по требуемой величине пиromетрического ослабления осуществлялся так же, как указано выше.

Отсутствие влияния клиновидности поглощающих стекол проверялось с помощью спектропиromетрической установки типа СП-4К.\* Для этого перед одной из ламп, находящейся на оптической скамье спектропиromетра, помещали поглотитель, соответствующий установленной длине волны, и уравнивали яркости обеих сличаемых ламп. Вращение

\* См. статью на стр. 30.

светофильтра вместе с его кассетой на оправе объектива нарушало равенство яркостей на величину, не выходящую за пределы чувствительности установки СП-4К.

Экспериментальная проверка постоянства пирометрического ослабления фильтров при изменении температуры сличаемых ламп, т. е. соответствия их спектральных характеристик критерию Фута, проводилась по методике, промежуточной между методикой, разработанной в лаборатории высоких температур ВНИИМ в 1955 г., и методикой, предложенной В. Е. Финкельштейном в ХГИМИП [9]. Лампа с изучаемым поглощающим стеклом, накаливаемая приблизительно до 1600°С, устанавливалась на одной стороне скамьи спектропирометрической установки, а лампа с температурой ленты в 1063°С — на другой стороне. Яркости лент обеих ламп уравнивались. Затем в монохроматор, между входной щелью и диспергирующей системой, вводились добавочные светофильтры (см. табл. 1, графа 4), соответствующие данной длине волны. Введение их эквивалентно повышению цветовой температуры до значений, приведенных в графе 6.

Таблица 1

$\lambda_0, \text{Å}$	Светофильтр перед лампой		Светофильтр перед входной щелью		Эквивалентная температура, °К
	Марка	$I, \text{а}$	Марка	$I, \text{а}$	
1	2	3	4	5	6
4 700	ТС-2	15,3060	СС-8	15,3054	5 500
		15,3050	СС-9	15,3070	2 200
5 500	ТС-2	13,8774	СЗС-3	13,8760	20 000
		13,8760	СЗС-8	13,8742	12 000
		13,8760	СЗС-18	13,8742	12 000
6 563	НС-13 + ПС-2	13,4980	СЗС-17 (1,35 мм)	13,4984	2 500
		13,4986	СЗС-17 (2,42 мм)	13,4982	3 300
		13,4976	СЗС-17 (3,77 мм)	13,4980	4 600
7 500	НС-13 + ПС-2	14,9470	СЗС-15	14,9462	2 400
		14,9460	СЗС-14	14,9450	3 800
10 000	СС-5	11,3900	НС-8	11,3934	3 100
		11,3900	СЗС-14	11,3902	13 000
		11,3900	ФС-7	11,3912	13 000

Эквивалентная температура была рассчитана по формуле [9]

$$A_{\lambda} \cdot \rho_{\lambda} < i_2 \cdot \tau_{\lambda} \cdot \left( \frac{1}{\epsilon_{\lambda}} \right) \cdot \left( \frac{1}{\epsilon_{\lambda}} \right) \cdot \lg e,$$

где  $D_1$  и  $D_2$  — оптические плотности вставляемого перед входной щелью монохроматора добавочного стекла при длинах волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ ;

$T_2$  — рассчитываемая эквивалентная температура, соответствующая яркостной температуре, измеряемой в дальнейшем с этим светофильтром;

$T_1$  — температура лампы со светофильтром при эксперименте.

Длины волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  выбирались в пределах спектрального интервала, используемого при работе с изучаемым поглощающим стеклом, или вблизи него.

Как видно из табл. 1, влияние дополнительных светофильтров на равенство яркостей ничтожно (графы 3 и 5).

Кроме поглощающих стекол, указанных в таблице, испытывались также стекла марок ТС-4, СС-8 и полупрозрачный платиновый поглотитель. Стекла, приведенные в таблице, выбраны по результатам испытаний, как наилучшим образом удовлетворяющие требованию независимости пирометрического ослабления от изменения эффективной длины волны.

Пирометрическое ослабление  $A$  применяемых поглотителей для соответствующих участков спектра определялось экспериментально на установке типа СП-4К на основании градуировок ламп, полученных в результате построения температурной шкалы в области 1063—1600°С. Для этого уравнивали поочередно ослабленную поглотителем яркость одной из ламп с нанесенной шкалой от 1063 приблизительно до 1600°С с яркостью другой градуированной лампы без поглотителя.

Таблица 2

$\lambda, \text{Å}$	Марка светофильтра	$A \cdot 10^6 \text{ град}^{-1}$
4 700	ТС-2	185,22
5 500	ТС-2	158,44
6 563	НС-13 + ПС-2	196,33
7 500	НС-13 + ПС-2	169,35
10 000	СС-5	141,77

Применение трех градуированных ламп дало возможность выполнить по три серии независимых измерений для каждой длины волны. Разброс в пределах каждой серии определялся только чувствительностью фотоэлектрических измерений и составлял сотые доли градуса. Поэтому о случайной погрешности измерения пирометрического ослабления можно судить по расхождению результатов, полученных при повторных сериях измерений. Средняя квадратичная погрешность ряда измерений пирометрического ослабления светофильтров составила  $\Delta A = 0,22 \cdot 10^{-6} \text{ град}^{-1}$ .

Значения пирометрического ослабления стекол для разных длин волн представлены в табл. 2.

Знание пирометрического ослабления стекол позволяет рассчитать температурную шкалу выше 1600°С (табл. 3) по формуле

$$\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} = A,$$

где  $T_2$  — температура выше 1600°С, измеряемая со светофильтром;

$T_1$  — температура при том же накале лампы без светофильтра.



Расчеты численных значений температур производились по формуле, являющейся следствием закона Вина. Для высоких температур следует

Таблица 3

$T, ^\circ\text{K}$	$T, ^\circ\text{C}$ при длине волны $\lambda$				
	4700 $\text{\AA}$	5500 $\text{\AA}$	6563 $\text{\AA}$	7500 $\text{\AA}$	10000 $\text{\AA}$
1063	1502,39	1420,96	1558,02	1452,71	1375,25
1100	1568,33	1481,82	1606,83	1514,96	1431,94
1200	1752,74	1648,52	1799,43	1688,33	1588,87
1300	1946,80	1822,27	2002,99	1869,69	1751,55
1400	2151,27	2003,51	2218,44	2059,59	1920,27
1500	2367,04	2192,76	2446,90	2258,69	—
1600	2595,05	2390,53	2689,55	—	—

в окончательные расчеты ввести поправку на расхождение между формулами Вина и Планка, вычисленную по формуле

$$\Delta T = - \frac{\lambda T^2}{c_2 \lambda T}$$

Эти поправки для различных значений длин волн приведены в табл. 4.

Из табл. 3 видно, что применение поглощающих стекол обеспечило расширение пределов градуировки ламп эталонного назначения, выполненной фотоэлектрическим методом, до 2400—2600°С в видимой части спектра и до 2000°С в ближней инфракрасной области.

Таблица 4

$T, ^\circ\text{C}$	$\Delta T$ град при длине волны $\lambda$			
	5500 $\text{\AA}$	6563 $\text{\AA}$	7500 $\text{\AA}$	10 000 $\text{\AA}$
1500	—	—	—	0,07
1700	—	—	—	0,19
1900	—	—	0,04	0,44
2100	—	0,02	0,09	0,92
2300	—	0,06	0,20	1,71
2500	0,02	0,13	0,40	3,01

Выбор поглощающих стекол для различных спектральных областей по изложенной здесь методике может найти применение в различных случаях пирометрической практики.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Рибо Г., Оптическая пирометрия, ОНТИ, 1934.
2. Гордов А. Н., Лапина Э. А., Диомидова Т. Г., Воспроизведение Международной шкалы температур на участке от 1063°С и выше, Труды ВНИИМ, вып. 5 (65), 1949.
3. Лапина Э. А., Воспроизведение Международной температурной шкалы с помощью спектрального пирометра, Труды ВНИИМ, вып. 25 (85), 1955.
4. Киренков И. И., Ковалевский В. А., Крахмальникова Г. А., Воспроизведение шкалы яркостных температур фотоэлектрическим методом, «Измерительная техника», № 2, 1960.
5. Крамп Л. И., Юрьев М. И., Дымчатые светофильтры для оптических пирометров, «Точная индустрия», № 9 и 10, 1935.
6. Гордов А. Н., Методы измерения температур в промышленности, Metallurgizdat, 1952.
7. Foote, Mohler, Fairchild, J. Wash. Acad. Sci., v. 7, 1917, p. 545.
8. Гордов А. Н., Лапина Э. А., О методике подсчета допустимых погрешностей технических оптических пирометров, «Измерительная техника», № 5, 1958.
9. Финкельштейн В. Е., Метод измерения пирометрического ослабления поглотителя, служащего для расширения шкалы оптического пирометра в область очень высоких температур, Труды ВНИИМ, вып. 35 (95), 1958.

Поступила в редакцию  
28/II 1962 г.

И. И. КИРЕНКОВ

ВНИИМ

### НОВЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА ЭФФЕКТИВНОЙ ДЛИНЫ ВОЛНЫ

*В статье изложен новый метод расчета эффективной длины волны оптического пирометра, позволяющий учесть селективность поглощения, неравномерность дисперсии и индивидуальную спектральную характеристику лучеприемника. Метод расчета разработан для применения к фотоэлектрическому спектропирометру при построении температурной шкалы, но может быть полезен и в других случаях.*

Основной задачей метрологии температурных измерений является осуществление и эксплуатация эталонов температур, воспроизводящих с предельной точностью Международную практическую температурную шкалу (МПТШ). Эта шкала в области высоких температур строится на основе формулы Планка для изучения абсолютно черного тела

$$b = \frac{c_1 \lambda^{-5}}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1},$$

где  $b$  — спектральная яркость абсолютно черного тела в лучах с длиной волны  $\lambda$ ;

$T$  — абсолютная температура черного тела;

$c_1$  и  $c_2$  — постоянные.

Одна из трудностей, с которой сталкивается оптическая пирометрия при осуществлении температурной шкалы, связана с необходимостью точно определить эффективную длину волны эталонного пирометра. Расчет температуры градуируемого эталонного излучателя производится на основе формулы Планка

$$\frac{b_1}{b_0} = \frac{e^{\frac{c_2}{\lambda T_0}} - 1}{e^{\frac{c_2}{\lambda T_1}} - 1}. \quad (1)$$

Здесь  $b_1$  и  $b_0$  — яркости черного тела в лучах с длиной волны  $\lambda$  при температурах  $T_1$  и  $T_0$  соответственно, причем одна из температур известна, а другая определяется.

Длину волны  $\lambda_e$ , которую нужно вводить в вычисления, следует определить с точностью порядка  $10^{-3}$  —  $10^{-4}$  мкм, хотя используемый спектральный интервал, обеспечивающий достаточную чувствитель-

ность, составляет несколько сотых долей микрона. При этом эффективная длина волны должна быть выбрана так [1], чтобы отношение монохроматических яркостей черного тела в лучах с этой длиной волны было равно отношению световых потоков  $L_1$  и  $L_0$ , используемых в пирометре,

$$\left(\frac{b_1}{b_0}\right)_{\lambda_e} = \frac{L_1}{L_0}. \quad (2)$$

С целью повышения точности пирометрических исследований, в практику метрологических работ введены фотоэлектрические спектропирометры [2—4], действие которых основано на нулевом модуляционном методе сравнения яркостей [5]. Применение этих приборов позволяет существенно повысить точность измерения яркостей [6, 7]. При этом проблема эффективной длины волны сохраняет силу, особенно в связи с повышенными требованиями к точности, хотя решение этой проблемы облегчается высокой чувствительностью приборов и возможностью использования узких спектральных интервалов, выделяемых монохроматором пирометра. Следует отметить, что в ряде зарубежных стран также ведутся подготовительные работы по переходу на фотоэлектрические методы построения температурной шкалы [8].

В существующей метрологической практике [9—12] для расчета световых потоков по формуле (2) вычисляются интегралы вида

$$L = c \int_{a_1, a_2} b_\lambda \tau_\lambda \omega_\lambda d\lambda, \quad (3)$$

где  $c$  — коэффициент пропорциональности;

$b_\lambda$  — яркость источника излучения;

$\tau_\lambda$  — коэффициент пропускания оптической системы пирометра;

$\omega_\lambda$  — спектральная чувствительность лучеприемника;

$a_1, a_2$  — спектральная ширина соответственно входной и выходной щелей монохроматора спектропирометра.

При этом подынтегральное выражение раскладывается в ряд по степеням  $\lambda - \lambda_0$ , причем аппаратной функции  $\tau_\lambda$  приписывается форма трапеции, а пределы интегрирования изображаются как функции спектральной ширины щелей монохроматора.

Такой способ расчета обладает следующими недостатками:

- а) отсутствием учета селективности потерь света в монохроматоре;
- б) отсутствием учета неравномерности дисперсии монохроматора;
- в) некоторой громоздкостью вычислений.

Селективность потерь света в монохроматоре связана главным образом с тем, что лучи разных длин волн пересекают рабочие грани диспергирующих призм под различными углами, в связи с чем потери на отражение коротковолновых лучей обычно больше, чем длинноволновых. Для учета этой селективности, а также для учета индивидуальной спектральной характеристики установленного в пирометре фотоэлемента (любого типа), удобно эту спектральную характеристику определять при помощи изучаемого пирометра.

С этой целью при известной цветовой температуре источника излучения и при постоянной ширине щелей монохроматора снимают кривую зависимости фототока от установленной длины волны. При этом необходимо убедиться в наличии линейной связи между падающей энергией и показаниями прибора, измеряющего фототок, что не обязательно при обычной работе фотоэлектрического пирометра. Удобно, например, изме-



нить ширину щелей монохроматора и одновременно несколько зашунтировать прибор, измеряющий фототок, с тем, чтобы его показания в одной точке кривой остались прежними. Тогда и характер всей кривой должен повториться. В противном случае следует изменить место включения прибора (включить его до искажающих усилительных каскадов) или же проводить эксперимент на более слабых сигналах. Необходимо заметить, что нелинейные искажения легко возникают у фотоэлементов с внутренним, вентильным или диодным фотоэффектом. Естественно, возможны и другие приемы проверки линейности фототока.

Освещенность плоскости выходной щели [13] равна

$$r = C \frac{b_{\lambda} \tau_{\lambda}}{D_{\lambda}},$$

где  $C$  — коэффициент, зависящий от ширины входной щели и светосилы монохроматора;

$D_{\lambda}$  — линейная дисперсия монохроматора;

$\tau_{\lambda}$  — составляющая коэффициента пропускания, зависящая от селективности потерь света.

Тогда фототок  $I_f$  пропорционален величине

$$I_f = C_1 \frac{b_{\lambda} \tau_{\lambda}^{\prime} \omega_{\lambda}}{D_{\lambda}}. \quad (4)$$

При этом коэффициент пропускания  $\tau_{\lambda}$  в формуле (3) может быть выражен так:

$$\tau_{\lambda} = \tau_{\lambda}^{\prime} \tau_{\lambda}^{\prime\prime},$$

где  $\tau_{\lambda}^{\prime}$  — составляющая, зависящая от дисперсии и раскрытия щелей, к которой только и может быть отнесено приближенное выражение в виде трапецеидальной функции длины волны.

Зная  $b_{\lambda}$  и  $D_{\lambda}$ , можно по уравнению (4) найти спектральную зависимость произведения  $\tau_{\lambda}^{\prime} \omega_{\lambda}$ , т. е. требуемую характеристику фотоэлемента с учетом свойств изучаемого пирометра.

Если характеристика определяется при широких щелях монохроматора, то фототок будет некоторой интегральной функцией от выражения (4). Однако, ввиду плавности спектрального хода величин, входящих в это выражение, получаемая спектральная характеристика обычно практически не зависит от изменения раскрытия щелей в пределах линейности фототока. При наличии крутых участков спектральной характеристики фотоэлемента щели, естественно, должны быть достаточно узкими в соответствии с этой крутизной.

Для строгого учета влияния неравномерности дисперсии необходимо при расчете по формуле (3) отказаться от представления величины  $\tau_{\lambda}^{\prime}$  в виде трапеции, симметричной относительно длины волны  $\lambda_0$ , соответствующей середине щелей, и следует заменить трапецию несимметричной фигурой с искривленными наклонными отрезками. Такой путь сложен и потому применялся только грубо приближенно [6], причем, однако, показано, что рассматриваемое влияние может быть ощутимым.

Возможен другой путь учета этого влияния. В формуле (3) интегрирование по длинам волн принципиально можно заменить интегрирова-

нием вдоль шкалы длин волн  $l$  монохроматора, используя данные градуировки его по спектру. Для этого в формуле (3) нужна подстановка

$$d\lambda = \frac{dl}{D_\lambda}, \quad (5)$$

а в выражениях для пределов интегрирования спектральные размеры щелей следует заменить их геометрическими размерами. Тогда формула (3) получает вид

$$L = c \int_{l_1, l_2} \frac{b_\lambda \tau_\lambda w_\lambda}{D_\lambda} d\lambda. \quad (6)$$

Выражение (6) показывает, что при расчете световых потоков, входящих в формулу (3), для учета неравномерности дисперсии следует в знаменатель подынтегрального выражения ввести величину линейной дисперсии монохроматора. При этом можно аппаратную функцию по-прежнему представить в виде трапеции, что в данном случае будет вполне строгим.

Однако можно для упрощения расчетов и для сохранения общности методики преобразовать формулу (6) и вернуться к интегрированию по длинам волн. Для этого введем вспомогательную функцию  $\lambda'$ , изменение которой в используемом спектральном интервале равно изменению длины волны, но которая была бы линейно связана со шкалой  $l$  монохроматора. Тогда производная будет равна средней дисперсии  $\bar{D}$  в используемом спектральном интервале

$$\frac{dl}{d\lambda'} = \bar{D};$$

при этом геометрическая и спектральная ширина щелей связаны соотношением  $l = \bar{D}a$ . Подстановка такой функции в выражении (6) позволяет вернуться к пределам интегрирования формулы (3)

$$L = c \int_{a_1, a_2} b_\lambda \tau_\lambda w_\lambda \frac{\bar{D}}{D} d\lambda'.$$

После объединения постоянных и отбрасывания индекса у переменной интегрирования, что допустимо при плавном спектральном ходе подынтегральной функции, получаем окончательно

$$L = c' \int_{a_1, a_2} \frac{b_\lambda \tau_\lambda w_\lambda}{D_\lambda} d\lambda. \quad (7)$$

В этом выражении пределы интегрирования определяются используемым спектральным интервалом, а  $\tau_\lambda$  имеет вид симметричной трапеции.

Простое качественное рассмотрение формулы (4) также приводит к уравнению (7): если при узких щелях формула (4) определяет значение фототока, то для случая широких щелей именно эту величину следует интегрировать по спектру.

Уравнение (7) является приближенным. Однако оно позволяет учесть влияние неравномерности дисперсии монохроматора точнее, чем это практиковалось ранее.

При пользовании уравнением (7) вычисления можно существенно упростить, если спектральную характеристику фотозлемента определять

экспериментально с помощью изучаемого пирометра, как указано выше. Подстановка уравнения (4) в уравнение (7) дает

$$L = c \int I_f \tau_\lambda^* d\lambda, \quad (8)$$

откуда упрощение расчетов очевидно.

Чтобы найти эффективную длину волны, относящуюся к температуре, не равной температуре излучателя при определении спектральной характеристики, как следует из уравнения (7), формулу (8) нужно заменить выражением

$$L_1 = c \int \frac{b_1}{b_0} I_f \tau_\lambda^* d\lambda, \quad (9)$$

где  $b_1$  и  $b_0$  — яркости при требуемой и фактической температурах  $T_1$  и  $T_0$  соответственно.

Уравнение (9) можно, как обычно, разложить в ряд по степеням  $\lambda - \lambda_0$ , проинтегрировать и подставить в уравнение (2).

Для этого введем обозначения

$$\lambda - \lambda_0 = x,$$

$$\frac{b_1}{b_0} = \left(\frac{b_1}{b_0}\right)_{\lambda_0} \cdot (1 + b'_1 x + b''_1 x^2),$$

$$I_f = I_0 (1 + y'x + y''x^2). \quad (10)$$

Отбрасывая члены высших порядков в произведениях этих величин, получим

$$(1 + b'_1 x + b''_1 x^2)(1 + y'x + y''x^2) = 1 + z'_1 x + z''_1 x^2, \quad (11)$$

где  $z'_1 = b'_1 + y'$ ;  $z''_1 = b''_1 + y'' + y'b'_1$ .

Подстановка этих выражений в выражение (9) дает

$$L_1 = c \left(\frac{b_1}{b_0}\right)_{\lambda_0} I_0 \int \tau_\lambda^* (1 + z'_1 x + z''_1 x^2) d\lambda. \quad (12)$$

Множитель  $\tau_\lambda^*$  представим в виде симметричной относительно  $\lambda_0$  трапеции с основаниями  $a_1 + a_2$  и  $a_1 - a_2$ . Тогда выражение (12) получает вид

$$L_1 = c \left(\frac{b_1}{b_0}\right)_{\lambda_0} I_0 \left(a_1 + a_1 \frac{a_1^2 + a_2^2}{12} z''_1\right).$$

Подстановка этого выражения в формулу (2) дает

$$\frac{b_1}{b_2} \approx \left(\frac{b_1}{b_2}\right)_{\lambda_0} \left[1 + \frac{a_1^2 + a_2^2}{12} (z''_1 - z''_2)\right]. \quad (13)$$

В уравнение (13) следует подставить выражения:

$$\frac{b_1}{b_2} = \left(\frac{b_1}{b_2}\right)_{\lambda_0} e^{-c_2 \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_0}\right) \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}\right)};$$

$$z''_1 - z''_2 = b''_1 - b''_2 + y' (b'_1 - b'_2);$$

$$b'_1 - b'_2 = \frac{c_2}{\lambda_0^2} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}\right);$$

$$b_1^* - b_2^* = \frac{c_2}{\lambda_0} \left( \frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) \cdot \left[ \frac{c_2}{2\lambda_0^2} \left( \frac{1}{T_1} + \frac{1}{T_2} - \frac{2}{T_0} \right) - \frac{1}{\lambda_0^2} \right].$$

С учетом этих выражений уравнение (13) преобразуется так:

$$\lambda_e = \lambda_0 + \frac{a_1^2 + a_2^2}{12} \left[ \frac{c_2}{2\lambda_0^2} \left( \frac{1}{T_1} + \frac{1}{T_2} - \frac{2}{T_0} \right) + y' - \frac{1}{\lambda_0} \right]. \quad (14)$$

Величина  $y'$  в выражении (14), в соответствии с обозначениями (10) и (11), представляет собой относительный наклон экспериментальной спектральной характеристики пирометра, снятой при постоянной ширине щелей и при цветовой температуре источника излучения, равной  $T_0$ .

$$y' = \frac{1}{I_0} \cdot \frac{dI_f}{d\lambda}.$$

При вычислении предельной эффективной длины волны для температуры, равной цветовой температуре источника при снятии характеристики, первый член в квадратной скобке уравнения (14) обращается в нуль; он необходим только для пересчета эффективной длины волны к другим температурам.

Уравнение (14) позволяет рассчитать эффективную длину волны фотоэлектрического спектропирометра с учетом селективности потерь света в оптической системе пирометра, индивидуальной спектральной характеристики фотоэлемента и неравномерности дисперсии монохроматора.

В случае очень широких щелей, когда разложение подынтегральной функции в ряд не обеспечивает требуемой точности, расчет можно провести методами численного интегрирования уравнений (6) или (7).

Описанный в статье метод применялся в лаборатории высоких температур ВНИИМ для расчета эффективной длины волны фотоэлектрических спектропирометрических установок СПК-1 и СП-4К, при осуществлении температурной шкалы фотоэлектрическим методом в области спектра от 0,47 до 1 мкм.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Рибо Г., Оптическая пирометрия, ОНТИ, 1933.
2. Кандыба В. В., Ковалевский В. А., Фотоэлектрический спектропирометр высокой точности, ДАН СССР, т. 108, № 4, 1956.
3. Кандыба В. В., Ковалевский В. А., Иоссельсон Г. Л., Объективная спектропирометрическая установка СПК-1, «Измерительная техника», № 2, 1956.
4. Финкельштейн В. Е. и Старунов Н. Г., Спектропирометр для измерения температуры по монохроматическому инфракрасному излучению, «Приборы и техника эксперимента», № 3, 1960.
5. Ковалевский В. А., О нулевом модуляционном методе при фотометрических измерениях, «Приборы и техника эксперимента», № 3, 1959.
6. Киренков И. И., Ковалевский В. А. и Крахмальникова Г. А., Воспроизведение шкалы яркостных температур фотоэлектрическим методом, «Измерительная техника», № 2, 1960.



7. Киренков И. И., Крахмальникова Г. А., Исследование фотоэлектрическим методом горизонтальной модели черного тела при температуре затвердевания золота, Труды институтов Комитета, вып. 51 (111), 1961.

8. Lovejoy D. R., Accuracy of Optical Pyrometry in the Range 800°C to 4000°C, Canadian Journal of Physics, v. 36, 1958.

9. Ribaux G., Peuchès L., Corrections dues aux largeurs des fentes dans les mesures photométriques et pyrométriques effectuées au spectrophotomètre. Revue d'Optique, 6—7, 1932.

10. Hoffmann F., Tingwaldt C., Ober die wirksame Wellenlänge in der optischen Pyrometrie, Zeitschrift für Instrumentenkunde, 1, 1939.

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

12. Ковалевский В. А., Новая эталонная спектропирометрическая установка, Диссертация, ВНИИМ, 1955.

13. Топорев А. С., Монохроматоры, Гостехиздат, 1955.

Поступила в редакцию  
19/II 1962 г.

И. И. КИРЕНКОВ

ВНИИМ

### ВЛИЯНИЕ РАССЕЯННОГО СВЕТА В ОПТИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВАХ ТОЧНОЙ ПИРОМЕТРИИ

*В статье рассматриваются источники погрешностей точных измерений высоких температур, главным образом в метрологической практике, возникающих при наличии рассеянного света в различных оптических устройствах. Описаны способы обнаружения и приемы исключения рассеянного света.*

В устройствах для измерения яркости источников света, естественно, необходимо принимать меры для исключения влияния потерь света и других источников погрешностей, зависящих от оптических систем и влияющих на величину светового потока. С этой целью технические пирометры градуируются по образцовым пирометрам или образцовым излучателям. В метрологических работах — при осуществлении температурной шкалы и градуировке эталонных приборов — с этой же целью также применяется метод относительного измерения яркостей: излучение градуируемого источника сравнивается методом секторных дисков [1—3] или методом удвоения яркостей\* [4] с излучением черного тела при температуре равновесия между твердым и жидким золотом. Значение этой температуры принимается на основании измерений, выполняемых с помощью газового термометра [5, 6]. Такой метод измерения позволяет учесть и исключить источники погрешностей, зависящие от оптических устройств (влияние потерь света, селективности оптических деталей, спектральной характеристики приемника излучения и т. д.).

Однако даже при такой постановке измерений влияние рассеяния света оптическими деталями исключается не полностью и часто приводит к ощутимой погрешности измерений. Это особенно сильно обнаруживается при построении шкалы высоких температур фотоэлектрическим методом в связи с повышенными требованиями к точности. Влияние рассеянного света проявляется в разных оптических системах по-разному, в зависимости от назначения этих систем и от того, каким путем рассеянный свет может нарушить функционирование их. Влияние рассеянного света изучается также при решении ряда задач точной фотометрии [7, 8]. Однако специфичность нулевого модуляционного метода

\* См. статью на стр. 46.

измерений и приемов построения температурной шкалы требует самостоятельного решения этого вопроса.

При осуществлении температурной шкалы фотоэлектрическим методом с помощью спектропирометрических установок типа СПК [9, 10] или СП-4К\* [11] влияние рассеянного света проявляется в основном тремя путями:

- 1) рассеянный свет в монохроматоре спектропирометра затрудняет точное определение эффективной длины волны;
- 2) рассеянный свет во внешней оптической системе спектропирометра затрудняет фиксацию рабочего участка излучателя, яркость которого измеряется;
- 3) рассеянный свет в устройстве для экстраполяции значений температуры\*\* [4] приводит к систематической погрешности удвоения яркостей.

### Рассеянный свет в монохроматоре

Наличие рассеянного света в монохроматоре спектропирометрической установки может быть обнаружено с помощью следующего эксперимента.

Подбираются две пары окрашенных стекол. Одна пара одинаковых стекол («синих») должна пропускать коротковолновую часть спектра и поглощать длинноволновую, вторая пара («красные» стекла) — наоборот. Обе пары стекол должны пропускать лучи, относящиеся к рабочему участку спектра, выбранному для испытания, но границы пропускания должны быть возможно ближе к рабочему участку. Два из этих стекол, одно «синее» и одно «красное», устанавливают перед температурными лампами, сличаемыми на исследуемой спектропирометрической установке. Яркости ламп уравниваются. В уравнивании яркостей участвует регулярное излучение рабочей части спектра и рассеянный свет; при этом, благодаря наличию разноцветных светофильтров перед лампами, коротковолновый рассеянный свет попадает на лучеприемник только от одной из ламп, а длинноволновый — только от другой.

Затем после совмещения лучей на их пути устанавливают в специальную кассету, расположенную у входной щели монохроматора, окрашенные стекла — «красное» и «синее» поочередно. Устраняя рассеянный свет, проходящий от двух ламп селективно, эти стекла позволяют обнаружить его по нарушению равенства яркостей, отдельно для коротковолновой и отдельно для длинноволновой части спектра. Степень нарушения равенства яркостей дает возможность при этом судить о количестве рассеянного света.

Следует отметить, что описанный метод имеет ряд недостатков, ограничивающих его точность:

- 1) подбор окрашенных стекол для произвольных рабочих участков спектра затруднителен;
- 2) плохая монохроматизация света окрашенными стеклами, из-за широкой полосы и нерезкой границы пропускания, приводит к тому, что значительная часть рассеянного света остается не обнаруженной;
- 3) стремление приблизить границу пропускания к рабочему участку спектра неизбежно вызывает сильное ослабление регулярного света;
- 4) эффективность обнаружения рассеянного света различного спектрального состава зависит от спектральной характеристики лучеприемника;

\* См. статью на стр. 30.

\*\* См. статью на стр. 46.

5) изменение эффективной длины волны, вызываемое установкой окрашенного стекла в совмещенном пучке лучей, при сличении разноцветных излучателей (ламп с разноцветно окрашенными стеклами) приводит к ложному нарушению равенства яркостей, не зависящему от рассеянного света.

Последний недостаток легко устранить, воспользовавшись зависимостью смещения эффективной длины волны от ширины щелей монохроматора. Измерения следует провести при разной ширине щелей и экстраполировать результат на нулевую ширину.

Остальные недостатки сохраняют силу и делают количественное определение влияния рассеянного света весьма неуверенным. Однако указанный способ вполне пригоден для качественной оценки чистоты спектра.

Описанный метод был применен к спектропирометрическим установкам типа СПК-1 и СП-4К. Монохроматоры были настроены на рабочий участок вблизи длины волны 0,53 мкм; применялись окрашенные стекла марок ЖС и СЗС. Эксперимент позволил обнаружить в установке типа СПК-1 (с одинарным монохроматором) рассеянный свет, влияющий на сурьмяно-цезиевый фотокатод и составляющий около 1% от регулярного света. При этом, из-за указанных выше особенностей спектральных характеристик стеклянных светофильтров, рассеянный свет, близкий по спектру к рабочему участку, практически не был обнаружен.

Наиболее радикально устранить рассеянный в монохроматоре свет можно при двойной монохроматизации [12]. Поэтому в новой спектропирометрической установке типа СП-4К, разработанной во ВНИИМ [11], применен двойной монохроматор. Эксперименты, проведенные по описанной выше методике, не позволили обнаружить рассеянного в этом монохроматоре света в пределах чувствительности установки типа СП-4К.

#### Рассеянный свет во внешней оптической системе

Внешняя (по отношению к монохроматору) оптическая система спектропирометрической установки воспроизводит действительное изображение излучателя в плоскости входной щели монохроматора, причем изображение рабочего участка излучателя проектируется на щель. Излучение боковых, нерабочих участков излучателя не проектируется непосредственно на щель; однако, рассеиваясь во внешней оптической системе, излучение боковых участков также частично попадает в щель монохроматора. Это обстоятельство приводит к погрешности, зависящей от геометрических размеров и яркости периферийной, нерабочей части излучателя.

Такая погрешность может быть особенно существенна при сличении излучателей разных конструкций, например при градуировке температурной лампы по модели абсолютно черного тела.

Была разработана методика экспериментального определения этой погрешности. В качестве регулируемого источника света большого размера перед одним из объективов установки ставилось матовое стекло, подсвечиваемое лампой накаливания. Яркость матового стекла уравнивалась с яркостью температурной лампы с известной температурой. Затем перед матовым стеклом прикреплялся кружок из черной бумаги, изображение которого надежно перекрывало входную щель монохроматора. Другой объектив внешней оптической системы закрывался, после чего сила фототока и отклонение указателя равенства яркостей зависели только от излучения, идущего от периферийных участков излучателя и рассеянного во внешней оптической системе. Указанный способ позво-



ляет количественно оценить влияние рассеянного света в пределах точности, с которой размеры, конфигурация и распределение яркости матового стекла имитируют те же характеристики излучателя, влияние боковых лучей которого подлежит изучению.

При этом эксперименте, рассматривая (с помощью луп с различными фокусными расстояниями) рассеянный свет, проходящий во входную щель (или попадающий на зеркало модулятора), можно визуально обнаружить источники рассеянного света — рассеивающие оптические поверхности. Это обстоятельство существенно облегчает устранение рассеянного света.

В спектрометрической установке типа СП-4К внешняя оптическая система первоначально была устроена по образцу установки типа СПК-2 [10]. Описанные выше эксперименты обнаружили указанную погрешность от влияния рассеянного света, составляющую 1—1,5 град при температуре излучателя 1063° С. Места возникновения рассеянного света удалось обнаружить. После этого на разделительной призме была установлена перегородка, заслоняющая свет, рассеиваемый фаской (шириной около 0,1 мм) на рабочем ребре призмы; кроме того, разделительная призма была заново алюминирована, удалена линза, проектирующая разделительную грань на коллиматорный объектив (зеркало) монохроматора, и установлены экраны, препятствующие проникновению боковых лучей из одной половины внешней оптической системы в другую. После этих усовершенствований повторные эксперименты показали отсутствие рассеянного света в пределах чувствительности установки (сотые доли градуса).

Линза, проектирующая разделительную призму на коллиматор, в дальнейшем, по-видимому, может быть установлена между зеркалом модулятора и коллиматором, например около входной щели, без риска вызвать вредное рассеяние света.

Подобные экспериментальные исследования рассеянных лучей проводились также для установки типа СПК-1 [9]. Здесь разделительным ребром служит ребро колеблющейся призмы струнного модулятора; оно находится в плоскости изображений и потому не подвержено действию боковых лучей. Было установлено, что основным источником рассеянного света в СПК-1 являются поворачивающие призмы. Возникающая при этом погрешность оказалась в пределах  $\pm 0,5$  град, причем она изменяет свое значение и знак в зависимости от длины волны излучения и особенно от размеров излучателя. Перемена знака погрешности связана с тем, что боковые лучи после объектива проходят частично мимо поворачивающей призмы во вторую половину внешней оптической системы и, рассеиваясь от ее деталей, складываются с излучением от второго сравниваемого источника.

#### Рассеянный свет в устройстве для удвоения яркостей

Рассеянный свет в устройстве для удвоения яркостей [4]\* влияет на измерения особым образом. Здесь не имеют значения ни потери свега, ни нарушения спектрального состава, ни искажения распределения интенсивности в плоскости изображений: от устройства требуется только сложение двух пучков, интенсивность которых заранее отрегулирована порознь. Поэтому на результаты измерений с устройством для удвоения яркостей не влияет даже рассеяние света во внешней оптической системе.

\* См. статью на стр. 46.

Однако в самом устройстве для удвоения яркостей рассеянный свет может привести к погрешности сложения световых пучков (погрешности удвоения яркостей). Это произойдет в том случае, если наличие или отсутствие света в одном пучке будет влиять на интенсивность второго пучка.

Наличие или отсутствие света в каждом пучке зависит только от перемещения заслонки соответствующего пучка. Поэтому взаимное влияние пучков может возникнуть только в том случае, если перемещение заслонки в одном из них изменяет количество рассеянного света во втором; этого влияния не будет, если свет, рассеиваемый заслонкой в двух ее крайних положениях, не попадает во второй пучок.

Для устранения рассматриваемого влияния приняты следующие меры:

а) поверхности всех внутренних деталей устройства удвоения яркостей (кроме оптических поверхностей) зачернены и матированы;

б) пучки света, во всей области их раздельного прохождения — от одного полупрозрачного зеркала до другого — разделены глухой светонепроницаемой перегородкой;

в) заслонка каждого пучка расположена таким образом, чтобы на нее не попадало прямое излучение от другого пучка и чтобы свет, отражаемый заслонкой в любом направлении, не мог попасть непосредственно во второй пучок света.

В процессе разработки этих усовершенствований применялась следующая методика обнаружения рассеянного света. Использовалась дополнительная, временная, заслонка, перекрывающая пучок; были выбраны четыре точки, по две в каждом пучке, в которые эта заслонка устанавливалась поочередно: сразу после разделения пучков и непосредственно перед их совмещением, т. е. вблизи полупрозрачных зеркал. После установки таким способом дополнительной заслонки с помощью измерительной системы типа СП-4К проверялось, устранено ли влияние перемещения основной заслонки перекрытого пучка на интенсивность второго, открытого, пучка. Считалось, что рассеянный свет устранен, если в пределах чувствительности установки типа СП-4К указанное влияние его не обнаруживалось при всех четырех положениях дополнительной заслонки. Это было достигнуто полностью после реализации указанных выше усовершенствований конструкции устройства для удвоения яркостей.

Все перечисленные здесь операции по обнаружению и устранению рассеянного света в различных частях оптической аппаратуры оказались совершенно необходимыми при построении температурной шкалы фотоэлектрическим методом.\*

Описанную методику и выявленные с ее помощью свойства оптических систем, по-видимому, следует иметь в виду при конструировании и испытании фотоэлектрической аппаратуры для точных измерений высоких температур.

В постановке экспериментов по обнаружению рассеянного света и в выполнении измерений принимали участие Г. А. Крахмальникова и Л. И. Ошарина. В обсуждении источников рассеянного света в устройстве для удвоения яркостей принимал участие Х. Баррелл (НФЛ, Англия) во время его посещения ВНИИМ в 1958 г.

\* См. статью на стр. 46.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Рибо Г., Оптическая пирометрия, ОНТИ, 1933.
2. Гордов А. Н., Лапина Э. А. и Диомидова Т. Г., Воспроизведение международной шкалы температур на участке от 1063°С и выше, Труды ВНИИМ, вып. 5 (65), 1949.
3. Лапина Э. А., Воспроизведение международной температурной шкалы с помощью спектрального пирометра, Труды ВНИИМ, вып. 25 (85), 1955.
4. Киренков И. И., Ковалевский В. А. и Крахмальникова Г. А., Воспроизведение шкалы яркостных температур фотоэлектрическим методом, «Измерительная техника», № 2, 1960.
5. Положение о Международной практической температурной шкале 1948 года. Редакция 1960 г., Труды институтов Комитета, вып. 63 (123), 1962.
6. Сообщение Консультативному комитету по термометрии, Труды ВНИИМ, вып. 49 (109), 1960.
7. Тиходеев П. М., Световые измерения в светотехнике (фотометрия), ОНТИ, 1936.
8. Сабуренков А. М., Возобновление образцов для коэффициентов яркости и отражения, Труды ВНИИМ, вып. 17 (77), 1952.
9. Кандыба В. В., Ковалевский В. А., Фотоэлектрический спектропирометр высокой точности, ДАН СССР, т. 108, № 4, 1956.
10. Ковалевский В. А., Боярский Л. А., Объективный спектропирометр СПК-2, «Измерительная техника», № 6, 1958.
11. Киренков И. И. и Крахмальникова Г. А., Спектропирометрическая установка ВНИИМ, «Измерительная техника», № 5, 1962.
12. Топорев А. С., Монохроматоры, Гостехиздат, 1955.

Поступила в редакцию  
1/III 1952 г.

И. И. КИРЕНКОВ, Э. А. ЛАПИНА

ВНИИМ

### РАСЧЕТ ЦВЕТОВОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ПО ФОРМУЛЕ ПЛАНКА

*В статье приведены формулы для расчета цветовой температуры при измерении ее по методу красно-синего отношения в соответствии с законом Планка.*

При измерении цветовой температуры в метрологической и исследовательской пирометрической практике во многих случаях числовое значение искомой цветовой температуры тела получают расчетом по формуле

$$\frac{1}{T_B} = \frac{\frac{1}{S_1 \lambda_1} - \frac{1}{S_2 \lambda_2}}{\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}}, \quad (1)$$

где  $S_1$  и  $S_2$  — яркостные температуры тела, измеренные в лучах с длиной волны  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  соответственно.

Область применения выражения (1) ограничена приближенностью формулы Вина, из которой оно выведено.

Формула Вина, как известно, применима для видимой части спектра до 2000—3000° С. Для ближней инфракрасной области (для длины волны 800—1000° С. При более высоких температурах, когда формула Вина до 2 мкм) область ее применения ограничена температурами порядка недостаточно точна, методы цветовой пирометрии могут с успехом применяться, пока не вступит в силу закон Рэлея — Джинса. Выражение (1) должно быть при этом заменено более точной формулой, основанной на законе Планка.

В литературе отсутствует описание методов расчета цветовой температуры по двум яркостным, основанных на формуле Планка, и потому свободных от ограничений, связанных с неточностью формулы Вина. Между тем ощущается необходимость в такого рода расчетах, вызванная повышением верхнего предела измеряемых температур и использованием инфракрасной области спектра.

Рассмотрим, как можно выполнить указанный расчет в случае осуществления температурной шкалы оптическим методом, в соответствии с положением о Международной практической температурной шкале. Этот же метод расчета можно применить в тех случаях пирометрической практики, когда яркостные температуры, по которым вычисляется цветовая температура, рассчитаны по формуле Вина.



Отношение интенсивности излучения тела  $I_1$  и  $I_2$ , измеренных в лучах с длиной волны  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  соответственно, при расчете цветовой температуры  $T_B$  по формуле Вина может быть выражено уравнением

$$N = \frac{I_1}{I_2} = k \left( \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right)^5 e^{\frac{c_2}{T_B} (\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1})}, \quad (2)$$

где  $k$  — коэффициент, выражающий влияние селективности измерительной аппаратуры.

Для исключения этого влияния при работах по осуществлению температурной шкалы применяется относительный метод измерения яркостей: излучение сравнивается с излучением абсолютно черного тела при температуре затвердевания золота  $T_0$ . Вводя для этого случая в формулу (2) индекс нуль, можно из нее получить

$$\frac{N}{N_0} = e^{c_2 (1/T_B - 1/T_0) (\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1})}. \quad (3)$$

При расчете цветовой температуры  $T_{\Pi}$  по формуле Планка можно путем совершенно аналогичных рассуждений вывести выражение

$$\frac{N}{N_0} = \frac{e^{c_2/\lambda_1 T_0} - 1}{e^{c_2/\lambda_2 T_0} - 1} \cdot \frac{e^{c_2/\lambda_2 T_{\Pi}} - 1}{e^{c_2/\lambda_1 T_{\Pi}} - 1}. \quad (4)$$

Приравнивая правые части уравнений (3) и (4), можно получить соотношения между значениями цветовой температуры, вычисленными по формулам Вина и Планка.

$$\frac{1}{T_B} - \frac{1}{T_{\Pi}} = \frac{1}{c_2 (\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2})} \ln \left( \frac{1 - e^{-c_2/\lambda_1 T_{\Pi}}}{1 - e^{-c_2/\lambda_2 T_{\Pi}}} \cdot \frac{1 - e^{-c_2/\lambda_2 T_0}}{1 - e^{-c_2/\lambda_1 T_0}} \right). \quad (5)$$

Во многих случаях формулу (5) можно упростить, применив разложение в ряд и используя только члены первой степени. Тогда эта формула примет вид

$$\frac{1}{T_B} - \frac{1}{T_{\Pi}} = \frac{e^{-c_2/\lambda_1 T_0} - e^{-c_2/\lambda_2 T_0} + e^{-c_2/\lambda_2 T_{\Pi}} - e^{-c_2/\lambda_1 T_{\Pi}}}{c_2 \left( \frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right)}. \quad (6)$$

В формулах (5) и (6)  $T_B$  представляет собой цветовую температуру, вычисленную по формуле (1). При выводе выражения (3) формула Планка совершенно не применялась; следовательно, при расчете  $T_B$  по формуле (1) за  $S_1$  и  $S_2$  нужно принимать яркостные температуры, вычисленные также только по формуле Вина.

При исследовательских работах, не связанных непосредственно с осуществлением температурной шкалы оптическими методами, цветовую температуру по формуле (1) обычно удобнее рассчитывать, принимая за  $S_1$  и  $S_2$  яркостные температуры, вычисленные по формуле Планка; эти температуры непосредственно измеряются заранее градуированными яркостными пирометрами. В этом случае поправка на неточность формулы (1) должна быть вычислена иначе.

Отношение спектральных яркостей  $N$  может быть выражено через яркостные температуры тела:

$$N = \frac{I_1}{I_2} = \left( \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right)^5 \frac{e^{c_2/\lambda_2 S_2} - 1}{e^{c_2/\lambda_1 S_1} - 1}, \quad (7)$$

где  $S_1$  и  $S_2$  — яркостные температуры тела, вычисленные (или измеренные) в соответствии с формулой Планка для излучения с длиной волны  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ .

Это же отношение можно выразить через цветовую температуру тела

$$N = \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)^5 \frac{e^{c_2/\lambda_2 T_{\Pi}} - 1}{e^{c_2/\lambda_1 T_{\Pi}} - 1}. \quad (8)$$

Приравняв правые части уравнений (7) и (8), можно после несложных преобразований получить

$$\frac{1}{T_{\Pi}} = \frac{\frac{1}{S_1 \lambda_1} - \frac{1}{S_2 \lambda_2}}{\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}} + \frac{1}{c_2 \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right)} \ln \frac{(1 - e^{-c_2/\lambda_1 S_1'}) (1 - e^{-c_2/\lambda_2 T_{\Pi}})}{(1 - e^{-c_2/\lambda_2 S_2'}) (1 - e^{-c_2/\lambda_1 T_{\Pi}})}. \quad (9)$$

Обозначим, аналогично формуле (1),

$$\frac{1}{T_{\text{В}}} = \frac{\frac{1}{S_1 \lambda_1} - \frac{1}{S_2 \lambda_2}}{\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}}. \quad (10)$$

Это выражение можно подставить в формулу (9) и привести ее к такому виду:

$$\frac{1}{T_{\Pi}} - \frac{1}{T_{\text{В}}} = \frac{1}{c_2 \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right)} \ln \frac{(1 - e^{-c_2/\lambda_1 S_1'}) (1 - e^{-c_2/\lambda_2 T_{\Pi}})}{(1 - e^{-c_2/\lambda_2 S_2'}) (1 - e^{-c_2/\lambda_1 T_{\Pi}})}. \quad (11)$$

Выражение (11) во многих случаях может быть упрощено методом разложения в ряд и приведено к приближенной форме

$$\frac{1}{T_{\Pi}} - \frac{1}{T_{\text{В}}} = \frac{1}{c_2 \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right)} \cdot \left( e^{-c_2/\lambda_2 S_2'} - e^{-c_2/\lambda_1 S_1'} + e^{-c_2/\lambda_1 T_{\Pi}} - e^{-c_2/\lambda_2 T_{\Pi}} \right). \quad (12)$$

Выражения (11) и (12) можно применять для практических расчетов в том случае, когда  $T_{\text{В}}$  вычислена по формуле (10), где  $S_1$  и  $S_2$  определены в соответствии с законом Планка.

Уравнения (5), (6), (11) и (12) обеспечивают расчет цветовой температуры с требуемой точностью и строгостью во всех случаях, где требуется замена формулы Вина формулой Планка.

Н. Н. ЭРГАРТ  
ВНИИМ

### О ПОСТОЯННОЙ ТОЧКЕ МЕДИ

*В статье приведены результаты определения температуры затвердевания образца меди, используемого во ВНИИМ для градуировки образцовых термомпар. Высказываются соображения по повышению единства передачи значений температурной шкалы с помощью термомпар.*

Термометрическая лаборатория Свердловского филиала ВНИИМ провела определение температуры затвердевания применяемого образца меди с помощью образцовых термомпар.\*

Вопрос, поднятый Свердловским филиалом ВНИИМ об уточнении температуры применяемого образца меди, чрезвычайно важен. ВНИИМ также имеет некоторые данные по этому вопросу.

В системе Комитета в эксплуатации имеются 19 эталонных платинородий-платиновых термомпар, удовлетворяющих соответствующим требованиям, предъявляемым положением о Международной практической температурной шкале (МПТШ). Чистота их отрицательного электрода характеризуется отношением  $R_{100}/R_0 > 1,392$ . Термомпары были эталонированы по постоянным точкам сурьмы, серебра и золота с погрешностью, не превышающей  $\pm 0,1$  град.\*\* Как известно, температура затвердевания образца меди, применяемой для воспроизведения вторичной постоянной точки, определяется с помощью эталонных термомпар с погрешностью  $\pm 0,1$  град,\*\* что соответствует  $\pm 1,7$  мкв.

В табл. 1 и 2 приводятся значения  $\Delta e = e_{\text{экспер}} - e_{\text{расч}}$  — разности значений между экспериментальными и рассчитанными по квадратичной формуле значениями т. э. д. с. при температуре  $1083^\circ \text{C}$  для эталонных и образцовых термомпар.

\* См. статью на стр. 97.

\*\* Эргарт Н. Н., Воспроизведение и передача с помощью термомпар температурной шкалы в области  $300-1063^\circ \text{C}$ , Труды институтов Комитета, вып. 51 (111), 1961.

Погрешность определения температуры затвердевания меди термопарами 1-го разряда равна  $\pm 0,17$  град, т. е.  $\pm 2,1$  мкв. Приписав средним значениям  $\Delta e_{cp}$  веса, обратно пропорциональные квадратам

Таблица 1

НГИМИП		ВНИИМ				ВНИИК	
1961 г.		1959 г.		1961 г.		1961 г.	
№ термопары	$\Delta e$	№ термопары	$\Delta e$	№ термопары	$\Delta e$	№ термопары	$\Delta e$
Эталонные термопары							
268	14	СЭ-54	10	СВ-1	12	181	10
273	12	СЭ-55	9	СВ-7	9	080	9
282	11	СВ-3	13	СВ-5	11	161	10
294	13	СВ-1	8	СВ-2	13	167	10
295	10	СВ-6	8	СЭ-49	18	—	—
Среднее значение $\Delta e = 10,7$ мкв							
Примечание. Значение $\Delta e$ для термопары СЭ-49 во внимание не принято, так как оно является иным промахом.							

погрешностей, получаем разность т. э. д. с., определенную с помощью 27 термопар, равную 9,0 мкв. Следовательно, температура затвердевания применяемого во ВНИИМ образца меди оказалась равной 1083,8° С, а не 1083,0° С, как принималось ранее.

Таблица 2

№ образцовой термопары ВНИИМ . . . . .	СВ-2	СВ-8	СК-5	СВ-6	СК-1	СК-3	СК-2	СВ-3	СК-4
$\Delta e$ мкв . . . . .	5	7	9	5	7	5	8	4	7
Среднее значение $\Delta e = 6,3$ мкв									

Поправку на отклонение расчетных значений т. э. д. с. от экспериментальных при экстраполяции выше точки золота, равную по данным Свердловского филиала ВНИИМ 1,5 мкв, т. е. 0,13 град, мы не вводим вследствие ненадежности ее определения. Действительно, погрешность градуировки эталонных термопар в точке меди составляет  $\pm 0,14$  град, погрешность воспроизведения МПТШ оптическим пирометром составляет не менее  $\pm 0,5$  град. Следовательно, суммарная квадратичная погрешность определения этой поправки, равной 0,13 град, не менее  $\pm 0,51$  град.

На основании исследований, проведенных во ВНИИМ и в его Свердловском филиале, видимо, нужно считать установленным, что температура затвердевания электролитической меди (чистота 99,99%), выпу-



скаемой в СССР, не  $1083^{\circ}\text{C}$ , а несколько выше. Это обстоятельство необходимо учитывать при передаче температурной шкалы к термопарам 2-го разряда, когда производится расчет т. э. д. с. по квадратичной формуле.

Из приведенных выше результатов вытекает, что для улучшения единообразия передачи температурной шкалы термопарами необходимо централизованное снабжение металлами для воспроизведения постоянных точек. Каждая партия поставляемых металлов должна иметь сертификат по химическому составу с указанием температуры затвердевания. Дальнейший контроль за состоянием металла, а следовательно, и за сохранностью его температуры затвердевания нужно производить на месте.

Поступила в редакцию  
1/III 1952 г.

Б. К. БРАГИН

Свердловский филиал  
ВНИИМ

### О ГРАДУИРОВКЕ ОБРАЗЦОВЫХ ТЕРМОПАР В ТОЧКЕ ЗАТВЕРДЕВАНИЯ МЕДИ

*В статье сообщаются результаты уточнения температуры затвердевания образца меди с помощью платинородий — платиновых термопар, градуированных по постоянным точкам Sb, Ag и Au. Приведен ряд замечаний о практике градуировки термопар в постоянной точке затвердевания меди.*

В Международной практической температурной шкале (МПТШ) постоянные точки затвердевания Zn, Sb и Cu являются вторичными и их значение для металлов, используемых при градуировке образцовых термопар 1-го разряда, принято определять с помощью эталонных приборов. Для цинка и сурьмы такие определения проводятся достаточно точно эталонным платиновым термометром сопротивления, воспроизводящим шкалу температур до  $630,5^{\circ}\text{C}$ .

Точка затвердевания меди ( $1083^{\circ}\text{C}$ ) находится на участке МПТШ, осуществляемом методами оптической пирометрии, и неопределенность ее значения составляет около  $1^{\circ}\text{град}$ . Между тем эта точка расположена близко к первичной постоянной точке затвердевания золота и надежность принятого для нее значения определяет надежность экстраполяции т. э. д. с. термопар в область высоких температур при помощи стандартных градуировочных таблиц. Поэтому градуировка термопар высокой точности требует тщательного определения температуры затвердевания меди относительно ближайшей первичной постоянной точки — температуры затвердевания золота.

Решение этой задачи методами оптической пирометрии сопряжено с рядом серьезных экспериментальных трудностей. К тому же образцовые оптические пирометры 1-го разряда, которыми располагают институты, градуирующие термопары, воспроизводят точку золота с погрешностью до  $1^{\circ}\text{град}$ . Более приемлемым средством определения температуры затвердевания меди является платинородий-платиновая термопара, градуированная в точках затвердевания сурьмы, серебра и золота. В этом случае температура затвердевания меди может быть вычислена путем экстраполяции с помощью формулы

$$E = a + bt + ct^2,$$

где  $a$ ,  $b$ ,  $c$  — постоянные коэффициенты, определяемые по результатам градуировки;

$E$  — т. э. д. с., измеренная при температуре затвердевания меди.

Опыт использования для этой цели эталонных термопар сравнительно мал. Учитывая это, мы сочли полезным изложить здесь результаты определений температуры затвердевания используемой нами меди\* и ряд замечаний о практике градуировки термопар в этой постоянной точке.

Термометрическая лаборатория Свердловского филиала ВНИИМ располагала восемью платинородий-платиновыми термопарами, градуированными во ВНИИМ по постоянным точкам затвердевания Sb, Ag, и Au. Средние градуировочные характеристики (в мкв) каждой из термопар приведены в табл. 1. В этой же таблице даны значения

Таблица 1

	Характеристика термопар							
	№ 1	№ 2	№ 3	№ 4	№ 5	№ 117	№ 120	№ 121
$R_{100}/R_0$ для Pt	1,390	1,391	1,392	1,392	1,392	1,392	1,392	1,392
$E_{Sb}$ , мкв	5 519	5 530	5 547	5 537	5 527	5 532	5 530	5 533
$E_{Ag}$ "	9 098	9 115	9 144	9 125	9 103	9 116	9 112	9 117
$E_{Au}$ "	10 275	10 296	10 327	10 305	10 279	10 295	10 292	10 297
$E_{выч}^{1083}$ "	10 510	10 531	10 563	10 540	10 513	10 530	10 527	10 532
$E_{факт}^{Cu}$ "	10 518	10 539	10 567	10 546	10 520	10 536	10 531	10 537
$\Delta E =$ $= E_{факт}^{Cu} - E_{выч}^{1083}$ , мкв	8	8	4	6	7	6	4	5

т. э. д. с. ( $E_{выч}^{1083}$ ), вычисленные для температуры 1083°С по квадратичной формуле, а также результаты экспериментальных определений т. э. д. с. ( $E_{факт}^{Cu}$ ) термопар, погруженных в затвердевающую медь. Измерения, общим числом 33, производились в течение года в различные дни. За это время термопарами № 1—5 было сделано по одному измерению и термопарами № 117, 120 и 121 сделано по 7÷12 измерений при средней квадратичной погрешности ряда не более  $\pm 1$  мкв.

Термопары № 1 и 2 не отвечают требованиям МПТШ (малая величина отношения  $R_{100}/R_0$  для платины), и результаты произведенных с их помощью измерений внесены нами в таблицу только для сопоставления.

С учетом веса измерений, выполненных термопарами № 3, 4, 5, 117, 120 и 121, среднее значение разности  $\Delta E = E_{факт}^{Cu} - E_{выч}^{1083}$  составляет 5 мкв при разбросе  $\pm 2$  мкв ( $\pm 0,15$  град). Этот разброс, очевидно, вызван накоплением случайных погрешностей, внесенных при градуировке термопар, при воспроизведении точки затвердевания меди и измерениях т. э. д. с., а также связан с некоторым различием в экстраполированных (до 1083°С) градуировочных характеристиках термопар.

\* Чистота металла 99,99%.

Экстраполяция термоэлектрической шкалы выше точки затвердевания золота по квадратичной формуле приводит к систематическому завышению вычисленных значений т. э. д. с. В градуировочных таблицах для платинородий-платиновых термопар различного происхождения (СССР, Англия, США) фактические значения т. э. д. с. при  $t > 1063^\circ\text{C}$  всегда ниже, нежели вычисленные по соответствующим формулам (табл. 2).

Таблица 2

Страна	Т. э. д. с. $E_{\text{выч}} - E_{\text{факт}}$ мкВ при температуре $^\circ\text{C}$					
	1100	1200	1300	1400	1500	1600
СССР (ГОСТ 3044-61) . . . . .	2	13	43	103	207	366
Англия (НФЛ) . . . . .	6	22	53	109	206	354
США (НБЭ) . . . . .	2	17	53	131	249	407

Поэтому в значение  $E_{\text{выч}}^{1083}$  следует ввести поправку, вероятное значение которой для  $1083^\circ\text{C}$  составляет  $-1,5$  мкВ. После введения этой поправки разница между экспериментальным и вычисленным значениями т. э. д. с. в нашем случае, составила  $6,5$  мкВ и, следовательно, температура затвердевания используемого нами образца меди оказалась равной  $1083,5 \pm 0,2^\circ\text{C}$ . С точностью порядка  $\pm 0,2$  град полученный нами результат согласуется с данными, приводимыми в литературе [1, 2]. В этих же пределах находится разброс результатов «круговой» градуировки образцовых платинородий-платиновых термопар 1-го разряда, проведенной ХГИМИП, ВНИИК, ВНИИМ и Свердловским филиалом ВНИИМ [3].

Осуществление опорной точки затвердевания меди требует повседневного наблюдения за постоянством температуры затвердевающего металла.

Практика показывает, что при охлаждении градуировочной печи до комнатной температуры медь в графитовом тигле частично окисляется из-за неизбежного подсоса воздуха извне. При повторном разогреве печи происходит дальнейшее окисление меди и лишь при достаточно высокой температуре начинается восстановление закиси меди углеродом тигля и образующейся окисью углерода. Поэтому т. э. д. с. термопары на первой площадке затвердевания меди часто оказывается заниженной на  $1 \div 2$  мкВ и неустойчивой. Это явление имеет временный характер и бывает особенно заметно после смены графитового тигля и наплавки свежей порции металла, даже при тщательной засыпке его углеродистым материалом (графитовой крошкой, углем и др.).

По нашим наблюдениям для восстановления нормальной температуры затвердевания, свойственной данному образцу металла, последний должен быть после расплавления выдержан не менее  $2 \div 3$  ч при температуре, близкой к  $1100^\circ\text{C}$ . При этом расплавленную массу следует слегка помешивать погруженным в нее кварцевым колпачком.

Постоянство температуры затвердевания меди удается поддерживать в пределах  $\pm 0,1$  град, если своевременно заменять загрязнившийся при работе металл чистым и следить за однородностью температурного поля градуировочной печи.

Повседневное наблюдение за постоянством измеренной температуры затвердевания металлов не требует применения эталонных приборов — термометров сопротивления и термопар. Для этой цели вполне достаточно иметь  $1 \div 2$  контрольные платинородий-платиновые термопары,



проверенные на однородность и хорошо стабилизированные отжигом. Естественно, что определение исходных значений т. э. с. контрольных термопар в точках Zn, Sb и Cu следует произвести параллельно с измерениями температур затвердевания этих металлов эталонными приборами.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Tanaka M., Okada K., Researches of the Electrotechnical Laboratory (Tokyo), № 404, Febr., 1937.
2. Richardson S. C., Instruments and Control Systems, USA, v. 33, № 5, 1960.
3. Брагин Б. К., Гордов А. Н., О сходимости результатов градуировки образцовых термопар 1-го разряда в институтах Комитета, Труды институтов Комитета, вып. 51 (111), 1961.

Поступила в редакцию  
1/III 1962 г.

К. З. ГОМЕЛЬСКИЙ, Н. Я. ИШУТИНОВА, В. Ф. ЛУГИНИНА

Свердловский филиал ВНИИМ

### УСТАНОВКА ДЛЯ АТТЕСТАЦИИ ОБРАЗЦОВЫХ ВЕЩЕСТВ ДЛЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ КАЛОРИМЕТРИИ

*В статье описывается калориметрическая установка для измерения энтальпии и теплоемкости веществ по методу смешения. Приводятся экспериментальные данные градуировки, а также оценка точности ее.*

Установка для аттестации образцовых веществ основана на использовании метода смешения. Основой для снижения погрешностей измерений служит метод замещения, позволяющий обойти трудности, возникающие при попытке определить действительную величину поправки на теплообмен с окружающей средой калориметрической системы и образца. При таком подходе решающее значение имеет воспроизводимость тех или иных факторов, влияющих на градуировку при проведении измерений.

Установка представляет собой калориметрическую систему, состоящую из металлического калориметра с изотермической оболочкой, высокотемпературного термостата, измерительных и регулирующих устройств.

#### Калориметр с изотермической оболочкой

Для оценки необходимого качества терморегулирования оболочек можно с известным приближением принять, что  $q$  — поправка на теплообмен за время от  $\tau_1$  до  $\tau_2$ , выражается уравнением

$$q = \alpha S \int_{\tau_1}^{\tau_2} (u - t) d\tau, \quad (1)$$

где  $\alpha$  — коэффициент теплообмена;

$u$  — температура внешней поверхности калориметрической системы;

$t$  — конвергентная температура;

$S$  — площадь внешней поверхности калориметрического блока.

Требования к постоянству температуры оболочки в начальном, конечном и в главном периодах опыта следует рассмотреть отдельно.

1. Определение величины  $\alpha$ , как известно, заменяется определением «константы (или темпа) охлаждения»  $k$  по наблюдениям в начальном и конечном периодах опыта.

Погрешность учета теплообмена пропорциональна погрешности определения величины  $k$ . Для изучаемых типов калориметров теплообмен составляет 10÷20% измеряемого теплового эффекта. При необходимости свести погрешность измерения, связанную с учетом теплообмена, до 0,01%, переменные погрешности определения  $k$ , вызванные колебаниями температуры оболочки, должны быть меньше 0,1%. Для относительной погрешности  $k$  вычисление дает

$$\frac{k-k'}{k} \approx \frac{\bar{t}_k - \bar{t}_n}{\Delta u} \quad (2)$$

Здесь  $k'$  — «видимое» значение константы, т. е. вычисленное по ходу температуры калориметра без учета изменений  $t$ ;  
 $\bar{t}_k$  и  $\bar{t}_n$  — средние температуры оболочки за начальный и конечный периоды соответственно;  
 $\Delta u$  — подъем, т. е. изменение температуры калориметра за главный период.

Чтобы погрешность величины  $k$  для подъемов в 1 град не превысила 0,1%, достаточно совпадения средних температур в пределах 0,001 град.

2. Связь между вариациями величин  $q$  и  $t$  можно представить формулой

$$\delta q = \alpha S \int_{\tau_1}^{\tau_2} \left( \frac{\partial u}{\partial t} \delta t - \delta t \right) d\tau.$$

Так как  $0 < \frac{\partial u}{\partial t} \ll 1$ , то для главного периода допустимые колебания средней температуры можно оценить из соотношения

$$|\delta \bar{t}| < \frac{\delta q}{\alpha (\tau_2 - \tau_1) S} = \frac{\delta q}{Q} \cdot \frac{\Delta u}{k (\tau_2 - \tau_1)}, \quad (3)$$

где

$$\delta \bar{t} = \frac{1}{(\tau_2 - \tau_1)} \int_{\tau_1}^{\tau_2} \delta t d\tau;$$

$Q$  — измеряемая энергия.

Например, при  $\tau_2 - \tau_1 = 30$  мин  $k \approx 3 \cdot 10^{-3}$  мин<sup>-1</sup> и  $\Delta u \geq 1$  град. Для точности учета теплообмена в 0,01% нужно, чтобы

$$\delta \bar{t} < 0,001 \text{ град.} \quad (4)$$

Условие (4) будет заведомо удовлетворено, если, например, размах колебаний (разница между максимальной и минимальной температурами) не превосходит 0,002 град.

Таким образом, система терморегулирования должна обеспечивать совпадение средних значений температуры оболочки за каждый период опыта в пределах 0,001 град.

При разработке конструкции термостатных оболочек за основу было принято более жесткое требование — амплитуда колебаний температуры не должна превосходить 0,001 град.

Термостат имеет две оболочки. Внешняя оболочка термостатируется проточным термостатом типа ТС-15, внутренняя оболочка снабжена отдельной системой терморегулирования.

В качестве датчика наиболее подходящим оказался двойной медный термометр сопротивления по Майеру [1] с зазором между пробиркой (рис. 1) и чувствительным элементом 2 в 0,5 мм, заполненным парафином. Постоянные плечи сравнения 5 помещаются в том же термостате, что и чувствительные элементы, а в комнате проходят только провода питания и проводники к шунтирующему магазину и к регулятору.

В датчике термочувствительные плечи (рис. 2) сделаны из эмалированной медной проволоки. Плечи  $R_1$  и  $R_4$  подогнаны так, что при 25°C мостик находится в равновесии, когда сопротивление шунта больше 1000 ом, при этом шунте обычные колебания температур проводников и магазина не имеют значения.

Для оценки допустимого нагрузочного тока можно принять, что перегрев датчика

$$\Delta t \approx \frac{I^2 R \ln \frac{r_1}{r_2}}{2\pi l \lambda}, \quad (5)$$

где  $I$  — нагрузочный ток;

$R$  — сопротивление медного плеча;

$r_1$  — радиус защитной пробирки;

$r_2$  — радиус чувствительного элемента датчика;

$l$  — его длина;

$\lambda$  — теплопроводность вещества в зазоре между пробиркой и датчиком.

Приняв колебания нагрузочного тока равными  $\pm 0,2\%$ , найдем, что допустимый перегрев чувствительного элемента составляет 0,4 град.

В датчике при токе 40 ма, чувствительности 8 мкв на 0,001 град и постоянной термической инерции в спокойной воде 10 сек перегрев составляет 0,23 град.

В качестве регулирующего прибора было решено использовать электронный потенциометр. Из имевшихся в нашем распоряжении приборов вполне пригодным оказался потенциометр типа КВТ: его пороговая чувствительность 2 мкв, а простота кинематической схемы облегчила необходимую переделку потенциометра.

Предел измерения потенциометра КВТ был снижен до 1000 мкв, нуль перемещен на середину шкалы и стрелка снабжена контактным роликом, который скользит вдоль двух изолированных шин. Шины расположены так, что ролик замыкает их, когда стрелка находится в правой половине шкалы. Для регулировки температуры термостата необходимо, чтобы при температуре, меньшей регулируемой, включался нагреватель.

Для смены полярности небаланса в схеме (рис. 2) предусмотрен инверсионный переключатель, облегчающий настройку ее на регулирование. Для контроля и регулировки тока в датчике служит компенсационная схема, обеспечивающая постоянство тока в пределах 0,05%. Ширина зоны нечувствительности регулятора, как показали наблюдения, меньше 0,0005 град.

При наладке термостата исходили из соотношения [2] (схема «чистого запаздывания») для амплитуды колебаний

$$\Delta t \approx \Delta t' + \frac{Q_{np}}{C} \tau + \delta t, \quad (6)$$

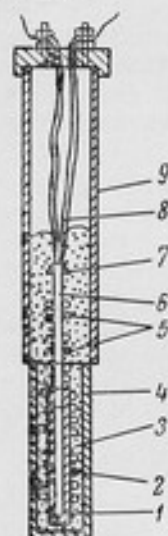


Рис. 1. Датчик. 1 — стальная пробирка; 2 — медные сопротивления (теплочувствительный элемент); 3 — парафин; 4 — медная пробирка; 5 — манганиновые сопротивления; 6 — фарфоровая трубочка; 7 — верхний мостик; 8 — выводы; 9 — стеклянная трубка.



где  $\Delta t'$  — порог чувствительности регулятора;  
 $\varepsilon$  — постоянная термической инерции, равная приблизительно 10 сек;

$Q_{пр}$  — приток тепла в единицу времени;

$C$  — эффективная теплоемкость, равная 350 кдж/град;

$\delta t$  — изменение температуры, вызванное возмущениями.

Значение  $C$  было определено из уравнений регулирования при включенном и выключенном нагревателе, когда разница температуры внеш-

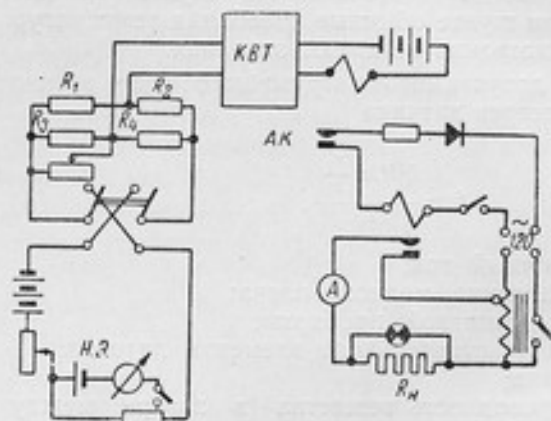


Рис. 2. Терморегулятор внутренней оболочки.

$R_1$  и  $R_2$  — чувствительные медные плечи датчика;  
 $R_3$  и  $R_4$  — мангановые плечи;  $КВТ$  — потенциометр;  
 $АК$  — автоматический компенсатор;  $R_n$  — сопротивление нагрузки.

ней и внутренней оболочек соответствовала 0,1 град. Из уравнения (6) вытекает, что  $Q_{пр}$  не следует брать больше 50 вт.

В нормальных условиях изменения температуры внешней оболочки, термостатируемой проточным термостатом, не превосходят 0,04 град. Температура внутренней оболочки поддерживается на 0,1 град выше температуры внешней оболочки, что обеспечивает необходимое постоянство отвода тепла.

Регулируемый нагреватель имеет форму кольца, расположенного симметрично относительно калориметра, поэтому тепловой поток от нагревателя симметричный, что улучшает однородность температурного поля. Нагреватель помещен в медную трубку диаметром 4 мм, в которую для улучшения теплопередачи залито масло. На одной из мешалок термостата укреплен второй нагреватель большей мощности; это позволяет уменьшить переходный период нагрева калориметра в несколько раз. С этой же целью предусмотрен третий нагреватель (во внешней оболочке). Температура оболочек контролируется тремя термометрами Бекмана, один из которых находится во внешней оболочке, а два других — во внутренней оболочке, вблизи каждой из мешалок. Датчик укреплен на одинаковом расстоянии от обеих мешалок.

Большие размеры оболочки затруднили получение вполне однородной температуры. Применение двух независимых мешалок также вносит некоторые осложнения: датчик непременно оказывается в зоне преимущественного действия только одной из них. Но чувствительность

системы регулирования достаточно высокая, чтобы обеспечить необходимое качество термостатирования, а перепад температур не превосходит 0,002 град и остается постоянным.

### Теплообмен с окружающей средой и выбор параметров калориметрической системы

Метод замещения позволяет уменьшить влияние на результаты измерений зависимости теплообмена от систематически действующих факторов (формы кривой нагрева, конструктивных особенностей прибора и т. п.). Само влияние теплообмена на точность и правильность результатов связано с двумя основными причинами:

1. При работе по методу замещения важны, конечно, не столько значение теплообмена и метод его учета, сколько неучитываемые отличия образцового процесса от изучаемого. Если велика доля конвекции, то возрастает роль случайных влияний, например, вибраций прибора, или его отдельных частей, малых изменений хода и т. д.

2. Точность определения подъема и конечной температуры существенно зависит от скорости изменения температуры в конечном и начальном периодах.

В первом приближении

$$k = \frac{\alpha S}{C},$$

где  $\alpha$  — коэффициент теплообмена;  
 $S$  — площадь внешней поверхности;  
 $C$  — суммарная теплоемкость.

Одной из возможностей уменьшения постоянной охлаждения является увеличение теплоемкости, которое выгодно еще и потому, что уменьшает скачок в значении  $k$  после сбрасывания образца в калориметр [3]. Но на этом пути многого достичь нельзя — калориметрическая чувствительность обратно пропорциональна теплоемкости.

Другая возможность — увеличение зазора между калориметрической системой и ее кожухом (оболочкой) до тех пор, пока не начнет сказываться конвекция. По исследованиям Уайта [4] для точных приборов желательно иметь зазор в 9 мм; как крайность допустим зазор в 12 мм. Более новые указания есть в работах Купса и ван Нееса [5]. Обработав данные ряда авторов, они получили условие отсутствия конвекции в форме

$$d^2 |u - t| < 5,9, \quad (7)$$

где  $d$  — зазор (в см);  
 $t$  — температура оболочки;  
 $u$  — максимальная или минимальная температура калориметрической системы.

Условие (7) накладывает слишком жесткие ограничения на конструкцию, к тому же оно основано на устаревших данных.

По исследованиям Д. И. Бояринцева и других авторов [6] в плоских и цилиндрических газовых прослойках достаточной протяженности отсутствует установившаяся конвекция, если

$$\lg(\text{Pr} \cdot \text{Gr}) < 3. \quad (8)$$

(По работе [7]  $\text{Pr} \cdot \text{Gr} < 1700$ ).

Условию (8) можно придать вид

$$d^3(u-t) \leq 10.$$

Мы остановились на зазоре 15 мм, так как в испытанных нами образцах приборов с такими зазорами достигалась вполне удовлетворительная воспроизводимость измерений, что согласуется с условием (8).

В качестве калориметрического блока был взят алюминиевый цилиндр диаметром 100 мм и высотой 200 мм. При таком соотношении диаметра и высоты приемный канал можно сделать глубоким и избежать перегрева крышки калориметра излучением образца и токами горячего воздуха.

Теплообмен калориметра складывается из следующих составляющих:

- 1) теплообмена теплопроводностью через воздушный зазор и, может быть, конвекции;
- 2) лучистого теплообмена;
- 3) теплообмена по проводам, идущим от калориметра;
- 4) теплопроводности крепежных деталей.

В дополнение к перечисленным статьям теплового баланса, следует отметить неподдающиеся расчетной оценке факторы:

- а) при падении образца из канала вытесняется часть нагретого воздуха, что имеет место и при градуировке, но в меньшей степени;
- б) из-за трения в крепежных деталях калориметр воспринимает часть энергии механических вибраций (от работы мешалок и т. д.).

В табл. 1 сведены значения основных составляющих, рассчитанные в предположении, что отсутствует конвекция и пренебрежимо мал тепловой поток по крепежным деталям.

Таблица 1

Составляющая	Значения, вт/град	Температурный коэффициент, ‰/град
Теплопроводность:		
воздуха . . . . .	0,127	0,2
проводов . . . . .	0,020	0,1
Лучистый теплообмен	0,033	1,0

Таким образом, для данного калориметра константа охлаждения должна иметь значение  $3 \cdot 10^{-3} \text{ мин}^{-1}$ . Подсчет дает основание ожидать, что изменение  $k$  будет порядка 0,5% на градус изменения температурного напора.

Блок калориметра подвешен на трех капроновых нитях, четвертая нить фиксирует его снизу. Такое крепление существенно упрощает сборку и уменьшает тепловые мостики между блоком и кожухом.

Термометр сопротивления уложен в двухзаходной нарезке на боковой поверхности блока; чувствительный элемент термометра — платиновая проволока диаметром 0,1 мм; сопротивление термометра 29,27 ом при 25°С. Сопротивление градуировочного нагревателя 50 ом, манганиновая проволока его бифилярно намотана на латунную трубку. Потенциальные проводники припаяны к токовым примерно посередине между блоком и лепестками на кожухе. На блок плотно надет чехол из полированной никелевой жести.

Для изоляции термометра боковая поверхность блока покрыта слоем бакелитового лака, проволока чувствительного элемента термометра закреплена в нескольких местах парафином.

Наиболее показательными способами оценки влияния конвекции, тепловых мостиков и других факторов являются:

а) наблюдения за темпом охлаждения калориметра при различных давлениях воздуха в кожухе прибора;

б) определение воспроизводимости темпа охлаждения наряду с воспроизводимостью результатов измерений при фиксированных условиях.

Конструкция кожуха позволяет откачивать до требуемого давления зазор между ним и блоком.

В главном и конечном периодах опыта за счет тепла, идущего от блока, температура внутренней поверхности стенки кожуха выше, чем внешней. Установившийся перепад, по расчету, не превосходит  $2 \cdot 10^{-4}$  град. Эта величина оказывает влияние на результаты в одинаковой степени при градуировке и при опытах. Поэтому перепад температуры в стенке не требует отдельного учета.

В табл. 2 сведены значения константы охлаждения для подъема в 1 град, определенные при разных давлениях.

Чтобы проверить, каким образом сказываются на изменении темпа охлаждения неучитываемые влияния на калориметр, были проведены определения перегрева проволоки термометра при разных давлениях. Оказалось, что изменения давления в пределах, указанных в табл. 2, вызывают только изменение перегрева термометра. Например, при  $0,53 \cdot 10^4$  н/м<sup>2</sup> перегрев увеличился на  $0,5 \cdot 10^{-3}$  град по сравнению с перегревом при  $9,87 \cdot 10^4$  н/м<sup>2</sup>.

Связь значений  $k$  со значением давления удовлетворительно объясняется зависимостью теплопроводности воздуха от давления [8].

#### Измерительная аппаратура калориметра

Калориметрическая чувствительность установки прямо пропорциональна силе нагрузочного тока в термометре. Предел увеличению этого тока кладут главным образом два обстоятельства:

1. В установившемся режиме среднеобъемная температура блока превышает температуру кожуха за счет энергии, рассеиваемой термометром. При обычных допущениях можно подсчитать, что

$$u - t = \frac{w}{\alpha S} (1 - e^{-k\tau}).$$

Здесь  $u$  — температура калориметра;

$t$  — температура кожуха;

$\alpha$  — коэффициент теплообмена;

$w$  — мощность тока в термометре;

$\tau$  — время, считая от момента включения;

$k$  — темп охлаждения;

$S$  — площадь поверхности калориметра.

Таблица 2

Давление, н/м <sup>2</sup> $\cdot 10^{-4}$	$k \cdot 10^3$ мин <sup>-1</sup>
9,87	3,506
1,33	3,481
0,67	3,436
0,33	3,380

1 н/м<sup>2</sup> =  $7,5 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст.



Колебания силы тока меняют температуру калориметрической системы. В нашем случае при токе 9 ма установившийся перегрев

$$(u - t)_{t \rightarrow \infty} = \frac{w}{\alpha S} \approx 12 \cdot 10^{-3} \text{ град.}$$

Вариации конвергентной температуры за счет изменения силы тока допустимы в пределах колебаний температуры термостата, следовательно, должно быть

$$\frac{\Delta I}{I} < \frac{\alpha S \Delta t}{2w} \approx 2,5 \cdot 10^{-4} \frac{\alpha S}{w} = \frac{2,5 \cdot 10^{-4}}{(u - t)_{t \rightarrow \infty}}$$

2. Проволока термометра отделена от металла блока слоем лака и прослойками воздуха. При включенном нагрузочном токе ее температура выше, чем у поверхности блока. Это создает еще одну возможность для влияния силы тока на результаты измерений.

Колебания перегрева в ходе опыта могут вызываться двумя причинами:

а) сила тока убывает, так как за главный период увеличивается сопротивление мостовой схемы;

б) сила тока меняется из-за разрядки батареи, изменения температуры и т. д.

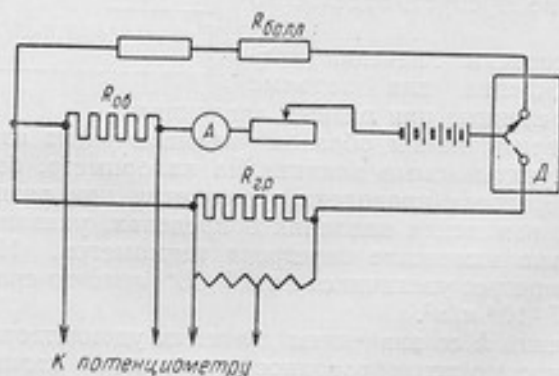


Рис. 3. Схема градуировки калориметра.  
 $R_{000} \approx R_{TP}$ ; Д — устройство для дозировки энергии и измерения времени пропускания тока.

Суммарное изменение перегрева за время опыта не превосходит  $2 \cdot 10^{-5}$  град, т. е. пренебрежимо мало.

Большого внимания потребовало выяснение влияния перегрева проволоки относительно блока.

Необходимо было сохранить постоянным общее значение выделяющейся в приборе энергии и учесть неизбежный начальный ход температуры. Измерения осуществлялись по схеме, приведенной на рис. 3. Опыты проводились следующим образом:

1) нагрузочный ток в термометре устанавливали равным 6,7 ма, а в градуировочном нагревателе — 5,2 ма. В течение 10 мин наблюдали за изменением сопротивления термометра, т. е. строили обычную кривую хода температуры;

2) затем ток в термометре сопротивления увеличивали до 9,5 ма, ток в градуировочном нагревателе выключали. Наблюдали за ходом температуры также в течение 10 мин.

По результатам наблюдений за ходом температуры калориметра определяли методом наименьших квадратов коэффициенты уравнений отрезков прямых, отображающих экспериментальный ход температуры калориметра (рис. 4).

Перегрев при изменении силы тока определяется по величине сдвига прямых. Он оказался равным  $\approx 5 \cdot 10^{-4}$  ом, что соответствует  $5 \cdot 10^{-3}$  град. Отсюда теплопередача между блоком и термометром  $0,2$  вт/град.

На основе этих данных была вычислена постоянная термической инерции проволоки относительно блока, равная  $0,2$  сек, т. е., как мы видим, влияние инерционности термометра неощутимо и учета не требует.

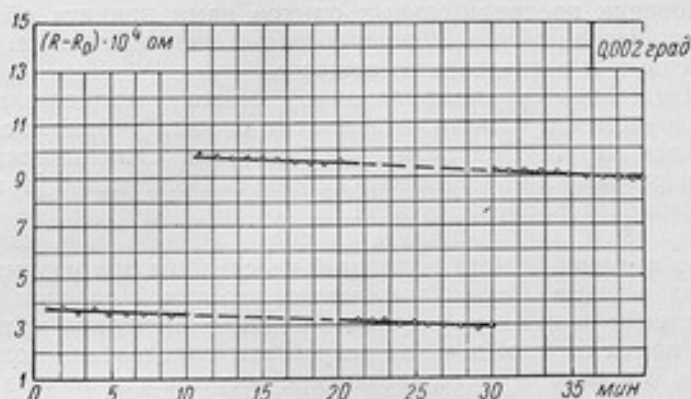


Рис. 4. Определение перегрева термометра сопротивления в калориметрическом блоке.

Верхняя прямая получена при токе в термометре 9,5 ма, нижняя — при 6,7 ма.

Вычисленный перегрев проволоки относительно блока равен  $0,01$  град. Следовательно, при указанных изменениях силы тока за время опыта заметных погрешностей измерений не возникает.

Шестидекадный термометрический мост находится на значительном расстоянии от калориметра, однако колебания температуры в комнате в пределах  $1$  град вызывают погрешность, связанную с неодинаковым изменением сопротивления проводников, меньшую  $2,5 \cdot 10^{-5}$  град.

Мост помещен в масляный термостат, в котором поддерживается температура  $23$  или  $25^\circ$  С с колебаниями не более  $0,01$  град.

#### Точность определения поправки на теплообмен

Естественно требовать, чтобы точность определения поправки на теплообмен не отличалась от точности, с которой определяется «видимый» подъем температуры. Оценка требуемой для этого точности наблюдений в главном периоде получается аналогично оценке качества термостатирования кожуха и имеет вид

$$\delta q = k \int_{t_1}^{t_2} \delta u \, dt = k\tau \delta \bar{u}.$$

Здесь  $\delta q$  — переменная часть погрешности, выраженная в показаниях термометра;

$\tau$  — продолжительность главного периода;

$\delta \bar{u}$  — средняя за время главного периода погрешность отсчета показаний термометра.

Погрешности отсчетов, грубо говоря, пропорциональны скорости изменения температуры и поэтому линейно зависят от величины подъема температуры. Таким образом, относительная погрешность, связанная с ошибками отсчета, не должна существенно зависеть от величины подъема. Это заключение касается достаточно больших подъемов, когда ограниченная чувствительность (разрешающая способность) не является еще преобладающей причиной неточности. Определения чувствительности установки дали значение 0,5 дж, что является нижней границей для надежной оценки изменений теплового состояния. Для того чтобы рассматриваемая погрешность не превышала этого значения, нужно иметь  $\bar{\delta i} < 10^{-3}$  град.

На основании предварительных опытов нами принята общая длительность главного периода 30 мин, соответствующая главному периоду для намеченных к исследованию веществ.

Приблизительное уравнивание моста осуществляется за 5—10 сек до момента отсчета, а в момент отсчета учитываются отклонения гальванометра. При этом в значительной степени исключаются влияние инерционности подвижной системы гальванометра [4] и ошибки фиксации момента времени отсчета.

Реверсирование тока выполняется после отсчета, т. е. каждые два соседних по времени отсчета должны быть сделаны при разных направлениях тока в мосте. Расчет показывает, что такой порядок наблюдений практически полностью устраняет влияния смещения нуля гальванометра и помех от т. э. д. с. на результаты определения поправки на теплообмен. В конечном счете, увеличение погрешности отсчета в начале главного периода до 0,005 град не повлечет чрезмерной погрешности результата.

При обработке данных необходимо, с одной стороны, произвести сглаживание наблюдений — уменьшить влияние случайных факторов, с другой стороны, нежелательно усложнять расчеты.

1. Предположение, что зависимость между изменением сопротивления термометра и его температурой линейна, не вносит заметных погрешностей при вычислении  $k$  и конвергентной температуры. Погрешность при вычислении видимого подъема не более  $1,3 \cdot 10^{-4}$  град и одинакова при градуировке и опыте, т. е. полностью исключается.

2. Простой подсчет на основе закона охлаждения показывает, что с указанной выше погрешностью величина суммарного сопротивления термометра

$$\rho = R(\tau) - 0,5Bk^2\tau^2 + 0,166Bk^2\tau^3$$

во время конечного периода является линейной функцией времени.

Здесь  $R(\tau)$  — сопротивление термометра в момент  $\tau$ ;

$B$  — постоянная, пропорциональная подъему и среднему коэффициенту электрического сопротивления проволоки термометра.

Для наиболее вероятных значений первого отсчета и среднего хода конечного периода метод наименьших квадратов при одиннадцати отсчетах дает выражения:

$$\bar{R} = \frac{1}{11} \sum_{i=0}^{10} R_i - 5b + 1,5B^2k^2;$$

$$v = b - 5Bk^2 + \dots;$$

$$b = \frac{1}{110} [5(R_{10} - R_0) + 4(R_9 - R_1) + \dots + (R_6 - R_4)].$$

Если отбросить члены, содержащие  $k$ , то при малом начальном ходе погрешность вычисления поправки на теплообмен будет пропорциональна подъему температуры. Таким образом, в этом случае при методе замещения достаточно, чтобы при обработке опытных данных по упрощенным формулам градуировочный множитель использовался с подъемами, соответствующими подъемам при градуировке. Отброшенные члены меняют результат менее чем на 0,02% и для соответствия достаточно, чтобы при опыте и градуировке подъемы отличались не более чем на 10%.

Увеличение числа отсчетов в конечном периоде до 20 или 30 усиливает влияние нелинейности, мало улучшая воспроизводимость результатов опыта. Опыт показал, что минутные интервалы между измерениями, вероятно, являются наилучшими. Например, при полуминутных интервалах заметно повышается число выпавших точек и явно возрастает значение случайной погрешности отдельного отсчета. В начальном и конечном периодах сглаживание производится по методу наименьших квадратов, как указано выше. При сглаживании результатов используются первые разности. За допустимые отклонения от сглаженной кривой принимается среднее квадратичное, не превышающее  $10^{-4}$  град. В первой трети главного периода допустимы отдельные выбросы до  $2 \cdot 10^{-3}$  град.

При вычислении поправки на теплообмен не было необходимости отказываться от формулы трапеций (в форме Реньо — Пфаундлера). Сравнение поправок, вычисленных по формулам трапеций и Симпсона, подтверждает сказанное.

Оказалось, что в этом случае разница между вычисленными величинами равносильна погрешности в определении величины градуировочного множителя в 0,01%. В пользу формулы трапеций говорит еще то обстоятельство, что наблюдаемые величины входят в нее с одинаковыми коэффициентами. Поэтому, например, существенно уменьшается роль погрешностей в длительности промежутков между отсчетами, что особенно важно для первой трети главного периода.

Таким образом, при градуировке кривая хода температуры калориметра строится на основе 50 наблюдений с минутными интервалами. Начальный ход подбирается не больше  $3 \cdot 10^{-6}$  град/сек, а обычно он составлял  $9 \cdot 10^{-7}$  град/сек, чем и обеспечивалась возможность применения упрощенных формул.

### Установка для градуировки калориметра

В соответствии с сущностью метода замещения градуировка калориметра имеет целью установить зависимость между изменением показаний термометра и введенной в прибор энергией.

Измерение силы тока и падения напряжения на градуировочном нагревателе производится с помощью компенсатора типа КЛ-48.

Измерение времени пропускания тока осуществляется с помощью хронографа с записью на бумажной ленте, или с помощью релейной схемы со счетчиком. Эта схема включает ток на целое число секунд. В том и другом случае секундные импульсы поступают от хроноскопа, работающего от образцового кварцевого генератора.

Если в течение опыта сила тока изменяется незначительно ( $0,002 \div 0,003\%$  за 1 мин) и за действующее значение мощности взято произведение средних значений силы тока и падения напряжения, то при вычислении энергии будет иметь место погрешность того же порядка.



Измерения силы тока начинаются примерно через минуту после переключения тока, и в этот промежуток времени может проявиться дополнительный источник погрешностей — мощность может неконтролируемо меняться из-за изменений температуры нагревателя. С целью свести изменения мощности к минимуму, регулировочное сопротивление подбрасывается близким к сопротивлению нагревателя [9].

Отдельными измерениями была определена температура проволоки градуировочного нагревателя. Сопротивление нагревателя при мощности 6 и 0,6 Вт было измерено спустя небольшой отрезок времени после включения тока. Оказалось, что разница сопротивлений составляет 0,014%. Отсюда, перегрев при мощности 6 Вт не превосходит 10 град. На этом основании можно принять, что погрешность из-за непостоянства мощности в первую минуту работы нагревателя менее 0,002%.

#### Градуировка калориметра

Градуировочный множитель калориметра определяется как отношение введенной в калориметрическую систему энергии к изменению показаний термометра с учетом поправки на теплообмен. В предварительных опытах установлено отсутствие заметной зависимости градуировки от изменений формы кривой главного периода. Что же касается зависимости градуировочного множителя от подъема температуры, то эта величина достигает 0,1–0,2% на градус подъема. Есть основания ожидать, что эта зависимость должна быть линейной.

Чтобы обеспечить нужную форму кривой главного периода, ток во всех опытах пропускали в течение 10 мин. Начальная температура калориметра во всех опытах была одинаковой в пределах 0,02 град. Результаты градуировки сведены в табл. 3.

Во 2-й графе таблицы приведены исправленные значения подъема температуры, выраженные в показаниях термометра; в 3-й и 4-й — средние значения силы тока в нагревателе и падения напряжения на нем; в 5-й — продолжительность опыта; в 6-й — введенная энергия; в 7-й — значение постоянной теплообмена и в 8-й — экспериментальное значение градуировочного множителя. Методом наименьших квадратов было найдено уравнение

$$A = 35048 + 480(\Delta R). \quad (9)$$

Это уравнение выводилось на основе приведенных средних значений градуировочного множителя  $\bar{A}$  с учетом весов. Основанием для назначения весов служили значения выборочной средней квадратичной ошибки  $S(A)/A$ .

#### Оценка точности градуировки

Данные в табл. 3 разбиты на 4 группы по величинам подъема. В каждом отдельном калориметрическом опыте есть возможность получить сведения о суммарном влиянии ряда источников погрешностей. В частности, можно отметить:

- 1) погрешности, связанные с определением начального хода: ошибки отсчетов, колебания температуры оболочки и т. п.;
- 2) погрешности определения видимого подъема;
- 3) погрешности определения постоянной теплообмена и поправки на теплообмен.

Таблица 3

№ опыта	$\Delta R$ о.м при $\frac{dR}{dt} = 0,10 \text{ м/град}$	$l, \text{ а}$	$V, \text{ б}$	$\tau, \text{ сек}$	$Q, \text{ дж}$	$k \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$	$A, \text{ дж/о.м}$	Примечание	
1	2	3	4	5	6	7	8		
5	0,128856	0,388324	19,3941	600,416	4521,85	5,87	35 092	$\bar{A} = 35 098 \text{ дж/о.м}$ $S(A)/A = 0,030\%$ $\bar{A} - A_{\text{выч}} =$ $= 29 \text{ дж/о.м}$	
6	0,127593	0,386534	19,3047	600,074	4477,70	5,88	35 094		
7	0,127647	0,386270	19,2920	601,023	4478,57	5,93	35 086		
8	0,127355	0,385692	19,2636	602,518	4476,42	5,84	35 150		
9	0,127470	0,385314	19,2397	603,297	4471,10	5,90	35 076		
10	0,110198	0,359168	17,9404	600,381	3868,50	5,85	35 105		
11	0,109890	0,358812	17,9224	599,905	3857,70	5,85	35 105		
12	0,109388	0,357990	17,8809	600,094	3841,16	5,85	35 115		
13	0,109601	0,357950	17,8791	600,961	3845,88	5,82	35 090		
14	0,109116	0,357528	17,8684	600,061	3831,16	5,83	35 111		
15	0,108131	0,355751	17,7653	600,609	3795,74	5,82	35 103		
16	0,052599	0,247938	12,3840	600,400	1843,23	5,75	35 047		$\bar{A} = 35 070 \text{ дж/о.м}$ $S(A)/A = 0,040\%$ $\bar{A} - A_{\text{выч}} =$ $= -2 \text{ дж/о.м}$
17	0,050637	0,242861	12,1310	600,648	1769,53	5,82	34 945		
18	0,050574	0,243075	12,1415	600,954	1773,53	5,70	35 068		
19	0,057684	0,259775	12,9758	600,220	2023,14	5,79	35 073		
20	0,057792	0,260054	12,9898	600,127	2027,18	5,81	35 077		
21	0,057911	0,260153	12,9948	600,453	2029,83	5,81	35 051		
22	0,054111	0,257520	12,5635	600,554	1897,65	5,83	35 070		
23	0,053962	0,251282	12,5515	600,407	1893,59	5,79	35 091		
24	0,053940	0,251074	12,5421	600,425	1890,67	5,79	35 051		
25	0,053791	0,250735	12,5240	600,654	1886,04	5,77	35 064		
26	0,020782	0,155042	7,7445	607,000	728,81	5,74	35 069	$\bar{A} = 35 038 \text{ дж/о.м}$ $S(A)/A = 0,180\%$ $\bar{A} - A_{\text{выч}} =$ $= 20 \text{ дж/о.м}$	
27	0,020651	0,154858	7,7352	603,000	722,31	6,04	34 975		
28	0,020777	0,154868	7,7358	604,000	723,56	6,31	34 825		
29	0,020587	0,154708	7,7279	604,000	722,10	5,83	35 073		
30	0,020675	0,154654	7,7253	604,000	721,62	5,91	34 901		
31	0,020439	0,154370	7,7110	600,000	714,50	5,90	34 941		
32	0,020429	0,154347	7,7098	602,000	716,37	5,81	35 070		
33	0,020268	0,154192	7,7023	599,000	711,38	5,92	35 099		
34	0,020286	0,153996	7,6823	603,000	712,43	5,90	35 118		
35	0,020332	0,153756	7,6803	602,000	710,89	5,72	34 956		
36	0,068332	0,282205	14,0960	603,000	2398,60	5,81	35 102	$\bar{A} = 35 077 \text{ дж/о.м}$ $S(A)/A = 0,070\%$ $\bar{A} - A_{\text{выч}} =$ $= -7 \text{ дж/о.м}$	
37	0,068553	0,282154	14,0937	603,000	2397,87	5,82	34 978		
38	0,074359	0,294088	14,6898	603,000	2604,89	5,95	35 033		
39	0,074345	0,293548	14,6627	606,000	2608,24	5,79	35 083		
40	0,063463	0,272628	13,6178	602,000	2234,88	5,79	35 098		
41	0,074774	0,295076	14,7376	603,000	2622,16	5,75	35 068		

Примечание. Опыты 8, 17, 28, 37 при определении воспроизводимости градуировки при  $p = 0,05$  и данном числе измерений не учитывались на основании критерия Грэмса [10].

При нахождении средних значений начального хода  $v_0$  и конечного входа  $v_n$  используется метод наименьших квадратов. Поэтому оценка соответствующих средних квадратичных погрешностей производится по известным формулам [11, 10]. Далее, для средних квадратичных погрешностей остальных величин получаются оценки

$$S(k) = \frac{\sqrt{S^2(v_0) + S^2(v_n)}}{R_{\text{ср}}^n - R_{\text{ср}}^k};$$

$$S[\Delta(\Delta R)] = \frac{S(k)}{k} [\Delta(\Delta R)];$$

$$S(\Delta R) = \sqrt{S^2[\Delta(\Delta R)] + S^2(R_k) + S^2(R_n)}.$$

В табл. 4 сведены оценки для трех характерных групп опытов.

Величины  $S(\Delta R)$  могут рассматриваться как характеризующие влияния только тех факторов, источники которых непосредственно связаны с калориметрической системой и схемой термометра, но не с установкой для градуировки. В общем,  $S(\Delta R)$  оказалась мало связанной с величиной подъема и до известной степени может характеризовать порог чувствительности установки.

Возможны и иные интерпретации малой зависимости  $S(\Delta R)$  от подъема. Во-первых, здесь проявляется влияние остаточных погрешностей калибровки термометрического моста. Во-вторых, влияние автоколебаний температур оболочки калориметра и термостата моста должно быть более или менее постоянным.

Интересно сопоставить  $S(\Delta R)/R$  с приведенными в табл. 3 значениями  $S(A)/A$ . Различие между этими величинами в большей степени, но не полностью, объясняется переменными погрешностями аппаратуры для градуировки. Есть факторы постоянные в течение одного опыта, но от опыта к опыту меняющиеся.

Очень существенно отраженное в табл. 3 отсутствие корреляции между опытными значениями постоянной теплообмена и градуировочного множителя. С другой стороны, сопоставление табл. 3 и 4 указывает, что изменения  $k$  соответствуют действительным изменениям условий теплообмена от опыта к опыту.

Для характеристики случайных погрешностей градуировочного множителя на основе оценки неопределенности коэффициентов уравнения (9) получается значение  $S(\bar{A}) < 10$  дж/ом.

Источники систематических погрешностей можно разбить на следующие группы:

- 1) погрешность поверки аппаратуры, служащей для измерения силы тока, падения напряжения и времени пропускания тока, а также аппаратуры, служащей для измерения подъемов температуры калориметра;
- 2) неточность учета энергии, выделяющейся в пространстве между калориметрической системой и кожухом;
- 3) неконтролируемые изменения мощности (например, в первые доли секунды при включении электрического тока в нагревателе часть энергии расходуется при срабатывании реле хронографа и т. д.);
- 4) приближенный характер учета теплообмена.

Все перечисленные систематические погрешности, за исключением остаточных погрешностей калибровки термометрического моста и п. 4, пропорциональны введенной энергии. Поэтому их влияние на результаты измерений теплоемкости следует оценить той же величиной, что и для энтальпии. Суммарное влияние погрешностей не превосходит 0,02%.

Таблица 4

N счета	$\frac{dR}{dt} = 0,1 \text{ см/год}$	$\frac{S_0 \cdot 10^6}{\text{см} \cdot \text{сек}^{-1}}$	$\frac{S_0 \cdot 10^6}{\text{см} \cdot \text{сек}^{-1}}$	$\frac{SP^M_{\text{нав. пер.}} \times X}{10^6 \text{ ом}}$	$\frac{SP^M_{\text{нав. пер.}} \times X}{10^6 \text{ ом}}$	$\frac{SP^M_{\text{ком. пер.}} \times X}{10^6 \text{ ом}}$	$S_g \cdot 10^6$ сек <sup>-1</sup>	$S \{ \Delta R \} \times$ $\times 10^6 \text{ ом}$	$S (\Delta R) \cdot 10^6 \text{ ом}$	$\frac{S (\Delta R)}{\Delta R}$ $\%$
9	0,127486	0,58	1,22	3,5	4,9	7,3	12	21	23	0,02
12	0,109435	0,55	1,30	3,3	4,6	7,8	15	21	23	0,02
10	0,110213	0,60	0,78	3,6	5,0	4,7	10	17	18	0,02
5	0,128870	0,53	0,93	3,2	4,3	2,7	5	10	12	0,01
	Среднее	0,57	0,93	3,4	4,7	5,6	10,7	17	19	0,02
25	0,053819	0,73	1,28	5,0	6,5	8,0	32	26	28	0,05
24	0,053334	0,58	0,67	3,6	4,8	4,0	20	18	20	0,04
23	0,053968	0,52	0,67	3,1	4,2	4,0	17	14	15	0,03
22	0,054127	0,67	0,67	4,0	5,2	4,4	22	20	21	0,04
21	0,057919	0,67	0,67	4,0	6,0	3,6	17	16	17	0,03
	Среднее	0,63	0,78	3,9	5,3	4,8	22	19	20	0,04
30	0,020674	0,67	1,17	4,3	6,2	7,2	75	28	29	0,14
34	0,020317	0,93	0,47	5,6	7,8	2,8	63	30	31	0,15
29	0,020597	0,92	0,47	5,5	7,7	2,8	60	30	31	0,15
35	0,020332	0,57	0,48	3,4	4,8	2,9	45	23	24	0,12
27	0,020654	0,38	0,63	2,3	3,2	3,8	43	22	24	0,12
	Среднее	0,68	0,65	4,2	5,9	3,9	57	26	27	0,14



## Высокотемпературный термостат

Из соотношения

$$\delta_1 H(T) \approx C_p(T) \delta T$$

следует, что погрешность определения энтальпии  $\delta_1 H(T)$ , вызванная погрешностью измерения температуры, приблизительно пропорциональна значению температуры. Соответствующее соотношение для погрешности определения теплоемкости по кривой  $H(T)$

$$\delta_1 C_p(T) = \frac{\partial}{\partial T} (\delta_1 H) = \frac{\partial C_p(T)}{\partial T} \delta T + C_p(T) \frac{\partial(\delta T)}{\partial T}$$

указывает на особую роль погрешностей определения величин, зависящих от температуры, так как  $\partial C_p / \partial T$  при  $T > 400^\circ \text{K}$  обычно не более  $0,1 \text{ дж/моль} \cdot \text{град}^2$ .

Термостат должен обеспечить постоянство и однородность средней объемной температуры образца в такой степени, чтобы возникающая погрешность была меньше погрешности градуировки измерителя температуры.

Нерационально приводить спай термопары или иной чувствительный элемент в непосредственный контакт с образцом или его контейнером, так как не следует усложнять загрузку и крепление образца. Не менее существенно то, что термический контакт не может быть настолько хорошим, чтобы снизился требования к однородности или постоянству температуры печи.

Поэтому в термостате установки измеритель температуры не контактирует с образцом. Термостат и система терморегулирования разработаны на основе опыта эксплуатации аналогичных печей с ручной регулировкой. Основное усовершенствование — введение автоматической регулировки вертикальной составляющей градиента температуры. Термостат изображен на рис. 5. Размеры рабочего пространства таковы, что практически исключается возможность теплообмена (лучистого или конвективного) образца с деталями, имеющими другую температуру. Пренебрежимо мал и тепловой поток по подвеске.

Термостат стационарно установлен над калориметром и отводится в сторону только при извлечении образца из калориметрического блока. От тепловых влияний калориметр защищает охлаждаемая водой рубашка вокруг термостата. Часть теплового излучения термостата проходит через отверстие в рубашке, предназначенное для пролета образца. Подсчет показывает, что при открытой заслонке термостата; нагретого до  $900^\circ \text{C}$ , до калориметрического блока может дойти тепловой поток в  $0,02 \text{ вт}$ .

Чтобы поступившая в кожух энергия достигла порога чувствительности установки, нужно заслонку держать открытой не менее  $20 \text{ сек}$ , но если на калориметрическом блоке крышка закрыта, то заметная погрешность может возникнуть не ранее чем через  $1 \text{ мин}$ . При измерениях заслонку и крышку надо открывать не более чем на  $10 \text{ сек}$ .

Установившийся перегрев заслонки, которая поглощает примерно  $0,04 \text{ вт}$ , также не может стать причиной заметных погрешностей. Теплопроводности трубы и теплоотдачи заслонки в воздух достаточно, чтобы установившийся перегрев не превзошел долей градуса.

Печь снабжена тремя независимыми нагревательными обмотками, расположенными соответственно трем никелевым блокам и керамическим пробкам. Система термостатирования состоит из двух контуров:

терморегулятора центрального блока и двух дифференциальных хромель-алюмелевых термопар.

Датчик терморегулятора центрального блока представляет собой платиновый термометр сопротивления по П. Г. Стрелкову. Спираль с сопротивлением 20 Ом при 0°С изготовлена из проволоки диаметром 0,15 мм и закреплена на кварцевом геликоиде, помещенном в кварцевую пробирку. Термометр включен в мост переменного тока с использованием компенсационной петли. Небаланс усиливается 4-каскадным усилителем, имеющим на выходе реле. В свою очередь реле управляет контактором, который при срабатывании закорачивает включенное последовательно с обмоткой небольшое переменное сопротивление. Регулируемая часть составляет от 13 до 20% общей мощности. Датчик находится в стальной трубе, окружающей центральный блок, но имеет прямой термический контакт и с жаровой трубой печи.

Чувствительные элементы регулятора однородности температурного поля — две дифференциальные хромель-алюмелевые термопары. Их расположение показано на рис. 5. От никелевых блоков они изолированы тонкими двухканальными трубками. Э.д.с. термопар подается на электронный потенциометр типа КВТ, переделанный аналогично компенсатору в схеме изотермических оболочек калориметра.

Несколько отличным от обычных схем является контактное устройство: две шины проходят вдоль всей шкалы потенциометра. Одна из них состоит из двух электрически изолированных половинок, расположенных симметрично относительно нуля шкалы. Интервал шкалы между границами половинок составляет около 10 мкВ. Для того чтобы при подключении одной термопары не происходило ложных срабатываний регулятора другой концевой обмотки, импульсы с контактного устройства поступают через переключатель на простое запоминающее устройство, использующее поляризованные реле. Переключатель работает синхронно с селектором потенциометра (рис. 6). Для концевых обмоток регулируемая часть составляет от 30 до 40% общей мощности. При этом значении мощности э.д.с. обеих термопар в установившемся режиме не превосходит 10 мкВ. Учитывая влияние возможной неоднородности электродов, можно полагать, что температуры спаев отличаются друг от друга не более 0,5 град.

Измерение температуры термостата в области от 100 до 500°С осуществляется платиновым термометром сопротивления, от 500 до 900°С — платинородий-платиновой термопарой. Для измерений э.д.с. служит та же компенсационная установка, которая применяется при градуировке калориметра.

Градуировка измерителей температуры производится по постоянным точкам. После градуировки измерители температуры сличаются в термостате с образцовыми приборами. При сличении сначала чувствитель-

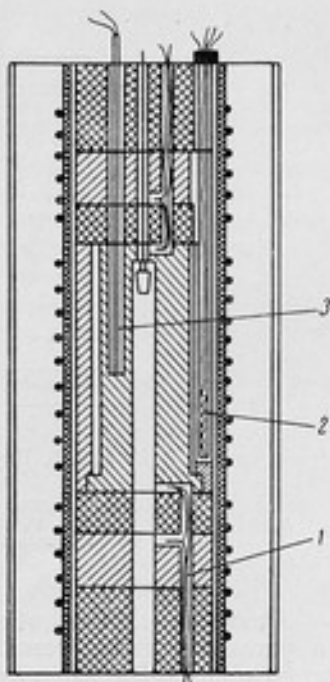


Рис. 5. Термостат до 900°С.  
1 — дифференциальная термопара;  
2 — датчик; 3 — измеритель температуры центрального блока термостата.

ный элемент образцового прибора помещают в гнездо для измерителя температуры в цилиндре, а чувствительный элемент измерителя температуры монтируется в ампуле. Затем приборы меняют местами, т. е. измеритель температуры устанавливают на его постоянное место, а образцовый прибор вводят в ампулу.

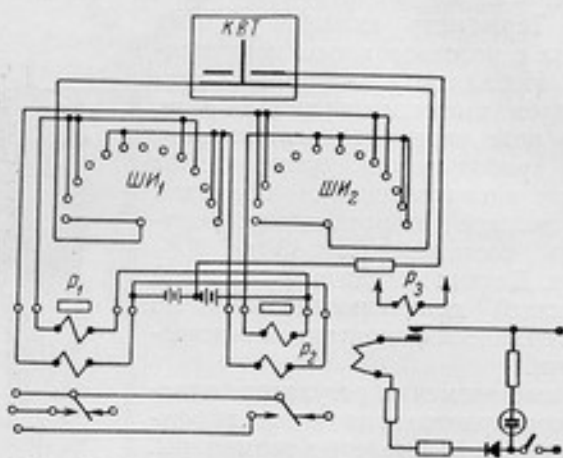


Рис. 6. Переключатель регулятора однородности температурного поля термостата.

ШИ<sub>1</sub> и ШИ<sub>2</sub> — шаговые искатели ШИ-11; КВТ — потенциометр; P<sub>1</sub> и P<sub>2</sub> — реле типа ТРМ. Реле P<sub>2</sub> включено последовательно с переключателем позиций компенсатора.

Разность э. д. с. обеих термопар, служивших для измерений  $\Delta t$  в установленном режиме работы термостата, оставалась постоянной в пределах  $\pm 0,2$  мкв и в этих же пределах воспроизводилась в повторных опытах. Это показывает, что тепловые импульсы от регулирующих нагревателей не вызывают местных возмущений температурного поля в рабочем пространстве.

Глубина погружения обеих термопар в зону однородной температуры более 250 мм, поэтому влияние теплообмена не могло заметно исказить результаты. Предварительное испытание термопар гарантировало, что термоэлектрическая неоднородность не вызовет погрешности, превышающей 0,1 град.

В табл. 5 сведены результаты определения перепада температур между центром ампулы с образцом и чувствительным элементом измерителя температуры.

Система терморегулирования сводит колебания в центральном блоке во время измерений до 0,05 град и менее.

Чтобы определить, достаточно ли глубина погружения основного измерителя температуры, было проведено сличение установленного

в гнезде термометра сопротивления с термопарой, спай которой прихотится на центр ампулы с образцом. Вблизи 400° С расхождение между показаниями термопары и термометра сопротивления, с учетом поправок из табл. 5, составило только 0,06 град.

Таблица 5

$t$ , °С	$\Delta t$ , град
200	0,04
300	0,08
400	0,13
500	0,17
600	0,23
700	0,34
800	0,50

Примечание. Температура ампулы выше температуры гнезда измерителя.

Сличение дало возможность улучшить гладкость перехода на стыке двух участков кривых  $H(T)$ , что особенно важно для определения теплоемкости.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Физические методы органической химии, т. II, ИЛ, 1952.
2. Кампе-Немм А. А., Динамика двухпозиционного регулирования, Госэнергоиздат, 1955.
3. Jessup R. S., J. Appl. Phys., v. 12, № 7, 1941.
4. White W. P., The Modern Calorimeter, 1928.
5. Coops J. and Van Nes K., Rec. des Trav. Chem. des Pays-Bas., t. 66, № 3/4, 1947.
6. Бояринцев Д. И., Теплопередача через жидкостные и газовые прослойки, ЖТФ, т. XX, № 9, 1950.
7. Гребер Г., Эрк С. и Григуль У., Основы учения о теплообмене, ИЛ, 1958.
8. Дэшман С., Научные основы вакуумной техники, ИЛ, 1950.
9. Hoge N., Rev. Sci. Instr., v. 20, 1949, p. 59.
10. Линник Ю. В. Метод наименьших квадратов и основы теории обработки наблюдений, ФМ, 1958.
11. Уорсинг А. и Геффнер Д., Методы обработки экспериментальных данных, ИЛ, 1953.

Поступила в редакцию  
23/II 1962 г.



К. З. ГОМЕЛЬСКИЙ, Н. Я. ИШУТИНОВА, В. Ф. ЛУГИНИНА

Свердловский филиал ВНИИМ

### ИССЛЕДОВАНИЕ ОБРАЗЦОВЫХ ВЕЩЕСТВ ДЛЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ КАЛОРИМЕТРИИ

*В статье приводятся экспериментальные данные энтальпии и теплоемкости  $\alpha$ - $\text{Al}_2\text{O}_3$  и  $\text{KCl}$ . Эти вещества могут быть использованы для проверки калориметрических установок, предназначенных для определения энтальпии и теплоемкости веществ.*

Измерения значений термодинамических функций, в частности энтальпии и теплоемкости, производятся как для исследовательских целей, так и для расчета новых процессов. Для текущего контроля качества продукции такие измерения применяются редко. В связи с этим вопрос о точности и единообразии в данной области измерений привлек к себе внимание сравнительно недавно. Развитие химической технологии и ряда отраслей новой техники требует не только определений характеристик для еще неисследованных веществ или расширения диапазона температур и давлений, но и пересмотра ранее найденных значений их. Несомненно, что степень достоверности многих справочных данных существенно ниже, чем принято считать. Некоторые соображения по этому поводу есть, например, в работе [1].

Для проверки калориметрических установок, предназначенных для измерений при высоких температурах, было предложено использовать кристаллическую  $\alpha$ -окись алюминия в виде сапфира или бесцветного рубина. Соответствующие измерения были произведены НБЭ [2, 3] до  $900^\circ\text{C}$ , а в Свердловском филиале ВНИИМ — до  $850^\circ\text{C}$  [4] и в области  $1100$ — $1400^\circ\text{C}$  [5].

В предлагаемой статье приведены уточненные результаты для корунда и хлористого калия. Измерения выполнены по методу смешения на усовершенствованной калориметрической установке.\*

#### Методы интерполяции

Выбор способов интерполяции и сглаживания значений энтальпии при методе смешения непосредственно связан с определением теплоемкости. В области высоких температур, как правило, кривизна кривой энтальпии  $H(T)$  меньше, чем в области низких. Однако  $\partial C_p / \partial T$  и при

\* См. статью на стр. 101.

температурах порядка 500—1000° К еще вполне ощутимо зависит от температуры. Эта зависимость такова, что в выражении для  $H(T)$  должны присутствовать слагаемые, растущие медленнее, чем первая степень  $T$ . Иными словами, в  $C_p(T)$  можно ожидать появления отрицательных степеней  $T$ . Часто трудно получить достаточно плотный ряд экспериментальных значений энтальпии, чтобы использовать приемы сглаживания и дифференцирования табличных данных [6, 7]. Поэтому в таких случаях приходится применять эмпирические формулы. В силу указанной выше особенности хода кривых  $H(T)$  параболическая интерполяция непригодна для выражения экспериментальных данных в широком температурном интервале. Майер и Келли [8] предложили интерполяционную формулу вида

$$H(T) - H(298) = aT + bT^2 + cT^{-1} + d. \quad (1)$$

Выражения такого вида широко использовались при обработке экспериментальных данных. Удобный прием для применения формулы (1) дан Шомейтом [9]. Правильное применение таких уравнений требует, чтобы коэффициенты их были определены по методу наименьших квадратов. Однако способ наименьших квадратов используется редко, что можно объяснить большим объемом вычислений. В этом отношении легко можно улучшить приемы Шомейта [9]. В самом деле, если справедлива формула (1), функция

$$f(T) = T \frac{H(T) - H(298) - C_p(298) \cdot (T - 298)}{(T - 298)^2}, \quad (2)$$

принимает вид

$$f(T) = bT + \frac{c}{(298)^2}. \quad (3)$$

Простой пересчет сводит значения  $f(T)$  к равноотстоящим  $T$ . Поэтому коэффициенты  $b$  и  $c$  могут быть фактически найдены методом наименьших квадратов. Затем используется соотношение

$$H(T) - H(298) = f(T) \frac{(T - 298)^2}{T} + C_p(298) \cdot (T - 298). \quad (4)$$

Можно также брать для  $f(T)$  многочлены более высоких степеней и проверять качество аппроксимации по соответствующим критериям [6, 10].

Уравнение (1) в последнее время использовалось при обработке существенно более точных измерений, чем те, на которых базировались Майер и Келли. Так, например, оказалось, что данные для  $\text{Li}_2\text{O}$ ,  $\text{PbO}$  и  $\text{LiCl}$  [11—13] можно выражать уравнением (1) со средним отклонением порядка 0,15%. Это отклонение все-таки не настолько мало, чтобы считать уравнение (1) вполне приемлемым. Данные ряда работ [2, 3] дают основание считать, что выражение для  $C_p$  может быть вида

$$C_p(T) = 2bT + a + cT^{-1} \quad (5)$$

и соответствующее выражение для энтальпии будет

$$H(T) - H(298) = aT + bT^2 + c \ln T + d. \quad (6)$$

В настоящей работе за основу и было принято уравнение (6).

Непосредственная оценка коэффициентов уравнения (6) по экспериментальным данным методом наименьших квадратов требует громоздких вычислений. Второе важное обстоятельство сводится к следующему.

При подборе коэффициентов в качестве дополнительного условия можно принять требование, чтобы экстраполяция кривой  $C_p(T)$  в области температур ниже  $373^\circ\text{K}$  не приводила к чрезмерным расхождениям с результатами прямых определений теплоемкости. В общих чертах процедура определения коэффициентов уравнения (6) включает следующие операции:

1. Экспериментально полученные значения энтальпии сводятся в таблицу с равным шагом. При составлении таблицы используются приближенные значения  $C_p$  (Неопределенность, вносимая на этом этапе тем меньше, чем ближе значения начальных температур образца к круглым значениям.)

2. По выравненным значениям молярной энтальпии можно найти ряд приближенных значений теплоемкости для промежуточных температур

$$\bar{C}_p\left(\frac{T_1+T_2}{2}\right) \approx \frac{H(T_2)-H(T_1)}{T_2-T_1}. \quad (7)$$

Погрешность этого приближения близка к  $\frac{(T_2-T_1)^2}{24} \left| \frac{\partial^2 H}{\partial T^2} \right|$  и в области  $370^\circ\text{K}$  может достигать 0,5% от  $C_p$ , когда  $T_2-T_1=100$  град. При более высоких температурах погрешность падает до сотых процента. (Соответствующая поправка может быть найдена по  $\Delta^2 H$ , но вводить ее не обязательно.)

3. Если применимо уравнение (6), то

$$\frac{C_p(T)-C_p(T_{\text{он}})}{T-T_{\text{он}}} T = 2bT - \frac{c}{T_{\text{он}}} = \alpha T + \beta = L \quad (8)$$

для любого значения опорной температуры  $T_{\text{он}}$ . По экспериментальным данным можно найти  $\bar{L} = T \frac{\bar{C}_p(T)-\bar{C}_p(T_{\text{он}})}{T-T_{\text{он}}}$ . Значения  $\bar{L}$  соответствуют равноотстоящим значениям  $T$ , поэтому возможно использование таблиц коэффициентов для метода наименьших квадратов [14]. Так как поправка на кривизну в нижней части кривой  $C_p(T)$  велика, следует одно или два начальных значения  $\bar{C}_p$  согласовать со значениями при более низких температурах. Еще лучше, по возможности, дополнить ряд хотя бы одним значением  $C_p$  для значения  $T$ , лежащего ниже левого конца температурного интервала. По найденным в формуле (8) коэффициентам  $\alpha$  и  $\beta$  вычисляются приближенные значения

$$\bar{b} = 0,5\alpha; \quad \bar{c} = -\beta T_{\text{он}}. \quad (9)$$

4. Если  $\bar{b}$  и  $\bar{c}$  найдены достаточно точно, то  $H(T) - \bar{b}^2 T - \bar{c} \ln T = h$  будет линейной функцией  $T$ . Если же  $h$  окажется ближе к параболе второго порядка, то коэффициент при  $T^2$  даст поправку для  $\bar{b}$ . За меру близости можно принять

$$\Omega = \frac{\sum (h - h_{\text{теор}})^2}{n-p}.$$

Здесь  $n$  — число исходных данных,

$p$  — число коэффициентов в уравнении  $H(T)$ .

При вычислениях этого этапа также пользуются таблицами коэффициентов [14], поскольку  $h$  находят для равноотстоящих  $T$ .

Описанный метод дает возможность довести до конца строгую обработку экспериментальных данных с оценкой правильности коэффициентов на каждом этапе. Некоторые детали расчетов могут быть раз-

личными в зависимости от полноты экспериментальных данных. На точности интерполяции не сказываются погрешности в принятом значении  $C_p(T_{эм})$ . Эти погрешности начинают сказываться лишь при экстраполяции, причем заметнее при экстраполяции вниз.

Второй этап предполагает, что переменные погрешности определения энтальпии достаточно малы и вносимое ими искажение хода  $\bar{C}_p$  не больше поправки на кривизну. Для ориентировочного подсчета можно указать при  $T_2 - T_1 = 100 \text{ град}$ , соответствующую очевидную оценку

$$S(\bar{C}_p) \approx 0,014 \frac{S(Q)}{m} M.$$

Здесь  $m$  — масса образца,

$M$  — молекулярный вес,

$S(Q)$  — средняя квадратичная погрешность измерения энергии, отнесенная к молю.

При разработке методики измерений нужно было сделать выбор между двумя системами расположения точек измерения.

а. Основываясь на предварительных соображениях о порядке величины  $\partial^3 H / \partial T^3$  можно предвидеть, что при расстоянии между точками в 20 или 30 град, 5 соседних точек должны хорошо лечь на кривую второго порядка. К такому ряду измерений применимы приемы сглаживания и дифференцирования эмпирических данных, не требующие предположений о форме зависимости  $H$  от  $T$  [6, 7].

б. Можно выбрать точки реже, скажем, через 100 град, но в каждой точке повторять измерения не менее 4—5 раз. В этом случае нужно строить интерполяционное уравнение для всего интервала температур.

В обоих случаях минимально необходимое число измерений одинаково. В пользу второй системы говорит возможность обойтись меньшим числом различных режимов высокотемпературного термостата и более наглядная оценка точности. Эти возможности перевесили достоинства первой системы расположения точек — независимость результата от предположений о форме зависимости энтальпии от температуры.

### Измерения энтальпии

Существенное повышение точности измерений энтальпии потребовало уточнения одного из факторов, влияющих на полноту учета теплотерь образца при сбрасывании в калориметр. При пережигании подвески образца (нихромовой проволоки диаметром 0,1 или 0,2 мм) часть энергии передается ампуле и образцу. Теплопередача в начальный период пережигания подвески идет, главным образом, от места пережигания. Кроме того, энергия переносится брызгами нихрома и лучеиспусканием. Примерно половина подведенной к подвеске энергии воспринимается ампулой. Расчет показывает, что эта энергия составляет приблизительно 1—2 дж.

Для достижения поставленной в работе цели важное значение имела переменная часть получаемой образцом энергии. Ее оценка была осуществлена путем рассмотрения воспроизводимости определений эффективных теплотерь ампул высотой 28 мм, диаметром верхнего основания 15 мм и нижнего — 12 мм. Измерения проводились по методике, описанной ранее [15], и дали результаты, приведенные в табл. 1.



Данные табл. 1 указывают на заметную асимметрию разброса. Наблюдения показывают, что отрыв ампулы от подвески может происходить замедленно. В таких случаях ампуле должно передаваться тепла больше, чем обычно, т. е. почти вся энергия.

Таблица 1

$t_n, ^\circ\text{C}$	$\Delta R, \text{ом}$	Масса ампулы, $g$	$H(t_n) - H(t_k),$ $\text{дж}$	Эффективные теплопотери, $\text{дж}$
Платиновая ампула				
400,2	0,013735	9,3328	481,2	2,3
400,4	013762	3310	482,2	1,6
498,2	017434	3178	609,9	3,9
494,8	017315	3178	605,7	3,4
492,4	017316	3178	605,5	0,4
700,2	025387	3178	887,6	5,0
691,4	025015	3178	874,1	6,1
783,8	028750	3178	1005,9	5,2
789,6	028979	3178	1014,1	5,4
793,4	028228	3156	1020,4	4,2
792,8	029096	3156	1016,1	7,7
792,4	029174	3156	1018,6	4,5
786,7	028795	3156	1007,6	7,3
Ампула из сплава 20% родия и 80% платины				
700,2	0,024054	7,4333	841,7	4,1
700,2	024018	4333	840,6	5,0
700,1	023981	4333	839,4	6,0
800,4	027752	4333	971,5	11,0
800,8	027634	4333	967,4	16,0

1. Окись алюминия ( $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ ). Образец синтетического рубина содержал не более  $10^{-2}\%$  примесей, как это следует из анализа образца такого же происхождения [16]. Образцы помещались в платиновую ампулу и прогревались в установившемся режиме в течение 40 мин. Масса образца подбиралась для каждой температуры с таким расчетом, чтобы получить оптимальный подъем температуры. Результаты измерений сведены в табл. 2.

Небольшая поправка для приведения результатов измерений к конечной температуре  $25^\circ\text{C}$  основана на измерениях Фурукавы, Дугласа и др. при более низких температурах [2]. Всем измерениям придан одинаковый вес, поскольку абсолютная величина дисперсии явно не зависит от температуры. Ряд значений  $C_p$  дополнен взятым из работы [2] значением  $C_p(323, 15)$ , принятым за  $C(T_{0a})$ . По ряду вычисленных значений методом наименьших квадратов найдено линейное уравнение для  $\bar{L}$ , а затем по соотношениям (9) найдены значения  $\bar{b}$  и  $\bar{c}$ .

Таблица 2

№ опыта	$t_m, ^\circ\text{C}$	$t_k, ^\circ\text{C}$	$\Delta R, \text{ОМ}$	Масса, г		$H_{25}^I$ дж/моль
				образца	анализ	
10	800,94	26,17	0,098880	3,1019	7,3697	87 367
9	801,96	23	098937	1019	3697	87 422
8	801,58	19	098959	1019	3697	87 483
7	798,85	18	098574	1019	3697	87 160
11	700,03	22	099910	8386	3699	74 692
12	700,48	25	105614	8386	9,3370	74 895
13	699,22	28	105390	8386	3370	74 749
14	699,99	26	105614	8386	3370	74 782
15	697,35	25	105029	8386	3370	74 518
16	698,92	24	105189	8386	3370	74 608
17	698,03	26	105168	8382	3326	74 640
18	698,80	29	105122	8367	3326	74 596
19	700,65	24	105436	8357	3326	74 843
20	700,50	21	105379	8357	3326	74 793
6	598,30	57	141616	7,1956	7,3538	62 275
5	600,20	57	142138	1956	3538	62 498
4	600,51	58	142225	1956	3565	62 536
3	500,23	31	114789	1956	3565	50 352
2	499,84	31	114695	1956	3565	50 320
1	497,83	33	114218	1967	3558	50 048
21	501,22	34	118677	1899	9,3336	50 473
22	501,12	35	118724	1899	3336	50 490
23	418,72	08	096166	1899	3336	40 803
24	392,30	03	088984	1899	3336	37 716
26	399,13	04	090865	1899	3336	38 529
27	399,65	06	090850	1899	3336	38 512
36	403,18	06	091706	1899	3336	38 871
37	400,11	03	091100	1899	3336	38 628
38	398,73	07	090540	1899	3336	38 373
39	400,08	06	090871	1899	3336	38 512
40	400,23	05	090892	1899	3336	38 521
41	399,40	03	090921	1899	3336	38 546
42	399,53	04	090822	1899	3336	38 497
43	400,10	09	090996	1899	3336	38 574
44	400,30	04	091078	1899	3336	38 610
45	400,18	07	090974	1899	3336	38 561
29	300,17	25,81	064480	1899	3336	27 194
30	300,36	80	064569	1899	3336	27 233
31	300,14	81	064460	1899	3336	27 181
32	200,06	53	039056	1899	3336	16 350
33	199,92	55	038985	1899	3336	16 319
34	199,97	52	039014	1899	3336	16 329
35	100,88	33	015829	1899	3336	6 568

В табл. 3 приведен вывод интерполяционного уравнения для  $Al_2O_3$ . Эта таблица отображает последний этап обработки — определение коэффициентов  $a$  и  $d$  и поправки к  $b$ . Выбор квадратичной формулы для  $H - q$  обосновывается по критерию  $\Omega$ .

Таблица 3

$T^\circ K$	$H$ , дж/моль	$H - q - A$	$y - B$	$y - \alpha + \beta T$		$y - \alpha + \beta T + \gamma T^2$	
				$У_{выч}$	$y - У_{выч}$	$У_{выч}$	$y - У_{выч}$
470	15 993	144 885,2	0	55,7	-55,7	16,32	-16,32
570	26 820	159 977,8	65,1	52,2	12,9	42,27	22,80
670	38 213	175 030,2	90	48,8	41,2	72,43	27,00
770	50 005	190 057,7	90	45,4	44,6	76,85	13,20
870	62 039	205 018,5	23,3	42,0	-18,7	65,53	-42,20
970	74 395	220 070,3	47,6	38,0	8,4	38,45	9,20
1070	86 858	235 051,9	1,7	35,0	-33,3	-4,38	6,08
—	—	—	—	$\Omega = 1712$		$\Omega = 905$	
$a = 151,452;$		$-b = 0,00309826;$		$-c = 20 865,79;$		$d = 73 892,94$	
Примечание. В таблице обозначено: $A = H - bT - c \ln T$ и $B = (H - q) - 144885,2 - \frac{15027,5(T - 470)}{100}$ .							

Окончательное уравнение для изменения энтальпии (дж/моль)

$$H(T) - H(298,15) = 151,452T - 0,00309826T^2 - 20 865,8 \ln T + 73 893, \quad (10)$$

$$370^\circ K \leq T \leq 1100^\circ K.$$

Уравнение для теплоемкости (дж/моль · град)

$$C_p = 151,452 - 0,0061965T - \frac{20 865,8}{T}, \quad (11)$$

$$370^\circ K \leq T \leq 1100^\circ K.$$

В табл. 4 сведены данные об отклонениях исходных данных от вычисленных.

Среднее квадратичное отклонение экспериментальных точек от кривой (10) 9,2 дж/моль. Переход от области температур, где применяется термометр сопротивления, к более высоким, видимо, сопровождается разрывом на кривой  $\bar{C}_p(T)$ . Аналогичное обстоятельство отмечено в работе [2].

Таблица 4

$t^{\circ}\text{C}$	$H - H_{\text{выч.}}$ дж/моль	$S - S_{\text{выч.}}$ дж/моль·град	$t^{\circ}\text{C}$	$H - H_{\text{выч.}}$ дж/моль	$S - S_{\text{выч.}}$ дж/моль·град
100,88	60	—	500,1	-31	—
150,4	—	-0,50	550,5	—	-0,03
199,98	-6	—	601	-38	—
250,1	—	0,10	650,2	—	0,45
300,22	10	—	699,4	13	—
350	—	-0,06	750,1	—	-0,16
399,83	22	—	800,8	5	—
450	—	-0,69			

Хлористый калий. Измерения проведены с препаратом марки «химически чистый», подвергнутым перекристаллизации. Чтобы получить достаточную массу навески, хлористый калий расплавляли в ампуле и после остывания еще досыпали его. Такая процедура повторялась 2—3 раза. До  $750^{\circ}\text{C}$  использовались платиновые, а выше — платинородиевые ампулы. Платинородиевая ампула была сделана с капилляром и с целью герметизации после заполнения ее капилляр пережимали. Экспериментальные значения энтальпии KCl приведены в табл. 5.

Приведение к конечной температуре  $25^{\circ}\text{C}$  делалось по результатам низкотемпературных измерений [17]. Поскольку мы не располагали надлежащими данными для температур ниже  $200^{\circ}\text{C}$  и чтобы облегчить нахождение коэффициентов  $\bar{v}$  и  $\bar{c}$ , был применен следующий прием. За  $T_{\text{ос}}$  взято  $823,15^{\circ}\text{K}$  и линейной интерполяцией найдено  $\bar{L}$  (748,15). По значениям  $\bar{L}_1$  для  $T$ , равных 298,15; 523,15; 748,15, была построена прямая  $\bar{L}_1 - T$ . С этой прямой сняты значения  $\bar{L}_1$  для  $T$ , равных 623,15; 523,15; 723,15, и вычислены соответствующие  $\bar{c}$ . Дальнейшая обработка данных проводилась так же, как в п. 1.

Для твердой фазы окончательно получены уравнения

$$H(T) - H(298,15) = 0,014241T^2 + 32,149T + 4226,6 \ln T - 35181 \text{ дж/моль}, \quad (12)$$

$$470^{\circ}\text{K} < T < 1043,5^{\circ}\text{K};$$

$$C_p = 32,149 + 0,028482T + \frac{4226,6}{T} \text{ дж/моль·град}, \quad (13)$$

$$470^{\circ}\text{K} < T < 1043,5^{\circ}\text{K}.$$

Среднее квадратичное отклонение от кривой (12) экспериментальных данных 4,6 дж/моль.



Таблица 5

$t_{\text{ж}}^{\circ}\text{C}$	$t_{\text{к}}^{\circ}\text{C}$	$\Delta R$ , ом	Масса образца, г	$H_{25}^I$ , дж/моль
200,16	25,36	0,022041	4,8697	9 175
200,23	32	022005	8697	9 178
202,25	34	022321	8697	9 290
205,60	38	022709	8697	9 489
298,30	46	034903	8697	14 670
299,57	46	035143	8697	14 787
299,72	53	035014	8697	14 802
399,81	60	048532	8697	20 455
400,07	60	048594	8697	20 487
400,05	63	048271	9590	20 437
399,64	64	049399	9718	20 400
499,85	76	062263	8697	26 266
500,07	78	062313	8697	26 286
499,69	76	062265	8697	26 269
500,07	72	062441	8697	26 320
599,47	88	074688	4651	32 225
599,62	88	074823	4646	32 301
600,36	88	075084	4643	32 405
599,28	90	074748	4643	32 272
599,91	92	075010	4641	32 414
599,50	90	074862	4641	32 336
600,02	95	074896	4641	32 344
599,88	91	074977	4641	32 392
600,05	87	074951	4641	32 373
600,12	89	074963	4641	32 382
700,49	26,06	089390	4639	38 702
700,42	05	089438	4631	38 738
700,30	06	089414	4629	38 728
700,32	01	089578	4622	38 809
700,19	09	089364	4619	38 712
700,18	07	089368	4617	38 712
750,37	11	096850	4589	42 042
750,35	10	096732	4586	41 973
750,17	12	096810	4583	42 026
799,41	43	132343	3,7611	72 050
800,11	41	132035	7497	72 033
800,02	43	131370	7254	72 038
850,11	50	134309	5733	75 736
850,10	48	134238	5782	75 580
850,09	47	134693	5817	75 840

Таблица 6

$t^{\circ}\text{C}$	$H_{25}^I$ , дж/моль	$\frac{H_{\text{жсп}} - H_{\text{жмч}}}{H_{\text{жмч}}}$	Время выдержки в печи, ч
		%	
1	2	3	4
769,44	43 738	1	1
769,70	43 845	1	1
769,60	43 755	1	2,5
771,25	46 714	8	1
770,88	49 119	14	3
770,97	69 827	62	4
771,73	50 651	17	1
771,72	63 056	45	3
772,57	54 032	25	1
772,68	65 258	51	2
772,52	69 727	61	3

3. Определение теплоты плавления хлористого калия. Определению теплоты плавления хлористого калия пришлось предпослать уточнение значения температуры плавления его. Серию соответствующих опытов, сводящихся к нахождению интервала, внутри которого происходит скачок кривой  $H(T)$ , содержит табл. 6. Варьирование выдержки образца имело целью отделить эффекты «предплавления».

В третьей графе табл. 6 дано превышение экспериментальных значений энтальпии над вычисленными по уравнению (12), в четвертой графе указано время выдержки образца в печи в установившемся режиме, т. е. при колебаниях температуры не более 0,05 град. (Фактически общее время выдержки примерно на 40 мин больше). Из приведенных данных следует, что температура плавления лежит между 769,7 и 771°С. Поэтому, приняв за эту температуру 770,3°С, мы не сделаем ошибки более 0,6 град.

Для области температур от точки плавления до 1130°К измеренные значения энтальпии можно представить уравнением

$$H(T) - H(298,15) = 73,2T - 6503. \quad (14)$$

В сочетании с уравнением (12) отсюда получается значение теплоты плавления  $H_f = 26\,630$  Дж/моль. Начиная с 800°С, становится заметным испарение образца. Так как при измерениях с ампулой с запаянным капилляром пришлось бы вводить трудноопределимые поправки, применение хлористого калия в качестве образцового вещества при температурах выше 800°С нецелесообразно.

#### Надежность результатов измерений

Для корунда имеется достаточно данных для всесторонней оценки точности измерений.

Во-первых, анализ источников погрешностей показывает, что погрешность при вычислении изменения энтальпии по уравнению (10) не превышает 0,3%. При оценке погрешности включены следующие составляющие:

- а) погрешности определения начальной и конечной температур образца, связанные с неточностью поверки измерительных приборов, с режимом термостата и неоднородностью температурного поля образца;
- б) остаточные погрешности учета теплотерм образца и погрешности калориметрирования;
- в) остаточные погрешности градуировки калориметра;
- г) погрешности сглаживания экспериментальных данных.

Для теплоемкости (11) предельная погрешность оценивается в 0,5%.

Во-вторых, полученные результаты можно сравнить с результатами других исследований. Ранее проведенные в филиале ВНИИМ измерения [4] дали для энтальпии значения, отличающиеся от приводимых в данной работе менее чем на 0,3%; для теплоемкости — расхождение около 1%, причем большие расхождения находятся вблизи концов температурного интервала, а в других точках расхождение не превышает 0,5%.

Вполне удовлетворительное согласие имеется с данными НБЭ [2], полученными по методу смешения, но с применением ледяного калориметра: расхождение значений энтальпии не более 0,3%, а теплоемкости — менее 0,6%.

Особенно интересна возможность проверки правильности определения теплоемкости. В последнее время выполнены прямые определения теплоемкости корунда в высокотемпературных адиабатических калори-

метрах методом непосредственного нагрева. Уэст и Джиннингс [18] получили для температур до 400° С значения теплоемкости, подтверждающие в пределах 0,2% данные работы [2]. Шмидт и Соколов [16] довели измерения до 700° С. Найденные ими значения теплоемкости отличаются от данных как настоящей работы, так и работ [2] и [4] на 0,1–0,8%.

Дополнительную возможность проверки правильности определения теплоемкости дает экстраполяция уравнения (11) в область температур выше точки золоты. В этой области измерения сравнимой точности проведены ранее [5]. Для температуры 1100° С расхождение экспериментальных данных с экстраполированными составляет 0,1%, а затем плавно увеличивается.

Большое число других работ, в которых есть сведения об измерениях с  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ , не дает дополнительных указаний о степени правильности рекомендованных НБЭ и Свердловским филиалом ВНИИМ значений. Но эти работы (например, [19–21]) подтверждают пригодность корунда как образцового вещества.

Для точности определения энтальпии и теплоемкости хлористого калия применимы указанные выше оценки. Исходя из этого, можно принять, что приведенная выше теплота плавления определена с погрешностью менее 200 дж/моль.

Из опубликованных работ заслуживают внимания измерения термической лаборатории МГУ [22], охватывающие интервал 400–600° С. Хотя в этой работе учет погрешностей уделено недостаточно внимания, во всяком случае, порядок приводимых оценок не вызывает сомнений. Измерения других авторов [23, 24] не дают оснований для суждения о степени достоверности результатов.\* В перекрывающейся области результаты настоящей работы отличаются от данных Скуратова и Лапушкина [22] по энтальпии на 0,1–0,3%. По теплоемкости — совпадение в пределах 0,8%.

Результаты измерения в области температур, непосредственно прилегающих к точке плавления, дают возможность сделать ряд важных выводов.

Во-первых, сравнение теплоемкостей твердой и жидкой фаз в точке плавления, выведенных из наших измерений, дает качественно правильное соотношение (величину скачка).

Во-вторых, табл. 6 дает основание заключить, что эффекты «предплавления» не оказывали существенного влияния на результат измерения теплоемкости, поскольку менее чем за 1 град до плавления дополнительная энергия была не более 400 дж/моль. Отсюда, подобно тому, как это сделано в работе [13], можно вычислить, что количество примесей, нерастворимых в твердой фазе, не могло быть более нескольких тысячных процента.

Опубликованные до настоящего времени значения температур и теплот плавления хлористого калия приведены в табл. 7.

К определениям, произведенным на надлежащем уровне, следует отнести работы Джонсона и Бредиха [26], Дугласа [27], Джиннингса и Фипса [28]. Они согласно указывают на значение температуры плавления 1043 или 1044° К. Аналогичные замечания можно сделать относительно теплоты плавления. Измерения, выполненные до 30-х гг., вообще могут не учитываться.

Из современных измерений энтальпии можно сопоставить с настоящей работой найденное в работе [29] значение  $H_f = 26,53$  кдж/моль ( $\pm 2\%$ ). Согласованность этой цифры с нашей удовлетворительная. Для

\* Точность ряда измерений, в частности тех, на которых основаны данные работы [25], недостаточна.

жидкой фазы НБЭ [27] рекомендует в интервале  $770 \div 900^\circ \text{C}$  значение теплоемкости  $36,78 \text{ дж/г} \cdot \text{атом} \cdot \text{град}$  ( $\pm 0,5\%$ ), что согласуется с найденным в данной работе значением  $36,6 \text{ дж/г} \cdot \text{атом} \cdot \text{град}$ .

Таблица 7

Рекомендуемое значение температуры плавления хлористого калия	Молярная теплота плавления, дж/моль	Источник
$772,3^\circ \text{C}$	26 700	[30], 1931 г.
$1043^\circ \text{K}$ $1050^\circ \text{K}$	26 800 26 200	[31], 1949 г. а) Данные Плато б) Данные Ляшенко
$790^\circ \text{C}$	26 800	[32], 1936 г.
$770,3^\circ \text{C}$ $776^\circ \text{C}$	—	[33], 1951 г. а) Источник не указан б) Источник не указан
$776^\circ \text{C}$	—	[34], 1951 г. Источник не указан
$775^\circ \text{C}$	—	[35], 1954 г. По К. К. Kelley
$768^\circ \text{C}$	—	[36], 1918 г.
$1043^\circ \text{K}$	—	[28], 1930 г.
—	25 500	[25], 1949 г.

#### Рекомендации по применению образцовых веществ

Приводимые таблицы могут облегчить использование корунда (табл. 8) и хлористого калия (табл. 9) для проверки высокотемпературных калориметрических установок. Таблицы допускают линейную интерполяцию с внесением незначительной погрешности (не более  $0,02\%$ ).

Синтетическим корундом можно пользоваться в виде лейко-сапфира или бесцветного рубина (ТУ-АУ-102—56), а хлористым калием — марки «химически чистый». Подготовка образцов корунда сводится к дроблению стержней, кипячению в соляной кислоте и прокаливанию промытой навески в платиновом тигле при  $1100\text{—}1200^\circ \text{C}$  до постоянного веса.

Хлористый калий нужно перекристаллизовать, расплавить в платиновом тигле и остывший расплав измельчить на кусочки нужных размеров. Хлористый калий рекомендуется в качестве образцового вещества для проверки калориметрических установок, где проводятся измерения с солями.

С указанной выше точностью значения энтальпии и теплоемкости можно найти из вычисленных на основе уравнений (10)—(13) табл. 8 и 9, где соответственно приведены энтальпия и теплоемкость корунда  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$  (мол. вес 101,961, атомн. вес на 1961 г.) и хлористого калия (мол. вес 74,555, атомн. вес на 1961 г.).



Таблица 8

$T^{\circ}\text{K}$	$H(T) - H(298,15)$ , дж/моль	$C_p$ , дж/моль-град	$T^{\circ}\text{K}$	$H(T) - H(298,15)$ , дж/моль	$C_p$ , дж/моль-град
1	2	3	1	2	3
370	6 116	92,77	640	34 730	114,89
380	7 051	94,19	650	35 881	115,33
390	8 000	95,53	660	37 037	115,76
400	8 962	96,81	670	38 197	116,17
410	9 936	98,02	680	39 360	116,57
420	10 922	99,17	690	40 528	116,95
430	11 919	100,26	700	41 699	117,30
440	12 927	101,31	720	44 051	118,01
450	13 945	102,30	740	46 417	118,67
460	14 972	103,25	760	48 797	119,29
470	16 009	104,15	780	51 188	119,88
480	17 055	105,02	800	53 592	120,41
490	18 110	105,85	820	56 005	120,92
500	19 172	106,62	840	58 428	121,31
510	20 242	107,38	860	60 861	121,87
520	21 319	108,11	880	63 303	122,30
530	22 404	108,80	900	65 753	122,69
540	23 495	109,47	920	68 210	123,07
550	24 593	110,11	940	70 675	123,44
560	25 697	110,73	960	73 147	123,77
570	26 807	111,32	980	75 626	124,10
580	27 923	111,89	1000	78 111	124,38
590	29 045	112,45	1020	80 602	124,67
600	30 172	112,95	1040	83 098	124,95
610	31 304	113,47	1060	85 599	125,23
620	32 441	113,96	1080	88 106	125,45
630	33 583	114,43	1100	90 617	125,66

Примечание.  $C_p(298,15) = 79,01$  дж/моль-град

Таблица 9

$T^{\circ}\text{K}$	$H(T) - H(298,15)$ , дж/моль	$C_p$ , дж/моль-град	$T^{\circ}\text{K}$	$H(T) - H(298,15)$ , дж/моль	$C_p$ , дж/моль-град
1	2	3	1	2	3
470	9 080	54,52	830	29 722	60,88
490	10 173	54,74	850	30 944	61,33
510	11 269	54,97	870	32 175	61,79
530	12 371	55,22	890	33 415	62,25
550	13 478	55,50	910	34 665	62,71
570	14 591	55,80	930	35 924	63,18
590	15 710	56,11	950	37 192	63,66
610	16 835	56,45	970	38 470	64,14
630	17 968	56,79	990	39 758	64,62
650	19 108	57,16	1010	41 055	65,10
670	20 255	57,53	1030	42 362	65,59
690	21 410	57,93	1043,45	43 247	65,92
710	22 572	58,32	1043,45	69 878	73,20
730	23 743	58,73	1050	70 357	73,20
750	24 922	59,15	1070	71 821	73,20
770	26 109	59,57	1090	73 285	73,20
790	27 305	60,00	1110	74 749	73,20
810	28 509	60,44	1130	76 213	73,20

Примечание.  $C_p(298,15) = 51,05$  дж/моль-град.

ЛИТЕРАТУРА

1. Pattison J. R., Research applied in Industry, v. XI, № 5, 1958, p. 192—202.
2. Furukawa G. T., Douglas T. B., Mac-Coskey K. S. and Ginnings D. C. J. of Research of the NBS, v. 57, № 2, 1956, p. 67—82.
3. Ginnings D. C., Corruccini R. J., J. of Research of NBS, v. 38, № 6, 1947, p. 593—600.
4. Гомельский К. З., Энтальпия корунда в интервале температур от 100 до 900° С, ЖФХ, т. XXXII, № 8, 1958, стр. 1859—1862.
5. Родигина Э. Н., Гомельский К. З., Теплосодержание  $\alpha$ -модификации окиси алюминия (корунда) при высоких температурах, ЖФХ, т. XXIX, № 6, 1955, стр. 1105—1112.
6. Уиттекер Э. и Робинсон Г., Математическая обработка результатов наблюдений, ОНТИ, 1933.
7. Ланцош К., Практические методы прикладного анализа, ФМ, 1961.
8. Maier C. G. and Kelley K. K., J. Am. Chem. Soc., v. 54, № 8, 1932.
9. Shomate C. H., J. Physic. chemistry, v. 58, № 4, 1954, p. 368.
10. Линник Ю. В., Метод наименьших квадратов и основы теории обработки наблюдений, ФМ, 1958.
11. Родигина Э. Н., Гомельский К. З., Теплосодержание окислов бериллия и лития при высоких температурах, ЖФХ, т. XXXV, № 8, 1961, стр. 1828—1831.
12. Родигина Э. Н., Гомельский К. З., Лугинина В. Ф., Теплосодержание и теплоемкость желтой окиси свинца при высоких температурах, ЖФХ, т. XXXV, № 8, 1961, стр. 1799—1802.
13. Родигина Э. Н., Гомельский К. З., Лугинина В. Ф., Теплосодержание и теплоемкость хлористого лития при высоких температурах, ЖНХ, т. IV, № 5, 1959, стр. 975—978.
14. Уорсинг А., Геффнер Д., Методы обработки экспериментальных данных, ИЛ, 1953.
15. Родигина Э. Н., Гомельский К. З., Лугинина В. Ф., О способе учета тепловых потерь образца при сбрасывании в калориметрическом методе смешения, Труды ВНИИМ, вып. 35 (95), 1958, стр. 153.
16. Шмидт Н. Е., Соколов В. А., Адиабатический калориметр для определения истинных теплоемкостей веществ с плохой теплопроводностью в интервале 30—750° С. Теплоемкость корунда, ЖНХ, т. V, № 8, 1960, стр. 1641—1649.
17. Стрелков П. Г., Ицкевич Е. С., Кострюков В. Н., Мирская Г. Г., Термодинамические исследования при низких температурах, ЖФХ, т. XXVIII, № 4, 1954, стр. 645.
18. West E. D. and Ginnings D. C., J. of Research of NBS, v. 60, № 4, 1958, pp. 309—316.
19. Голутвин Ю. М., Теплосодержания и теплоемкости в системе титан — кремний, ЖФХ, т. XXXIII, № 8, 1959, стр. 1798.
20. Ерофеева М. С., Лукиных Н. Л., Ария С. М., Теплосодержание некоторых окислов титана при высоких температурах, ЖФХ, № 4, 1961.
21. Margrave J. Z. and Grimley R. T., J. Physic. Chem., v. 62, № 11, 1958, p. 1436.
22. Скуратов С. М., Лапушкин С. А., Теплоемкость галогидных солей при высоких температурах, ЖОХ, т. XXI, № 12, 1951, стр. 2217.
23. Ляшенко В. С., Теплоемкость и теплота плавления хлоридов и фторидов, «Металлург», № 10, 11, 1935, стр. 85—98.
24. Magnus A., Physikalische Zeitschrift, Bd. XIV, 1913, S. 5.
25. Kelley K. K., U. S. Bur. Mines Bulletin, 1949, p. 476.
26. Johnson J. W. and Bredig M. A. J. Phys. Chem., v. 62, № 5, 1958, p. 604.
27. Douglas T. B., Transactions of the A. S. M. E., v. 79, № 1, 1957, p. 23—28.
28. Ginnings D. C. and Phepps T. E., J. Am. Chem. Soc., v. 52, № 4, 1930, p. 1340.
29. Dworkin A. S. and Bredig M. A., J. Phys. Chem., v. 64, № 2, 1960.
30. Техническая энциклопедия, т. VII, Сов. энциклопедия, 1931.
31. Брицке Э. В., Капустинский А. Ф. и др., Термические константы неорганических веществ, Изд. АН СССР, 1949.
32. Bichowsky F. R. and Rossini F. D., The Thermochemistry of Chemical Substances, 1936, Reinhold, N. Y.
33. Справочник химика, ч. I, т. II, Госхимиздат, 1951.
34. Славинский М. П., Физико-химические свойства элементов, Химиздат, 1952.
35. Кубашевский О., Эванс Э., Термохимия в металлургии, ИЛ, 1954.
36. Jaeger F. M., Zeitschr. anorg. und allg. Chemie, 1918, S. 101.

Поступила в редакцию  
23/II 1962 г.

Ф. З. АЛЛЕВА

ВНИИМ

### ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ В ИНТЕРВАЛЕ ОТ $-182,97$ ДО $+630^{\circ}\text{C}$ С ПОМОЩЬЮ ПЛАТИНОВОГО ТЕРМОМЕТРА СОПРОТИВЛЕНИЯ, ОТГРАДУИРОВАННОГО В ДВУХ ТОЧКАХ

*В статье приводится описание метода измерения температуры с помощью платинового термометра сопротивления, отградуированного в постоянных точках:  $0$  и  $100^{\circ}\text{C}$  для интервала от  $-182,97$  до  $+630^{\circ}\text{C}$ ;  $0$  и  $419,505^{\circ}\text{C}$  для интервала от  $0$  до  $630^{\circ}\text{C}$ ;  $0$  и  $-182,97^{\circ}\text{C}$  для интервала от  $0$  до  $-182,97^{\circ}\text{C}$ . Для расчета температуры в указанных интервалах приводится таблица. Дается оценка погрешностей метода измерения температуры при градуировке термометра сопротивления в двух точках.*

Для воспроизведения шкалы температур в интервале от  $-182,97$  до  $+630^{\circ}\text{C}$  с помощью платинового термометра сопротивления, согласно положению о Международной практической температурной шкале (МПТШ), необходимо предварительно отградуировать термометр в четырех постоянных точках. При этом измеряются следующие сопротивления термометра.

- $R_0$  — в точке плавления льда (или  $R_{\text{тр}}$  — в тройной точке воды);
- $R_{100}$  — в точке кипения воды;
- $R_{\text{Zn}}$  — в точке затвердевания цинка (или  $R_{\text{S}}$  — в точке кипения серы);
- $R_{\text{O}_2}$  — в точке кипения кислорода.

По данным градуировки термометра определяются постоянные  $A$ ,  $B$  и  $C$  в интерполяционных формулах

$$W_t = \frac{R_t}{R_0} = 1 + At + Bt^2 \quad (1)$$

(для интервала  $0 \div 630^{\circ}\text{C}$ )

$$W_t = \frac{R_t}{R_0} = 1 + At + Bt^2 + C(t - t_{10})t^2 \quad (2)$$

(для интервала от  $0$  до  $-182,97^{\circ}\text{C}$ ).

Предположим, что термометр сопротивления градуируется только в двух постоянных точках  $t_1$  и  $t_2$  ( $t_1 = 0^{\circ}\text{C}$ ).

Тогда формулы (1) и (2) могут быть представлены в следующем виде:

$$W_t = \frac{t}{t_2} W_2 + K(t; t_2) \quad (3)$$

или

$$R_t = \frac{t}{t_2} R_2 + K(t; t_2) R_1, \quad (3')$$

где  $R_1$  и  $R_2$  — градуировочные значения сопротивлений термометра в точках  $t_1$  и  $t_2$ ;

$$W_2 = \frac{R_2}{R_1};$$

$$K(t > 0; t_2) = 1 - \frac{t}{t_2} (1 - Btt_2 + Bt_2^2);$$

$$K(t < 0; t_2) = K(t > 0; t_2) + C(t - t_2)t^2.$$

Как видим, коэффициент  $K(t; t_2)$  не зависит от градуировочного значения  $W_2$ .

Относительно коэффициентов  $B$  и  $C$  в положении МПТШ сказано: «Полезным критерием, указывающим на отсутствие дефекта в изготовлении термометра и значительных погрешностей при его градуировке в постоянных точках, является то, что значение коэффициента

$$B \text{ равно } (-0,5857 \pm 0,001) \cdot 10^{-6} \text{ град}^{-2},$$

$$\text{а значение } C \text{ равно } (-4,35 \pm 0,05) \cdot 10^{-12} \text{ град}^{-4}.$$

Рассмотрим влияние отклонений коэффициентов  $B$  и  $C$  ( $\Delta B$  и  $\Delta C$ ) от их средних значений  $B_{\text{ср}}$  и  $C_{\text{ср}}$ , указанных в положении о МПТШ, на результат определения температуры. Пусть  $\Delta B$  принимает разные значения в пределах  $\pm 0,001 \cdot 10^{-6} \text{ град}^{-2}$ , предельно допустимое значение  $\Delta C$  равно  $\pm 0,05 \cdot 10^{-12} \text{ град}^{-4}$ , а изменение  $B$  и  $C$  на  $\Delta B$  и  $\Delta C$  вызывает изменение температуры  $t$  на  $\Delta t$ .

Выберем постоянные точки  $t_1 = 0^\circ \text{C}$  и  $t_2 = 100^\circ \text{C}$  и для них построим серию кривых, выражающих зависимость  $\Delta t = f(t)$  для различных значений  $B$  и  $C$ :

при  $t > 0^\circ \text{C}$

$$\Delta t = \frac{W_t(B) - W_t(B_{\text{ср}})}{dW_t/dt}, \quad (4)$$

при  $t < 0^\circ \text{C}$

$$\Delta t = \frac{W_t(B, C) - W_t(B_{\text{ср}}, C_{\text{ср}})}{dW_t/dt}, \quad (5)$$

где

$$B_{\text{ср}} = -0,5857 \cdot 10^{-6} \text{ град}^{-2};$$

$$C_{\text{ср}} = -4,35 \cdot 10^{-12} \text{ град}^{-4};$$

$$B = (-0,5857 \pm \Delta B) \cdot 10^{-6} \text{ град}^{-2};$$

$$C = (-4,35 \pm \Delta C) \cdot 10^{-12} \text{ град}^{-4}.$$

Из расчета по этим формулам видно, что  $\Delta t$  при  $t > 0^\circ \text{C}$  и близко к 0 и  $100^\circ \text{C}$  даже для предельных значений  $B$  не превосходит  $6 \cdot 10^{-4} \text{ град}$ . Вблизи  $630^\circ \text{C}$   $\Delta t$  достигает  $0,08 \text{ град}$ .

В пределах температур от  $-182,97$  до  $0^\circ \text{C}$  величина  $\Delta t$  обусловлена отклонением от средних значений не только коэффициента  $B$ , но и коэффициента  $C$ . Вблизи температуры  $-180^\circ \text{C}$   $\Delta t = 0,03 \text{ град}$ .



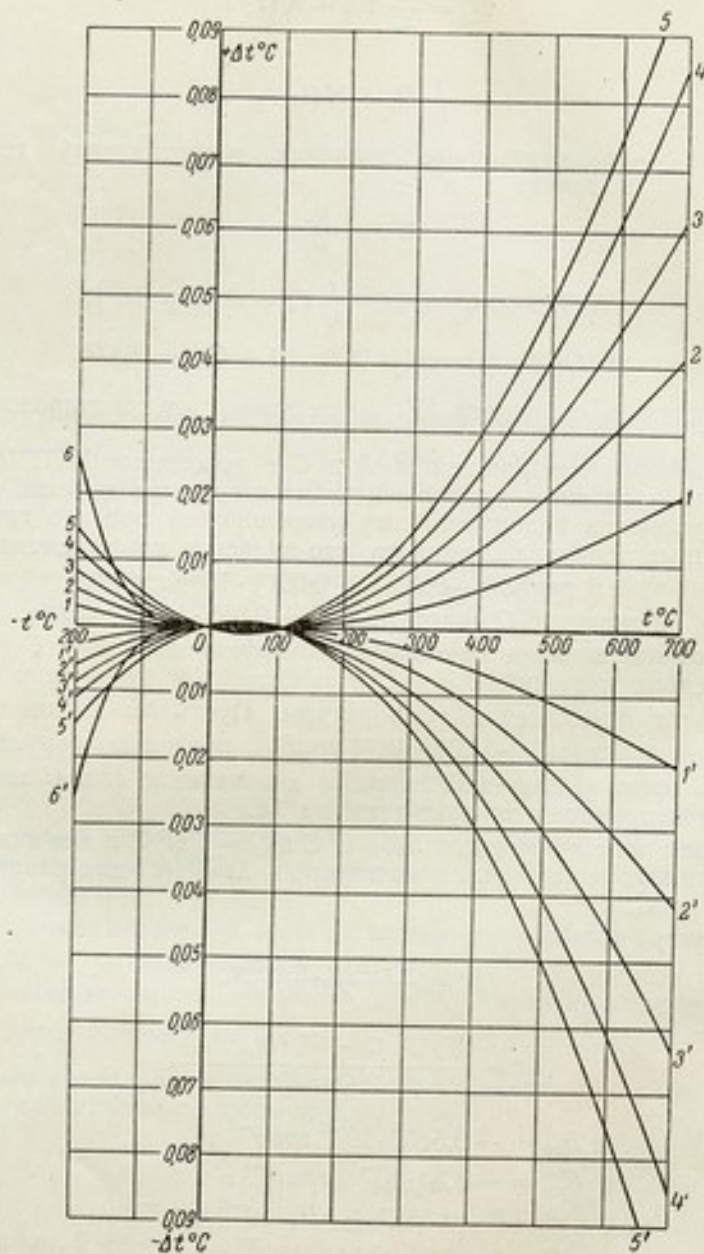


Рис. 1. Кривые, выражающие зависимость  $\Delta t = f(t)$  для различных значений  $B$  и предельно допустимого значения  $C$ .

При максимальных отклонениях указанных коэффициентов ( $\Delta B_{\max}$  и  $\Delta C_{\max}$ ), в диапазоне температур от  $-70$  до  $150^\circ\text{C}$   $\Delta t$  не превосходит  $0,03$  град.

На рис. 1 приведены кривые погрешностей измерения температуры с помощью платинового термометра сопротивления, отградуированного в постоянных точках  $0$  и  $100^\circ\text{C}$  при отклонениях  $B$  и  $C$  от  $B_{\text{ср}}$  и  $C_{\text{ср}}$ , а именно кривые

$$\begin{aligned} 1-5 & \text{— для } B = (-0,5857 + 2n \cdot 10^{-4}) \cdot 10^{-6} \text{ град}^{-2}; \\ 1'-5' & \text{— } B = (-0,5857 - 2n \cdot 10^{-4}) \cdot 10^{-6} \text{ град}^{-2} \text{ (где } n = 1, 2, \dots, 5); \\ 6 & \text{— } C = (-4,35 + 0,05) \cdot 10^{-12} \text{ град}^{-4}; \\ 6' & \text{— } C = (-4,35 - 0,05) \cdot 10^{-12} \text{ град}^{-4}. \end{aligned}$$

В действительности при градуировке термометра с высокой точностью  $\Delta B^*$  не достигает предельно допустимого значения и, как правило, не превышает  $0,0002 \cdot 10^{-6} \text{ град}^{-2}$  (кривая 1 на рис. 1). Это можно показать на результатах градуировки термометров в следующих постоянных точках: в тройной точке воды,\*\* в точке кипения воды и в точках затвердевания цинка, олова и кадмия.

Написав равенство (3) для  $t_2 = 100^\circ\text{C}$ ,  $t = 419,505^\circ\text{C}$  и  $B = B_{\text{ср}}$  и произведя соответствующие расчеты, получим

$$W_{\text{Zn}}^p = 4,19505 W_{100} - 3,273554. \quad (6)$$

Значения  $W_{\text{Zn}}^p$ , рассчитанные по формуле (6) для термометров, отградуированных в тройной точке воды и в точке кипения воды, были сравнены со значениями  $W_{\text{Zn}}^n$ , полученными экспериментально по температуре затвердевания цинка.

Разность  $\Delta W_{\text{Zn}} = W_{\text{Zn}}^p - W_{\text{Zn}}^n$  зависит от:

- 1) погрешности измерения  $W_{\text{Zn}}^n$  в точке затвердевания цинка и в тройной точке воды;
- 2) погрешности определения  $W_{\text{Zn}}^p$ , состоящей, в свою очередь, из погрешностей градуировки термометра в тройной точке воды и в точке кипения воды, и погрешности, обусловленной отклонением коэффициента  $B$  от  $B_{\text{ср}}$ .

В табл. 1 сопоставлены экспериментальные и расчетные данные для термометров сопротивления, градуированных во ВНИИМ в течение 2—3 лет.

Сравнение измеренных значений  $W_{\text{Zn}}$  с расчетными дало возможность выявить некоторые систематические погрешности, которые ранее обычно оставались незамеченными. В тех случаях, когда значение  $\Delta t_{\text{Zn}}$  для отдельных термометров оказывалось большим, ставили под сомнение правильность условий эксперимента и пересматривали протоколы наблюдений.

\* Принимая во внимание отсутствие достаточного количества экспериментальных данных, характеризующих отклонение коэффициента  $C$  от  $C_{\text{ср}}$ , в работе рассматривалось максимально допустимое отклонение  $\Delta C = \pm 0,05 \cdot 10^{-12} \text{ град}^{-4}$ .

\*\* Полученные в тройной точке воды градуировочные значения сопротивления пересчитаны для  $t = 0^\circ\text{C}$ .

Таблица 1

№ термо-метра	Экспериментальные значения сопротивлений, ом			$W_{100}$	$W_{Zn}$	$\Delta t_{Zn} \cdot 10^3$ , град	$B \cdot 10^6$ , град <sup>-2</sup>
	$R_0$	$R_{100}$	$R_{Zn}$				
4	10,18277	14,18117	26,15681	1,392663	2,568732 568738	+1,7	0,58574
12	10,22389	14,23780	26,25965	392601	568460 568477	+4,8	58583
51-3	10,71890	16,31860	30,09518	392503	568089 568067	-6,2	58552
51-5	10,22473	14,23206	26,23300	391925	565642 565641	-3,4	58570
51-9	10,08038	14,03431	25,87608	392240	566975 566962	-3,7	58562
51-10	10,19620	14,19544	26,17303	392228	566927 566912	-4,3	58551
51-11	10,07210	14,02412	25,86037	392373	567525 567520	-1,4	58567
105	10,08335	14,04030	25,89112	392424	567710 567734	+6,8	58588
157	10,32504	14,37170	26,49049	391927	565655 565649	-1,7	58566
8	10,22760	14,24297	26,26920	392600	568462 568473	+3,1	58582
13	10,22828	14,24363	26,26992	392573	568361 568395	-0,6	58570
3	10,2288	14,24460	26,27212	392597	568446 568460	+4,0	58582
14	10,22471	14,23861	26,26043	392568	568330 568338	+2,3	58578
15	10,23093	14,24754	26,27723	392595	568411 568451	+11,6	58600
698	12,57053	17,50436	32,28150	392492	568030 568020	-2,4	58562
750	9,65560	13,44370	24,78900	392322	567318 567306	-3,5	58560
737	9,69005	13,49168	24,87732	392323	567305 567312	+2,0	58574
651	12,79862	17,82141	32,86462	392448	567825 567835	+3,0	58577
670	12,53463	17,45435	32,18897	392490	568003 568011	+2,3	58577
51-1	11,95260	16,64415	30,69574	392513	568122 568109	-3,7	58559
117	10,34322	14,40041	26,55126	392256	567021 567031	+2,8	58578
111	9,91559	13,80590	25,45729	392343	567400 567395	-1,5	58546
161	10,36127	14,42225	26,58346	391938	565656 565696	+11,4	58600

№ термо-метра	Экспериментальные значения сопротивлений, ом			$W_{100}$	$W_{Zn}$	$\Delta t_{Zn} \cdot 10^6$ , град	$B \cdot 10^6$ , град <sup>-2</sup>
	$R_3$	$R_{100}$	$R_{Zn}$				
161	10,36079	14,42119	26,58162	1,391901	2,565598 565540	-16,6	0,58526
51-8	10,18900	14,18537	26,15409	392224	566895 566895	0	58570
51-8	10,18834	14,18449	26,15226	392228	566881 566912	+8,8	58592
154	10,05835	14,00122	25,80894	391998	565922 565947	+7,1	58594
154	10,05835	14,00112	25,80894	392990	565922 565914	-2,3	58563
23	11,26136	15,67828	28,90665	392219	566888 566874	-3,7	58560
694	12,15394	16,92262	31,20506	392357	567485 567455	-7,1	58546

Средние значения  $\Delta t_{Zn} = 4 \cdot 10^{-3}$  град;  $B_{cp} = (-0,5857 \pm 0,0002) \cdot 10^{-6}$  град.

Примечание. В графе  $W_{Zn}$  в верхней строке приведено значение  $W_{Zn}^H$ , полученное как отношение измеренного  $R_{Zn}$  к измеренному  $R_3$ ; в нижней строке — значение  $W_{Zn}^P$ , полученное по формуле (6). Значения  $\Delta t_{Zn}$  вычислены по формуле

$$\Delta t_{Zn} = \frac{\Delta W_{Zn}}{dW_{Zn}/dt}.$$

Анализ экспериментального материала показал, что чем меньше погрешность градуировки в постоянных точках, тем меньше разность  $\Delta t_{Zn}$ , т. е. тем расчетное значение  $W_{Zn}^P$  ближе к измеренному  $W_{Zn}^H$ .

Средняя квадратичная погрешность градуировки платиновых термометров сопротивления в постоянных точках, оцененная по разбросу экспериментальных данных [1, 2], в настоящее время составляет:

в тройной точке воды . . . . .	0,0005 град
в точке кипения воды . . . . .	0,002—0,003 град
в точке затвердевания цинка . . . . .	0,001—0,002 град

Суммарная погрешность  $\delta$  градуировки термометров во всех трех точках составляет 0,004 град.

Среднее значение  $\Delta t_{Zn}$  для всех термометров (табл. 1) также равно 0,004 град, но для отдельных термометров  $\Delta t_{Zn}$  достигает несколько больших значений. По экспериментальным данным трудно определить, какая часть погрешности  $\Delta t_{Zn}$  может быть отнесена за счет погрешности градуировки в трех постоянных точках и какая за счет  $\Delta B$ , но можно считать, что погрешность за счет  $\Delta B$  не превышает погрешностей градуировки термометра в трех точках.



Таблица 2

№ термометра	Лаборатория	$W_{100}$	$W_t^N$	$W_t^D$	$\Delta t$ град	
$t = 231,91^\circ \text{C}$						
214	Научно-исследовательский совет (НИС), Канада	1,392633	1,892645	1,892645	0	
155		392613	892601	892600	+0,0002	
163		392446	892212	892211	+0,0002	
165		392442	892199	892201	-0,0005	
178		392429	892173	892172	+0,0002	
261		392492	892323	892324	-0,0002	
175		392472	892268	892269	-0,0002	
156		392520	892387	892383	+0,0010	
144		392475	892281	892279	+0,0005	
E. 1		392076	891157	891350	+0,0017	
A. 1		392625	892626	892629	-0,0008	
156		392521	892391	892387	+0,0010	
155		392612	892602	892599	+0,0008	
$t = 321,03^\circ \text{C}$						
214			1,392633	2,218923	2,218920	+0,0008
155	392613		218860	218859	+0,0002	
163	392446		218322	218318	+0,0010	
165	392442		218304	218303	+0,0002	
178	392429		218270	218263	+0,0022	
261	392492		218474	218474	0	
175	392472		218400	218400	0	
156	392520		218567	218557	+0,0025	
144	392475		218418	218411	+0,0015	
E. 1	392076		217146	217127	+0,0047	
A. 1	392625		218892	218897	-0,0010	
156	392521		218570	218560	+0,0025	
155	392612		218862	218854	+0,0020	
$t = -182,97^\circ \text{C}$						
105	Лаборатория низких температур ВНИИМ		1,392424	0,244095	0,244118	-0,0060
117		392256	244450	244425	+0,0060	
161		391897	245223	245082	+0,0850	
51-8		392224	244558	244484	+0,0180	
51-1		392513	243939	243955	-0,0040	
154		392000	245030	244894	+0,0340	
111		392379	244221	244200	+0,0050	
157		391942	245104	245000	+0,0260	
18		392301	244343	244343	0	
23		392214	244874	244502	+0,0930	
103		Лаборатория низких температур ВНИИФТРИ	39244	24404	24395	+0,0220
104			39237	24418	24422	-0,0100
			39239	24413	24418	-0,0120
105			39239	24419	24419	+0,0020
106			39250	24400	24398	-0,0050
107	39238		24419	24420	-0,0020	
	39239		24411	24418	-0,0180	
109	39241		24410	24414	-0,0100	
113	39238		24422	24420	+0,0050	
	39235		24414	24425	-0,0280	
117	39238		24423	24420	+0,0070	
	39237		24416	24422	-0,0150	

Примечания. 1)  $W_{100}$  определены по градуировке в точках 0,01 и 100° С;  
2)  $W_t^N$  — отношение сопротивлений  $R_t^N$  платинового термометра, измеренного в постоянной точке, к сопротивлению  $R_0$ ;  
3)  $W_t^D$  — рассчитаны по формуле (3);  
4) значения  $\Delta t$  обусловлены отклонением  $W_t^N$  от  $W_t^D$ ;  
5) данные НИС пересчитаны исходя из соответствующих отношений и опубликованы в работе [3];  
6) данные ВНИИФТРИ заимствованы из работы [4].

В 1959 г. Маклареном [3] опубликованы данные градуировки 11 платиновых термометров. Сопоставление измеренных Маклареном  $W_{Zn}^n$  с  $W_{Zn}^p$ , рассчитанными по формуле (6), дает среднее значение  $\Delta t_{Zn}$  равное 0,003 град.

В табл. 2 приведены результаты градуировки термометров сопротивления в постоянных точках плавления льда, кипения воды, затвердевания олова, кадмия и кипения кислорода.

Из табл. 2 следует, что для термометров, изготовленных из платины различного сорта и даже различного происхождения, значение  $\Delta t$ , характеризующее суммарную погрешность градуировки термометра в трех точках (для  $t > 0^\circ \text{C}$ ) и отклонение коэффициента  $B$  от  $B_{cp}$ , составляет в среднем для 26 измерений 0,001 град. Для  $t = -182,97^\circ \text{C}$  имеют место более высокие значения  $\Delta t$ . Объяснить это, по-видимому, можно тем, что в этом случае  $\Delta t$  характеризует уже суммарную погрешность градуировки термометра во всех четырех постоянных точках. В настоящей работе использованы результаты измерений в точке кипения кислорода более чем десятилетней давности [4], когда точность измерений была еще невысокой. Даже при этих условиях среднее значение  $\Delta t$  по всем термометрам равно приблизительно 0,02 град.

Таким образом, сопоставление результатов градуировки термометров в постоянных точках затвердевания цинка, кадмия, олова и кипения кислорода показало, что в пределах погрешностей измерения данные эксперимента совпадают с данными, полученными путем расчета по формуле (3). На этом основании можно сделать вывод о возможности

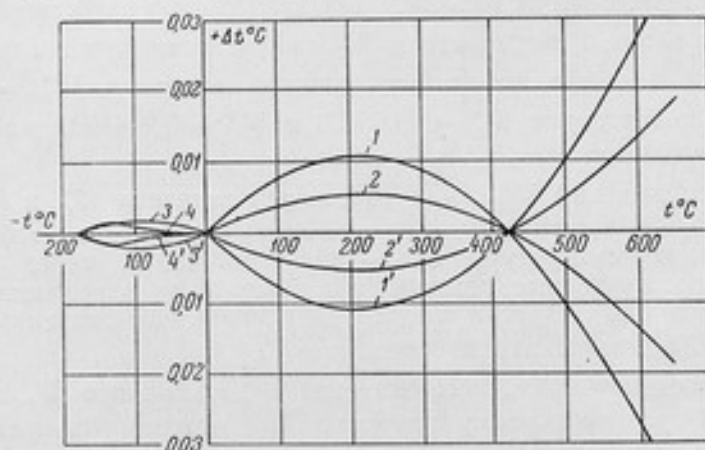


Рис. 2. Кривые  $\Delta t = f(t)$  для  $t > 0^\circ \text{C}$  при двух значениях  $B$  и для  $t < 0^\circ \text{C}$  при предельно допустимых  $B$  и  $C$ .

достаточно точного измерения температуры при градуировке термометра сопротивления только в двух точках. При этом точность измерения температуры будет тем выше, чем меньше дефектов в изготовлении термометра и чем выше точность его градуировки в двух точках. Кроме того, точность измерения тем выше, чем измеряемая температура ближе к выбранным двум точкам (как показывает расчет, при 0 и  $100^\circ \text{C}$  наименьшие погрешности возникают в интервале температур от  $-70$  до  $+150$  град).

Для градуировки термометра сопротивления может быть выбрана любая пара постоянных точек, например:  $t_1 = 0^\circ \text{C}$  и  $t_2 = 419,505^\circ \text{C}$  при  $t > 0^\circ \text{C}$  или  $t_1 = 0^\circ \text{C}$  и  $t_2 = -182,97^\circ \text{C}$  при  $t < 0^\circ \text{C}$ . В этом случае для

диапазона температур от 0 до 500°С при отклонении коэффициента  $B$  даже до предельного значения  $\Delta t$  не превышает 0,01 град, а для температуры 630°С (верхнего предела применения эталонных платиновых термометров)  $\Delta t = 0,03$  град. При  $t < 0^\circ\text{C}$  погрешности, обусловленные максимальным отклонением коэффициента  $B$ , не превышают 0,002 град, а обусловленные максимальным отклонением коэффициента  $C$  не превышают 0,0014 град.

На рис. 2 приведены кривые погрешности измерения температуры при  $t > 0^\circ\text{C}$  с помощью платинового термометра сопротивления, отградуированного в постоянных точках 0 и 419,505°С при отклонениях  $B$  от  $B_{\text{сп}}$  (кривые 1, 1', 2 и 2') и кривые погрешности измерения температуры при  $t < 0^\circ\text{C}$  с помощью термометра, отградуированного в постоянных точках 0 и -182,97°С при отклонениях  $B$  и  $C$  от  $B_{\text{сп}}$  и  $C_{\text{сп}}$  (кривые 3, 3', 4, 4'), а именно кривые:

$$\begin{aligned} 1 \text{ и } 3' \text{ для } B &= (-0,5857 + 0,001) \cdot 10^{-6} \text{ град}^{-2}; \\ 1' \text{ и } 3 \text{ , } B &= (-0,5857 - 0,001) \cdot 10^{-6} \text{ град}^{-2}; \\ 2 \text{ , } B &= (-0,5857 + 0,0005) \cdot 10^{-6} \text{ град}^{-2}; \\ 2' \text{ , } B &= (-0,5857 - 0,0005) \cdot 10^{-6} \text{ град}^{-2}; \\ 4 \text{ , } C &= (-4,35 + 0,05) \cdot 10^{-12} \text{ град}^{-4}; \\ 4' \text{ , } C &= (-4,35 - 0,05) \cdot 10^{-12} \text{ град}^{-4}. \end{aligned}$$

Расчет температуры по формуле (3) может быть значительно упрощен, если заранее вычислить  $W_t^n$  для какого-либо известного значения  $W_2^n$ , а затем привести его к  $W_2$ , полученному при градуировке. За известное значение может быть принято, например,  $W_{100}^n = 1,3920$ , которому соответствуют  $W_{Zn}^n = 2,565956$  и  $W_{0s}^n = 0,244893$ , найденные по формуле (3) для  $B = B_{\text{сп}}$  и  $C = C_{\text{сп}}$ .

Для этих значений  $W_2^n$  были рассчитаны значения  $W_t^n$  и  $K(t; t_2)$  (а также другие вспомогательные величины) и составлены табл. 3 и 4 для диапазона температуры от -182,97 до 650°С через каждые 10 град (промежуточные температуры могут быть определены методом интерполяции). В этих же таблицах приведены значения производных  $dW_t^n/dt$ , найденные из равенства (3).

Для приведения табличного значения  $W_t^n$  к значению  $W_t$ , соответствующему градуировочному значению  $W_2$ , может быть предложена формула, полученная при решении составленных по формуле (3) двух уравнений: одного для  $W_t^n$  и  $W_2^n$ , другого для  $W_t$  и  $W_2$ :

$$W_t = W_t^n - \frac{W_2^n - W_2}{t_2} t. \quad (7)$$

Формула приведения для  $dW_t/dt$  может быть получена дифференцированием равенства (7):

$$\frac{dW_t}{dt} = \frac{dW_t^n}{dt} - \frac{W_2^n - W_2}{t_2}.$$

Пример расчета температуры по предлагаемому методу, приведен ниже.

Таблица 3\*

$t^{\circ}C$	$W_t^H$	$\frac{dW_t^H}{dt} \cdot 10^3 \text{ град}^{-1}$	$K(t; 100)$	$\frac{t}{182,97}$	$K(t; Z_0)$
-182,97	0,244893	4,34173	2,791835	1	0
-180	257777	33318	763376	0,983768	0,016859
-170	300946	29991	667346	929114	073413
-160	343802	27067	571002	874460	129653
-150	386365	24237	474366	819807	185601
-140	428656	21589	377456	765153	241276
-130	470690	19113	280289	710499	296693
-120	512484	16800	182884	655845	351872
-110	554054	14637	885253	601191	406827
-100	595416	12616	1,987416	546538	461573
-90	636582	10725	889382	491884	516123
-80	677565	88954	791165	437230	57049
-70	718376	07293	692776	382576	624686
-60	759027	05731	594227	327923	678721
-50	799526	04258	495526	273269	732604
-40	839881	02863	396681	218615	786344
-30	880101	01536	297701	163961	839948
-20	920190	00266	198590	109308	893421
-10	960155	3,99043	099355	054654	946771
0	1,000000	3,97857	000000	0	1,000

\* Таблица рассчитана для  $W_{100}^H = 1,2020$  (или  $W_{O_2} = 0,244893$ );  $B = -0,2857 \cdot 10^{-6} \text{ град}^{-2}$ ;  
 $C = 4,35 \cdot 10^{-12} \text{ град}^{-4}$ .

Таблица 4\*

$t^{\circ}C$	$W_t^H$	$\frac{dW_t^H}{dt} \cdot 10^3 \text{ град}^{-1}$	$K(t; 100)$	$\frac{t}{419,505}$	$K(t; O_2)$
0	1,000000	3,97857	1,000000	0	1,0000
10	039727	96686	0,900527	0,023838	0,978561
20	079337	95514	800937	047675	957005
30	118830	94343	701230	071513	935331
40	158206	93171	601406	095350	913541
50	197464	92000	501464	119188	891633
60	236606	90829	401406	143026	869608
70	275630	89657	301230	166863	847466
80	314537	88486	200937	190701	825207
90	353327	87314	100527	214539	802831
100	392000	86143	0	238376	780337
110	430556	84972	-0,100644	262214	757726
120	468994	83800	201405	286051	734999
122,36	478049	83524	225202	291677	7296183
130	507316	82629	302284	309889	712154
140	545520	81457	403280	333727	689192
150	583607	80286	504392	357564	666113
156,61	608718	79512	571292	373321	650793
160	621577	79116	605622	381402	642917
170	659430	77943	706969	405239	619603
180	697166	76772	808434	429077	596173



$t^{\circ} \text{C}$	$W_t^H$	$\frac{dW_t^H}{dt} \cdot 10^3 \text{ град}^{-1}$	$K (t; 100)$	$\frac{t}{419,505}$	$K (t; Z_n)$
190	1,734784	3,75600	1,910015	0,452915	-0,572625
200	772286	74429	-1,011714	476752	548961
210	809670	73258	113529	500590	525179
220	846938	72086	215462	524428	501280
230	884088	70915	317512	548265	477263
231,91	891170	70591	337017	552818	472663
240	921120	69743	419679	572103	0,453130
250	958036	68572	521963	595940	428879
260	994835	67401	624364	619778	404512
270	2,031516	66229	726883	643616	380027
280	068081	65058	829519	667453	355425
290	104528	63886	932271	691291	330706
300	140858	62715	-2,035141	715129	305870
310	177071	61544	138128	738966	280916
320	213167	60372	241232	762804	255846
321,03	216878	60252	251859	765259	253257
330	249145	59201	344454	786641	230658
340	285013	58029	447786	810479	205360
350	320751	56858	551248	834317	179932
360	356378	55687	654821	858154	154393
370	391888	54515	758510	881992	128736
380	427281	53344	862318	905829	102963
390	462256	52172	966242	929667	077072
400	497716	51001	-3,070283	953505	051065
410	532757	49830	174442	977342	024940
419,505	565956	48716	273554	1	0
420	567682	48658	278717	1,001180	-0,001302
430	602489	47487	383110	025017	027661
440	637179	46315	487620	048855	054137
444,6	653097	45777	535734	059821	066355
450	671752	45144	592247	072693	080730
460	706208	43973	696991	096530	107441
470	740547	42801	801852	120368	134268
480	774768	41630	906831	144206	161213
490	808872	40458	011926	168043	188275
500	842860	39287	-4,117139	191881	215454
510	876730	38116	222469	215718	242750
520	910481	36945	27916	239556	270163
530	944119	35773	433480	263394	297694
540	977637	34601	539161	287231	325341
550	3,011039	33430	644959	311069	353106
560	044323	32259	750875	334907	380988
570	077491	31087	856908	358744	408986
580	110541	29916	963057	382582	437103
590	143474	28744	-5,069324	406419	465336
600	176290	27573	175708	430257	493686
610	208988	26402	282210	454095	522154
620	241570	25230	388828	477932	550739
630	274034	24059	495564	501770	579441
630,5	275655	24000	500904	502962	580879
640	306382	22887	602416	525608	608260
650	338612	21716	709386	549445	637196

\* Таблица рассчитана для  $W_{100}^H = 1,3920$  (или  $W_{Z_n}^H = 2,565306$ ),  $B = -0,5817 \cdot 10^{-6} \text{ град}^{-2}$ .

Если продифференцировать равенство (3') поочередно по  $R_1$  и  $R_2$ , то коэффициенты при частных производных  $\partial R_t/\partial R_1$  и  $\partial R_t/\partial R_2$  с достаточной точностью будут характеризовать степень влияния погрешностей градуировки термометра в постоянных точках  $\delta t_1$  и  $\delta t_2$  на погрешность измерения температуры  $\delta t$ .

Погрешность измерения температуры  $\sigma_t$  (погрешность предлагаемого метода), обусловленная погрешностями как  $\Delta t$ , так и  $\delta t$ , будет равна

$$\sigma_t = \sqrt{\Delta t^2 + \delta t^2}.$$

Естественно, что при оценке суммарной погрешности измерения температуры  $t$  дополнительно должна быть учтена погрешность, возникающая в процессе измерения при данных условиях эксперимента.

Таблица 5

$t_1; t_2$ °C	$t$ °C	$\delta t$ , град	$\Delta t$ , град		$\delta t$ , град	
			при $\Delta B$ (град <sup>-2</sup> )			
			0,0002	0,0010	0,0002	0,0010
0; 100	20	$0,9 \cdot 0,0005 + \frac{20}{100} \cdot 0,002 < 0,001$	<0,001	<0,001	<0,001	<0,001
	200	$1,0 \cdot 0,0005 + \frac{200}{100} \cdot 0,002 = 0,004$	0,001	0,005	0,004	0,006
	500	$4,1 \cdot 0,0005 + \frac{500}{100} \cdot 0,002 = 0,012$	0,010	0,050	0,013	0,051
	600	$5,2 \cdot 0,0005 + \frac{600}{100} \cdot 0,002 = 0,014$	0,015	0,075	0,021	0,076
0; 419,505	20	$1,0 \cdot 0,0005 + 0,05 \cdot 0,002 < 0,001$	<0,001	0,002	<0,001	0,002
	200	$0,5 \cdot 0,0005 + 0,5 \cdot 0,002 = 0,001$	0,002	0,011	0,002	0,011
	500	$0,2 \cdot 0,0005 + 1,2 \cdot 0,002 = 0,002$	0,002	0,010	0,003	0,010
	600	$0,5 \cdot 0,0005 + 1,4 \cdot 0,002 = 0,003$	0,005	0,027	0,006	0,027

В табл. 5 и 6 приводятся погрешности, возникающие при измерении некоторых температур по предлагаемому методу (для трех рассмотренных вариантов выбора постоянных точек). При составлении этих таблиц

за погрешности градуировки в постоянных точках 0,01; 100; 419,505; —182,97°С были приняты значения 0,0005; 0,002; 0,002; 0,01 град соответственно. Значения  $K(t; t_2)$  и  $t/t_2$  взяты из табл. 3 (два первых знака) и значения  $\Delta t$  рассчитаны по формулам (4) и (5).

Таблица 6

$t_1; t_2$ °С	$-t$ °С	$M$ , град	$\Delta t$ , град при		$\Delta t$ , град
			$\Delta B = 0,0010$ град <sup>-2</sup>	$\Delta C = 0,050$ град <sup>-4</sup>	
0; 100	40	$1,4 \cdot 0,0005 + \frac{40}{100} \cdot 0,002 = 0,002$	0,001	<0,001	0,002
	100	$2,0 \cdot 0,0005 + \frac{100}{100} \cdot 0,002 = 0,003$	0,005	0,002	0,006
	160	$2,6 \cdot 0,0005 + \frac{160}{100} \cdot 0,002 = 0,005$	0,010	0,012	0,016
0; —182,97	40	$0,8 \cdot 0,0005 + 0,2 \cdot 0,01 = 0,002$	0,001	<0,001	0,002
	100	$0,5 \cdot 0,0005 + 0,5 \cdot 0,01 = 0,005$	0,002	0,001	0,005
	160	$0,1 \cdot 0,0005 + 0,9 \cdot 0,01 = 0,009$	0,001	0,001	0,009

Как видим из табл. 5 и 6, погрешность градуировки термометра в любой выбранной паре точек не будет превышать суммарной погрешности градуировки термометра в указанных точках (для  $\Delta B = 0,0002 \cdot 10^{-6}$  град<sup>-2</sup> и  $\Delta C_{\max}$ ). В диапазоне от 350 до 630°С при градуировке по точкам 0° и 100°С погрешности измерения температуры несколько больше.

Таким образом, по данным градуировки термометра в точках 0 и 100°С, при использовании данных табл. 3 и 4 формулы (3) и формулы приведения (7), может быть определена любая температура в диапазоне применения платиновых термометров. В этом случае исключается применение сложной аппаратуры и материалов высокой чистоты, необходимых для осуществления постоянных точек затвердевания цинка и кипения кислорода. Температура может быть измерена во всем диапазоне МПТШ с максимальными погрешностями, практически не превышающими  $\pm 0,02$  град (для  $\Delta B = 0,0002 \cdot 10^{-6}$  град<sup>-2</sup> и  $\Delta C_{\max}$ ). В процессе градуировки термометра экспериментально определяется температурный коэффициент сопротивления, являющийся важной характеристикой термометра, и который принято определять по точкам 0 и 100°С.

По данным градуировки термометра в точках 0 и  $-182,97^{\circ}\text{C}$ , используя формулы (3) и (7) и табл. 3 и 4, можно определить температуру в диапазоне от  $-182,97$  до  $0^{\circ}\text{C}$  с большей точностью, чем при выбранных точках 0 и  $100^{\circ}\text{C}$ . При этом исключается применение аппаратуры для осуществления точек кипения воды и затвердевания цинка. Температурный коэффициент сопротивления термометра по известному  $W_{0}$ , может быть вычислен по формуле

$$\alpha = -\frac{W_{0}}{182,97} + 0,00525843,$$

полученной из формулы (3) для  $W_{0}^{\text{н}}$  и  $W_{100}^{\text{н}}$ .

По данным градуировки термометра в точках 0 и  $419,505^{\circ}\text{C}$  и пользуясь теми же формулами (3) и (7) и данными табл. 4, можно определить температуру в диапазоне от 0 до  $650^{\circ}\text{C}$ .

Для этого диапазона погрешности измерения температуры значительно меньше, чем при выбранных точках 0 и  $100^{\circ}\text{C}$ . Температурный коэффициент сопротивления по известному значению  $W_{\text{Zn}}$  может быть вычислен по формуле

$$\alpha = \frac{W_{\text{Zn}}}{419,505} - 0,00219663,$$

полученной из формулы (3) для  $W_{\text{Zn}}^{\text{н}}$  и  $W_{100}^{\text{н}}$ . В этом случае исключается применение аппаратуры для осуществления точки кипения воды.

#### Выводы

Для точного измерения температуры, наряду с существующими [5—9], может быть предложен новый метод, имеющий следующие преимущества:

- 1) осуществляется градуировка платиновых термометров сопротивления только в двух постоянных точках МПТШ;
- 2) упрощается расчет температуры благодаря применению формул (3) и (7) и табл. 3 и 4;
- 3) исключается применение аппаратуры, необходимой для осуществления третьей (для  $t > 0^{\circ}\text{C}$ ) или третьей и четвертой (для  $t < 0^{\circ}\text{C}$ ) постоянных точек, предусмотренных МПТШ.

Изложенный выше метод может быть рекомендован при осуществлении и передаче значений МПТШ и при научно-исследовательских работах, предусматривающих применение платиновых термометров сопротивления для точного измерения температуры.

При использовании указанного метода постоянные точки затвердевания цинка и кипения кислорода с градуировкой по точкам 0 и  $100^{\circ}\text{C}$ , так же как точка кипения воды при градуировке термометра по  $0^{\circ}\text{C}$  и  $419,505^{\circ}\text{C}$  и точки кипения воды и затвердевания цинка при градуировке по 0 и  $-182,97^{\circ}\text{C}$ , должны применяться в метрологических институтах в качестве контрольных.

#### Пример расчета температуры

Предположим, что выбранными постоянными точками являются 0 и  $100^{\circ}\text{C}$ .

Пусть относительное сопротивление термометра при градуировке равно  $W_{100} = 1,392633$ , а при измеряемой температуре  $W_t = 1,892645$ . Требуется найти температуру  $t$ .

По табл. 4 находим  $W_t^{\text{н}}$ , близкое по значению к измеренному  $W_t$ , и записываем  $t = 230^{\circ}\text{C}$ ;  $W_{230}^{\text{н}} = 1,884088$ ;  $dW_{230}^{\text{н}}/dt = 0,0037092$  (предположим, что в таблице нет данных для  $t = 231,91^{\circ}\text{C}$ ).



Формула приведения (7) для точек 0 и 100° С имеет вид

$$W_t = W_t^n - \frac{1,3920 - W_{100}^n}{100} t.$$

Приводим табличное значение  $W_{230}^n$ , соответствующее  $W_{100}^n = 1,3920$ , к значению  $W_{230}$ , соответствующему измеренному при градуировке  $W_{100} = 1,392633$

$$W_{230} = 1,884088 - \frac{1,3920 - 1,392633}{100} \cdot 230 = 1,885544.$$

Находим разность между значением  $W_{230}$  и измеренным  $W_t$

$$\Delta W = W_t - W_{230} = 1,893645 - 1,885544 = 0,007101.$$

По формуле

$$\frac{dW_{230}}{dt} = \frac{dW_{230}^n}{dt} + \frac{\Delta W_{100}}{100}$$

табличное значение  $\frac{dW_{230}^n}{dt}$  приводим к  $\frac{dW_{230}}{dt}$ , тогда

$$dW_{230}/dt = 0,0037092 + 0,000006 = 0,0037152.$$

Определяем, насколько измеренная температура отличается от 230° С

$$\Delta t = \frac{\Delta W}{dW_{230}/dt} = \frac{0,007101}{0,0037152} = 1,9113$$

(с достаточным приближением можно пользоваться значением  $dW_{230}/dt$  вместо  $dW_t/dt$ ).

Измеренная температура, следовательно, равна

$$t = 230 + \Delta t = 230 + 1,911 = 231,911^\circ \text{С}.$$

По МПТШ для приведенных выше измеренных относительных сопротивлений [3]:

$$t = 231,9118^\circ \text{С}.$$

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Алиева Ф. З., Фаянс А. Х., Погрешность воспроизведения тройной точки воды, Труды институтов Комитета, вып. 63 (123), 1962.
2. Алиева Ф. З., Чекулаев В. П., Аппаратура для осуществления точки кипения воды, Труды институтов Комитета, вып. 51 (111), 1961.
3. McLagen E. H., Intercomparison of Pt resistance thermometers at the ice, steam, tin, cadmium and zinc points, Can. J. Phys., v. 37, 1959.
4. Бриллиантов Н. А., Линьков В. И., Стрелков П. Г., Изготовление и эталонирование группы термометров сопротивления с кварцевыми каркасами, Труды МГИМИП, вып. 3, 1950.
5. Стрелков П. Г., Шаревская Д. И., Измерения температур между 0 и  $-200^\circ \text{С}$  платиновыми термометрами сопротивления, «Измерительная техника», № 6, 1957.
6. Стрелков П. Г., Шаревская Д. И., Результаты сравнения температур, рассчитанных по МШТ и по методу приведения, «Измерительная техника», № 2, 1959.
7. Шаревская Д. И., Стрелков П. Г., О методах передачи практической шкалы температур в области 10–90° К, «Измерительная техника», № 2, 1961.
8. Приборы для измерения температуры и их поверка. Инструктивные материалы, Машгиз, 1955.
9. Пилипчук Б. И., Ошибки эталонирования платинового термометра сопротивления, Труды ВНИИМ, вып. 4 (64), 1948.

Поступила в редакцию

7/III 1932 г.

А. Д. БРОДСКИЙ  
ВНИИМ

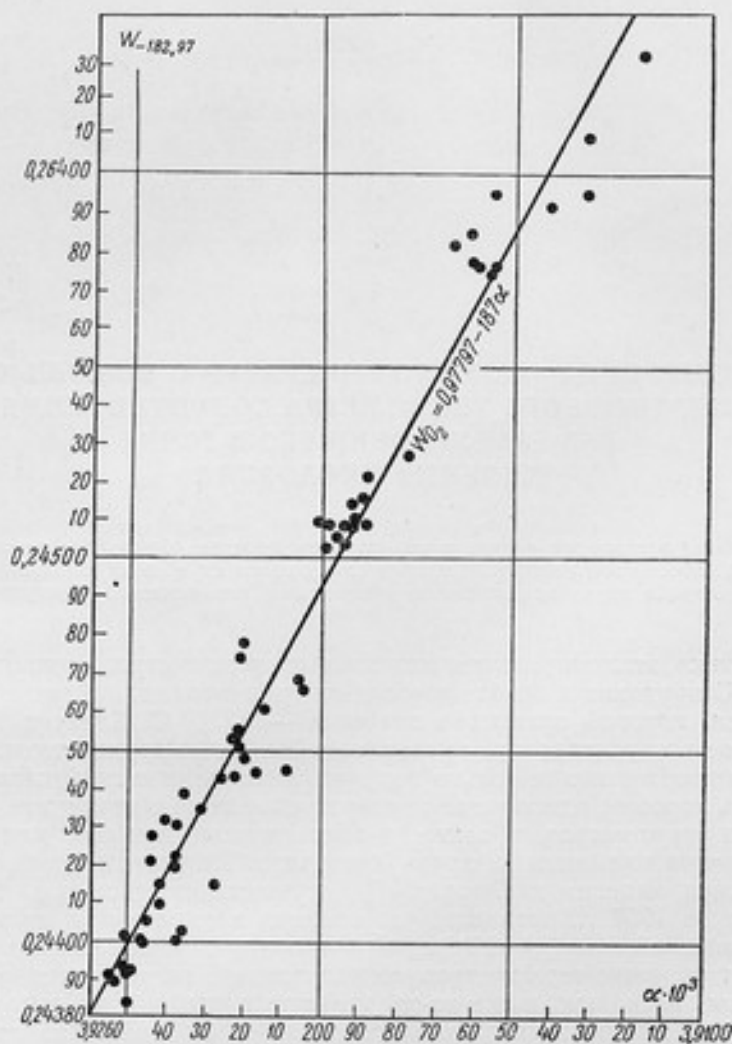
ИЗМЕРЕНИЕ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУР С ПОМОЩЬЮ  
ПЛАТИНОВОГО ТЕРМОМЕТРА СОПРОТИВЛЕНИЯ  
БЕЗ ГРАДУИРОВКИ ЕГО В ТОЧКЕ  
КИПЕНИЯ КИСЛОРОДА

*В статье рассмотрен вопрос о возможности поверки образцовых платиновых термометров сопротивления без градуировки их в точке кипения кислорода путем использования специальной эмпирической формулы.*

Практика эталонирования платиновых термометров сопротивления ниже  $0^\circ\text{C}$  приводит к необходимости их градуировки в точке кипения кислорода, которой приписано значение  $-182,97^\circ\text{C}$ . Следует отметить, что точное воспроизведение ее связано с большими трудностями, так как при этом необходимо не только получить химически чистый кислород, но и создать хорошее однородное температурное поле в криостате для градуировки термометров, а также и высокоточные приборы для измерения давления насыщенных паров кислорода. Результаты воспроизводимости точки кипения кислорода [1], осуществлявшейся во ВНИИМ с 1947 г. по 1957 г., показали, что средняя квадратичная погрешность ряда измерений  $\sigma = \pm 4 \cdot 10^{-3}$  град. Однако воспроизводимость градуировки платиновых термометров сопротивления, являющихся рабочими эталонами, несколько ниже из-за различных условий их последующей эксплуатации и составляет приблизительно  $\pm 0,01$  град. Анализ результатов градуировки большого количества платиновых термометров сопротивления показал, что это значение ( $\pm 0,01$  град) сохраняется длительное время. Изменение относительного сопротивления термометров

$W = \frac{R_{O_2}}{R_0}$  с течением времени связано с изменением величины его температурного коэффициента  $\alpha$ , в результате загрязнения платины. Нами была установлена эмпирическая зависимость этого изменения от чистоты платины. На рисунке представлена кривая зависимости относительного сопротивления платины в точке кипения кислорода  $W_{O_2} = \frac{R_{O_2}}{R_0}$  от значения  $\alpha$  ( $3,9087 \cdot 10^{-3} < \alpha < 3,9256 \cdot 10^{-3}$ ) для 62 платиновых термометров сопротивления, которые градуировались в различный период вре-

мени, причем данные 11 из этих термометров получены в лаборатории ВНИИФТРИ [2]. Как видно из рисунка, эта зависимость близка к линейной. Для определения коэффициентов зависимости  $W = ax + b$  мы воспользовались обработкой данных, полученных по методу наименьших квадратов.



Это позволило с доверительной вероятностью, равной 0,9, установить, что определение  $W_{O_2}$  путем расчета по формуле

$$W_{O_2}^{(x)} = 0,97797 - 187x \quad (1)$$

обеспечит точность измерения температуры данным термометром в пределах  $\pm 0,006$  град. При оценке точности эмпирической формулы (1) мы воспользовались значением средней квадратичной погрешности результата градуировки термометров  $S = \pm 0,004$  град, а не средней квадратичной погрешностью ряда  $\sigma = \pm 0,03$  град. Это объясняется тем, что

среднюю квадратичную погрешность ряда измерений можно рассматривать как суммарную погрешность, состоящую из погрешности, вызванной определением  $\alpha$  и неисключенными остатками систематических погрешностей (которые носят также случайный характер), обусловленных эталонированием термометров в разных лабораториях и на разных по конструкции конденсационных термометрах. Поэтому мы имеем право считать, что отклонения экспериментальных значений  $W_{O_2}^{(x)}$  от расчетных носят случайный характер и средняя квадратичная погрешность результата обработки большого количества измерений в данном случае имеет больший вес, чем средняя квадратичная погрешность ряда измерения. Располагая теперь эмпирической формулой для  $W_{O_2}^{(x)}$ , нет необходимости градуировать рабочие эталоны и образцовые платиновые термометры сопротивления в точке кипения кислорода. Чтобы практически измерить платиновым термометром температуру от 0 до  $-200^\circ\text{C}$ , надо воспользоваться известной таблицей [3]. Для этого, согласно правилу Маттиссена, формула для приведения градуировки платинового термометра с известным  $\alpha$  к таблице [3] будет равна

$$W_t^{(cr)} = W_t^{(x)} + M(W_t^{(x)} - 1), \quad (2)$$

где

$$M = \frac{W_{O_2}^{(cr)} - W_{O_2}^{(x)}}{W_{O_2}^{(x)} - 1}.$$

Из этой таблицы находим  $W_{O_2} = 0,243876$ , а из формулы (1) будем иметь  $W_{O_2}^{(x)} = 0,97797 - 187\alpha$ . Тогда коэффициент  $M$  можно определить через  $\alpha$  следующей зависимостью:

$$M = \frac{0,73409 - 187\alpha}{0,02203 + 187\alpha}, \quad (3)$$

откуда

$$W_t^{(cr)} = W_t^{(x)} + \frac{0,73409 - 187\alpha}{0,02203 + 187\alpha} (W_t^{(x)} - 1). \quad (4)$$

Пример. Допустим, что с помощью платинового термометра сопротивления с  $\alpha = 3,9222 \cdot 10^{-3}$  при неизвестной температуре получено значение  $W_t^{(x)} = 0,59525$ . Требуется определить, какая была при этом температура окружающей среды.

По формуле (3) находим

$$M = \frac{0,73409 - 187 \cdot 3,9222 \cdot 10^{-3}}{0,02203 + 187 \cdot 3,9222 \cdot 10^{-3}} = 0,000847$$

и

$$W_t^{(cr)} = 0,59525 - 0,000847 \cdot 0,40474 = 0,59491,$$

что по таблице [3] соответствует температуре  $t = -100,000^\circ$ . Такой же результат получен другим способом в примере, приведенном в указанной статье.

Таким образом, для практических целей нет надобности платиновые термометры с  $(3,9087 < \alpha < 3,9256) \cdot 10^{-3}$  градуировать в точке кипения кислорода. В этом случае необходимо лишь с точностью до  $1 \cdot 10^{-7} \text{град}^{-1}$  определить значение  $\alpha$ .



Что же касается дальнейшего применения кислородного конденсационного термометра, то его значение в связи с этим практически возросло еще больше для целей градуировки первичных эталонов — платиновых термометров сопротивления — и для дальнейшего накопления экспериментальных данных о зависимости относительного сопротивления платины от  $\alpha$  в точке кипения кислорода.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Бродский А. Д., Трулева И. Б., Воспроизводимость точки кипения кислорода, Труды ВНИИМ, вып. 51 (111), 1961.
2. Шаревская Д. И., Экспериментальное обоснование и разработка методов передачи практической шкалы температур в области  $10^{\circ} \div 273,16^{\circ} \text{K}$ , Диссертация, ВНИИМ, 1961.
3. Стрелков П. Г., Шаревская Д. И., Измерение температур между  $0^{\circ}$  и  $-200^{\circ} \text{C}$  платиновыми термометрами сопротивления, «Измерительная техника», № 6, 1957.

Поступила в редакцию  
23/II 1962 г.

Э. А. ЛАПИНА

ВНИИМ

## ОПЫТ ПРИМЕНЕНИЯ ИНФРАКРАСНОГО СПЕКТРОПИРОМЕТРА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНОГО КОЭФФИЦИЕНТА ЧЕРНОТЫ ИЗЛУЧЕНИЯ НЕКОТОРЫХ ТИПОВ ОКСИДНЫХ КАТОДОВ

*В статье изложены результаты применения инфракрасного спектропиromетра для определения спектральных коэффициентов черноты излучения оксидных катодов, приведены основные источники погрешности определения этой величины.*

### Измерение цветовой температуры некоторых типов оксидных катодов в близкой инфракрасной области спектра

При разработке и исследовании новых электронных ламп необходим контроль температуры катодов как в процессе их изготовления, так и при опытной эксплуатации. Для ряда ламп допустимые значения температуры катодов лежат в пределах  $600 \div 800^\circ \text{C}$ . В этом интервале температур измерения бесконтактными методами могут производиться лишь при использовании инфракрасной области спектра. Для получения истинной температуры катодов по результатам измерения их яркостной или цветовой температуры обычно вносятся поправки [1], при этом метод цветовой температуры сохраняет свои преимущества [2].

Вычисление истинной температуры по результатам измерения цветовой температуры производится по формуле

$$\frac{1}{T_{\text{ист}}} - \frac{1}{T_c} = \frac{\ln \varepsilon_1/\varepsilon_2}{1/\lambda_1 - 1/\lambda_2}, \quad (1)$$

где  $T_{\text{ист}}$  и  $T_c$  — истинная и цветная температуры тела,  
 $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  — спектральные коэффициенты черноты излучения тела при значениях длины волны  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ , для которых произведено измерение цветовой температуры по методу красно-синего отношения [1].

Для применений формулы (1) к оксидным катодам необходимо знать их спектральные коэффициенты черноты излучения в близкой инфракрасной области спектра, а кроме того, необходимо проверить, в какой мере цветная температура катодов зависит от выбора значений  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  в спектральном интервале  $0,9 \div 2,2$  мкм.

В связи с этим в лаборатории высоких температур ВНИИМ были произведены измерения цветовой температуры нескольких типов оксидных катодов с помощью инфракрасного спектропирометра [3], градуированного на яркостные температуры от 400 до 1100°С в спектральном интервале 2,2÷0,9 мкм.

Было установлено, что цветовая температура оксидных катодов из никеля нескольких марок, покрытого тройным карбонатом BaCO<sub>3</sub>, CaCO<sub>3</sub> и SrCO<sub>3</sub>, нанесенным методом опрыскивания или катафарезом, не зависит от выбора значений  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  при измерении температуры методом красно-синего отношения в спектральном интервале 1÷2,2 мкм.

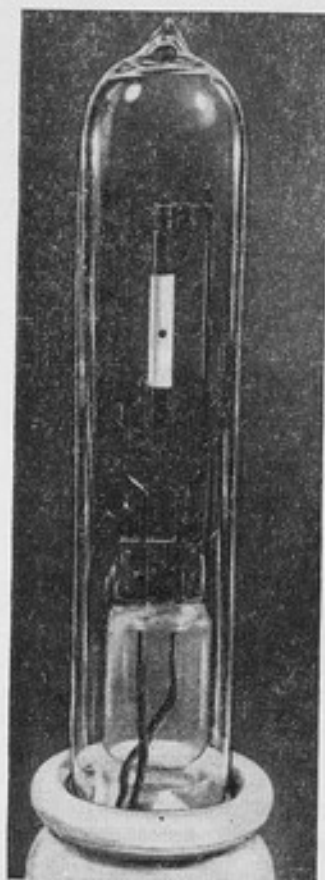
Таким образом оказалось, что цветовая температура исследованных оксидных катодов является надежной характеристикой их теплового состояния при использовании спектрального интервала 1÷2,2 мкм. Цветовая температура катодов может быть измерена, если доступная наблюдению поверхность их не менее 2×2 мм.

Для измерения цветовой температуры может быть использован инфракрасный спектропирометр [3] и, кроме того, промышленные цветовые пирометры с кремниевым и германиевыми фотодиодами. В последнем случае расстояние от катода до объектива пирометра должно быть не более 30—40 мм.

Существующие реальные возможности измерения цветовой температуры катодов в интервале 600÷900°С указывают на необходимость измерения спектральных коэффициентов черноты излучения катодов в спектральном интервале 1÷2,2 мкм.

#### Метод измерения спектральных коэффициентов черноты излучения оксидных катодов

Для измерения спектрального коэффициента черноты излучения  $\epsilon_\lambda$  согласно его определению, необходимо одновременно измерить истинную и яркостную температуры тела. Обычно для определения истинной температуры изготавливают из исследуемого материала модель черного тела и таким образом сводят измерение истинной температуры тела к измерению яркостной температуры этой модели.



Модель черного тела.

В некоторых случаях для определения  $\epsilon_\lambda$  непосредственно измеряют отношение спектральных яркостей излучаемой поверхности и излучающего отверстия модели [4].

Для измерения спектрального коэффициента черноты излучения оксидных катодов были изготовлены модели черного тела, представляющие собой трубку из мелкокремнистого никеля диаметром 5,4 мм длиной 55 мм и толщиной стенок 0,1 мм (см. рисунок). Трубка укреплена на молибденовых токоподводах и заключена в вакуумированный стеклянный баллон. На внешнюю поверхность трубки методом опрыскивания нанесена оксидная масса из тройного карбоната.

Из пяти исследованных моделей три имели покрытие толщиной 50 мкм

на длине 24—26 мкм; две модели имели покрытие толщиной 40 мкм и 120 мкм в соответствии с наибольшей и наименьшей толщиной покрытия в реальных катодах. В центре трубки (см. рисунок) имеется отверстие диаметром от 1,5 до 2 мкм. Размеры отверстия определялись свойствами прибора, примененного для определения истинной температуры модели. Все модели были изготовлены на одном из ленинградских предприятий.

Для измерения яркостной температуры моделей, так же как и для определения их истинной температуры, был применен инфракрасный спектропирометр. Он был предварительно градуирован на яркостные температуры от 400 до 1100°С в интервале длин волн от 2,2 до 0,9 мкм, что позволяет измерять яркостную температуру  $S_\lambda$  в этом интервале со средней квадратичной погрешностью  $\pm 2,5$  град. С помощью этого прибора производятся измерения цветовой температуры в интервале 600—1400°С со средней квадратичной погрешностью  $\pm (8 \div 11)$  град.

Спектральный коэффициент черноты излучения оксида  $\epsilon_\lambda$  вычислялся из результатов измерения яркостной и истинной температуры трубки по формуле

$$\ln \epsilon_\lambda = \frac{\epsilon_\lambda}{\lambda} \left( \frac{1}{T_{\text{ист}}} - \frac{1}{S_\lambda} \right), \quad (2)$$

где  $S_\lambda$  — яркостная температура поверхности трубки при длине волны  $\lambda$ ;  
 $T_{\text{ист}}$  — истинная температура поверхности трубки.

Для определения  $T_{\text{ист}}$  измерялась цветовая температура внутренней поверхности трубки по излучению, исходящему из ее центрального отверстия. Это измерение производилось с помощью инфракрасного спектропирометра по методике, разработанной для градуировки образцовых излучателей на цветовую температуру.

Надежность измерения  $T_{\text{ист}}$  определяется близостью свойств нашей модели к абсолютно черному телу. Если модель может рассматриваться как серый излучатель, то уже и в этом случае цветовая температура внутренней поверхности будет совпадать с ее истинной температурой, а перепад температуры между внутренней и наружной стенками модели может быть найден из несложных расчетов.

#### Оценка свойств модели черного тела

Свойство модели черного тела — близость ее излучения к излучению черного или серого тела — определяет в значительной степени погрешность измерения истинной температуры, а следовательно, и погрешность определения  $\epsilon_\lambda$ .

Изучению свойств различных моделей черного тела посвящена обширная литература. Наиболее полно и строго свойства моделей черных тел различных конструкций рассмотрены Де-Вос [4], в том числе рассмотрена трубчатая модель с одним или несколькими отверстиями на боковой поверхности. Вычисление коэффициента черноты излучения использованных нами моделей было произведено по предложенным Де-Вос формулам. Предварительно было исследовано распределение температуры на участке трубок, покрытых оксидом. Оказалось, что при яркостной температуре трубки, близкой к 700°С, перепад температуры на этом участке у разных моделей колеблется от 5 до 20 град. Перепад температуры между внутренней и наружной стенками модели был рас-



считан из условий равенства кондуктивного потока энергии, поступающего от внутренней стенки к наружной, и лучистого потока, испускаемого наружной поверхностью. Для наших моделей, даже при толщине слоя оксида 120 мкм, этот перепад при температуре порядка 700–800°С не превышает нескольких десятых градуса.

Ввиду отсутствия данных о соотношении между направленным и диффузным отражением на внутренней поверхности трубки в расчетах было принято, что значение коэффициента отражения  $\rho_\lambda$  внутренней поверхности для разных значений  $\lambda$  совпадает с этой величиной для чистого металлического никеля и составляет:

$\lambda$ , мкм	2,2	1,65	1,25	1,0	0,9
$\rho_\lambda$	0,88	0,80	0,75	0,73	0,70

Значения  $\epsilon_\lambda$  всех моделей черного тела, полученные расчетным путем, приведены в табл. 1. Следует указать, что этот расчет соответствует наибольшему возможным отступлением свойств моделей от абсолютно черного тела и произведен для двух случаев, когда диаметр отверстия в боковой поверхности трубки имел разные значения.

Таблица 1

$\lambda$ , мкм	Значения $\epsilon_\lambda$ для случаев	
	№ 1	№ 2
0,9	0,75	0,72
1,0	0,73	0,70
1,25	0,71	0,68
1,65	0,70	0,67
2,2	0,69	0,68

Значения  $\epsilon_\lambda$  модели определялись экспериментально по измерениям яркостной и цветовой температур, при этом принималось, что отступления наших моделей от черного тела невелики и поэтому спектральный коэффициент черноты излучения совпадает с цветовым коэффициентом черноты излучения  $\epsilon_c$  [1].

В табл. 2 приведены значения  $\epsilon_c$  пяти моделей черного тела, вычисленные по формуле

$$\ln \epsilon_c = \frac{c_2}{\lambda} \left[ \frac{1}{T_c} - \frac{1}{S_\lambda} \right], \quad (3)$$

где  $S_\lambda$  и  $T_c$  измерены по излучению из отверстия модели черного тела.

Таблица 2

№ модели	Значения $\epsilon_c$ , вычисленные по формуле (3) при длине волны, мкм				
	0,9	1,0	1,25	1,65	2,2
1	0,88	0,87	0,87	0,85	0,87
2	0,83	0,80	0,86	0,83	0,84
3	0,76	0,72	0,79	0,75	0,76
4	0,85	0,78	0,78	0,78	0,79
5	0,76	0,76	0,75	0,76	0,78

Между цветовым и монохроматическим коэффициентом черноты излучения можно установить зависимость, вытекающую из определения

этих величин. Для этого в формулу (3) подставим выражения для  $\frac{e_2}{\lambda} \left( \frac{1}{S_\lambda} \right)$  из формулы (2). После подстановки получим уравнение

$$\ln \varepsilon_c = \ln \varepsilon_\lambda + \frac{c_2}{\lambda} \left( \frac{1}{T_c} - \frac{1}{T_{\text{ист}}} \right). \quad (4)$$

Из уравнения (4) следует, что если цветовая температура выше истинной, то  $\varepsilon_c$  должен быть меньше  $\varepsilon_\lambda$ .

Невозможность измерения истинной температуры не позволяет иметь достаточно надежных данных о величине  $\varepsilon_\lambda$  наших моделей.

Результаты расчетов коэффициентов черноты излучения моделей черного тела и косвенной экспериментальной проверки этого параметра показали, что в первом приближении наши модели могут рассматриваться как серые тела, и поэтому цветовая температура внутренней поверхности модели совпадает с ее истинной температурой.

### Результаты измерения коэффициента черноты излучения оксидного катода

Для определения  $\varepsilon_\lambda$  оксидного катода по приведенной выше методике измерена яркостная и цветовая температуры пяти моделей черного тела с разной толщиной оксидного покрытия. Яркостная температура измерялась на участках трубки, расположенных выше и ниже центрального отверстия, а также справа и слева от него. Значения  $\varepsilon_\lambda$ , полученные при измерении яркостной температуры четырех участков поверхности вокруг отверстия, усреднялись. При вычислении  $\varepsilon_\lambda$  вводилась поправка на отражение и поглощение излучения стеклянным баллоном. Эта поправка предварительно определялась экспериментально для всех пяти моделей. В табл. 3 приведены результаты измерения  $\varepsilon_\lambda$  в спектральном интервале 1,0 ÷ 2,2 мкм.

Таблица 3

№ модели	Толщина оксидного слоя, мкм	$\varepsilon_\lambda$ при длине волны, мкм			
		1,00	1,25	1,65	2,2
1	50	0,20	0,22	0,27	0,30
2	50	0,22	0,25	0,27	0,31
3	50	0,19	0,21	0,26	0,29
4	40	0,19	0,22	0,26	0,30
5	120	0,17	0,20	0,24	0,28
Среднее	—	0,19	0,22	0,26	0,29

Зависимость  $\varepsilon_\lambda$  от  $\lambda$  (как это и следует из независимости цветовой температуры поверхности, покрытой оксидом, от выбора комбинаций  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ ) внутри интервала 1,0 ÷ 2,2 мкм подчиняется уравнению

$$\lg \varepsilon_\lambda = K_1 + \frac{K_2}{\lambda}.$$

В этом интервале длин волн и для температуры порядка 700° С численные значения коэффициентов  $K_1$  и  $K_2$  следующие:

$$\lg \varepsilon_\lambda = -0,384 - \frac{0,337}{\lambda}$$

Анализ погрешности измерения  $\varepsilon_\lambda$  показал, что  $\Delta\varepsilon/\varepsilon = 0,10$  при  $\lambda = 2,2$  мкм и  $\Delta\varepsilon/\varepsilon = 0,20$  при  $\lambda = 0,9$  мкм. Основным источником случайной погрешности при этом является погрешность измерения цветовой температуры. Однако в этом случае не исключено наличие систематической погрешности, связанной с возможной, неучитываемой в расчетах разницы между истинной и цветовой температурами трубки. Эта погрешность может частично исказить зависимость  $\varepsilon_\lambda$  от длины волны.

Для повышения точности измерения необходимо создать модели черного тела с более высоким коэффициентом черноты излучения, и тогда для получения истинной температуры модели достаточно будет измерить ее яркостную температуру.

Определенные экспериментально значения  $\varepsilon_\lambda$  были использованы для получения истинной температуры при вычислении поправки к цветовой температуре оксидных катодов указанного выше типа.

При температуре 600, 700 и 800° С эти поправки, вычисленные с погрешностью от 20 до 35 град, соответственно равны 45, 55 и 70 град.

Опыт применения инфракрасного спектропирометра для определения коэффициентов черноты излучения оксидных катодов показал, что при создании моделей черного тела с высоким значением коэффициента черноты излучения возможно получить надежные данные для величины  $\varepsilon_\lambda$  оксидных катодов в интервале длин волн 0,9 + 2,2 мкм в области температур 600 + 900° С.

В экспериментальной части работы принимала участие Е. С. Михеева.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Рибо Г., Оптическая пирометрия, ОНТИ, 1932.
2. Методы измерения температуры в промышленности под редакцией А. Н. Гордова, Машгиз, 1949.
3. Финкельштейн В. Е., Старунов Н. И., Образцовый инфракрасный спектропирометр, «Измерительная техника», № 1, 1960, стр. 28.
4. De-Vos, Physica Deel, v. XX, № 10, October, 1954, p. 690.

Поступила в редакцию  
6/III 1962 г.

К. С. ИЗРАИЛОВ

ВНИИМ

### МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ МЕХАНИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК МЕМБРАН ДЛЯ РАЗДЕЛИТЕЛЬНЫХ КАМЕР ГАЗОВОГО ТЕРМОМЕТРА

*В статье рассмотрен случай сравнительно больших смещений упругой мембраны с учетом одновременного действия жесткости на изгиб и силы радиального натяжения. Полученные формулы для определения основных параметров мембраны согласуются с экспериментом значительно лучше, чем это дает элементарная теория. Расчет по указанным формулам позволил создать для нового газового термометра ВНИИМ специальную разделительную камеру, которая дает возможность обеспечить измерение давления манометром с погрешностью, меньшей  $\pm 0,13$  н/м<sup>2</sup>.*

В новом газовом термометре ВНИИМ для повышения точности измерения давления введено специальное устройство — разделительная камера [1, 2]. При помощи металлической мембраны камеры происходит полное отделение рабочего газа в резервуаре термометра от газа в коротком колене основного манометра и осуществляется контроль равенства их давлений. Благодаря этому значительно улучшились метрологические свойства газового термометра.

Мембрана, как орган, воспринимающий действие разности давлений, является самым важным чувствительным элементом камеры. Наряду с высокими механическими свойствами мембрана должна обладать гладкой, зеркальной поверхностью, быть газонепроницаемой и не реагировать с парами ртути, заполняющей колена манометра.

Основными механическими показателями, определяющими качество мембраны как упругого элемента, служат:

чувствительность

$$\delta_w = \frac{\Delta w}{\Delta p},$$

характеризуемая величиной центрального смещения мембраны  $\Delta w$ , вызываемого действием единицы разности давлений  $\Delta p$ ,

и стабильность — свойство мембраны в условиях данной конструкции однозначно воспроизводить свое положение, когда разность давлений достигает определенной величины.

Если иметь в виду, что мембрана в газовом термометре является нулевым индикатором разности давлений, то для оценки стабильности



может служить погрешность, с которой мембрана возвращается в исходное, «нулевое», положение равновесия при разности давлений  $\Delta p = 0$  и которая должна соответствовать допустимой погрешности измерения давления. Требования к чувствительности вместе с тем могут варьировать в зависимости от разрешающей способности схемы, принятой для регистрации малых перемещений мембраны.

В газовом термометре для этой цели применяются две схемы: емкостная и интерференционная [1, 2], позволяющие обнаруживать смещения мембраны приблизительно в 0,02—0,05 мкм. Следовательно, при разности давлений в 0,13 н/м<sup>2</sup> прогиб в центре мембраны должен быть по крайней мере того же порядка

$$(\delta_w = 0,15 \cdot 10^{-6} \div 0,38 \cdot 10^{-6} \text{ м}^3/\text{н}).$$

Указанные характеристики определяются механическими свойствами материала мембраны, ее формой и размерами, зависят от способа ее закрепления и силы натяжения по контуру, а также от рабочих условий. Все это необходимо учитывать при конструировании камеры. Данные для этого могут быть получены из рассмотрения задачи о прогибе мембраны под действием давления. Характер решения такой задачи зависит от рода мембраны, условий ее закрепления и от величины прогиба. Обычно исследуют случай малого прогиба, не учитывая растяжение срединной плоскости мембраны, и рассматривают ее либо как пластинку жесткую, свободную от натяжения, либо как натянутую, но абсолютно гибкую [3].

Проанализируем основные выводы, к которым приводит теория при таком подходе, и выясним, насколько они согласуются с экспериментом.

Возьмем круглую с радиусом  $a$  мембрану, жестко заделанную по краю и находящуюся под действием равномерно распределенной нагрузки (давления)  $q$ , симметричной относительно центра мембраны, и рассмотрим следующие случаи.

#### Пластинка, свободная от натяжения

Прогиб  $w$  пластинки в некоторой точке ее поверхности, расположенной на расстоянии  $r$  от оси, проходящей нормально к пластинке через ее центр, определяется дифференциальным уравнением [4]

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{d}{dr} \left[ \frac{1}{r} \cdot \frac{d}{dr} \left( r \frac{dw}{dr} \right) \right] = \frac{q}{2D}, \quad (1)$$

где  $q$  — равномерно распределенное давление (н/м<sup>2</sup>);

$D$  — жесткость пластинки при изгибе, равная

$$D = \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)}. \quad (2)$$

Здесь  $E$  — модуль упругости материала — модуль Юнга (н/м<sup>2</sup>);

$\nu$  — коэффициент Пуассона;

$h$  — толщина пластинки (м).

Решение уравнения (1), с учетом условий в центре и по краю пластинки, т. е.

$$\left. \frac{dw}{dr} \right|_{r=0} = 0, \quad \left. \frac{dw}{dr} \right|_{r=a} = 0 \quad \text{и} \quad w \Big|_{r=a} = 0,$$

будет, как известно, иметь вид [4]

$$w = \frac{q}{64D} (a^2 - r^2)^2. \quad (3)$$

Наибольший прогиб получается в центре (при  $r = 0$ ) и равен

$$w_0 = \frac{qa^4}{64D} = \frac{3(1-\nu^2)}{16E} \cdot \frac{a^4}{h^3} q, \quad (4)$$

а наибольшее растягивающее напряжение  $\sigma$  на контуре (при  $r = a$ )

$$\sigma_0 = \frac{3}{4} \frac{qa^2}{h^2}. \quad (5)$$

Если вместо  $\sigma_0$  взять напряжение, соответствующее пределу упругости данного материала пластинки, который приближенно можно принять равным пределу пропорциональности  $\sigma_n$ , то из выражения (5) получим значение допустимой нагрузки  $q_0$  или, что то же, допустимую разность давлений ( $\Delta p_0$ ), которую можно приложить к пластинке, не вызывая у нее остаточных деформаций. Эта нагрузка будет равна

$$\Delta p_0 = \frac{4}{3} \left( \frac{h}{a} \right)^2 \sigma_n. \quad (6)$$

Пользуясь равенством (6), из равенства (4) найдем также допустимый прогиб в центре пластинки:

$$w_{0\text{доп}} = \frac{1-\nu^2}{4E} \cdot \frac{a^2}{h} \sigma_n, \quad (7)$$

а из равенства (4) для чувствительности вблизи положения равновесия мембраны получим формулу

$$\delta_w = \frac{dw_0}{dq} = \frac{3(1-\nu^2)}{16E} \cdot \frac{a^4}{h^3}. \quad (8)$$

Если проведенный расчет согласуется с опытом, то, задаваясь определенным значением  $\delta_w$  и выбирая материал для мембраны, из формулы (8) можно определить необходимые размеры  $a$  или  $h$ , из равенства (6) рассчитать допустимые нагрузки  $\Delta p_0$ , а из формулы (7) найти допустимые прогибы мембраны.

Экспериментальной проверке прежде всего доступна формула (8). Из диаграммы, выражающей ход пластинки в зависимости от нагрузки (характеристика мембраны) и построенной на основании опытных наблюдений, легко найти чувствительность  $\delta_w$  вблизи нулевого положения мембраны. Она определяется тангенсом угла наклона касательной к характеристике в рассматриваемой точке кривой.

Испытанию подверглись изготовленные из латуни и фосфористой бронзы многочисленные пластинки различной толщины (от 26 до 32 мм) и диаметра (от 40 до 76 мм).

На рис. 1 и 2 представлены типичные характеристики, полученные для пластинок из фосфористой бронзы, а в табл. 1 указаны соответствующие им размеры и чувствительность.

Несоответствие между опытными данными и результатом расчета по формулам (7) и (8) очевидно. Две пластинки (№ 11 и № 1Е), изготовленные из одного и того же материала и имеющие одинаковые размеры, различаются между собой по чувствительности почти в 7 раз.

При этом, если чувствительность одной из них (№ 11) меньше расчетной более чем в 10 раз, то чувствительность другой (№ 1E) меньше расчетной почти в 70 раз.

Таблица 1

Пластины	Диаметр $d_0$ , мм	Толщина $h$ , мм	Чувствительность $\delta_{\omega}$ , $\text{м}^2/\text{н} \cdot 10^{-6}$		Допустимый прогиб $w_0$ , мм	
			расчетная	опытная	расчетный	опытный
№ 10	64	28	8,55	2,25	1500	80—90
№ 11	76	26	20,25	1,88	2300	90—100
№ 1E	76	26	20,25	0,3	2300	80—90

Пластина № 10, фактическая чувствительность которой оказалась довольно близкой к расчетной, имеет большую чувствительность по сравнению с другими пластинками (№ 11 и № 1E), хотя ее диаметр меньше, а толщина больше, чем у этих пластинок. Это противоречит требованию теории.

Таким образом, у всех реальных пластинок, так же как и у приведенных в табл. 1 и выделенных особо потому, что они являются лучшими образцами, отобранными для практического использования в газовом термометре, чувствительность, найденная из опыта, оказывается всегда много меньше расчетной.

Расхождение опытных и расчетных данных имеет место и при оценке допустимого прогиба, экспериментально оцениваемого по воспроизводимости «нулевого» положения, в которое возвращается пластинка после снятия нагрузки, вызвавшей этот прогиб.

Для пластинок № 11 и № 1E при  $\sigma_n = 19,6 \cdot 10^6 \text{ н/м}^2$  и  $E = 11,8 \cdot 10^{10} \text{ н/м}^2$  расчетный допустимый прогиб  $w_{\text{доп}} \approx 2300 \text{ мм}$ . Фактически же стабильность «нуля» для этих пластинок начинает нарушаться при прогибах, лежащих вблизи  $w_0 > 90—100 \text{ мм}$ .

Числа в последней графе табл. 1 являются ориентировочными. Они несколько меньше, чем значения действительно допустимого прогиба. Его точное значение умышленно не устанавливалось, поскольку это сопряжено с нежелательной перегрузкой пластины.

Причиной расхождения с расчетом является, безусловно, неучтенное теорией предварительное натяжение, которому подвергается пластинка при закреплении ее на опоре. Это до некоторой степени подтверждается примером с пластинкой № 10, для которой фактическая чувствитель-

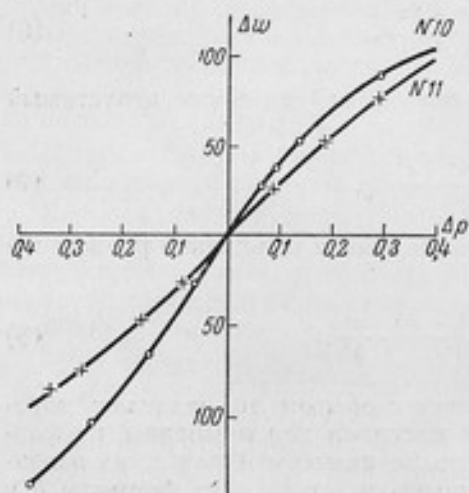


Рис. 1. Зависимость от нагрузки прогиба в центре пластинок № 10 и 11.

$\Delta\omega$  — стрела прогиба в центре (мм);  $\Delta p$  — разность давлений, действующих на пластинку (мм рт. ст.).

ность получилась довольно большой, что говорит о слабом натяге, и поэтому совпадение с расчетом оказалось лучшим. В связи с этим рассмотрим второй случай.

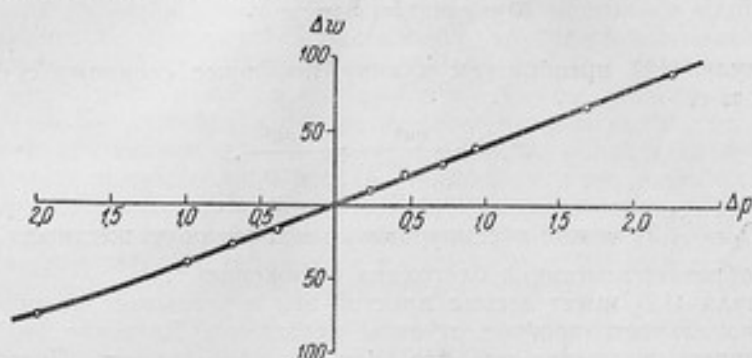


Рис. 2. Зависимость от нагрузки прогиба в центре пластинки № 1Е.  
 $\Delta w$  — стрела прогиба в центре (мм);  $\Delta p$  — разность давлений, действующих на пластинку (мм рт. ст.).

### Мембрана

Пусть тонкая, однородная и абсолютно гибкая мембрана радиуса  $a$  закреплена по краю и находится в состоянии равновесия при натяжении  $T$ , рассчитанном на единицу длины контура мембраны. Силу натяжения будем считать постоянной во времени  $t$  и одинаковой по всем направлениям. Будем рассматривать малые, симметричные относительно центра поперечные колебания под действием, как и прежде, нормальной нагрузки  $q$ .

Смещение  $w$  точек мембраны при отсутствии затухания будет определяться, как известно [5], из дифференциального уравнения

$$\frac{\partial^2 w}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial w}{\partial r} - \frac{1}{C^2} \cdot \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = -\frac{q}{T} \quad (9)$$

при условиях:

$w(0, t)$  равно конечной величине;

$$w(a, t) = 0; \quad w(r, 0) = 0; \quad \frac{\partial w(r, 0)}{\partial t} = 0. \quad (10)$$

В уравнении (9)  $C^2 = \frac{T}{\gamma}$ , где  $\gamma$  — масса единицы площади мембраны.

Выражение для статического прогиба получим, если в уравнении (9) отбросим третий член слева и будем искать частное решение в форме

$$w = w_0 \left( 1 - \frac{r^2}{a^2} \right). \quad (11)$$

Подставляя это выражение в уравнение (9), найдем, что оно будет удовлетворено, если прогиб мембраны в центре будет равен

$$w_0 = \frac{1}{4} \frac{a^2 q}{T}. \quad (12)$$



Следовательно, поверхность изогнутой мембраны будет иметь сферическую форму, определяемую уравнением

$$w = \frac{1}{4} \frac{a^2 q}{T} \left(1 - \frac{r^2}{a^2}\right). \quad (13)$$

Формулу (12) преобразуем к виду, по форме сходному с формулой (4), т. е.

$$w_0 = \frac{qa^4}{64 \left(\frac{Ta^2}{16}\right)} = \frac{qa^4}{64D_1}. \quad (14)$$

Тогда  $D_1 = \frac{a^2}{16} T$  можно рассматривать как некоторую жесткость, которую приобретает пластинка благодаря натяжению  $T$ .

Формула (12) имеет весьма простой вид и указывает на обратную пропорциональность прогиба от силы натяжения. Значение этой формулы, однако, снижается тем, что силу  $T$  трудно оценить. Поэтому из формулы (12) прежде всего качественно можно установить, что чувствительность гибкой пластинки

$$\delta_w = \frac{dw_0}{dq} = \frac{1}{4} \frac{a^2}{T} \quad (15)$$

тем больше, чем больше ее радиус и чем меньше сила натяжения, рассчитанная на единицу длины контура.

Силу  $T$  можно выразить через нормальное к сечению мембраны напряжение  $\sigma$ . Поскольку напряжение  $\sigma$  в материале равно  $T/h$ , то

$$w_0 = \frac{1}{4} \frac{a^2 q}{\sigma h}. \quad (16)$$

Подчеркиваем, что здесь  $\sigma$  вызывается натягом. В этом виде формулу (16) можно использовать для ориентировочной оценки согласия теории с экспериментом. Исходя из фактической величины допустимого прогиба пластинки № 11, приходим к заключению, что напряжение в материале пластинки при этом не превышает предела пропорциональности, который для фосфористой бронзы будет порядка  $\sigma_n = 29,4 \cdot 10^6 \text{ н/м}^2$ .

Имея эти данные, можно рассчитать теоретически допустимое напряжение  $\sigma^T$ . Из формул (16) и (15) получим

$$\sigma^T = \frac{1}{4} \frac{a^2}{h \delta_{w_0}}.$$

При  $a = 3,8 \text{ см}$ ,  $h = 26 \cdot 10^{-4} \text{ см}$  и  $\delta_{w_0} = 1,88 \cdot 10^{-6} \text{ м}^3/\text{н}$ , что равноценно  $1,86 \cdot 10^6 \text{ н/м}^2$  (пластинка № 11), найдем, что

$$\sigma^T \approx 7,16 \cdot 10^6 \text{ н/м}^2, \text{ т. е. } \sigma^T < \sigma_n.$$

Это не противоречит опыту, так как  $\sigma_n = 19,6 \cdot 10^6 \div 29,4 \cdot 10^6 \text{ н/м}^2$ , и в пределах  $w_{0 \text{ доп}}$ , когда  $\delta_{w_0} = 1,88 \cdot 10^{-6} \text{ м}^3/\text{н}$ , фактическое растягивающее напряжение в материале пластинки должно было быть действительно меньше  $\sigma_n$ .

Однако, если тот же расчет провести для пластинки № 1Е, то, поскольку при тех же размерах и приблизительно при том же допустимом прогибе ее чувствительность оказалась меньше  $\sigma_{w_0}$  более чем в 6 раз, получим  $\sigma^T \approx 42,95 \cdot 10^6 \text{ н/м}^2$ .

Эта величина не согласуется с данными эксперимента, так как из последнего вытекает, что напряжение в пластинке еще не достигло  $\sigma_m$ , т. е. оно, по крайней мере, меньше  $29,4 \cdot 10^6$  н/м<sup>2</sup>.

В этих расчетах прогибы рассматривались настолько малыми, что во внимание не принималось растяжение, которое испытывает срединная плоскость пластинки при изгибе. Если прогибы велики, то вследствие такой деформации в материале мембраны должны возникнуть добавочные напряжения, которые вместе с напряжениями, созданными при предварительном натяге мембраны, могут образовать суммарное напряжение, превосходящее допуск. Прежде всего это должно случиться с мембранами, обладающими низкой чувствительностью, т. е. с сильно натянутыми мембранами. Для слабо натянутых мембран (типа № 10) должна, по-видимому, оставаться в силе теория пластинки, принимающая, что указанные эффекты пренебрежимо малы.

Можно думать, что если принять во внимание величину прогиба, то расхождение расчета с опытом будет уменьшено.

Мембрана разделительной камеры газового термометра практически поставлена в такие условия, при которых она подвержена достаточно сильному начальному натяжению и находится под действием больших перепадов давления ( $101 \cdot 10^3 - 133 \cdot 10^3$  н/м<sup>2</sup>). Такие нагрузки вызовут у нее большие смещения. В силу технических трудностей, возникающих при изготовлении и сборке узлов камеры, ограничители прогиба мембраны могут быть установлены от нее на расстоянии, не меньшем 70—80 мкм. Таким образом, несмотря на эти меры, прогибы мембраны могут быть еще достаточно велики.

Исходя из изложенного, необходимо рассмотреть более общий случай прогиба мембраны, при котором учитываются все отмеченные факторы.

#### Расчет прогиба натянутой пластинки при больших смещениях

Приводимый ниже расчет не претендует на новизну. В нем использованы известные частные решения задачи о прогибе пластинки. Ценность излагаемого материала, по мнению автора, заключается, в основном, в том, что, применяя общезвестные методы, частные случаи он объединил в одну, более общую задачу. Это позволило получить результаты, качественно объясняющие поведение реальных мембран, и сделать выводы, полезные не только для целей газовой термометрии, но и в других областях техники, применяющей мембраны для точного измерения давления.

Общие уравнения для больших прогибов  $w$  пластинки, происходящих под действием нагрузки  $q$ , расположенной перпендикулярно к плоскости пластинки, а также при наличии сил  $N_x, N_y, N_{xy}$ , приложенных в срединной плоскости пластинки, были выведены еще в 1910 г. Т. Карманом [6]. Они имеют следующий вид:

$$\frac{\partial^4 w}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4 w}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 w}{\partial y^4} = \frac{h}{D} \left[ \frac{q}{h} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} \cdot \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial x^2} \cdot \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} - 2 \frac{\partial^2 F}{\partial x \partial y} \cdot \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} \right]; \quad (17)$$

$$\frac{\partial^4 F}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4 F}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 F}{\partial y^4} = E \left[ \left( \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} \right)^2 - \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \cdot \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right], \quad (18)$$

где  $h$  — толщина пластинки;

$F$  — функция напряжений, связанная с силами  $N_x$ ,  $N_y$  и  $N_{xy}$  согласно формулам

$$N_x = h \frac{\partial^2 F}{\partial y^2}, \quad N_y = h \frac{\partial^2 F}{\partial x^2}, \quad N_{xy} = -h \frac{\partial^2 F}{\partial x \partial y}. \quad (19)$$

На рис. 3, для наглядности разделенном на три части (а, б и в), показаны силы, действующие на элемент  $h dx dy$ , вырезанный из срединной плоскости пластинки. Оси  $x, y$  взяты в срединной плоскости и все силы (кроме  $q$ ) отнесены к единице длины контура.

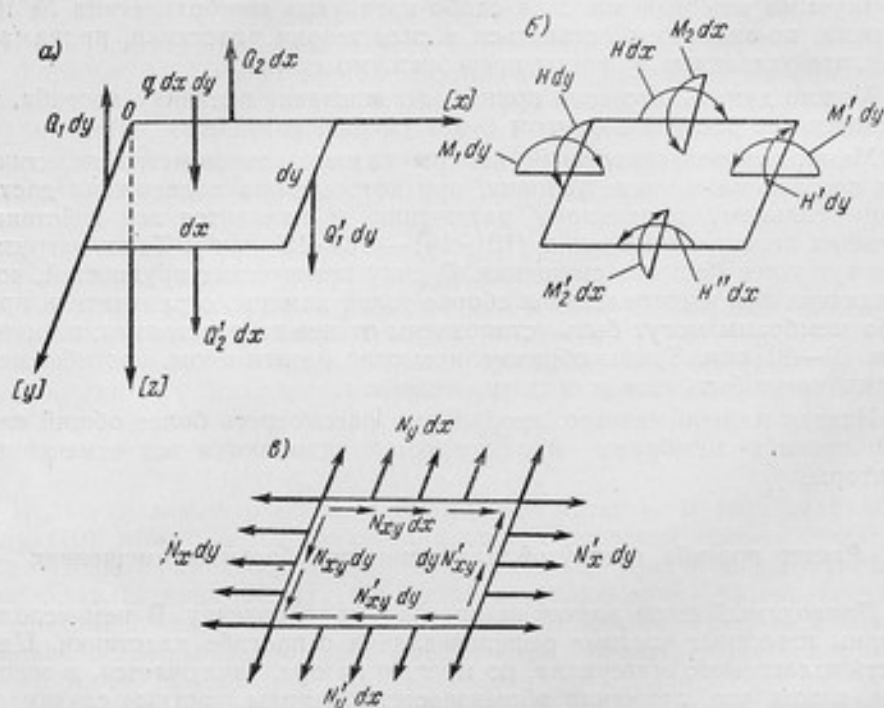


Рис. 3. Силы, действующие на элемент  $h dx dy$ , вырезанный из срединной плоскости пластинки.

$q dx dy$  — поперечная внешняя нагрузка;  $Q$  — поперечные силы;  $M$  — изгибающие моменты;  $H$  — крутящие моменты;  $N$  — силы, действующие в срединной плоскости.

Решение нелинейных дифференциальных уравнений (17) и (18) представляет большие трудности и, как известно, в общем случае не найдено. Если применить их к рассматриваемому случаю, когда можно принять, что внешняя нагрузка равномерно распределена по поверхности круглой пластинки и направлена по нормали к ней, а растягивающая сила  $N_r$  действует радиально и одинакова по всем направлениям, то и в этом частном случае уравнения остаются еще очень сложными. Задача мало упрощается и тогда, когда рассматриваются небольшие прогибы. В этом случае изгиб пластинки будет подчиняться уравнению

$$D \left( \frac{d^4 w}{dr^4} + \frac{2}{r} \cdot \frac{d^3 w}{dr^3} - \frac{1}{r^2} \cdot \frac{d^2 w}{dr^2} + \frac{1}{r^3} \cdot \frac{dw}{dr} \right) = q + N_r \left( \frac{d^2 w}{dr^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{dw}{dr} \right). \quad (20)$$

Это равенство получим при взятых условиях путем преобразования к полярным координатам уравнений (7) и (18) или соответствующего уравнения, приводимого в литературе по теории упругости [3, стр. 235]. Элемент  $hr dr d\theta$  пластинки применительно к данному рассмотрению показан на рис. 4. Уравнение (20) также сохраняет достаточную сложность. Оно, как нетрудно видеть, содержит в себе ранее рассмотренные уравнения: для изгиба жесткой ненатянутой пластинки, когда  $N_r = 0$ , и для статического прогиба гибкой мембраны, для которой можно положить  $D = 0$ . Этот факт наводит на мысль о том, что находящуюся под натягом жесткую пластинку можно рассматривать как свободную от натяжения, но обладающую повышенной

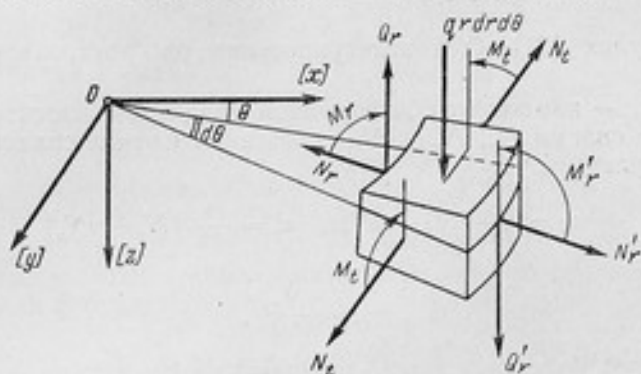


Рис. 4. Элемент  $hr dr d\theta$  пластинки в полярных координатах.

эффективной жесткостью, учитывающей рассмотренную ранее жесткость при изгибе и жесткость, вызванную силой натяжения. Имея целью получить решение, приемлемое в практическом отношении, и не претендуя на его абсолютную строгость, воспользуемся этим соображением при рассмотрении больших изгибов пластинки, чем в значительной степени облегчим решение задачи. Кроме того, вместо решений уравнений (17) и (18) будем искать приближенное выражение для изгиба пластинки, пользуясь энергетическим методом.

Сущность этого метода, как известно, состоит в следующем. Полная энергия упругой системы (пластинки) обусловлена работой действующих на нее сил. В состоянии устойчивого равновесия системы эта энергия принимает из всех возможных минимальное значение. Кроме того, согласно принципу возможных перемещений, изменение энергии деформации, происходящее при бесконечно малом приращении прогиба пластинки равно работе, произведенной внешними силами на этом предполагаемом (виртуальном) перемещении.

Исходя из этих положений и задаваясь формой изогнутой пластинки в виде функции некоторых параметров, можно приближенно определить значение этих параметров, а следовательно, и зависимость прогиба от действующей нагрузки.

Потенциальная энергия деформации в общем случае, когда действуют поперечные и растягивающие внешние силы, складывается из следующих частей ([3], стр. 235; [4], стр. 293 и 326):

а) из энергии деформации от изгиба под действием нагрузки  $q$

$$V_1 = \frac{D}{2} \iint \left\{ \left( \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \right)^2 - 2(1-\nu) \left[ \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \cdot \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} - \left( \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} \right)^2 \right] \right\} dx dy; \quad (21)$$



б) из энергии деформации, обусловленной действием сил  $N_x$ ,  $N_y$  и  $N_{xy}$  (рис. 4) в срединной плоскости [7] при отсутствии изгиба

$$V_2 = \frac{1}{2} \iint (N_x \varepsilon_x + N_y \varepsilon_y + N_{xy} \gamma_{xy}) dx dy; \quad (22)$$

в) из добавочной энергии деформации пластинки, вызванной деформацией ее срединной плоскости, происходящей от изгиба и связанной с изменением силы натяга,

$$V_3 = \frac{1}{2} \iint (N_x \varepsilon'_x + N_y \varepsilon'_y + N_{xy} \gamma'_{xy}) dx dy. \quad (23)$$

В формулах (21)–(23) интегрирование распространяется по всей пластинке;

$\varepsilon_x$ ,  $\varepsilon_y$ ,  $\gamma_{xy}$  — компоненты деформации срединной плоскости от растяжения ее силами  $N_x$ ,  $N_y$  и  $N_{xy}$ , связанные с этими силами по закону Гука формулами

$$\varepsilon_x = \frac{1}{hE} (N_x - \nu N_y), \quad \varepsilon_y = \frac{1}{hE} (N_y - \nu N_x)$$

и

$$\gamma_{xy} = \frac{N_{xy}}{hG}, \quad (24)$$

где  $G = \frac{E}{2(1+\nu)}$  — модуль сдвига;

$\varepsilon'_x$ ,  $\varepsilon'_y$ ,  $\gamma'_{xy}$  — компоненты дополнительной деформации в срединной плоскости.

Как известно,  $\varepsilon'_x$ ,  $\varepsilon'_y$ ,  $\gamma'_{xy}$  могут быть выражены через компоненты  $u$ ,  $V$  и  $w$  по осям  $x$ ,  $y$  и  $z$  малого смещения (испытываемого при изгибе некоторой точкой срединной плоскости) с помощью равенств

$$\varepsilon'_x = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{2} \left( \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2; \quad \varepsilon'_y = \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{1}{2} \left( \frac{\partial w}{\partial y} \right)^2$$

и

$$\gamma'_{xy} = \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial x} \cdot \frac{\partial w}{\partial y}. \quad (25)$$

Строго говоря, при больших прогибах силы  $N_x$ ,  $N_y$  и  $N_{xy}$  несколько изменяются и, таким образом, зависят не только от приложенных в срединной плоскости внешних сил, но также и от деформации этой плоскости в связи с изгибом. Если, однако, принять, что  $\varepsilon'_x$ ,  $\varepsilon'_y$  и  $\gamma'_{xy}$  малы по сравнению с компонентами  $\varepsilon_x$ ,  $\varepsilon_y$  и  $\gamma_{xy}$ , то можно в первом приближении полагать эти силы мало меняющимися при изгибе и поэтому считать формулу (23) в дальнейшем пригодной. Подставляя в нее значения  $\varepsilon'_x$ ,  $\varepsilon'_y$  и  $\gamma'_{xy}$  из формулы (25), получим

$$V_3 = \iint \left[ N_x \frac{\partial u}{\partial x} + N_y \frac{\partial V}{\partial y} + N_{xy} \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right) \right] dx dy + \\ + \frac{1}{2} \iint \left[ N_x \left( \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + N_y \left( \frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 + 2N_{xy} \frac{\partial w}{\partial x} \cdot \frac{\partial w}{\partial y} \right] dx dy. \quad (26)$$

Первый интеграл равенства (26), который обозначим через  $I_1$ , выражает часть работы, произведенной растягивающими силами при изгибе.

(Второй интеграл относится к работе поперечной силы). Поэтому сумма  $I_1 + V_2$  будет равна полной работе  $A_N$ , которую производят эти силы, т. е.

$$I_1 + V_2 = A_N.$$

Так как вся энергия деформации

$$V_0 = V_1 + V_2 + V_3$$

равна сумме работ  $A_N$  и работы  $A_q$ , произведенной поперечной нагрузкой, т. е.

$$V_1 + V_2 + V_3 = A_N + A_q,$$

то, рассматривая  $V_3$  как

$$V_3 = I_1 + I_2,$$

где

$$I_2 = \frac{1}{2} \iint \left[ N_x \left( \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + N_y \left( \frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 + 2N_{xy} \frac{\partial w}{\partial x} \cdot \frac{\partial w}{\partial y} \right] dx dy,$$

найдем, что работа, произведенная внешней поперечной нагрузкой интенсивности  $q$ , будет

$$\begin{aligned} A_q = V_q = V_1 + I_2 = & \frac{D}{2} \iint \left\{ \left( \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right)^2 - \right. \\ & \left. - 2(1-\nu) \left[ \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \cdot \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} - \left( \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} \right)^2 \right] \right\} dx dy + \\ & + \frac{1}{2} \iint \left[ N_x \left( \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + N_y \left( \frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 + 2N_{xy} \frac{\partial w}{\partial x} \cdot \frac{\partial w}{\partial y} \right] dx dy. \end{aligned} \quad (27)$$

Вначале применим эту формулу для исследования только малых прогибов.

#### Малые прогибы жесткой натянутой пластинки

Пусть на пластинку действует постоянная равномерно распределенная поперечная нагрузка  $q$  н/м<sup>2</sup> и постоянная сила  $N_r = T_0$  н/м, растягивающая пластинку в ее плоскости равномерно по радиусу. Предположим, что толщина пластинки  $h < a$ , прогиб  $w < h$  и форма изогнутой поверхности может быть описана обычным уравнением

$$w = w_0 \left( 1 - \frac{r^2}{a^2} \right)^2, \quad (28)$$

которое удовлетворяет условиям закрепления

$$w \Big|_{r=a} = 0 \quad \text{и} \quad \frac{\partial w}{\partial r} \Big|_{r=a} = 0 \quad (29)$$

и содержит параметр  $w_0$ , подлежащий определению и характеризующий прогиб пластинки в ее центре.

Преобразуем формулу (27) к цилиндрическим координатам  $r$ ,  $\theta$  и  $z$  в соответствии с рис. 4. Направим ось  $x$  по оси  $r$  и, следовательно, положим  $\theta = 0$ . Принимая во внимание осесимметричность нагрузки и

формы, что приведет к равенству нулю всех производных, взятых по  $\theta$ , получим в этом случае, что

$$\begin{aligned} dx dy = r d\theta dr; \quad \frac{\partial w}{\partial x} = \frac{dw}{dr}; \quad \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} = \frac{d^2 w}{dr^2}; \quad \frac{\partial w}{\partial y} = 0; \\ \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} = \frac{1}{r} \cdot \frac{dw}{dr}; \quad \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} = 0; \quad N_x = N_r = T_0. \end{aligned}$$

Поэтому

$$\begin{aligned} A_q = V_q = \frac{D}{2} \int_0^{2\pi} \int_0^a \left[ \left( \frac{d^2 w}{dr^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{dw}{dr} \right)^2 - 2(1-\nu) \left( \frac{d^2 w}{dr^2} \cdot \frac{1}{r} \cdot \frac{dw}{dr} \right) \right] r d\theta dr + \\ + \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} \int_0^a T_0 \left( \frac{dw}{dr} \right)^2 r dr d\theta = \frac{D}{2} \int_0^{2\pi} \int_0^a \left[ \left( \frac{d^2 w}{dr^2} \right)^2 + \frac{1}{r^2} \left( \frac{dw}{dr} \right)^2 + \right. \\ \left. + \frac{2\nu}{r} \cdot \frac{dw}{dr} \cdot \frac{d^2 w}{dr^2} \right] r d\theta dr + \frac{1}{2} T_0 \int_0^{2\pi} \int_0^a \left( \frac{dw}{dr} \right)^2 r dr d\theta. \end{aligned}$$

Если с помощью формулы (28) найти все производные, входящие под знак этих интегралов, и затем произвести интегрирование, то будем иметь для первого интеграла

$$V_1 = \frac{32}{3} \pi D \frac{\omega_0^2}{a^2} \quad (30)$$

и для второго интеграла

$$I_2 = \frac{2\pi}{3} T_0 \omega_0^2. \quad (31)$$

Отсюда следует, что

$$A_q = V_q = \frac{2\pi}{3} \omega_0^2 \left[ T_0 + \frac{16D}{a^2} \right]. \quad (32)$$

Сообщим теперь параметру  $\omega_0$  бесконечно малое приращение. В результате, согласно уравнению (28), прогиб  $w$  получит приращение

$$\delta w = \delta \omega_0 \left( 1 - \frac{r^2}{a^2} \right)^2, \quad (33)$$

которое будем рассматривать как виртуальное перемещение пластинки.

Поперечная нагрузка  $q$  произведет на этом перемещении работу

$$\delta A_q = \int_0^{2\pi} \int_0^a q \delta w r dr d\theta,$$

которая, согласно принципу возможных перемещений, должна быть равна соответствующему приращению  $\delta V_q$  энергии деформации, т. е.

$$\delta V_q = \delta A_q$$

или, по выражениям (32) и (33)

$$\frac{4\pi}{3} \omega_0 \delta \omega_0 \left[ T_0 + \frac{16D}{a^2} \right] = \int_0^{2\pi} \int_0^a q \delta \omega_0 \left( 1 - \frac{r^2}{a^2} \right)^2 r dr d\theta = \frac{\pi}{3} q a^2 \delta \omega_0.$$

Отсюда найдем, что

$$w_0 = \frac{qa^2}{4\left(\frac{16D}{a^2} + T_0\right)} \quad (34)$$

Формула (34) при  $T_0 = 0$  выражает прогиб в центре жесткой ненапрянутой пластинки, а при  $D = 0$  позволяет найти центральное смещение абсолютно гибкой мембраны, вычисленное ранее [см. формулы (4) и (12)]. Из выражений (34) и (28) следует:

$$w = \frac{qa^4}{64\left[D + \frac{a^2}{16}T_0\right]} \left(1 - \frac{r^2}{a^2}\right)^2 \quad (35)$$

Выражение (35) дает приближенное представление изогнутой поверхности, закрепленной по краю круглой натянутой пластинки. Оно соответствует поэтому более общему случаю прогиба под действием поперечной нагрузки, когда принимается во внимание не только сопротивление изгибу, зависящее от упругих констант ( $E$  и  $\nu$ ) материала пластинки, но и ее натяжение.

Множитель в квадратных скобках в знаменателе выражения (35) можно рассматривать как эффективную жесткость

$$D_{эф} = D + \frac{a^2}{16}T_0 \quad (36)$$

которую приобретает пластинка благодаря силе (на единицу длины контура) натяжения  $T_0$ . Чем больше эта сила, тем меньше прогиб при прочих равных условиях.

Действие натяжения эквивалентно появлению у пластинки добавочной жесткости

$$D_1 = \frac{a^2}{16}T_0.$$

### Большой прогиб жесткой натянутой пластинки

Перейдем теперь к рассмотрению натянутой пластинки при больших прогибах. Будем считать, что пластинка свободна от натяжения, но зато обладает эффективной жесткостью  $D_{эф}$ . Тогда, как говорилось ранее, остается еще учесть деформацию растяжения срединной плоскости пластинки от изгиба. Считая, как и прежде, прогиб пластинки симметричным относительно ее центра, разложим смещение некоторой точки срединной плоскости на составляющие в радиальном направлении ( $u$ ) и в перпендикулярном к пластинке направлении ( $w$ ).

Соответствующие им деформации в принятой выше цилиндрической системе координат будут равны [3, стр. 129] в радиальном направлении

$$\varepsilon_r = \frac{du}{dr} + \frac{1}{2} \left(\frac{dw}{dr}\right)^2 \quad (37)$$

и в направлении, перпендикулярном к радиусу в плоскости пластинки:

$$\varepsilon_t = \frac{u}{r} \quad (38)$$



Растягивающие срединную поверхность силы  $N_r$  и  $N_t$  (рис. 4), возникшие при изгибе и рассчитанные на единицу длины, будут определяться по закону Гука согласно формулам (24) и в этом случае будут иметь вид

$$N_r = \frac{Eh}{1-\nu^2} (\varepsilon_r + \nu\varepsilon_t) \quad \text{и} \quad N_t = \frac{Eh}{1-\nu^2} (\varepsilon_t + \nu\varepsilon_r). \quad (39')$$

После подстановки в выражения (39') значений  $\varepsilon_r$  и  $\varepsilon_t$  из выражений (37) и (38) получим

$$\begin{aligned} N_r &= \frac{Eh}{1-\nu^2} \left[ \frac{du}{dr} + \frac{1}{2} \left( \frac{dw}{dr} \right)^2 + \nu \frac{u}{r} \right] \\ N_t &= \frac{Eh}{1-\nu^2} \left[ \frac{u}{r} + \nu \frac{du}{dr} + \frac{\nu}{2} \left( \frac{dw}{dr} \right)^2 \right] \end{aligned} \quad (39)$$

Для отыскания прогиба  $w_0$  в центре свода применим энергетический метод и предположим, что под действием поперечной равномерно распределенной нагрузки  $q$  заделанная по краю круглая мембрана радиуса  $a$  изгибается по поверхности, форма которой была уже задана уравнением (28).

Радиальное смещение  $u$ , которое в соответствии с граничными условиями должно обращаться в нуль при  $r=0$  и  $r=a$  будем, исходя из этого, определять уравнением

$$u = r(a-r) \left[ C_1 + C_2 \frac{h}{a} r + C_3 \left( \frac{h}{a} \right)^2 r^2 + \dots \right], \quad (40)$$

где  $C_1, C_2, \dots$  — неизвестные постоянные коэффициенты.

Допуская определенную погрешность, будем ограничиваться рассмотрением лишь первых двух членов ряда (40). При необходимости точность решения может быть повышена за счет введения в расчет большего числа членов.

Итак, пусть приближенно

$$u \approx r(a-r) \left( C_1 + C_2 \frac{h}{a} r \right). \quad (41)$$

Полная потенциальная энергия деформации  $V_0$  пластинки в рассматриваемом случае должна слагаться из энергии деформации изгиба  $V_1$  и энергии деформации  $V_3$ , обусловленной растяжением срединной плоскости пластинки вследствие этого изгиба, т. е.

$$V_0 = V_1 + V_3.$$

В соответствии с приведенными выше соображениями выражение для  $V_1$  будет отличаться от формулы (30) лишь тем, что теперь вместо  $D$  следует подставить

$$D_{\text{эф}} = D + \frac{a^2}{16} T_0.$$

Таким образом, будем иметь

$$V_1 = \frac{32}{3} \pi D_{\text{эф}} \frac{w_0^2}{a^2} = \frac{32}{3} \pi \frac{w_0^2}{a^2} \left[ D + \frac{a^2}{16} T_0 \right]. \quad (42)$$

Значение  $V_3$  должно определяться, согласно выражению (23), равенством

$$V_3 = \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} \int_0^a (N_r \varepsilon_r + N_t \varepsilon_t) r d\theta dr = \pi \int_0^a (N_r \varepsilon_r + N_t \varepsilon_t) r dr,$$

которое, если принять во внимание выражение (39'), можно записать в форме

$$V_3 = \pi \frac{Eh}{1-\nu^2} \int_0^a (\varepsilon_r^2 + \varepsilon_t^2 + 2\nu \varepsilon_r \varepsilon_t) r dr. \quad (43)$$

Заменим здесь деформации  $\varepsilon_r$  и  $\varepsilon_t$  в соответствии с формулами (37) и (38). Тогда

$$V_3 = \pi \frac{Eh}{1-\nu^2} \int_0^a \left[ \left( \frac{du}{dr} + \frac{1}{2} \left( \frac{dw}{dr} \right)^2 \right)^2 + \frac{u^2}{r^2} + 2\nu \left[ \frac{u}{r} \cdot \frac{du}{dr} + \frac{1}{2} \frac{u}{r} \left( \frac{dw}{dr} \right)^2 \right] \right] r dr. \quad (44)$$

Если заменить в формуле (44)  $u$  и производные от  $u$  и  $w$  результатом вычислений согласно формулам (41) и (28), а затем произвести интегрирование, то после некоторых довольно громоздких преобразований получим для  $V_3$  следующее равенство:

$$V_3 = \frac{\pi E h a^3}{1-\nu^2} \left\{ a^2 \left[ \frac{1}{4} C_1^2 + \frac{7}{60} C_2^2 h^2 + \frac{3}{10} C_1 C_2 h \right] + \frac{2w_0^2}{315a} [C_1 (41\nu - 23) + 2C_2 h (11\nu + 1)] + \frac{32}{105} \left( \frac{w_0}{a} \right)^4 \right\}. \quad (45)$$

Объединяя его с выражением (42), найдем формулу для полной энергии деформации  $V_0$  пластинки в случае больших прогибов ( $w > h$ ).

Согласно принципу возможных перемещений

$$\delta \left[ V_0 - \int_0^{2\pi} \int_0^a q w r d\theta dr \right] = 0, \quad (46)$$

что выражает условие минимума полной энергии системы.

Поскольку эта энергия, согласно равенствам (42) и (45), является функцией неизвестных пока независимых параметров  $w_0, C_1, C_2, \dots$ , то последние должны выбираться так, чтобы условие (46) было выполнено при любом изменении каждого из них. Учитывая, что изменение параметров  $C_i$  приводит лишь к горизонтальным смещениям  $u$ , на которых нормальная нагрузка  $q$  работу не совершает, приходим к заключению, что для выполнения условия (46) необходимо и достаточно, чтобы

$$\frac{\partial V_0}{\partial w_0} \delta w_0 = \int_0^{2\pi} \int_0^a q (\delta w) r dr d\theta = 2\pi \int_0^a q r \delta w dr \quad (47)$$

и

$$\frac{\partial V_0}{\partial C_i} = 0,$$

что равносильно (так как  $\frac{\partial V_1}{\partial C_i} = 0$ )

$$\frac{\partial V_3}{\partial C_i} = 0. \quad (48)$$

С помощью уравнений (48) и (47) определим искомые параметры  $C_1$ ,  $C_2$ ... и  $w_0$ . Для этого напишем

$$\frac{\partial V_3}{\partial C_1} = \frac{\pi F h a^2}{1-\nu^2} \left\{ a^2 \left[ \frac{1}{2} C_1 + \frac{3}{10} C_2 h \right] + \frac{2}{315} \frac{w_0^2}{a} (41\nu - 23) \right\} = 0$$

и

$$\frac{\partial V_3}{\partial C_2} = \frac{\pi F h a^2}{1-\nu^2} \left\{ a^2 \left[ \frac{7}{30} C_2 h^2 + \frac{3}{10} C_1 h \right] + \frac{2}{315} \frac{w_0^2}{a} 2h (11\nu + 1) \right\} = 0.$$

Отсюда получим два линейных относительно  $C_1$  и  $C_2$  уравнения:

$$5C_1 + 3C_2 h = \frac{4}{63} \frac{w_0^2}{a^3} (23 - 41\nu)$$

и

$$9C_1 + 7C_2 h = -\frac{8}{21} \frac{w_0^2}{a^3} (1 + 11\nu),$$

из которых найдем, что

$$C_1 = \frac{179 - 89\nu}{126} \cdot \frac{w_0^2}{a^3}$$

и

$$C_2 = -\frac{79 - 13\nu}{42} \cdot \frac{w_0^2}{h a^3}. \quad (49)$$

Подставляя  $C_1$  и  $C_2$  в равенство (45) и вводя сокращенное обозначение для жесткости  $D = \frac{E h^3}{12(1-\nu^2)}$ , получим после элементарных преобразований

$$V_3 = 12\pi D \left( \frac{w_0^2}{a h} \right)^2 [0,189 + 0,105\nu - 0,07\nu^2]. \quad (50)$$

Имея в виду применение пластинок из фосфористой бронзы, для которых можно принять [8]  $\nu = 0,38$  и  $E = 11,96 \cdot 10^{10}$  н/м<sup>2</sup>, найдем

$$V_3 \approx 2,6\pi D \frac{w_0^4}{a^2 h^2}. \quad (51)$$

Полная энергия деформации тогда будет равна

$$V_0 = \pi \frac{w_0^2}{a^2} D \left[ \frac{32}{3} \left( 1 + \frac{a^2}{16D} T_0 \right) + 2,6 \frac{w_0^2}{h^2} \right]. \quad (52)$$

Чтобы найти прогиб, подставим выражения (52) и (28) в уравнение (47). Тогда

$$w_0 = \frac{q a^4}{64 \left[ D + \frac{a^2}{16} T_0 + 0,49 D \frac{w_0^2}{h^2} \right]}. \quad (53)$$

Третий член в квадратной скобке формулы (53) представляет собой поправку на деформацию растяжения срединной плоскости. Его влияние надо, естественно, оценивать в связи с остальными членами, стоящими в знаменателе этой формулы.

Пусть пластинка свободна от натяжения ( $T_0 = 0$ ). Тогда при прогибах  $w_0$  в центре, сравнимых с толщиной  $h$  пластинки, поправка будет играть заметную роль. Если вблизи «нулевого» положения чувствительность пластинки будет

$$\delta_{w_0} \approx \frac{a^4}{64D},$$

то при стреле прогиба в центре, равной  $w_0 = h$ , она составит

$$\delta_{w_0} = \frac{\delta_{w_0}}{1,5},$$

т. е. упадет в 1,5 раза, а в конце рабочего хода, который, как говорилось, может достигать величины  $w_0^p \approx 4h$ , чувствительность уменьшится в 9 раз.

Графики экспериментальных характеристик, приведенные на рис. 1, подтверждают их нелинейность. Например, для кривой № 10 при  $w_0 \approx 3h$  чувствительность упала почти на 40%. Точного совпадения эксперимента с расчетом нельзя было ожидать, так как все рассматриваемые кривые имеют отношение к пластинкам, которые в той или иной степени предварительно натянуты. Чем больше сила  $T_0$ , тем меньше относительное влияние поправки.

Таким образом, классификация прогибов пластинки на «малые» и «большие» должна производиться в зависимости от величины натяжения. Для слабо натянутых пластинок критерием большого прогиба может служить его отношение к толщине пластинки. Это хорошо видно, если формулу (53) записать без члена с  $T_0$ :

$$w_0 \approx \frac{qa^4}{64D \left[ 1 + 0,49 \frac{w_0^2}{h^2} \right]}$$

Наоборот, при сильном натяжении понятие большого прогиба должно определяться, как обычно, путем сравнения его с диаметром пластинки. Это следует из формулы

$$w_0 \approx \frac{qa^2}{64 \left[ \frac{1}{16} T_0 + 0,49 \frac{Eh}{12(1-\nu^2)} \cdot \frac{w_0^2}{a^2} \right]} = \frac{qa^2}{4T_0 + 2,6 \frac{Eh}{1-\nu^2} \cdot \frac{w_0^2}{a^2}},$$

которая получается из выражения (53), если в него подставить значение  $D$  и пренебречь первым членом в знаменателе.

Формула (53) показывает, что при данной нагрузке  $q$  прогиб пластинки уменьшается с ростом силы натяжения  $T_0$  и перестает быть пропорциональным внешней нагрузке из-за растяжения срединной плоскости вследствие изгиба. Это растяжение становится ощутимым при больших прогибах.

Действие обеих причин сводится к повышению жесткости пластинки на величину

$$\left( \frac{a^2 T_0}{16} \right) + 0,49D \left( \frac{w_0^2}{h^2} \right),$$

так что действующая жесткость оказывается равной

$$D_0 = D \left( 1 + 0,49 \frac{w_0^2}{h^2} \right) \approx \frac{a^2}{16} T_0.$$



При больших прогибах можно ожидать повышенных напряжений в материале пластинки и, следовательно, появление остаточных деформаций, влияющих на стабильность. Выясним в связи с этим форму изогнутой пластинки, наибольшую величину возможных растягивающих напряжений, а также допустимый прогиб.

#### Основные параметры пластинки

Чтобы найти окончательное выражение для прогиба пластинки, определим  $w_0$  из формулы (53) в явном виде. Для этого необходимо решить кубическое уравнение

$$w_0^3 + \frac{h^2 \left[ 1 + \frac{a^2}{16D} T_0 \right]}{0,49} w_0 - \frac{qa^4 h^2}{0,49 \cdot 64D} = 0,$$

или

$$w_0^3 + 3r w_0 + 2s = 0, \quad (54)$$

где

$$r = \frac{h^2}{3 \cdot 0,49} \left[ 1 + \frac{a^2 T_0}{16D} \right] \text{ и } s = - \frac{qa^4 h^2}{0,49 \cdot 128D}. \quad (55)$$

Дискриминант  $\Delta = s^2 + r^3$  уравнения (54) больше нуля. Следовательно, это уравнение имеет один действительный корень, который согласно формуле Кардана [9] будет равен

$$w_0 = u + v,$$

где

$$u = \sqrt[3]{-s + \sqrt{s^2 + r^3}} \text{ и } v = \sqrt[3]{-s - \sqrt{s^2 + r^3}}.$$

Подставляя сюда выражения для  $r$  и  $s$  численные значения для  $E$  и  $\nu$  (фосфористая бронза), найдем, что

$$w_0 \approx 5,155 \cdot 10^{-3} \sqrt[3]{\frac{qa^4}{h} \left\{ \sqrt[3]{\sqrt{1 + 1,67 \cdot 10^{13} \left(\frac{h}{a}\right)^8 \frac{1}{q^2} \left[ 1 + 0,5375 \cdot 10^{-6} \frac{a^2 T_0}{h^3} \right]^3} + 1} - \sqrt[3]{\sqrt{1 + 1,67 \cdot 10^{13} \left(\frac{h}{a}\right)^8 \frac{1}{q^2} \left[ 1 + 0,5375 \cdot 10^{-6} \frac{a^2 T_0}{h^3} \right]^3} - 1} \right\}}. \quad (56)$$

Если теперь в уравнении (28) заменить  $w_0$  на равенство (56), то получим выражение, описывающее приближенно форму изогнутой пластинки для рассматриваемого общего случая прогиба.

Рассмотрим теперь вопрос о напряжениях в материале пластинки. Полное растягивающее напряжение  $\sigma_0$  будем считать складывающимся из напряжения  $\sigma_r^u$ , вызванного изгибом пластинки под действием поперечной нагрузки, напряжения  $\sigma_r^v$ , обусловленного начальным ее натяжением, и напряжения  $\sigma_r^c$ , возникающего вследствие растяжения срединной плоскости, происходящего из-за изгиба

$$\sigma_0 = \sigma_r^u + \sigma_r^v + \sigma_r^c. \quad (57)$$

Если  $M_r$  — изгибающий момент, действующий на элемент, вырезанный из пластинки (рис. 4), то в принятой системе полярных координат можно написать (3, стр. 194, 202)

$$M_r = -D \left( \frac{\partial^2 w}{\partial r^2} + \frac{\nu}{r} \cdot \frac{\partial w}{\partial r} \right) \quad (58)$$

и

$$\sigma_r^H = \frac{6M_r}{h^2} = -\frac{6}{h^2} D \left( \frac{\partial^2 w}{\partial r^2} + \frac{\nu}{r} \cdot \frac{\partial w}{\partial r} \right). \quad (59)$$

Из уравнения (28) определим входящие в выражение (59) производные

$$\frac{\partial w}{\partial r} = -\frac{4w_0}{a^2} r \left( 1 - \frac{r^2}{a^2} \right) \quad \text{и} \quad \frac{\partial^2 w}{\partial r^2} = -\frac{4w_0}{a^2} \left( 1 - \frac{r^2}{a^2} \right) + \frac{8w_0 r^2}{a^4}.$$

Поскольку напряжения принимают экстремальные значения при  $r=0$  и  $r=a$ , то ограничимся расчетом только для этих значений  $r$ .

Получим

$$\frac{\partial w}{\partial r} = \begin{cases} 0 & \text{при } r=0 \\ 0 & \text{при } r=a \end{cases} \quad \text{и} \quad \frac{\partial^2 w}{\partial r^2} = \begin{cases} -\frac{4w_0}{a^2} & \text{при } r=0 \\ \frac{8w_0}{a^2} & \text{при } r=a \end{cases} \quad (60)$$

Следовательно,

$$\sigma_r^H \Big|_{r=0} = \frac{24w_0 D}{h^2 a^2} \quad (61)$$

и

$$\sigma_r^H \Big|_{r=a} = -\frac{48w_0 D}{h^2 a^2}. \quad (62)$$

Таким образом напряжение  $\sigma_r^H$  на контуре больше, чем в центре пластинки, в два раза.

Напряжения  $\sigma_r^T$  и  $\sigma_r^C$  связаны с соответствующими растягивающими силами  $T_0$  и  $N_r$  очевидными равенствами:

$$\sigma_r^T = \frac{T_0}{h} \quad \text{и} \quad \sigma_r^C = \frac{N_r}{h}.$$

Согласно формуле (39)

$$\frac{N_r}{h} = \frac{E}{1-\nu^2} \left[ \frac{du}{dr} + \nu \frac{u}{r} + \frac{1}{2} \left( \frac{dw}{dr} \right)^2 \right],$$

где, если воспользоваться выражениями (28) и (41),

$$\begin{aligned} \nu \frac{u}{r} &= \nu(a-r) \left( C_1 + \frac{C_2 h}{a} r \right) = \begin{cases} \nu a C_1 & \text{при } r=0 \\ 0 & \text{при } r=a; \end{cases} \\ \frac{du}{dr} &= (a-r) \left( C_1 + \frac{C_2 h}{a} r \right) + r \left[ - \left( C_1 + \frac{C_2 h}{a} r \right) + \right. \\ &\quad \left. + (a-r) \frac{C_2 h}{a} \right] = \begin{cases} a C_1 & \text{при } r=0 \\ -a(C_1 + C_2 h) & \text{при } r=a; \end{cases} \\ \frac{dw}{dr} &= \begin{cases} 0 & \text{при } r=0 \\ 0 & \text{при } r=a \end{cases} \end{aligned}$$

Поэтому

$$\sigma_r^c \Big|_{r=0} = \frac{E}{1-\nu^2} [aC_1 + \nu aC_1] = \frac{EaC_1}{1-\nu},$$

а

$$\sigma_r^c \Big|_{r=a} = \frac{E}{1-\nu^2} [-a(C_1 + C_2h)] = -\frac{Ea}{1-\nu^2} (C_1 + C_2h).$$

Так как по формуле (49)

$$aC_1 = \frac{179-89\nu}{126} \cdot \frac{w_0^2}{a^2},$$

$$aC_2h = -\frac{79-13\nu}{42} \cdot \frac{w_0^2}{a^2}$$

и

$$aC_1 + aC_2h = \frac{w_0^2}{42a^2} \left[ \frac{179-89\nu}{3} - 79 + 13\nu \right] = -\frac{w_0^2}{126a^2} [58 + 50\nu],$$

то

$$\sigma_r^c \Big|_{r=0} = \frac{E}{1-\nu} \cdot \frac{w_0^2}{a^2} \left[ \frac{179-89\nu}{126} \right]$$

и

$$\sigma_r^c \Big|_{r=a} = \frac{E}{1-\nu^2} \cdot \frac{w_0^2}{a^2} \left[ \frac{58+50\nu}{126} \right].$$

Для сравнения этих величин последнее равенство представим в форме

$$\sigma_r^c \Big|_{r=a} = \frac{E}{1-\nu} \cdot \frac{w_0^2}{a^2} \frac{1}{1+\nu} \left[ \frac{58+50\nu}{126} \right].$$

Отсюда видно, что напряжение  $\sigma_r^c$  на контуре, наоборот, меньше напряжения, взятого для центра пластинки.

Если вместо  $\nu$  подставить его значение, равное 0,38, то напряжение будет меньше в 2,6 раза.

Таким образом, суммарное напряжение  $\sigma_0$  будет наибольшим в центре пластинки и после замены  $D$  его выражением будем иметь

$$\sigma_0 \Big|_{r=0} = \frac{2w_0}{a^2} \cdot \frac{Eh}{1-\nu^2} + \frac{T_0}{h} + \frac{E}{1-\nu} \cdot \frac{w_0^2}{a^2} \left[ \frac{179-89\nu}{126} \right]. \quad (63)$$

Принимая, что при условии отсутствия остаточных деформаций в пластинке наибольшее напряжение  $\sigma_0$  должно быть меньше предела упругости, т. е. практически должно быть  $\sigma_0 \Big|_{r=0} < \sigma_n$  (предел пропорциональности), и разрешая уравнение (63) относительно  $w_0$ , получим выражение для допустимого прогиба в форме

$$w_0 \text{ доп} < -\frac{126h}{(1+\nu)(179-89\nu)} + \sqrt{\left[ \frac{126h}{(1+\nu)(179-89\nu)} \right]^2 + \frac{126}{(179-89\nu)} \cdot \frac{(1-\nu)a^2}{E} \left( \sigma_n - \frac{T_0}{h} \right)}.$$

Если для удобства пользования формулой выразить  $T_0/h$  через  $\sigma_n$ , введя коэффициент  $\gamma$ , который в дальнейшем будем называть коэффициентом запаса натяжения, т. е.

$$\frac{T_0}{h} = \gamma \sigma_n,$$

то получим

$$w_{0 \text{ доп}} \leq - \frac{126h}{(1+\nu)(179-89\nu)} + \sqrt{\left[ \frac{126h}{(1+\nu)(179-89\nu)} \right]^2 + \frac{126(1-\nu)a^2\sigma_n}{(179-89\nu)E}(1-\gamma)}. \quad (64)$$

Для фосфористой бронзы ( $\nu=0,38$ ,  $E=11,96 \cdot 10^{10}$  н/м<sup>2</sup> и  $\sigma_n \approx 19,6 \cdot 10^6 - 29,4 \cdot 10^6$  н/м<sup>2</sup>),

$$w_{0 \text{ доп}} \leq a \left[ \sqrt{0,36 \left( \frac{h}{a} \right)^2 + 4 \cdot 10^{-7} \sigma_n (1-\gamma)} - 0,6 \left( \frac{h}{a} \right) \right]. \quad (65)$$

Формула (65) показывает, что чем больше сила предварительного натяжения пластинки  $T_0$ , т. е. чем ближе  $\gamma$  к единице, тем меньше величина допустимого прогиба.

По сравнению с формулой (7), которая получена с учетом только сопротивления изгибу и справедлива при малых прогибах, или по сравнению с формулой (16), учитывающей при тех же прогибах только силу натяжения, формула (65) имеет прежде всего то преимущество, что в ней приняты во внимание все указанные факторы и вместе с этим она не ограничена условием малого прогиба.

#### Сравнение результатов расчета с данными эксперимента

Недостатком выражения (65), как и формул (16), (53) и (63), является неизвестность численного значения входящего в них коэффициента запаса натяжения  $\gamma$ . Поскольку, однако, сила натяжения  $T_0$ , а следовательно, и коэффициент  $\gamma$  определяются условиями изготовления пластинки, то можно получить сведения о коэффициенте  $\gamma$  на основании данных эксперимента.

При испытании пластинки не составляет большого труда определить ее чувствительность вблизи «нулевого» положения, т. е. найти

$$(\delta_w)_0 = \left( \frac{dw_0}{dq} \right)_{w_0=0}.$$

Для такого опыта требуется применять очень малые нагрузки  $q$ , что приведет к небольшим безопасным прогибам  $w_0$ .

Если известна величина  $(\delta_w)_0$  и установлена ее связь с  $\gamma$ , то, пользуясь этой связью, можно найти численные значения  $\gamma$ , устранить тем самым неопределенность упомянутых выше формул и получить возможность производить расчет основных параметров пластинки.

Для установления зависимости между  $\gamma$  и  $(\delta_w)_0$  продифференцируем функцию  $w_0$  в уравнении (54) по  $q$ . Заменяя в полученном таким образом выражении  $\frac{T_0}{h} = \gamma \sigma_n$ ,  $D = \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)}$ ,  $\left( \frac{dw_0}{dq} \right)_0 = (\delta_w)_0$  и разрешая его относительно  $\gamma$ , найдем искомую связь в форме:

$$\gamma = \frac{1}{\sigma_n} \left[ \frac{a^2}{4h} \frac{1}{(\delta_w)_0} - \frac{4}{3} \frac{E}{1-\nu^2} \left( \frac{h}{a} \right)^2 \right]. \quad (66)$$



Применительно к пластинкам № 10, № 11 и № 1E (табл. 1) формула (66) дает:

при  $(\delta_w)_0 = 2,25 \cdot 10^{-6} \text{ м}^3/\text{н}$  (пластинка № 10)  $\gamma = 0,07$ ;

при  $(\delta_w)_0 = 0,3 \cdot 10^{-6} \text{ м}^3/\text{н}$  (пластинка № 1E)  $\gamma = 0,76$ ;

при  $(\delta_w)_0 = 1,88 \cdot 10^{-6} \text{ м}^3/\text{н}$  (пластинка № 11)  $\gamma = 0,13$ .

Вычислим для тех же пластинок величину допустимого прогиба  $w_{0 \text{ доп}}$ . Подставляя найденные значения  $\gamma$  в выражение (65) и считая  $\sigma_n \approx 19,6 \cdot 10^6 \text{ н/м}^2$ , получим

$w_{0 \text{ доп}} \leq 152 \text{ мкм}$  при  $\gamma = 0,76$  и  $w_{0 \text{ доп}} \leq 300 \text{ мкм}$  при  $\gamma = 0,13$ .

Сопоставим опытные данные с расчетными, полученными по новым формулам для рассматриваемых пластинок, используемых в настоящее время в разделительных камерах нового газового термометра ВНИИМ и полностью удовлетворяющих требованиям к точности измерения давления (табл. 2).

Таблица 2

Пластинка	Диаметр $2a$ , мм	Толщина $h$ , мм	Чувствительность $\delta_w$ , $10^{-6} \text{ м}^3/\text{н}$	Коэффициент запаса натяжения $\gamma$	Допустимый прогиб $w_0$ , мм	
					из расчета	из опыта
№ 1E	76	26	0,3	0,76	152	80—90
№ 11	76	26	1,88	0,13	300	90—100
№ 10	64	28	2,78	0,07	256	80—90

При сравнении расчетных данных табл. 1 и 2 можно заключить, что данные табл. 2 много лучше согласуются с экспериментом — сравниваемые числа имеют один и тот же порядок величины. Следует иметь в виду, что при расчете невозможно учесть полностью влияние реальных условий, в которых находится пластинка. Например, можно ожидать, что пластинка изготовлена из не вполне однородного материала, не имеет повсюду одинаковую толщину и не оказывается натянутой равномерно во всех направлениях. Кроме того, следует учитывать появление наклепа от воздействий, которым подвергается пластинка при изготовлении и закреплении ее на опоре. Все это приводит к некоторому расхождению между расчетными и опытными данными.

### Выводы

В статье рассматривается вопрос о большом прогибе тонкой пластинки (мембраны) под действием поперечной нагрузки с учетом жесткости, силы натяжения и деформации растяжения срединной плоскости пластинки, обусловленной прогибом. Это соответствует реальным условиям работы мембран, применяющихся в качестве индикаторов давления во многих точных приборах.

В результате приближенного решения задачи путем применения энергетического метода получены формулы, расчеты по которым согласуются с экспериментом много лучше, чем это может дать элементарная теория.

Формула (56) позволяет рассчитать чувствительность и выражает зависимость стрелы прогиба от нагрузки, выражение (63) дает возможность оценить величину наибольшего растягивающего напряжения в материале пластинки, а из равенства (64) можно установить для нее допустимый прогиб. Численное значение введенного в расчет коэффициента  $\gamma$ , характеризующего собой степень натяжения пластинки, можно найти, если ее чувствительность вблизи «нулевого» положения определить из эксперимента, который легко осуществить.

Таким образом, расчет дает возможность выбрать оптимальные параметры мембраны и оценить требования к условиям, в которых она может нормально работать.

В применении к газовому термометру, в котором пластинка служит чувствительным к давлению элементом одного из основных узлов — разделительной камеры, расчет позволил установить конструктивные особенности этого узла и определить основные механические характеристики мембраны (чувствительность и стабильность), обеспечившие измерение давления в термометре с погрешностью  $\pm 0,13$  н/м<sup>2</sup>.

Полученные формулы могут быть полезными при расчетах, которые необходимо производить при конструировании устройств с мембраной в качестве чувствительного упругого элемента.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Израйлов К. С., Интерференционная разделительная камера для газотермических измерений, Труды институтов Комитета, вып. 63 (123), 1962, стр. 168.
2. Израйлов К. С., Разделительная камера с емкостным отсчетом, Труды институтов Комитета, вып. 63 (123), 1962, стр. 182.
3. Никифоров С. Н., Теория упругости и пластичности, Госстройиздат, 1955, стр. 187.
4. Тимошенко С. П., Пластинки и оболочки, Гостехиздат, 1948, стр. 64—65.
5. Смирнов М. М., Задачи по уравнениям математической физики, Гостехиздат, 1954, стр. 62.
6. Th. von Kármán, Encyclopädie der mathematischen Wissenschaften, B. IV, 1910, S. 349.
7. Безухов Н. И., Теория упругости и пластичности, Гостехиздат, 1953, стр. 117—118; Федосеев В. И., Упругие элементы точного приборостроения, Оборонгиз, 1949.
8. Чайлдс У., Физические постоянные, ИЛ, 1961, стр. 26.
9. Бронштейн И. Н. и Семендяев К. А., Справочник по математике, Гостехиздат, 1959, стр. 139.

Поступила в редакцию  
5/III 1962 г.

А. Д. БРОДСКИЙ  
ВНИИМ

### АППАРАТУРА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ БЫСТРОМЕНЯЮЩЕЙСЯ ТЕМПЕРАТУРЫ НИЖЕ 0° С

*В статье сообщаются результаты первого опыта разработки методов измерений быстроменяющихся температур. Описываются два типа термочастотных преобразователей: один — для низкоомных термометров сопротивления и термопар, другой — для высокоомных термометров сопротивления. Рекомендуется для измерения быстроменяющихся температур и определения тепловой инерции термометров пользоваться магнитной записью.*

В различных областях техники часто возникает необходимость произвести измерение температуры в потоках жидкости или пара за сравнительно короткий промежуток времени. При этом температура потока может изменяться за 10—15 сек в широких пределах от 0 до  $-252^{\circ}\text{C}$ . Такие явления имеют место, например, при дросселировании газа в холодильных установках, а также при изучении термодинамических процессов в движущихся средах. В этих случаях мы не можем воспользоваться обычными измерительными средствами, применяемыми для измерения неизменяющихся во времени значений температуры. Применение самопишущих приборов типа ЭПП, ЭП, ЭПД и др. также исключено из-за большой инерционности их механической системы, предназначенной для записи температуры. С нашей точки зрения наиболее удобной регистрацией быстроменяющихся температур являются радиочастотные методы ее измерения [1], которые позволяют за короткий промежуток времени получить большую информацию о динамике данного процесса. При этом в качестве термопреобразователей желательно применять малоинерционные термометры. К таким термометрам частично можно отнести полупроводниковые термосопротивления типа МТ-54, бескаркасные термометры сопротивления и термопары, изготовленные из микропровода. Не исключена возможность применения термометров сопротивления и термопар более инерционных, только при этом соответственно возрастает поправка к результатам измерений температуры, обусловленная инерционностью этих термометров.

Радиочастотные методы измерения быстроменяющихся температур осуществляются с помощью термочастотных преобразователей, причем способов преобразований температуры в электромагнитные колебания существует достаточно много. В данной работе мы рассмотрим только

два способа: 1) для преобразования значений измеряемой температуры в электромагнитные колебания применительно к низкоомным термометрам сопротивления и термопар и 2) для полупроводниковых высокоомных термосопротивлений.

На рис. 1 представлена блок-схема аппаратуры для измерения низких температур от 0 до  $-252^{\circ}\text{C}$  с помощью низкоомных термометров сопротивления.

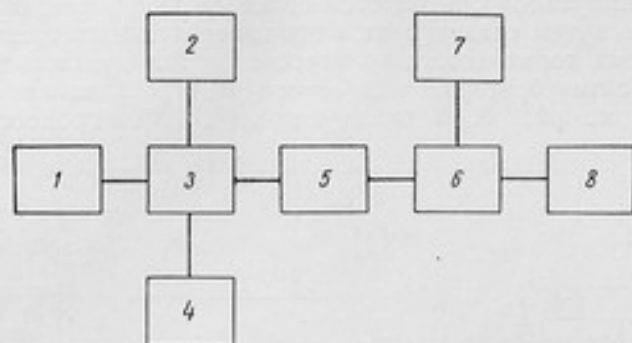


Рис. 1. Блок-схема аппаратуры для измерения температур от 0 до  $-252^{\circ}\text{C}$  с помощью низкоомных термометров сопротивления.

1 — мультивибратор; 2 — генератор пилообразного напряжения; 3 — модулятор; 4 — термометр сопротивления; 5 — ограничитель амплитуды; 6 — магнитофон; 7 — отметчик времени; 8 — электронный частотомер.

Платиновый термометр 4 сопротивлением в 100 ом подключается в цепь катода модуляторного каскада 3, на выходе которого получают импульсы частотой 20 кГц, промодулированные пилообразным напряжением частотой в 50 гц. Эти промодулированные импульсы поступают на ограничитель амплитуды 5. Форма полученного сигнала до и после ограничения изображена на рис. 2.

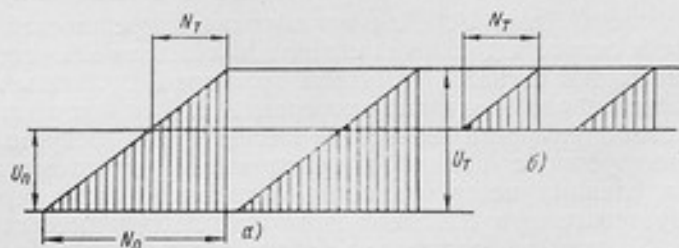


Рис. 2. Форма сигнала до и после ограничения.  
а — амплитудно-модулированный сигнал до ограничителя амплитуды;  
б — после ограничителя амплитуды.

При изменении температуры изменяется сопротивление термометра, а следовательно, изменяется и амплитуда модулированного сигнала  $U_T$ , так как численное значение сопротивлений в катоде влияет на коэффициент усиления каскада. Введя порог ограничения  $U_0$ , мы будем фиксировать только импульсы  $N_T$ , которые превышают заданное пороговое значение. При этом  $N_T$  будет являться функцией измеряемой температуры. Зависимость между числом регистрируемых импуль-



сов  $N_T$  и амплитудой модулированного сигнала определяется формулой

$$N_T = N_0 \left( 1 - \frac{U_n}{U_T} \right);$$

при этом  $U_T > U_n$ .

Связь между измеряемым значением температуры и числом регистрируемых импульсов оказывается более сложной, поэтому ее лучше устанавливать путем градуировки всего измерительного тракта. Принципиальная схема термочастотного преобразователя, состоящего из термометра, мультивибратора, модулятора и ограничителя амплитуды, представлена на рис. 3. В связи с тем, что весь процесс измерений

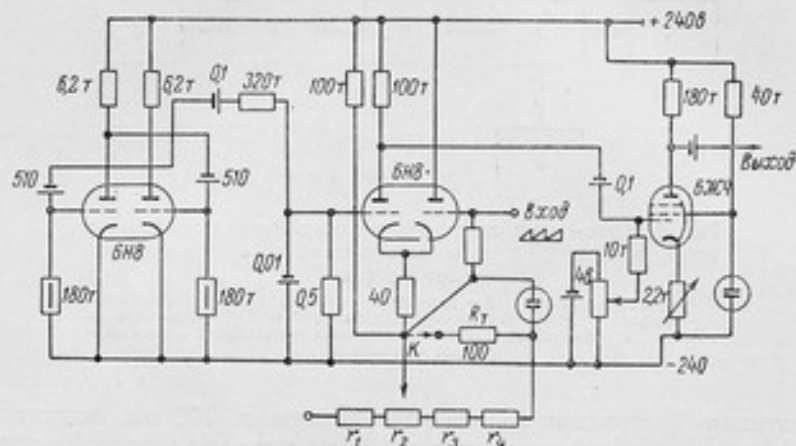


Рис. 3. Принципиальная схема термочастотного преобразователя для низкоомных термометров и термодар.

температуры занимает 10–15 сек, в соответствии с блок-схемой рис. 1 применяется автоматическая магнитная запись импульсов  $N_T$  на магнитофоне 6 (рис. 1). Для исключения погрешностей из-за неравномерности скорости движения магнитной ленты на нее через каждую секунду записывают сигналы отметчика времени. Результаты измерений обрабатываются после окончания эксперимента. Для этого (желательно при пониженной скорости) запись на магнитофоне воспроизводится и затем анализируется с помощью электронного частотомера 8. Для уменьшения влияния нестабильности электронной части термочастотного преобразователя в катодной цепи модулятора имеется калибратор  $K$  (рис. 3), который состоит из набора образцовых сопротивлений. С помощью этого калибратора перед началом и концом измерений записывается на магнитную ленту число импульсов  $N_T$ , пропорциональное номинальным значениям образцовых сопротивлений. При калибровке различие в записи  $N_T$  до и после измерения будет характеризовать степень стабильности аппаратуры, причем чувствительность метода в данной аппаратуре зависит от частоты мультивибратора. При частоте мультивибратора в 20 кГц чувствительность термочастотного преобразователя  $\gamma$  (имп/сек·град) в интервале температур 0–200°С равна приблизительно 100 имп/сек·град. С помощью этой же аппаратуры определяется значение тепловой инерции термометра сопротивления [2], для чего  $U_n$  устанавливают равным  $U_T/e$ , причем  $U_T$  должна



случае, калибратор *K*. В аппаратуре предусмотрен генератор фиксированной частоты и смесительный каскад. Разность частот между термочастотным преобразователем и генератором фиксированной частоты (от 1 *гц* до 15 *кгц*) является функцией температуры. Частота после смесителя записывается на ленту магнитофона. Воспроизведение записи и ее анализ осуществляются так же, как и для аппаратуры, выполненной по блок-схеме рис. 1.

В заключение следует отметить, что такая аппаратура создана в лаборатории низких температур и является результатом нашего первого опыта разработки методов измерений быстроменяющихся температур. Эти приборы могут служить основой для дальнейшего развития предлагаемых методов в метрологической практике.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Бродский А. Д., Радиочастотные методы измерения низких температур, Труды институтов Комитета, вып. 63 (123), 1962.
2. Кондратьев Г. М., Регулярный тепловой режим, Гостехиздат, 1954.

Поступила в редакцию  
23.11.1962 г.

---

Д. Ф. ТАРТАКОВСКИЙ

ВНИИМ

### К РАСЧЕТУ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ СИСТЕМ С ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ КОРРЕКЦИЕЙ ИНЕРЦИОННОСТИ ДАТЧИКОВ

*В статье рассматриваются некоторые вопросы расчета измерительных систем с электрической коррекцией инерционности датчиков; решается задача определения дополнительной погрешности измерения, обусловленной несовпадением постоянных времени датчика и корректирующего звена. Определяются оптимальные условия коррекции.*

В приборах, предназначенных для измерения быстроменяющихся величин, находят применение электрические корректирующие устройства, автоматически исключая динамические погрешности, обусловленные инерцией датчиков.

Так, в работах [1, 2] описаны приборы и схемы с коррекцией инерции полупроводниковых болометров, применявшиеся при исследовании оптических процессов. В работе [3] коррекция применялась для компенсации динамических погрешностей при измерении температуры.

Принцип электрической коррекции (рис. 1а) заключается в том, что последовательно с инерционным датчиком, передаточная функция которого имеет вид

$$\Pi_d(S) = \frac{X_{d, \text{вых}}(S)}{X_{d, \text{вх}}(S)} = \frac{1}{\epsilon S + 1}, \quad (1)$$

включается корректирующее звено с передаточной функцией

$$\Pi_k(S) = \frac{X_{k, \text{вых}}(S)}{X_{k, \text{вх}}(S)} = \frac{\tau S + 1}{\tau S + K}. \quad (2)$$

Здесь  $X_{\text{вх}}(S)$ ,  $X_{\text{вых}}(S)$  — преобразования по Лапласу, соответственно, входная и выходная величины;

$\epsilon$  — постоянная времени датчика;

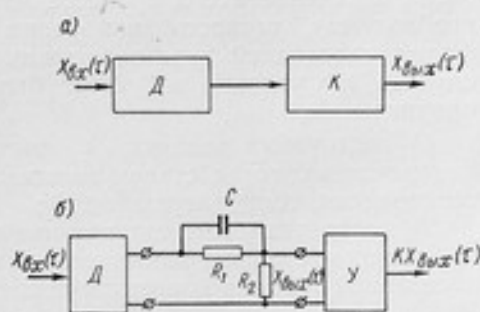


Рис. 1. Принцип электрической коррекции  
Д — датчик; К — корректирующее звено;  
У — усилитель.



$T$  — постоянная времени корректирующего звена;  
 $K$  — коэффициент коррекции ( $K > 1$ ).

При таком включении передаточная функция системы датчик — корректирующее звено равна произведению передаточных функций отдельных звеньев [4]

$$\Pi_0(S) = \frac{1}{\varepsilon S + 1} \cdot \frac{TS + 1}{TS + K} = \frac{X_{к.вых}(S)}{X_{з.вх}(S)}. \quad (3)$$

Если выполнить условие  $T = \varepsilon$ , то передаточная функция системы примет вид

$$\Pi_0(S) = \frac{1}{K} \cdot \frac{1}{\frac{\varepsilon}{K} S + 1}. \quad (4)$$

Из сравнения формул (1) и (4) можно видеть, что введение корректирующего звена с  $T = \varepsilon$  аналогично применению датчика с постоянной времени  $\varepsilon_{эфф} = \frac{\varepsilon}{K}$ .

Осуществить корректирующее звено с характеристикой вида (2) можно различными способами [1]. В простейшем случае, например, для этого достаточно ввести в измерительную схему корректирующее звено, изображенное на рис. 1б, и установить  $T = R_1 C = \varepsilon$ . Коэффициент коррекции в этом случае определяется соотношением

$$K = \frac{R_1}{R_2} + 1.$$

Поскольку при введении корректирующего звена уровень полезного сигнала, снимаемого с выхода этого звена, уменьшается, обычно применяют дополнительное усиление.

Необходимым условием правильной работы системы с коррекцией является равенство постоянных времени датчика и корректирующего звена в течение всего процесса измерения. При этом обеспечивается необходимая точность измерения и сохраняется экспоненциальная форма переходной характеристики. Однако в большинстве реальных случаев это условие не может быть точно выполнено по следующим причинам:

1) постоянная времени  $\varepsilon$  датчика может изменяться в процессе измерения под воздействием внешних условий (изменения коэффициента теплоотдачи, температуры и др.);

2) постоянная времени датчика может быть неизменна во времени, но имеет место неточность ее измерения или неточность установки постоянной времени корректирующего звена, вследствие чего  $T \neq \varepsilon$ .

В результате происходит искажение формы переходной характеристики системы и появляются дополнительные погрешности измерения, которые при определенной степени несовпадения  $T$  и  $\varepsilon$  могут свести на нет весь эффект коррекции. Поэтому при расчете систем с коррекцией необходимо:

а) установить пределы неравенства постоянных времени датчика и корректирующего звена, допустимые с точки зрения обеспечения заданной погрешности измерения;

б) оценить дополнительные погрешности измерения, если известны пределы несовпадения  $T$  и  $\varepsilon$ .

И в том и в другом случае для решения поставленной задачи необходимо получить выражение для сигнала на выходе системы при подаче

на ее вход измеряемой величины, изменяющейся по определенному закону.

В настоящей статье рассматривается система при работе ее в режиме, соответствующем второму случаю, т. е. при  $T = \text{const}$ ,  $\varepsilon = \text{const}$ , но  $T \neq \varepsilon$ . Подобные условия работы могут иметь место, например, при измерении температуры инерционным датчиком в жидкостях, где теплообмен между датчиком и средой весьма интенсивен, или при измерениях освещенности полупроводниковыми болометрами, инерция которых неизменна во времени. Положим также, что датчик представляет собой одноемкостное инерционное звено с передаточной функцией вида (1).

Для получения выражения сигнала на выходе системы при различных характерах входного воздействия воспользуемся методами операционного исчисления. Будем рассматривать поведение системы при наиболее часто встречающихся в практике:

- 1) скачкообразном,
- 2) линейном,
- 3) экспоненциальном,
- 4) гармоническом изменениях входного сигнала.

#### Входной сигнал изменяется скачком

Положим, что

$$X_{\text{вх}}(\tau) = \begin{cases} 0 & \text{при } \tau = 0 \\ A = \text{const} & \text{при } \tau > 0. \end{cases}$$

Подставляя в формулу (3) выражение  $X_{\text{вх}}(\tau)$  в операторной форме, получим

$$X_{\text{вых}}(S) = \frac{TS + 1}{(\varepsilon S + 1)(TS + K)} \cdot \frac{A}{S} = \frac{\Phi(S)}{\psi(S)}.$$

Применяя теорему разложения, условия которой в данном случае соблюдены, перейдем к оригиналу. Найдем корни знаменателя. Их три:

$$S_1 = 0; \quad S_2 = -\frac{K}{T}; \quad S_3 = -\frac{1}{\varepsilon}.$$

Тогда

$$X_{\text{вых}}(\tau) = \sum_{n=1}^3 \frac{\Phi(S_n)}{\psi'(S_n)} e^{S_n \tau} = A \left[ \frac{1}{K} - \frac{a(K-1)}{K(K-a)} e^{-\frac{K}{T}\tau} - \frac{(1-a)}{(K-a)} e^{-\frac{1}{\varepsilon}\tau} \right], \quad (5)$$

где  $a = \frac{T}{\varepsilon}$  — коэффициент, характеризующий степень несовпадения постоянных времени датчика и корректирующего звена.

Из выражения (5) следует, что только при идеальной коррекции, т. е. при  $a = 1$ , переходный процесс в системе будет проходить по экспоненте с постоянной времени  $\varepsilon_{\Phi\Phi} = \frac{\varepsilon}{K}$ . В этом случае коэффициент при третьем слагаемом в выражении (5) равен нулю и

$$X_{0\text{вых}}(\tau) = \frac{A}{K} \left[ 1 - e^{-\frac{K}{T}\tau} \right]. \quad (6)$$

Здесь и далее индекс нуль принят для обозначения соответствующего параметра при  $a = 1$ .

Если же коэффициент  $a \neq 1$ , то переходная характеристика системы перестает быть экспоненциальной, и в каждый момент времени выходной сигнал  $X_{\text{вых}}$  отличается от  $X_{0 \text{ вых}}$  на  $\Delta X_{\text{вых}}$  (рис. 2).

$$\Delta X_{\text{вых}}(\tau) = X_{0 \text{ вых}}(\tau) - X_{\text{вых}}(\tau). \quad (7)$$

Введем следующие обозначения:  $\Delta_0$  — динамическая погрешность измерения при  $a = 1$ ;  $\Delta$  — то же при  $a \neq 1$ .

Тогда можно записать

$$\Delta_0 = X_{\text{вх}}(\tau) - KX_{0 \text{ вых}}(\tau); \quad (8)$$

$$\Delta = \Delta_0 + K \Delta X_{\text{вых}}. \quad (9)$$

Определим  $\Delta_0$  и  $\Delta X_{\text{вых}}$ :

$$\left. \begin{aligned} \Delta_0 &= Ae^{-\frac{\tau}{T}}; \\ \Delta X_{\text{вых}} &= A \left[ \frac{a(K-1)}{K(K-a)} e^{-\frac{\tau}{T}} - \frac{1}{K} e^{-\frac{\tau}{T}} + \frac{(1-a)}{(K-a)} e^{-\frac{1}{\tau}} \right] \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Подставляя  $\Delta_0$  и  $\Delta X_{\text{вых}}$  в формулу (7), получим

$$\Delta = \frac{AK}{(K-a)} \left[ \frac{a(K-1)}{K} e^{-\frac{\tau}{T}} + (1-a) e^{-\frac{1}{\tau}} \right]. \quad (11)$$

Таким образом, в общем случае, при  $a \neq 1$  динамическая погрешность измерения представляется суммой двух экспоненциально изменяющихся слагаемых с различающимися примерно в  $K$  раз постоянными времени.

Учитывая, что с погрешностью 3% экспоненциально протекающий процесс может считаться закончившимся через промежуток времени, равный утроенному значению его постоянной времени, и что  $\frac{T}{K} \ll \tau$ , выражение (11) для  $\tau > 3\frac{T}{K}$  можно записать так:

$$\Delta = \frac{AK(1-a)}{(K-a)} e^{-\frac{1}{\tau}}.$$

При  $K \gg a$  получим

$$\Delta = A(1-a) e^{-\frac{1}{\tau}}. \quad (12)$$

В то же время для системы без коррекции можно записать

$$\Delta_1 = Ae^{-\frac{1}{\tau}}. \quad (13)$$

Разделив  $\Delta$  на  $\Delta_1$ , получим

$$\Delta = \Delta_1(1-a). \quad (14)$$

Формула (14) позволяет оценить эффективность коррекции в случае несовпадения постоянных времени датчика и корректирующего звена. Как видно, хотя при  $a \neq 1$  и не достигается требуемая компенсация динамической погрешности, однако по сравнению с системой, в которой коррекция отсутствует, эта динамическая погрешность уменьшается в  $\frac{1}{1-a}$  раз.

Случай изменения входной величины скачком довольно распространен в температурных измерениях. А. П. Успенским разработано, напри-

мер, устройство для измерения высоких температур газового потока с применением электрической коррекции инерционности термопар. Особенностью способа измерения, предложенного А. П. Успенским, является применение термопар для измерения температуры, значительно превышающей температуру плавления спая термопары.

Термопара, вносимая в поток газа, имеющего высокую температуру, обладающая инерционностью порядка 0,3—0,5 сек, сгорает в нем через 0,3—0,8 сек. За это время показания термопары еще не успевают достигнуть установившегося значения. Применяя коррекцию инерционности, удалось зарегистрировать на осциллографе значение измеряемой температуры с точностью  $\pm 5\%$  уже через 0,2—0,4 сек.

А. П. Успенским экспериментально показана возможность измерения температуры с точностью  $\pm 5\%$  при довольно большом несовпадении постоянных времени  $T$  и  $\tau$  (30—40%). Однако при этом должна быть соответственно увеличена выдержка термопары в потоке газа.

Полученные формулы (12) и (14) дают возможность расчетным путем определить диапазон значений  $a$ , при которых обеспечивается заданная точность измерения.

Пусть, например, должна быть измерена температура газа  $1400^\circ\text{C}$  с точностью  $\pm 3\%$  термопарой, имеющей температуру плавления спая около  $1200^\circ\text{C}$ . Инерционность термопары 0,4 сек. Будучи помещена в среду с температурой  $1400^\circ\text{C}$ , термопара сгорает через 0,9 сек.

Поставим дополнительное условие, чтобы при измерении температура спая не превышала  $800\text{—}900^\circ\text{C}$ . Это будет иметь место спустя приблизительно 0,2 сек после помещения термопары в измеряемую среду. Определим предельное отклонение постоянной времени корректирующего звена, при котором через 0,2 сек после помещения термопары в газовый поток будет зарегистрировано значение измеряемой температуры с точностью  $\pm 3\%$ .

В момент времени 0,2 сек погрешность измерения при отсутствии коррекции будет

$$\Delta_1 = Ae^{-\frac{1}{T}\tau} = 1400e^{-\frac{1}{0,4} \cdot 0,2} \approx 840^\circ\text{C}.$$

По формуле (14)

$$(1-a) = \frac{\Delta}{\Delta_1}.$$

Здесь  $\Delta = \frac{1400}{100} \cdot 3 = 42^\circ\text{C}$  и  $(1-a) = \frac{42}{840} = 0,05$ ,

т. е.

$$a = 1 \pm 0,05.$$

Если допустить точность измерения  $\pm 5\%$ , то аналогично получим  $\Delta = 70^\circ\text{C}$  и  $a = 1 \pm 0,08$ .

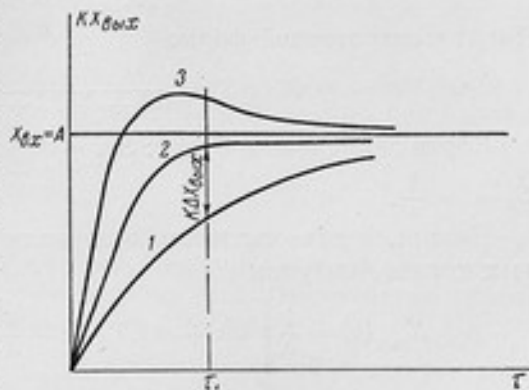


Рис. 2. Изменение входного сигнала скачком. Выходной сигнал: 1 — при  $a < 1$ ; 2 — при  $a = 1$ ; 3 — при  $a > 1$ .



Более широкий диапазон значений  $a$  можно допустить, если температуру отсчитывать через 0,5 сек после внесения термомпары в поток. Тогда при точности  $\pm 3\%$  получим  $a = 1 \pm 0,105$  и при точности  $\pm 5\%$  будет  $a = 1 \pm 0,175$ .

#### Линейное изменение входного сигнала

Полагаем выходной сигнал изменяющимся по закону

$$X_{\text{вх}}(\tau) = m\tau.$$

Тогда в операторной форме

$$X_{\text{вых}}(S) = \frac{TS + 1}{(\varepsilon S + 1)(TS + K)} \cdot \frac{m}{S^2} = \frac{\Phi(S)}{\Psi(S)}.$$

Корни знаменателя будут:  $S_{1,2} = 0$  — двукратный корень;  $S_3 = -\frac{K}{T}$ ;  $S_4 = -\frac{1}{\varepsilon}$ .

Применяя для отыскания оригинала теорему разложения для кратных корней, получим

$$X_{\text{вых}}(\tau) = \frac{1}{K} \left[ m\tau + m \left( T - \varepsilon - \frac{T}{K} \right) + m \left( \frac{1-K}{\frac{K}{T} - \varepsilon - \frac{K_2}{T^2}} \right) e^{-\frac{K}{T}\tau} + \right.$$

$$\left. + m \left( \frac{1 - \frac{T}{\varepsilon}}{\frac{1}{\varepsilon} - \frac{1}{\varepsilon^2} \cdot \frac{T}{K}} \right) e^{-\frac{1}{\varepsilon}\tau} \right]. \quad (15)$$

Опуская члены, содержащие  $e^{-\frac{K}{T}\tau}$  и  $e^{-\frac{1}{\varepsilon}\tau}$ , характеризующие переходную стадию процесса, будем иметь для установившегося режима

$$X_{\text{вых}}(\tau) = \frac{1}{K} m \left[ \tau - \frac{T}{K} + (T - \varepsilon) \right] \quad (16)$$

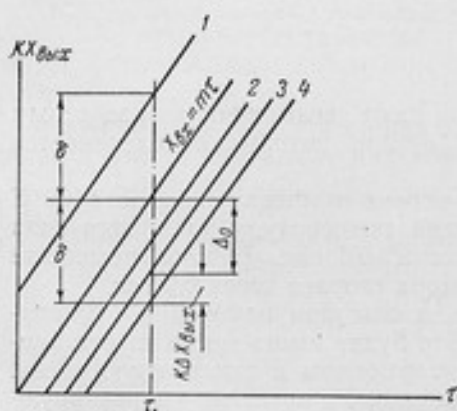


Рис. 3. Линейное изменение входного сигнала.

Выходной сигнал: 1 — при  $a = a_m$ ; 2 — при  $a < 1$ ; 3 — при  $a = 1$ ; 4 — при  $a < 1$ .

и при  $T = \varepsilon$

$$X_{0\text{вых}}(\tau) = \frac{1}{K} m \left( \tau - \frac{\varepsilon}{K} \right). \quad (17)$$

Зависимость  $X_{\text{вых}}(\tau)$  для различных значений  $\frac{T}{\varepsilon} = a$  приведена на рис. 3.

При  $a = 1$  и соответствующем коэффициенте коррекции  $K$  можно записать

$$\Delta_0 = m\tau - m \left( \tau - \frac{\varepsilon}{K} \right) = m \frac{\varepsilon}{K}.$$

При  $a \neq 1$ , как и в предыдущем случае,

$$\Delta X_{\text{вых}} = \frac{1}{K} m \frac{(K-1)}{K} (\varepsilon - T).$$

Тогда при  $K \gg 1$

$$\Delta = m \frac{\varepsilon}{K} + m(z - T). \quad (18)$$

В случае линейного изменения входного сигнала можно так подобрать постоянную времени корректирующего звена, что динамическая погрешность будет полностью скомпенсирована. Для этого необходимо, чтобы

$$-K \Delta X_{\text{вых}} = \Delta_0. \quad (19)$$

Подставляя в формулу (19) значения  $\Delta_0$  и  $\Delta X_{\text{вых}}$  и преобразуя ее, получим значение  $a = a_k$ , при котором достигается полная компенсация

$$a_k = \frac{K}{K-1}. \quad (20)$$

Пусть  $\pm \delta$  — допустимое значение погрешности измерения. Определим пределы, в которых может находиться величина  $a$ . Максимальное значение  $a = a_m$ , при котором погрешность измерения не превосходит  $\delta$ , определяется из условия  $\Delta = \delta$ . Оно равно

$$a_m = \frac{\delta + m\varepsilon}{m\varepsilon(K-1)}$$

или, при  $K \gg 1$ , можно написать

$$a_m = 1 + \frac{\delta}{m\varepsilon}. \quad (21)$$

Из рис. 3 легко найти, что для обеспечения заданной точности измерения должно выполняться соотношение

$$2 - (a_m - a_k) < a < a_m. \quad (22)$$

#### Экспоненциальное изменение входного сигнала

Пусть сигнал на входе системы изменяется по закону

$$X_{\text{вх}}(\tau) = A - Ae^{-\frac{\tau}{b}},$$

или в операторной форме

$$X_{\text{вх}}(S) = \frac{A}{S} - \frac{A}{S + \frac{1}{b}}.$$

Подставляя  $X_{\text{вх}}(S)$  в уравнение (3), получим

$$\begin{aligned} X_{\text{вых}}(S) &= \frac{A}{\varepsilon b \left(s + \frac{1}{\varepsilon}\right) \left(s + \frac{K}{T}\right) \left(s + \frac{1}{b}\right)} + \\ &+ \frac{A}{\varepsilon b T \left(s + \frac{1}{\varepsilon}\right) \left(s + \frac{K}{T}\right) \left(s + \frac{1}{b}\right) s}. \end{aligned} \quad (23)$$

Для перехода от изображения к оригиналу  $X_{\text{вых}}(\tau)$  воспользуемся теоремой умножения изображений, применив ее отдельно к каждому

слагаемому. Тогда оригинал первого слагаемого в выражении (23) будет

$$L_I^{-1} = \frac{A}{\epsilon b} \left[ \int_0^{\tau} e^{-\frac{1}{b}(\tau-\theta)} \frac{1}{\left(\frac{K}{T} - \frac{1}{\epsilon}\right)} \left( e^{-\frac{1}{T}\theta} - e^{-\frac{K}{T}\theta} \right) d\theta \right]$$

и второго слагаемого

$$L_{II}^{-1} = \frac{A}{\epsilon b T} \left[ - \int_0^{\tau} \frac{b}{\left(\frac{K}{T} - \frac{1}{\epsilon}\right)} \left( e^{-\frac{1}{T}\theta} - e^{-\frac{K}{T}\theta} \right) \left( e^{-\frac{1}{b}(\tau-\theta)} - 1 \right) d\theta \right].$$

Интегрируя и преобразуя последние выражения, получим

$$X_{\text{вых}}(\tau) = A \left[ B - C e^{-\frac{1}{b}\tau} - D e^{-\frac{K}{T}\tau} - E e^{-\frac{1}{T}\tau} \right], \quad (24)$$

где  $B = \frac{1}{K}$ ;  $C = \frac{\frac{b}{\epsilon} - a}{\left(\frac{a}{b} - K\right) \left(1 - \frac{b}{\epsilon}\right)}$ ;

$$D = \frac{a^2(K-1)}{(K^2 - aK) \left(a - \frac{b}{\epsilon}K\right)}; \quad E = \frac{1-a}{(K-a) \left(1 - \frac{b}{\epsilon}\right)}.$$

Подставляя в уравнения (7) и (8) значения  $X_{\text{вх}}$  и  $X_{\text{вых}}$ , получим

$$\Delta_0 = A \left[ \left( \frac{Kb}{Kb - \epsilon} - 1 \right) e^{-\frac{1}{b}\tau} + K D_0 e^{-\frac{K}{T}\tau} \right].$$

При  $K \gg 1$  можно считать  $\frac{Kb}{Kb - \epsilon} \approx 1$  и тогда

$$\Delta_0 = A K e^{-\frac{K}{T}\tau}; \quad (25)$$

$$\Delta X_{\text{вых}} = A \left[ (C - C_0) e^{-\frac{1}{b}\tau} + D e^{-\frac{K}{T}\tau} - D_0 e^{-\frac{K}{T}\tau} + E e^{-\frac{1}{T}\tau} \right]. \quad (26)$$

При  $K \gg 1$  для моментов времени, больших утроенного значения постоянной времени  $a\epsilon/K$ , как и в случае скачкообразного изменения входного сигнала, члены, содержащие  $e^{-\frac{K}{T}\tau}$  и  $e^{-\frac{1}{T}\tau}$  в уравнениях (25) и (26), обращаются в нуль. В этом случае можно записать

$$\Delta = \Delta X_{\text{вых}} = A \left[ (C - C_0) e^{-\frac{1}{b}\tau} + E e^{-\frac{1}{T}\tau} \right]. \quad (27)$$

Полученные для  $\Delta_0$  и  $\Delta X_{\text{вых}}$  выражения позволяют при заданных параметрах системы датчик — корректирующее звено определить погрешность измерения экспоненциально изменяющейся величины в заданный момент времени и оценить влияние несоответствия постоянных времени  $T$  и  $\epsilon$  на точность измерения.

Входной сигнал изменяется по гармоническому закону

Полагаем, что

$$X_{\text{вх}}(\tau) = U_0 + \Delta U_0 \sin(\omega\tau - \varphi),$$

где  $U_0$  — среднее значение входной величины;  
 $\Delta U_0$  — амплитуда колебаний;  
 $\omega$  — частота колебаний;  
 $\varphi$  — сдвиг фазы.

Изображение  $X_{\text{вх}}(\tau)$  найдем, пользуясь теоремой запаздывания.

Если  $f_b(\tau) = \begin{cases} 0 & \text{при } 0 < \tau < b \\ f(\tau - b) & \text{при } \tau > b \end{cases}$   
 то

$$F_b(S) = e^{-sb} F(S).$$

Тогда

$$X_{\text{вх}}(S) = \frac{U_0}{S} + \Delta U_0 e^{-s\varphi} \frac{\omega}{S^2 + \omega^2}$$

и

$$X_{\text{вых}}(S) = \frac{U_0(TS + 1)}{(TS + 1)(TS + K)S} + \frac{\Delta U_0(TS + 1)e^{-s\varphi}\omega}{(TS + 1)(TS + K)(S^2 + \omega^2)}. \quad (28)$$

Для отыскания оригинала функции  $X_{\text{вых}}(S)$  применим, как и в предыдущем случае, теорему умножения изображения. Тогда  $X_{\text{вых}}(\tau)$  можно представить в виде

$$\begin{aligned} X_{\text{вых}}(\tau) = & \frac{U_0}{\epsilon} \int_0^{\tau} \left[ \frac{K}{T} e^{-\frac{K}{T}(\tau-\theta)} - \frac{1}{\epsilon} e^{-\frac{1}{\epsilon}(\tau-\theta)} \right] d\theta + \frac{1}{T} \int_0^{\tau} \frac{1}{\left(\frac{K}{T} - \frac{1}{\epsilon}\right)} \times \\ & \times \left[ e^{-\frac{1}{\epsilon}(\tau-\theta)} - e^{-\frac{K}{T}(\tau-\theta)} \right] d\theta + \frac{\Delta U_0}{\epsilon} \left\{ \int_0^{\tau} \frac{1}{\left(\frac{K}{T} - \frac{1}{\epsilon}\right)} \times \right. \\ & \times \left[ -\frac{1}{\epsilon} e^{-\frac{1}{\epsilon}(\tau-\theta)} + \frac{K}{T} e^{-\frac{K}{T}(\tau-\theta)} \right] \sin(\omega\theta - \varphi) d\theta + \\ & \left. + \frac{1}{T} \int_0^{\tau} \frac{1}{\left(\frac{K}{T} - \frac{1}{\epsilon}\right)} \left[ e^{-\frac{1}{\epsilon}(\tau-\theta)} - e^{-\frac{K}{T}(\tau-\theta)} \right] \sin(\omega\theta - \varphi) d\theta \right\}. \end{aligned}$$

Интегрируя и рассматривая только установившийся процесс (при  $\tau \rightarrow \infty$ ), получим после соответствующих преобразований

$$X_{\text{вых}}(\tau) = \frac{U_0}{K} + A_1 \sin(\omega\tau - \varphi - \beta_1) + A_2 \sin(\omega\tau - \varphi - \beta_2), \quad (29)$$

где

$$A_1 = \frac{\Delta U_0(K-1)}{(K-a) \sqrt{\left(\frac{K}{a}\right)^2 - \omega^2 T^2}}; \quad \cos \beta_1 = \frac{K}{\sqrt{K^2 + \omega^2 T^2}}; \quad (30)$$



$$A_2 = \frac{\Delta U_0 (1-a)}{(K-a) \sqrt{1+\omega^2 \tau^2}}; \quad \cos \beta_2 = \frac{1}{\sqrt{1+\omega^2 \tau^2}}. \quad (31)$$

Таким образом, в общем случае при  $a \neq 1$  сигнал на выходе системы датчик — корректирующее звено при синусоидальном изменении входной величины может быть представлен суммой двух синусоид с одинаковыми частотами, равными частоте входного сигнала, но с различными амплитудами и фазами. Амплитуды этих гармонических составляющих и сдвиг фаз их относительно фазы входного сигнала зависят от произведения  $\omega\tau$ , степени коррекции  $K$  и отношения  $\frac{T}{\epsilon} = a$ .

Положим далее для простоты  $\varphi = 0$ . Применяя известные формулы тригонометрии, можно записать выражение (29) в виде

$$X_{\text{вых}}(\tau) = \frac{U_0}{K} + B \sin(\omega\tau - \beta), \quad (32)$$

где

$$B = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\beta_1 - \beta_2)};$$

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{A_1 \sin \beta_1 + A_2 \sin \beta_2}{A_1 \cos \beta_1 + A_2 \cos \beta_2}.$$

Тогда динамическая погрешность измерения будет

$$\Delta = K [A \sin \omega\tau - B \sin(\omega\tau - \beta)] = KC \sin(\omega\tau - \gamma), \quad (33)$$

где

$$A = \frac{\Delta U_0}{K}; \quad C = \sqrt{A^2 + B^2 - 2AB \cos \beta};$$

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{B \sin \beta}{B \cos \beta - A}.$$

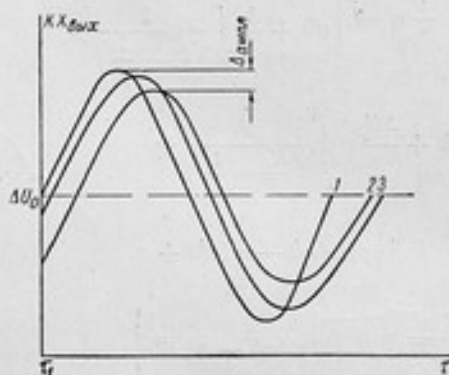


Рис. 4. Гармоническое изменение входного сигнала.  
1 — входной сигнал; 2 — выходной сигнал при  $a = 1$ ; 3 — при  $a > 1$ .

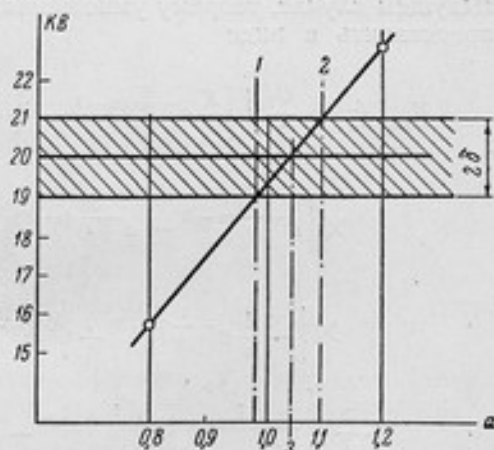


Рис. 5. Зависимость амплитуды выходного сигнала  $KB$  от коэффициента  $a$ .  
1)  $a_{\min} = 0,98$ ; 2)  $a_{\max} = 1,00$ ; 3)  $a_0 = 1,03$ .

Формула (33) дает значение абсолютной погрешности измерения, обусловленной изменением амплитуды и фазы  $X_{\text{вых}}(\tau)$ .

В ряде случаев, при измерении величин, изменяющихся по гармоническому закону, представляют интерес только амплитудные искажения сигнала.

На рис. 4 изображены зависимости  $X_{\text{вых}}(\tau)$  при различных значениях  $a$ .

При  $a = 1$  уменьшение амплитуды выходного сигнала  $\Delta_{\text{ампл}}$  можно записать

$$\Delta_{\text{ампл}} = A - B = A - \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\beta_1 - \beta_2)}. \quad (34)$$

Как и в случае линейно изменяющейся входной величины, можно подобрать значение  $a > 1$ , при котором амплитудные искажения будут полностью скомпенсированы.

Для системы с заданными параметрами подбор значения  $a$ , необходимого для полной компенсации амплитудных искажений, удобно произвести графически, определив предварительно величину выходного сигнала при двух, выбранных произвольно, значениях  $a$ .

Пусть на вход системы подается сигнал, изменяющийся по закону

$$X_{\text{вх}}(\tau) = 100 + 20 \sin 10\tau.$$

Параметры системы датчик — корректирующее звено следующие:  $\varepsilon = 0,5$  сек;  $K = 20$ .

В таблице приведены рассчитанные по формулам (29) — (32) значения соответствующих величин при  $a = 0,8$  и  $a = 1,2$ .

$a$	$A$	$A_1$	$A_2$	$\beta_1$	$\beta_2$	$KB$
0,8	1	0,77	0,041	11°20'	78°40'	15,68
1,2	1	1,16	-0,041	16°10'	78°40'	22,80

Поставим условие, чтобы амплитудные искажения сигнала не превосходили  $\pm 5\%$ . По данным таблицы построена на графике (рис. 5) зависимость амплитуды выходного сигнала  $KB$  от  $a$ , откуда видно, что для того, чтобы амплитудные искажения не превосходили заданной величины, значения  $a$  могут находиться в пределах от  $a_{\text{min}} = 0,98$  до  $a_{\text{max}} = 1,09$ . Полная компенсация амплитудных искажений наступает при  $a_0 \approx 1,03$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Бонч-Бруевич А. М., Имас Я. А., Исследование быстропротекающих процессов с помощью инерционных датчиков, ЖТФ, т. 25, вып. 14, 1955.
2. Бонч-Бруевич А. М., Имас Я. А., Некоторые вопросы применения полупроводниковых болометров, «Радиотехника и электроника», т. II, № 3, 1957.
3. Whitlow L., Porter M. L., A method of reducing the time lag of transducers which have an exponential response, Electronic Engineering, v. 31, № 379, 1959.
4. Воронов А. А., Элементы теории автоматического регулирования, Воениздат, 1950.

Поступила в редакцию  
26/II 1952 г.

М. С. КАЯНДЕР  
ВНИИМ

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ИЗМЕРЕНИЯ ПЕРЕМЕННЫХ ТЕМПЕРАТУР

*Дан обзор ряда работ по методам определения динамических характеристик промышленных термодатчиков. Приведено описание схем, моделирующих различный характер изменений температуры среды, окружающей термодатчик.*

Развитие методов моделирования и электротепловых аналогий позволило ускорить и упростить теоретические исследования сложных процессов и систем. Использование этих методов в теории автоматического регулирования [1], аэро- и гидродинамике привело к экономии средств и времени при расчете весьма сложных устройств, условия эксплуатации которых с трудом могут быть воспроизведены при лабораторном эксперименте.

Правильность моделирования проверяется совпадением полученных результатов с теоретическими расчетами для каких-либо предельно идеализированных случаев. Отступление от условий идеализированной системы также может изучаться на моделях, но с большой осторожностью с постоянной проверкой экспериментальными данными, соответственно расширяющими теоретические методы расчета. Следовательно, только рациональное комбинирование метода аналогий, а также математических и экспериментальных методов может правильно отобразить сложный физический процесс.

Успехи методов моделирования привели, естественно, к их использованию в метрологии при изучении сложных процессов измерения меняющихся величин и, в частности, для измерения переменных температур.

Измерение температуры в динамическом режиме комплектом, состоящим из датчика, обладающего тепловой инерцией, и измерительного прибора, обладающего механической инерцией, может моделироваться с помощью электрических аналогий.

Тогда тепловая инерция датчика, так же как механическая инерция прибора, определяется передаточными функциями  $\omega_t$  и  $\omega_n$  соответствующих апериодических звеньев.

Однако простое перенесение методов моделирования из одной области техники в другую, в данном случае безоговорочное применение методики анализа линейных систем автоматического регулирования к про-

цессу измерения температуры, неизбежно приводит к расхождению с экспериментально полученными данными.

Общая передаточная функция  $w_k = w_T \cdot w_n$  не определяет динамических свойств измерительного комплекта. Опыт показывает, что динамические характеристики термоэлектрического комплекта следует рассматривать в двух различных режимах: режиме слежения, когда погрешность обусловлена инерционностью термодатчика, а записывающий прибор вносит погрешность, не превышающую допустимую, и в режиме ограничения, когда погрешность измерения обусловлена предельной скоростью перемещения указателя прибора.

Для правильного подхода к процессу измерения переменных температур и правильного физического или математического моделирования этого процесса мы предполагаем ввести «метрологические аналогии» на следующем основании.

Аналогия, как известно, применяется там, где натуру можно заменить моделью, которая, имея отличную физическую природу, подчиняется тем же количественным соотношениям или определяется подобными уравнениями [2].

Метрология как наука имеет свои общие количественные законы, справедливые для различных областей физических измерений. Поэтому целесообразно эти законы, установленные в хорошо исследованных областях измерений, перенести в области, исследование которых только начинается.

Применяя «метрологическую аналогию», можно сопоставить измерение изменяющейся температуры с помощью термодатчика со значительной тепловой инерцией и измерение переменного электрического тока с помощью вибраторного осциллографа, обладающего механической инерцией.

Определение динамических погрешностей измерения температуры, т. е. определение истинного хода температуры с помощью датчика, обладающего заметной тепловой инерцией, является малоизученным вопросом. Решение его, на наш взгляд, так же невозможно, как определение истинного вида кривой переменного электрического тока с помощью электромеханического прибора с недопустимо большой механической инерцией. Физические явления, сопровождающие процесс измерения переменной температуры с помощью термодатчика, обладающего тепловой инерцией, более сложны и менее изучены, чем те, которыми сопровождается процесс измерения тока с помощью осциллографического вибратора, обладающего механической инерцией. Однако то, что по параметрам вибратора и полученной записи кривой тока невозможно рассчитать кривую действительного изменения тока, если скорость этих изменений превосходит определенную величину, является неоспоримым. Подобное положение в отношении отражения действительного характера изменения температуры с помощью инерционного термодатчика является дискуссионным.

Воспроизведение закона изменения температуры измерительным комплектом с заданной точностью возможно, только если его инерционность сведена к малой величине или скорректирована, так как введение поправки не может существенно повысить точность измерения.

Для подтверждения этого положения вновь прибегнем к «метрологической аналогии». В начале века измерение напряжения с помощью вольтметров требовало учета погрешностей, вызванных собственным потреблением вольтметра и изменением температуры. Введение этих поправок математическими расчетами не привело к существенному увеличению точности измерения. Измерительная техника пошла по пути



компенсации или уменьшения этих погрешностей и только таким образом точность измерения повысилась на порядок.

Динамические характеристики измерительных датчиков и вопросы коррекции этих характеристик являются предметом многих исследований.

В статье дается обзор этих работ с целью их критического анализа и подтверждения правомочности введенных нами «метрологических аналогий». Приводится также принципиальное описание модели измерения переменной температуры, исследование которой проводилось во ВНИИМ в 1960—1961 гг.

### Динамические характеристики термодатчиков

Поведение измерительной или регулирующей системы при воздействии на нее переменной входной величины, называемой внешним возмущением, характеризуется ее динамическими свойствами. Наиболее полно эти свойства определяются общим дифференциальным уравнением движения системы. Однако решение этого уравнения связано с большим объемом вычислительной работы и в большинстве случаев возможно только при установлении некоторых приближений и ограничений.

Если система описывается линейным уравнением, то возможно общее решение, с помощью которого устанавливается связь между входным и выходным сигналами, независимо от их формы и величины. Современные измерительные и, особенно, регулирующие системы достаточно сложны, поэтому для составления общего дифференциального уравнения принято систему разбивать на ряд элементов, т. е. составлять структурную схему. В этой схеме элементы с механической инерцией, так же как элементы с тепловой инерцией, представляются инерционными звеньями. Термодатчик даже довольно сложной конструкции может быть представлен с некоторым приближением сочетанием простых инерционных звеньев.

Исследования динамических свойств термодатчиков проводили Г. М. Бродович [3] и А. Н. Гордов [4] во ВНИИМ, Г. М. Кондратьев и Н. А. Ярышев [5] в ЛИТМО; Н. П. Бувин [6] и Оу-ян-юй [7] в МЭИ; Г. М. Левин и В. И. Вольмир в Свердловском филиале ВНИИМ [8].

Явления теплопроводности и теплоотдачи в условиях нестационарных режимов настолько сложны, что дифференциальные уравнения, описывающие их, могут быть решены только для некоторых частных случаев, с какой-то приближенностью моделирующих действительные условия.

Экспериментальное исследование в условиях нестационарных температурных режимов тоже является сложной задачей, даже когда оно проводится при упрощенных условиях работы, сильно отличающихся от эксплуатационных. Наиболее распространено экспериментальное исследование термодатчиков при скачкообразном изменении температуры, т. е. переносе термодатчика из одного термостата в другой в условиях постоянства температуры и теплоотдачи в этих термостатах. При этом опыте записывается изменение температуры термочувствительного элемента термодатчика и графической обработкой полученной кривой определяется динамическая характеристика, называемая темпом регулярного режима, или обратная ей величина, называемая постоянной времени термодатчика.

В работах Т. М. Бродович и Г. М. Левина было показано, что постоянная времени или константа отставания, определенная при каком-либо значении коэффициента теплоотдачи, не может служить даже для сравнительной оценки динамических свойств термодатчика при дру-

гом значении коэффициента теплоотдачи. Исчерпывающей характеристикой поведения термодатчика принята была характеристическая кривая, позволяющая установить зависимость константы отставания для различных коэффициентов теплоотдачи.

Применяя различные методы определения характеристических кривых, авторы [5—7] произвели экспериментальные исследования промышленных термодатчиков, позволившие провести систематизацию их по динамическим характеристикам.

Использование термодатчиков в системе автоматического управления заставило рассматривать их как одно из типовых звеньев системы. Работами Н. П. Бувина и Оу-ян-юя показано, что анализ кривых нагрева и охлаждения в режиме скачка, т. е. анализ переходных характеристик, позволяет представить термодатчик в виде структурной схемы, состоящей из ряда апериодических звеньев, передаточные характеристики которых могут быть определены из его тепловых и геометрических параметров.

Составляя уравнение теплового баланса для каждого слоя, получают систему уравнений, решение которой позволяет установить связь между температурой внутреннего слоя (стержня) и температурой среды.

Методы решения системы уравнений теплового баланса несколько различаются у различных авторов. Оу-ян-юй и Н. П. Бувин используют операционный метод, решая систему в общем виде для любого числа слоев. Н. А. Ярышев принимает упрощенную модель термодатчика, состоящую из стержня и оболочки с сосредоточенными параметрами, отделенными друг от друга тонкой теплоизоляционной прослойкой. В последней работе Н. А. Ярышев [5] указывает, что ни константа инерции, ни характеристические кривые не дают возможности полностью определить динамические свойства термодатчика и оценить величину погрешностей, возникающих при измерении нестационарных температур. Для того чтобы установить связь между измеренной и истинной температурами, он предлагает характеризовать термодатчик тремя параметрами  $m_{об}$ ,  $\beta$  и  $\epsilon_{\infty}$  или обратной величиной  $m_s$ .

Здесь  $m_{об} = \alpha/\Phi_{об}$  характеризует инерционность оболочки и равно отношению коэффициента теплоотдачи  $\alpha$  между поверхностью термодатчика и средой к теплоемкости  $\Phi_{об}$ . Последний определяется расчетным путем по отношению теплоемкости оболочки к площади наружной поверхности. Параметр  $\beta$  равен отношению полной теплоемкости ядра к теплоемкости защитной оболочки. Он определяется расчетным путем и из опыта регулярного охлаждения в условиях спокойного воздуха.  $\epsilon_{\infty}$  — минимальная величина константы термической инерции термодатчика. Она определялась из опытов регулярного охлаждения термодатчика в перемешиваемой воде.

Расчет значений  $\Phi_{об}$  и  $\beta$  производился по справочным данным для температур, близких к комнатным.

В результате исследования более двух десятков различных технических термодатчиков и термометров сопротивления Н. А. Ярышевым составлена таблица численных значений параметров  $\Phi_{об}$ ,  $\beta$  и  $\epsilon_{\infty}$ , которые позволяют приблизительно оценить инерционность термодатчиков в различных условиях работы и сгруппировать их.

По данным таблицы построены характеристические кривые, рассчитанные по формуле

$$\epsilon = \frac{m_s(1 + \beta) + m_{об} + \sqrt{[m_s(1 + \beta) + m_{об}]^2 - 4m_s m_{об}}}{2m_s m_{об}}$$

Н. П. Бувиин исходит из общего интеграла уравнения теплопроводности Фурье

$$T_x - T_c = \sum_{j=1}^{j=n} D_j t^{-\frac{1}{\tau_j}} \quad (1)$$

Коэффициенты  $D_j$  и постоянные времени  $\tau_j$  определялись из эксперимента при быстром погружении термодатчика с температурой  $T_0$  в термостат с температурой  $T_c$ . Опыты снятия переходных характеристик проводились в различных термостатах, для записи использовался потенциометр БП-102 с пределом измерения от  $-3$  до  $3$  мВ. Записанная кривая строилась в полулогарифмических координатах и по графику определялись параметры экспонент, входящих в выражения (1), а затем и передаточная функция.

Н. П. Бувиин пришел к выводу, что при небольших колебаниях температуры ( $\pm 50$  град) изменением динамических характеристик можно пренебречь. При больших изменениях постоянные передаточных функций уменьшаются в связи с изменением теплофизических свойств материалов.

Метод замены термодатчика упрощенной тепловой схемой многослойного элемента позволяет легко перейти к электрической аналогии, где каждый слой представляется инерционным аperiodическим звеном. На рис. 1 приведена цепь аналогии, принятая Оу-ян-юем для исследования термодатчика.

Параметры электрической цепи выбираются по формуле

$$RC = \frac{\delta^2}{a\mu},$$

где  $\delta$  — толщина слоя;

$a$  — его коэффициент температуропроводности;

$\mu$  — характеристическое число, определяемое по критерию Био.

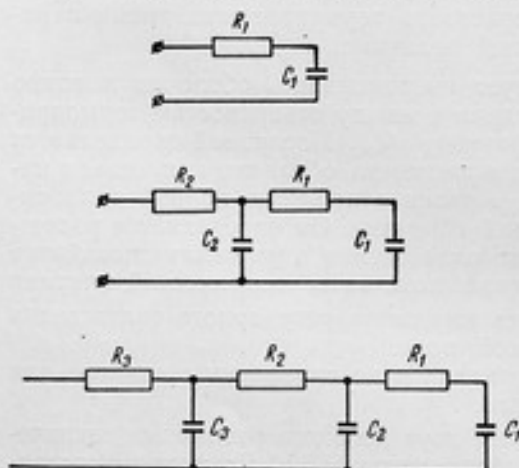


Рис. 1. Эквивалентная цепь для одно-, двух- и трехслойного термодатчика.

методу прямоугольной волны. Запись производилась на электронном потенциометре БП-102, искажениями которого пренебрегали.

Полученные экспериментальные данные были использованы для определения значения  $R_3$  в цепи аналогии и для сопоставления с теоретически подсчитанными переходными характеристиками.

Правильность выбора эквивалентных параметров проверялась экспериментально. Для этого использовалась установка, состоящая из двух бачков, расположенных один над другим. В дне верхнего бачка имеется клапан, что позволяет быстро (за 0,25 сек) переставить датчик через отверстие из одного бачка в другой. Температура поддерживалась с помощью двухпозиционных регуляторов в верхнем бачке около  $-80^\circ\text{C}$  и в нижнем около  $35^\circ\text{C}$ .

При периодической перестановке датчика из одного бачка в другой снимались амплитудно-фазовые характеристики по



Можно сослаться еще на ряд работ [9], но так же как в перечисленных выше, авторы приходят к выводу о недопустимости применения термомприемников с инерцией, вносящих погрешность, превышающую допустимую.

В работах А. Н. Гордова [4], которые относятся к измерению переменной температуры в более сложных условиях переменной теплоотдачи, также указывается на трудность определения динамической погрешности. Автор пытается обобщить большой экспериментальный материал, представленный в статье с помощью формулы

$$\frac{d\theta/d\tau}{dt/d\tau} = A + Bf(\tau),$$

где  $\tau$  — время;

$dt/d\tau$  — мгновенная скорость изменения температуры среды;

$d\theta/d\tau$  — скорость изменения показаний термомприемника.

Та точность расчета, которую автор получил при этом, даже варьируя величины постоянных, показывает, что этот расчет может служить только для ориентировочной оценки границ применимости инерционного термомприемника, а не для фиксирования действительной скорости изменения температуры или точного расчета кривых  $t(\tau)$ .

Анализ приведенных работ позволяет сделать следующие выводы:

1. Метод электрической аналогии имеет то преимущество, что с его помощью могут быть проще всего установлены общие закономерности, свойственные данному классу термомприемников, т. е. изучены какие-то средние, типовые характеристики. По ряду причин из-за небольшого изменения в конструкции или из-за изменения физических условий характеристики отдельных термомприемников могут отклоняться от типовых, но влияние этих отклонений проще также изучать на модели, чем на реальном физически сложном термомприемнике.

Поэтому мы в своих исследованиях сочли наиболее целесообразным принять метод электрического моделирования термомприемника.

2. Теоретические, экспериментальные и аналоговые исследования устанавливают только общие типовые характеристики, описывающие поведение термомпар для сравнительно узкого диапазона температур. Пересчет данных этих характеристик в область других температур и других коэффициентов теплоотдачи может производиться лишь с большой степенью приближенности.

3. Наблюдается тенденция сведения динамических характеристик термомприемников к типовым, принятым в теории автоматического регулирования, так как термомприемники являются важнейшим элементом этих систем. Поэтому мы считаем, что при моделировании термомприемник следует характеризовать передаточной функцией.

4. Изучение поведения сложных термомприемников при измерении быстромменяющихся температур показывает, что существующие динамические характеристики не позволяют описать свойства термомприемника с той степенью точности, которая необходима для введения поправок в его показания.

5. Все это подтверждает положения, высказанные выше о том, что для точного воспроизведения (отображения) переменного температурного режима нужно применять термомпары, инерционность которых вызывает погрешность, меньшую необходимой точности измерений.

Поэтому они должны или обладать малой инерционностью или инерционность эта должна автоматически компенсироваться.

В связи с этим рассмотрим в следующем разделе методы компенсации или коррекции инерционных свойств.



## Коррекция динамических погрешностей

Динамические погрешности измерительных систем могут быть подсчитаны по частотным характеристикам прибора и преобразователя. Однако эти расчеты неоправданно сложны и могут быть проведены лишь с некоторыми приближениями, ограничивающими точность полученных результатов. Поэтому их не проводят, и частотные характеристики прибора служат лишь для оценки динамической разрешающей способности приборов [10]. В случае необходимости стремятся эти характеристики улучшить путем коррекции динамических характеристик измерительной системы, позволяющей расширить полосу пропускания частот и, тем самым, производить измерения с требующейся допустимой динамической погрешностью.

В настоящее время имеются уже разработки и конкретные схемы коррекции инерционности термоприемников, но они до сих пор не нашли широкого применения в промышленности и в изготовлении термомпар, в то время как во вторичных приборах, т. е. в электронных потенциометрах, они, как указывалось выше, уже давно внедрены.

Практически все термомпары с обыкновенной и большой инерционностью, т. е. с инерционностью более 1,5 мин, работающие с электронным потенциометром, будут обуславливать динамическую погрешность настолько большую, что по сравнению с ней инерционность любого потенциометра не играет роли.\*

Это соображение было положено в основу работ по коррекции инерционности приборов для измерения температуры, т. е. производилась коррекция инерционности датчиков при предположении, что измерительный прибор не обладает инерционностью.

Рассматривая простейший случай, т. е. случай, когда с достаточным приближением термомпара может рассматриваться как единичное инерционное звено, ее передаточная функция будет иметь вид

$$w(p) = \frac{k}{\tau p + 1},$$

а амплитудно-частотная характеристика будет

$$w(j\omega) = \frac{k}{\tau j\omega + 1}. \quad (2)$$

Задачей коррекции является получение характеристики, подобной уравнению (2), но с уменьшенной величиной  $\tau$ . Идеальным требованием было бы сведение этой величины к нулю, но, как всякое идеальное требование, оно не осуществимо.

В приборе для измерения быстроменяющихся температур газа применено корректирующее звено, представляющее собой пассивный дифференцирующий четырехполюсник типа RC. Включение этой цепи приводит к ослаблению измеряемого сигнала. Поэтому включены вспомогательные усилители.

Передаточная функция корректирующего звена

$$w_{зв}(p) = k_{зв} \frac{\tau_1 p + 1}{\tau_2 p + 1}.$$

Если подобрать

$$\tau_1 = k_7 \tau,$$

\* Речь идет об одноканальных потенциометрах.

передаточная функция всей скорректированной схемы будет

$$w_k(p) = ww_{\text{зв}} = kk_{\text{зв}}$$

Отношение  $\tau_1/\tau = a$  называется показателем степени коррекции. При  $0 < a < 1$  динамические погрешности оказываются недокомпенсированными. При  $a > 1$  происходит перекомпенсация. В результате введения компенсирующей схемы постоянная времени при измерении температуры газа уменьшилась от 5 сек до 0,2 сек.

Опыты компенсации инерционности промышленных термопар с «большой» и «обыкновенной» инерционностью производились в Институте автоматизации и телемеханики (ИАТ). В схемах коррекции использованы операционные усилители электронной моделирующей установки ЭМУ-8 [11]. В первых работах ИАТ корректирующее звено выполнялось в виде приставки к потенциометру и включалось в виде дополнительной обратной связи в схему потенциометра; выход решающего усилителя через делитель связывался с измерительной цепью потенциометра. Преимуществом этой схемы является простота согласования системы при изменении постоянной времени в больших пределах.

В работе ИАТ [11] приводится схема коррекции, выполненная на элементах, имеющих аperiodическую характеристику и, следовательно, подавляющая собственные шумы.

Р. Р. Харченко [10] подразделяет методы коррекции на две группы: к первой группе относятся методы, где преобразователь подвергается действию только одной измеряемой величины, ко второй — те методы, где, кроме измеряемой величины, на преобразователь действуют токи корректирующего звена, при этом следует учитывать допустимость перегрузки.

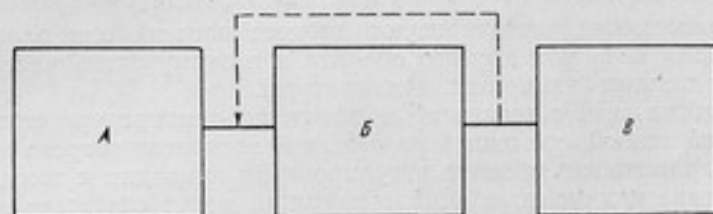


Рис. 2. Структурная схема моделирования измерительного комплекта.

Тот же автор предлагает коррекцию динамических погрешностей методом введения обратной связи, моделирующей эти погрешности.

Предлагаемые модели состоят из двух узлов: собственно моделирующей схемы и буферного усилителя, посредством которого выходная величина вводится в виде динамической поправки на вход или выход корректирующего прибора.

В нашей работе оценка точности измерения изменяющихся температур комплектом, состоящим из инерционного термоприемника и электронного потенциометра, производилась при следующих упрощающих предположениях:

- 1) изменение измеряемой температуры объекта происходит по закону, определяемому простой математической функцией, и закон этот без искажения передается термоприемнику;
- 2) искажение закона изменения измеряемой температуры определяется только инерционными свойствами термоприемника.

Эти предположения позволили моделировать процесс измерения температуры по структурной схеме (рис. 2), состоящей из трех звеньев:

*A* — модели измеряемой температуры; *B* — модели инерционного термоприемника и *B* — исследуемого электронного потенциометра.

Электронный потенциометр, являясь одним из элементов исследуемой схемы, служит также для записи входных и выходных сигналов на модели термоприемника. Динамическую погрешность самого потенциометра приходилось определять косвенно по результатам измерений при различных условиях. Поэтому одновременно испытывались два потенциометра с резко отличной скоростью перемещения каретки: односекундный и восьмисекундный.

Принятое нами первое предположение позволяет ограничиться при исследовании простыми и наиболее распространенными законами изменения температуры.

Нами рассматривались следующие режимы:

1. Единичный скачок, т. е. резкое мгновенное изменение измеряемой величины от нуля до постоянного значения *T*. Этот сигнал является одним из наиболее употребительных при исследовании автоматических устройств, так как им определяется переходная характеристика системы.

Физически сигнал единичного скачка соответствует изменению температуры при резком погружении термоприемника в среду с постоянной температурой, отличающейся на величину *T* от начальной температуры термоприемника.

2. Линейная зависимость, т. е. измеряемая величина, изменяется с постоянной скоростью до некоторого конечного значения *T*. Такой характер измерения температуры может иметь место в печах с программным равномерным подъемом температуры.

3. Экспоненциальная зависимость, при которой измеряемая величина меняется по закону  $T(1 - e^{-\frac{t}{\tau}})$  или  $Te^{-\frac{t}{\tau}}$ , где *t* — время.

Эти зависимости характеризуют процесс нагрева или охлаждения инерционной печи или другого объекта и поэтому очень часто встречаются в технике измерения температуры.

При работе печи с регулятором изменение температуры происходит по зубчатой кривой, состоящей из отрезков экспонент нагрева и охлаждения. Инерционность объекта регулирования приводит к тому, что эти периодические кривые колебаний температур могут считаться гармоническими.

4. Гармонические колебания температуры внешней среды. В технике принята методика оценки динамических свойств системы по ее реакции на гармонические колебания различных частот. Частотные характеристики позволяют полно оценить свойства линейной системы и весьма удобны для теоретического анализа, так как любой закон изменения температуры можно разложить на совокупность гармонических колебаний.

Следовательно, в нашей работе был опробован метод стандартных сигналов.

Применение стандартных сигналов для испытания аппаратуры нашло широкое распространение не только в радиотехнике и автоматике (частотные и переходные характеристики), но и в других областях техники.

В случае температурных измерений стандартные сигналы следует выбирать так, чтобы они легко могли быть осуществлены нагревательными элементами печей или других устройств, осуществляющих температурный режим. Применение широко распространенной методики частотных характеристик, т. е. набора гармонических стандартных сигналов различной частоты, в условиях тепловых исследований представ-

ляется неоправданно сложной задачей, приводящей к громоздким и дорогостоящим установкам.

Более целесообразно, очевидно, применять в качестве стандартных сигналов для исследования динамических погрешностей термоэлектрического пирометра при измерении переменных температур скачок, линейную и экспоненциальную зависимости.

Эти законы изменения температуры могут быть легко осуществлены, записаны и проконтролированы малоинерционными приборами. Связь результатов, полученных при этих исследованиях, с более широко принятыми для теоретического анализа частотными характеристиками может тогда изучаться на электрических моделях.

Моделирование режимов изменения температуры производилось с помощью электромеханических устройств, а также на электронной моделирующей установке типа ЭМУ-8.

Моделирование инерционного термодатчика производилось с помощью реостатно-конденсаторной схемы с катодным повторителем или на электронной моделирующей установке ЭМУ-8.

Описание техники эксперимента и результатов исследования модели не является предметом настоящей статьи; следует только указать, что эти результаты подтвердили правильность положений, указанных во вводной ее части.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Фельдбаум А. А., Электрические системы автоматического регулирования, Оборонгиз, 1957.
2. Гетельбаум И. М., Электрическое моделирование, Физматгиз, 1959.
3. Бродович Т. М., Характеристические кривые отставания измерителей температуры, Труды ВНИИМ, вып. 9 (69), 1950.
4. Гордов А. Н., Заборовская З. У., Экспериментальное исследование метода определения динамических погрешностей измерения температур газового потока при монотонно меняющихся температуре и теплоотдаче, Труды институтов Комитета, вып. 51 (111), 1961.
5. Ярышев Н. А., Параметры инерционности термометров сопротивления и термометров, «Измерительная техника», № 9, 1961.
6. Бувиц Н. П., Экспериментальное исследование динамических характеристик термодатчиков, «Приборостроение», № 10, 1960.
7. Оу-ян-юй, Определение динамических характеристик промышленных термометров, Доклады высшей школы, № 3 и № 4, 1958.
8. Левин Г. М., Вольмир В. И., Характеристические кривые тепловой инерции стандартных термометров и термометров сопротивления, «Измерительная техника», № 6, 1958 и № 5, 1956.
9. Жолков Ю. А., О тепловой инерции термометров, «Измерительная техника», № 12, 1961.
10. Харченко Р. Р., Коррекция динамических характеристик электронизмерительных приборов и преобразователей, «Приборостроение», № 2, 1956.
11. Панасенко Н. М., Рыбашов М. В., Цатурова И. А., Автоматический потенциометр с динамической коррекцией первичных преобразователей, Сб. «Автоматическое управление», Изд. АН СССР, 1960.

Поступила в редакцию  
2/IV 1962 г.



А. Х. ФАЯНС  
ВНИИМ

## ТЕРМОСТАТ С ЖИДКОМЕТАЛЛИЧЕСКИМ ТЕПЛОНОСИТЕЛЕМ

*В статье описываются результаты разработки и исследования нового термостата с жидкометаллическим теплоносителем.*

При поверке и градуировке различных приборов для измерения температуры методом сравнения основным условием, гарантирующим точность поверки, является создание равенства температур термочувствительных элементов образцового и поверяемых приборов. Одним из наиболее эффективных способов создания этого условия может быть интенсивное принудительное перемешивание жидкости в жидкостном термостате.

Поэтому в поверочной практике широкое распространение получили водяные ( $0 \div 100^\circ \text{C}$ ), масляные ( $100 \div 300^\circ \text{C}$ ) и солевые ( $300 \div 550^\circ \text{C}$ ) термостаты. Выше температуры  $500 \div 550^\circ \text{C}$  термостаты такого типа не применяются и вместо них используются электрические печи с металлическими блоками. Такая практика объясняется тем, что подбор термостатирующей жидкости представляет собой довольно трудную задачу уже для работы при температуре выше  $300^\circ \text{C}$ . При этом в качестве термостатирующей жидкости в солевых термостатах используется смесь азотнокислого калия ( $\text{KNO}_3$ ) и азотнокислого натрия ( $\text{NaNO}_3$ ). Верхний предел применимости этой смеси  $550^\circ \text{C}$ , температура плавления в зависимости от соотношения компонентов колеблется от  $140$  до  $220^\circ \text{C}$ .

Основным недостатком солевой термостатирующей жидкости является ее низкая теплопроводность ( $0,3 \text{ ккал/м} \cdot \text{ч} \cdot \text{град}$ ), что ухудшает однородность температурного поля термостата. Кроме того, эта смесь солей при нагреве разлагается с выделением газов, и условия работы с термостатом становятся небезопасными.

Избавиться от указанных недостатков, а также поднять верхний предел температуры выше  $550^\circ \text{C}$  возможно, используя в качестве термостатирующей жидкости для термостата жидкий металл. Такой металл обладает хорошей текучестью, имеет высокую теплопроводность и при правильном подборе конструкционных материалов термостата химически не взаимодействует с ними.

Наилучшей термостатирующей жидкостью для термостата является расплавленный галлий. Точка его плавления лежит около  $29,8^\circ \text{C}$ , а точка кипения превышает  $2000^\circ \text{C}$ . Таким образом термостат, в котором была

бы применена галлиевая термостатирующая жидкость, мог бы далеко перекрыть область применения не только солевого термостата, но даже полностью заменить масляный термостат и частично водяной. К сожалению, высокая стоимость галлия исключает использование его в качестве термостатирующей жидкости. Хорошие результаты могли бы дать сплавы свинца, висмута, олова, сурьмы, кадмия в различных соотношениях. Можно было бы выбрать сплавы с температурой плавления ниже  $100^{\circ}\text{C}$  и точкой кипения, превышающей  $1000^{\circ}\text{C}$ . Однако наличие в составе такого сплава металлов с высоким парциальным давлением паров (свинец, висмут, кадмий) приведет к опасной концентрации вредных паров металлов при работе с термостатом на высоких температурах.

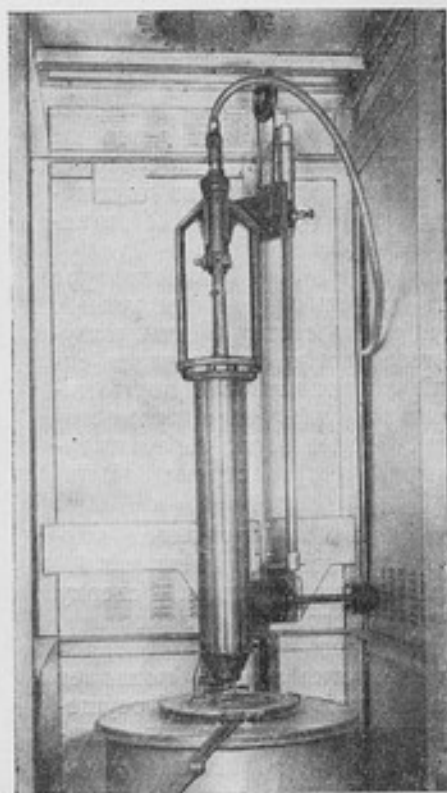


Рис. 1.

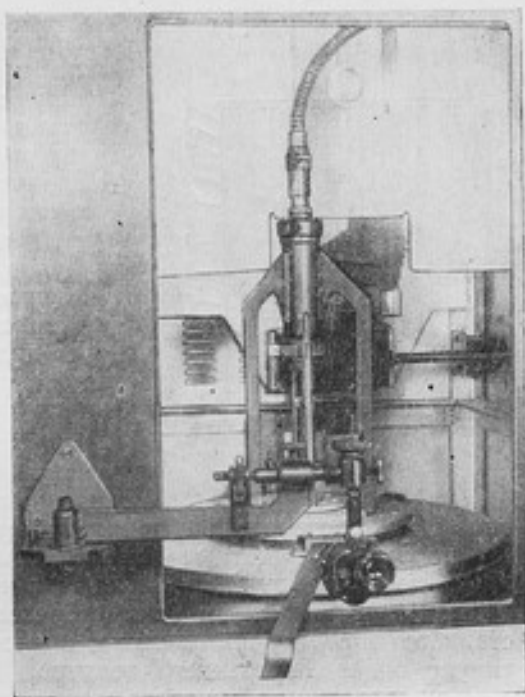


Рис. 2.

Из рассмотрения совокупности свойств ряда металлов следует, что наиболее подходящим для термостатирующей жидкости термостата является олово. Точка плавления его при атмосферном давлении равна  $231,8^{\circ}\text{C}$ , точка кипения  $2270^{\circ}\text{C}$ . Теплопроводность олова в рабочем интервале температур термостата превышает теплопроводность соли  $\text{KNO}_3$  или  $\text{NaNO}_3$  приблизительно в 80 раз. Окисление олова кислородом воздуха становится интенсивным только при температуре выше  $700^{\circ}\text{C}$ . Упругость паров олова при  $700^{\circ}\text{C}$  не превышает  $10^4 \text{ н/м}^2$ . Несмотря на довольно высокую стоимость олова, оно вполне приемлемо для наших целей и с материальной точки зрения ввиду того, что потери его при работе термостата невелики.

Лабораторией средних температур совместно с КБ ВНИИМ и заводом «Эталон» был сконструирован и построен в октябре 1961 г. термостат для проверки и градуировки различных термопреобразователей в интервале 250—700° С с использованием жидкого олова в качестве термостатирующей жидкости.

На рис. 1 дан внешний вид термостата с поднятой рабочей камерой, а на рис. 2 показана верхняя крышка и отсчетное устройство. Схематически конструкция термостата дана на рис. 3.

Цилиндрическая ванна 1 (рис. 3), несущая распределенный по своей наружной поверхности нагреватель мощностью около 6 кВт, вместе с цилиндром 2 образует наружный контур термостата. Соединенные между собой цилиндры 3 и 4 образуют внутренний контур. Эти цилиндры совместно с защитными гильзами 5 для термометров могут быть выведены из термостата по направляющей 12 с помощью специального устройства. Вал 6 приводится в движение электромотором и вращает мешалки.

Ванна с нагревателем помещена в термоизолирующий кожух, состоящий из двух полированных экранов 7 (Ст. IX18Н9Т) и засыпки из зонолита 8. Циркуляция олова в наружном контуре осуществляется с помощью мешалки 9. Олово движется вдоль стенки ванны, получая тепло от нагревателя, затем через систему отверстий *a* попадает в полость цилиндра 2 и, двигаясь сверху-вниз, термостатирует цилиндр 3. Далее олово через отверстия *b* вновь попадает в пространство между цилиндрами 1 и 2.

Циркуляция олова во внутреннем контуре осуществляется с помощью мешалки 11. Олово движется внутри цилиндра 4 сверху вниз и через отверстия *b* попадает в рабочее пространство термостата, где находятся защитные гильзы термостата. Здесь олово, двигаясь вверх, термостатирует термометры и через отверстия *g* вновь попадает во внутренний цилиндр. Таким образом, на стенках цилиндра 3 осуществляется принцип противотока, и олово наружного контура термостатирует олово внутреннего контура.

Применяя такую сложную систему циркуляции олова, мы имеем возможность получить температурное поле, равномерное как по высоте, так и по диаметру рабочего пространства. Загрузка олова в термостат производится при поднятой рабочей камере. Расплавив олово, осторожно опускают эту камеру с мешалками, олово при этом через отверстия *d* поступает внутрь камеры, и когда она оказывается в рабочем положении, выступы 10 перекрывают отверстия *d* и тем самым отсекают наружный контур от внутреннего. Выступы 10, кроме того, центрируют рабочую камеру в термостате. При подъеме камеры процесс идет в обратном порядке. Подъем рабочей камеры предусмотрен в термостате для предотвращения повреждения мешалок, подшипников и цилиндров затвердевающим оловом при выключении термостата.

Отсчет показаний при проверке и градуировке ртутно-стеклянных термометров осуществляется с помощью специального оптического приспособления.

Отсчет показаний при проверке и градуировке ртутно-стеклянных термометров осуществляется с помощью специального оптического приспособления.

Отсчет показаний при проверке и градуировке ртутно-стеклянных термометров осуществляется с помощью специального оптического приспособления.

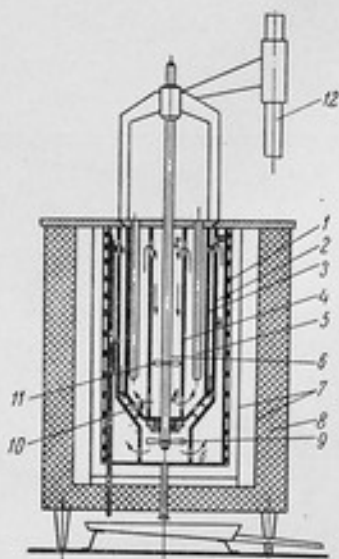


Рис. 3.

собления. Термостат позволяет также проводить градуировку и поверку разного рода электрических и манометрических термометров.

Поверхность олова для защиты от окисления кислородом воздуха засыпают тонким слоем графитового порошка. Подшипники, работающие в жидком олове, имеют графитовые вкладыши. Поверяемые и образцовые приборы помещают в рабочее пространство термостата в защитных оболочках, имеющих форму гильз с внутренним диаметром от 8 до 12 мм и длиной 500 мм. Все детали термостата, соприкасающиеся с жидким оловом, изготовлены из нержавеющей жаростойкой стали 1X18H9T. Опыт эксплуатации термостата показал, что эта сталь не разрушается и даже не смачивается жидким оловом.

Гильзы 5 (их всего 6) закреплены на специальном поворотном кольце и образуют кассету для поверяемых приборов. Для поворота кассеты и установки соответствующего термометра по оптической оси отсчетного приспособления служит особое рычажное устройство. При этом термометр попадает под луч света специального осветителя.

В результате исследований оказалось, что перепад температур в рабочем пространстве термостата по вертикали на длине 400 мм менее  $0,05^{\circ}\text{C}$ , по горизонтали по диаметру — менее  $0,01^{\circ}\text{C}$ , тогда как в применяемых в настоящее время солевых термостатах перепад температур в рабочем пространстве достигает  $0,8\div 1,0^{\circ}\text{C}$ . Таким образом, благодаря применению созданного в лаборатории средних температур термостата значительно повышается точность передачи шкалы температур от образцовых приборов высших разрядов к приборам низших разрядов.

Кроме того, новый термостат улучшает условия работы при поверках и градуировках и повышает производительность труда.

Поступила в редакцию  
19/II 1962 г.



Г. С. АМБРОК  
ВНИИМ

### МЕТОДИКА РАСЧЕТА ПОВЕРОЧНЫХ ПЕЧЕЙ

*В статье приводится методика расчета нагревательных графитовых печей, применяемых при высокотемпературных измерениях.*

При эталонных и поверочных работах в области температурных измерений широко используются нагревательные печи. В статье рассматривается методика расчета цилиндрических печей с графитовым нагревателем. Такие печи разработаны и применяются в лаборатории высоких температур ВНИИМ. Основными конструктивными элементами печи являются графитовый нагреватель, высокотемпературная изоляция

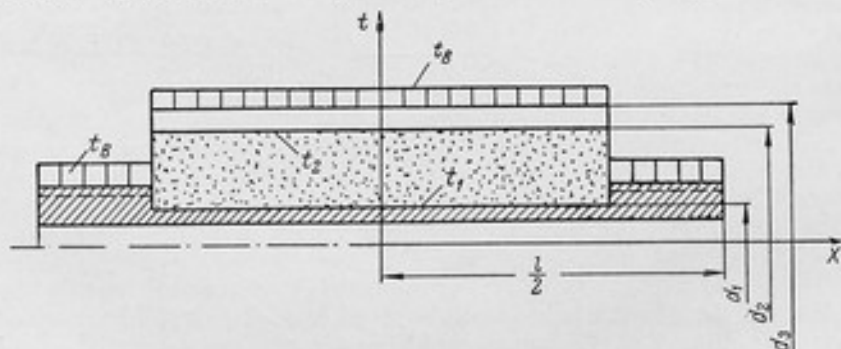


Рис. 1. Схема печи.

и охлаждаемые водой токоподводы. Схема печи дана на рис. 1. Для уменьшения габаритов печи иногда используется внешний экран, охлаждаемый водой. Такие печи позволяют получать температуру до  $2000^\circ\text{C}$  и выше при умеренных расходах мощности.

#### Вывод расчетных формул

Температура в рабочей части печи определяется выделяемой в графитовом нагревателе тепловой мощностью и тепловыми потерями. Источниками тепловых потерь являются: поток тепла по графитовому нагревателю к охлаждаемым контактам и потери тепла через тепловую

изоляция. При этом не учитывается излучение из внутренней полости трубы наружу, так как торцовые отверстия трубы закрываются изоляционным материалом. Таким образом, уравнение теплового баланса можно записать следующим образом:

$$\lambda_r f \frac{d^2 t}{dx^2} = -q_l + \frac{2\pi\lambda_n}{\ln \frac{d_2}{d_1}} (t - t_2), \quad (1)$$

где  $t = t_1 - t_0$  — разность между температурами нагревателя и охлаждающей воды;

$t_2$  — температура на внешней поверхности изоляции;

$\lambda_r$  и  $\lambda_n$  — коэффициенты теплопроводности графита и изоляционного материала;

$f$  — поперечное сечение графитового нагревателя;

$q_l = \frac{W}{l}$  — тепловыделение на единицу длины графитового нагревателя, где  $W$  — мощность, выделяемая в нагревателе;

$\frac{d_2}{d_1}$  — отношение диаметров тепловой изоляции;

$l$  — длина графитового нагревателя.

Левый член в уравнении (1) характеризует поток тепла вдоль нагревателя. Первый член в правой части представляет тепловыделение на единицу длины нагревателя, а второй — тепловые потери через изоляцию. При этом предполагается, что поток тепла через изоляцию протекает только в радиальном направлении. Это допущение позволяет производить расчеты с достаточной точностью.

Обозначив

$$A = \frac{2\pi\lambda_n}{\lambda_r f \ln \frac{d_2}{d_1}}; \quad B = \frac{q_l}{\lambda_r f}, \quad (2)$$

перепишем уравнение (1) в следующем виде:

$$\frac{d^2 t}{dx^2} - At = -(B + At_2). \quad (3)$$

Решение уравнения (3) имеет вид

$$t = C_1 e^{\sqrt{A}x} + C_2 e^{-\sqrt{A}x} + \frac{B}{A} + t_2, \quad (4)$$

где  $C_1$  и  $C_2$  — постоянные.

Из уравнения (4) по условию симметрии температурного поля в центре нагревателя при  $x=0$

$$\left(\frac{dt}{dx}\right)_{x=0} = \sqrt{A}C_1 - \sqrt{A}C_2 = 0,$$

следовательно,  $C_1 = C_2$ .

Таким образом, уравнение (4) можно записать

$$t = C \operatorname{ch} \sqrt{A}x + \frac{B}{A} + t_2. \quad (5)$$

Постоянную  $C$  определим из условия равенства температуры нагревателя  $t_1$  и температуры охлаждающей воды  $t_0$  на концах нагревателя. т. е.

$$t_{x=\frac{l}{2}} = t_1 - t_0 = 0,$$

следовательно,

$$C = -\frac{\frac{B}{A} + t_2}{\operatorname{ch} \sqrt{A} \frac{l}{2}}.$$

Подставив последнее выражение в уравнение (5), получаем формулу для распределения температуры в графитовом нагревателе

$$t = \left( \frac{B}{A} + t_2 \right) \left( 1 - \frac{\operatorname{ch} \sqrt{A} x}{\operatorname{ch} \sqrt{A} \frac{l}{2}} \right). \quad (6)$$

Максимальное значение температуры в центре нагревателя получим, подставляя в формулу (6) значение  $x = 0$ ,

$$t_{\max} = \left( \frac{B}{A} + t_2 \right) \left( 1 - \frac{1}{\operatorname{ch} \sqrt{A} \frac{l}{2}} \right). \quad (7)$$

Средняя температура по длине нагревателя равна

$$\begin{aligned} \bar{t} &= \frac{2}{l} \int_0^{\frac{l}{2}} \left( \frac{B}{A} + t_2 \right) \left( 1 - \frac{\operatorname{ch} \sqrt{A} x}{\operatorname{ch} \sqrt{A} \frac{l}{2}} \right) dx = \\ &= \left( \frac{B}{A} + t_2 \right) \left( 1 - \frac{2}{l \sqrt{A}} \operatorname{th} \sqrt{A} \frac{l}{2} \right). \end{aligned} \quad (8)$$

Рассматривая выражение (2), можно заметить, что отношение потока тепла через изоляцию к общему тепловыделению равняется

$$\frac{Q_{\text{из}}}{Q_{\text{об}}} = \frac{A}{B} (\bar{t} - t_2).$$

Подставив в последнюю формулу значение  $\bar{t}$  по формуле (8) и произведя несложные преобразования, получим

$$Q_{\text{об}} = \frac{Q_{\text{из}} + [Q_{\text{из}}]_{t_2} \frac{\operatorname{th} z}{z}}{1 - \frac{1}{z} \operatorname{th} z}. \quad (9)$$

В этом выражении приняты следующие обозначения:

$$z = \sqrt{A} \frac{l}{2}; [Q_{\text{из}}]_{t_2} = \frac{2\pi \lambda_n l t_2}{\ln \frac{d_2}{d_1}}. \quad (10)$$

#### Выбор основных размеров печи

Известными величинами при расчете печи обычно бывают длина  $l$ , максимальная температура в центре печи  $t_{\max}$ , диаметр  $d_1$  и сечение  $f$  графитового нагревателя.

Прежде всего необходимо определить поток тепла через изоляцию  $Q_{\text{из}}$  и значение  $[Q_{\text{из}}]_{t_2}$ . Для этого рассмотрим два случая: 1) изоляцию без внешнего экрана (рис. 2а) и 2) изоляцию с внешним охлаждаемым

экраном (рис. 2б). Как в первом, так и во втором случае необходимо выбрать температуру  $t_2$  на внешней поверхности изоляции и задаться предполагаемым диаметром изоляции  $d_2$ . В первом случае температура  $t_2$  выбирается из условий безопасности и удобства работы с печью. Если считать допустимой температуру на внешней стороне изоляции  $50^\circ \text{C}$ , то

$$t_2 = 50 - t_n. \quad (11)$$

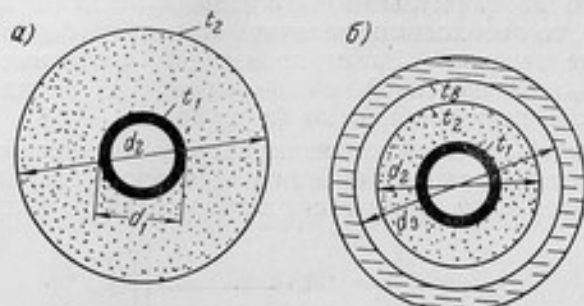


Рис. 2. Изоляция печи.

Затем определяем коэффициент теплоотдачи  $\alpha$  по известным формулам для теплообмена при естественной конвекции [1] и тепловой поток через изоляцию по формуле

$$Q_{из} = \alpha \pi d_2 l (t_2 - t_{ок} + t_n), \quad (12)$$

где  $t_{ок}$  — температура окружающего печь воздуха;  
 $t_n$  — температура воды в токовводах.

Для печи с внешним охлаждаемым экраном (рис. 2б) температура выбирается из условий теплостойкости материала на внешней стороне изоляции и из допустимых тепловых потерь через изоляцию. После этого определяем тепловой поток через изоляцию по формуле

$$Q_{из} = \frac{2\pi \epsilon_k \lambda_n l}{\ln \frac{d_2}{d_3}} t_2 + C_n \pi d_2 l \left( \frac{t_2 + 273}{100} \right)^4. \quad (13)$$

Здесь  $C_n$  — приведенный коэффициент лучеиспускания;

$\lambda_n$  — теплопроводность воздуха;

$\epsilon_k$  — коэффициент конвекции, определяемый по формулам для теплопередачи через прослойки [1]

$$\epsilon_k = A_k \sqrt[4]{(d_3 - d_2)^3 t_2}, \quad (14)$$

где  $d_3$  — внутренний диаметр холодильника.

Значение  $A_k$  в зависимости от температуры  $t_2/2$  приведено в табл. 1.

Таблица 1

$t_2/2$	0	50	100	200	300	500
$A_k$	20,0	16,0	13,7	10,5	8,5	6,1



Если значение  $Q_{из}$ , вычисленное по формуле (13), превосходит желаемое, то необходимо уменьшить  $t_2$ .

Дальнейший расчет для обоих случаев (рис. 2) производится по одинаковым формулам. По формуле (9) определяется общее тепловыделение и затрачиваемая электрическая мощность

$$W = Q_{об} \text{ вт.}$$

После этого из формулы (7) находим  $t_{max}$ . Если  $t_{max}$  окажется ниже заданной, то необходимо увеличить  $d_2$  или, наоборот, уменьшить, если  $t_{max}$  выше заданной. Затем производим повторные расчеты до совпадения  $t_{max}$ , вычисленной по формуле (7), с заданной. Поле температур вдоль печи находим по формуле (6).

Кроме размеров тепловой изоляции, расчету подлежит охлаждаемый водой токоподвод, представляющий цилиндрическую спиральную камеру с резьбой для крепления графитового нагревательного цилиндра. Схема

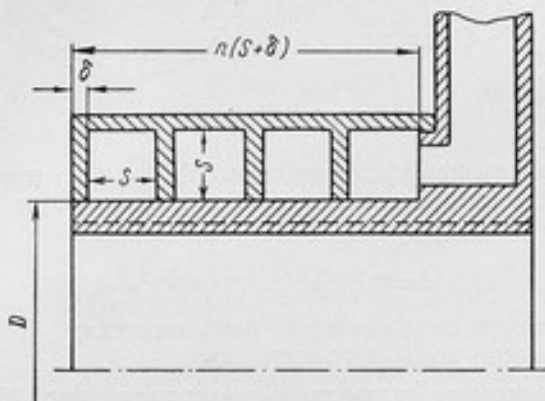


Рис. 3. Схема токоподвода.

токоподвода представлена на рис. 3. Основными размерами токоподвода являются его длина, равная  $n(S + \delta)$ , и размеры живого сечения для прохода воды  $S \times S$ .

Тепловой поток, передаваемый от нагревателя через токоподвод к воде, равен

$$Q_T = \alpha F \Delta t, \quad (15)$$

где  $\alpha$  — коэффициент теплопередачи от стенки токоподвода к воде;

$F = \pi D n S$  — теплоотдающая поверхность;

$D$  — внутренний диаметр спиральной камеры;

$n$  — количество витков спиральной камеры;

$\Delta t$  — разность между температурой стенки токоподвода и температурой охлаждающей воды.

Тепловой поток  $Q_T$  определяется из выражения

$$Q_T = Q_{об} - Q_{из}.$$

Разность температур  $\Delta t$  выбирается равной  $50^\circ \text{C}$  из условия, чтобы температура токоподвода составляла  $60-70^\circ \text{C}$ . Коэффициент теплоотдачи от стенки токоподвода к воде может быть вычислен по формуле [1]

$$\alpha = 7,5 \frac{(17v)^{0,8}}{S^{0,2}} = 1880 \frac{v^{0,8}}{S^{0,2}},$$

где  $v$  — скорость воды;  
 $\gamma$  — удельный вес воды.

Из формулы (15), подставляя  $\Delta t = 50^\circ \text{C}$  и выражения для  $\alpha$  и  $F$ , получим

$$\frac{Q_{\tau}}{50} = \alpha F = 1880 \frac{v^{0,8}}{S^{0,2}} \pi D n S = 1880 \left(\frac{G}{S}\right)^{0,8} \pi D n.$$

Здесь  $G = S^2 v$  — расход воды на охлаждение.  
 Представим последнее выражение в следующем виде

$$n = \frac{Q_{\tau}}{295 \cdot 10^3 \left(\frac{G}{S}\right)^{0,8} D}. \quad (16)$$

Расход воды определим из условия, чтобы перепад температур воды на входе и выходе из токоподводов составлял  $10^\circ \text{C}$ :

$$G = 0,24 Q_{\tau} \cdot 10^{-7} \text{ м}^3/\text{сек}. \quad (17)$$

#### Пример расчета

В качестве примера рассмотрим расчет печи с охлаждаемым внешним экраном, имеющей следующие размеры:  $d_1 = 36 \text{ мм}$ ,  $d_2 = 86 \text{ мм}$ ,  $d_3 = 104 \text{ мм}$ ,  $l = 330 \text{ мм}$ , поперечное сечение графитового нагревателя  $f = 0,311 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2$ . Заданная температура печи  $t_{\text{max}} = 1700^\circ \text{C}$ .

Для данной печи неизвестными величинами являются  $t_2$  — температура на внешней стороне изоляции и потребляемая мощность  $W$ . Зададимся температурой  $t_2 = 200^\circ \text{C}$  и определим остальные величины. Прежде всего находим тепловой поток через изоляцию  $Q_{\text{из}}$  по формуле (13). Для этого определяем  $\epsilon_x$  по формуле (14)

$$\epsilon_x = 13,7 \sqrt[4]{(0,018 \cdot 10^{-3})^3 \cdot 200} = 2,53.$$

Теперь по формуле (13) находим  $Q_{\text{из}}$ :

$$Q_{\text{из}} = \frac{6,28 \cdot 2,53 \cdot 3,06 \cdot 10^{-2} \cdot 0,33}{2,31 \text{ г} \frac{0,104}{0,086}} + 1,02 \cdot 3,14 \cdot 0,086 \cdot 0,33 \cdot 4,73^4 = 217 \text{ вт}.$$

В качестве изоляции удобно использовать сажу, так как она имеет малый коэффициент теплопроводности (средний  $\lambda_{\text{и}} = 0,07 \text{ вт/м} \cdot \text{град}$ ), создает восстановительную атмосферу, предохраняющую графитовый нагреватель от сгорания, и способна работать при высоких температурах.

При вычислении коэффициентов  $A$  и  $B$  необходимо знать теплопроводность  $\lambda_{\text{г}}$  графита. В табл. 2 приведены средние значения  $\lambda_{\text{г}}$  в зависимости от  $t_{\text{max}}$ , вычисленные по данным работы [2].

Таблица 2

$t_{\text{max}} \text{ } ^\circ\text{C}$	900	1000	1100	1200	1300	1400	1500	1600	1700
$\lambda_{\text{г}} \frac{\text{вт}}{\text{м} \cdot \text{град}}$	84,0	81,0	78,0	75,0	72,0	69,5	67,5	64,0	63,0

Определяем коэффициент  $A$  по формуле (2)

$$A = \frac{6,28 \cdot 0,07}{63,0 \cdot 0,311 \cdot 10^{-3} \cdot 2,3 \lg \frac{0,086}{0,036}} = 25,8$$

и  $z$  и  $[Q_{из}]_{t_2}$  по формуле (10)

$$z = \sqrt{25,8 \frac{0,33}{2}} = 0,84;$$

$$[Q_{из}]_{t_2} = \frac{6,28 \cdot 0,07 \cdot 0,33}{2,3 \lg \frac{0,086}{0,036}} 200 = 29 \text{ вт.}$$

По формуле (9) находим потребляемую тепловую мощность

$$Q_{об} = 1965 \text{ вт.}$$

Найдем теперь отношение  $B$  к  $A$

$$\frac{B}{A} = \frac{\ln \frac{d_2}{d_1} Q_{об}}{2\pi\lambda l} = \frac{(2,3 \lg \frac{0,086}{0,036}) \cdot 1965}{6,28 \cdot 0,07 \cdot 0,33} = 11\,900^\circ \text{C},$$

а затем  $t_{\max}$  по формуле (7)

$$t_{\max} = 3300^\circ \text{C}.$$

Следовательно, мы задались высокой температурой  $t_2$ . Если принять  $t_3 = 150^\circ \text{C}$ , то получаем  $Q_{из} = 163 \text{ вт}$ ,  $Q_{об} = 996 \text{ вт}$  и  $t_{\max} = 1670^\circ \text{C}$ . Эта температура хорошо совпадает с заданной. Потребляемая электрическая мощность

$$W = 996 \approx 1 \text{ кВт.}$$

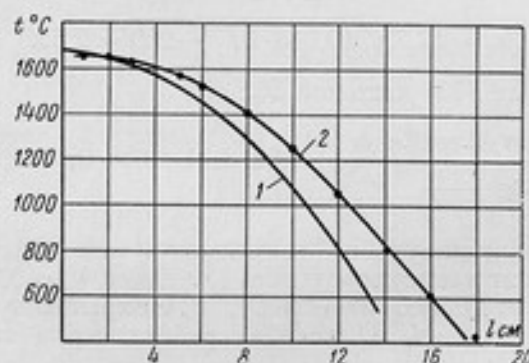


Рис. 4. Поле температур вдоль печи: 1 — рассчитанное, 2 — экспериментальное.

Экспериментальное значение затрачиваемой мощности оказалось равным 1,15 кВт при температуре  $t_{\max}$ , близкой к  $1700^\circ \text{C}$ . На рис. 4 приведено экспериментальное и рассчитанное по формуле (6) поле температур вдоль печи.

Для расчета токовыводов определяем  $Q_{\tau}$  по формуле

$$Q_{\tau} = Q_{об} - Q_{из} = 833 \text{ вт.}$$

Расход воды на охлаждение определяем из выражения (17)

$$Q = 0,24 \cdot 833 \cdot 10^{-7} = 2 \cdot 10^{-5} \text{ м}^3/\text{сек.}$$

Приняв  $S = 10 \text{ мм}$  и  $D = 45 \text{ мм}$  (рис. 3), получаем по формуле (16) необходимое количество витков спиральной камеры на оба токовода

$$n = \frac{833}{295 \cdot 10^{-3} (2 \cdot 10^{-3})^{0,8} \cdot 45 \cdot 10^{-3}} = 9.$$

Остальные размеры печи выбираются по конструктивным соображениям.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Михеев М. А., Основы теплопередачи, Госэнергоиздат, 1957.
2. Чиркин В. С., Теплофизические свойства материалов, Физматгиз, 1959.

Поступила в редакцию  
1/III 1962 г.



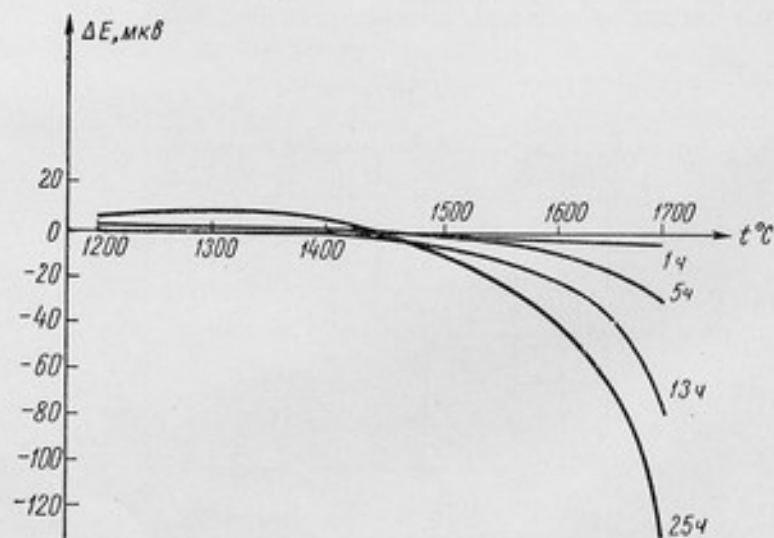
Б. К. БРАГИН, Г. Б. ЛАПП, И. Р. ЛЕПИН

Свердловский филиал ВНИИМ

### ВЛИЯНИЕ ОТЖИГА НА Т. Э. Д. С. ТЕРМОЭЛЕКТРОДНОГО ПЛАТИНОРОДИЯ

*В статье приводятся экспериментальные данные о термоэлектрической стабильности изготовленных из сплавов платины с 1, 6, 10, 13, 20, 30 и 40% родия проволок при их отжиге электрическим током на воздухе.*

В настоящем сообщении приведены результаты исследования стабильности т. э. д. с. термоэлектродного платинородия при его отжиге в воздушной среде электрическим током.



Были исследованы образцы проволок диаметром 0,5 мм, изготовленных из сплавов платины с 1, 6, 10, 13, 20, 30 и 40% родия. Перед испытаниями они были предварительно отожжены сначала в течение часа при 1200° С электрическим током, а затем в течение 2 ч в электрической печи сопротивления при 1100° С.

Отжиг каждого из образцов в процессе всего испытания производился переменным током промышленной частоты при температуре, лежа-

щей в интервале 1200—1800° С. Температура отжигаемых образцов определялась лабораторным монохроматическим оптическим микропирометром. Погрешность измерения температуры, обусловленная главным образом неопределенностью степени черноты проволоки, была близка к  $\pm 25$  град.

Перед началом испытаний, а также после 1, 5, 13 и 25 ч отжига образцов определялись значения их т. э. д. с. относительно одноименных контрольных термоэлектродов. Во всех случаях т. э. д. с. измерялась при температуре образцов 1000° С.

Сведенные в таблицу\* результаты испытаний характеризуют собой изменения первоначальной т. э. д. с. ( $\Delta E$  в мкв) в процессе отжига

Содержание родана в сплаве, %	Время отжига, ч	Температура отжига, °С									
		1200	1300	1350	1400	1500	1600	1650	1700	1750	1800
		Изменение т. э. д. с. $\Delta E$ мкв									
1	1	1		1		0	-1			-8	
	5	1		0		-1	0			-9	
	13	2		3		4	-2			-10	
	25	3		7		15	9			-16	
6	1	6		5		4	2			-10	
	5	8		8		6	-1			-28	
	13	14		13		10	0			-88	
	25	18		23		18	6			183	
10	1	0	0		0	-2	-3			-6	
	5	2	1		1	-4	-9			-29	
	13	2	3		3	-8	-19			-72	
	25	6	8		6	-10	-31			-125	
13	1	-1		1		0				-6	
	5	0		3		-5				-19	
	13	4		6		-15				-54	
	25	6		9		-32				-76	
20	1	0		1		1				-4	
	5	1		2		-4				-10	
	13	2		2		-16				-30	
	25	3		3		-26				-58	
30	1	6		0		0	-7			-17	
	5	7		-2		-8	-17			-40	
	13	8		-3		-16	-35			-103	
	25	9		-5		-36	-54			-215	
40	1	0		0		0	-6			-10	
	5	2		0		-6	-12			-30	
	13	3		2		-10	-22			-62	
	25	3		-1		-26	-44			-168	

\* Числовые значения изменений т. э. д. с. испытуемых образцов сплавов являются приближенными и характеризуют только общую картину наблюдаемого явления ликвации компонентов сплавов. Поэтому не следует эти числовые значения использовать для суждения о стабильности термопар, составленных из соответствующих термоэлектродов (Ред.).

образцов. О характере этих изменений, например для широко распространенного сплава платины с 10% родия, дает представление рисунок.

Из рассмотрения полученных данных следует, что для каждого из сплавов существует определенная температура, при которой продолжительность отжига не оказывает заметного влияния на т. э. д. с.

При такой температуре, соответствующей точке пересечения кривых (см. рисунок), данный сплав ведет себя подобно азеотропной смеси. При этом отношение скоростей удаления из сплава обоих компонентов таково, что состав его остается неизменным. При более высоких температурах отжига наблюдается резкое падение т. э. д. с. сплавов, связанное с преимущественным удалением из них родия. Наоборот, более низкие температуры отжига приводят к возрастанию т. э. д. с. сплава, обогащающегося родием при преимущественном удалении платины. Это положение было подтверждено экспериментально на образцах из сплавов с 1, 6, 10 и 13% родия, отжигавшихся сначала при температуре 1700°С и показавших систематическое снижение т. э. д. с. Их термоэлектрические характеристики восстанавливались длительным отжигом при температуре 1500°С для сплавов с 1 и 6% родия и при температуре 1300—1350°С для сплавов с 10 и 13% родия.

В заключение можно сказать, что отжиг платинородиевых проволок электрическим током на воздухе приводит к непрерывным изменениям их термоэлектрических характеристик. Степень этих изменений при данной температуре и времени отжига определяется скоростями удаления из сплава отдельных компонентов и их концентрациями.

Поступила в редакцию  
6/IV 1962 г.

А. Н. КОРОЛЕВА

ВНИИМ

### ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЙ ДИЛАТОМЕТР

*В статье приводится описание интерференционного dilatометра, предназначенного для определения температурных коэффициентов удлинения образцов различных материалов в интервале температур  $20 \div 800^\circ \text{C}$  абсолютным методом с погрешностью  $6 \cdot 10^{-8} \text{град}^{-1}$ .*

В связи с необходимостью повышения точности измерений при осуществлении термодинамической температурной шкалы, очень высокие требования предъявляются к точности определения температурного коэффициента  $\alpha$  материала, из которого изготавливают резервуары газового термометра. Это объясняется тем, что на погрешность результата газотермического измерения существенное влияние оказывает погрешность определения  $\alpha$ .

В промышленности также ощущается необходимость в знании температурных коэффициентов удлинения различных материалов с высокой точностью в широком диапазоне температур.

В настоящее время существует большое разнообразие приборов и методов для определения температурных коэффициентов удлинения образцов различных материалов. Широкое распространение получили интерференционные dilatометры [1—3], дающие возможность определять значение  $\alpha$  абсолютным методом достаточно точно. Большинство интерференционных dilatометров основано на методе Физо, где для сравнения расширения образца с расширением специального металлического столика на трех ножках (рис. 1) используются интерференционные полосы равной толщины. Образец *E* укладывается на три выступа столика *A*. Поверхности образца параллельны и отполированы с высокой степенью точности ( $0,05 \div 0,1$  полосы).

На винты столика помещается в свободном состоянии плоскопараллельная пластинка *B*. Между верхней поверхностью образца и нижней поверхностью пластинки имеется небольшой клин.

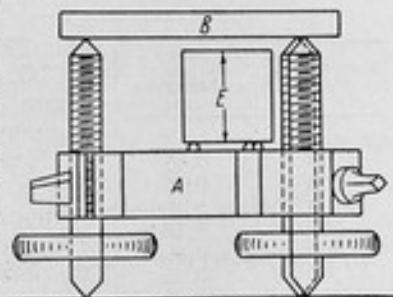


Рис. 1



Если осветить это устройство сверху монохроматическим светом, то лучи, отраженные от верхней поверхности образца и нижней поверхности пластинки, будут интерферировать, образуя интерференционные полосы равной толщины. Толщина воздушного клина  $d$  в этом случае невелика [4] и для определения разности хода  $\gamma$  интерферирующих лучей можно применить формулу

$$\gamma = 2dn \cos r, \quad (1)$$

где  $n$  — показатель преломления воздуха;  
 $r$  — угол падения.

Если угол падения освещающих лучей близок к нулю и  $n = 1$ , то  $\gamma = 2d$ .

Для любого минимума

$$d = N_1 \frac{\lambda}{2}, \quad (2)$$

где  $N_1$  — порядок интерференции;

$\lambda$  — длина волны применяемого монохроматического света.

Целый порядок интерференции может быть получен счетом числа интерференционных полос при изменении разности хода в интерферометре [5—9]. Целый порядок может быть установлен также по совпадению дробных частей порядка интерференции в нескольких спектральных линиях, лежащих в различных частях спектра [4, 10].

#### Метод измерения

Для определения температурного коэффициента удлинения с погрешностью порядка  $5 \cdot 10^{-8} \text{ град}^{-1}$  необходим такой метод, который позволил бы измерять удлинение образца с погрешностью, не превышающей 0,1 мкм. Максимальные разности температур по длине образца не должны превышать 0,2 град при 200°С, 0,5 град при 600°С и 1,0 град при 800°С. Погрешность измерения абсолютного значения температуры не должна превышать значений, приведенных в табл. 1.

Таблица 1

Температура, °С	Погрешность измерения температуры, град
20	0,01
100	0,05
200	0,10
300	0,15
400	0,20
500	0,25
600	0,30
700	0,35
800	0,40

Изучение существующих методов определения  $\alpha$  показало, что получить такую высокую точность при измерении длины образца можно лишь с помощью интерференционного дилатометра. Поэтому для решения поставленной задачи был выбран метод, при котором длина образца измерялась абсолютным интерференционным способом, при этом требовалось создание в термостате в течение сравнительно длительного времени установившегося температурного режима и измерение длины образца при этой температуре. Поверяемый образец при исследовании помещается непосредственно между двумя пластинками из пирекса или кварца и освещается монохроматическим светом. Длина образца определяется по полосам равной толщины по методу совпадения дробных частей.

При работе испытуемый образец, заключенный в металлический блок для выравнивания температуры по высоте, помещается в шахтную печь, являющуюся в то же время и термостатом. Температура печи длительное время поддерживается постоянной с помощью терморегуляторов.

Температура образца измеряется с помощью двух платинородий-платиновых терпар, размещенных в непосредственной близости от него.

Контроль за градиентом температур по высоте блока (110 мм) производится по двум дифференциальным платинородий-платиновым терпарам, заделанным в стенку блока в верхней и нижней его части.

Для осуществления принятого метода по разработанному лабораторией техническому заданию была сконструирована в КБ ВНИИМ (В. И. Лейкумом, В. И. Александровым) и изготовлена на заводе «Эта-

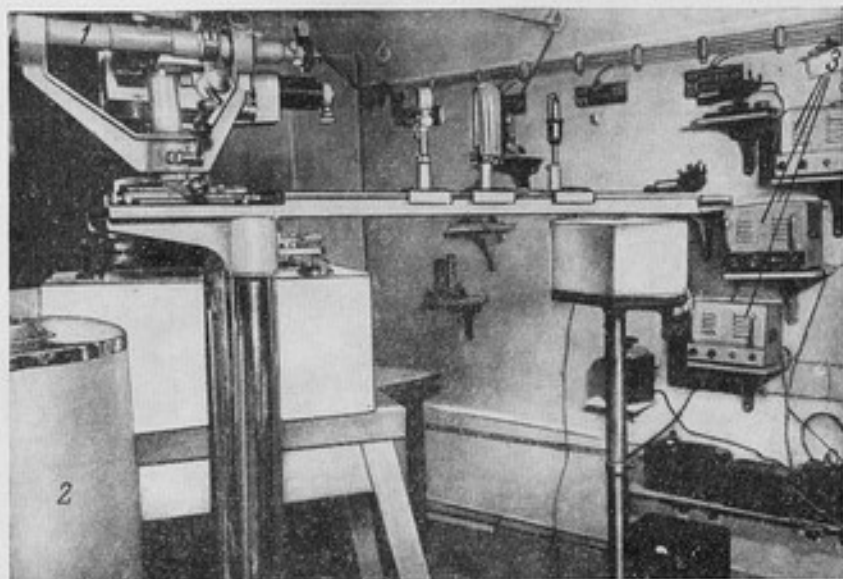


Рис. 2.

лон» (Л. Л. Сметаниным, К. Д. Анисимовым и В. Л. Демидовичем) специальная dilatометрическая установка (рис. 2). Прибор состоит из следующих основных частей: интерферометра (не показанного на рис. 2), трубы с автоколлимационным приспособлением 1, печи 2 и терморегуляторов 3.

#### Интерферометр и труба с автоколлимационным приспособлением

Оптическая схема прибора приведена на рис. 3.

Интерферометр это две пластины *A* и *B*, которые помещены по обеим сторонам исследуемого образца 1. Образец изготавливается таким образом, что он соприкасается с каждой из пластин в трех точках. При различных температурах длина образца определяется по разности хода двух интерферирующих пучков монохроматического света, отражающихся от верхней поверхности нижней пластины и нижней поверхности верхней пластины.

Так как опорные поверхности образца непараллельны между собой, то наблюдается интерференция равной толщины. Пластины интерферометра изготавливаются из прозрачного кварца или пирекса высокого качества. Отклонение поверхности пластин от плоскости не должно превышать 0,1 полосы. Поверхности пластин должны быть наклонены друг к другу под углом порядка 20°.

Для удобства юстировки и работы с прибором труба с автоколлимационным приспособлением укреплена на специальном столе, допускающем два взаимно перпендикулярных перемещения в горизонтальной плоскости. Кроме того, труба может поворачиваться вокруг вертикальной и горизонтальной осей, а также подниматься или опускаться на специальной стойке.

Источник монохроматического света *S* через конденсор *12* освещает щель монохроматора *11*. Пучок света, пройдя объектив *10* и дисперсионную призму, попадает в объектив *9* выходной трубы монохроматора.

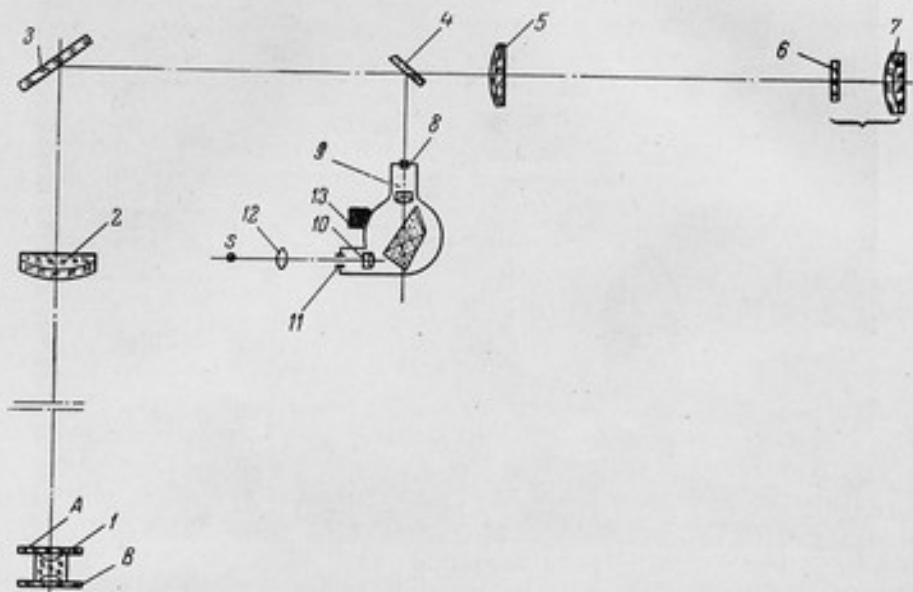


Рис. 3.

Объектив собирает лучи в плоскости выходной щели *8*, расположенной в фокусе объектива *2*. Далее пучок попадает на пластину *4*. Отразившись от пластины, пучок попадает на зеркало *3*, которое направляет лучи в объектив *2*.

Пройдя через объектив *2*, лучи падают на образец, расположенный между двумя прозрачными пластинами *A* и *B*. Часть пучка проходит пластину *A* и отражается от верхней поверхности пластины *B*, другая часть отражается от нижней поверхности пластины *A*. Эти два пучка, имея разность хода, равную удвоенной длине образца, интерферируют. Лучи, идущие от интерференционной картины, преломляются в объективе *2*, отражаются от пластины *3*, проходят параллельным пучком и фокусируются объективом *5*. Изображение интерференционной картины, расположенное в заднем фокусе объектива *5*, рассматривается через окуляр-микrometer *6* и *7*.

Чтобы осветить образец нужной спектральной линией, поворачивают призму монохроматора посредством барабана *13*.

В качестве источников света могут быть использованы лампы с естественным кадмием,  $Cd^{114}$  и  $Hg^{198}$ . Использовать в полной мере ртутную лампу не представляется возможным, так как имеющийся в нашем распоряжении монохроматор УМ-2 не разрешает желтых линий  $Hg$ .

## Нагревательная печь и терморегулятор

Нагрев образца производится с помощью электрической печи (рис. 4), имеющей три обмотки: 1 — основную, 2 — верхнюю и 3 — нижнюю.

Обмотка 1, служащая для нагрева образца, расположена по всей высоте печи, обмотки 2 и 3 предназначены для выравнивания температуры по высоте печи. Основная обмотка изготовлена из нихрома, диаметром 1 мм, и рассчитана на напряжение 220 в при наибольшем токе 9 а. Таким образом, ее номинальная мощность составляет около 2 кВт.

Обмотки 2 и 3, изготовленные из нихрома диаметром 0,6 мм, также рассчитаны на напряжение 220 в при наибольшем токе 4 а (мощность каждой обмотки около 1 кВт).

Размеры печи: высота 640 мм, наружный диаметр 350 мм, внутренний диаметр 70 мм. Печь закреплена на массивном основании, которое имеет три регулируемые по высоте опоры.

Снизу специальным механизмом в цилиндрическое отверстие печи подается столик, на котором установлен образец. Сверху отверстие печи закрыто кварцевыми экранами.

При опробовании печи были сняты графики изменения температуры печи в процессе нагревания при различных нагрузках. Экспериментально установлены величины нагрузок на обмотки для получения нужного температурного режима.

Такого рода графики практически необходимы в работе, так как помогают выбрать для нагрева нужную нагрузку, при которой, спустя определенное количество часов, печь нагревается до требуемой температуры. С помощью этих графиков можно установить время наступления такого режима, когда приток и отток тепла почти уравниваются и температура внутри печи повышается медленно.

При исследовании работы печи было установлено, что наиболее целесообразно включать терморегуляторы именно при наступлении такого режима.

Регулирование температуры в печи осуществлено по методу двухпозиционного регулирования неполным притоком. При этом часть мощности остается все время включенной, и только часть — используется для регулирования, т. е. включается и выключается под воздействием регулятора.

При регулировании неполным притоком и наличии запаздывания колебания регулируемой величины получаются меньшими, чем при регулировании температуры полным притоком [11].

Периодические включения и выключения тока обуславливают колебания температуры печи  $t$  около заданного значения  $t_c$ , причем в различные моменты времени разность  $t - t_c$  принимает различные значения от  $+\Delta t_m$  до  $-\Delta t_m$ .

Для регулирования температуры в нашем случае была выбрана схема фотозлектрического терморегулятора. Общая схема регулирования температуры печи dilatометра дана на рис. 5.

В установке предусмотрено три терморегулятора. Один — действует от изменения т. э. д. с. платинородий-платиновой термопары 2, заделанной в стенку блока, и управляет нагрузкой основной обмотки II печи.

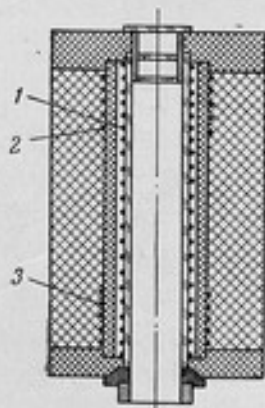


Рис. 4.



Два другие регулятора управляют работой дополнительных обмоток I и III печи. Действуют эти терморегуляторы в том случае, если температура спаев дифференциальных платинородий-платиновых термопар I и 3 неодинакова. Термопары расположены в специальных каналах металлического блока. Спаи одной термопары размещены на расстоянии

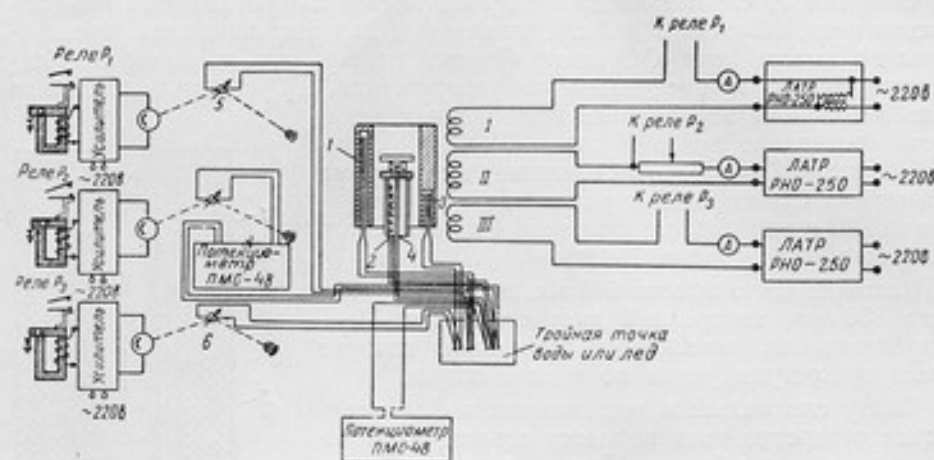


Рис. 5.

около 45 мм друг от друга в верхней и средней частях одного канала блока, спаи другой расположены в средней и нижней частях второго канала. Дифференциальные термопары включены на гальванометры (5 и 6). Наличие градиента температуры по высоте вызывает отклонение светового пятна от среднего

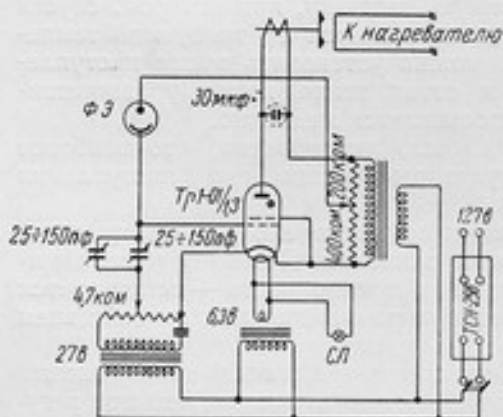


Рис. 6.

положения и освещение или затемнение фотоэлемента, в результате чего через усилитель включаются и выключаются реле  $P_1$ ,  $P_2$ ,  $P_3$ , управляющие работой дополнительных обмоток. Термопара, которая управляет работой основной обмотки печи, включается в компенсационную схему с высокочувствительным низкоомным потенциометром. Отклонение температуры печи, а следовательно, и т. э. д. с. термопары 2 от э. д. с., заданной на потенциометре, повлечет за собой отклонение светового пятна гальванометра от среднего положения

и тем самым будет подан соответствующий сигнал на фотоэлемент, который, в свою очередь, будет через усилитель включать или выключать реле, управляющее определенной частью мощности печи.

Для усиления фототока нами была выбрана тиратронная схема из-за ее простоты и надежности в работе (рис. 6). Сущность работы выбранного усилителя состоит в том, что напряжения на сетке и на аноде тиратрона не совпадают по фазе вследствие наличия в цепи сетки емкости и сопротивления (фотоэлемента).

Подобрав соответствующее значение емкости, можно достичь одновременно появления максимума положительного напряжения на аноде и максимума отрицательного напряжения на сетке при затемненном фотоэлементе.

В этом случае ток в тиратроне отсутствует. Если теперь увеличивать освещенность фотоэлемента (сопротивление уменьшается), то в результате изменения омического сопротивления в цепи, сдвиг фаз между напряжением на аноде и на сетке тиратрона также меняется, и тиратрон будет зажигаться в течение некоторых долей полупериода положительного анодного напряжения, т. е. в зависимости от освещенности фотоэлемента эффективная сила тока в тиратроне будет изменяться более или менее плавно.

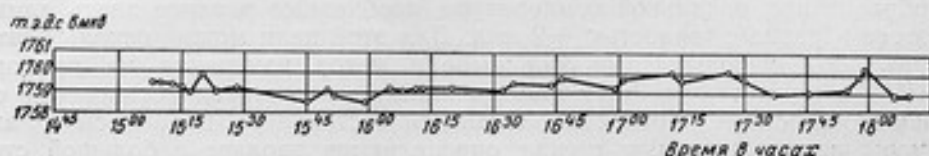


Рис. 7.

Совместная работа регуляторов и печи исследовалась при различных температурах. Температура измерялась платинородий-платиновой термопарой МД-3 (4 на рис. 5), которая была укреплена вблизи образца.

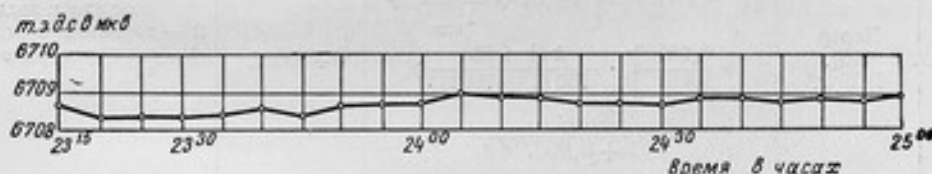


Рис. 8.

На рис. 7 и 8 в качестве примера приведены результаты измерения температуры внутри термостата за время работы терморегуляторов при 238 и 740° С. Из графиков видно, что при заданном значении температуры печи 238° С на протяжении всего времени работы терморегуляторов (3 ч) температура изменялась в пределах  $\pm 0,1$  град, что соответствует изменению т.э.д.с.  $\pm 0,9$  мкВ. При заданном значении температуры печи 740° С температура вблизи образца изменялась в пределах  $\pm 0,1$  град ( $\pm 1,0$  мкВ).

Исследование градиента по высоте образца показало, что максимальная разность температур, спустя 3 ч после включения терморегуляторов, не превышает 0,2 град при температуре около 200° С, 0,5 град при температурах, близких к 600° С, и 1,0 град при температурах около 800° С. Градиент по высоте металлического блока уже спустя 2 ч после включения терморегуляторов не превосходит 0,3 град при температурах до 300° С и 0,7 град при температурах 400–800° С.

Температура образца в процессе исследования измерялась платинородий-платиновыми термопарами, которые были укреплены вблизи образца. Величина т.э.д.с. термопар измерялась на компенсационной схеме.

Все части компенсационной установки выбраны таким образом, чтобы возможно было измерить температуру с наиболее высокой точ-

ностью. Погрешность измерения температуры термомпарой в нашем случае можно положить равной 0,05% от перепада температур вдоль электродов.

Термомпары были проградуированы по эталонным приборам в лабораториях средних и высоких температур ВНИИМ. В интервале 0–80°С градуировка была произведена через 5°С, в интервале 90–300°С — через 20°С. В интервале 300–1300°С для термомпар были вычислены таблицы значений т. э. д. с. [12] через 1°С в нужных для работы интервалах температур.

#### Измерение длины образца

Для нахождения порядка интерференции, соответствующего длине образца при начальной температуре, необходимо заранее знать длину этого образца с точностью  $\pm 2$  мкм. Для этой цели можно использовать различные методы. Нами был выбран метод измерения на приборе ПИУ с применением двух плоскопараллельных стекол (отклонение от плоскостности и плоскопараллельности составляет 0,05 полосы). Размеры вспомогательных стекол определяются заранее с большой степенью точности.

Таблица 2

Автор и год определения	Формула	Область применения	Примечания
Перар [13], 1934 г.	$(N-1) \cdot 10^6 = \left[ 288,02 + \frac{1,478}{\lambda_{\text{возд}}^2} + \frac{0,0316}{\lambda_{\text{возд}}^4} \right] \cdot \frac{h(1+\beta h)}{760(1+760\beta)} \times \frac{1}{1+0,003716\theta}$	0–100°С	$\lambda$ — длина волны в воздухе в мкм, $h$ — давление в мм, $\theta$ — температура в °С, $\beta = 2,4 \cdot 10^{-6}$
Кестерс и Лампе [14, 15], 1934 г.	$(n_{t:B} - 1) = \left[ 268,036 + \frac{1,476}{\lambda_{\text{вак}}^2} + \frac{0,001803}{\lambda_{\text{вак}}^4} \right] \cdot \frac{1+\alpha t}{1+\alpha t} \cdot \frac{B}{760} \cdot 10^{-6}$	Вблизи 20°С	$\lambda$ — длина волны в вакууме в мкм, $B$ — давление в мм, $t$ — температура в °С, $\alpha = 0,00367$ .
Сирс и Барелл [16], 1937 г.	$(n_{T:p} - 1) = (n_{20:760} - 1) \times \frac{p(1+\beta p)}{760(1+760\beta)} \cdot \frac{1+20\alpha}{1+\alpha T};$ $(n_{20:760} - 1) \cdot 10^6 = 267,8725 + \frac{1,5189}{\lambda_{\text{вак}}^2} + \frac{0,01246}{\lambda_{\text{вак}}^4}$	Вблизи 20°С	$\lambda$ — длина волны в вакууме в мкм, $p$ — давление в мм, $T$ — температура в °С, $\beta = 0,73 \cdot 10^{-6}$ , $\alpha = 0,003674$ .
ВНИИМ, 1956 г.	$(n-1) \cdot 10^6 = \left[ 267,982 + \frac{1,5187}{\lambda_{\text{вак}}^2} + \frac{0,01407}{\lambda_{\text{вак}}^4} \right] \cdot \frac{P(1+\beta P)}{760(1+\beta 760)} \times \frac{1+20\alpha}{1+\alpha t} - 0,0555 \frac{e}{1+\alpha t}$	Вблизи 20°С	$\lambda$ — длина волны в вакууме в мкм, $P$ — давление в мм, $t$ — температура в °С, $\beta = 0,735 \cdot 10^{-6}$ , $\alpha = 0,00367$ .

Для точного определения длины образца, как было уже сказано выше, применяется метод совпадения дробных частей. Суть метода состоит в измерении дробных частей полос относительно выбранной

заранее на поверхности образца метки для различных длин воли используемых спектральных линий. Плоскость локализации интерференционных полос равной толщины расположена в непосредственной близости от верхней поверхности образца.

Для отсчета дробных частей в приборе имеется окулярный микрометр с нитью. Для получения большей точности отсчета при установке образца следует добиваться получения широких прямых параллельных полос. Такие полосы можно получить лишь в случае, если и верхнее и нижнее стекло будут отполированы с точностью до 0,1 полосы. В поле зрения рекомендуется иметь 4—5 полос.

Для облегчения подсчетов, связанных с нахождением места совпадения наблюдаемых и вычисленных дробных частей, применялись специальные линейки с визирами [4].

Измерение длины образца производится в условиях, отличных от нормальных. Поэтому в полученное значение длины образца вводят поправку для того, чтобы перейти от значений длин воли, взятых из таблиц или по линейке и соответствующих нормальным условиям воздуха, к значениям длин воли в условиях измерения.

Показатель преломления воздуха и его изменения, вызванные отклонением температуры и давления от нормальных условий, достаточно хорошо изучены.

Показатель преломления воздуха может быть вычислен с помощью экспериментальных формул, приведенных в табл. 2.

Поправка  $\Delta_{t,p}$  на длину волны подсчитывалась в предположении, что длины воли в нормальных условиях и вакууме имеют значения, приведенные в табл. 3 [17, 18].

Таблица 3

Излучения		$\lambda_{\text{возд.}} \text{ \AA}$	$\lambda_{\text{вак.}} \text{ \AA}$
Hg <sup>196</sup>	$\lambda_1$	5 790,6933	5 792,2683
	$\lambda_2$	5 769,6286	5 771,1983
	$\lambda_3$	5 460,7815	5 462,2705
	$\lambda_4$	4 358,3608	4 359,5624
Cd <sup>114</sup>	$\lambda_1$	6 438,5027	6 440,2480
	$\lambda_2$	5 085,8475	5 087,2379
	$\lambda_3$	4 799,9360	4 801,2521
	$\lambda_4$	4 678,1735	4 679,4581

Чтобы решить вопрос о том, какой дисперсионной формулой следует пользоваться при определении поправки на длину волны, нами были подсчитаны поправки для четырех длин волн излучения Cd<sup>114</sup> по дисперсионным формулам, приведенным в табл. 2. Из результатов подсчетов для двух длин волн, приведенных на рис. 9, видно, что поправки на длину волны, вычисленные по указанным дисперсионным формулам, мало отличаются друг от друга. Также очень незначительно разнятся между собой поправки, вычисленные для длин волн  $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4$ .

Если при расчетах ограничиваться лишь поправкой, подсчитанной для  $\lambda_2 = 0,50872379$ , то это внесет погрешность не более  $2,5 \cdot 10^{-6}$ .



Поскольку все определения дисперсионных формул производились лишь при небольших отклонениях от нормальных условий (исключение составляют исследования Перара), то считают, что погрешность определения поправки при температурах, значительно отличающихся от нормальной, возрастает от  $2 \cdot 10^{-8}$  до  $2 \div 5 \cdot 10^{-7}$  [1 и 10].

Для определения поправки на длину волны было решено пользоваться формулой Сирса и Барелла, причем ограничиваться лишь поправкой, подсчитанной для длины волны зеленой линии  $\text{Cd}^{114}$ .

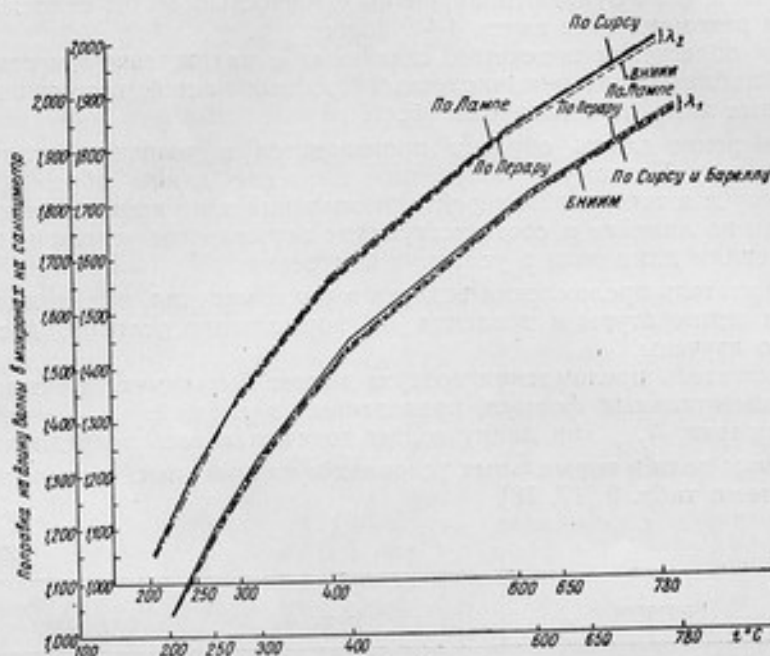


Рис. 9.

В табл. 4 приведены подсчитанные нами погрешности измерения длины образца при различных температурах на установке лаборатории.

Таблица 4

Температура, °C	Погрешность, мкм
Нормальная	0,05
200	0,08
400	0,1
600	0,1
800	0,2

Из наблюдений выяснилось, что проведение измерений длины образца на интерференционном dilatометре при температурах выше  $800^\circ\text{C}$  затруднено из-за появления излучений от нагретого образца, стеклянных пластин и стенок печи.

#### Подсчет температурного коэффициента удлинения

Средним температурным коэффициентом удлинения называется величина

$$\alpha = \frac{1}{l_0} \cdot \frac{l_2 - l_1}{t_2 - t_1}, \quad (3)$$

где  $l_1$  и  $l_2$  — длина испытуемого образца при температуре  $t_1$  и  $t_2$  соответственно;

$l_0$  — длина образца при  $t_0$ .

Если обозначить

$$t_2 - t_1 = \Delta t, \quad l_2 - l_1 = \Delta l,$$

то выражение для среднего значения температурного коэффициента удлинения примет вид

$$\alpha_{t_1, t_2} = \frac{1}{l_0} \cdot \frac{\Delta l}{\Delta t} \quad (4)$$

Предел выражения (3), равный

$$\alpha_t = \frac{1}{l_0} \cdot \frac{dl}{dt} \quad (5)$$

называется температурным коэффициентом удлинения при данной температуре.

Так как длина образца может быть определена при различных температурах  $t_1, t_2$ , то среднее значение температурного коэффициента удлинения между ними может быть оценено следующим образом.

Пусть  $l$  — длина образца и  $N$  — порядок интерференции в выбранной точке. Длина волны и значение  $N$  должны быть известны для трех различных температур:  $20^\circ \text{C}$ ,  $t_1$  и  $t_2$ . Условимся в дальнейшем обозначать эти температуры индексами 0, 1, 2 соответственно. Известно, что при  $t_1$

$$l_1 = N_1 \frac{\lambda_1}{2} = (1 + \Delta_1) N_1 \frac{\lambda_0}{2}$$

и при  $t_2$

$$l_2 = N_2 \frac{\lambda_2}{2} = (1 + \Delta_2) N_2 \frac{\lambda_0}{2},$$

где  $\Delta_1$  и  $\Delta_2$  — поправки на длину волны.

Среднее значение температурного коэффициента удлинения в интервале температур  $t_1 \div t_2$  можно определить по формуле (3).

#### Расчет погрешности

Погрешность результата косвенного измерения может быть установлена на основании закона сложения средних погрешностей. Этот закон выражается формулой [19]

$$\xi_y = \sqrt{\left(\frac{\partial F}{\partial x_1}\right)^2 \xi_1^2 + \left(\frac{\partial F}{\partial x_2}\right)^2 \xi_2^2 + \dots + \left(\frac{\partial F}{\partial x_n}\right)^2 \xi_n^2} \quad (6)$$

где  $F$  — функция, связывающая результат косвенного измерения с результатами прямых измерений величин  $X_1, X_2, X_3, \dots, X_n$ ;

$\xi_y$  — предельная погрешность результата,  
а выражения

$$\frac{\partial F}{\partial x_1} \xi_1; \quad \frac{\partial F}{\partial x_2} \xi_2; \quad \dots \quad \frac{\partial F}{\partial x_n} \xi_n$$

являются частными погрешностями косвенного измерения.

Для нашего случая формула (6) принимает вид

$$\xi_\alpha = \sqrt{\left(\frac{\partial \alpha}{\partial l_0}\right)^2 \xi_{l_0}^2 + \left(\frac{\partial \alpha}{\partial \Delta l}\right)^2 \xi_{\Delta l}^2 + \left(\frac{\partial \alpha}{\partial \Delta t}\right)^2 \xi_{\Delta t}^2}$$

где  $\xi_\alpha, \xi_{l_0}, \xi_{\Delta l}, \xi_{\Delta t}$  — предельные погрешности результатов измерений величин  $\alpha, l_0, \Delta l, \Delta t$  соответственно.

Так как созданная установка позволяет определять температурный коэффициент удлинения  $\alpha$  различных материалов, то анализ погрешностей измерения его произведен для двух случаев: температурный коэффициент удлинения  $\alpha$  равен  $10 \cdot 10^{-6} \text{ град}^{-1}$  и  $0,5 \cdot 10^{-6} \text{ град}^{-1}$ .

Погрешности определения  $\alpha$  будут различными для разных температурных интервалов. Нами при предварительном исследовании dilatометрической установки было произведено определение  $\alpha$  коэффициентов удлинения в интервале температур  $20 \div 700^\circ \text{C}$ . Поэтому при подсчетах погрешности определения  $\alpha$  на нашей установке все расчеты проведены для трех интервалов:  $20 \div 200^\circ \text{C}$ ,  $20 \div 600^\circ \text{C}$  и  $20 \div 800^\circ \text{C}$ . Результаты подсчетов предельной погрешности определения  $\alpha$  приводятся в табл. 5.

Таблица 5

Интервал температур, $^\circ \text{C}$	Погрешность определения температуры, град		Градиент по высоте образца, град	Погрешность определения разности температур $t_2 - t_1$ , град	Погрешность определения длины образца, мкм				Погрешность определения $\alpha$ , $10^8 \text{ град}^{-1}$
	$t_1$	$t_2$			$l_2$	$l_1$	$l_3$	$l_2 - l_1$	
$\alpha = 10 \cdot 10^{-6} \text{ град}^{-1}$									
$20 \div 200$	$\pm 0,1$	$\pm 0,1$	0,2	$\pm 0,3$	$\pm 0,05$	$\pm 0,05$	$\pm 0,08$	$\pm 0,09$	5,2
$20 \div 600$	$\pm 0,1$	$\pm 0,30$	0,5	$\pm 0,6$	$\pm 0,05$	$\pm 0,05$	$\pm 0,1$	$\pm 0,11$	2,0
$20 \div 800$	$\pm 0,1$	$\pm 0,40$	1,0	$\pm 1,0$	$\pm 0,05$	$\pm 0,05$	$\pm 0,2$	$\pm 0,21$	3,0
$\alpha = 0,5 \cdot 10^{-6} \text{ град}^{-1}$									
$20 \div 200$	$\pm 0,1$	$\pm 0,1$	0,2	$\pm 0,3$	$\pm 0,05$	$\pm 0,05$	$\pm 0,08$	$\pm 0,09$	5,0
$20 \div 600$	$\pm 0,1$	$\pm 0,3$	0,5	$\pm 0,6$	$\pm 0,05$	$\pm 0,05$	$\pm 0,1$	$\pm 0,11$	2,0

Таким образом, наибольшая величина погрешности определения  $\alpha$  на интерференционном dilatометре ВНИИМ не будет превышать  $5,2 \cdot 10^{-8} \text{ град}^{-1}$ .

#### Предварительное исследование интерференционного dilatометра

С целью экспериментального исследования погрешности определения  $\alpha$  на dilatометрической установке ВНИИМ было произведено определение  $\alpha$  для нескольких образцов кварца и платино-иридия.

Определение расширения кварца производилось в интервале температур  $21 \div 600^\circ \text{C}$ , платино-иридия (10% иридия, 90% платины) — при температурах от 18 до  $750^\circ \text{C}$ .

Измерения при определении коэффициентов производились в стационарных условиях, т. е. по достижении в печи нужной температуры включались терморегуляторы, и температура поддерживалась постоянной в течение 3—5 ч. Длина образца измерялась лишь спустя 2—3 ч после достижения в печи установившегося режима. Результаты измерения  $\alpha$  платино-иридия и плавленного кварца приведены в табл. 6.

Полученные значения  $\alpha$  хорошо согласуются с результатами определения этих коэффициентов другими методами. Погрешность метода определения  $\alpha$  не превосходит  $6 \cdot 10^{-8} \text{ град}^{-1}$ .

На основании изучения созданной во ВНИИМ dilatометрической установки для исследования образцов различных материалов можно сделать следующие выводы:

1. Установка позволяет определять температурные коэффициенты удлинения образцов различных материалов в интервале температур  $20 \div 800^\circ \text{C}$  с погрешностью  $6 \cdot 10^{-8} \text{ град}^{-1}$ .

2. Разработанная конструкция печи и терморегуляторов позволяет производить нагрев образца до любой температуры в интервале  $20 \div 1000^\circ \text{C}$  и сохранять заданную температуру в термостате длительное время.

Таблица 6

Температура образца, $^\circ \text{C}$		$\alpha \cdot 10^{-6} \text{ град}^{-1}$
$t_1$	$t_2$	
Платино-иридий		
18,2	138,9	9,20
18,2	223,8	9,34
18,2	490,8	9,59
18,2	679,6	9,89
18,2	741,9	10,10
Плавленый кварц		
21,8	219,1	0,56
21,8	309,2	0,51
21,8	603,3	0,52
21,8	608,1	0,52

Колебания температуры термодпары, расположенной вблизи образца, около заданного ее значения в интервале  $20 \div 800^\circ \text{C}$  лежат в пределах  $\pm 0,1 \text{ град}$ .

3. Градиент по высоте металлического блока через 1,5—2 ч после включения терморегуляторов не превосходит  $0,3 \text{ град}$  при температурах до  $300^\circ \text{C}$  и  $0,7 \text{ град}$  при температурах  $400 \div 800^\circ \text{C}$ .

4. Градиент по высоте образца (10 мм) не превосходит  $0,2 \text{ град}$  при температурах до  $300^\circ \text{C}$  и  $0,5 \text{ град}$  при температурах от 300 до  $800^\circ \text{C}$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Merritt G. E., The interference method of measuring thermal expansion, J. Res. NBS, v. 10, № 1, 1933.
2. Pulfrich C., The Abbe-Field dilatometer, Z. Instr., v. 18, 1898, p. 261.
3. Saunders I. B., Improved interferometric procedure with application to expansion measurements, J. Res. NBS, v. 23, № 1, 1939.
4. Романова М. Ф., Интерференция света и ее применение, ОНТИ, 1937.
5. Saunders I. B., J. Res. NBS, 35, 1945, p. 157.
6. Nix and Mac Nair, Rev. of Sci. Instr., v. 12, 1941, p. 66.
7. Green Milton, Levin S. Benedict and Greenberg Irving N., Instruments. Control Systems, v. 32, 1959.
8. Work R. H., J. Res. NBS, v. 47, August, 1951, p. 80.
9. Ruffino G., Acta Jmeko, Budapest, 1961.
10. Kishii T., The Precise Measurement of the Thermal Expansion Coefficient of Glass by Interferometric Dilatometer, Travaux du 4-e Congrès international du verre., Paris, impr. Chaix, 1957.
11. Кампе-Немм А. А., Динамика двухпозиционного регулирования. Госэнергоиздат, 1955.



12. Приборы для измерения температуры и их поверка, Инструктивные материалы, Машгиз, 1955.

13. Pégard A., Travaux et Mémoires du BIPM, v. XIX, 1934, p. 78.

14. Kösters W., Lampe, Phys. Zeitschr., Bd. XXXV, 1934, S. 224.

15. Kösters W., Lampe, Comptes rendus des Séances Huitième Conférence Générale des Poids et Mesures, 1933, p. 79.

16. Sears I. E., Barrel H., Procès-verbaux des Séances, Comité International des Poids et Mesures, XVIII, 1937, p. 94, 2-e Série.

17. Bruss C. F., Wavelength Data and Correction Table for Length Interferometry. Commonwealth Scient. and Industr. Res. Organization, Australia, Melbourne, 1956.

18. Батарчукова Н. Р., Новый эталон для воспроизведения единицы длины, Труды институтов Комитета, вып. 47 (107), 1961.

19. Маликов М. Ф., Основы метрологии, М., 1949.

Поступила в редакцию  
2/IV 1962 г.

Е. М. КАМОЧКИНА, Н. Н. ЭРГАРТ

ВНИИМ

### ПОСТОЯННАЯ ТОЧКА ПАЛЛАДИЯ

*В статье приводится описание созданной во ВНИИМ шахтной печи для осуществления постоянной точки палладия в условиях, максимально приближающихся к рекомендациям Международной практической температурной шкалы (МПТШ) по воспроизведению постоянных точек с более низкими температурами затвердевания. Воспроизводимость точки палладия  $\pm 0,7$  град, средняя квадратичная погрешность ряда при градуировке термомпар  $\pm 1,5$  град.*

В промышленности с каждым годом возрастают требования к точности измерения температур. Это ведет к необходимости повышения точности измерительных приборов, что, в свою очередь, требует постоянного совершенствования и уточнения методов градуировки приборов, служащих для измерения температур. Один из путей уменьшения погрешности градуировки рабочих приборов — повышение точности передачи температурной шкалы к образцовым приборам.

Для измерения высоких температур используются термомпары, область применения которых непрерывно расширяется. Рабочими платинородиевыми термомпарами ПР-30/6, градуировочные таблицы которых приведены в ГОСТ 3044—61, можно кратковременно измерять температуру до  $1800^{\circ}\text{C}$ , а не до  $1600^{\circ}\text{C}$ , как платинородий-платиновыми термомпарами ПП.

Градуировка образцовых термомпар обычно производится по постоянным точкам, причем из применяемых вторичных постоянных точек наиболее высокую температуру затвердевания ( $1083^{\circ}\text{C}$ ) имеет точка меди [1]. Выше этой температуры производится экстраполяция т. э. д. с. термомпар ПП по квадратичной кривой на  $500^{\circ}\text{C}$ , а термомпар ПР — на  $700^{\circ}\text{C}$ . Естественно, что при этом увеличивается погрешность передачи температурной шкалы и измерения температуры.

Во ВНИИМ и в его Свердловском филиале ранее предпринимались попытки воспроизвести постоянную точку палладия для градуировки высокотемпературных термомпар. В 1955 г. во ВНИИМ был разработан метод малого погружения, при осуществлении которого малые навески технически чистых металлов плавил в индукционной печи [2]. Однако этот метод требует громоздкой специальной аппаратуры и условия его реализации совершенно не удовлетворяют условиям Международной

практической температурной шкалы (МПТШ), поэтому его нельзя использовать для градуировки образцовых термопар.

В 1959—1960 гг. в Свердловском филиале ВНИИМ производилась экспериментальная градуировка термопар при температуре плавления палладия. На рабочий конец термопары наматывалась палладиевая проволока диаметром 0,5 мм, при плавлении которой определялась т. э. д. с. термопары в точке палладия. После каждого измерения конец термопары с палладием приходилось обрезать и спай делать заново. Этот метод может быть применен для градуировки рабочих высокотемпературных термопар, но его нельзя рекомендовать для градуировки образцовых термопар вследствие значительного укорочения электродов термопар и невозможности повторной градуировки одного и того же рабочего конца.

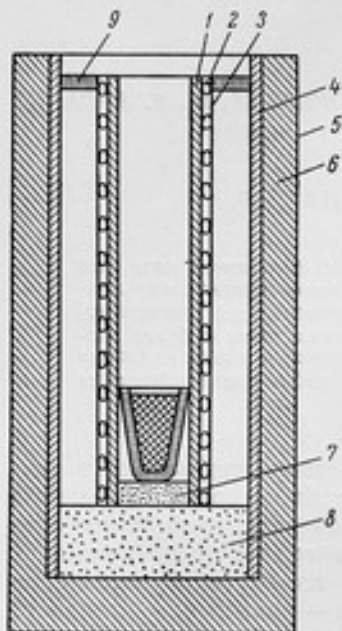


Рис. 1.

Во ВНИИМ разработана и исследована аппаратура для воспроизведения постоянной точки палладия в условиях, весьма близких к рекомендациям МПТШ по воспроизведению постоянных точек с более низкими температурами затвердевания.

Рабочее пространство печи для плавки палладия (рис. 1) образуется трубой 1 из окиси алюминия с примесью 1% окиси титана. Внутренний диаметр трубы  $58 \pm 3$  мм, наружный  $73 \pm 2$  мм, длина  $300 \pm 5$  мм. Нагревательная обмотка 2 на трубе 1 выполнена из ленты сечением  $5,25 \times 0,2$  мм, изготовленной из сплавов 20% родия с платиной (ПР-20), 30% родия с платиной (ПР-30) или 40% родия с платиной (ПР-40). Концы обмотки закрепляются на этой трубе бандажми, которые переходят в наружные выводы, имеющие в 3—4 раза большее сечение, чем нагреватель.

Для предохранения обмотки от сползания во время нагрева (вследствие разности коэффициентов расширения керамической трубы и металлической обмотки) и от замыкания витков, ее обмазывают смесью 3, состоящей из 50% каолина и 50% окиси алюминия, разведенных водой до густоты сметаны.

Труба 4 из непрозрачного кварца наружным диаметром 130 мм, с толщиной стенки 8 мм, служит экраном. Пространство между экраном 4 и наружной оболочкой печи 5 засыпано порошкообразной смесью 6 из окиси алюминия, пережженного асбеста и шамота-легковеса (примерно в равных пропорциях). Внутрь экрана, на высоту около 100 мм, засыпается чистая порошкообразная окись алюминия 8, которая служит впоследствии дном рабочего пространства печи.

На засыпку, коаксиально с экраном 4, устанавливается труба 1 так, чтобы верхний срез ее располагался на 20—30 мм ниже верхнего среза экрана. Верхний торец трубы 1 удерживается в заданном положении с помощью вкладышей 9 из шамота-легковеса. С наружной стороны вкладыши тщательно промазываются обмазкой того же состава, что и обмазка на обмотке. Внутрь трубы 1 засыпается окись алюминия 7 до высоты, обеспечивающей попадание тигля с металлом в область равномерной температуры печи.

Для уменьшения тепловых потерь при нагреве печи на тигель с металлом устанавливают 3—5 крышек из окиси алюминия с 1% окиси титана или двуокиси циркония. Следует заметить, что изделия из двуокиси циркония плохо выдерживают тепловой удар и зачастую при эксплуатации получают дополнительный отжиг.

Для установки охранного колпачка в расплавленный металл у печи предусмотрена кремальера, применяемая у печей типа ПШ-1 [1]. Эта кремальера обеспечивает движение колпачка в трех направлениях.

### Характеристики печи

Максимальная потребляемая мощность . . . . .	3—4 <i>квт</i>
Напряжение сети переменного тока . . . . .	220 <i>в</i>
Максимальный рабочий ток . . . . .	18 <i>а</i>
Максимальная рабочая температура . . . . .	1600°С
Время разогрева до максимальной температуры . . . . .	3—4 <i>ч</i>
Размеры рабочего пространства:	
диаметр . . . . .	55—60 <i>мм</i>
высота . . . . .	250—300 <i>мм</i>
Вес печи, около . . . . .	20 <i>кг</i>

В средней части печи расположена зона однородной температуры (в пределах  $\pm 1$  град) протяженностью 8—10 см.

Для плавления палладия использовались тигли из окиси алюминия с 1% окиси титана, имеющие форму усеченного конуса (диаметр дна 24 мм, верхнего среза 45 мм, высота 50÷55 мм). Окись алюминия является чистым материалом, не загрязняющим даже такие металлы, как платина и платинородий. Присадка 1% окиси титана делает изделия стойкими к тепловому удару. В тигель загружается 400—500 г палладия.

Охранный колпачок термопары при градуировке погружается в металл на глубину 50 мм. Систематическая ошибка в показаниях термопары, вызванная оттоком тепла вдоль электродов при этой глубине погружения термопары в металл, была найдена расчетным путем и составляет  $-0,6$  град [3].

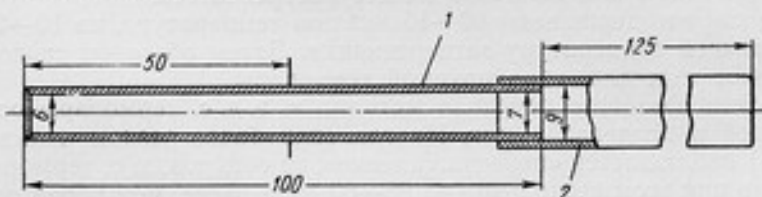


Рис. 2.

По положению о МПТШ 1948 г. воспроизведение шкалы температур выше 1063°С осуществляется эталонным оптическим пирометром. Поэтому температура затвердевания слитка палладия, примененного при градуировке термопар, была определена эталонным оптическим пирометром ВНИИМ. Для измерения температуры затвердевания палладия использовалась модель черного тела, конструкция которого изображена на рис. 2. Колпачок 1 из окиси алюминия с окисью титана вставляется и крепится в большего диаметра цилиндрической трубке 2 из окиси алюминия. Полостью излучения служит погружаемая в металл часть колпачка (диаметр дна — 6 мм, длина — 45—50 мм). При измерениях изображение дна колпачка в пирометре имело диаметр



5 мм, что вполне достаточно для надежного уравнивания яркостей дна модели и нити лампочки пирометра. Измерения производились двумя пирометрами. Была измерена температура 39 фазовых переходов палладия. После введения поправок на ослабление призмы, на нечерноту излучающей полости, на лучистый теплообмен между полостью излучения и окружающим пространством температура затвердевания применяемого образца палладия была определена равной  $1549,2 \pm 1,2^\circ \text{C}$ .

Температура затвердевания палладия по данным НБЭ [4] равна 1550,2 и  $1551,2^\circ \text{C}$ , по МПТШ 1948 г. —  $1552^\circ \text{C}$ .

В осуществленной постоянной точке были проградуированы 11 термомпар типа ПР-30/6. Разброс значений т. э. д. с. на различных площадках не превосходил 1,5 град. Средняя квадратичная погрешность результата градуировки термомпар ПР-30/6 в точке палладия может быть оценена равной  $\pm 0,7$  град при получении значений не менее чем на четырех площадках затвердевания.

Постоянная точка палладия может применяться для градуировки образцовых термомпар из благородных металлов. При ее осуществлении рекомендуется следующий порядок работы.

После сборки печи и установки в нее тигля со слитком палладия ее включают в сеть. Охранный колпачок вводится внутрь печи так, чтобы конец его соприкасался с поверхностью слитка палладия. Ток в нагревателе медленно повышают в течение 2 ч; для печи ВНИИМ начальным был ток 2 а.

Через 3—4 ч палладий расплавляется (при этом достаточно легко нажать на колпачок, чтобы он вошел в металл). Когда палладий расплавится, ток в нагревателе снижают так, чтобы температура палладия на 10—20 град была выше его температуры затвердевания, т. е. была  $1560—1570^\circ \text{C}$ . (В нашем случае ток был снижен до 12 а). Охранный колпачок термомпары устанавливается в палладию вдоль оси печи; нижний конец колпачка должен быть приподнят на 5—10 мм от дна тигля. Этим обеспечивается погружение колпачка в палладий на 45—50 мм, о чем судят по состоянию его поверхности после извлечения из печи. Далее медленно (за 2—3 мин) в колпачок погружают градуируемую термомпару. При быстром погружении вследствие теплового удара изоляция термомпары или колпачка может растрескаться.

Термомпару выдерживают 10—15 мин при температуре, на 10—20 град превышающей температуру затвердевания. Затем обычным способом [1] определяют т. э. д. с. градуируемой термомпары.

Во время фазового перехода металла т. э. д. с. термомпары остается постоянной в пределах 1 мкв. Иногда (при более резком охлаждении металла) наблюдается «переохлаждение», то есть т. э. д. с. термомпары на площадке при этом несколько (до 25—60 мкв) выше, чем перед ее началом. Величина т. э. д. с. на площадке измерялась каждые 30 сек. Продолжавшаяся 8—12 мин каждая площадка затвердевания позволяла градуировать за это время 2—3 термомпары [5].

### Выводы

Во ВНИИМ создана и исследована аппаратура для воспроизведения постоянной точки палладия в условиях, максимально приближающихся к рекомендациям МПТШ по воспроизведению постоянных точек с более низкими температурами затвердевания.

Предельная погрешность градуировки термомпар в точке палладия не превышает  $\pm 1,5$  град. Температура затвердевания применяемого образца палладия определена равной  $1549 \pm 1,2^\circ \text{C}$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. Эргардт Н. Н., Воспроизведение и передача с помощью термопар температурной шкалы в области  $300 \div 1063^\circ \text{C}$ . Труды институтов Комитета, вып. 51 (III), 1961.
2. Эргардт Н. Н., Новый метод градуировки термопар, «Измерительная техника», № 6, 1957.
3. Гордов А. Н., Применение теории теплообмена к решению некоторых задач температурных измерений, Труды институтов Комитета, вып. 51 (III), 1961.
4. Fairchild C. O., Hoover W. H., Peferis M. F., A new determination of the melting point of palladium, Bureau of Standards J. of Research, v. 2, № 5, May, 1929.
5. Эргардт Н. Н., Исследование платинородий-платиновых термопар из материалов повышенной чистоты, «Измерительная техника», № 2, 1956.

Поступила в редакцию  
23/II 1962 г.

## СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие . . . . .	3
И. И. Киренков. О расхождениях между термодинамической и Международной практической температурными шкалами . . . . .	5
Н. В. Арефьева, У. В. Дийков, А. Г. Доброхотов, К. С. Израиллов, И. И. Киренков, Л. В. Никитенко, Н. В. Шеметилло. Новые измерения термодинамической температуры с помощью газового термометра . . . . .	14
И. И. Киренков, Г. А. Крахмальникова. Спектропирометрическая установка для построения температурной шкалы фотоэлектрическим методом . . . . .	30
Г. А. Крахмальникова. Построение температурной шкалы фотоэлектрическим методом в широком спектральном интервале . . . . .	46
Э. А. Лапина. Метод и аппаратура для осуществления Международной практической температурной шкалы с помощью инфракрасного излучения . . . . .	62
И. И. Киренков, Г. А. Крахмальникова. Поглощающие светофильтры для температурных измерений в широком спектральном интервале . . . . .	71
И. И. Киренков. Новый метод расчета эффективной длины волны . . . . .	78
И. И. Киренков. Влияние рассеянного света в оптических устройствах точной пирометрии . . . . .	85
И. И. Киренков, Э. А. Лапина. Расчет цветовой температуры по формуле Планка . . . . .	91
Н. Н. Эргардт. О постоянной точке меди . . . . .	94
Б. К. Брагин. О градуировке образцовых термпар в точке затвердевания меди . . . . .	97
К. З. Гомельский, Н. Я. Ишутнинова, В. Ф. Лугинина. Установка для аттестации образцовых веществ для высокотемпературной калориметрии . . . . .	101
К. З. Гомельский, Н. Я. Ишутнинова, В. Ф. Лугинина. Исследование образцовых веществ для высокотемпературной калориметрии . . . . .	120
Ф. З. Алиева. Измерение температуры в интервале от $-182,97$ до $+630^{\circ}\text{C}$ с помощью платинового термометра сопротивления, отградуированного в двух точках . . . . .	134
А. Д. Бродский. Измерение низких температур с помощью платинового термометра сопротивления без градуировки его в точке кипения кислорода . . . . .	149
Э. А. Лапина. Опыт применения инфракрасного спектропирометра для определения спектрального коэффициента черноты излучения некоторых типов оксидных катодов . . . . .	153

К. С. Израйлов. Методика определения механических характеристик мембран для разделительных камер газового термометра . . . . .	159
А. Д. Бродский. Аппаратура для измерения быстроменяющейся температуры ниже 0°С . . . . .	182
Д. Ф. Тартаковский. К расчету измерительных систем с электрической коррекцией инерционности датчиков . . . . .	187
М. С. Каяндер. Моделирование измерения переменных температур . .	198
А. Х. Фаянс. Термостат с жидкометаллическим теплоносителем . . . .	208
Г. С. Амброк. Методика расчета поверочных печей . . . . .	212
Б. К. Брагин, Г. Б. Лапп, И. Р. Лепни. Влияние отжига на т. э. д. с. термоэлектродного платинородия . . . . .	220
А. Н. Королева. Интерференционный dilatометр . . . . .	223
Е. М. Камочкина, Н. Н. Эргардт. Постоянная точка палладия . .	237

---



Редактор издательства *Н. Н. Александрова*

Техн. редактор *Р. Г. Польская*

Корректор *Л. Н. Кириш*

Подписано к печати 15/V 1963 г.

Уч.-изд. л. 21,04

Формат бумаги 70 × 108<sup>1</sup>/<sub>16</sub>

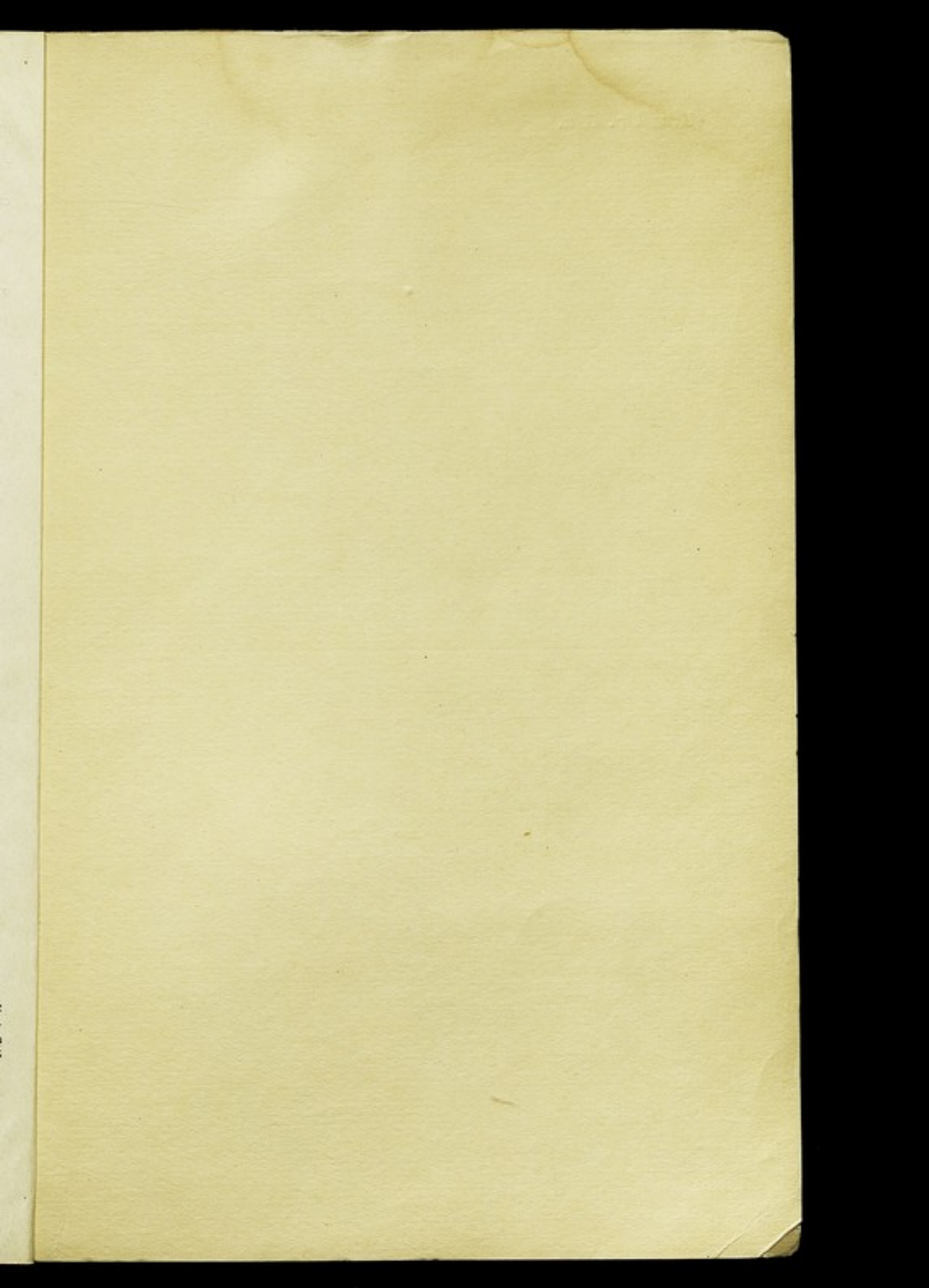
Печ. л. 15,25

М-22273

Тираж 2000

Заказ 1723

Картфабрика ВМФ



Цена 1 р. 47 к.